

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

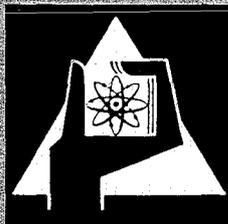
Mai 1971

KFK 1380

Institut für Reaktorentwicklung
Projekt Schneller Brüter

**Die Ausbreitung örtlicher Störungen
im Kern Schneller Natriumgekühlter Reaktoren
und ihre Bedeutung für die Reaktorsicherheit**

K. Gast



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Mai 1971

KFK 1380

Institut für Reaktorentwicklung
Projekt Schneller Brüter

Die Ausbreitung örtlicher Störungen
im Kern Schneller Natriumgekühlter Reaktoren
und ihre Bedeutung für die Reaktorsicherheit

K. Gast

Gesellschaft für Kernforschung mbH., Karlsruhe

Zusammenfassung

Diese Arbeit behandelt das Problem der Ausbreitung örtlicher Kühlungsstörungen und Brennelementschäden im Kern schneller natriumgekühlter Reaktoren. Ursächliche Störungen, Folgeereignisse und mögliche Mechanismen zur Unfallauslösung werden anhand von Fehlerbäumen in ihrem kausalen Zusammenhang diskutiert und in ihrer Bedeutung für die Sicherheit des Reaktors gewichtet. Als die kritischen Pfade denkbarer Störfallabläufe werden identifiziert

- örtlich begrenzte Kühlungsstörungen innerhalb eines Brennstabbüdels, die über fortschreitendes Versagen von Brennstäben oder lokales Sieden des Kühlmittels zu einer Kühlmittlejektion aus dem gesamten Brennelement und schließlich zu einer explosionsähnlichen Wechselwirkung zwischen überhitztem Brennstoff und Natrium führen können,
- plötzliche Freisetzung größerer Spaltgasmengen bei spontanem Bersten einer Vielzahl von Hüllrohren eines Brennelements im Bereich des Spaltgassammelraumes als mögliche Ursache für eine Leistungsexkursion aufgrund der Kühlmittelverlust-Reaktivität.

Das Problem plötzlicher Spaltgasfreisetzung wird durch eine Änderung in der Konstruktion des Brennstabes auf einfache Weise gelöst.

Innerhalb der erstgenannten Störfallkette werden die wichtigsten Einzelergebnisse - vor allem im Hinblick auf eine rechtzeitige Schadenserkenkung mit speziellen Überwachungsinstrumenten - analysiert. Dabei wird eine laufende Überwachung der Austrittstemperatur oder des Kühlmitteldurchsatzes jedes Brennelements vorausgesetzt. Ein Ergebnis dieser Untersuchung ist, daß örtliche Strömungshindernisse den Kühlmittelstrom und die Aufwärmspanne in dem betroffenen Brennelement erst dann meßbar verändern, wenn etwa 1/3 des gesamten Strömungsquerschnitts blockiert ist. Aus einer Wahrscheinlichkeitsbetrachtung wird geschlossen, daß bei solchen Kühlungsstörungen mit Hüllrohrschäden zu rechnen ist, bevor lokales Kühlmittelsieden einsetzt, und daß deshalb einer Früherkennung von Hüllschäden große Bedeutung zukommt. Deshalb wird eine Methode zum schnellen Nachweis und zur Lokalisierung von Hüllschäden entwickelt. Diese Methode beruht auf der Abscheidung von Spaltgasblasen aus dem Kühlmittelstrom am Austritt des Brennelements. Die Wirksamkeit dieses Hüllschadendetektors wird in Simulationsexperimenten demonstriert.

Es wird ein erstes analytisches Modell zur Beschreibung der Vorgänge bei lokalem Natriumsieden in Stabbündel-Geometrie entwickelt. Diesem Modell liegt die Annahme des Einzelblasensiedens bei erheblichem Siedeverzug zugrunde. Es berücksichtigt die thermohydraulischen Besonderheiten eines Brennstabbüdels. In der numerischen Rechnung wurde u. a. der Einfluß des Siedeverzugs und des Temperaturfeldes in dem gestörten Bereich parametrisch untersucht. Die Ergebnisse der Analyse lassen erwarten, daß selbst bei hohen Siedeüberhitzungen von mehr als 100°C die einzelnen Siedeblasen innerhalb von etwa 30 ms vollständig kondensieren, und daß eine Überhitzung der Hüllrohre innerhalb der Dampfblasen während dieser Zeit ausgeschlossen werden kann. Weiterhin wird gezeigt, daß bei erheblichem Siedeverzug die rasche Volumenänderung einzelner Siedeblasen Schwankungen der Natriumgeschwindigkeit am Brennelementaustritt verursacht, die mit einem elektromagnetischen Durchflußmesser detektierbar sind. Diese auf theoretischem Wege gewonnenen Ergebnisse bedürfen noch einer experimentellen Bestätigung.

Abstract

This report deals with the problem of propagation of local cooling disturbances and fuel element faults in the core of a sodium cooled fast breeder reactor. Initial faults, their possible consequences and potential mechanisms to cause a nuclear accident are discussed ahead of failure trees and are weighed in their importance with regard to reactor safety. Among possible chains of events two critical paths are identified:

- Local cooling disturbances within a fuel element bundle, which could, via successive failure of fuel pins or local boiling, lead to gross boiling and sodium ejection from the entire fuel element and finally to an explosive interaction between overheated fuel and sodium.
- Simultaneous rupture of many cladding tubes in the gas plenum region of a fuel element, resulting in a sudden release of considerable amounts of fission gas, which could lead to in a nuclear excursion via the sodium-void-reactivity.

The latter problem of sudden fission gas release is solved by a simple change in the fuel element design.

Of the former chain of faults, the most important individual events are analysed, especially with respect to their detectability by means of special monitoring instruments. It is assumed, that either the coolant outlet temperature or the coolant flow rate of each subassembly is monitored continuously. One result of this analysis is that local blockages will cause no measurable change in the coolant flow rate and in the outlet temperature of the affected subassembly, unless about 1/3 of the bundle cross section is blocked. From a probability consideration it is concluded, that in case of such a cooling disturbance fuel clad failures are likely to occur prior to local boiling of the coolant, and that, therefore, early clad failure detection is of great importance. Towards this goal, a method for the fast detection and localization of clad failures is developed. This method is based on the separation of fission gas bubbles from the coolant flow by means of a cyclon generator at the subassembly outlet. The feasibility of this clad failure detection system is demonstrated in simulation experiments.

A first analytical model is developed to describe the process of local sodium boiling in a pin bundle geometry. The model is based on the assumption of single bubble boiling at considerable superheat. The thermal hydraulic properties of a fuel element bundle are considered. In the numerical calculations, the effects of sodium superheat and of the temperature field in the disturbed region are investigated parametrically. The analytical results indicate that, even at superheats as high as 100°C , individual vapour bubbles will recondense completely within about 30 ms, and that the fuel cladding inside the bubbles will not be exposed to excessive temperatures during this time. Furthermore it is shown, that in case of considerable superheat the rapid volume change of individual vapour bubbles will cause variations of the coolant flow rate at the subassembly outlet, which can be detected by means of an electromagnetic flowmeter. These analytical results will have to be verified experimentally.

Inhaltsverzeichnis

	<u>Seite</u>
Zusammenfassung	III
1. Entwicklung der Sicherheitsbetrachtung Schneller Reaktoren	1
2. Das Propagationsproblem und Wege zu seiner Lösung	4
3. Analyse der Vorgänge während der Schadensausbreitung	8
3.1 Wichtung hypothetischer Schadensabläufe	8
3.2 Lokale Kühlungsstörungen im einphasigen Bereich	14
3.2.1 Ursachen	14
3.2.2 Detektierbarkeit örtlicher Strömungshindernisse	15
3.2.3 Zur Vermeidung von Sieden erforderlicher Restdurchsatz	19
3.2.4 Relative Wahrscheinlichkeit für Hüllrohrversagen und Natriumsieden	21
3.2.5 Fortschreitendes Versagen von Brennstäben	23
3.2.6 Vorläufige Schlußfolgerungen aus Kap.3.2	28
3.3 Lokales Sieden des Kühlmittels	30
3.3.1 Bedeutung im Zusammenhang mit örtlichen Störungen	30
3.3.2 Auslösebedingungen und qualitativer Ablauf des Siedevorgangs	31
3.3.3 Analytische Beschreibung des Siedevorganges	34
3.3.3.1 Dynamik der Flüssigkeitsströmung	34
3.3.3.2 Der Dampfzustand in der Blase	42
3.3.4 Wahl der Parameter und Ergebnisse der Rechnung	47
3.3.5 Einfluß der getroffenen Annahmen	52
3.3.5.1 Die Dampfströmung innerhalb der Blase	52
3.3.5.2 Austrocknen des Restfilms an den Hüllrohroberflächen	56
3.3.5.3 Instationärer Wärmetransport außerhalb der Blase und an der Blasenoberfläche	58

	<u>Seite</u>
3.3.5.4 Instationärer Wärmefluß aus dem Brennstoff	66
3.3.5.5 Der Einfluß thermischen Nichtgleichgewichts auf die Blasentemperatur	68
3.3.5.6 Das Strömungsfeld in der Totwasserzone, translatorische Blasenbewegungen, instationäre Ausgangstemperaturfelder	72
3.3.5.7 Der Dampfzustand während der Kondensationsphase	73
3.3.6 Hydrodynamische Instabilität des Gesamtdurchsatzes	75
3.3.7 Schlußfolgerungen aus Kap.3.3	76
3.4 Siedeejektion	77
3.5 Brennstoff-Natrium-Reaktion	80
3.6 Bersten von Hüllrohren im Bereich des Spaltgassammelraums	84
3.6.1 Ursachen	84
3.6.2 Auswirkungen	85
3.6.3 Lösungsvorschlag	88
4. Entwicklung eines schnell ansprechenden Hülschadendetektors	89
4.1 Begründung	89
4.2 Meßprinzip	90
4.3 Funktionelle Anforderungen	91
4.4 Versuchsaufbau	94
4.5 Entwicklungsschritte und Versuchsergebnisse	95
4.5.1 Vorversuche	95
4.5.2 Referenzanordnung	97
4.6 Die Dynamik der Strömung im Zyklonabscheider	99
4.7 Zusammenfassung und Diskussion der wichtigsten Ergebnisse dieses Kapitels	104
5. Schlußfolgerungen	106
Nomenklatur	108
Referenzen	112

1. Entwicklung der Sicherheitsbetrachtung Schneller Reaktoren

Seit dem Beginn ihrer Entwicklung sind Kernreaktoren im Hinblick auf eine mögliche Gefährdung der Umgebung besonders kritisch betrachtet worden. Das hat seinen Grund darin, daß in einem Reaktor zum Unterschied von "konventionellen" Maschinen

- große Mengen radioaktiver Stoffe enthalten sind,
- Energie erzeugt wird unabhängig von der Funktionsfähigkeit seiner Komponenten,
- ein labiler Gleichgewichtszustand herrschen kann in dem Sinne, daß größere Abweichungen vom Sollzustand autokatalytische Wirkungen haben können,
- Störungen dieses Gleichgewichts durch Naturphänomene wie Schwerkraft und Phasenwechsel denkbar sind derart, daß die Energieerzeugung auf eine zerstörerische Weise potenziert wird.

Aus diesen Eigenschaften resultiert das Gefährdungspotential eines Reaktors, das selbstverständlich für den Menschen nur ein vernachlässigbares Risiko darstellen darf im Vergleich zu dem Nutzen, den er aus dem Betrieb der Anlage zieht. Ein objektives Kriterium für dieses Risiko ist nach Farmer [1] das über alle denkbaren Störfälle summierte Produkt aus ihrer Auftretenswahrscheinlichkeit und der Größe des möglichen Schadens. Die Begriffe "Schaden" und "Wahrscheinlichkeit" sind über die "Zuverlässigkeit" der Sicherheitseinrichtungen, die zur Vermeidung von Unfällen bzw. zur Begrenzung ihrer Folgen vorgesehen sind, miteinander verknüpft; sie sollten deshalb nicht isoliert voneinander betrachtet werden. Weil der mögliche Schaden und die Wahrscheinlichkeit seines Auftretens meist nur in ihrer Größenordnung angebar sind, werden der Sicherheitsanalyse in der Regel konservative Annahmen über den Unfallablauf und die Zuverlässigkeit der Sicherheitseinrichtungen zugrunde gelegt. Dieses Vorgehen hat bei fortlaufender Verbesserung unfallanalytischer Methoden, der Fertigungs- und Qualitätskontrolle und der Zuverlässigkeit präventiver Sicherheitseinrichtungen dazu geführt, daß moderne Kernkraftwerke einen überaus hohen Sicherheitsstandard erreicht haben.

Trotzdem ist es bei der Definition des maximalen denkbaren Unfalls immer noch üblich - und zur Abschätzung des Gefährdungspotentials einer Anlage auch sinnvoll - ein Versagen aller aktiven und der meisten passiven Sicherheitseinrichtungen anzunehmen.

Es ist jedoch verfehlt, einen derart definierten hypothetischen Unfall zum "Basisunfall", d.h. zum konstruktionsbestimmenden Auslegungsunfall zu erheben und den Nachweis der absolut sicheren Beherrschung aller seiner denkbaren Folgen durch schadenbegrenzende Maßnahmen anzustreben. Eine solche Sicherheitsphilosophie verleitet zu einem unverhältnismäßigen Aufwand bei der Unfallanalyse und der Reaktorkonstruktion, ohne daß dadurch notwendigerweise die Sicherheit wesentlich erhöht wird.

Viel wirksamer wird die Sicherheit eines Reaktors durch Erhöhung der Zuverlässigkeit seiner Komponenten, insbesondere des präventiven Sicherheitssystems erreicht. Das kommt nicht zuletzt auch seiner Wirtschaftlichkeit zugute. Diese Erkenntnis hat in den letzten Jahren zu einem deutlichen Wandel in der Sicherheitsbetrachtung von Reaktoren geführt. Das sei am Beispiel des natriumgekühlten schnellen Reaktors erläutert:

Zum Unterschied von thermischen Reaktoren kann einem schnellen Core durch Änderung seiner Geometrie Reaktivität zugeführt werden, z.B. bei einem Niederschmelzen des Kerns infolge Kühlmittelverlustes. Daraus ergibt sich die prinzipielle Möglichkeit einer nuklearen Exkursion, die bei den schnellen Reaktoren der ersten Generation wie Fermi und EBR II im Zentrum der Sicherheitsbetrachtung stand [2,3]. Große natriumgekühlte Cores der zweiten Generation haben zusätzlich einen negativen Kühlmitteldichtekoeffizienten der Reaktivität, über den bei einem Kühlmittelverlust - z.B. durch Natriumsieden oder infolge eines schweren Bruches im primären Kühlsystem - eine prompt kritische Exkursion denkbar ist, falls der Reaktor nicht rechtzeitig abgeschaltet wird [4].

Die erste Entwicklungsphase großer Brutreaktoren war geprägt durch diese beiden inhärenten Unfallmöglichkeiten, die sowohl die Reaktorkonzeption weitgehend bestimmten, als auch den Untersuchungen auf dem Gebiet der Sicherheit ihre Zielsetzung gaben. Die Sicherheitsphilosophie war in diesem Stadium gekennzeichnet dadurch, daß ungeachtet der technisch-konstruktiven Maßnahmen zur Vermeidung nuklearer Unfälle das vollständige Versagen präventiver Sicherheitseinrichtungen, insbesondere des Abschaltsystems,

vorausgesetzt und die schwerste unter konservativen Annahmen denkbare Exkursion zum Basisunfall erhoben wurde.

In einer ersten Entwurfsstudie zum deutschen Prototypreaktor SNR [4] wurde diese Sicherheitsphilosophie im wesentlichen von den USA übernommen. Ein wichtiges Ergebnis dieser Studie und der sich daran anschließenden Detailarbeiten war die Erkenntnis, daß das Konzept des Basisunfalls wegen der ihm innewohnenden Willkür im Prinzip fragwürdig ist und darüber hinaus zu einer Reaktorkonstruktion zwingt, die eine Reihe betrieblicher und letzten Endes auch sicherheitstechnischer Nachteile erwarten läßt.

Aus diesem Grunde wurde die dem Basisunfall-Konzept zugrunde liegende Sicherheitsphilosophie einer konsequenten Beherrschung aller denkbaren Folgen schwerer, hypothetischer Unfälle unter stärkerer Betonung von Maßnahmen zu ihrer Vermeidung modifiziert. Das hatte zwei wichtige Konsequenzen für die Schwerpunkte auf dem Gebiet der Reaktorsicherheit:

Der Nachweis der absoluten Zuverlässigkeit des Sicherheitssystems unter allen normalen und zu erwartenden anomalen Betriebsbedingungen erhält ganz besonderes Gewicht. Zu diesem Nachweis sind für den SNR der Einsatz eines zweiten Abschaltsystems und eine exzessive Erprobung des Sicherheitssystems vorgesehen.

In das Zentrum der Sicherheitsbetrachtungen rücken Störfälle, die möglicherweise auch bei intaktem Sicherheitssystem zu einem Unfall führen können. Diesen Störfällen gegenüber besitzt die Kategorie der Störfälle, die nur bei einem Versagen des Sicherheitssystems zu einem Unfall führen (z.B. Pumpenausfall, Rohrleitungsbruch), einen inhärenten "Sicherheitsvorsprung" von mehreren Größenordnungen in der Wahrscheinlichkeit, der durch die Zuverlässigkeit des Abschaltsystems gegeben ist.

Beim natriumgekühlten schnellen Reaktor gilt heute als der wichtigste Störfall der erstgenannten Kategorie das propagative Versagen einzelner Brennelemente als mögliche Folge lokaler Kühlungsstörungen im Kern.

Die Gründe dafür sind:

1. Örtlich begrenzte Kühlungsstörungen und Brennelementschäden sind relativ wahrscheinlich,

2. diese Störungen werden durch ein Sicherheitssystem, das nur das integrale Verhalten des Kerns überwacht, nicht ohne weiteres rechtzeitig entdeckt,
3. es sind Mechanismen für eine Schadensausbreitung denkbar, die zu einer Beschädigung des Cores und zu einer nuklearen Exkursion führen können.

Eine direkte theoretische Behandlung dieses vielschichtigen Problems in geschlossener Form ist nicht möglich. In der vorliegenden Arbeit wird deshalb zunächst der Gesamtkomplex durch überwiegend qualitative Analyse in logisch-kausalen Zusammenhang gebracht. Es werden besonders wichtige Teilprobleme identifiziert und durch quantitative Analyse und durch die Entwicklung technisch-konstruktiver Sicherheitsmaßnahmen einer Lösung nahegebracht.

2. Das Propagationsproblem und Wege zu seiner Lösung

Die zur Zeit im Bau oder in fortgeschrittenem Planungsstadium befindlichen Brutreaktoren der zweiten Generation sind in ihrer Kernausslegung sehr ähnlich. Die in dieser Arbeit verwendeten Daten der Entwurfsstudie Na 2 [4] für den deutschen Prototypreaktor SNR sind deshalb typisch für Brutreaktoren dieser Generation.

Jedes der 150 Brennelemente des SNR erzeugt im Mittel eine Wärmeleistung von annähernd 5 MW. Diese Wärme wird von flüssigem Natrium als Kühlmittel abgeführt, das die Brennelemente mit Geschwindigkeiten bis zu 6 m/sec von unten nach oben durchströmt und sich dabei um ca. 200°C erwärmt. Eine Unterbrechung der Kühlung würde wegen der hohen Leistungsdichte (maximal 800 kW pro Liter Corevolumen) innerhalb weniger Sekunden zum Sieden des Natriums und zur Zerstörung des Kerns führen.

Gegen solche Kühlungsstörungen, die den ganzen Kern betreffen, - verursacht z.B. durch den Ausfall der Umwälzpumpen - ist der Reaktor durch vielfältige Überwachung seiner integralen Betriebskennwerte in sehr hohem Maße gesichert. Dagegen werden die integralen Kenngrößen bei örtlich begrenzten Kühlungsstörungen oder Schäden, von denen einzelne Brennelemente oder auch nur wenige Brennstäbe betroffen sind, nicht meßbar verändert.

Aus der Möglichkeit einer unbemerkten oder erst zu spät feststellbaren Ausbreitung solcher Störungen resultiert das sogenannte Propagationsproblem, auf das Judd [5] im Jahre 1965 hingewiesen hat. Unter der Propagation von Brennelementschäden wird die Ausbreitung eines zunächst auf ein einzelnes Brennelement begrenzten Schadens auf benachbarte Elemente oder das ganze Core verstanden. Im darauffolgenden Jahr wurde durch den Zwischenfall im Fermi-Reaktor [6] bestätigt, daß es sich dabei zumindest um ein Verfügbarkeitsproblem handelt. Auf der Tagung zur Sicherheit Schneller Reaktoren in Aix-en-Provence wurden insbesondere die mit dem Sieden von Natrium im Zusammenhang mit der Schadenspropagation auftretenden Sicherheitsprobleme behandelt [7,8,9,10].

Von möglichen Propagationsmechanismen sind für die Sicherheit des Reaktors diejenigen besonders wichtig, die bei denkbar ungünstigem Schadensablauf entweder durch Reaktivitätserhöhung direkt zu einem Unfall führen können, oder die durch mechanische Deformation das Core in seiner Geometrie so verändern, daß es nicht mehr abschaltbar ist, z.B. durch Verformung der Führungsrohre von Abschaltstäben. Hier sind zwei Propagationsmechanismen zu unterscheiden:

1. Schmelzen des Brennstoffes in einem Brennelement nach teilweisem oder vollständigem Verlust des Kühlmittels durch eine Siedeejektion, gefolgt von einem sehr schnellen Wärmeaustausch zwischen geschmolzenem Brennstoff und Natrium, der möglicherweise mit explosionsähnlicher Verdampfung des Natriums verbunden ist [11]. Der bei dieser thermischen "Brennstoff-Natrium-Reaktion" entstehende Dampfdruck kann eine Deformation von Nachbarelementen bewirken und dadurch zu einer Reaktivitätserhöhung oder zur Blockierung von Abschaltstäben führen.
2. Plötzliche Freisetzung größerer Spaltgasmengen im Fall eines nahezu gleichzeitigen propagativen Berstens vieler Hüllrohre eines Brennelements im Bereich des Spaltgassammelraumes. Das freiwerdende Gas wird mit dem Kühlmittel in das Core transportiert und bewirkt über den Kühlmitteldichtekoeffizienten eine Reaktivitätsänderung, die im ungünstigen Extremfall eine prompt kritische Exkursion auslösen kann.

Zwischen diesen beiden Mechanismen besteht ein wesentlicher Unterschied:

Im ersten Fall geht dem Schmelzen einer größeren Brennstoffmenge als Voraussetzung für die Brennstoff-Natrium-Reaktion eine zunächst relativ langsam ablaufende Folge von Einzelereignissen voraus, die in den folgenden Kapiteln ausführlich behandelt werden. Über den Nachweis typischer Frühschäden (Versagen einzelner Hüllrohre und örtlich begrenztes Natriumsieden) kann der Schadensablauf in verschiedenen Stadien seiner Entwicklung unterbrochen werden. Schließlich bietet eine schnelle Detektion des Kühlmittelsiedens im gesamten Brennelement eine letzte Eingriffsmöglichkeit, ehe größere Brennstoffmengen schmelzen.

Dagegen ist im zweiten Fall ein Eingriff durch aktive Sicherheitsmaßnahmen wegen der Spontaneität der ursächlichen Störung und wegen der Schnelligkeit der Ereignisfolge nicht möglich.

Aus den genannten Propagationsmechanismen resultiert ein komplexes Sicherheitsproblem, zu dessen Lösung es im Prinzip drei Wege gibt:

1. Quantitative Analyse der Einzelereignisse und ihrer ursächlichen Verkopplung in den Ereignisketten. Ziel wäre der Nachweis, daß die Wahrscheinlichkeit der Entstehung eines Unfalls auch ohne das Eingreifen aktiver Sicherheitseinrichtungen vernachlässigbar gering ist.
2. Entwicklung von Instrumenten zur Überwachung jedes einzelnen Brennelements, die durch Detektion spezifischer Begleiterscheinungen von Einzelereignissen eine rechtzeitige Unterbrechung des Schadensablaufes sicherstellen. (Dies gilt nur für den erstgenannten Propagationsmechanismus.)
3. Untersuchung der Maximalfolgen derjenigen Ereignisse, die im Schadensablauf unmittelbar vor der Unfallauslösung liegen. Ziel ist einmal der Nachweis, daß die Brennstoff-Natrium-Reaktion auch im ungünstigsten Fall weder eine nukleare Exkursion verursachen noch das Abschaltssystem außer Funktion setzen kann. Außerdem ist zu zeigen, daß selbst bei plötzlicher Freisetzung der gesamten Spaltgasmenge eines Brennelements eine prompte Kritikalität auszuschließen ist.

Diese Lösungswege ergänzen sich gegenseitig, und keiner von ihnen dürfte allein kurzzeitig zum Ziel führen; denn der notwendige Aufwand für einen Sicherheitsnachweis wächst stark mit dem Grad der zu fordernden Gewißheit. Deshalb, und um das Risiko eines unzureichenden Nachweises zu vermeiden, müssen sie gleichzeitig beschritten werden. Die beiden ersten Wege sind korreliert dadurch, daß die Notwendigkeit für bestimmte Instrumente und die funktionellen Anforderungen, die an sie zu stellen sind, sich aus der Kenntnis der zu detektierenden Einzelphänomene und ihres zeitlichen Ablaufs ergeben. Umgekehrt wird die Wichtung der Einzelphänomene und damit der erforderliche Aufwand für ihre Erforschung entscheidend von der Möglichkeit ihrer Detektion, den Erfolgsaussichten und dem Entwicklungsstand spezifischer Instrumente beeinflußt. Der dritte Nachweis deckt das auf den beiden ersten Wegen verbleibende Restrisiko ab.

Aus dem komplementären Charakter dieser Lösungswege folgt, daß es nicht nur einen, sondern mehrere Lösungen des Propagationsproblems gibt. Die Entscheidung über die "optimale" Lösung* ist ein iterativer, dem jeweils erreichten Kenntnis- und Entwicklungsstand anzupassender Prozeß (Abb.1).

Die vorliegende Arbeit konzentriert sich im wesentlichen auf die Analyse und die Detektionsmöglichkeit solcher Phänomene, die im Frühstadium örtlicher Schäden zu erwarten sind. Entsprechend der in der Einleitung dargestellten fortschrittlichen Sicherheitsphilosophie wird der dritte Weg (Untersuchung der Maximalfolgen) nur kurz behandelt.

*) "Optimal" bedeutet hier bei geringstem Aufwand und unter Berücksichtigung betriebstechnischer Gesichtspunkte

3. Analyse der Vorgänge während der Schadensausbreitung

3.1 Wichtung hypothetischer Schadensabläufe

Die kausalen Zusammenhänge zwischen ursächlichen Störungen, Folgeereignissen und denkbaren Mechanismen zur Auslösung eines Unfalls sind in einem stark vereinfachten Fehlerbaum (Abb.2) und ausführlicher in Abb.3 - 8 zusammengestellt. Hier soll zunächst nur ein grober Überblick über mögliche Ereignisfolgen gegeben werden. Eine detailliertere Behandlung erfolgt in den späteren Kapiteln.

Es werden 3 Typen ursächlicher Störungen als Startpunkte von Ereignisketten betrachtet, die sich in der Wahrscheinlichkeit ihres Auftretens, in der Möglichkeit ihrer Detektion und in ihrem zeitlichen Ablauf voneinander unterscheiden:

1. Lokale Kühlungsstörungen innerhalb eines Brennstabbündels, von denen zunächst nur wenige Brennstäbe betroffen sind.
2. Kühlungsstörungen, die ein ganzes Brennelement gleichmäßig beeinflussen.
3. Spontanes Bersten einzelner Hüllrohre im Bereich des Spaltgasplenums.

1. Lokale Kühlungsstörungen innerhalb eines Brennstabbündels(Abb.4)

Als Ursache für örtliche Kühlungsstörungen innerhalb eines Brennstabbündels sind Änderungen der Kühlkanalgeometrie (z.B. infolge thermischer Verbiegung von Brennstäben) und Kühlkanalverstopfungen (durch Ablagerung von Verunreinigungen oder von Brennstoffteilchen aus beschädigten Hüllrohren) zu betrachten.

Geometrieänderungen alleine führen nur zu unwesentlichen Temperaturerhöhungen, vorausgesetzt, daß ihre axiale Ausdehnung gering ist.*)

Sehr viel gefährlicher ist eine Ablagerung von Fremdstoffen, mit der vorzugsweise an den gitterförmigen Abstandshaltern zu rechnen ist.

Solche Verstopfungen sind durch Thermolemente oder Durchflußmesser,

*) Z.B. bewirkt eine Reduktion des Kühlmitteldurchsatzes im Subkanal auf die Hälfte des nominellen Wertes über eine Länge von 10 cm eine Temperaturerhöhung von maximal 25°C. Damit die Siedetemperatur erreicht wird, müßten einige Brennstäbe einander über eine Länge von etwa 15 cm berühren. Das kann allein wegen der Anwesenheit von Abstandshaltern praktisch ausgeschlossen werden.

die das integrale Verhalten des Brennelements überwachen, zunächst nicht detektierbar (Kap.3.2.2) und können erhebliche Temperaturerhöhungen verursachen. In einer Zone überhöhter Temperatur ist wegen der starken Temperaturabhängigkeit der Hüllrohrfestigkeit die Wahrscheinlichkeit eines Versagens von Brennstäben sehr viel größer als im ungestörten Bereich des Bündels (Kap.3.2.4). Dadurch ist die Möglichkeit eines fortschreitenden Versagens von Brennstäben gegeben, das über die Freisetzung von Brennstoffpartikeln und deren Ablagerung zu einem Wachstum der gestörten Zone führen kann. Wird dieses autokatalytische Wachstum nicht über die Detektion spezifischer Begleiterscheinungen (wie sie in den folgenden Unterkapiteln ausführlicher behandelt werden) unterbrochen, so kann die Störung schließlich eine kritische Größe erreichen, die gekennzeichnet ist durch eine der folgenden möglichen Situationen:

- a. Lokales Natriumsieden (Kap.3.3), möglicherweise verbunden mit beschleunigtem Hüllrohrversagen und raschem Wachstum der Siedezone,
- b. kaskadenförmiges Versagen von Brennstäben, Freisetzung und Ablagerung von Brennstoff, verbunden mit schneller Reduktion des Gesamtdurchsatzes im Brennelement.

In beiden Fällen wird möglicherweise innerhalb weniger sec. die Siedetemperatur im ganzen Bündelquerschnitt erreicht. Mit der anschließenden Siedeejektion läuft die lokale Störung unmittelbar in das Ende der Ereigniskette einer integralen Kühlungsstörung ein.

2. Integrale Kühlungsstörungen in einem Brennelement (Abb.5)

Integrale Kühlungsstörungen in einzelnen Brennelementen können verursacht werden durch Blockade des Kühlmiteleintritts oder durch Ablagerung von Verunreinigungen im Bereich des Spaltgasplenums oder der unteren Brutzone. Weil solche Störungen im ganzen Brennelementbündel eine gleichmäßige Durchsatzreduktion bzw. Temperaturerhöhung bewirken, sind sie über eine Durchfluß- oder Temperaturmessung am Brennelementaustritt detektierbar, lange bevor die Integrität des Brennelements gefährdet ist. Das gilt außer im Fall einer plötzlichen und vollständigen Unterbrechung des Kühlmittelflusses. Dieser Fall kann jedoch bei entsprechender Ausbildung des Brennelementfußes praktisch

ausgeschlossen werden. Falls diese Störung unentdeckt bleibt und der Kühlmitteldurchsatz auf etwa 40 % seines Nennwertes reduziert wird,* kommt es schließlich zum Sieden und zum Natriumauswurf aus dem gesamten Brennelement (Abb.5). Diese "Siedeejektion" und die daran anschließende pulsierende Bewegung der Natriumsäulen oberhalb und unterhalb der dampfgefüllten beheizten Zone sind von Schlechtendahl [12] theoretisch und von Pepler et al. [13] experimentell ausführlich untersucht worden. Das in diesem Zusammenhang wichtigste Ergebnis dieser Arbeiten ist, daß nach einer Siedeejektion ein vollständiges Rückströmen von Natrium in die beheizte Zone durch die rasche Verdampfung eines an den Brennstäben haftenden Restfilms verhindert wird, so daß innerhalb weniger Zehntelsekunden mit dem Versagen der Hüllrohre und nach einigen Sekunden mit dem Schmelzen des Brennstoffes zu rechnen ist. Damit ist die Voraussetzung für die bereits erwähnte Brennstoff-Natrium-Reaktion gegeben (Kap.3.5.), deren mechanische Auswirkungen über die Verformung von Nachbarelementen entweder zu Reaktivitätsänderungen oder zu einer Blockade von Abschaltstäben führen können. Eine Berechnung der Reaktivitätsäquivalente solcher Coreverformungen [14] hat ergeben, daß zur Erreichung der prompten Kritikalität sehr große Kavitäten mit einem Volumen von etwa 30 l erforderlich sind für den Fall, daß das Ereignis im Zentrum des Cores stattfindet, und daß für die Reaktivitätszufuhr in erster Linie der Natriumvoideffekt und nicht die Verlagerung von Brennstoff verantwortlich ist.

Über die Blockade von Abschaltstäben kann indirekt ein Unfall ausgelöst werden, wenn eine so große Zahl von Abschaltstäben funktionsunfähig wird, daß das Core nicht mehr abgeschaltet werden kann.

3. Bersten von Hüllrohren im Spaltgasbereich (Abb.8)

Die mit dem Bersten eines Hüllrohres im Spaltgasbereich verbundenen Druckeffekte können möglicherweise zu einem propagativen Versagen vieler Hüllrohre des Brennelementes und damit zur Freisetzung einer großen Spaltgasmenge führen. Ein Teil dieses Spaltgases kann in das Kühlmiteleintrittsplenum expandieren, von dort gleichzeitig über mehrere Brennelemente in das Core gelangen und infolge des Voideffekts eine positive Reaktivitätsänderung bewirken. Diese Ereigniskette

*) Dazu muß z.B. der Kühlmiteleintrittsquerschnitt bis auf etwa 7 % blockiert sein!

unterscheidet sich von den unter Punkt 1 und 2 beschriebenen im wesentlichen dadurch, daß sie wegen ihres raschen Ablaufes durch aktive Sicherheitsmaßnahmen nicht rechtzeitig unterbrochen werden kann.

Es ist deshalb nachzuweisen, daß die Wahrscheinlichkeit einer Unfallauslösung über diesen Mechanismus a priori genügend klein ist oder durch entsprechende Sicherheitsvorkehrungen genügend klein gemacht werden kann *) (Kap.3.6).

Zur Wichtung dieser Ereignisketten und zur Begründung der Auswahl der behandelten Teilprobleme müssen einige Ergebnisse der folgenden Kapitel vorweggenommen werden.

Bezüglich der Ereignisketten 1 und 2 wird vorausgesetzt, daß zumindest die Austrittstemperatur, eventuell auch der Kühlmitteldurchsatz jedes Brennelements überwacht wird, so daß integrale Kühlungsstörungen rechtzeitig entdeckt werden. Unabhängig von dieser Voraussetzung sind lokale Störungen innerhalb des Brennstabbündels allein deshalb vorrangig zu untersuchen, weil sie im Gegensatz zu den integralen durch technisch-konstruktive Maßnahmen (Kap.3.4) kaum zu verhindern sind.

In der vorliegenden Arbeit nimmt deshalb die Behandlung örtlicher Kühlungsstörungen den breitesten Raum ein. Die Identifikation der wichtigsten Einzelaufgaben erfolgt aufgrund folgender - teils trivialer - Überlegungen:

1. Lokale Kühlungsstörungen sind (per definitionem) auf einen Teil des Bündelquerschnitts begrenzt.
2. Solche Störungen bewirken eine örtliche Temperaturüberhöhung, die u.a. von der Art und Ausdehnung der Störung bestimmt wird und die nur für idealisierte Fälle ermittelt werden kann.
3. Örtliche Temperaturüberhöhungen können Brennstabversagen oder lokales Kühlmittelsieden oder beides verursachen.

*) Anmerkung: Ohne inhärente Sicherheitsvorkehrungen ist dieser Nachweis schwer zu führen, wie die folgende Überlegung zeigt: Setzt man für die Häufigkeit spontaner Hüllrohrbrüche den Wert $1/a$ an (d.h. von insgesamt 25 000 Hüllrohren im SNR-Reaktor birst eines pro Jahr), und fordert man eine (Un-)Wahrscheinlichkeit von $10^{-7}/a$ für eine schwere Exkursion, so müssen 7 Zehnerpotenzen in der Wahrscheinlichkeit durch diesen Nachweis abgedeckt werden.

4. Durch Brennstabversagen, Kühlmittelsieden und durch Ablagerung von Verunreinigungen im Kühlmittel ist ein Wachstum der Störung möglich.
5. Die Ablagerung von Verunreinigung ist als Mechanismus der Schadensausbreitung von untergeordneter Bedeutung, weil sie
 - durch konstruktive Maßnahmen (z.B. Einbau eines Siebes im Brennelementfuß) weitgehend vermieden werden kann,
 - wenn nicht in einem Sieb, dann bevorzugt im unteren Teil des Bündels (Spaltgasbereich) stattfindet und dann als integrale - d.h. sicher detektierbare - Störung wirkt,
 - wahrscheinlich langsam erfolgt.
6. Die Wachstumsgeschwindigkeit der Störung nimmt sehr wahrscheinlich mit der Ausdehnung der Störung und mit der Temperaturüberhöhung zu. Es ist zu erwarten, daß ein Zusammenhang zwischen Temperaturüberhöhung und Ausdehnung der Störung besteht.
7. Aus den Punkten 3, 4 und 6 folgt: Es ist anzustreben, lokale Kühlungsstörungen möglichst frühzeitig, möglichst schnell und möglichst mit diversen Methoden zu detektieren.

Aus diesen Überlegungen resultieren Auswahl und Reihenfolge der in Kap.3.2 durchgeführten Abschätzungen, die hauptsächlich zur Definition von Schwerpunktaufgaben dienen. Das kurzgefaßte Ergebnis von Kap.3.2 lautet:

1. Lokale Strömungshindernisse sind über die Messung des Gesamtdurchsatzes bzw. der Austrittstemperatur des Brennelements erst dann detektierbar, wenn etwa $1/3$ aller Kühlkanäle des Bündels verstopft ist^{*} (Kap.3.2.2).
2. Bereits bei Störungen unterhalb der Detektionsschwelle nach Pkt.1 ist mit lokalem Sieden zu rechnen (Kap.3.2.3). Die Bedingungen, unter denen örtlich die Siedetemperatur erreicht werden kann, sind nur auf experimentellem Wege zu ermitteln (s.auch S.31,32,47,48).

^{*}) Die Methode, örtliche Störungen über die Messung spezifischer Temperaturschwankungen (Rauschanalyse) am Brennelementaustritt nachzuweisen, erfordert ein eigenes experimentelles Programm und wird hier nicht berücksichtigt.

3. Bereits bei Temperaturen unterhalb der Siedetemperatur (d.h. vor dem Siedebeginn) treten wahrscheinlich Hüllschäden auf. Die Wahrscheinlichkeit dafür ist u.a. von dem Abbrandzustand der Brennstäbe abhängig.
4. Bezüglich der Schadensausbreitung sind nur solche Hüllschäden gefährlich, die mit der Freisetzung von Brennstoff und damit auch Spaltgas verbunden sind. Es gibt Indizien dafür, daß durch überhöhte Temperaturen verursachtes Brennstabversagen diesem Fehlertyp eher entspricht als unter normalen Betriebsbedingungen auftretende Hüllschäden. Über die Zeitskala propagativen Brennstabversagens ist keine genaue Aussage möglich; sie kann je nach dem Abbrandzustand des Brennelements zwischen wenigen Sekunden und vielen Stunden liegen.

Zusammen mit den bereits vorher gemachten Aussagen genügen diese qualitativen Ergebnisse, um für die vorliegende Arbeit folgende Schwerpunkte festzulegen:

- A. Eine Analyse der Vorgänge bei lokalem Kühlmittelsieden im Bereich örtlicher Strömungshindernisse, insbesondere im Hinblick auf eine mögliche Schadensausbreitung und auf die Detektierbarkeit des Siedevorgangs mit Hilfe der bereits als vorhanden vorausgesetzten Instrumente ^{*}) (Kap.3.3).
- B. Die Entwicklung einer Methode zur schnellen Detektion von Hüllschäden ^{**}) mit möglicherweise propagativem Charakter (Kap.4).
- C. Der Nachweis, daß eine nukleare Exkursion infolge plötzlicher Gasfreisetzung bei propagativem, annähernd gleichzeitigen Bruch des Spaltgasplenums vieler Hüllrohre eines Brennelements ausgeschlossen werden kann (Kap.3.6).

Eine Lösung dieser Aufgaben trägt wesentlich zum Nachweis einer hinreichend kleinen Gesamtwahrscheinlichkeit des Propagationsunfalls bei.

^{*}) Die Methode der Siedegeräuschdetektion erfordert ein spezielles Entwicklungsprogramm und wird hier nicht behandelt.

^{**}) Eine integrale Überwachung des Kühlmittels auf verzögerte Neutronen und des Schutzgases deckt die Möglichkeit einer raschen Schadensausbreitung nicht ab.

3.2 Lokale Kühlungsstörungen im einphasigen Bereich

3.2.1 Ursachen

Im vorangegangenen Kapitel wurde die Untersuchung lokaler Kühlungsstörungen im Innern eines Brennstabbindels als eine der wichtigsten Aufgaben im Zusammenhang mit dem Propagationsproblem herausgestellt, und zwar weil solche Störungen

- a. als die wahrscheinlichste Ursache propagativer Brennelementschäden anzusehen sind, und
- b. auch bei Überwachung des Kühlmitteldurchsatzes und der Temperatur am Brennelementaustritt zunächst nicht detektiert werden können.

Die Analyse muß sich deshalb primär auf die Beantwortung zweier Fragen konzentrieren:

- Mit welchen Mitteln und in welchem Stadium sind lokale Kühlungsstörungen bzw. Brennelementschäden detektierbar?
- Sind sie, bevor dieses Stadium erreicht ist, entweder bereits selbst im Sinne des Propagationsunfalls gefährlich oder kann durch sie eine Ereigniskette ausgelöst werden, die wegen ihrer Schnelligkeit durch aktive Sicherheitseinrichtungen nicht mehr rechtzeitig zu unterbrechen ist?

Es sei vorweggenommen, daß diese Fragen endgültig erst nach Abschluß eines umfangreichen Forschungs- und Entwicklungsprogramms zu beantworten sind. Die folgende Untersuchung beschränkt sich auf wichtige Einzelphänomene und typische Grenzsituationen.

Als Ursache für lokale Kühlungsstörungen (Abb. 4) sind zu betrachten:

1. Ablagerung von Fremdstoffen, die mit dem Kühlmittel von außen in das Brennstabbindel geschwemmt werden, oder von Brennstoffpartikeln
2. Veränderungen der Kühlkanalgeometrie, etwa durch thermische Verbiegung von Brennstäben, Verformung oder Versagen von Hüllrohren und

Abstandshaltern unter dem kombinierten Einfluß von Temperatur und Temperaturgradienten, hydraulisch erregte Schwingungen, Korrosion und Strahlenschäden im Werkstoff.

Im Kühlmittel mitgeführte Verunreinigungen oder Fremdkörper werden sich bevorzugt am Brennelementeintritt oder an den Abstandshaltern in der Spaltgaszone ablagern und wirken dann als integrale, das ganze Brennstabbündel gleichmäßig beeinflussende Kühlungsstörung, die über eine Durchsatz- bzw. Temperaturmessung detektiert werden kann, lange bevor die Integrität des Brennelementes gefährdet ist. Trotz intensiver fertigungs- und betriebstechnischer Maßnahmen zur Reinhaltung des Kühlmittels liegt es nahe, ein feinmaschiges Sieb im Brennelementfuß einzubauen und damit sicherzustellen, daß mitgeführte Verunreinigungen nur integrale, also leicht zu detektierende Kühlungsstörungen bewirken können. Aus diesen Gründen beschränkt sich die Untersuchung im wesentlichen auf lokale, im Brennstabbündel entstehende Störungen, besonders im Hinblick auf ihre Detektierbarkeit.

3.2.2 Detektierbarkeit örtlicher Strömungshindernisse

Zur Ermittlung des Zusammenhangs zwischen der radialen Ausdehnung eines Strömungshindernisses und der Durchsatzreduktion in dem betroffenen Brennelement werden folgende Annahmen getroffen:

1. Das Strömungshindernis sei stationär. Diese Annahme ist auch bei einem zeitlichen Wachstum der Störung, etwa infolge fortschreitenden Hüllrohrversagens und Ausschwemmens von Brennstoffpartikeln, berechtigt, solange das Wachstum langsam ist im Vergleich zu der Zeit, innerhalb derer sich stationäre Temperatur- und Strömungsverhältnisse einstellen.
2. Das Hindernis sei undurchlässig für Natrium. Diese Annahme steht nur formal im Widerspruch zu dem im nächsten Schritt ermittelten erforderlichen Restdurchsatz durch das Hindernis; denn dieser Restdurchsatz ist so gering, daß der Gesamtdurchsatz durch das Brennelement praktisch unabhängig von der Durchlässigkeit des Hindernisses ist.

3. Die Totwasserzonen von Strömungshindernissen verschiedener radialer Ausdehnung sind geometrisch ähnlich.
4. Es tritt keine Strahleinschnürung hinter dem Hindernis auf. Diese Annahme ist wegen des hohen Querströmungswiderstandes im Bündel berechtigt und hinsichtlich der Detektierbarkeit der Störung über die Messung der Durchsatzreduktion im Brennelement konservativ.
5. Der Anteil der Gitterabstandshalter am Strömungswiderstand außerhalb des Hindernisses ist unabhängig von dessen axialem Ort relativ zu den Gitterebenen.

Der gesamte Druckabfall in einem ungestörten Brennelement ist

$$\Delta p_o = \frac{w_o^2 \varrho \bar{\lambda} L_o}{2 d} + \Delta p_e + \Delta p_a + \Delta p_d \quad (1)$$

Darin sind $\bar{\lambda}$ die effektive Widerstandszahl für Wandreibung und den Strömungswiderstand der Abstandshalter, Δp_e und Δp_a die Verluste am Eintritt und am Austritt des Bündels und Δp_d der Druckabfall in der Eintrittsdrossel am Brennelementfuß, durch die der Kühlmitteldurchsatz an das radiale Leistungsprofil im Kern angepaßt wird.

L_o ist die Länge des Brennstabbündels.

Es ist vorteilhaft, für Gl.(1) zu schreiben

$$\Delta p_o = \frac{w_o^2 \varrho \bar{\lambda} L'}{2 d} \quad (2)$$

mit der extrapolierten Bündellänge

$$L' = L_o + (\Delta p_e + \Delta p_a + \Delta p_d) \cdot \frac{2 d}{w_o^2 \varrho \bar{\lambda}} \quad (3)$$

L' ist von der radialen Position des betrachteten Brennelements im Kern abhängig.

Der Druckabfall in dem gestörten ist gleich dem im ungestörten Brennelement.

$$\Delta p = \frac{w^2 \varrho \bar{\lambda} (L' - \ell_e)}{2 d} + \Delta p_v = \Delta p_o \quad (4)$$

Darin sind Δp_v der Druckabfall längs der gestörten Zone und ℓ_e deren effektive Länge. Δp_v resultiert aus dem Verlust an Strömungsenergie durch Wirbelbildung hinter dem Hindernis und - überwiegend - aus dem Reibungsdruckverlust in dem Gebiet erhöhter Natriumgeschwindigkeit außerhalb der Totwasserzone. Wenn man den Flächenanteil des Strömungshindernisses an den gesamten Strömungsquerschnitt mit α bezeichnet, ergibt sich Δp_v zu

$$\Delta p_v = \frac{w^2 \cdot \varrho}{2} \left[\left(\frac{\alpha}{1-\alpha} \right)^2 + \left(\frac{1}{1-\alpha} \right)^2 \cdot \frac{\bar{\lambda} \cdot \ell_e}{d} \right] \quad (5)$$

Mit den Gleichungen (2), (4) und (5) ist die Reduktion der Natriumgeschwindigkeit in dem gestörten relativ zu der Geschwindigkeit im ungestörten Element bestimmt.

$$\frac{\Delta w}{w_o} = 1 - \left\{ 1 - \frac{\ell_e}{L'} \left[1 - \left(\frac{1}{1-\alpha} \right)^2 \right] + \frac{d}{\bar{\lambda} \cdot L'} \left(\frac{\alpha}{1-\alpha} \right)^2 \right\}^{-1/2} \quad (6)$$

Zwischen der effektiven Totwasserlänge ℓ_e und der radialen Ausdehnung des Hindernisses besteht entsprechend der Annahme 3 die Beziehung

$$\ell_e = p \cdot R_d \cdot \sqrt{\alpha} \quad (7)$$

Darin ist R_d der äquivalente Radius des Brennelements. Der Proportionalitätsfaktor p gibt die Totwasserlänge in Vielfachen des äquivalenten Radius des Strömungshindernisses an. Mit Gl. (7) geht Gl. (6) über in

$$\frac{\Delta w}{w_0} = 1 - \left\{ 1 - p \cdot \frac{R_a \cdot \sqrt{\alpha}}{L'} \left[1 - \left(\frac{1}{1-\alpha} \right)^2 \right] + \frac{d}{\bar{\lambda} \cdot L'} \left(\frac{\alpha}{1-\alpha} \right)^2 \right\}^{-1/2} \quad (8)$$

Der Proportionalitätsfaktor p läßt sich nur experimentell bestimmen. Sein Einfluß auf die in diesem Zusammenhang wichtigen Ergebnisse wurde deshalb parametrisch untersucht.

Nach Versuchsergebnissen von Winterfeld [15], die allerdings für eine Stabbündelgeometrie nicht unbedingt repräsentativ sind und deshalb hier nur als Anhaltswerte dienen können, dürfte p im Bereich $4 < p < 8$ liegen. Die Ergebnisse dieser Rechnung erhalten ihren eigentlichen Aussagewert erst zusammen mit den in den nächsten Schritten, insbesondere in Kap.3.2.3 gewonnenen und werden deshalb hier nur kurz wiedergegeben.

Der Zusammenhang zwischen relativer Durchsatzreduktion - und damit der Detektierbarkeit - in einem teilweise verstopften Brennelement, dem Verstopfungsgrad α und dem Proportionalitätsfaktor p als Maß für die Ausdehnung des Totwassergebiets ist in den Abbildungen 9 bis 11 dargestellt, und zwar für das höchstbelastete und für das niedrigstbelastete Brennelement. Wegen der stabilisierenden Wirkung der Eintrittsdrosseln auf den Gesamtdurchsatz hat ein Strömungshindernis in dem niedrigstbelasteten Element eine bis um 50 % geringere Durchsatzreduktion zur Folge und ist entsprechend schwieriger detektierbar (Abb. 11). Nimmt man an, daß eine Durchsatzabweichung vom Sollwert in Höhe von 5 % sicher nachgewiesen werden kann ^{*}), so entspricht dies je nach Ausdehnung der Totwasserzone einem detektierbaren Verstopfungsgrad zwischen etwa 30 % und 40 % in dem höchstbelasteten und zwischen 40 % und 50 % in dem niedrigstbelasteten Brennelement (Abb.10). Auf die Zahl der verstopften Subkanäle bezogen, bedeutet diese Aussage, daß in dem niedrigstbelasteten Element eine größere Anzahl von Brennstäben über eine größere Länge gefährdet sind, ehe die Störung über die Durchfluß - oder die Temperatur-

^{*}) Eine Durchsatzreduktion von 5 % entspricht einer Erhöhung der mittleren Austrittstemperatur zwischen 7° und 10°C, je nach der radialen Position des Brennelements im Kern. Durchflußmesser und Thermoelemente dürften also für die Detektion lokaler Kühlungsstörungen etwa gleichwertig sein.

messung nachweisbar ist.

Der Druckabfall längs der Störung (Abb.12) ist maßgebend für die im folgenden behandelte Restströmung durch das Strömungshindernis.

3.2.3 Zur Vermeidung von Sieden erforderlicher Restdurchsatz

Als Kriterium für den erforderlichen Mindestdurchsatz durch eine nicht vollständige Verstopfung wird das Erreichen der Natriumsiedetemperatur gewählt. Obwohl in Kap. 3.2.4 gezeigt wird, daß sehr wahrscheinlich bereits bei niedrigeren Temperaturen Hüllrohrversagen eintritt, ist dieses Kriterium sinnvoll, weil bis zu dieser Grenze eine stationäre Betrachtungsweise der Vorgänge zulässig ist. Die instationären Vorgänge bei lokalem Sieden sind in Kap. 3.3 behandelt. Es werden folgende Annahmen getroffen:

1. Aus dem Totwassergebiet wird Wärme nur durch den Restdurchsatz abgeführt. Diese Annahme ist bezüglich des gewählten Kriteriums konservativ und im Zusammenhang mit der Frage nach der Detektierbarkeit lokaler Störungen plausibel; denn der Wärmetransport durch Wirbelleitung dürfte bei Störungen, die gerade noch unterhalb der Nachweisgrenze liegen und dann etwa 70 Brennstäbe erfassen, eine untergeordnete Rolle spielen. (s.auch Kap.3.3.2 und 3.3.4)
2. Die Natriumeintrittstemperatur in die gestörte Zone ist gleich der höchsten Natriumtemperatur in dem betrachteten Bündelquerschnitt im ungestörten Fall.
3. Maßgebend für den Siedebeginn ist die zu dem jeweiligen ortsabhängigen Kühlmitteldruck gehörende Sättdampftemperatur. Die Vernachlässigung der Siedeüberhitzung ist in diesem Zusammenhang ebenfalls konservativ.

Mit diesen Annahmen ist der zur Vermeidung von Natriumsieden erforderliche spezifische Restdurchsatz relativ zum nominellen Durchsatz definiert.

$$\frac{\dot{m}}{\dot{m}_0} = \frac{\ell_e}{\Delta T_{\text{sie}}} \cdot \left(\frac{dT}{dz} \right)_0 \quad (9)$$

Darin sind l die axiale Ausdehnung des Totwassergebietes, ΔT_{sie} die Differenz zwischen der Siedetemperatur und der Natriumtemperatur am Eintritt in die Störzone und $\left(\frac{dT}{dz}\right)_0$ der axiale Gradient der Kühlmitteltemperatur im ungestörten Element. ΔT_{sie} ist eine Funktion des Druckes und der Höhenkoordinate z , während $\frac{dT}{dz}$ nur von z abhängt.

Die Abhängigkeit der Natriumsiedetemperatur und der bis zum Siedebeginn verfügbaren Temperaturüberhöhung vom axialen Ort im Core ist in den Abb. 13 und 14 dargestellt, und zwar jeweils für das höchstbelastete und das niedrigstbelastete Brennelement. Abb. 15 zeigt den für ein gerade noch nicht detektierbares Strömungshindernis erforderlichen Mindestdurchsatz, bei dessen Unterschreitung Sieden einsetzen würde. Die Maxima der Kurven liegen bei 60 % der Corehöhe. Nimmt man an, daß die Häufigkeit lokaler Störungen über die Corehöhe konstant ist, so bedeutet das, daß an dieser Stelle die Wahrscheinlichkeit für lokales Sieden am größten ist.

Die niedrigen Werte für den erforderlichen Restdurchsatz lassen den Schluß zu, daß Natriumsieden als Folge lokaler Änderungen der Bündelgeometrie nicht zu erwarten ist. Die wahrscheinlichste Ursache von lokalem Sieden ist vielmehr in Kühlkanalverstopfungen, z.B. durch Ablagerung von Brennstoffpartikeln aus beschädigten Hüllrohren, zu sehen. Es wird deshalb abgeschätzt, unter welchen Bedingungen eine Partikelschüttung die zur Vermeidung von Na-Sieden erforderliche Restströmung durchläßt.

Aus Gl. (9) und der Beziehung für den Druckabfall in Kugelschüttungen ergibt sich das Verhältnis zwischen dem erforderlichen und dem aufgrund des Druckabfalls über die Verstopfung vorhandenen Kühlmitteldurchsatz.

$$\frac{\dot{m}_e}{\dot{m}_v} = \frac{w_0 \cdot \left(\frac{dT}{dz}\right)_0 \cdot R_a \cdot p}{\Delta T_{\text{sie}}} \cdot \sqrt{\frac{h \cdot \lambda \cdot \varrho \cdot \alpha}{2 d_p \cdot \Delta p_v}} \quad (10)$$

Darin ist h die Höhe der Schüttung, λ ihr Widerstandsbeiwert und d_p der hier als konstant angenommene Partikeldurchmesser.

Die Abhängigkeit des Widerstandsbeiwertes von der Reynoldszahl wurde entsprechend der Arbeit von Erben [16] berücksichtigt. Δp_v ist durch Gl. (5) gegeben.

In Abb. 16 ist dieses Durchsatzverhältnis als Funktion der radialen Ausdehnung der Störung dargestellt, und zwar für den Fall, daß ein Abstandshaltergitter bei $z = 0,6 H_{\text{core}}$ über seine ganze Höhe (10 mm) mit kugelförmigen Partikeln gleichen Durchmessers verstopft ist. Parameter sind der Proportionalitätsfaktor p als Maß für die Ausdehnung der Totwasserzone und der Partikeldurchmesser, der im Bereich zwischen 0,3 mm und 1 mm variiert wurde.

Aus dieser Abschätzung folgt, daß bereits bei Verstopfungen geringer axialer Ausdehnung mit Na-Sieden zu rechnen ist, wenn sie aus Partikeln mit Durchmessern unterhalb 1 mm bestehen. Die Spalte zwischen Abstandshaltern und Brennstäben sind zwar für Partikel dieser Abmessungen noch durchlässig; es ist jedoch durchaus möglich, daß sich zunächst größere Partikel ansammeln, die dann als Filter für zunehmend feinkörnigere Verunreinigungen wirken.

Solange nicht durch entsprechende Untersuchungen gezeigt werden kann, daß die hier vernachlässigte Wirbelleitung eine wirksame Wärmeabfuhr aus dem Totwassergebiet gewährleistet, muß deshalb mit dem Auftreten von lokalem Natriumsieden bei Strömungshindernissen gerechnet werden, die unterhalb der Nachweisgrenze für die Durchfluß- und Temperaturmessung liegen.

3.2.4 Relative Wahrscheinlichkeit für Hüllrohrversagen und Natriumsieden

Aus den vorangegangenen Abschätzungen folgt, daß lokale Kühlungsstörungen über die Durchfluß- bzw. Temperaturmessung erst dann sicher detektiert werden können, wenn etwa 50 bis 70 Unterkanäle eines Brennstabbündels blockiert sind. In einem früheren Stadium sind solche Störungen nur indirekt über ihre Begleiterscheinungen wie Hüllschäden oder lokales Sieden nachweisbar. Ob nun zur Frühdiagnose die Entwicklung eines individuellen Hüllschadendetektors oder eines

Siededetektors wichtiger ist, hängt nicht zuletzt davon ab, welches dieser beiden Phänomene relativ wahrscheinlicher ist bzw. in einem früheren Entwicklungsstadium der Störung zu erwarten ist. Es soll deshalb die mittlere Wahrscheinlichkeit dafür abgeschätzt werden, daß bereits bei Temperaturen unterhalb der Natriumsiedetemperatur Hüllrohrversagen eintritt. Diese Abschätzung beruht auf der einfachen Überlegung, daß ein Hüllrohr wegen der Temperaturabhängigkeit seiner Bruchgrenze bei einer bestimmten Temperatur unter dem inneren Spaltgasdruck versagt. Ein Vergleich der tatsächlichen Spannung eines Hüllrohres mit der zu der Natriumsiedetemperatur an der betrachteten Stelle gehörenden Bruchspannung liefert also für diese Stelle des Hüllrohres die gewünschte Aussage. Weil nun einerseits die Natriumsiedetemperatur mit dem ortsabhängigen Kühlmitteldruck variiert, andererseits die tatsächliche Hüllrohrspannung von dem Abbrand und damit sowohl von dem betrachteten Zeitpunkt innerhalb einer Abbrandperiode als auch von dem radialen Leistungsprofil im Kern abhängt, müßte diese Betrachtung für alle Stellen jedes einzelnen Hüllrohres zu verschiedenen Zeiten durchgeführt werden. Die gesuchte relative Wahrscheinlichkeit ergäbe sich dann durch Summation und Vergleich der Einzelaussagen. Das Verfahren wird wesentlich vereinfacht, wenn zunächst die Summenhäufigkeit derjenigen Brennstäbe ermittelt wird, deren Abbrand bzw. damit verknüpfte Spannung einen bestimmten Wert überschreitet. Diese Häufigkeit ist in Abb. 11 zu verschiedenen Zeiten während einer Abbrandperiode dargestellt. Dabei wurde angenommen, daß nach jedem Zyklus $1/3$ der Brennelemente durch neue ersetzt wird. Die Plateaus in den Kurven bei $p = 0,33$ und $p = 0,66$ erklären sich aus der Tatsache, daß besonders bei Beginn eines Zyklus bestimmte Abbrandwerte nicht vorkommen. Mit zunehmendem Abbrand verschwinden diese Plateaus, weil sich aufgrund der radialen Leistungsverteilung im Kern der Abbrand verschiedener Brennelementeteilladungen überlappt. Die gesuchte Wahrscheinlichkeit dafür, daß Hüllrohrversagen bei Temperaturen unterhalb der Natriumsiedetemperatur eintritt, ergibt sich aus Abb. 11 durch Gleichsetzen der Hüllrohrspannung mit der für die jeweils betrachtete Siedetemperatur und damit für den betrachteten Ort im Kern gültigen Bruchspannung. In Abb. 18 ist diese Wahrscheinlichkeit P_1 über dem axialen Ort der Kühlungsstörung im Core zu verschiedenen Zeiten innerhalb einer Abbrandperiode und für verschieden hoch belastete Brennelemente - je nach ihrer radialen Position-

aufgetragen. Die mittlere relative Versagenswahrscheinlichkeit ergibt sich angenähert durch Integration von P_1 für das "mittlere" Brennelement über die Corehöhe und über eine Abbrandperiode. Sie beträgt im vorliegenden Fall etwa 90 %/o. Diese Zahl ist jedoch nur als ungefäh-
rer Anhaltswert zu betrachten, und zwar aus folgenden Gründen:

- Über die Bruchspannung des in der Na 2 -Studie [4] vorgesehenen Hüllrohrwerkstoffes Nr. 4988 liegen bisher keine Meßergebnisse im Temperaturbereich um 1000°C und im betrachteten Zustand vor. Es wurden deshalb die von Kummerer [17] angegebenen Werte für die Streckgrenze eines ähnlichen Werkstoffes zugrunde gelegt und das Doppelte dieser Werte als Bruchspannung definiert. Nach vorläufigen neuesten Messungen [18] dürfte die Bruchspannung des Werkstoffes 4988 in diesem Temperaturbereich über den verwendeten Werten liegen.
- Die Bruchfestigkeit der Hüllrohre wurde über dem Abbrand als konstant angenommen. Es ist jedoch zu erwarten, daß der kombinierte Einfluß von Bestrahlung, Korrosion und Materialermüdung zu einer Abnahme der Festigkeit führt. Dieser Einfluß ist für den betrachteten Temperaturbereich nicht bekannt.
- Die Untersuchung bezieht sich auf den Fall, daß eine Kühlungsstörung bereits vorliegt. Das ist gleichbedeutend mit der Annahme, daß die Häufigkeit lokaler Störungen über das Core und über seine Standzeit gleich verteilt ist. Plausibler erscheint dagegen die Annahme einer mit der Standzeit zunehmenden Häufigkeit. Lokale Störungen sind dann bevorzugt in Brennelementen mit höherem Abbrand und entsprechend höherer Hüllrohrspannung zu erwarten, so daß die absolute Wahrscheinlichkeit dafür, daß in einem Reaktor Hüllrohrschäden auftreten, bevor Natriumsieden einsetzt, nahe bei dem Wert 1 liegen dürfte.

3.2.5 Fortschreitendes Versagen von Brennstäben

Zur Zeit ist keine gesicherte Aussage darüber möglich, unter welchen Bedingungen lokale Brennstabschäden ein fortschreitendes Versagen von Nachbarstäben zur Folge haben und in welchen Zeiten daraus eine

"kritische" Störung entstehen kann; denn weder die mit dem langjährigen Betrieb von Reaktoren gesammelten Erfahrungen über statistische Brennelementschäden bei stationären Bedingungen [19] noch die Vielzahl der Untersuchungen über das Verhalten von Brennstäben bei Leistungsexkursionen [20,21,22,23] sind auf den vorliegenden Fall stationärer Leistung bei lokal überhöhten Hüllrohrtemperaturen direkt übertragbar. Die umfangreichen Bestrahlungsversuche mit Brüterbrennstäben [24] sind im wesentlichen auf eine Langzeiterprobung unter nominellen Bedingungen ausgerichtet und liefern deshalb für die hier gestellte Frage kaum eine Aussage. Erst in jüngster Zeit laufen an verschiedenen Stellen sicherheitsorientierte Versuchsprogramme an mit dem Ziel, das Verhalten vorbestrahlter Brüterbrennstäbe bei stationärer Leistung unter exzessiven Bedingungen, d.h. insbesondere bei überhöhter Hüllrohrtemperatur und bei lokalem Natriumsieden zu untersuchen. [25,26,27] Obwohl Ergebnisse aus diesen Programmen noch nicht vorliegen, sollen im folgenden Vorstellungen über mögliche Versagensmechanismen entwickelt und einige Grenzabschätzungen durchgeführt werden.

Es kann als sicher gelten, daß in einer kühlungsgestörten Zone bei örtlich überhöhter Natriumtemperatur die Wahrscheinlichkeit für Hüllrohrversagen wesentlich größer ist als in dem ungestörten Bereich des Kerns.

Setzt man voraus, daß sich die Störung z.B. durch fortschreitendes Versagen von Brennstäben ausbreitet, so liegt die Vermutung nahe, daß die Schadensausbreitung umso schneller erfolgt, je größer die Anzahl der schadhaften Stäbe und die dadurch verursachte Temperaturüberhöhung ist. Das bedeutet: Die Wachstumsgeschwindigkeit des Schadens nimmt mit seinem Ausmaß zu. Andererseits wächst gleichzeitig auch die Möglichkeit seiner Detektion. Es stellt sich deshalb die Frage nach dem Mechanismus propagativer Hüllschäden und nach ihrem zeitlichen Ablauf:

Ein schadhafter Brennstab kann die Integrität seiner Nachbarstäbe gefährden durch Änderung der Kühlkanalgeometrie z.B. infolge thermischer Verbiegung, durch Freisetzung von Spaltgas oder von Brennstoffpartikeln. Örtliche, auf wenige Kühlkanäle begrenzte Geometrieänderungen führen nur zu unwesentlichen Temperaturerhöhungen .

Spaltgasblasen beeinträchtigen die Wärmeabfuhr nur für sehr kurze Zeit. Judd [5] vermutete die Existenz einer "gefährlichsten" Leckgröße zwischen dem oberen Extrem einer plötzlichen Gasfreisetzung und dem unteren im Fall eines langsamen Austretens kleiner Einzelblasen. Eine zusammenhängende, mit dem Kühlmittel bewegte Einzelblase von 10 cm Länge würde in den von ihr berührten Hüllrohren innerhalb etwa 20 ms eine Temperaturerhöhung von maximal 25°C bewirken, die durch nachfolgendes Natrium in wenigen ms wieder abgebaut würde. Einzelblasen dieser oder noch größerer Abmessungen sind bei Hüllrohrbrüchen nicht zu erwarten [28], so daß eine Gefährdung von Brennstäben für diesen Fall auszuschließen ist. Stärkere und länger anhaltende Temperaturüberhöhungen können dann auftreten, wenn bei einem Leck "mittlerer" Größe das Nachbarhüllrohr von einem quasistationären Gasstrahl getroffen und dadurch die Wärmeabfuhr örtlich unterbrochen wird. Das Hüllrohr würde an dieser Stelle mit einer Anfangsgeschwindigkeit von etwa 1000°C/s aufgeheizt und könnte deshalb in Sekundenbruchteilen versagen. Selbst dieser Mechanismus dürfte hinsichtlich der weiteren Schadensausbreitung nicht kritisch sein, weil der dann aus dem "Folgleck" austretende Gasstrahl bevorzugt den bereits schadhaften Brennstab treffen würde.

Bleibende Temperaturerhöhungen können durch Ausschwemmen von Brennstoffpartikeln aus beschädigten Hüllrohren und Ablagerung an den Abstandshaltegittern verursacht werden (Kap. 3.2.3). Voraussetzungen dafür sind

- 1) daß Hüllrohrlecks mit Abmessungen im Millimeterbereich (s. Kap. 3.2.3) auftreten, und
- 2) daß Brennstoff entweder bereits in Partikelform vorliegt, oder infolge der Störung zerteilt wird.

Zu 1): Locke [19] hat die bei Leichtwasserreaktoren mit Hüllschäden gesammelten Erfahrungen zusammengetragen. Danach haben Hüllschäden, die bevorzugt als feine, intergranulare Risse auftreten, in keinem Fall zur Freisetzung von Brennstoff geführt. Dabei ist jedoch zu berücksichtigen, daß es sich bei den

beobachteten Fällen um Hüllschäden handelt, die allmählich und nicht durch überhöhte Temperaturen entstanden. Bei nominellen Betriebsbedingungen versagen auch Brüterbrennstäbe bevorzugt unter Mikrorißbildung bei Dehnungen um oder unterhalb 1 % [24]. Ob allerdings diese Versagensform typisch auch bei kurzfristigen starken Temperaturerhöhungen ist, muß nach gegenteiligen Erfahrungen mit Hüllrohrbestrahlungsproben, die versehentlich überhöhter Temperatur oder überhöhtem Innendruck ausgesetzt waren, angezweifelt werden [29].

Zu 2): Bei einer plötzlich entstehenden Öffnung im Hüllrohr ist eine Zerteilung des Brennstoffes durch die hohen Wärmespannungen, die bei dem Kontakt mit Natrium entstehen, wahrscheinlich. Diese Vermutung wird durch Versuche gestützt, bei denen erhitztes Uranoxyd in fester Form mit Wasser in Berührung gebracht wurde [30].

Die hinsichtlich der Schadensausbreitung durch Brennstofffreisetzung gefährlichste Versagensform wäre eine denkbare Hüllrohraufweitung infolge überhöhter Temperatur und Innendruckes, die durch Verschlechterung des Wärmeübergangs im Spalt zwischen Brennstoff und Hülle zu partiellem Brennstoffschmelzen, Freisetzung des dort gebundenen Spaltgases, starker Druckerhöhung und schließlich zum Aufplatzen der Hülle führen könnte [31]:

Legt man die von Kämpf [32] ermittelte Abhängigkeit des Wärmedurchgangswiderstandes von der Spaltbreite und der Gaszusammensetzung zugrunde, so würde bei einem "typischen" Gasgemisch im Spalt eine Hüllrohraufweitung von nur 0,5 % eine Temperaturerhöhung im Brennstoff von etwa 750°C bewirken.

Da der Hüllwerkstoff in versprödetem Zustand eine Restduktilität um 1 % aufweist [33], muß in diesem Fall mit partiellem Brennstoffschmelzen gerechnet werden. Erfolgt nun die Hüllrohraufweitung relativ schnell, so wird das von dem schmelzenden Brennstoff entbundene Spaltgas zu einem starken Druckaufbau und damit zum Bersten des Hüllrohres führen. Dabei würde nun mit einiger Wahrscheinlichkeit flüssiger Brennstoff aus der Bruchstelle gepreßt und bei dem Kontakt

mit Natrium in fein verteilter Form erstarren. Dabei sind mechanische Auswirkungen infolge der Brennstoff-Natrium-Reaktion (Kap.3.5) denkbar, die zu einer Beschädigung von Nachbarbrennstäben führen können. Hier sei lediglich die Möglichkeit einer Freisetzung von Brennstoffpartikeln als Ursache für das weitere Wachstum der Störung betrachtet.*) Es sollte betont werden, daß dieser Versagensmechanismus bisher weder bei stationären Bestrahlungsexperimenten noch beim Betrieb von Leistungsreaktoren beobachtet wurde. Bei Langzeitbestrahlungen unter stationären Bedingungen ist im Gegenteil zu erwarten, daß sich der Spalt zwischen Brennstoff und Hülle durch Wärmedehnung und Schwellen im Brennstoff schließt [24]. Andererseits berichten Hanson und Field [23] von transienten Tests mit vorbestrahlten Brüterbrennstäben, bei denen die Gasentbindung aus schmelzendem Brennstoff die primäre Ursache für das Bersten der Hüllrohre war. So erfolgte z.B. bei einer relativ langsamen Leistungsexkursion von 7 s Dauer keine Druckentlastung in das Gasplenum, sondern es wurde etwa 1/3 der gesamten Brennstoffmenge in flüssiger Form unter dem Druck des Spaltgases aus dem Hüllrohr ejiziert. Ähnliche Beobachtungen wurden bei Versuchen mit unbestrahlten metallischen Brennstäben und Na-bonding gemacht, bei denen geschmolzener Brennstoff unter dem Dampfdruck des Natriums im Spalt austrat [22].

Als weitere Ursache für rasches Hüllrohrversagen sind hohe Thermospannungen zu nennen, wie sie bei lokalem Natriumsieden (s.Kap. 3.3.7) zu erwarten sind. Durch die in diesem Kapitel beschriebenen sehr schnellen Temperaturänderungen im Hüllrohr während der Wachstumsphase von Siedebblasen können zyklische plastische Verformungen in der Größenordnung von 0,2 % auftreten, die innerhalb kurzer Zeit zum Bruch führen dürften.

Zusammenfassend ist folgendes festzustellen:

Es ist zur Zeit keine Aussage darüber möglich, ob die bei lokalen Kühlungsstörungen zu erwartenden Brennstabschäden in ihrem Mechanismus und zeitlichen Ablauf den bei stationären Langzeittests beobachteten "harmlosen" Schäden ähneln, oder ob sie eher mit dem für transiente Bedingungen typischen Versagensformen vergleichbar sind.

*) Wegen der starken Spaltgasentbindung bei Brennstoffschmelzen wäre diese hinsichtlich der Schadensausbreitung gefährlichste Versagensform gleichzeitig auch die am leichtesten detektierbare. Das Verhältnis der in festem Brennstoff gebundenen zu der freien Gasmenge in seinen Hohlräumen beträgt etwa 10 : 1.

Bis dahin sollte bei Sicherheitsbetrachtungen und bei der Entwicklung spezieller Instrumente konservativerweise angenommen werden, daß die hier beschriebenen pessimistischen Schadensmodelle einzeln oder in Kombination zu einem raschen kaskadenförmigen Wachstum lokaler Störungen führen können. Für die vorliegende Arbeit wurde aus diesen Überlegungen der Schluß gezogen, daß ein schnell ansprechender Hüllschadendetektor ein geeignetes, weil sehr wahrscheinlich als erstes ansprechendes Instrument zur Frühdiagnose solcher Störungen wäre.

3.2.6 Vorläufige Schlußfolgerungen aus Kap.3.2

Die in Kapitel 3.2 beschriebenen Untersuchungen und Überlegungen dienten in erster Linie einer konservativen, dabei aber möglichst realistischen Abschätzung von Grenzsituationen, vor allem im Hinblick auf die Detektierbarkeit örtlich begrenzter Störungen, bevor lokales Natriumsieden eintritt. Eine genaue Analyse der Einzelphänomene und ihres zeitlichen Ablaufes ist zur Zeit wegen mangelnder Kenntnis der Strömungsvorgänge bei lokalen Störungen und der Versagensmechanismen von Brennstäben einerseits nicht möglich, andererseits aber für eine Reihe wichtiger Schlußfolgerungen auch nicht erforderlich. Diese Schlußfolgerungen lauten:

1. Lokale Kühlungsstörungen innerhalb eines Brennelements sind durch individuelle Überwachung des Kühlmitteldurchsatzes oder der mittleren Austrittstemperatur frühestens dann zu detektieren, wenn etwa $1/3$ der Brennstäbe dieses Elements von der Störung erfaßt sind.
2. In diesem Stadium ist mit Hüllschäden und mit lokalem Natriumsieden zu rechnen.
3. Hüllrohrschäden sind wahrscheinlich sowohl das erste Indiz für eine lokale Kühlungsstörung als auch in diesem Stadium das für die Ausbreitung des Schadens maßgebende Phänomen. Zur frühestmöglichen Detektion solcher Störungen sollte deshalb ein schnell ansprechender, jedes Brennelement einzeln überwachender Hüllschadendetektor entwickelt werden.

4. Daneben ist die Erforschung der Vorgänge bei lokalem Natriumsieden besonders wichtig, denn es muß mit der Möglichkeit gerechnet werden, daß entweder vor dem Erreichen der Siedetemperatur keine Hüllschäden auftreten - etwa im Fall lokaler Kühlkanalblockierung durch Fremdstoffe in einem frischen Brennelement - , oder daß der Reaktor trotz Vorliegens eines Signals nicht abgeschaltet wird. Dann würde mit dem Einsetzen lokalen Siedens ein weiteres Stadium eingeleitet, das möglicherweise durch eine rasche Schadensausweitung gekennzeichnet ist.

5. Experimente zum Versagensmechanismus vorbestrahlter Brennstäbe bei stationärer Leistung, Natriumtemperaturen zwischen 700°C und 1100°C und bei lokalem Natriumsieden sind von zentraler Bedeutung. Diese Experimente sollten sich konzentrieren auf die möglichen Mechanismen einer Freisetzung von Brennstoff aus beschädigten Hüllrohren und insbesondere des Brennstoffschmelzens infolge Hüllrohraufweitung.

3.3 Lokales Sieden des Kühlmittels

3.3.1 Bedeutung im Zusammenhang mit örtlichen Störungen

In Kap. 3.2 wurde festgestellt, daß im Bereich örtlicher Kühlungsstörungen innerhalb eines Brennstabbindels lokal die Siedetemperatur des Natriums erreicht werden kann, ohne daß vorher der Kühlmitteldurchsatz in dem betroffenen Brennelement meßbar reduziert wird. Die Vorgänge bei lokalem Natriumsieden in der engen Stabbindelgeometrie eines Brennelementes sind bisher weder theoretisch noch experimentell untersucht worden. Für das in dieser Arbeit behandelte Problem der Ausbreitung örtlich begrenzter Schäden ist die Kenntnis dieses Phänomens jedoch von besonderer Bedeutung, weil es durch seine hydrodynamischen und thermischen Auswirkungen den Prozeß der Schadensausbreitung möglicherweise stark beschleunigt (s. Abb. 4). Die im folgenden durchgeführte Analyse zielt insbesondere auf die Beantwortung dreier wichtiger Fragen:

1. Wird bei lokalem Sieden die Wärmeabfuhr von den Brennstäben unterbrochen oder so stark reduziert, daß es zu einer Überhitzung von Hüllrohren und zum Schmelzen von Brennstoff kommt?
2. Kann lokales Sieden durch Beeinflussung des Gesamtdurchsatzes im Brennelement zu einem raschen Wachstum der Siedezone und innerhalb kurzer Zeit zur Siedeejektion führen?
3. Ist lokales Sieden detektierbar und mit welchen Mitteln?

Eine Überhitzung des Hüllrohres über die erreichte Siedetemperatur hinaus tritt in einer Natriumdampfatmosfera frühestens dann ein, wenn der an den Hüllrohroberflächen haftende Natriumfilm abgedampft ist. Die Existenz dieses sogenannten Restfilms ist durch theoretische und experimentelle Untersuchungen sicher belegt [34, 35, 36, 37]. Die Verdampfungsenthalpie einer Restschicht von 0,1 mm Dicke ist gleich der in einem Brennstab an der Stelle maximaler Leistungsdichte in 0,14 s erzeugten Wärmemenge. Bei typischen Restschichtdicken im Bereich von 0,2 mm [36] besitzt deshalb der Brennstab innerhalb einer Dampfblase eine Kühlungsreserve, die seiner stationären Wärmeerzeugung während etwa 0,3 sec entspricht. Bezüglich der ersten Frage ist also nachzuweisen, daß

- a) Siedeblasen, die über eine längere Zeit als etwa 0,2 s ortsfest ^{*)} sind, ausgeschlossen werden können, oder
- b) daß ortsfeste Siedeblasen vollständig rekondensieren, und daß während ihrer Lebenszeit nicht mehr Wärme aus dem Brennstoff in die Hüllrohre fließt, als durch Filmverdampfung von ihnen abgeführt wird. Wie im folgenden noch gezeigt wird, kann dieses Kriterium auch bei vollständigem Abdampfen des Restfilms erfüllt sein.

Dieser Nachweis erfordert eine näherungsweise analytische Beschreibung des Siedevorgangs und seiner thermohydraulischen Auswirkungen. Ebenso können die Fragen nach der dynamischen Stabilität der Kühlmittelströmung im Brennelement und nach der Detektierbarkeit lokalen Siedens - z.B. über die Messung der mit einer raschen Dampfbildung und Kondensation verbundenen Durchsatzschwankungen - nur mit dieser Kenntnis beantwortet werden.

3.3.2 Auslösebedingungen und qualitativer Ablauf des Siedevorgangs

Voraussetzung für eine analytische Beschreibung des Siedevorgangs ist eine zumindest qualitative Kenntnis der Anfangs- bzw. Auslösebedingungen. Diese sind im wesentlichen die Geometrie der Siedezone, die Temperaturverteilung in der Umgebung des Blasenursprungs und der Siedeverzug. Dazu werden folgende Überlegungen angestellt:

Je nach Ausdehnung und Durchlässigkeit eines Strömungshindernisses wird die Siedetemperatur entweder innerhalb der Verstopfung - etwa einer Schüttung aus Brennstoffpartikeln - oder im Totwassergebiet oberhalb des Hindernisses erreicht. Die in der verstopften Zone erzeugte Wärme wird über die Restströmung (s.auch Kap.3.2.3) und durch Wärmeleitung abgeführt, wobei die Wärmeleitung eine umso geringere Rolle spielt, je größer die Verstopfung ist. In Abb.19 sind zwei in dieser Hinsicht typische Arten lokaler Störungen schematisch dargestellt. Bei einer Blockade erheblicher radialer Ausdehnung (Typ A in Abb.19) erfolgt die Wärmeabfuhr aus dem verstopften Bereich fast ausschließlich über den Restdurchsatz, und die höchste Temperatur wird sich deshalb im Totwassergebiet einstellen.

*) Als "ortsfest" ist hier eine - wenn auch oszillierende - Blase definiert, deren Zentrum sich entweder gar nicht oder nur im Bereich ihrer Abmessungen bewegt.

Eine Blockade des Typs B mit nur wenigen verstopften Unterkanälen besitzt dagegen keine ausgeprägte Totwasserzone. Deshalb herrscht an den Grenzen der Blockade allseitig annähernd die gleiche Temperatur wie in der ungestörten Strömung. In diesem Fall kann die Siedetemperatur, wenn überhaupt, nur innerhalb der Verstopfung erreicht werden. Da nun lokales Sieden sicher umso stärkere Auswirkungen hat, je größer die kühlungsgestörte Zone ist, befassen wir uns ausschließlich mit dem Störungstyp A, bei dem der Ursprung von Siedebblasen im Totwassergebiet oberhalb des Strömungshindernisses liegt. Es wird vorausgesetzt, daß dort die Bündelgeometrie im wesentlichen noch erhalten ist.

In der Umgebung des Blasenursprungs müssen sehr steile Temperaturgradienten in der Größenordnung von $100^{\circ}\text{C}/\text{cm}$ auftreten, denn der Unterschied zwischen der Siedetemperatur und der Temperatur am Rande des Totwassergebiets beträgt in Abhängigkeit von dem axialen Ort der Störung im Brennelement etwa $400^{\circ}\text{C} - 700^{\circ}\text{C}$. Eine Berechnung des Geschwindigkeits- und Temperaturfeldes in Totwasserzonen ist heute auch für einfache Störgeometrien noch nicht möglich. Das Temperaturfeld wird deshalb bei der Berechnung des Blasenwachstums als Parameter behandelt. Dabei wird vorausgesetzt, daß zum Zeitpunkt der Blasenentstehung das Temperaturfeld quasistationär ist.*) Eine Bedingung dafür ist, daß die Bildung einer Blockade sich über einen Zeitraum erstreckt, der größer ist als die thermische Zeitkonstante der gestörten Zone (einige sec.).

Ein entscheidender Einfluß auf den Ablauf des Siedevorgangs ist von dem Siedeverzug zu erwarten. Durch eine Vielzahl von Experimenten ist nachgewiesen, daß Natrium wesentlich stärker zum Siedeverzug neigt als beispielsweise Wasser [38,39,40,41]. Der Siedeverzug ist eine der Hauptursachen für die beim Sieden von Natrium beobachtete Bildung einzelner großer Siedebblasen anstelle eines homogenen Zweiphasengemisches. Wie Schlechtendahl [12] gezeigt hat, ist selbst in gleichförmig und nur um wenige $^{\circ}\text{C}$ überhitztem Natrium die Siedeform eines homogenen Zweiphasengemisches sehr unwahrscheinlich. Im vorliegenden Fall, der durch steile Temperaturgradienten in der Umgebung des Blasenursprungs gekennzeichnet ist, kann ein Zweiphasengemisch praktisch ausgeschlossen werden. Möglich erscheint jedoch bei geringem Siedeverzug die Erscheinungsform des "Bläschensiedens" an den Oberflächen der Hüllrohre. Dieser Siedemechanismus wäre jedoch in seinen Auswirkungen

*) In Kap.3.3.5.6 wird gezeigt, daß selbst stark instationäre Ausgangstemperaturfelder bezüglich des Blasenwachstums als stationär behandelt werden können.

sicherlich harmloser als die plötzliche Bildung größerer Einzelblasen. Aus diesen Gründen wird dem analytischen Siedemodell der Mechanismus der Einzelblasenbildung unter erheblichem Siedeverzug zugrundegelegt.

Die Höhe des Siedeverzugs hängt auf bisher nicht systematisch erfaßbare Weise von den physikalisch-chemischen, thermohydraulischen und geometrischen Gegebenheiten des Systems ab, so daß eine Voraussage typischer, unter Reaktorbedingungen zu erwartender Werte nicht möglich ist [41]. In der Rechnung wird der Siedeverzug deshalb über einen weiten Bereich variiert.

Anhand der Ablaufschemata in Abb. 21 und 22 für die Wachstums- und die Kondensationsphase sei zunächst der Lebenslauf einer Einzelblase - z.T. im Vorgriff auf Ergebnisse der Analyse - qualitativ verfolgt: Im Maximum eines anfänglich stationären Temperaturfeldes bildet sich eine Siedeblase, deren Dampfdruck zum Zeitpunkt der Blasenentstehung um einen der Siedeüberhitzung entsprechenden Betrag höher ist als der Kühlmitteldruck in ihrer Umgebung. Die Blase beginnt deshalb zu wachsen, wobei die Wachstumsgeschwindigkeit bestimmt wird durch den Dampfdruck innerhalb der Blase und durch die Massen- und Reibungskräfte der verdrängten Flüssigkeit. Im Verlauf des Blasenwachstums treten "kältere" Brennstäbe in das Dampfvolument ein, deren Temperatur zum Zeitpunkt ihres Eintrittes sowohl von dem ursprünglichen Temperaturfeld als auch von instationären Wärmeaustauschvorgängen zwischen dem von der Blase verdrängten Natrium und den Brennstabhüllrohren abhängt.

Innerhalb der Blase wird durch Restfilmverdampfung an den Brennstaboberflächen in ihrem Zentrum und durch Kondensation an den kälteren Oberflächen in ihrer äußeren Zone ein im Vergleich zum Blasenwachstum schneller Ausgleich der Oberflächentemperaturen bewirkt. Es sei vorweggenommen, daß die Temperatur und damit der Druck in der Blase durch Kondensation an den Oberflächen der kälteren Brennstäbe mit zunehmender Blasengröße rasch sinkt, wobei der Wärmestrom aus dem Brennstoff bezüglich des Dampfdruckes vernachlässigbar ist. Infolge der Massenträgheit der Flüssigkeit wächst die Blase über diejenige Größe hinaus, die dem Gleichgewicht zwischen ihrem Dampfdruck und dem stationären Flüssigkeitsdruck p_0 an der betrachteten Stelle des Brennelements entspräche. Wegen des steilen Temperaturgradienten in ihrer Umgebung genügt ein geringfügiges "Überschwingen"

der Blase, um den Dampfdruck in ihrem Innern erheblich unter den Druck p_0 absinken zu lassen. Zum Zeitpunkt der Bewegungsumkehr, d.h. bei Beginn der Rekondensation, sind deshalb die Blasentemperatur und die Hüllrohroberflächentemperaturen niedriger als die zu p_0 gehörende Sättigungstemperatur. Eine vollständige Rekondensation (Abb. 22) wird dann eintreten, wenn zumindest ein Teil dieser Unterkühlung aufrechterhalten wird.

Infolge der mit der Abnahme des Dampfdruckes in der Blase verbundenen Druckabsenkung im Natrium ist es möglich, daß ein Siedekeim in der Umgebung kritisch wird und eine neue Blase entsteht. Da deren Wachstum die Kondensation der ersten Blase jedoch beschleunigen würde, bleibt dieser Fall im Sinne eines konservativen Vorgehens unberücksichtigt. Für den Rekondensationsvorgang sind zwei Modelle zu unterscheiden:

- a. Die Blase kondensiert forminstabil, und es wird durch die als Drosseln wirkenden engen Spalte zwischen den Brennstäben unterkühltes Natrium in die Blase injiziert. Infolge Kondensation an der großen spezifischen Oberfläche der Flüssigkeitstropfen sinkt der Dampfdruck annähernd auf den zu der Temperatur des injizierten Natriums gehörenden Sattedampfdruck, und es erfolgt eine rasche und vollständige Kondensation.
- b. Die Blasenform ist stabil, und es wird keine Wärme an die Blasenoberfläche abgegeben.

Das Modell b. erscheint im Gegensatz zu Modell a. sehr unrealistisch und widerspricht den Ergebnissen theoretischer und experimenteller Untersuchungen, nach denen Dampfblasen in der Regel forminstabil kondensieren [42,43,44,45].

Der Analyse wird in konservativer Abwandlung des erstgenannten Modells ein isothermer Prozeß zugrundegelegt (Annahme 9 in Kap. 3.3.3.2).

3.3.3 Analytische Beschreibung des Siedevorganges

3.3.3.1 Dynamik der Flüssigkeitsströmung

Abb. 23 stellt schematisch ein Brennelement dar, in dem an einem bestimmten axialen Ort die Siedetemperatur erreicht wird. In diesem Quer-

schnitt liege der Ursprung einer Siedeblase und zugleich der Nullpunkt der Wegkoordinaten x_1 und x_2 der Natriumsäulen oberhalb und unterhalb des Blasenursprungs. L_1 und L_2 sind die für den Reibungsdruckabfall maßgebenden Teillängen des Brennstabbindels, L_1' und L_2' die Gesamtlängen der Flüssigkeitssäulen zwischen dem Ort des Blasenursprungs und dem oberen bzw. unteren Kühlmittelplenum. In diesen Längen seien die Eintritts- und Austrittsverluste entsprechend Gl.(3) berücksichtigt. Am Brennelementeintritt wirkt der konstante Druck p_e , an seinem Austritt der konstante Druck p_a . Bei stationärer Strömung vor Siedebeginn herrscht in dem betrachteten Querschnitt der ebenfalls konstante Druck p_{00} . Im Augenblick der Blasenentstehung zur Zeit $t = 0$ springt der Druck im Blasenursprung auf den Wert

$$p_o(t=0) = p_{00} + \Delta p_s(\Delta T_s) \quad (11)$$

d.h. der Druck ist zu diesem Zeitpunkt um einen dem Siedeverzug ΔT_s entsprechenden Betrag höher als p_{00} .

Während des Wachstums der Siedeblase herrscht an ihrer Oberfläche der zeitlich veränderliche Druck

$$p_o = p(t) \quad (12)$$

Es wird vorausgesetzt, daß die Blase, wie in einer unendlich ausgedehnten Flüssigkeit [45], auch in dem engen Stabgitter eines Brennelementes kugelförmig wächst. Board [34] hat in Simulationsversuchen mit Wasser gezeigt, daß auch in einer Bündelgeometrie Siedeblasen nur sehr geringfügig von der Kugelform abweichen, und zwar umso weniger, je größer der Siedeverzug ist. Bei Siedeüberhitzungen oberhalb 5°C unterschieden sich die Achsen der beobachteten ellipsoiden Blasen um weniger als 5 %.

In der Umgebung der Blase wird sich deshalb ein Strömungsfeld ausbilden, das aus der Überlagerung einer kugelsymmetrischen Strömung aufgrund des Blasenwachstums mit dem ursprünglichen Strömungsfeld im Totwassergebiet resultiert. In gewissem Abstand von dem Ort der Störung wird sich wieder eine rein axiale Strömung einstellen. Für einen Stromfaden, der von der Blasenoberfläche bis zum Brennelementaustritt (Index a) verläuft, gilt im Falle einer nicht kompressiblen Flüssigkeit die instationäre Bernoulli-gleichung:

$$p_0 - p_\alpha = \Delta p_r \Big|_0^\alpha + \frac{\rho}{2} (w_\alpha^2 - w_0^2) + g \cdot \rho (H_\alpha - H_0) + \rho \int_0^\alpha \frac{\partial w}{\partial t} dl \quad (13)$$

darin ist

- Δp_r der Reibungsdruckverlust
- w die Geschwindigkeit in Richtung des Stromfadens
- l die Längenkoordinate des Stromfadens
- H die geodätische Höhe.

Unter der noch zu prüfenden Annahme, daß in der Ebene des Blasenursprungs im gesamten Bündelquerschnitt der gleiche Druck herrscht wie an der Blasenoberfläche, beschreibt Gl.(13) die Bewegung der Flüssigkeitssäule oberhalb des Blasenursprungs.*) Wegen der Kontinuitätsbedingung

$$w_\alpha = w_0$$

ist dann

$$\int_0^\alpha \frac{\partial w}{\partial t} dl = \frac{dw}{dt} \int_0^\alpha dl = \frac{dw}{dt} L_\alpha \quad (14)$$

und Gl.(13) vereinfacht sich zu

$$p_0 - p_\alpha = \Delta p_r \Big|_0^\alpha + g \rho (H_\alpha - H_0) + \rho \cdot L_\alpha \frac{dw}{dt} \quad (15)$$

Die eben getroffene Annahme ist dann hinreichend gut erfüllt, wenn das in dem betrachteten Bündelquerschnitt durch die radiale Komponente des Strömungsfeldes verursachte Druckgefälle klein ist im Vergleich zu demjenigen Teil der Druckdifferenz $p_0 - p_\alpha$ in Gl.(13), der durch das Wachstum der Blase in axialer Richtung entsteht. Zu diesem Nachweis wird der aus dem Blasenwachstum resultierende Teil des axialen Druckabfalls nach Gl.(15) verglichen mit dem Druckunterschied $p_0 - p_\alpha$, den eine Siedebubble bei gleicher Wachstumsgeschwindigkeit in einem radial unendlich ausgedehnten Brennstabbündel erzeugen würde. Dieses Vorgehen ist konser-

* Anmerkung: Die relative Längenänderung der Flüssigkeitssäule aufgrund des veränderlichen Blasen volumens beträgt bei der Mehrzahl der untersuchten Fälle weniger als 1 % und ist deshalb vernachlässigbar.

vativ, weil $p_0 - p_\infty$ sicher größer ist als das radiale Druckgefälle zwischen der Blasenoberfläche und der Ummantelung des Brennstabündels.

Der radiale Druckunterschied $p_0 - p_\infty$ entsteht durch Beschleunigungs- und Reibungskräfte in der verdrängten Flüssigkeit:

$$p_0 - p_\infty = \Delta p_m \Big|_R^\infty + \Delta p_r \Big|_R^\infty \quad (16)$$

Für das Beschleunigungsdruckgefälle, das eine kugelförmig wachsende Blase mit dem Radius R in einem unendlich ausgedehnten Flüssigkeitsvolumen erzeugt, gilt bei Vernachlässigung der Oberflächenspannung nach [46]

$$\Delta p_m \Big|_r = \rho \left(\frac{R^2 \ddot{R} + 2R\dot{R}^2}{r} - \frac{R^4 \dot{R}^2}{2r^4} \right) \quad (17)$$

$(r > R)$

Darin ist r der Abstand vom Blasenzentrum. Für $r = R$ wird

$$\Delta p_m \Big|_R = \frac{\rho}{2} (2R\ddot{R} + 3\dot{R}^2) \quad (18)$$

Außer diesem Beschleunigungsdruckgefälle ist der Druckabfall zu berücksichtigen, der durch Reibungsverluste im Stabbündel entsteht:

Analog zu der in [47] angegebenen Beziehung für ein quer angeströmtes Rohrbündel gilt für den Druckabfall über eine Reihe des Bündels

$$\Delta \Delta p_r = \frac{\rho}{2} C \dot{r}_e^2 \quad (19)$$

Hierin ist C der Widerstandsbeiwert und \dot{r}_e die Geschwindigkeit im engsten Querschnitt zwischen den Brennstäben. Zweckmäßigerweise wird $\Delta \Delta p_r$ gleichmäßig über den Weg der Strömung verteilt. Dann gilt für genügend große Radien

$$dp = \frac{\rho \cdot C}{2 \cdot d} \cdot \dot{r}_e^2 dr \quad (20)$$

d ist der Abstand der engsten Querschnitte in Strömungsrichtung.

Mit den Kontinuitätsbedingungen

$$\dot{r}_e = \alpha \cdot \frac{a}{a-d} \dot{r} \quad (21)$$

$$\dot{r} = \dot{R} \frac{R^2}{r^2} \quad (22)$$

und der Beziehung für den Abstand der engsten Querschnitte

$$d = a \cdot \sin 60^\circ$$

wird aus Gl.(20)

$$dp_r = \frac{\rho C \alpha^2 a}{2 \sin 60^\circ (a-d)^2} \dot{R}^2 \frac{R^4}{r^4} dr \quad (23)$$

Darin ist a die Stabteilung, d der Stabdurchmesser und α der Kühlmittelanteil.

Der Widerstandsbeiwert C ist schwach von der Reynoldszahl abhängig, die wiederum wegen (22) mit dem Quadrat des Abstandes vom Blasenzentrum abnimmt. Weil jedoch der größte Teil des Druckabfalls in unmittelbarer Umgebung der Blasenoberfläche entsteht, darf der Widerstandsbeiwert für diese Abschätzung als konstant angenommen werden. Durch Integration von (23) erhält man den gesuchten Reibungsdruckabfall

$$\Delta p_r \Big|_R^\infty = \frac{\rho C \alpha^2 a}{6 \sin 60^\circ (a-d)^2} \dot{R}^2 R \quad (24)$$

Die Addition von (18) und (24) liefert das gesamte radiale Druckgefälle in einem unendlich ausgedehnten Stabbündel.

$$\Delta p_m \Big|_R^\infty + \Delta p_r \Big|_R^\infty = p_s - p_\infty = \frac{\rho}{2} \left(2R\ddot{R} + 3\dot{R}^2 + \frac{C \alpha^2 a}{6 \sin 60^\circ (a-d)^2} R \dot{R}^2 \right) \quad (25)$$

Dieses radiale Druckgefälle soll voraussetzungsgemäß klein sein im Vergleich zu demjenigen Teil des Druckabfalls in axialer Richtung, der durch das Blasenwachstum verursacht wird.

$$\Delta p_{\text{ges. radial}} \Big|_0^\infty \ll \Delta p_{\text{Blase axial}} \Big|_0^\alpha \quad (25b)$$

Führt man in Gl.(15) die bekannte Beziehung für den Reibungsdruckabfall und die Längenbezeichnungen aus Abb. 23 ein, so wird der gesamte Druckabfall in axialer Richtung für die Flüssigkeitssäule oberhalb des Blasenursprungs

$$p_o - p_a = \Delta p(w_1) \Big|_o^a = \frac{\rho \cdot \bar{\lambda} \cdot L_1}{2 d_h} \cdot w_1^2 + \rho \cdot L_1' \left(g + \frac{dw_1}{dt} \right) \quad (26)$$

Entsprechend lautet die Beziehung für die untere Säule

$$p_e - p_o = \Delta p(w_2) \Big|_e^o = \frac{\rho \cdot \bar{\lambda} \cdot L_2}{2 d_h} \cdot w_2^2 + \rho \cdot L_2' \left(g + \frac{dw_2}{dt} \right) \quad (27)$$

Für die Kühlmittelgeschwindigkeit w_1 in (24) gelte

$$w_1 = w_o + w_{B1} \quad (28)$$

Hierin ist w_o die stationäre Kühlmittelgeschwindigkeit zum Zeitpunkt der Blasenentstehung und w_B die axiale Geschwindigkeit der oberen Flüssigkeitssäule aufgrund des Blasenwachstums. Dann gilt für den durch die wachsende Blase verursachten Teil des gesamten Druckabfalls über L_1

$$\Delta p(w_{B1}) = \Delta p(w_o + w_{B1}) - \Delta p(w_o) \quad (29)$$

und nach Einsetzen von Gl.(29) in Gl.(26)

$$\Delta p(w_{B1}) \Big|_o^a = \frac{\rho \cdot \bar{\lambda} \cdot L_1}{2 \cdot d_h} (2 w_o w_{B1} + w_{B1}^2) + \rho \cdot L_1' \frac{dw_{B1}}{dt} \quad (30)$$

Entsprechend gilt für die untere Flüssigkeitssäule, die durch die wachsende Dampfblase verzögert wird

$$\Delta p(w_{B2}) \Big|_e^o = \frac{\rho \cdot \bar{\lambda} \cdot L_2}{2 \cdot d_h} (w_{B2}^2 - 2 w_o w_{B2}) - \rho \cdot L_2' \frac{dw_{B2}}{dt} \quad (31)$$

w_{B1} und w_{B2} bzw. ihre Ableitungen sind mit der zeitlichen Änderung des Blasen Volumens über die Kontinuitätsbedingungen verknüpft:

$$A(w_{B1} + w_{B2}) = \dot{V}_B = \frac{d}{dt} \left(\frac{4}{3} \pi R^3 \right) = 4\pi R^2 \dot{R} \quad (32)$$

$$A \left(\frac{dw_{B1}}{dt} + \frac{dw_{B2}}{dt} \right) = \ddot{V}_B = \frac{d^2}{dt^2} \left(\frac{4}{3} \pi R^3 \right) = 4\pi (R^2 \ddot{R} + 2R\dot{R}^2) \quad (33)$$

Darin ist A die Querschnittsfläche des Brennelements.

Aufgrund der numerischen Rechnungen wird für die hier durchzuführende Abschätzung vorausgesetzt, daß die Reibungsdruckverluste in (30) und (31) klein sind im Verhältnis zu dem Beschleunigungsdruckabfall. Dann liefert der Impulssatz

$$\rho L_1' w_{B1} = \rho L_2' w_{B2} \quad (34)$$

und für die Geschwindigkeit bzw. die Beschleunigung der oberen Flüssigkeitssäule wird aus (32) bzw. (33)

$$w_{B1} = \frac{4\pi}{A \left(1 + \frac{L_1'}{L_2'} \right)} R^2 \dot{R} \quad (35)$$

$$\frac{dw_{B1}}{dt} = \dot{w}_{B1} = \frac{4\pi}{A \left(1 + \frac{L_1'}{L_2'} \right)} (2R\dot{R}^2 + R^2 \ddot{R}) \quad (36)$$

Nach Einsetzen von (35) und (36) in (30)

$$\Delta p(w_{B1}) = \frac{4\pi \rho}{A \left(1 + \frac{L_1'}{L_2'} \right)} \left[\frac{\bar{\lambda} L_2}{2 d_h} \left(2w_{B1} R^2 \dot{R} + \frac{4\pi}{A \left(1 + \frac{L_1'}{L_2'} \right)} R^4 \dot{R}^2 \right) + L_1' (2R\dot{R}^2 + R^2 \ddot{R}) \right] \quad (37)$$

Die Division von (25) durch (37) liefert das gesuchte Verhältnis des radialen Druckgefälles in einem unendlich ausgedehnten Stabbündel zu dem in axialer Richtung durch das Blasenwachstum entstehenden Druckabfall.

Setzt man in (37) und (25) zueinandergehörende Zahlenwerte für R, \dot{R} und \ddot{R} (Kap.3.3.4) und die nominellen Daten für ein Brennelement eines

300 MWe-Brutreaktors [4] ein, so ergeben sich für dieses Verhältnis während des überwiegenden Teils des Blasenwachstums Werte zwischen 2 % und 5 %. Lediglich bei sehr kleinen Blasenradien, d.h. unmittelbar nach der Blasenentstehung, ist der auf konservative Weise ermittelte Anteil des radialen Druckgefälles nicht vernachlässigbar; er beträgt z.B. nach 2 msec etwa 20 %.

Dieses Ergebnis wird qualitativ bestätigt durch die bereits erwähnten Simulationsversuche mit Wasser, bei denen auch in einer Bündelgeometrie ein annähernd kugelförmiges Wachstum von Siedeblasen beobachtet wurde [34].

Damit ist die Bedingung (25b) ausreichend gut erfüllt. Das bedeutet:

Der für die Bewegung der Flüssigkeitssäulen oberhalb und unterhalb der Siedeblase maßgebende Druck ist über den Bündelquerschnitt annähernd konstant und gleich dem - zeitlich veränderlichen - Druck an der Blasenoberfläche.

Aus den Gleichungen (26) und (27), deren Gültigkeit nunmehr nachgewiesen ist, ergeben sich nach Einführung der in Abb. 23 benutzten Wegkoordinaten x_1 und x_2 bzw. deren Ableitungen unmittelbar die Bewegungsgleichungen für die Natriumsäulen oberhalb und unterhalb der Siedeblase:

$$\ddot{x}_1 = \frac{p_o(t) - p_a}{\rho \cdot L'_1} - \frac{\bar{\lambda} \cdot L_1}{2 d_h \cdot L'_1} \dot{x}_1^2 - g \quad (38)$$

$$\ddot{x}_2 = \frac{p_e - p_o(t)}{\rho \cdot L'_2} - \frac{\bar{\lambda} \cdot L_2}{2 d_h \cdot L'_2} \dot{x}_2^2 - g \quad (39)$$

mit der Kontinuitätsbedingung

$$A(x_1 - x_2) = V_B = \frac{4}{3} \pi \cdot R^3$$

und den Anfangsbedingungen

$$\begin{aligned} t = 0 \quad x_1 &= x_2 = 0 \\ \dot{x}_1 &= \dot{x}_2 = \dot{x}_0 \end{aligned}$$

8. Bezüglich des Blasenwachstums sind weiterhin vernachlässigbar

- das Strömungsfeld in der Totwasserzone zur Zeit $t = 0$
- translatorische Bewegungen der Blase
- Abweichungen des Temperaturfeldes zur Zeit $t = 0$ vom stationären Zustand

9. Während der Kondensationsphase herrscht in der Blase der zum Zeitpunkt der Bewegungsumkehr erreichte Sattdampfdruck (Kap.3.3.5.7).

In Kap.3.3.5 wird im einzelnen gezeigt, daß diese Annahmen entweder fallengelassen werden können, oder daß ihr Einfluß auf die Blasenbewegung vernachlässigbar ist, oder daß dieser Einfluß in der Rechnung nach oben und unten eingegrenzt werden kann.

Wie Schlechtendahl [12] nachgewiesen hat, gilt für die Temperatur einer Blase, in die natriumbenetzte Flächen unterschiedlicher Temperatur eintreten, die Beziehung

$$T_B = \frac{\int \sqrt{\rho c k} T_0 dF}{\int \sqrt{\rho c k} dF} \quad (40)$$

Darin ist

- T_0 die Temperatur des Flächenelements dF zum Zeitpunkt seines Eintritts in die Blase,
 ρ, c, k die Dichte, die spezifische Wärme und die Wärmeleitfähigkeit des Stoffes hinter den Oberflächen.

Für den Fall gleichartiger Flächen vereinfacht sich (40) zu

$$T_B = \frac{\int T_0 dF}{\int dF} = \frac{1}{F} \int T_0 dF \quad (41)$$

Maßgebend für die Blasentemperatur ist also die über sämtliche Flächenelemente gemittelte Temperatur. Im vorliegenden Fall eines regelmäßigen Stabbündels und für nicht zu kleine Blasenradien sind die Hüllrohroberflächen im Innern einer Blase proportional zum Blasenvolumen. Damit geht (41) über in

$$T_B = \frac{1}{V_B} \int T_0 dV \quad (42)$$

Gegeben sei nun ein quasistationäres, nichtsymmetrisches Temperaturfeld zum Zeitpunkt der Blasenentstehung

$$T = T_0(r, \varphi, \vartheta) \quad (43)$$

das sich während des Blasenwachstums infolge instationärer Wärmetransportvorgänge verändert.

$$T = T(t, r, \varphi, \vartheta) \quad (44)$$

Entsprechend den Voraussetzungen 1, 2, 3 und 4 kann dieses Temperaturfeld bezüglich des Dampfdruckes in der Blase eingegrenzt werden durch kugelsymmetrische, quasistationäre Temperaturfelder

$$T = T_0^*(r) \quad (45)$$

Mit (42) und (45) lautet die Beziehung für die Temperatur der Blase in Abhängigkeit vom Blasenradius

$$T_B(R) = \frac{3}{R^3} \int_0^R T_0^*(r) r^2 dr \quad (46)$$

Der zu dieser Temperatur gehörende Sattedampfdruck in der Blase ist eine Funktion der Temperatur

$$p_s = p_s(T_B) \quad (47)$$

Gl.(46) gilt nur für Blasenradien, die größer sind als die Abmessungen einer Elementarzelle, weil nur dann die Hüllrohroberfläche annähernd proportional zum Blasenvolumen wächst. Infolge der Inhomogenität der Bündelgeometrie oszillieren zwar die Blasentemperatur und damit der Druck geringfügig um den durch Gl.(46) beschriebenen Verlauf, ihr für das Blasenwachstum maßgebender Mittelwert bleibt aber wegen der Regelmäßigkeit der Geometrie praktisch unbeeinflusst. Ein oszillierendes Wachstum wird durch die Massenträgheit der Flüssigkeitssäulen oberhalb und unterhalb der Blase verhindert.

Entsprechend der Voraussetzung 1 ist das Druckgefälle innerhalb der Blase vernachlässigbar. Damit ist der für das Wachstum der Blase maßgebende Druck an ihrer Oberfläche gleich dem über das Blasenvolumen konstanten Sattedampfdruck $p_s(T_B)$. Führt man in den Gleichungen (38)

und (39) diesen Druck anstelle von $p_0(t)$ ein, so wird das Blasenwachstum beschrieben durch die gekoppelten Differentialgleichungen

$$\ddot{x}_1 = \frac{p_s(T_B) - p_a}{\rho \cdot L'_1} - \frac{\bar{\lambda} \cdot L_1}{2 d_h \cdot L'_1} \cdot \dot{x}_1^2 - g \quad (48)$$

$$\ddot{x}_2 = \frac{p_e - p_s(T_B)}{\rho \cdot L'_2} - \frac{\bar{\lambda} \cdot L_2}{2 d_h \cdot L'_2} \cdot \dot{x}_2^2 - g \quad (49)$$

mit der Kontinuitätsbedingung

$$A(x_1 - x_2) = V_B = \frac{4}{3} \pi R^3 \quad (50)$$

und den Anfangsbedingungen

$$\begin{aligned} t = 0 \quad x_1 &= x_2 = 0 \\ \dot{x}_1 &= \dot{x}_2 = \dot{x}_0 \end{aligned} \quad (51)$$

Weiterhin gilt in (48) und (49) mit (46) die Nebenbedingung

$$T_B(R) = \frac{3}{R^2} \int_0^R T_o^*(r) r^2 dr \quad (46)$$

Der Sattedampfdruck $p_s(T_B)$ ist als Funktion der Temperatur gegeben [48].

Die Rekondensation der Blase wird ebenfalls durch die Bewegungsgleichungen (48) und (49) beschrieben, wobei jedoch entsprechend der Annahme eines isothermen Prozesses (Voraussetzung 9) die Temperatur der Blase und damit ihr Druck konstant bleibt. Für die Kondensationsphase gilt deshalb anstelle von (46)

$$T_B(R=R_{max}) = \frac{3}{R_{max}^2} \int_0^{R_{max}} T_o^*(r) r^2 dr = const.$$

Die Gleichungen (48) und (49) und die Kontinuitätsbedingung (50) bleiben auch für den Fall gültig, daß die Blase während ihrer Kondensation forminstabil wird, also keine Kugelgestalt mehr besitzt; denn für die Bewegung der Flüssigkeitssäulen ist der Einfluß der Strömungsvorgänge in unmittelbarer Umgebung der Blase vernachlässigbar, wie in Kap.3.3.3.1

gezeigt wurde. Hier muß allerdings vorausgesetzt werden, daß der am Beispiel einer Kugelblase geführte Nachweis auch auf Blasen anwendbar ist, die von der Kugelgestalt abweichen. Die Kontinuitätsbedingung (50) gilt dann für eine kugelförmige Ersatzblase gleichen Volumens.

Dieses Differentialgleichungssystem zweiter Ordnung wurde auf ein System von Differentialgleichungen erster Ordnung transformiert. Die numerische Lösung erfolgte mit Hilfe des Rechenprogramms DYSYS [49], das auf dem Runge-Kutta-Verfahren beruht.

3.3.4 Wahl der Parameter und Ergebnisse der Rechnung

Eine wesentliche Voraussetzung für die quantitative Beschreibung des Siedevorganges, nämlich die Kenntnis des Temperaturfeldes in der Umgebung des Blasenursprungs, ist auf theoretischem Wege nicht zu gewinnen. Deshalb müssen die Bestimmungsgrößen für dieses Temperaturfeld so variiert werden, daß die Ergebnisse der Rechnung den wirklichen Vorgang bezüglich der in Kap. 3.3.1 gestellten Fragen nach Möglichkeit eingrenzen. Im einzelnen wird das Temperaturfeld bestimmt durch

- den Siedeverzug
- die Form des Temperaturfeldes
- die Abmessungen des Temperaturfeldes bzw. den Radius, an dem die Temperatur des ungestörten Bereiches herrscht
- den axialen Ort der Störung im Brennelement.

Der Siedeverzug wurde zwischen 20° und 150°C variiert. Noch höhere Werte dürften unter Reaktorbedingungen sehr unwahrscheinlich sein.

Eine theoretische Bestimmung des Temperaturfeldes setzt die Kenntnis des Geschwindigkeitsfeldes im Totwassergebiet hinter dem Strömungshindernis voraus, die nur auf experimentellem Wege zu gewinnen ist. Es sind deshalb sinnvolle Annahmen über das Temperaturfeld zu treffen:

Die Wärmeabfuhr aus dem Totwassergebiet erfolgt über den Restdurchsatz durch das Strömungshindernis, über Wärmeleitung, Wirbelleitung, und über Stofftransport in makroskopischen Wirbeln [15]. Setzt

man voraus, daß die kombinierte Wirkung dieser Wärmetransportmechanismen ersetzt werden kann durch eine fiktive, über den Radius des Temperaturfeldes konstante Wirbelleitfähigkeit, so ergibt sich bei konstanter Wärmequellendichte im stationären Fall ein parabolischer Temperaturverlauf. Nimmt dagegen diese "Leitfähigkeit" zum Zentrum hin ab, so verläuft die Temperatur in der Umgebung des Maximums flacher. Es ist nun zu erwarten, daß bei einem bestimmten Siedeverzug die Blase umso größer wird, je flacher der Temperaturverlauf im Zentrum der Störung ist. Diese Vermutung wird durch die Ergebnisse der Rechnung bestätigt. Im Hinblick auf die in Kap.3.3.1 gestellten Fragen 1 und 2 (Überhitzung der Hüllrohre während der Lebensdauer der Blase und die Möglichkeit hydrodynamischer Instabilität) ist deshalb die Annahme eines flachen Temperaturprofils, im Hinblick auf die Frage 3 (Detektierbarkeit mit einem elektromagnetischen Durchflußmesser) jedoch die eines steilen Temperaturprofils konservativ. Es wurden deshalb Rechnungen durchgeführt mit verschiedenen parabolischen Temperaturfeldern, in denen die Kühlmitteltemperatur im ersten Fall mit r^2 und im zweiten Fall mit r^3 abfällt:

$$A. \quad T_o(r) = T_{\max} - \frac{T_{\max} - T_o}{r_o^2} r^2 \quad (52)$$

und

$$B. \quad T_o(r) = T_{\max} - \frac{T_{\max} - T_o}{r_o^3} r^3 \quad (53)$$

mit

$$T_{\max} = T_s(z) + \Delta T_s \quad (54)$$

Darin ist $T_s(z)$ die zu dem Kühlmitteldruck an der betrachteten Stelle gehörende Sättigungstemperatur und ΔT_s der Siedeverzug. T_o ist die - ebenfalls vom axialen Ort im Core abhängige - Natriumtemperatur im ungestörten Bereich der Strömung. r_o kennzeichnet den Außenradius des Feldes, an dem die Temperatur T_o herrscht, und sei identisch mit dem Radius des Strömungshindernisses, von dem das Temperaturfeld verursacht wird. Die Annahme kugelsymmetrischer Felder ist bezüglich der maximalen Blasengrößen konservativ.

Zur Eingrenzung möglicher Störungen hinsichtlich der radialen Ausdehnung des Temperaturfeldes bzw. des Strömungshindernisses wurden untersucht:

1. ein kleines Hindernis mit einem Radius r_0 von 2,35 cm entsprechend einer Blockade von 18 % aller Unterkanäle eines Bündels. Diese Störung ist über die Durchsatz- bzw. Temperaturmessung sicher nicht detektierbar, bevor Sieden einsetzt (s.Kap.3.2.2),
2. ein Hindernis mit $r_0 = 4,1$ cm, das einer Verstopfung von 56 % des gesamten Strömungsquerschnittes entspricht und das sehr wahrscheinlich bereits über die Änderung des Kühlmitteldurchsatzes nachweisbar ist, bevor die Siedetemperatur erreicht wird.

Der erste Fall soll Aufschluß bringen darüber, ob lokales Sieden, auch wenn es von einer an sich noch nicht detektierbaren Kühlungsstörung ausgelöst wird, bereits meßbare Durchsatzschwankungen am Brennelementaustritt verursacht. (Der Nachweis von Hüllschäden als möglicher Begleiterscheinung des Siedens sei hier ausgeklammert.)

Der zweite Fall zielt auf die Beantwortung der Frage nach einer Überhitzung der Hüllrohre bei örtlichem Sieden an solchen Strömungshindernissen, die bereits vor dem Siedebeginn eine detektierbare Größe erreicht und die Detektionsschwelle entweder unbemerkt oder zu schnell für eine Gegenaktion des Sicherheitssystems überschritten hatten.

Es kann vorausgesetzt werden, daß lokales Sieden umso stärkere Auswirkungen hat, je größer die kühlungsgestörte Zone ist, in der Sieden einsetzt. Deshalb sind beide Fälle konservativ bezüglich der jeweils gesuchten Information.

Der axiale Ort der Störung im Brennelement wurde in sechs Schritten zwischen Unterkante und Oberkante der Brennstoffzone variiert.

Einige typische Ergebnisse der Rechnung sind in den Abb. 24 bis 35 dargestellt.

Der Einfluß des Siedeverzuges auf den Verlauf der Blasenbewegung (Abb. 24 bis 27) ist deutlich erkennbar. Er ist bei dem Temperaturprofil A (steilerer Temperaturverlauf in der Umgebung des Maximums

nach Gl.(52)) stärker ausgeprägt als bei dem Temperaturprofil B mit flacherem Maximum nach Gl.(53). Sowohl der maximale Blasenradius als auch die Blasenlebensdauer nehmen zu, wenn der Ort der Störung vom Anfang der Brennstoffzone zum Brennelementaustritt hin verlagert wird. Die Blasenlebensdauer wächst im Fall des Temperaturprofils A mäßig mit dem Siedeverzug, bei dem Profil B wird sie nur sehr wenig davon beeinflusst. Die Zeit, innerhalb derer die Blasen ihre maximale Größe erreichen, variiert zwischen etwa 3 ms bei den kleineren Störungen (Abb.24) und annähernd 20 ms bei den größeren (Abb. 27). Im Fall A wächst t_{\max} um etwa 40 % bei einer Erhöhung von ΔT_s von 20°C auf 150°C, bei dem flacheren Ausgangstemperaturprofil B nimmt t_{\max} im gleichen Überhitzungsbereich um ca. 10 % ab. Die Kondensationszeiten sind im Mittel um etwa 25 % kürzer als die Wachstumszeiten.

Es ist bemerkenswert, daß bei sonst gleichen Bedingungen die maximalen Blasenradien sich verhalten wie die Radien r_0 des Ausgangstemperaturfeldes. Diese Feststellung trifft für beide untersuchten Temperaturprofile zu und gilt unabhängig von dem axialen Ort der Störung im Brennelement. Damit verhalten sich auch die maximalen Blasen volumina wie die Volumina der Temperaturfelder. Dieses Ergebnis ist nicht überraschend, wenn man bedenkt, daß das Volumen des Temperaturfeldes bei gegebenem Temperaturprofil ein Maß für den Wärmehalt des Feldes bezüglich der Temperatur T_0 an seiner Umrandung darstellt, und daß der Wärmehalt wiederum ein Maß für die Verdrängungsarbeit $\int pdV$ der Blase ist. Diese Überlegung läßt vermuten, daß auch bei unsymmetrischen Temperaturfeldern die maximale Blasengröße annähernd proportional zu dem Wärmehalt desjenigen Teils des Temperaturfeldes ist, der in der "Reichweite" der Blase liegt.

Wesentlich stärker als auf den Blasenradius wirkt sich der Siedeverzug selbstverständlich auf das maximale Blasen volumen (Abb. 34) und - wegen der geringen Abhängigkeit der Wachstumszeit - auch auf die Volumenänderungsgeschwindigkeit aus. Deshalb wächst die Schwankung der Natriumgeschwindigkeit am Brennelementaustritt stark mit ΔT_s . Die Änderung der Natriumaustrittsgeschwindigkeit ist ein Maß für die Detektierbarkeit über eine Durchflußmessung. Sie ist umso größer, je näher sich die Störung am oberen Ende der Brennstoffzone befindet.(Abb.28/29)

Für die Detektierbarkeit lokalen Siedens über einen elektromagnetischen Durchflußmesser ist je nach Art der Meßsignalverarbeitung die maximale Abweichung von der nominellen Kühlmittelgeschwindigkeit (positiv während der Wachstums- und negativ bei der Rekondensationsphase), der Gesamtbetrag der Geschwindigkeitsänderung während der Blasenlebensdauer (Summe der Abweichungen), oder die Beschleunigung (Signaländerungsgeschwindigkeit) maßgebend. Die Ansprechzeit des Instruments liegt um oder unterhalb 1 msec und ist deshalb vernachlässigbar $\sqrt{50}$. Unter der Annahme, daß eine Gesamtabweichung von 10 % des Nenndurchsatzes deutlich meßbar ist, läßt sich über die Detektierbarkeit folgende vorläufige Aussage machen: Lokales Sieden bei einer Verstopfung von etwa 20 % der Kühlkanäle dürfte im Fall eines flachen Temperaturprofils in der Umgebung des Blasenursprungs bereits bei einem Siedeverzug unterhalb 50°C detektierbar sein, gleichgültig an welchem axialen Ort im Core die Störung auftritt.

Ist dagegen der Temperaturverlauf im Zentrum der Störung relativ steil, so kann die Störung bei einer Siedeüberhitzung von 50°C nur dann nachgewiesen werden, wenn sie sich in der oberen Hälfte des Cores befindet. Bei sehr niedrigem Siedeverzug von etwa 20°C und steilem Temperaturprofil hat die Größe der Störung nur geringen Einfluß auf die Detektierbarkeit. Tritt dagegen lokales Sieden hinter einem Strömungshindernis auf, das bereits vorher in der Nähe der Nachweisgrenze war, so ist es bei Siedeverzügen um 50°C überall im Core wahrscheinlich detektierbar. Diese Aussage ist jedoch mit einiger Unsicherheit behaftet, die aus der Unkenntnis des bei wirklichen Störungen im Reaktor auftretenden Temperaturprofils resultiert: Die Annahme kugelsymmetrischer Temperaturfelder ist zwar bezüglich der maximalen Blasengröße (und damit der Fragen 1 und 2 in Kap. 3.3.1) konservativ, gleichzeitig jedoch im Hinblick auf die Detektierbarkeit optimistisch. Andererseits ist gerade im Fall niedrigen Siedeverzuges der - hier zunächst vernachlässigte - Einfluß der Wärmeerzeugung im Brennstoff auf die maximale Blasengröße erheblich (Kap. 3.3.5.4) Bei Berücksichtigung dieses Einflusses und des instationären Wärmeaustausches außerhalb der Blase (Kap. 3.3.5.3) erhöht sich der maximale Blasenradius bis um den Faktor 1,3 (bei $\Delta T_s = 20^\circ\text{C}$) und das Blasenvolumen entsprechend stärker. Trotz der soeben getroffenen Einschränkung besteht deshalb die Aussicht, daß auch im Fall niedriger Siedeüberhitzung örtliches Sieden mit einem elektromagnetischen Durchflußmesser detektiert werden kann.

Eine Überhitzung der Hüllrohre nach Austrocknen des Restfilms ist - im Rahmen der Gültigkeit der getroffenen Voraussetzungen, die in Kap.3.3.5 im einzelnen behandelt werden - auszuschließen:

In den untersuchten Fällen beträgt die gesamte Lebensdauer der Siedebblasen bis zu ihrer vollständigen Rekondensation maximal etwa 35 ms und liegt damit um eine Größenordnung unterhalb der Zeit, innerhalb derer im Fall stationärer Leistung mit einem Austrocknen des Films zu rechnen wäre. Für diese Behauptung spricht ein weiteres, qualitatives Argument: Die Oberflächentemperatur des heißesten Brennstabes im Zentrum der Störung ist mit Sicherheit während der Wachstumsphase und - bei dem hier als vermutlich konservativ gewählten Rekondensationsmodell - auch während der Rekondensation niedriger als im stationären Zustand vor dem Siedebeginn. Damit wird während der gesamten Lebensdauer der Siedebblase eine höhere Leistung von diesem Stab abgeführt als in ihm erzeugt wird; sein Wärmeinhalt nimmt also gegenüber dem Ausgangszustand um einen bestimmten Betrag ab. Wegen der thermischen Trägheit des Brennstoffes wird der größte Teil dieser Wärmemenge dem Hüllrohr entzogen, dessen mittlere Temperatur infolgedessen erheblich absinkt. Diese qualitative Argumentation wird in Kap.3.3.5.1, 3.3.5.2 und 3.3.5.4 durch Zahlenrechnungen gestützt.

3.3.5 Einfluß der getroffenen Annahmen

3.3.5.1 Die Dampfströmung innerhalb der Blase

Bei der Annahme gleichförmiger - zeitlich aber veränderlicher - Dampftemperatur (Kap.3.3.3.2, Annahme 1) wurde vorausgesetzt, daß der Druckabfall in der Dampfströmung vernachlässigbar ist. Hier soll anhand eines konservativen Beispiels abgeschätzt werden, ob diese Voraussetzung erfüllt ist. Da zu diesem Zweck eine näherungsweise Berechnung der instationären Wärmetransportvorgänge innerhalb der Blase erforderlich ist, liefert diese Abschätzung gleichzeitig konservative Aussagen über die Verdampfung des Restfilms an den Hüllrohroberflächen und über Wärmespannungen im Hüllrohr.

In dem angenommenen Fall eines kugelsymmetrischen Ausgangstemperaturfeldes $T_0(r)$ zum Zeitpunkt der Blasenentstehung laufen auch die

Wärmetransportvorgänge während des Blasenwachstums kugelsymmetrisch ab. Die Dampfströmung ist deshalb radial nach außen gerichtet. Der differentielle Druckabfall in einer kugelsymmetrischen Dampfströmung ist bei Vernachlässigung des Beschleunigungsdruckabfalls analog zu (20).*)

$$dp = \frac{\rho_D \cdot C}{2 \sigma} \cdot w_{De}^2 dr \quad (55)$$

Hierin ist

- C der Widerstandsbeiwert
- w_{De} die Dampfgeschwindigkeit im engsten Querschnitt zwischen den Hüllrohren
- σ der Abstand der engsten Querschnitte in radialer Richtung.

Bei konstanter Dampfdichte ρ_D ist der gesamte Druckabfall

$$\Delta p / \sigma = \frac{\rho_D \cdot C}{2 \cdot \sigma} \int_0^R w_{De}^2 dr \quad (56)$$

Die Geschwindigkeit wird durch den Dampfstrom bestimmt.

$$w_{De} = \frac{\dot{V}_D}{4\pi r^2} \cdot \frac{\alpha}{a-d} \quad (57)$$

a ist die Stabteilung und d der Stabdurchmesser.

Der Volumenstrom ergibt sich durch Integration des spezifischen Volumenstroms \dot{V}_D pro Einheit der Hüllrohrfläche über alle Hüllrohrflächen innerhalb des betrachteten Radius.

$$\dot{V}_D = 4\pi \cdot \varepsilon \int_0^r \dot{v}_D(r^*) r^{*2} dr^* \quad (58)$$

gibt die spezifische Hüllrohrfläche pro Volumeneinheit an. Der Dampfstrom \dot{m}_D an der Hüllrohrfläche ist bei Vernachlässigung der spezifischen Wärme des Flüssigkeitsfilms proportional zur zeitlichen Änderung der mittleren Hüllrohrtemperatur \bar{T}_H

$$\dot{m}_D = \rho_D \dot{V}_D = \frac{\rho_H c_H s}{\Delta h} \cdot \frac{\partial \bar{T}_H}{\partial t} \quad (59)$$

*)Anmerkung: In konservativer Weise wird hier der Druckabfall quer zum Stabbündel berechnet; in Längsrichtung ist der Strömungswiderstand sehr viel geringer.

Hierin ist

Δh die Verdampfungswärme

ρ_H, c_H, s die Dichte, spezifische Wärme, Wandstärke der Hülle.

Mit den Gleichungen (55) bis (59) ergibt sich der Druckabfall in der Dampfströmung

$$\Delta P_D \Big|_0^R = \frac{C}{2s_p \cdot d} \left[\frac{a}{a-d} \cdot \frac{\varepsilon c_H s_H s}{\Delta h} \right]^2 \int_0^R \frac{1}{r^4} \left[\int_0^r \frac{\partial \bar{T}_H}{\partial t}(r^*) r^{*2} dr^* \right]^2 dr \quad (60)$$

Die mittlere Hüllrohrtemperatur ist eine Funktion des Radius, der Zeit und der - zeitlich veränderlichen - Blasentemperatur.

$$\bar{T}_H = \bar{T}_H(r, t, T_B) \quad (61)$$

Die Lösung des instationären Wärmeleitproblems (Bestimmung von $\frac{\partial \bar{T}_H}{\partial t}(r^*)$ in Gl.(59)) erfolgte mit Hilfe eines digitalen Rechenprogramms [51].

Dabei wurde wie folgt vorgegangen:

Es sei ΔF_i ein Oberflächenelement eines Hüllrohres im Abstand r_i vom Blasenzentrum, das entsprechend dem Ausgangstemperaturfeld $T_0(r)$ zum Zeitpunkt seines Eintritts in die Blase $t_{0,i} = t_{(R=r_i)}$ die Temperatur $T_0(r_i)$ besitzt (Gl.(45)). Die Blasentemperatur zu diesem Zeitpunkt

$T_B(t=t_{0,i})$ und ihr weiterer Verlauf bestimmen die instationäre Temperaturverteilung in der Hüllrohrwand hinter dem Flächenelement ΔF_i .

Die zeitliche Änderung der mittleren Temperatur $(\frac{\partial \bar{T}_H}{\partial t})_i$ in dem Hüllrohrelement ΔF_i ist ein Maß für den an seiner Oberfläche erzeugten Dampfmassenstrom $\dot{m}_{D,i}$. Für die Berechnung des Druckverlustes (60) ist $(\frac{\partial \bar{T}_H}{\partial t})_i$ für alle ΔF_i zu berechnen. Wegen der Kugelsymmetrie des Vorgangs ist

$$\Delta F_i = \frac{4}{3} \pi \cdot \varepsilon (r_i^3 - r_{i-1}^3)$$

Entsprechend Annahme 2 (Kap.3.3.3.2) ist die Oberflächentemperatur von ΔF_i gleich der Blasentemperatur. Damit und mit (45) gelten die Anfangsbedingungen

$$t_{0,i} = t_{(R=r_i)} : T_{\text{Oberfl. } 0,i} = T_B(t)_{t=t_{0,i}}$$

$$\bar{T}_{0,i} = T_0^*(r)_{r=r_i}$$

und die zeitabhängige Randbedingung

$$T_{\text{Oberfläche},i} = T_B(t_{o,i} + t) \quad t_i = t - t_{o,i}$$

Zur Bestimmung der Anfangs- und Randbedingungen wurde ein vorher berechneter Blasenverlauf $R(t)$ und die dazugehörige Zeitfunktion der Blasentemperatur $T_B(t)$ verwendet.*) Der Druckverlust ergibt sich schließlich durch numerische Integration von Gl.(60).

In Abb. 30 ist der zeitliche Verlauf der mittleren Hüllrohrtemperatur für verschiedene Radien r_i und der Verlauf der Blasentemperatur aufgetragen. Die Anfangspunkte der Kurven markieren den Zeitpunkt, zu dem das betreffende Hüllrohrelement in die Blase eintritt (z.B. 9 msec für $r = 3$ cm). Die zeitliche Änderung der mittleren Hüllrohrtemperatur an dem jeweils betrachteten Radius ist ein Maß für den an seiner Oberfläche erzeugten Dampfmassenstrom. Mit wachsendem Blasenradius wird entsprechend der abnehmenden Blasentemperatur die Dampfdichte geringer. Gleichzeitig nimmt im Mittel die Entfernung zwischen den Radien der Dampfbildung und der Kondensation zu. Da andererseits der spezifische Massenstrom in diesem Beispiel nach etwa 10 ms nahezu konstant bleibt (erkennbar in Abb. 30 an dem etwa linearen Abfall der mittleren Hüllrohrtemperaturen), ist der Druckabfall in der Dampfströmung dann am größten, wenn die Blase ihre maximale Größe erreicht. Eine Abschätzung nach Gl.(60) zu diesem Zeitpunkt liefert einen Druckabfall von 0,07 at entsprechend einem Unterschied in der Sattedampftemperatur von $\sim 20^\circ\text{C}$ zwischen dem Zentrum der Blase und ihrer Oberfläche. Diese Werte sind als sehr konservativ anzusehen, weil der Berechnung des Druckabfalls der Strömungswiderstand quer zu den Brennstäben zugrunde lag, der um ein Vielfaches höher ist als der Widerstand in Richtung der Stäbe. Der effektive Strömungswiderstand und damit der wirkliche Druckabfall müssen deshalb erheblich niedriger sein als 0,07 at. Selbst dieser sehr konservative Wert beträgt nur etwa 2 % des Druckes p_0 in der Flüssigkeit vor Entstehung der Blase.

Die Voraussetzung vernachlässigbarer Druck- und Temperaturunterschiede in der Blase ist deshalb genügend gut erfüllt.

*) Die hier benutzten Funktionen gelten für einen Siedeverzug von 120°C . Sie stammen aus Rechnungen nach einem zunächst verwendeten analytischen Näherungsverfahren, das die Flüssigkeitsreibung vernachlässigt und das maximale Blasen volumen geringfügig überschätzt. Das gewählte Beispiel ist deshalb hinsichtlich des Druckabfalls konservativ.

3.3.5.2 Austrocknen des Restfilms an den Hüllrohroberflächen

Es wurde vorausgesetzt (Annahme 3 in Kap.3.3.3.2), daß alle Hüllrohroberflächen während der Blasenwachstumsphase mit einem Flüssigkeitsfilm benetzt bleiben. Diese Annahme war zur Berechnung der Blasentemperatur nach Gl. (46) notwendig. Hier soll abgeschätzt werden, unter welchen Bedingungen es zu einem Austrocknen der Hüllrohre kommen kann, und welche Folgen das auf den Blasenverlauf und die Hüllrohrtemperaturen hätte. Für eine konservative Abschätzung genügt es, den Brennstab im Zentrum der Blase zu betrachten, weil er zur Zeit $t = 0$ die höchste Temperatur besitzt und weil er sich während der gesamten Lebenszeit der Blase in einer Dampfatmosphäre befindet.

Die Dicke δ_F der verdampften Flüssigkeitsschicht ist bei Vernachlässigung der Wärmekapazität des Restfilms proportional zur Änderung der mittleren Temperatur eines vom Brennstoff als isoliert betrachteten Hüllrohres.

$$\delta_F = \frac{c_H \rho_H S}{\Delta h \cdot \rho_F} \cdot \Delta \bar{T}_H \quad (62)$$

In dem in Kap.3.3.5.1 diskutierten Beispiel muß von der Oberfläche des zentralen Hüllrohres während der Wachstumsphase der Blase eine Natriumschicht von ca. 0,1 mm Dicke abdampfen, um den berechneten Abfall der mittleren Hüllrohrtemperatur zu bewirken (Abb. 30, Kurve $r = 0$). Insgesamt würde der Restfilm bis zur völligen Kondensation der Blase nach 30 msec um etwa 0,17 mm verringert. Nimmt man als typischen Wert zu Beginn der Verdampfung eine Restfilmdicke um oder wenig unterhalb 0,2 mm an [36], so ist ein vollständiges Abdampfen des Films während der Lebenszeit der Blase zwar nicht auszuschließen, bezüglich der Frage nach einer möglichen Hüllrohrüberhitzung jedoch belanglos; denn nach Abdampfen eines Natriumfilms von 0,2 mm Dicke wäre das Hüllrohr im Mittel um etwa 400°C gegenüber seiner Ausgangstemperatur unterkühlt. Bei Berücksichtigung der Wärmemenge, die während der Blasenlebensdauer aus dem Brennstoff in die Hülle fließt, wird diese Unter- kühlung um maximal 80°C auf 320°C verringert. Hierbei ist bereits der Tatsache Rechnung getragen, daß der Wärme- fluß zwischen Brennstoff und Hülle wegen der größeren Temperaturdifferenz im Spalt höher ist als im stationären Fall.

Die soeben als typisch angenommene Restschichtdicke von 0,2 mm ergibt sich für den Beginn des Blasenwachstums nach einem theoretischen Modell von Kottowski [36], das für den Abstreifvorgang eine Korrelation zwischen den Parametern der Flüssigkeitsströmung (Geschwindigkeit und Beschleunigung) und der Schichtdicke herstellt. Abgesehen von Unsicherheiten bei der analytischen Beschreibung des Abstreifvorgangs ist der Einfluß der Dampfströmung auf den Restfilm jedoch völlig ungeklärt. Es ist denkbar, daß bei hohen Dampfgeschwindigkeiten (in dem in Kap.3.3.5.1 berechneten Fall z.B. mehr als 100 m/sec) die Schichtdicke erheblich reduziert wird. Bei neueren Siedeejektionsversuchen hat Peppler [52] in einigen Fällen sehr geringe Schichtdicken von ca. 0,02 mm festgestellt. Obwohl an dem hier betrachteten Hüllrohr im Blasenzentrum keine hohen Dampfgeschwindigkeiten auftreten, soll abgeschätzt werden, ob im Falle einer Restschichtdicke von nur 0,02 mm mit erheblicher Überhitzung des Hüllrohres und mit unvollständiger Kondensation der Blase zu rechnen wäre.

Eine vollständige Kondensation könnte nach dem Austrocknen des Restfilms möglicherweise durch rasche Neubildung von Dampf an überhitzten Hüllrohren verhindert werden. Voraussetzung dafür ist, daß die Temperatur der Flüssigkeit beim Kontakt mit der Hüllrohroberfläche die Sättigungstemperatur erreicht. Die Bedingung dafür liefert nach entsprechender Umformung Gl.(40).

$$T_{of} \leq \frac{T_s(p)(\sqrt{\rho_F c_F k_F} + \sqrt{\rho_H c_H k_H}) - T_{oH} \sqrt{\rho_H c_H k_H}}{\sqrt{\rho_F c_F k_F}} \quad (63)$$

Hierin ist

T_{of} , T_{oH} die Temperatur der Flüssigkeit bzw. des Hüllrohres vor der Berührung

$T_s(p)$ die Sättigungstemperatur an der Grenzfläche zum Zeitpunkt der Berührung.

In dem benutzten Beispiel (Abb. 30) wäre ein Restfilm von 0,02 mm Dicke nach etwa 5 msec vollständig verdampft. Die dem Brennstab dabei entzogene Wärmemenge entspricht der bei stationärer Leistung während

28 msec im Brennstoff erzeugten Wärme. Unter der Voraussetzung, daß die Blase auch bei partiellem "Dryout" innerhalb von 30 msec kondensiert, wäre die mittlere Temperatur des zentralen Hüllrohres am Ende der Blasenlebensdauer um nur wenige $^{\circ}\text{C}$ höher als zu Beginn.*⁾ In Wirklichkeit wäre jedoch mit einem schnelleren Bewegungsablauf zu rechnen, weil der Wärmeübergang von den trockenen Hüllrohrwänden im Vergleich zu dem Wärmestrom durch Restfilmverdampfung vernachlässigbar ist und sich deshalb nach Gl. (41) bei gleicher Blasengröße eine niedrigere Temperatur und infolgedessen ein niedrigerer Druck einstellen müßte. Weiterhin wird in konservativer Weise angenommen, daß bei der Verzögerung der rückströmenden Flüssigkeit lediglich derjenige Druck p_0 erzeugt wird, der unmittelbar nach der Blasenentstehung an der betrachteten Stelle herrschte, und daß die Temperatur an der Oberfläche des Hüllrohres gleich der mittleren Temperatur ist. Selbst in diesem sehr konservativen Fall wird eine erneute Dampfbildung und damit eine unvollständige Kondensation verhindert, wenn die Temperatur des rückströmenden Natriums entsprechend Gl. (63) nur um wenige $^{\circ}\text{C}$ niedriger ist als die höchste Natriumtemperatur zum Zeitpunkt der Blasenentstehung. Nach der in Kap. 3.3.5.3 durchgeführten Untersuchung der Vermischungsvorgänge im Natrium außerhalb der Blase ist die Temperatur der rückströmenden Flüssigkeit in diesem Beispiel jedoch um mindestens 150°C niedriger als die höchste Temperatur zur Zeit $t = 0$.

Eine unvollständige Kondensation von Siedebblasen ist deshalb selbst dann als unwahrscheinlich anzusehen, wenn der gebildete Restfilm sehr dünn ist und während des Blasenwachstums vollständig abdampft.

3.3.5.3 Instationärer Wärmetransport außerhalb der Blase und an der Blasenoberfläche

Der analytischen Beschreibung der Blasenbewegung in Kap. 3.3.3.2 lagen u.a. die Annahmen 4, 5 und 6 zugrunde, die, zusammengenommen bedeuten, daß

- an der Blasenoberfläche kein Wärme fluß auftritt, die Blase also gegenüber ihrer Umgebung thermisch isoliert ist,
- nicht symmetrische, instationäre Temperaturfelder bezüglich des Druckes in der Blase und damit der Blasenbewegung eingegrenzt werden können durch kugelsymmetrische, stationäre Temperaturfelder.

*⁾ Die mittlere Aufheizgeschwindigkeit des nach außen als isoliert angenommenen Hüllrohres beträgt maximal, d.h. wenn die gesamte im Brennstoff erzeugte Wärme in das Hüllrohr fließt, ca. $1,4^{\circ}\text{C}$ pro msec.

Diese Annahmen führten zu einer wesentlichen Vereinfachung der Rechnung dadurch, daß die Blasen­temperatur nur von dem Blasenradius und dem stationären Ausgangstemperaturfeld (Gl.(46)) abhängt. Die Annahme thermischer Isolation war notwendig, weil eine analytische Beschreibung von Verdampfungs- und Kondensationsvorgängen an der Blasenoberfläche nicht möglich erscheint; denn zum Unterschied von dem in der Literatur behandelten Wachstum einzelner Blasen in einer homogenen Flüssigkeit [53,54,7] [55,56] ist in einer Bündelgeometrie die Modellvorstellung einer "stabilen" thermischen Grenzschicht (thermal conductance layer) nicht zulässig, weil infolge der starken Querschnittsänderungen im Bündel eine intensive Verwirbelung des verdrängten Natriums zu erwarten ist.^{x)}

Im folgenden soll der maximale Einfluß dieser Annahmen auf die Blasenbewegung durch Grenzabschätzungen ermittelt werden. Dazu werden zunächst unter Beibehaltung der ersten Voraussetzung die Wärmetransportvorgänge außerhalb der Blase im Hinblick auf die Temperatur der in das Blasen­volumen eintretenden Hüllrohre untersucht.

Innerhalb des stationären Ausgangstemperaturfeldes (Gl.43)

$$T_0 = T_0(r, \varphi, \vartheta)$$

betrachten wir ein Volumenelement

$$\Delta V = \frac{1}{3} r^3 \Delta \varphi \Delta \vartheta \quad (64)$$

das einen pyramidenförmigen Ausschnitt des Temperaturfeldes darstellt und dessen Spitze im Koordinatenursprung liegt. Bei genügend kleinen $\Delta \varphi$ und $\Delta \vartheta$ ist die Temperatur T_0 in diesem Element nur eine Funktion von r

$$T_0 = T_0(r) \quad (65)$$

ΔV bestehe in radialer Richtung aus Teilvolumina mit kugelförmigen Begrenzungsflächen

*) Anmerkung: Das gilt insbesondere für denjenigen - zeitlich weitaus überwiegenden - Teil der Wachstumsphase, während dessen der Blasenradius größer ist als die Abmessungen eines Einzelkanals im Bündel. Das Frühstadium des Blasenwachstums, das von dem hier entwickelten Siedemodell nur unzureichend beschrieben wird, ist für den Gesamtverlauf der Blasenbewegung ohne Bedeutung.

$$\Delta \Delta V = V_i = \frac{1}{3} \Delta \varphi \Delta v^3 (r_i^3 - r_{i-1}^3) \quad (66)$$

in denen zur Zeit $t = 0$, d.h. für den Blasenradius $R = 0$, entsprechend Gl.(65) die Temperaturen

$$T_{i,0} = T_0 \left(\frac{r_i - r_{i-1}}{2} \right) \quad (67)$$

herrschen.

Wegen des kugelförmigen Wachstums der Blase kann vorausgesetzt werden, daß ein Nettowärmetransport durch das Kühlmittel nur in radialer Richtung erfolgt. Diese Voraussetzung dürfte auch im Falle eines nichtsymmetrischen Temperaturfeldes annähernd erfüllt sein, solange die Temperaturgradienten in Umfangsrichtung klein sind im Vergleich zu den radialen Gradienten. Der Brennstoff ist entsprechend der Annahme 7 in Kap.3.3.3.2 (deren Berechtigung in Kap.3.3.5.4 geprüft wird) vom Hüllrohr thermisch isoliert. Für die zeitliche Änderung der mittleren Temperatur \bar{T}_i folgt dann mit der Kontinuitätsbedingung und Gl.(66)

$$\frac{d\bar{T}_i}{dt} = \frac{1}{V_i \bar{\rho} \bar{c}} (T_{ie} - T_{ia}) \dot{V}_{if} S_F c_F \quad (68)$$

Hierin ist

\dot{V}_{if} der Natriumvolumenstrom durch die Begrenzungsflächen

T_{ie} die Temperatur des eintretenden Natriums

T_{ia} die Temperatur des austretenden Natriums.

Die Temperaturabhängigkeit der Stoffwerte wird vernachlässigt.

Die erwähnte Verwirbelung des Natriums wird durch die Annahme berücksichtigt, daß in den Hüllrohrzwischenräumen (bzw. in den Teilvolumina V_i) eine vollständige Vermischung der eintretenden mit der dort vorhandenen Flüssigkeit stattfindet.

$$T_{ie} = T_{i-1} \quad ; \quad T_{ia} = T_i \quad (69)$$

Der instationäre Wärmeübergang vom Natrium an die Hüllrohre wird durch einen Parameter f_k berücksichtigt. f_k ist definiert durch

$$f_k \cdot \beta \cdot V_i (T_i - T_{H0}) = \int_0^{\beta V_i} (T_H - T_0) dV_H \quad (70)$$

und gibt denjenigen Anteil des Hüllrohrteilvolumens $\beta \cdot V_i$ an, der die Temperatur T_i der Flüssigkeit annimmt, wobei das restliche Hüllrohrvolumen die Ausgangstemperatur T_{Ho} behält. Dieses Restvolumen tritt deshalb in der zeitlichen Wärmebilanz (68) nicht auf. Damit ist die zeitliche Änderung der Natriumtemperatur

$$\frac{dT_i}{dt} = \frac{\dot{V}_{fi} (T_{i-1} - T_i)}{\frac{1}{3} \Delta \vartheta \Delta \varphi (r_i^3 - r_{i-1}^3) \left(\alpha - f_k \cdot \beta \cdot \frac{\rho_H c_H}{\rho_F c_F} \right)} \quad (71)$$

Hierin ist α der Kühlmittelvolumenanteil und β der Hüllrohrvolumenanteil.

Für den Natriumvolumenstrom gilt die Kontinuitätsbedingung

$$\dot{V}_{if} = \alpha \Delta \vartheta \Delta \varphi r_i^2 \left(\frac{dr}{dt} \right)_i = \alpha \Delta \vartheta \Delta \varphi R^2 \frac{dR}{dt} \quad (72)$$

Mit (72) und Einführung des Index j für den betrachteten Bereich des Blasenradius lautet (71)

$$\frac{dT_i^j}{dR_j} = \frac{3 R_j^2 (T_{i-1}^j - T_i^j)}{(r_i^3 - r_{i-1}^3) \left(1 - f_k \cdot \frac{\beta}{\alpha} \cdot \frac{\rho_H c_H}{\rho_F c_F} \right)} \quad (73)$$

$$i = 1 \dots I ; \quad j = 1 \dots J$$

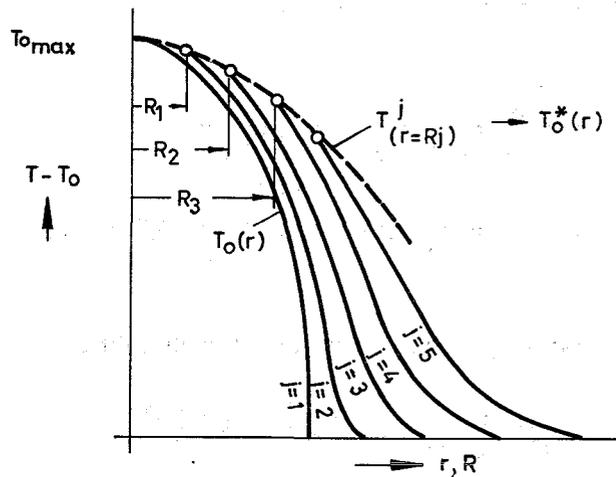
mit der Anfangsbedingung

$$R=0 \quad T_{i,0} = T_0 \left(\frac{r_{i-1} + r_i}{2} \right) \quad (74)$$

und der Randbedingung

$$4\pi (\alpha \rho_F c_F + \beta \rho_H c_H) \int_0^{\infty} T_0(r) r^2 dr = \beta \rho_H c_H \left(\sum_{i=1}^{I_1} V_i f_k T_i^j + \sum_{i=1}^{I_1} V_i (1-f_k) T_{i0} \right) + \sum_{i=I_2}^I V_i (\alpha \rho_F c_F + f_k \beta \rho_H c_H) T_i^j + \sum_{i=I_2}^I V_i (1-f_k) \beta \rho_H c_H T_{i0} \quad (75)$$

Die Lösung dieses Differentialgleichungssystems für alle Volumenelemente ΔV liefert die zu jedem Blasenradius R_j gehörenden Temperaturfelder $T^j(r, \varphi, \vartheta)$ im Natrium (bzw. in der Schicht f_k der Hüllrohre) außerhalb der Blase (s. Skizze).



Da für den Temperatur- und Druckverlauf in der Blase lediglich die Temperatur der Hüllrohre bei ihrem Eintritt in die Blase ($r = R_j$) und die Natriumtemperatur an der Blasenoberfläche von Bedeutung sind, genügt zur Berechnung des Blasenwachstums die Angabe der Anfangswerte $T^j(\varphi, \vartheta)_{r=R_j}$ dieser Temperaturfelder. Der durch diese Anfangswerte gebildete Temperaturverlauf (in der Skizze für ein Volumenelement durch die gestrichelte Linie dargestellt) kann nun interpretiert werden als ein Ausgangstemperaturfeld, das sich während des Blasenwachstums nicht ändert.

$$T^j(\varphi, \vartheta)_{r=R_j} \rightarrow T(R, \varphi, \vartheta) = T_0(r, \varphi, \vartheta) \quad (76)$$

Da weiterhin für die Temperatur in der Blase entsprechend (41) nur die über alle Oberflächen gemittelten Temperaturen maßgebend sind, kann das nichtsymmetrische Temperaturfeld (76) ersetzt werden durch ein bezüglich des Blasenwachstums äquivalentes, kugelsymmetrisches Temperaturfeld $T_0(r)$, das wegen (46) für alle R der folgenden Bedingung genügen muß.

$$\frac{3}{4\pi R^2} \int_0^R T_0^*(r) dr = \frac{1}{V_B} \int_{V_B} T_0(r, \varphi, \vartheta) dV \quad (77)$$

Das so ermittelte Temperaturfeld berücksichtigt den instationären Wärmetransport außerhalb der Blase, besitzt dabei aber genau diejenigen

Eigenschaften, die bei der Berechnung des Blasenwachstums mit dem Temperaturfeld $T_0(r)$ (Gl.(45)) vorausgesetzt wurden.

Das bedeutet: Das in Kap.3.3.3.1 entwickelte Modell zur Beschreibung des Blasenwachstums ist anwendbar auf beliebige, auch nichtsymmetrische Temperaturfelder in der Umgebung des Blasenursprungs (Annahme 6 in Kap. 3.3.3.2). Insbesondere kann auch eine translatorische Bewegung der Blase während ihres Wachstums durch entsprechende Koordinatentransformation berücksichtigt werden.

Zu untersuchen bleibt noch der Einfluß des zeitabhängigen Faktors f_k , der zur Berücksichtigung des instationären Wärmeaustausches zwischen Natrium und Hüllrohren in Gl.(71) eingeführt wurde. Am Beispiel der Temperaturfelder, die der Berechnung des Blasenwachstums zugrunde lagen (Kap.3.3.4), soll dieser Einfluß auf das Ergebnis der Rechnung mit Hilfe einer Grenzfallbetrachtung ermittelt werden. Das Differentialgleichungssystem (73) mit der Anfangsbedingung (74) und der Randbedingung (75) wurde dazu mit Hilfe des Rechenprogramms DYSYS [49] numerisch gelöst, und zwar für die Ausgangstemperaturfelder (52) und (53), die der Berechnung des Blasenwachstums (Kap.3.3.4) zugrunde lagen:

A.
$$T_0 = T_{max} - \frac{T_{max} - T_0}{r_0^2} r^2$$

B.
$$T = T_{max} - \frac{T_{max} - T_0}{r_0^3} r^3$$

Der Parameter f_k wurde innerhalb der Grenzen 0 und 1 variiert. In den Abbildungen 32 und 33 sind lediglich die für die Blasentemperatur maßgebenden Anfangswerte der Temperaturfelder $T^j(r_i)$ (entsprechend der gestrichelten Linie in der Skizze auf S. 62) in Kurvenform dargestellt.

Es bedeuten die Kurven

1: das Ausgangstemperaturfeld $T_0(r)$ und gleichzeitig die Temperatur der Hüllrohre bei ihrem Eintritt in die Blase in Abhängigkeit von R für den Fall $f_k = 0$ (kein Wärmeaustausch zwischen Natrium und Hüllrohren)^{*)},

*) Für diesen Fall gelten die in Kap.3.3.4 diskutierten Ergebnisse

2: die Temperatur der Hüllrohre bei ihrem Eintritt in die Blase und gleichzeitig die Natriumtemperatur an der Blasenoberfläche in Abhängigkeit von R für den Fall $f_k = 1$ (vollständiger Temperaturausgleich zwischen Natrium und Hüllrohren),

3: die Natriumtemperatur an der Blasenoberfläche für den Fall $f_k = 0$.

Aus einer Plausibilitätsbetrachtung geht hervor, daß diese Temperaturfelder in dem soeben definierten Sinne als Ausgangstemperaturfelder $T_0(r)$ aufgefaßt werden können, welche die aus den Voraussetzungen 4, 5 und 6 in Kap.3.3.3.2 resultierenden Unsicherheiten bezüglich des Blasenverlaufes eingrenzen:

1. Die mit den Temperaturfeldern 1 berechneten Blasenverläufe (Kap.3.3.4) stellen untere Grenzfälle bezüglich der maximalen Blasengröße dar; denn die Hüllrohre nehmen keine Wärme aus dem von der Blase verdrängten Natrium auf ($f_k = 0$) und besitzen deshalb zum Zeitpunkt ihres Eintritts in die Blase die niedrigstmögliche Temperatur, so daß gemäß (46) auch die zu jedem Blasenradius gehörende Dampftemperatur und damit der Druck in der Blase minimal wird. Da die Dampftemperatur in diesem Fall zu allen Zeiten niedriger ist als die Natriumtemperatur an der Blasenoberfläche, muß in Wirklichkeit dort eine Verdampfung erfolgen und die Blase größer als berechnet werden.*)
2. Mit den Kurven 2 ergeben sich wahrscheinliche obere Grenzen für das Blasenwachstum unter der Voraussetzung, daß an der Blasenoberfläche kein Wärmeaustausch stattfindet, denn der Wärmehalt der Hüllrohre bei ihrem Eintritt in die Blase ist der größtmögliche. Die Blasentemperatur (46) ist in diesem Fall zu allen Zeiten höher als die Natriumtemperatur an ihrer Oberfläche, und es müßte in Wirklichkeit dort Dampf kondensieren.

*) In Abb. 32 und 33 ist der Verlauf der Dampftemperatur für diesen Fall zum Vergleich aufgetragen (gestrichelte Kurve).

3. Im Grenzfall $f_k = 0$ besitzt das Natrium außerhalb der Blase und an ihrer Oberfläche die maximal mögliche Temperatur. Die Temperaturfelder 3 sind deshalb obere Grenzen für den bisher nicht behandelten Fall, daß der Blasenverlauf ausschließlich durch Dampfbildung an der Blasenoberfläche bestimmt wird, daß sich wegen der erwähnten Verwirbelung keine stabile thermische Grenzschicht ausbildet, und daß die Temperatur des verdrängten Natriums durch Oberflächenverdampfung nicht reduziert wird.*)

Es erübrigt sich, für die Grenztemperaturfelder 2 und 3 den Verlauf der Blasenbewegung zu berechnen; denn diese Temperaturfelder sind im Bereich $0 < r < R_{\max}$ in guter Näherung ebenfalls Parabeln gleicher Ordnung wie die Ausgangstemperaturfelder. Außerdem sind bei sonst gleichen Bedingungen die Blasenverläufe für Temperaturfelder $T_0(r)$ verschiedener Ausdehnung r_0 ähnlich, wie in Kap.3.3.4 bereits festgestellt wurde. Deswegen verhalten sich z.B. die maximalen Blasenradien wie die Radien r_0 bzw. r_0^* der Ausgangstemperaturfelder.

Die Auswertung der Grenztemperaturfelder liefert folgende Aussagen bezüglich der Abweichung der berechneten Blasengröße (Kap.3.3.5) von möglichen Maximalwerten, die sich bei Berücksichtigung instationärer Wärmetransportvorgänge außerhalb der Blase und an ihrer Oberfläche ergeben könnten.

Bei dem Temperaturprofil A (52) erreicht die Blase eine um höchstens 25 % größere Ausdehnung für den Fall vernachlässigbarer Dampfbildung an ihrer Oberfläche (entspr. Kurve 2 in Abb. 32). Die gleiche maximale Abweichung ergibt sich, wenn die Blasentemperatur ausschließlich durch die Natriumtemperatur an ihrer Oberfläche bestimmt wird (Kurve 3 in Abb. 32). Für das Temperaturprofil B (53) betragen die entsprechenden Maximalabweichungen im Blasenradius 20 % bzw. 30 %.

Umgekehrt kann wegen der erwähnten Proportionalität zwischen R_{\max} und r_0 die Unsicherheit der in Kapitel 3.3.5 diskutierten Ergebnisse auch auf den Radius r_0 des Ausgangstemperaturfeldes (bzw. der kühlungsgestörten Zone) bezogen werden: Die angegebenen Blasenverläufe gelten dann für maximal um 20 % kleinere Radien r_0^* im Fall des Temperaturprofils A bzw. um maximal 23 % kleinere Radien im Fall des Tempe-

*) Die Tatsache, daß dieser Fall physikalisch nicht möglich ist, hat für die hier durchgeführte Grenzabschätzung keine Bedeutung.

raturprofils B. Diese niedrigen Werte für die Unsicherheit sind im wesentlichen mit der Tatsache zu erklären, daß die von der wachsenden Blase verdrängte Flüssigkeit ihren Wärmeinhalt auf ein mit R^3 zunehmendes Volumen verteilt.

Der geringe Unterschied zwischen den Grenzfällen

- vollständiger Temperatúrausgleich zwischen Natrium und Hüllrohren ($f_k = 1$) und Vernachlässigung von Verdampfungs- und Kondensationsvorgängen an der Blasenoberfläche, (Grenzfall 2)
- kein Wärmeaustausch zwischen Natrium und Hüllrohren ($f_k = 0$) und widerstandsfreie, die Blasentemperatur ausschließlich bestimmende Verdampfung an der Blasenoberfläche (Grenzfall 3)

ist qualitativ verständlich, wenn man bedenkt, daß es für die Temperatur der Blase belanglos ist, auf welchem Weg gespeicherte Wärme aus dem Natrium in die Blase gelangt; ob direkt über Verdampfung an der Blasenoberfläche, oder ob über die Hüllrohre als Zwischenwärmeträger.

Mit den genannten Einschränkungen ist als generelles Ergebnis dieser Untersuchung festzustellen:

Bei gegebenem nichtsymmetrischen Temperaturfeld $T_0(r, \varphi, \vartheta)$ zum Zeitpunkt der Blasenentstehung lassen sich kugelsymmetrische und als stationär zu betrachtende Temperaturfelder $T(r)$ bestimmen, welche die instationären Wärmetransportvorgänge außerhalb der Blase und an ihrer Oberfläche so berücksichtigen, daß die mit den Feldern $T(r)$ berechneten Verläufe der Blasenbewegung den wirklichen Verlauf nach oben und unten eingrenzen.

3.3.5.4 Instationärer Wärme flu ß aus dem Brennstoff

Die Voraussetzung 7 in Kap. 3.3.3.2 lautete: Der instationäre Wärme flu ß aus dem Brennstoff ist bezüglich der Blasenbewegung vernachlässigbar. Es soll hier der Einflu ß dieser Vernachlässigung mit einer Grenzabschätzung ermittelt werden.

Die maximale, über das Hüllrohrvolumen innerhalb der Blase gemittelte relative Aufheizgeschwindigkeit^{*)} der Hüllrohre ist:

*) Anmerkung: Unter "relativer Aufheizgeschwindigkeit" wird hier die zeitliche Temperaturänderung relativ zu demjenigen Temperaturverlauf verstanden, der sich bei Vernachlässigung des Wärme flusses aus dem Brennstoff während des Blasenwachstums ergibt.

$$\max\left(\frac{d\bar{T}_H}{dt}\right)_{rel} = \frac{1}{V_B} \cdot \frac{d}{dt} \int_0^{V_B} \bar{T}_{H,rel} dV = \frac{\dot{q} \cdot \gamma}{\rho_H c_{H\beta}} \quad (78)$$

Hierin ist \dot{q} die spezifische Volumenleistung und γ der Brennstoffanteil. Gl.(78) gilt für den Fall, daß die gesamte im Brennstoff erzeugte Wärme in die Hüllrohre fließt und diese keine Wärme nach außen abführen. Vernachlässigt man in konservativer Weise den Wärmeleitwiderstand der Hüllrohre, so folgt die Blasentemperatur der mittleren Hüllrohrtemperatur verzögerungsfrei. (Die Wärmekapazität der Blase ist um 4 Zehnerpotenzen kleiner als die der Hüllrohre und kann deshalb unberücksichtigt bleiben.)

$$\left(\frac{d\bar{T}_H}{dt}\right)_{rel} = \left(\frac{dT_B}{dt}\right)_{rel} = \frac{\dot{q} \cdot \gamma}{\rho_H c_{H\beta}} \quad (79)$$

Am Ort höchster Leistungsdichte im Kern beträgt mit (79) die relative Änderungsgeschwindigkeit ^{*}) der Blasentemperatur ca. 1,4 °C pro msec. Da die Wachstumszeiten der größten Blasen bei etwa 15 msec liegen (Abb. 24 bis 27), kann die Blasentemperatur bis zum Beginn der Kondensation um maximal etwa 20°C höhere Werte annehmen, als mit der hier diskutierten Voraussetzung berechnet.

Der Einfluß dieser relativen Änderung der Blasentemperatur läßt sich durch iterative Berechnung der Blasenbewegung mit entsprechend korrigiertem Temperaturverlauf ohne weiteres bestimmen. Anstelle von Iterationsrechnungen wurden lediglich Grenzabschätzungen unter Benutzung korrigierter Temperaturverläufe $T_0(r)$ (Kap.3.3.5.3) durchgeführt. Der dabei auftretende Fehler ist gering, weil die Blasenwachstumszeit und damit auch die relative Änderung der Temperatur bei lokalem Sieden in Coremitte ^{***)} nahezu unabhängig von der erreichten Blasengröße bzw. von dem Siedeverzug ist. Danach ergibt sich bei Berücksichtigung des Wärmeflusses aus dem Brennstoff eine Vergrößerung des maximalen Blasenradius zwischen 4 % und 11 % bei Siedeüberhitzungen zwischen 150° und 50°C im Fall des Temperaturprofils A (52). Für das Temperaturprofil B (53) liegen die entsprechenden Werte zwischen 3 % und 12 %. Bei einem Siedeverzug von 20°C kann die Vergrößerung des maximalen Blasenradius einen Wert von etwa 25 % erreichen.

*) siehe Fußnote auf Seite

***) Anmerkung: Weil in der Coremittelebene die Leistungsdichte am größten ist, genügt es, nur diesen Fall zu betrachten.

Da die Absenkung der Blasentemperatur während der Wachstumsphase mit dem Siedeverzug zunimmt, ist der Einfluß der hier besprochenen Vernachlässigung umso geringer, je höher der Siedeverzug ist.

Für die in Kap. 3.3.1 gestellten Fragen bedeutet diese Aussage:
Im Hinblick auf eine mögliche Überhitzung der Hüllrohre und auf eine Beeinflussung des Kühlmitteldurchsatzes bei lokalem Sieden ist der Wärmefluß aus dem Brennstoff unbedeutend, bezüglich der Detektierbarkeit ist seine Vernachlässigung konservativ.

3.3.5.5 Der Einfluß thermischen Nichtgleichgewichts auf die Blasentemperatur

Während bei dem Wachstum einer Dampfblase in einer homogenen, gleichförmig überhitzten Flüssigkeit die Dampfvolmen-Bildungsrate dem Volumenwachstum der Blase entspricht, ist im vorliegenden Fall die Dampfbildungsrate um ein Vielfaches größer als die zeitliche Zunahme des Blasenvolumens. Es soll deshalb geprüft werden, ob die Annahme thermischen Gleichgewichts zwischen der Blase und den Phasengrenzflächen in ihrem Innern hier gerechtfertigt ist.

Für den Nettomassenstrom an der Grenzfläche zwischen Flüssigkeit und Dampf gilt nach Schrage [57]

$$\dot{m}_D = \frac{2\sigma}{2-\sigma} \cdot \sqrt{\frac{M}{2\pi R_G}} \left(\frac{p_f}{\sqrt{T_f}} - \frac{p_B}{\sqrt{T_B}} \right) \quad (80)$$

Darin ist

- \dot{m} die Massenstromdichte der Verdampfung bzw. Kondensation
- σ Kondensationskoeffizient
- M das Molekulargewicht
- R_G die absolute Gaskonstante
- T_f die Flüssigkeitstemperatur an der Grenzfläche
- p_f der zu T_f gehörende Sattdampfdruck
- T_B die Dampftemperatur in der Blase
- p_B der Dampfdruck in der Blase

Der Kondensationskoeffizient σ gibt den Bruchteil der Dampfmoleküle an, die bei ihrem Auftreffen auf die Phasengrenzfläche reflektiert werden. Nach theoretischen Arbeiten und neueren experimentellen Untersuchungen ist σ bei Flüssigmetallen unabhängig vom Druck, und sein Wert liegt praktisch bei 1 [58,59,60].

Für kleine Temperaturdifferenzen $T_f - T_B$ ist näherungsweise

$$\dot{m} \approx \frac{2\sigma}{2-\sigma} \sqrt{\frac{M}{2\pi R_G}} \cdot \frac{1}{\sqrt{T}} \cdot (P_f - P_B) \quad (81)$$

und

$$T = \frac{T_f + T_B}{2}$$

$$P_f - P_B = \frac{dP}{dT} (T_f - T_B) \quad (82)$$

Einsetzen von (82) in (81) und Multiplikation mit der Verdampfungsenthalpie Δh liefert die Energiestromdichte

$$\dot{q}_D = \dot{m} \Delta h = \frac{2\sigma}{2-\sigma} \sqrt{\frac{M}{2\pi R_G T}} \cdot \Delta h \cdot \frac{dP}{dT} (T_f - T_B) \quad (83)$$

Bei kleinen Werten von $(T_f - T_B)$ ist die Abweichung von T_B und p_B vom Sättigungszustand vernachlässigbar. Es gilt dann die Clausius-Clapeyron-Gleichung

$$\frac{dP}{dT} = \frac{\Delta h \cdot p_f \cdot p_B}{(T+273)(p_f - p_B)} \approx \frac{\Delta h \cdot p_B}{T+273} \quad (84)$$

Nach Einführung von (84) in (83)

$$\dot{q}_D = \frac{2\sigma}{2-\sigma} \sqrt{\frac{M}{2\pi R_G T}} \cdot \frac{(\Delta h)^2 p_B}{T+273} (T_f - T_B) \quad (85)$$

Mit der Definition eines Verdampfungs- bzw. Kondensationswiderstandes

$$W = \frac{2-\sigma}{2\sigma} \sqrt{\frac{2\pi R_G T}{M}} \cdot \frac{T+273}{(\Delta h)^2 p_B} \quad (86)$$

und Einführung in Gl.(83)

$$\dot{q}_D = \frac{T_f - T_B}{W} \quad W = W(T) \quad (87)$$

W kann gedeutet werden als ein den Hüllrohren oder dem Flüssigkeitsfilm eigener Widerstand, um dessen Betrag der Wärmeleitwiderstand W_L der Hüllrohre scheinbar erhöht wird. Der Gesamtwiderstand ist dann

$$W_{ges}(T) = W_L + W(T) \quad (88)$$

Unter der Voraussetzung, daß W_{ges} infolge der Temperaturabhängigkeit des Verdampfungs- bzw. des Kondensationswiderstandes innerhalb des Blasen volumens nur unwesentlich von seinem Mittelwert abweicht, folgt für den vorliegenden Fall einer nach außen als isoliert betrachteten Blase: Die Dampftemperatur (46) und damit der Druck in der Blase sind unabhängig davon, ob thermodynamisches Gleichgewicht mit den Restfilmoberflächen vorliegt oder nicht.

Da die Temperatur der Blase über ihr Volumen annähernd konstant ist, wie in Kap. 3.3.5.1 gezeigt wurde, sind bezüglich der temperaturbedingten Variation von $W(T)$ lediglich die maximalen Unterschiede zwischen den Oberflächentemperaturen T_f zu betrachten:

Die Energiestromdichte \dot{q}_D ist gleich der zeitlichen Änderung des Wärmeinhalts der Hüllrohre. (59)

$$\dot{q}_D = \rho_H c_H s \frac{d\bar{T}_H}{dt} \quad (89)$$

Der zeitliche Verlauf der mittleren Hüllrohrtemperaturen wurde in Kap. 3.3.5.1 für ein konservatives Beispiel ermittelt (s. auch Abb. 30). Mit den dort berechneten Werten für $d\bar{T}_H/dt$ und Gl. (85), (89) läßt sich T_f für jeden Ort innerhalb der Blase bestimmen. Von den temperaturabhängigen Veränderlichen M , Δh , ρ_B und der Temperatur selbst in Gl. (86) ist der Einfluß der Dampfdichte ρ_B auf den Verdampfungswiderstand in dem interessierenden Temperaturbereich dominierend. Der Widerstand W und, bei gegebener Energiestromdichte \dot{q}_D , der Betrag $T_f - T_B$ (Gl. 85) sind also umso größer, je niedriger die Temperatur T ist. Für eine konservative Abschätzung der maximalen Unterschiede zwischen T_f und T_B werden deshalb die niedrigste Blasentemperatur und der größte negative bzw. der größte positive Wert für $d\bar{T}_H/dt$ benutzt (Abb. 30).

$$T_B = 760^\circ\text{C}$$

$$\frac{d\bar{T}_H}{dT} = -1,65 \cdot 10^4 \frac{\text{grd}}{\text{sec}} ; \quad \frac{d\bar{T}_H}{dt} = +1,85 \cdot 10^4 \frac{\text{grd}}{\text{sec}}$$

Für diese Werte ergibt sich mit (85) und (89)

$$\max (T_f - T_B) \approx + 12,5 \text{ } ^\circ\text{C}$$

für die Restfilmoberflächen im Zentrum der Blase und

$$\max (T_f - T_B) \approx - 14,5 \text{ } ^\circ\text{C}$$

für diejenigen an ihrer Peripherie.

Die entsprechenden relativen Abweichungen des Verdampfungs- bzw. Kondensationswiderstandes von seinem Wert bei $T_B = 760^\circ\text{C}$ betragen nach Gl.(85) ca. - 5 % bzw. + 6 %. Mit (88) sind dann die Extremwerte des Gesamtwiderstandes

$$\min (W_{\text{ges}}) = W_L + 0,95 W(T_B)$$

$$\max (W_{\text{ges}}) = W_L + 1,06 W(T_B)$$

Der Widerstand für Verdampfung und Kondensation ist um eine Größenordnung kleiner als der Widerstand für Wärmeleitung der Hüllrohre, der hier definiert sei durch

$$W_L = \frac{\bar{T}_H - T_B}{\dot{q}}$$

Der Gesamtwiderstand für den Wärmeaustausch zwischen Hüllrohren und Dampf variiert also innerhalb des Blasenvolumens um maximal 1 %. Damit ist die soeben getroffene Voraussetzung erfüllt.

Für die Berechnung der Temperatur und des Druckes in der Blase kann deshalb die Annahme thermodynamischen Gleichgewichts fallengelassen werden. Die Gln.(46) und (47) gelten in guter Näherung auch im Fall thermodynamischen Nichtgleichgewichts.

3.3.5.6 Das Strömungsfeld in der Totwasserzone, translatorische Blasenbewegungen, instationäre Ausgangstemperaturfelder

Mit der Annahme 8 in Kap.3.3.3.2 wurden mögliche Einflüsse auf das Blasenwachstum vernachlässigt, die entstehen können infolge

- a. des Strömungsfeldes in der Totwasserzone zur Zeit $t = 0$,
- b. translatorische Bewegungen der Blase während ihres Wachstums,
- c. Abweichungen des Temperaturfeldes zur Zeit $t = 0$ vom stationären Zustand.

zu a.:

Die Wachstumsgeschwindigkeit R der Blasen beträgt während der für die maximale Blasengröße maßgebenden Periode mehrere m/s (Abb. 31) und ist deshalb vergleichbar mit der Kühlmittelgeschwindigkeit w_0 im ungestörten Bereich des Brennelements. Die Geschwindigkeiten w_T im Totwassergebiet müssen erheblich niedriger sein als w_0 , damit dort die Siedetemperatur überhaupt erreicht wird. Es erscheint plausibel, daß in der Umgebung des Temperaturmaximums besonders niedrige Geschwindigkeiten herrschen, und daß in diesem Bereich die Strömung nicht gleichgerichtet ist. Nimmt man an, daß w_T um den Faktor 10 kleiner ist als w_0 bzw. R , so sind die von der Blase während ihres Wachstums erzeugten Druckgradienten in ihrer Umgebung um 1 bis 2 Zehnerpotenzen größer als die vor der Blasenentstehung dort herrschenden Gradienten.

zu b.:

Selbst unter der physikalisch nicht sinnvollen Voraussetzung, daß das ursprüngliche Geschwindigkeitsfeld zur Zeit $t = 0$ in dem gesamten Bereich, der später von der Blase eingenommen wird, gleichgerichtet ist und deshalb die größtmögliche Kraft auf die Blase ausübt, dürfte die daraus resultierende Verschiebung des Blasen-zentrums im Vergleich zu den Blasenabmessungen klein sein. Abgesehen davon wird der Dampfzustand in der Blase und damit ihr Wachstum lediglich durch eine eventuelle translatorische Bewegung relativ zu dem Temperaturfeld in ihrer unmittelbaren Umgebung beeinflusst. Da von dessen Wärmeinhalt nur ein Teil in den Hüllrohren gespeichert und damit ortsgebunden ist, der übrige Teil jedoch der Blasenbewegung folgen müßte, ist ein erheblicher Einfluß des Strömungsfeldes im Totwassergebiet auf das Blasenwachstum nicht zu erwarten.

Aus den gleichen Gründen dürfte eine translatorische Bewegung infolge des Auftriebs vernachlässigbar sein. Diese Aussage wird außerdem gestützt durch die Ergebnisse der Rechnung (Kap.3.3.4), nach denen die Absolutwerte der Beschleunigung des Blasenradius \ddot{R} um 1 bis 2 Zehnerpotenzen größer sind als die Erdbeschleunigung (Abb. 35).

Eine Berücksichtigung translatorischer Blasenbewegungen relativ zu dem Temperaturfeld ist bei der Berechnung der Blasentemperatur zwar möglich (Kap.3.3.5.3), erscheint aber nach den soeben gemachten Überlegungen überflüssig.

zu c.:

Instationäre Ausgangstemperaturfelder ergeben sich, wenn das Geschwindigkeitsfeld im Totwassergebiet nichtstationär ist, oder wenn die Entstehung der Blockade nicht langsam erfolgt im Vergleich zur thermischen Zeitkonstanten der kühlungsgestörten Zone.

Es wird konservativerweise angenommen, daß die Temperaturänderungsgeschwindigkeit in dem gesamten Bereich des maximalen Blasenvolumens gleichgerichtet ist und $100^{\circ}\text{C}/\text{sec}$ beträgt. In diesem Fall würde nach einer maximalen Blasenwachstumszeit von knapp 20 msec (Abb. 27) die Blasentemperatur um höchstens 2°C von demjenigen Wert abweichen, der unter der Voraussetzung eines stationären Ausgangstemperaturfeldes berechnet wurde.

Zu einem qualitativ gleichen Schluß führt ein Vergleich der Temperaturänderungsgeschwindigkeit im Natrium außerhalb der Blase, die durch das Blasenwachstum verursacht wird und in der Größenordnung $10^4^{\circ}\text{C}/\text{sec}$ liegt, mit der soeben angenommenen Änderungsgeschwindigkeit des Ausgangstemperaturfeldes.

3.3.5.7 Der Dampfzustand während der Kondensationsphase

In Kap.3.3.3.2 wurde unter Punkt 9 die Annahme eingeführt, daß während der gesamten Kondensationsphase in der Blase derjenige Dampfdruck aufrechterhalten wird, der zum Zeitpunkt der Bewegungsumkehr ($R = R_{\text{max}}$) herrscht. Im wesentlichen unabhängig von dieser Annahme wurde in Kap. 3.3.5.2 gezeigt, daß selbst unter extrem pessimistischen Voraussetzungen eine vollständige Rekondensation sehr wahrscheinlich ist. Hier ist

deshalb lediglich zu diskutieren, ob die Annahme konstanten Druckes während der Rekondensation gerechtfertigt oder konservativ ist.

Für den Fall einer Dampfblase, die in einer homogenen Flüssigkeit gleichförmiger Temperatur kondensiert, haben Plesset und Zwick [61] gezeigt, daß Wärmetransportwiderstände praktisch keinen Einfluß auf die Kondensationsgeschwindigkeit der Blase haben. Zu dem gleichen Ergebnis gelangen andere Autoren [62,63] aufgrund der Überlegung, daß die Ableitung der an die Blasenoberfläche übertragenen Kondensationswärme in die Flüssigkeit durch Verwirbelung der Flüssigkeit außerhalb der Blase wesentlich verbessert wird. Zuber [55] gelangt zu dem Schluß, daß die Kondensation durch einen isothermen Prozeß zu beschreiben ist. Diese Aussage wird durch die Tatsache, daß im vorliegenden Fall innerhalb der Blase Spaltwärme erzeugt wird, nicht wesentlich berührt (Kap.3.3.5.4). Andererseits ist die Annahme vernachlässigbaren thermischen Widerstandes bei der Kondensation einer Siedeblase in dem engen Gitter eines Brennstabbündels in sehr viel stärkerem Maße gerechtfertigt als im Fall einer homogenen Flüssigkeit, wie die folgende Überlegung zeigt: Nach dem berechneten Verlauf der Blasenbewegung (Kap.3.3.4) treten quer zu den Brennstäben an den engsten Strömungsquerschnitten zwischen den Stäben (Gl.(21) und (22)) Natriumgeschwindigkeiten von 10 m/sec und darüber auf. Es ist zu erwarten, daß dabei Flüssigkeitsstrahle in die Blase injiziert und bei dem Aufprall auf weiter innen liegende Brennstäbe zerteilt werden. Deshalb erscheint die Vorstellung berechtigt, daß die kondensierende Blase zumindest in ihrer äußeren Zone aus einem Gemisch von Dampf und zerstäubter Flüssigkeit besteht. Der Dampfdruck in der Blase wird dann fast ausschließlich durch die Temperatur des injizierten Natriums bestimmt. Da nun zum Zeitpunkt $t_{(R=R_{max})}$ die Natriumtemperatur an der Blasenoberfläche niedriger ist als die Blasentemperatur^{*}) nach Gl.(46) (Kap.3.3.5.3), ist die der Rechnung zugrundeliegende Annahme eher konservativ.

*) Dies gilt mit Ausnahme des Grenzfalles $f_k=0$ in Kap.3.3.5.3, der jedoch bereits dort als physikalisch nicht sinnvoll erkannt wurde.

3.3.6 Hydrodynamische Instabilität des Gesamtdurchsatzes

Eine Instabilität der Kühlmittelströmung im Brennelement bei lokalem Sieden ist denkbar infolge

- a. erhöhten Druckabfalls in einer Zweiphasenströmung,
- b. der Störung des Gesamtdurchsatzes durch das Wachstum und die Kondensation einzelner Siedebblasen.

Zu a.:

In keinem der untersuchten Fälle wächst die Siedeblase über die Abmessungen der Totwasserzone hinaus. Da diese definitionsgemäß an der Hauptströmung durch das Brennelement nicht beteiligt ist, kann man sich die Totwasserzone bezüglich ihres Einflusses auf die Kühlmittelströmung als einen festen Körper vorstellen. Für den Gesamtdurchsatz ist es dann gleichgültig, ob diese Zone Dampf oder nur Flüssigkeit enthält. Hydrodynamische Instabilität aufgrund einer Zweiphasenströmung kann deshalb ausgeschlossen werden.

Zu b.:

Voraussetzung für eine Strömungsinstabilität ist, daß die Temperatur T_0 am Rande der Kühlungsstörung zu Beginn eines neuen Blasenzyklus höher ist als am Anfang des vorhergehenden; denn dann würde das maximale Blasenvolumen und damit die Störung des Gesamtdurchsatzes von einer Blasen- generation zur nächsten zunehmen. Das ist jedoch sehr unwahrscheinlich, wie die folgende Überlegung zeigt: Bei hohem Siedeverzug wird zwar die Kühlmittelströmung im Brennelement erheblich gestört; andererseits ist - wegen der starken Abhängigkeit der maximalen Blasengröße vom Siedeverzug - die Temperatur des bei der Kondensation in die gestörte Zone strömenden Natriums umso niedriger, je größer die Überhitzung bei der Blasenentstehung war. Das bedeutet: Die Generationszeit, d.h. der Zeitraum zwischen Blasenentstehung bis zur Ausbildung eines neuen, quasi-stationären Temperaturfeldes nimmt mit dem Siedeverzug zu. Selbst unter der sehr konservativen Voraussetzung, daß in der Zwischenzeit keine Wärme aus der gestörten Zone abgeführt wird, ist die Generationszeit um eine Zehnerpotenz größer als die Blasenlebensdauer. Da nun die hydraulische Zeitkonstante der Kühlmittelströmung in der Größenordnung

der Blasenlebensdauer liegt, ist die Durchsatzstörung bis zur Entstehung einer neuen Blase praktisch vollständig abgeklungen, so daß zu diesem Zeitpunkt am Rande des Temperaturfeldes die gleiche Temperatur herrscht wie am Anfang des vorhergehenden Zyklus.

3.3.7 Schlußfolgerungen aus Kap.3.3

Wegen mangelnder Kenntnis der im Reaktor bei lokalen Störungen zu erwartenden Siedeüberhitzung und der für solche Störungen typischen Temperaturfelder sind die Ergebnisse der in diesem Kapitel durchgeführten Analyse als vorläufige Antwort auf die eingangs gestellten Fragen (Kap.3.3.1) zu werten.*⁾ Unter diesem Vorbehalt läßt sich das Ergebnis der Untersuchung wie folgt zusammenfassen:

1. Eine Überhitzung der Brennstabhüllrohre während der Lebensdauer einzelner Siedeblasen kann ausgeschlossen werden. Es ist im Gegenteil mit erheblicher Unterkühlung infolge Restfilmverdampfung zu rechnen. Das gilt insbesondere auch bei solchen Kühlungsstörungen, die bereits vor dem Siedebeginn über die Temperatur- bzw. Durchsatzmessung am Brennelementaustritt detektierbar waren.
2. Bei solchen Kühlungsstörungen und einem als typisch vorausgesetzten Siedeverzug um 50°C verursachen einzelne Siedeblasen deutlich meßbare Schwankungen der Kühlmittelaustrittsgeschwindigkeit. Ein elektromagnetischer Durchflußmesser kann deshalb zusätzlich die Funktion eines Siededetektors übernehmen.
3. Es wird als unwahrscheinlich angesehen, daß lokales Sieden über eine dynamische Beeinflussung des Gesamtdurchsatzes zu einer Siedeejektion führt.

*⁾ Dieser Vorbehalt bezieht sich lediglich auf die Frage nach der Detektierbarkeit lokalen Siedens. Im Hinblick auf die Fragen 1 und 2 (Kap.3.3.1) sind die getroffenen Annahmen entweder konservativ oder von vernachlässigbarem Einfluß auf den Siedevorgang (Kap.3.3.5).

Aus diesen Ergebnissen, die noch einer experimentellen Bestätigung bedürfen, wird der vorläufige Schluß gezogen, daß lokales Kühlmittelsieden per se nicht zu einer raschen Schadensausbreitung führt. Es ist jedoch nicht auszuschließen, daß unter Siedebedingungen das Versagen von Brennstäben beschleunigt wird, z.B. unter dem Einfluß von Druckstößen bei der Blasen Kondensation und infolge der thermischen Wechselbeanspruchung der Hüllrohre. *)

3.4 Siedeejektion

Die Vorgänge bei Natriumsieden in einem ganzen Brennelement sind bereits in vielen theoretischen und experimentellen Arbeiten untersucht worden [10,12,13,40,41,64]. Es soll deshalb hier nur das im Zusammenhang mit dieser Arbeit wichtigste Ergebnis referiert werden:

Bei Überschreitung der Siedetemperatur im gesamten Brennelementquerschnitt tritt eine rasche Ejektion von Kühlmittel aus dem betroffenen Brennelement ein, die - je nach Höhe des Siedeverzugs und der axialen Temperaturverteilung zum Zeitpunkt der Auslösung - mehr oder weniger vollständig ist. Über die daran anschließenden instabilen Strömungsvorgänge in dem teils mit Dampf, teils mit flüssigem Natrium gefüllten Brennelement herrscht keine endgültige Klarheit. Schlechtendahl [12] nimmt als Grundlage seines theoretischen Modells eine reine Dampfströmung an, die von einem an den Brennelementoberflächen haftenden Restfilm gebildet wird, und kommt zu dem Ergebnis, daß im Anschluß an die Siedeejektion die Flüssigkeitssäulen oberhalb und unterhalb der dampfgefüllten Zone oszillieren, ohne dabei die Brennstoffzone wieder vollständig zu füllen. Dieses Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit Experimenten an einer elektrisch beheizten Teststrecke [65]. Smidt [66] definiert ein Kriterium dafür, daß unter Reaktorbedingungen nach einer Siedeejektion der Kühlmitteldurchsatz vollständig unterdrückt wird. Danach ist dieses Kriterium erfüllt, wenn der Druckabfall in der Dampfströmung im zeitlichen Mittel größer als das Druckgefälle im Kern oder mit ihm im Gleichgewicht ist.

Nach [40,65,66] ist mit einem vollständigen oder teilweisen "Austrocknen" des Restfilms zu rechnen. Im Reaktor würden dann nach einigen Zehntelsekunden die Brennstabhüllrohre und, innerhalb weniger Sekunden, der Brennstoff schmelzen. Damit wäre die Voraussetzung für die in Kap.3.5 behandelte Brennstoff-Natrium-Reaktion gegeben.

*) Die maximale Wärmespannung im Hüllrohr beträgt bei dem in Kap.3.3.5 diskutierten Beispiel 30 kp/mm^2 !

Zur Wichtung dieses Ergebnisses stellt sich die Frage nach den Ursachen einer Siedeejektion, nach ihren Folgen und nach einer Möglichkeit, die Ereigniskette über die Sicherheitsinstrumentierung an dieser Stelle zu unterbrechen. (Abb.5 und 6)

Zu den Ursachen sei zunächst eine sehr einfache Überlegung angestellt: In dem gesamten Brennelementquerschnitt kann die Siedetemperatur nur dann erreicht werden, wenn der Kühlmitteldurchsatz durch ein Strömungshindernis auf etwa 40 % seines nominellen Wertes gedrosselt wird. Dazu müßte der Strömungsquerschnitt z.B. im Fuß des Brennelements zu etwa 93 % in einer Ebene blockiert sein! Voraussetzung für die Siedeejektion ist deshalb eine nahezu vollständige Blockade des Strömungsquerschnitts. *)

Es ist zweckmäßig, zwei mögliche Ursachen einer solchen Blockade zu unterscheiden, und zwar:

- a. Strömungshindernisse, die das Brennelement nur über die Reduktion des Gesamtdurchsatzes beeinflussen, d.h., die außerhalb der Brennstoffzone entstehen (z.B. am Brennelementfuß oder im Bereich der Spaltgas- bzw. Brutzone).
- b. Strömungshindernisse innerhalb des Brennstabbündels (wie sie in Kap. 3.2 ausführlich behandelt werden).

Störungen des Typs a. sind durch die Überwachung der Kühlmittelaustrittstemperatur oder des Durchsatzes während ihrer Entstehung sicher nachweisbar, bevor die Integrität des Brennelements gefährdet wird. Voraussetzung dafür ist, daß sie im Vergleich zu der erforderlichen Detektions- und Aktionszeit langsam entstehen. Eine plötzliche und nahezu vollständige Blockierung ist nur am Kühlmitteleintritt denkbar, etwa durch einen Fremdkörper wie bei dem Zwischenfall am Fermi-Reaktor [6]. Durch entsprechende Ausbildung des Brennelementfußes ist **dieser Fall** praktisch auszuschließen, z.B. durch mehrere, gegen gleichzeitige Blockade durch ihre geometrische Anordnung geschützte Eintrittsöffnungen. Im Stabbündel kann eine Blockade des Typs a. nur durch

*) Eine in ihrer Wirkung vergleichbare Beeinflussung des Kühlmitteldurchsatzes durch lokales Sieden wurde bereits in Kap.3.3 als unwahrscheinlich erkannt .

Ablagerung kleiner Fremdkörper oder Verunreinigungen entstehen, die sicher nicht plötzlich erfolgt. Es besteht jedoch die Möglichkeit, daß solche Verunreinigungen sich in der Brennstoffzone ablagern und dort eine Störung des Typs b. verursachen. Solche örtlichen Kühlungsstörungen in der Brennstoffzone sind in Kap. 3.2 ausführlich behandelt. Hier soll lediglich vermerkt werden, daß eine rasche autokatalytische Ausbreitung dieser Störung nicht auszuschließen ist, wenn sie nicht in einem frühen Stadium entdeckt wird.

Da nun - bei entsprechender Konstruktion des Brennelementfußes - eine rasche Blockade nur über diesen Mechanismus erfolgen kann, liegt es nahe, durch den Einbau eines Siebes im Brennelementfuß sicherzustellen, daß von außen mit dem Kühlmittel in den Kern gespülte Verunreinigungen nur zu der harmlosen, weil leicht detektierbaren Störung des Typs b. führen können.

Mit diesen Maßnahmen und unter der Voraussetzung, daß entweder die Austrittstemperatur oder der Kühlmitteldurchsatz (oder beides) kontinuierlich überwacht wird, kann ein Sieden im ganzen Brennelement als Folge äußerer Ursachen praktisch ausgeschlossen werden. Als zusätzliche Maßnahme und zur Abdeckung des Risikos einer unentdeckten lokalen Störung sei die rechtzeitige Detektion der Siedeejektion erwähnt. Wie aus [12] hervorgeht, ist im Anschluß an den Kühlmittelauswurf mit einer sehr raschen Aufheizung der oszillierenden Natriumsäule im oberen Bereich des Brennelements zu rechnen. Es besteht deshalb die Möglichkeit, eine Siedeejektion außer mit einem elektromagnetischen Durchflußmesser auch über Thermoelemente zu detektieren. Will man von dieser Möglichkeit mit Sicherheit rechtzeitig, d.h. vor dem Beginn des Brennstoffschmelzens, Gebrauch machen, so müßten nach dem heutigen Kenntnisstand über die Strömungsvorgänge nach der Siedeejektion diese Instrumente, einzeln oder in Koinzidenzschaltung, direkt ein Abschaltsignal auslösen.

Eine Siedepropagation auf Nachbarelemente durch Siede- oder Kondensationsdruckstöße ist als äußerst unwahrscheinlich anzusehen [67]. Selbst bei gleichzeitigem Sieden in mehreren Brennelementen kann prompte **Kritikalität infolge der Kühlmittelverlust-Reaktivität** praktisch ausgeschlossen

werden [12].

Damit ist als möglicherweise gefährliche Folge der Siedeejektion lediglich die Brennstoff-Natrium-Reaktion zu betrachten.

3.5 Brennstoff-Natrium-Reaktion

Unter der Brennstoff-Natrium-Reaktion wird eine explosionsähnliche Natriumverdampfung bei sehr schnellem Wärmeaustausch zwischen geschmolzenem Brennstoff und Natrium verstanden. Eine analytische Behandlung dieses Phänomens ist bis heute begrenzt auf eine Abschätzung der maximal möglichen Expansionsarbeit des Natriumdampfes auf rein thermodynamischer Grundlage [11]. Danach liegt die absolute obere Grenze der Energiefreisetzung für den Fall, daß der gesamte Brennstoff eines Brennelementes geschmolzen ist (s.Kap. 3.4) und im ungünstigsten Mengenverhältnis mit Natrium reagiert, bei etwa 10 MWs. Postuliert man nun, daß ein erheblicher Teil dieser Energie in mechanische Verformung des Kerns umgesetzt wird, so sind sehr rasche Reaktivitätsänderungen durch Verlagerung von Brennstoff und Verdrängung von Natrium, oder ein Blockieren von Abschaltstäben denkbar (Abb.7).

Das Problem der Brennstoff - Natrium - Reaktion soll in dieser Arbeit, die gerade auf die Vermeidung möglicherweise gefährlicher Ereignisse zielt, nur kurz umrissen werden.

Die Behandlung dieses Phänomens auf der Basis der maximal möglichen Energiefreisetzung ist sehr unrealistisch, weil sie das Zusammentreffen mehrerer sehr unwahrscheinlicher Umstände voraussetzt, nämlich

- eine instantane und homogene Vermischung von flüssigem Brennstoff mit Natrium,
- das bezüglich der Expansionsarbeit ungünstigste Mischungsverhältnis beider Flüssigkeiten.

Im Fall einer solchen Reaktion wäre außerdem zu erwarten, daß ein großer Teil des gebildeten Natriumdampfes nach oben und unten aus dem Brennelement entweicht, ohne mechanische Arbeit an den Nachbarelementen zu leisten. Damit stellt sich die Frage nach dem Bruchteil der Gesamtenergie,

der in mechanische Verformungsarbeit umgesetzt werden kann. Eine Antwort darauf setzt eine Simulation der Brennstoff-Natrium-Reaktion voraus, und zwar unter den Bedingungen, wie sie im Reaktor bei einem solchen extremen Störfall zu erwarten sind.

Die Schwierigkeit besteht nun im wesentlichen darin, daß der Ablauf einer Brennstoff-Natrium-Reaktion weitgehend unbekannt ist, so daß eine Simulation im eigentlichen Sinne nicht möglich ist. Diese inhärente Schwierigkeit kann im Prinzip auf zwei Wegen gelöst werden:

- A. Durch Erforschung der Brennstoff-Natrium-Reaktion, d.h. aller hydrodynamischen, thermodynamischen und mechanischen Vorgänge beim Zusammentritt von geschmolzenem Brennstoff und Natrium.
- B. Durch Untersuchung der Maximalfolgen einer hypothetischen Brennstoff-Natrium-Reaktion auf der Basis der maximal möglichen Energiefreisetzung.

Zu A.

Die Mehrzahl der bisher durchgeführten Arbeiten hat die Erforschung der Reaktion durch Grundlagenexperimente zum Ziel, und zwar durch gezielte Untersuchungen über

- 1) den Wärmeübergang an der Grenzfläche zwischen Festkörpern sehr hoher Temperatur und einer unterkühlten Flüssigkeit [68,69],
- 2) den Mechanismus der Fraktionierung von flüssigem Brennstoff in Natrium (bzw. von Simulationsstoffen) [70,71,72],
- 3) den zeitlichen Druckverlauf während der Reaktion [72],
- 4) den Einfluß der Geometrie des Reaktionsbehälters auf den Ablauf der Reaktion und auf den Druckaufbau. [72].

Hier sollen lediglich der mit diesen Versuchen und gleichzeitigen theoretischen Arbeiten [73,74] verfolgte Lösungsweg kurz erläutert und einige typische Ergebnisse wiedergegeben werden. Die unter Punkt 1) zu ermittelnde maximale Flächenleistung und die Messung der bei der Fraktionierung auftretenden Partikelgrößen bzw. deren spezifischen Oberfläche (Pkt.2)

bestimmen zusammen die zu erwartende Wärmeübertragungsgeschwindigkeit und, bei der Annahme optimaler Mischungsverhältnisse, die maximale Volumenleistung der Mischung. Bei Experimenten mit kleinen Mengen geschmolzenen Uranoxyds wurde in Natrium eine mit den Anfangstemperaturen der Flüssigkeiten zunehmende Fraktionierung des Oxyds gemessen. Dabei war allerdings nur ein Bruchteil der Partikel erheblich kleiner als 1 mm [70].

Aus solchen Versuchen kann man schließen, daß unter bestimmten, für die Reaktorbedingungen nur sehr bedingt relevanten Voraussetzungen Zeitkonstanten des Wärmeübergangs im ms-Bereich möglich sind. In [73] wird als Anfangsbedingung für die Reaktion eine Relativgeschwindigkeit beider Flüssigkeiten entsprechend einer bestimmten Fallhöhe (des Natriums oder des Brennstoffes) definiert. Über eine vorgegebene spezifische Wärmeübertragungsleistung wird der Druckaufbau zwischen den ineinander eindringenden Flüssigkeitssäulen berechnet, der die reagierenden Flüssigkeiten nach wenigen mm Eindringtiefe wieder voneinander trennt. Ob solche theoretischen Modelle den Ablauf einer Brennstoff-Natrium-Reaktion realistisch oder unbedingt konservativ beschreiben, muß bezweifelt werden; denn die experimentelle Beobachtung [72], daß in manchen Fällen eine heftige Reaktion erst verzögert einsetzt, nachdem die heiße Flüssigkeit bereits von der kälteren umschlossen war, läßt vermuten, daß der Dispersionsmechanismus im wesentlichen ein autokatalytischer Prozeß ist. Das bedeutet, daß unter Umständen erst bei Beginn der Reaktion die Bedingungen für einen explosionsähnlichen Ablauf geschaffen werden. (z.B. durch hohe Druckgradienten infolge einer örtlich begrenzten Startreaktion).

Die Versuche nach den Punkten 1) und 2) dürften deshalb nur eine mögliche Basis für theoretische Modelle und für eine nachträgliche Interpretation der Ergebnisse aus den Experimenten 3) und 4) liefern. Ziel dieser Arbeiten ist die Bestimmung typischer Druck-Zeit-Verläufe als Grundlage sowohl für eine analytische Berechnung der maximal zu erwartenden Kernverformung als auch für die Wahl geeigneter chemischer Simulationsstoffe.

Wegen dieser komplexen Zusammenhänge, die hier nur angedeutet werden können, ist die Erforschung der Brennstoff-Natrium-Reaktion nur auf dem Weg von Grundlagenuntersuchungen und langfristig möglich.

Zu B.

Der zweite, möglicherweise schneller zu dem gewünschten Sicherheitsnachweis führende Weg besteht in folgenden Schritten:

1. Simulationsversuche an Coremodellen mit chemischen Treibstoffen. Die dabei zu verwendende Treibstoffmenge wird auf der Basis der maximalen Energiefreisetzung nach [11] bestimmt.
2. Berechnung der Reaktivitätsäquivalente der im Experiment gemessenen Verformungen.

Eine Schwierigkeit auf diesem Weg besteht in der Wahl eines geeigneten Treibstoffes, der den Druck-Zeit-Verlauf der Brennstoff-Natrium-Reaktion entweder genügend gut simuliert, oder der bezüglich der auftretenden Verformungen konservativ ist. Die Wahl des Simulationsstoffes setzt also bereits Erfahrungen aus einem Grundlagenprogramm voraus. Dadurch sind die beiden Lösungswege miteinander verknüpft. Eine weitere Schwierigkeit resultiert aus der Notwendigkeit, den Zustand und das Verhalten des Brennelements, in dem die Reaktion stattfindet, konservativ nachzubilden. Z.B. ist es denkbar, daß die Ein- und Austrittsöffnungen des betroffenen Brennelements durch die Reaktion weitgehend blockiert werden und daß infolgedessen die Druckentlastung verzögert wird. Weiterhin kann nicht ausgeschlossen werden, daß ein Teil des Brennstoffes unter hohem Druck aus dem Brennelement herausgeschleudert wird. Diese Fragen erfordern umfangreiche Vorversuche und Parameteruntersuchungen.

Ein absolut sicherer Nachweis für die Unbedenklichkeit einer Brennstoff-Natrium-Reaktion erscheint auf keinem der beschriebenen Wege möglich. Es muß jedoch betont werden, daß es sich dabei um ein hypothetisches Ereignis handelt, dessen Eintritt durch mehrfache Sicherheitsbarrieren nahezu ausgeschlossen werden kann. Deshalb sollten Untersuchungen über solche extremen Vorgänge auf die Abdeckung eines im Prinzip vorhandenen Restrisikos zielen, das aus der Möglichkeit unentdeckter und in mehreren Stadien ihrer Ausweitung unentdeckt bleibender örtlicher Kühlungsstörungen resultiert.

Die Forderung nach einem absolut sicheren Nachweis wäre im Widerspruch zu der in der Einleitung hervorgehobenen Sicherheitsphilosophie, die gerade die Vermeidung schwerer Störfälle durch präventive Sicherheitsmaßnahmen zum Inhalt hat.

3.6 Bersten von Hüllrohren im Bereich des Spaltgassammelraums

3.6.1 Ursachen

In den Spaltgassammelräumen der Brennstäbe eines Brennelementes ist bei maximalem Abbrand eine Spaltgasmenge von etwa 90 NI unter einem Druck von ca. 60 ata gespeichert. Durch plötzliche Freisetzung dieser Gasmenge oder eines Teils davon bei einem annähernd gleichzeitigen Bersten einer Vielzahl von Hüllrohren kann möglicherweise die Integrität des Cores oder einzelner Brennelemente gefährdet werden. Dieser Schadensfall zeichnet sich insbesondere dadurch aus, daß er durch die Coreüberwachungsinstrumentierung und das Abschaltssystem wegen der Schnelligkeit der durch ihn ausgelösten Ereignisfolge nicht voll abgedeckt wird. Als mögliche Ursachen sind zu betrachten:

1. spontanes Bersten eines einzelnen Hüllrohres und propagatives Versagen der übrigen Hüllrohre durch Druckeffekte,
2. rascher Temperaturanstieg bis zur Versagensgrenze der Hüllrohre nach einer Siedeejektion des Natriums.

Über die relative Wahrscheinlichkeit dieser beiden Ursachen ist nur eine qualitative Aussage möglich: Im ersten Fall ist das Produkt aus der Häufigkeit spontaner Einzelschäden und der Wahrscheinlichkeit einer Propagation auf die übrigen Stäbe maßgebend, im zweiten Fall dagegen nur die Häufigkeit einer unentdeckten Siedeejektion als der allen Hüllrohren gemeinsamen Schadensursache. Die Zeit, innerhalb derer die Hüllrohre nach einer Siedeejektion (durch Wärmetransport aus der Brennstoffzone in die oszillierende untere Natriumsäule) ihre Versagenstemperatur erreichen, dürfte bei einigen Sekunden liegen und ist vergleichbar mit der Zeit bis zum Schmelzen des Brennstoffes als Kriterium für die zur Schnellabschaltung verfügbare Zeitspanne. (Die Vorgänge bei einer Siedeejektion sind in Kapitel 3.4 behandelt.)

Der 2. Fall wäre deshalb durch die rechtzeitige Detektion der Siedeejektion und Aufschaltung der Instrumente auf das Sicherheitssystem zusammen mit dem Risiko der Brennstoff-Natrium-Reaktion wahrscheinlich abgedeckt.

3.6.2 Auswirkungen

Als mögliche Auswirkungen der Freisetzung größerer Spaltgasmengen unter hohem Druck sind zu unterscheiden: (Abb.8)

1. Mechanische Verformung von Nachbarelementen.
2. Vorübergehende Unterbrechung der Kühlmittelzufuhr in dem betroffenen und - bei Austritt von Spaltgas in das untere Plenum - in anderen Brennelementen.
3. Auslösung einer nuklearen Exkursion durch das Eindringen von Spaltgas in die Corezone mit positiver Kühlmittelverlust-Reaktivität.

Zu 1: An benachbarten Brennelementen können hinsichtlich einer Kühlungsstörung erhebliche Verformungen nur dann auftreten, wenn das Mantelrohr des betroffenen Brennelements unter dem Druck des plötzlich freigesetzten Spaltgases aufreißt. Ein Aufreißen ist dann nicht zu erwarten, wenn das Mantelrohr durch den Spaltgasdruck von seinem hexagonalen zu einem angenäherten Kreisquerschnitt verformt wird. (Der Berstdruck beträgt dann bei 400°C etwa 180 ata und liegt damit um den Faktor 3 über dem auftretenden Spitzendruck.) Dazu wäre jedoch eine Restduktilität des Werkstoffes von etwa 20 % erforderlich,* die wegen seiner Strahlenversprödung kaum vorhanden sein dürfte. Das Versagen des Mantelrohres kann deshalb nicht ausgeschlossen werden. Die in diesem Fall zu erwartende Verformung von Nachbarelementen wirkt sich dort als eine integrale, das ganze Brennstabündel in gleicher Weise betreffende Kühlungsstörung aus, wie sie in Kap. 3.1 behandelt ist. Eine solche Störung stellt keine unmittelbare Gefährdung des Reaktors dar. Etwaige Reaktivitätsänderungen durch mechanische Verformung der Nachbarelemente im Spaltgasbereich bzw. in der Brutzone sind wegen der damit verbundenen Erhöhung der Neutronenleckage negativ und deshalb in diesem Zusammenhang belanglos.

*) Eine Streckung der Ecken des Mantelrohres ist mit einer Verformung von ca. 20 % verbunden.

Zu 2: In Abwesenheit von Natrium erhöht sich die Hüllrohrtemperatur am Ort der höchsten Leistungsdichte im Core mit einer Anfangsgeschwindigkeit von etwa 1500°C/s . Das bedeutet, daß innerhalb weniger Zehntelsekunden die Hüllrohre ihre Versagensgrenze erreichen, wenn sie in dieser Zeit nicht wieder mit Natrium in Kontakt treten. Nimmt man an, daß die - vom Abbrand abhängige - Versagenstemperatur nach 0,2 s erreicht ist und daß eine geschlossene Gasblase mit der nominellen Kühlmittelgeschwindigkeit durch das Core strömt, müßte diese Blase eine Länge von etwa 1 m haben, um Hüllrohrversagen durch Überhitzung auszulösen. Andererseits genügen wegen der niedrigen thermischen Zeitkonstante der Hüllrohre Natriumpfropfen von wenigen cm Länge innerhalb der Spaltgasblase, um die Temperaturerhöhung weitgehend rückgängig zu machen und damit ein Hüllrohrversagen zu verhindern. Es ist nun wegen der zu erwartenden starken Verwirbelung des Gases bei der Injektion in das Kühlmittelintrittsplenum sehr unwahrscheinlich, daß geschlossene Spaltgasblasen der angedeuteten Größe in Nachbarelemente eindringen und dadurch deren Integrität gefährden. Anders ist die Situation in dem betroffenen Brennelement zu beurteilen, in dem nach erfolgtem Druckausgleich eine geschlossene Gassäule von mehr als 1 m Länge aufsteigen wird. Diese Vermutung wird qualitativ durch Versuche von Fette [75] über die Strömungsverhältnisse in einem Stabbündel bei schneller Gasinjektion bestätigt. Ein Versagen von Hüllrohren in der Brennstoffzone dieses Elements ist deshalb möglich. Brennstoffschmelzen als unmittelbare Folge des Hüllrohrversagens und als Voraussetzung für eine Brennstoff-Natrium-Reaktion ist in diesem Fall jedoch auszuschließen, weil das betroffene Brennelement innerhalb weniger Zehntelsekunden wieder von Natrium durchströmt wird. Darüber hinaus würde die plötzliche Freisetzung großer Spaltgasmenge in diesem Element sowohl über die Durchflußmessung als auch über einen schnellen Spaltgasnachweis rechtzeitig detektiert.

Zu 3: Wegen des negativen Kühlmitteldichtekoeffizienten in der zentralen Corezone kann durch den raschen Eintritt eines Gasvolumens von ca. $30 \text{ l} [74]$ eine prompt kritische Exkursion ausgelöst werden. Die freie Spaltgasmenge eines Brennelements würde bei isothermer Expansion auf den in der Coremitte bei Nennlast herrschenden Kühlmittel-

druck ein Volumen von etwa 60 l einnehmen, entsprechend einem Reaktivitätswert von etwa 1,7 β in der Mitte des Kerns. Als Maß für die Gefährlichkeit dieses hypothetischen Störfalles soll im folgenden die maximal mögliche Reaktivitätsrampe abgeschätzt werden:

Das aus den geborstenen Hüllrohren austretende Spaltgas wird sich in dem betroffenen Brennelement bevorzugt nach unten ausdehnen, weil in dieser Richtung die zu beschleunigende Natriumsäule kürzer und deshalb auch der Strömungswiderstand geringer sind als zum Austrittsplenum hin. Deswegen und wegen der nicht auszuschließenden Möglichkeit einer Blockade des Strömungsquerschnittes oberhalb der Bruchstelle durch Druckeffekte wird im Sinne einer konservativen Abschätzung angenommen, daß die gesamte freie Spaltgasmenge des betroffenen Brennelements in den Sammelraum unterhalb des Kerns austritt und von dort mit dem Kühlmittel in das Core gelangt. Nimmt man weiterhin an, daß die Gasblasen in thermischem Gleichgewicht mit dem sie umgebenden Natrium sind und mit der nominellen Kühlmittelgeschwindigkeit in das Core eintreten, so ergibt sich als obere Grenze für die dabei entstehende Reaktivitätsrampe ein Wert von ca. 30 β /s. Eine solche Reaktivitätsstörung könnte durch das Sicherheitssystem nicht mehr aufgefangen werden und würde zur Zerstörung des Kerns durch eine nukleare Exkursion führen.

Voraussetzung für die hier angenommene isotherme Expansion des Spaltgases ist eine Zerteilung in Einzelblasen mit Abmessungen im Zentimeterbereich und dadurch genügend kleinen thermischen Zeitkonstanten. Im optimistischen Extremfall einer isentropen Expansion bliebe der Reaktivitätswert des sich dann einstellenden Gasvolumens unterhalb 1 β , so daß eine prompt kritische Exkursion nicht möglich wäre.

Dieser hypothetische Unfall ist gekennzeichnet dadurch, daß einerseits die Bedingungen für seine Auslösung, für sich betrachtet, wenig wahrscheinlich sind, daß andererseits jedoch keine Möglichkeit eines Eingreifens aktiver Sicherheitseinrichtungen besteht. Der Sicherheitsnachweis ist deshalb sehr schwierig und erfordert aufwendige Simulationsexperimente zum Versagensmechanismus von Hüllrohren und zur Dynamik der Gasblasenbewegung.

3.6.3 Lösungsvorschlag

Dieses Problem läßt sich auf einfache Weise durch eine Änderung der Brennstabkonstruktion weitgehend lösen, wie sie an zwei Ausführungsbeispielen in Abb. 36 dargestellt ist. Die Lösung besteht darin, daß der Spaltgassammelraum des Brennstabes in mehrere Kammern unterteilt ist, die untereinander über Drosselöffnungen in Verbindung stehen. Bei einem plötzlichen Bruch des Hüllrohres kann dadurch nur ein der Anzahl der Kammern entsprechender Bruchteil des Spaltgases spontan austreten, während der überwiegende Teil stark verzögert freigesetzt wird. Bei der Ausführung A ist die Unterteilung dadurch erreicht, daß das ohnehin erforderliche Stützrohr aus mehreren, durch einfache Blechscheiben als Schotten voneinander getrennten Teilstücken besteht. Bei der Ausführung B sind diese Rohrstücke an beiden Enden durch eingepreßte Scheiben bis auf eine Drosselbohrung verschlossen. Ausführung B ist aus mehreren Gründen vorteilhafter, u.a. weil hier lediglich das in dem Ringspalt zwischen Innenrohr und Hüllrohr enthaltene Gas rasch austreten kann (7,5 % der Gesamtmenge bei einer Spaltweite von 0,1 mm). Bei Drosselbohrungen von 0,3 mm Durchmesser beträgt die Auströmzeit für 50 % der in dem Stab enthaltenen Gasmenge etwa 1 s und ist damit um zwei Zehnerpotenzen größer als die Zeit, innerhalb derer der Druck im Brennstab durch Verdrängung von Natrium abgebaut würde [76], so daß propagatives Bersten benachbarter Hüllrohre praktisch ausgeschlossen werden kann. Selbst bei gleichzeitigem Versagen aller Hüllrohre etwa infolge einer Siedeejektion wäre die Spaltgasfreisetzung im Vergleich zu der Transportzeit von Gasblasen durch das Core stark verzögert und damit die Wahrscheinlichkeit einer prompten Kritikalität vernachlässigbar gering.

Mit der beschriebenen Brennstabkonstruktion kann deshalb das Problem der Spaltgasfreisetzung hinsichtlich ihrer mechanischen und nuklearen Auswirkungen als gelöst betrachtet werden.

4. Entwicklung eines schnell ansprechenden Hüllschadendetektors

4.1 Begründung

In den vorausgegangenen Kapiteln wurde u.a. der Schluß gezogen, daß zur Früherkennung von lokalen Kühlungsstörungen innerhalb eines Brennstabbbündels dem Nachweis von Hüllrohrschäden besondere Bedeutung zukommt. Die Gründe dafür seien noch einmal zusammengefaßt:

- Lokale Kühlungsstörungen im Innern eines Brennstabbbündels sind die wichtigste, weil wahrscheinlichste Ursache von Brennelementschäden.
- Solche Störungen sind nur indirekt über ihre Auswirkungen nachweisbar, und zwar durch Detektion von Hüllschäden und lokalem Na-Sieden.
- Es ist zu erwarten, daß Hüllrohrschäden auftreten, bevor lokal die Na-Siedetemperatur erreicht wird.
- Hüllschäden sind nicht nur das erste Indiz für eine lokale Kühlungsstörung, sondern auch die wahrscheinlichste Ursache für die Ausbreitung der Störung, nämlich durch Freisetzung und Ablagerung von Brennstoffpartikeln aus beschädigten Brennstäben. Insofern haben sie kausalen wie auch konsekutiven Charakter.
- Lokales Brennstoffschmelzen als mögliche Folge einer Hüllrohraufweitung bei überhöhter Temperatur kann nur über die Detektion des dadurch verursachten Hüllrohrberstens nachgewiesen werden.

Hüllschäden können integral, d.h. ohne die Möglichkeit der Lokalisierung des Schadens, durch Überwachung des Kühlmittels auf verzögerte Neutronen oder durch den Nachweis von Spaltedelgasen in der Schutzgasatmosphäre entdeckt werden. Eine individuelle Hüllschadenüberwachung ist möglich durch den Nachweis verzögerter Neutronen in Natriumproben aus einzelnen Brennelementen oder Brennelementgruppen. Bei dieser Methode, die für den englischen Prototypreaktor PFR vorgesehen ist [77], wird mit erheblichem technischen Aufwand der Vorteil einer niedrigeren Nachweisgrenze und vor allem der Lokalisierbarkeit des Schadens erkaufte. Alle diese Verfahren haben jedoch den gemeinsamen

Nachteil einer langen Ansprechzeit, die im Fall der Messung verzögerter Neutronen durch die Transportzeit des Natriums vom Brennelement zum Detektor gegeben ist (10 - 30 s). Durch Schutzgasüberwachung können Hüllschäden frühestens nach einigen Minuten nachgewiesen werden. [78] Diese Methoden sind deshalb nur bedingt geeignet, die Ausbreitung lokaler Schäden durch fortschreitendes Versagen von Brennstäben, das u.U. im Sekundenbereich erfolgen kann, zu verhindern.

4.2 Meßprinzip

Aus den genannten Gründen wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit ein individuell wirksamer, schnell ansprechender Hüllschadendetektor entwickelt, der auf folgendem Prinzip beruht (Abb. 37):

Die bei einem Hüllrohrbruch in das Kühlmittel eintretenden Spaltgasblasen werden im Austrittskanal des Brennelementes durch die Zentrifugenwirkung eines "Zyklonabscheiders" vom Natrium getrennt und im Zentrum des Zyklons zu einer geschlossenen Gassäule angesammelt. Dort wird das Gas mit Hilfe eines beheizten Temperaturfühlers nachgewiesen, der auf die stark verringerte Wärmeabfuhr bei Anwesenheit von Gas anstelle von Natrium mit einem raschen Temperaturanstieg reagiert. Der Zyklonabscheider besteht im einfachsten Fall aus einem zur Achse des Strömungskanals symmetrischen Leitschaufelkranz, der die Strömung in Rotation versetzt, und einem in geringem Abstand davon stromabwärts angeordneten zentralen Verdrängungskörper. Bei günstiger geometrischer Anordnung bildet sich zwischen der Nabe des Leitschaufelkranzes und dem Verdrängungskörper eine quasistationäre Gassäule, die sich erst einige Sekunden nach Aufhören der Gaszufuhr wieder auflöst (Abb. 38). Es ist vorteilhaft, den Verdrängungskörper als Nabe mit einem weiteren Leitschaufelkranz zu einem Strömungsgleichrichter zu verbinden, der die axiale Kühlmittelströmung wieder herstellt und dabei einen Teil der Rotationsenergie in Druck umwandelt und dadurch einen Teil des Druckabfalls zurückgewinnt. Ein solcher Gasabscheider wurde bereits zu einem früheren Zeitpunkt in England untersucht [77]. Zur Detektion sollte hierbei die mit der Anwesenheit von Gas verbundene Änderung des statischen Druckes benutzt werden. Diese Methode hat

jedoch wegen technischer Schwierigkeiten bei der Druckmessung bisher nicht zum Ziel geführt und soll deshalb bei dem englischen Prototypreaktor nicht angewendet werden.

4.3 Funktionelle Anforderungen

Das Entwicklungsziel für das Hüllschadendetektionssystem ist durch folgende funktionelle bzw. konstruktive Anforderungen abgesteckt:

1. Hohe Empfindlichkeit: Es sollte möglichst ein einzelner defekter Brennstab detektiert werden können. *)
2. Kurze Ansprechzeit: Die Zeit zwischen Hüllrohrversagen und Signalbildung sollte im Sekundenbereich liegen.
3. Deutliche, d.h. genügend weit über dem Störuntergrund liegende Meßsignale.
4. Keine Beeinträchtigung des Reaktorbetriebes durch Fehlanzeigen.
5. Auswechselbarkeit der Temperaturmeßsonden.
6. Kombinationsmöglichkeit mit den übrigen Instrumenten (Durchfluß- und Temperaturmeßkopf [79] bei möglichst geringer gegenseitiger Abhängigkeit in konstruktiver und funktioneller Hinsicht.
7. Niedriger Druckverlust.

Diese Anforderungen werden von der entwickelten Detektoranordnung, wie sie in Kap.4.5.2 ausführlicher beschrieben ist, im Modellversuch weitgehend erfüllt:

Zu 1.

Die Nachweisgrenze variiert im Bereich von 50 % bis 100 % des Nennkühlmitteldurchsatzes zwischen etwa 2 und 10 cm³ eingespeister Gasmenge.

*) Das Instrument ist ausdrücklich nur zur Detektion rascher und relativ großer Hüllrohrschäden bestimmt, wie sie bei stark überhöhten Temperaturen infolge lokaler Kühlungsstörungen zu erwarten sind. Geringe Undichtheiten der Hülle, etwa durch Mikrorisse, sind hinsichtlich der Schadensausbreitung ungefährlich und brauchen in diesem Zusammenhang nicht betrachtet zu werden.

Aufgrund der integrierenden Wirkung des Gasabscheiders ist die Nachweisgrenze nur schwach abhängig von der Zeit, während derer die Gasmenge in das Kühlmittel eingespeist wird (Abb. 42). Ein Gasvolumen von 3 cm^3 , bezogen auf den an der Meßstelle herrschenden Druck, wird freigesetzt, wenn ein einzelner Brennstab bei vollem Abbrand das in seinen Hohlräumen auf einer Länge von 10 cm enthaltene Spaltgas abgibt. Falls dem Hüllrohrversagen Brennstoffschmelzen vorausgeht, etwa infolge Spaltaufweitung (s. Kap. 3.2.5) , genügt die Spaltgasmenge, die von einer Brennstoffsäule von 1 cm Länge beim Schmelzen freigesetzt wird, zur Detektion.

Zu 2.

Die Zeit zwischen Hüllrohrversagen und Signalbildung setzt sich zusammen aus der Transportzeit des Natriums vom Ort des Schadens bis zum Detektor und der Ansprechzeit der Temperaturmeßsonde. Die Transportzeit beträgt bei Vollast und einem Hüllschaden am Coreeintritt 0,35 s im höchstbelasteten und 0,5 s im niedrigstbelasteten Brennelement. Die Ansprechzeit des Temperaturfühlers wird bestimmt durch seine Wärmekapazität und spezifische Heizleistung. Je nach Ausführung des Fühlers wurden im Versuch Temperaturrampen bis zu 400°C/s erreicht (Abb. 44). Es wird also möglich sein, Hüllschäden innerhalb etwa 1 s zu detektieren.

Zu 3.

Der steile Temperaturanstieg in der Sonde und die relativ lange Verweilzeit des Gases im Zyklon (Abb. 40) erlauben es, die Ansprechschwelle weit oberhalb des Temperaturauschages zu legen, z.B. 50°C über der nominellen Na-Austrittstemperatur, so daß die Forderung nach einem deutlichen Meßsignal leicht zu erfüllen ist.

Zu 4.

Die hinsichtlich seiner eigentlichen Funktion vorteilhafte hohe Empfindlichkeit des Detektors kann dazu führen, daß geringe Mengen

im Kühlmittel enthaltenen Schutzgases eine Anzeige auslösen und dadurch einen Hüllschaden vortäuschen. Über Menge und Verteilung des mitgeführten Schutzgases werden die bei der Firma Interatom geplanten großtechnischen Natriumversuche [80] eine erste Aussage liefern. Je nach dem Ergebnis dieser Versuche könnte deshalb ein Kompromiß zwischen den Forderungen 1 und 4 notwendig werden. Andererseits ist der Nachweis größerer Schutzgasmengen im Kühlmittel aus Sicherheitsgründen wünschenswert. Eine Diskriminierung zwischen diesem "gas entrainment" und einem Hüllschaden ist dadurch gegeben, daß im ersten Fall mehrere Detektoren gleichzeitig ein Signal liefern würden.

Zu 5.

Es ist zweckmäßig, die beheizte Temperatursonde als Teil des Durchfluß- und Temperaturmeßkopfes auszubilden. (Abb. 37) Mit dessen Auswechselbarkeit ist diese Anforderung erfüllt.

Zu 6.

Die als Referenzlösung untersuchte Anordnung (Abb. 39) erlaubt eine günstige Kombination von Hüllschadendetektor und Meßkopf, wobei die zusätzliche Unterbringung der beheizten Temperatursonde im Meßkopf ohne einschneidende konstruktive Änderung möglich ist. Bei der Firma Interatom wird die Möglichkeit untersucht, Gasblasen mit dem elektromagnetischen Durchflußmesser zu detektieren. Im Erfolgsfalle könnte der Gasabscheider ohne weiteres so geändert werden, daß Gasblasen nicht mehr im Zentrum des Zyklons angesammelt und dort für einige Zeit gehalten, sondern dicht an der Oberfläche des Durchflußmessers vorbeigeführt werden.

Zu 7.

Abgesehen von dem Bestreben, die Leistung der Kühlmittelumwälzpumpen klein zu halten, sollte der Druckverlust insbesondere in der Instrumentenhalteplatte möglichst gering sein. Diese Platte besteht im wesentlichen aus Rohrstücken als hydraulischer Verlängerung der Brennelementaustrittskanäle und ist mit einem Abstand von etwa 20 mm

oberhalb der Brennelementköpfe angeordnet. Der Druckverlust der gesamten Anordnung, also einschließlich der für den Meßkopf notwendigen Einbauten, wurde im Modellversuch für den maximalen nominellen Kühlmitteldurchsatz zu 0,65 at ermittelt. Von diesem Wert, der etwa 15 % des Druckabfalls im Kern entspricht, entfallen etwa 0,26 at auf die Einbauten in der Instrumentenplatte (Abb. 37). Der Einfluß der dadurch verursachten Kühlmittelquerströmung im Spalt auf die Meßgenauigkeit der Instrumente wird in Modellversuchen bei der Firma Belgonucleaire ermittelt. Es sei erwähnt, daß zur Messung der mittleren Brennelementaustrittstemperatur eine Mischvorrichtung im Brennelementkopf notwendig ist, die ebenfalls einen Druckverlust von ca. 0,6 bis 0,8 at verursachen dürfte. Vermutlich wird jedoch der Zyklonabscheider diese Funktion übernehmen können, so daß gegebenenfalls eine zusätzliche Mischstrecke überflüssig wird. Zur Bestätigung dieser Vermutung sind Versuche über die Vermischungswirkung des Zyklonabscheiders in Vorbereitung.

4.4 Versuchsaufbau

Die Versuche wurden in einem bereits vorhandenen Wasserkreislauf durchgeführt, der für die Erfordernisse der Zyklonabscheiderentwicklung modifiziert wurde. Die Förderleistung der Umwälzpumpe beträgt $90 \text{ m}^3/\text{h}$ bei einer Förderhöhe von 100 m WS.

Die Meßstrecke (Abb. 39) besteht aus einem Plexiglasrohr mit einem Innendurchmesser von 90 mm als Modell des Brennelementaustrittskanals und dessen Verlängerung in der Instrumentenplatte. Alle wesentlichen Einbauten wurden im Maßstab 1 : 1 nachgebildet. Auf die hydrodynamischen Ähnlichkeitsverhältnisse wird in Kap. 4.6 eingegangen.

Die Luftspeisung (Abb. 39) zur Simulation von Hüllrohrbrüchen erfolgt aus einem kleinen Speicherbehälter, dessen Volumen durch Einlegen von Füllkörpern verändert werden kann, über ein elektronisch gesteuertes Magnetventil mit wählbaren Öffnungszeiten im Bereich von 0,05 bis 1 s. Der Speicherbehälter wird aus einer Preßluftflasche über einen Druckminderer und ein Absperrventil bis zu dem gewünschten

Einspeisedruck gefüllt. Die eingespeiste Luftmenge wird aus der Druckdifferenz im Speicherbehälter vor und nach der Injektion mit einem Feinmeßmanometer bestimmt. Um zur Untersuchung der zeitlich integrierenden Wirkung des Zyklonabscheiders kleine Gasmengen von nur wenigen Ncm^3 über mehrere Sekunden verteilt einspeisen zu können, wurden für diese Versuche Einspritzdüsen mit Bohrungsdurchmessern bis herab zu 0,05 mm hergestellt. Ein keramischer Feinfilter verhinderte ein Verstopfen der Düse durch Verunreinigungen. Durch diese Maßnahmen konnten die insgesamt eingespeiste Luftmenge, ihre zeitliche Verteilung und der Einspeisedruck unabhängig voneinander variiert werden.

4.5 Entwicklungsschritte und Versuchsergebnisse

4.5.1 Vorversuche

In mehreren Serien von Vorversuchen mit einer einfachen Anordnung, bestehend aus einem Schaufelrad zur Erzeugung der Drehströmung und einem zweiten, stromabwärts liegenden Rad zur Strömungsgleichrichtung, wurden zunächst die wichtigsten Geometrieinflüsse auf das hydrodynamische Verhalten des Zyklonabscheiders ermittelt. Dabei wurden durch visuelle Beobachtung der Blasenbewegung und durch Hochgeschwindigkeitskinematografie "relative" Optimalwerte für die einzelnen Parameter bestimmt. Durch Kombination dieser Optimalwerte gelang es schließlich, eine geschlossene Gassäule zwischen den Naben der beiden Schaufelräder zu erzeugen und für einige Sekunden stabil zu halten. Danach konnten als objektivere Kriterien für eine weitere Optimierung die minimale, zur Erzeugung der Gassäule notwendige Luftmenge und die Zeit bis zu ihrer Auflösung, im folgenden Verweilzeit genannt, benutzt werden. Da in der Regel beide Kriterien gleichzeitig erfüllt waren, wurde bei den meisten Vorversuchen nur das der maximalen Verweilzeit benutzt (Abb. 38).

Die wichtigsten geometrischen Parameter und ihre als günstigste ermittelten Werte sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

Parameter	Einfluß	Optimum
1. Austrittswinkel der Leitschaufeln	stark	~ 55°
2. Verhältnis Nabdurchmesser zu Kanaldurchmesser (erstes Laufrad)	stark	~ 0,5
3. Form der Nabe des ersten Rades auf der strömungsabgewandten Seite	stark	allmählich verjüngt mit ebener Stirnfläche 10 mm Ø
4. Oberflächenbeschaffenheit	stark	geschliffen bis poliert
5. Abstand zwischen den Naben	mittel	~ 100 mm
6. Form der Nabe des zweiten Laufrads auf der strömungszugewandten Seite	gering	kugelig
7. Schaufelzahl	mittel	8 - 10

In Abb. 38 ist als Kriterium für die Wirksamkeit der Anordnung die Verweilzeit der Luftsäule über dem Wasserdurchsatz aufgetragen. Variiert wurden in diesem Fall lediglich die Oberflächengüte der Nabe und die Form ihrer stromabwärts liegenden Stirnfläche. Auf gleiche Weise wurden relative Optimalwerte auch für die übrigen Parameter ermittelt.

4.5.2 Referenzanordnung

Nach diesen Vorversuchen wurden verschiedene Möglichkeiten einer Kombination zwischen dem Zyklonabscheider und dem bei der Firma Interatom entwickelten Meßkopf untersucht, auf deren Beschreibung zugunsten der Referenzlösung verzichtet werden soll.

Abb. 37 zeigt das Schema der Anordnung im Reaktor, Abb. 39 eine detailliertere Darstellung der Teststrecke und des Modells. Durch einen Vorabscheider (18), der im Brennelementkopf angeordnet ist, werden die Gasblasen zur Strömungsachse hin konzentriert und dadurch in das Innere zweier konzentrischer Rohre (1 und 8) der Instrumentenplatte geleitet. Ein Drosselkörper im Ringspalt zwischen diesen Rohren verhindert, daß Gasblasen durch diesen Ringspalt ausweichen. Der überwiegende Teil der Blasen tritt durch eine Bohrung in der Nabe des Endabscheiders (16) in den Raum zwischen dem Endabscheider und dem darüber angeordneten Strömungsgleichrichter (15) ein, in dessen Hohl-nabe der kombinierte Durchfluß- und Temperaturmeßkopf mündet. Der Endabscheider verstärkt die bereits im Vorabscheider erzeugte Rotation der Flüssigkeitssäule und bewirkt dadurch einmal, daß der Anteil der Blasen, die nicht durch die erwähnte Bohrung direkt in das Zentrum des Zyklons gelangen, ebenfalls abgeschieden werden, und zum anderen, daß die Gassäule länger in dem Zwischenraum gehalten wird. Durch die Bohrung in der Nabe des Endabscheiders wird außerdem erreicht, daß die Gassäule nicht mehr wie bei den Vorversuchen von dem Totwassergebiet der unteren Nabe aus wächst, sondern an der Stirnfläche der oberen Nabe bzw. des Meßkopfes. Ebenso beginnt der Abbau der Säule in umgekehrter Richtung, also von unten nach oben, so daß die von dem Meßkopf aus in das Zentrum des Zyklons ragende Temperaturmeßsonde (17) sich praktisch während der ganzen Verweilzeit in einer Gasatmosphäre befindet und dadurch ein maximales Signal liefert. Zu ergänzen ist, daß diese Sonde im Normalfall, d.h. in Abwesenheit von Gas, die Temperatur des austretenden Natriums mißt, insofern also Doppelfunktion besitzt.

Die Temperaturmeßsonde besteht aus einem zu einer Spirale von 10 mm Länge gewickelten, keramisch isolierten Mantelheizleiter und einem zentrisch in der Heizspirale angeordneten Thermoelement, die von einem gemeinsamen Hüllrohr mit einem Außendurchmesser von 4 mm umschlossen

sind. Zum schnelleren Temperaturausgleich sind die Hohlräume mit Silber ausgegossen. Bei einer Heizleistung von 200 W beträgt die Aufheizgeschwindigkeit in Luft $\sim 100^{\circ}\text{C/s}$. Noch bessere Ergebnisse wurden mit einer Variante erzielt, bei der der Heizleiter nicht zu einer Spirale gewickelt, sondern direkt mit dem Thermoelement verlötet ist. Mit dieser Sonde wurden bei einer Leistung von 150 W Aufheizgeschwindigkeiten bis zu 400°C/s gemessen (Abb. 44). Beide Varianten erfüllen die in Kap. 4.3 gestellte Forderung nach einer kurzen Ansprechzeit. In der Mehrzahl der Experimente wurde die zweite Ausführung verwendet. Im Prinzip kann anstelle des fremdbeheizten Thermoelements auch ein direkt beheiztes Widerstandsthermometer oder eine sogenannte "energy probe" zur Detektion von Spaltgas benutzt werden. Mit einer "energy probe" aus angereichertem Uran, das mit 80 % Niob legiert ist, wäre bei dem an der Instrumentenplatte des SNR herrschenden Neutronenfluß eine Aufheizgeschwindigkeit von ca. 30°C/s zu erreichen.

Bei der beschriebenen Kombination von Zyklonabscheider und Meßkopf waren im Vergleich zu den Vorversuchen einige weitere Parameter zu untersuchen: Als günstige Kombination der Leitschauflerwinkel des Vor- und des Endabscheiders erwiesen sich die Werte 45° bzw. 75° ; die Bohrung in der Nabe des Endabscheiders hat im günstigsten Fall einen Durchmesser von 6 mm und ist an ihrem Ausgang konisch erweitert. Diese Erweiterung verhindert die Entstehung eines Wasserstrahls nach Aufhören der Gaszufuhr, der die Stabilität der Gassäule beeinträchtigen und damit ihre Standzeit reduzieren würde. Der optimale Abstand zwischen der Nabe des Endabscheiders und der Stirnfläche des Meßkopfes liegt bei ca. 50 mm. Für die Abmessungen des Drosselkörpers ergaben sich die günstigsten Verhältnisse, wenn der freie Querschnitt im Ringspalt etwa demjenigen des zentralen Strömungskanals entspricht. Abgesehen von den Erfordernissen des Zyklonabscheiders wäre eine Drosselung der Strömung im Ringspalt ohnehin wünschenswert, um die Kühlmittelgeschwindigkeit am Durchflußmesser und damit sein Meßsignal zu erhöhen.

Einige typische Ergebnisse der Versuche mit der beschriebenen Referenzanordnung sind in den Abbildungen 40 bis 42 wiedergegeben:

Die Verweilzeit der Gassäule im Zyklon nimmt zwar mit steigender Kühlmittelgeschwindigkeit stark ab (Abb. 40), ist jedoch bei Nenndurchsatz zur Detektion ausreichend. Die Nachweisgrenze, hier definiert als dasjenige eingespeiste Gasvolumen, das zu einer geschlossenen Gassäule mit einer Verweilzeit von 1 s abgeschieden wird, ist in Abb. 41 in Ncm^3 und in Abb. 42 auf den Druck an der Meßstelle bezogen aufgetragen. Die "scheinbare" Abhängigkeit der Nachweisgrenze von dem Kühlmitteldurchsatz erklärt sich daraus, daß im Versuchskreislauf mit steigendem Durchsatz der Druck an der Meßstelle steigt (Abb. 43) und das Volumen gleicher eingespeister Gasmengen entsprechend abnimmt. Im Reaktor dagegen ist der Druck in der Instrumentenplatte durchsatzunabhängig, so daß die nachweisbare Spaltgasmenge dort nur geringfügig mit dem Kühlmitteldurchsatz bzw. der radialen Position des Brennelements im Kern variieren dürfte. Ein überraschendes Ergebnis dieser Versuchsserie ist, daß die Nachweisgrenze mit zunehmender Dauer der Gaseinspeisung kleiner wird. Diese Tendenz ist allerdings bei anderen Parameterkonstellationen wesentlich schwächer. Abb. 44 zeigt den Verlauf des Meßsignals der beheizten Temperatursonde bei Versuchen in der Nähe der Nachweisgrenze. Nullpunkt der Zeitskala ist der Beginn der Gasinjektion. Der steile, rampenförmige Temperaturanstieg zu Beginn erklärt sich aus dem Vorhandensein einer geschlossenen Gassäule, deren allmähliche Auflösung sich durch unregelmäßige Temperaturschwankungen äußert. Bei Versuchen mit Gasmengen erheblich oberhalb der Nachweisgrenze muß die Heizerspannung bei einem oberen Temperaturgrenzwert automatisch abgeschaltet werden, um ein Durchbrennen der Sonde zu verhindern. Die geringste, mit einem Temperaturanstieg von 40°C innerhalb von 0,5 s nach Beginn der Injektion nachgewiesene Gasmenge betrug $1,3 \text{ cm}^3$, bezogen auf den Druck an der Meßstelle.

4.6 Die Dynamik der Strömung im Zyklonabscheider

Eine theoretische Behandlung der komplexen Strömungsvorgänge im Innern des Zyklonabscheiders ist nicht möglich und für die Entwicklung des Detektionssystems auch nicht erforderlich. Die Analyse ist deshalb beschränkt

auf eine einfache Abschätzung der die Gasblasenabscheidung bestimmenden Einflüsse und dient lediglich als Hilfsmittel bei der Wahl der Versuchsparameter und zum Verständnis der gemachten Beobachtungen.

Die Bewegung der Gasblasen im Zyklonabscheider und damit dessen Wirksamkeit wird bestimmt durch das Zusammenwirken verschiedener Kräfte.

Dies sind:

1. die zum Zentrum der Durchströmung gerichtete "Auftriebskraft",
2. die der Zentripetalkraft entgegengewirkende Schleppkraft, die aus der radialen Geschwindigkeitskomponente der Flüssigkeit beim Umströmen der oberen Radnabe resultiert,
3. der "Wellenwiderstand" der oberen Nabe an der freien Oberfläche, der nach Bildung einer geschlossenen Gassäule auftritt.

Die Kräfte 1 und 2 bestimmen die Entstehung der Gassäule, die Kräfte 2 und 3 ihre Standzeit.

Zu 1.

Am Austritt des Leitschaufelrads herrscht in einigem Abstand von der Wand des Strömungskanals (bei Vernachlässigung des Wandreibungseinflusses) eine rotatorische Festkörperströmung, d.h., die Winkelgeschwindigkeit ω der Flüssigkeitssäule ist über ihren Radius konstant. *) Infolge der Zentripetalbeschleunigung wirkt auf eine Gasblase die zum Zentrum der Drehachse gerichtete "Auftriebskraft".

$$A = \frac{4}{3} \pi R_B^3 \rho_f \omega^2 \cdot r \quad (90)$$

Die Auftriebskraft ist bei Vernachlässigung sonstiger Beschleunigungskräfte gleich dem Strömungswiderstand, den die Flüssigkeit der radialen Bewegung der Blase entgegensetzt.

$$W = 4 \pi R_B^2 C \cdot \frac{\dot{r}^2 \cdot \rho_f}{2} \quad (91)$$

*) Diese Strömungsform wurde durch Variation des Leitschaufelaustrittswinkels über den Radius erreicht. Es bleibt zu untersuchen, ob bezüglich der Wirksamkeit des Abscheiders, seines Druckverlustes und des Durchmischungseffektes eine andere Strömungsform günstiger ist.

Darin ist C die Widerstandszahl einer in einer Flüssigkeit bewegten Kugelblase. Die Radialgeschwindigkeit der Blase ergibt sich damit zu

$$\dot{r} = \omega \cdot \sqrt{\frac{2}{3} R_B \cdot \frac{1}{C} \cdot r} \quad (92)$$

Bei einem Volumendurchsatz Q der Flüssigkeit in einem Rohr mit dem Radius r_0 gilt

$$\omega = \frac{Q}{\pi r_0^3} \operatorname{tg} \psi_0 \quad (93)$$

worin ψ_0 der Leitschaufelaustrittswinkel am Außenradius des Rades ist.

Mit (93) lautet (92)

$$\dot{r} = \frac{Q}{\pi r_0^3} \operatorname{tg} \psi_0 \sqrt{\frac{2}{3} R_B \cdot \frac{1}{C} \cdot r} \quad (94)$$

Durch Integration von (94) erhält man die Zeit, innerhalb derer eine Blase vom Radius r_2 zum Radius r_1 gelangt

$$t_{2,1} = \frac{2 \pi r_0^3}{Q \cdot \operatorname{tg} \psi_0} \cdot \sqrt{\frac{3 \cdot C}{2 \cdot R_B}} \cdot (\sqrt{r_2} - \sqrt{r_1}) \quad (95)$$

Der maximale Weg in axialer Richtung ("Abscheidungslänge" Δz_{\max}), den die kleinsten Gasblasen zurücklegen, bevor sie in das Zentrum des Zyklons gelangen, ist

$$\Delta z_{\max} = \frac{2 \cdot r_0^{1,5}}{\operatorname{tg} \psi_0} \cdot \sqrt{\frac{3 C}{2 R_{B \min}}} \quad (96)$$

Darin ist $R_{B \min}$ der Radius der kleinsten Gasblasen im Kühlmittelstrom.

Aus diesen Gleichungen geht hervor, daß mit Ausnahme der Widerstandszahl c , die von der Reynoldszahl abhängt, die Abscheidung von Gasblasen bei gleicher Blasengrößenverteilung unabhängig von der verwendeten Modellflüssigkeit ist.

Die in den Experimenten beobachteten Gasblasen hatten am Austritt des Schaufelrads typische Durchmesser zwischen etwa 0,3 und 1 mm. Nach der in [81] für feste Kugeln angegebenen Abhängigkeit zwischen Widerstandszahl und Reynoldszahl, wonach c mit wachsender Reynoldszahl abnimmt, müßten die Blasengeschwindigkeiten in der Nähe der Kanalwandung zwischen etwa 0,3 m/s und 0,75 m/s liegen und der Abscheideweg ca. 0,6 m betragen. In Natrium mit etwa 4 mal größeren Reynoldszahlen wären danach um etwa 20 % größere Blasengeschwindigkeiten zu erwarten als im Modellversuch mit Wasser. Andererseits haben Aybers und Tapucu [82] nachgewiesen, daß die Widerstandszahlen von Gasblasen in Wasser bei Reynoldszahlen unterhalb etwa 10^3 erheblich (bis um den Faktor 4) kleiner, bei größeren Reynoldszahlen jedoch sehr viel größer als die fester Kugeln sind. Daraus erklären sich die im Experiment beobachteten wesentlich kürzeren Abscheidewege, als sie mit den c -Werten nach [81] berechnet wurden. Die starke Zunahme der Widerstandszahl oberhalb $Re \sim 10^3$ bei Aybers und Tapucu ist auf die Deformierung der Gasblasen bei größerem Blasendurchmesser zurückzuführen und für die Verhältnisse im Zyklonabscheider nicht relevant, weil hier die Blasengeschwindigkeiten und damit auch die Reynoldszahlen wegen der hohen "scheinbaren" Wichte des Wassers - die Zentripetalbeschleunigung beträgt maximal etwa 70 g - bei gleicher Blasengröße etwa 8 mal größer sind als bei Experimenten unter Erdbeschleunigung. Es ist deshalb berechtigt anzunehmen, daß auch die größten Blasen im Zyklonabscheider kugelförmig sind und daß deshalb die c -Werte im gesamten Größenbereich mit wachsender Reynoldszahl abnehmen. *) Daraus wiederum ist zu schließen, daß der Zyklonabscheider in Natrium mit etwa 4 mal größeren Reynoldszahlen aufgrund seiner geringeren Zähigkeit bezüglich der Blasenabscheidung noch wirksamer sein dürfte als im Modellversuch mit Wasser von Raumtemperatur. Um im Experiment gleiche Reynoldszahlen zu erreichen wie im Reaktor, müßte das Wasser eine Temperatur von etwa 110°C haben.

*) Für die Abweichung von der Kugelform ist die Weberzahl

$$We = \frac{2 R_B \cdot \rho_f \cdot \dot{r}^2}{\sigma}$$

maßgebend. Nach [82] sind Gasblasen oberhalb einer Weberzahl von 0,62 nicht mehr kugelförmig. Diese "kritische" Weberzahl wird jedoch im Zyklonabscheider nicht erreicht.

Zu 2.

Wichtiger für die Wirksamkeit der Anordnung als die nahezu vollständige Ansammlung von Gasblasen im Zentrum des Zyklons, die bei günstiger Geometrie immer erreicht wurde, ist es, die Blasen dort für eine genügend lange Zeit gegen die Schleppkräfte, die durch die radiale Geschwindigkeitskomponente der Flüssigkeit ausgeübt werden, zu halten. Der Abtransport von Blasen durch diese Schleppkräfte wird dann verhindert, wenn die Radialgeschwindigkeit der Flüssigkeit bei ihrem Ausweichen um die obere Nabe nicht größer ist als die Radialgeschwindigkeit der Blase nach Gl. (94) relativ zur Flüssigkeit; es gilt also die Bedingung

$$w_{Rf} < \omega \cdot \sqrt{\frac{2}{3} R_B \cdot \frac{1}{c} \cdot r} \quad (97)$$

Es zeigte sich, daß w_{Rf} durch die Form der Nabenstirnfläche nur unwesentlich beeinflusst werden konnte. Deshalb mußte die Bedingung (97) durch entsprechende Vergrößerung des Leitschaufelaustrittswinkels erfüllt werden.

Zu 3.

Wenn sich eine genügend große Gasmenge in Form von Einzelblasen im Zentrum des Zyklons angesammelt hat, koagulieren die Blasen zu einer geschlossenen Gassäule. Dieser Vorgang wurde zunächst als Kriterium für die Nachweisgrenze (Abb. 42) benutzt, bevor die beheizte Temperatursonde einsatzbereit war. Diese Gassäule erhält durch stehende, schraubenförmig gewundene Oberflächenwellen ein zopfähnliches Aussehen. Ihr Durchmesser beträgt im Fall der Referenzanordnung (Abb. 39) etwa 8 mm und ist unabhängig vom Durchsatz und von der Nabenform. Im Fall der "Sättigung" füllt die Gassäule den Raum zwischen der Nabe des Endabscheiders und der des Strömungsgleichrichters (Abb. 39), um sich dann durch den Abtransport von Gasblasen, die von der strömenden Flüssigkeit mitgerissen werden, allmählich aufzulösen. Dabei verlassen im wesentlichen nur die Gasblasen den Zyklon, die sich unmittelbar an der oberen Nabe ablösen, während die aus dem übrigen Teil der Säule herausgelösten Blasen fast vollständig wieder eingefangen werden. Daraus erklärt sich die in den Experimenten

gemachte Beobachtung einer nahezu konstanten Auflösungsgeschwindigkeit. Dieser durch Wellenbewegungen verursachte instationäre Auflösungsvorgang hat offensichtlich statistischen Charakter und ist einer theoretischen Behandlung nicht zugänglich. Maßgebend für die Ähnlichkeit der Wellenbewegung ist die Froude'sche Zahl, die in vorliegendem Fall die Form

$$F = \frac{w_f^2}{\ell^2 \cdot \omega^2}$$

hat.

Wegen $\omega^2 = \text{konst.} \cdot w_f^2$ ist die Froude'sche Ähnlichkeitsbedingung allein durch die geometrische Ähnlichkeit bzw. Gleichheit des Modells erfüllt. (s. Gl(97))

4.7 Zusammenfassung und Diskussion der wichtigsten Ergebnisse dieses Kapitels

Die Ergebnisse der beschriebenen Entwicklungsarbeiten sollen hier zusammengefaßt und hinsichtlich ihrer Extrapolierbarkeit auf die Bedingungen im Reaktor gedeutet werden:

- Mit dem entwickelten Hüllschadendetektor konnten im Modellversuch wenige cm^3 Gas innerhalb von weniger als 1 s abgeschieden und nachgewiesen werden.
- Die Nachweisgrenze des Geräts ist in dem untersuchten Bereich nur wenig abhängig von der Gasfreisetzungsrate und der Größe bzw. der Verteilung der Gasblasen im Kühlmittel. Das gilt für Injektionszeiten zwischen 0,05 s und einigen Sekunden und Blasendurchmesser oberhalb etwa 0,3 mm. Es wird deshalb erwartet, daß im Reaktor bereits der Bruch eines einzelnen Hüllrohres detektierbar ist, und zwar in weiten Grenzen unabhängig von der Größe des auftretenden Lecks.
- Die Wirksamkeit des Detektors wie auch der übrigen Instrumente am Brennelementaustritt wird im Reaktor möglicherweise beeinträchtigt durch die Querströmung des Kühlmittels im Spalt zwischen den Brennelementköpfen und der Instrumentenplatte. Hierüber werden bei der Firma Belgonucléaire geplante Modellversuche Klarheit bringen. Die Frage nach dem Blasengehalt im Kühlmittel kann möglicherweise erst während des Probetriebs des Prototypreaktors beantwortet werden.

Gegebenenfalls ist die Empfindlichkeit des Instruments so weit zu reduzieren, daß Schutzgasblasen nicht zu einer Anzeige führen.

- Es wird erwartet, daß durch den Zyklonabscheider die am Brennelementaustritt vorhandenen Temperaturgradienten so weit abgebaut werden, daß eine spezielle Mischvorrichtung zur Messung der mittleren Austrittstemperatur überflüssig wird. Eine experimentelle Bestätigung dieser Vermutung steht noch aus. Im Zusammenhang mit dieser Frage sollte auch eine Optimierung der Anordnung hinsichtlich des Druckverlustes erfolgen.

5. Schlußfolgerungen

Eine qualitative Analyse möglicher Ereignisketten im Verlauf propagativer Schäden im Kern eines natriumgekühlten Reaktors läßt drei Schwerpunkte für den Nachweis der Unbedenklichkeit des Propagationsproblems erkennen:

1. Die rechtzeitige Entdeckung lokaler Kühlungsstörungen im Innern einzelner Brennelementbündel
2. Die Vermeidung einer plötzlichen Freisetzung größerer Spaltgasmengen im Spaltgasbereich einzelner Brennelemente
3. Die Untersuchung möglicher Folgen einer hypothetischen Natriumdampf-Explosion bei einem Zusammentritt zwischen geschmolzenem Brennstoff und Natrium.

Lokale Kühlungsstörungen sind als die relativ wahrscheinlichste, aber nicht unmittelbare Ursache für das Schmelzen größerer Brennstoffmengen anzusehen. Sie können durch Überwachung des Kühlmitteldurchsatzes und der Temperatur am Brennelementaustritt erst dann sicher nachgewiesen werden, wenn ein beträchtlicher Teil der Brennstäbe von der Störung erfaßt ist. In einem wesentlich früheren Stadium sind jedoch Hüllrohrschäden infolge überhöhter Temperatur zu erwarten, die möglicherweise zu einer raschen Ausbreitung des Schadens innerhalb des betroffenen Brennelements führen können. Gleichzeitig sind Hüllschäden aber ein Indiz für das Vorliegen einer lokalen Störung. Vorversuche mit einem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Hüllschadendetektor lassen erwarten, daß mit diesem Instrument bereits das Versagen eines einzelnen Brennstabes innerhalb einer Sekunde nachgewiesen und damit eine Ausweitung des Schadens in einem denkbar frühen Stadium unterbunden werden kann.

Lokales Sieden ist ein weiteres Indiz für örtliche Kühlungsstörungen. Eine erste Analyse der damit verbundenen thermohydraulischen Vorgänge läßt den Schluß zu, daß die entstehenden Dampfblasen innerhalb etwa 30 Millisekunden vollständig rekondensieren und daß lokales Sieden mit

einem elektromagnetischen Durchflußmesser am Brennelementaustritt bereits in einem frühen, bezüglich der Schadensausweitung ungefährlichen Stadium detektierbar ist. Dieses Ergebnis läßt ein Schmelzen von Brennstoff als unmittelbare Folge lokalen Siedens sehr unwahrscheinlich erscheinen. Gesicherte Aussagen über die komplexen Vorgänge bei lokalem Natriumsieden sind jedoch erst nach Abschluß eines umfangreichen experimentellen und theoretischen Forschungsprogramms möglich.

Plötzliche Spaltgasfreisetzung etwa infolge eines propagativen Berstens vieler Hüllrohre ist eine denkbare, wenn auch sehr unwahrscheinliche Ursache von Reaktivitätsstörungen. Durch eine Unterteilung des Spaltgasraumes im Brennstab, wie sie in dieser Arbeit vorgeschlagen wird, ist dieses Problem, das im wesentlichen in der Schwierigkeit des Sicherheitsnachweises liegt, auf einfache Weise zu lösen.

Der als dritter Schwerpunkt genannte Nachweis, daß die Folgen einer hypothetischen Brennstoff-Natrium-Reaktion vom Sicherheitsstandpunkt her tolerierbar wären, setzt ein aufwendiges und längerfristiges Forschungsprogramm voraus und ist mit letzter Sicherheit wohl nie zu führen. Dieser Nachweis kann jedoch sehr weitgehend durch den Nachweis spezifischer Fröh-schäden im Verlauf lokaler Kühlungsstörungen ersetzt werden. Da selbst unentdeckte Schäden nur über eine Kühlmittlejektion aus dem gesamten Brennelement zum Schmelzen größerer Brennstoffmengen als notwendiger Voraussetzung für eine energiereiche Reaktion führen können, stellt der rechtzeitige Nachweis einer Siedeejektion eine weitere, sehr zuverlässige Sicherheitsbarriere dar.

Nomenklatur

A	Querschnittsfläche des Brennelements
A	Zentripetalkraft in Gl.(90)
C	Widerstandsbeiwert
F	Froude'sche Zahl
F	Hüllrohroberfläche in Kap.3.3
ΔF_i	Hüllrohroberflächenelement
H	Geodätische Höhe
L_a	Länge des Strömungsweges zwischen Blasenoberfläche und BE-Austritt
L_o	Länge des Brennstabbündels
L_2, L_1	Teillängen des Bündels unterhalb, oberhalb des Blasenursprungs
L_2, L_1	Teillängen der Flüssigkeitssäulen unterhalb, oberhalb des Blasenursprungs
M	Molekulargewicht
R	Blasenradius
R_a	äquivalenter Radius des Brennelementbündels
R_B	Radius der Gasblase (Kap.4)
R_G	absolute Gaskonstante
T	Temperatur
T_B	Blasentemperatur, ab Gl.(41)
T_f	Flüssigkeitstemperatur an der Phasengrenzfläche
T_{of}, T_{oH}	Temperatur der Flüssigkeit, des Hüllrohres vor der Berührung (Gl.63)
T_o	Temperatur im ungestörten Bereich außerhalb der Störung
$T_o(r)$	Temperaturfeld zur Zeit $t = 0$
$T_o^*(r)$	fiktives Ersatztemperaturfeld
T_{max}	Temperatur im Blasenursprung zur Zeit $t = 0$
T_s	Sättigungstemperatur
\bar{T}_H	über die Hüllrohrwand gemittelte Temperatur
$\bar{T}_H \text{ rel}$	Differenz zwischen mittlerer Hüllrohrtemperatur und Blasentemperatur
$\bar{T}_{o,i}$	mittlere Temperatur des Oberflächenelements ΔF_i bei seinem Eintritt in die Blase in Kap.3.5.1
$\bar{T}_{o,i}^*$	Ersatztemperatur des Oberflächenelements ΔF_i bei seinem Eintritt in die Blase in Kap.3.5.1
\bar{T}_i	mittlere Temperatur des Volumenelements V_i
$T_{i,0}$	Temperatur des Volumenelements V_i zur Zeit $t = 0$
T_i^j	Temperatur des Volumenelements V_i , wenn die Blase den Radius R_j hat

T_{ie}, T_{ia}	Temperatur der in das Volumenelement V_i eintretenden, austretenden Flüssigkeit
ΔT_s	Siedeverzug
ΔT_{sie}	Differenz zwischen Kühlmitteltemperatur und Sattdampftemperatur
V_B	Blasenvolumen
\dot{V}_D	Dampfvolumenstrom
V_i	Volumenelement
\dot{V}_{if}	Flüssigkeitsvolumenstrom durch die radialen Begrenzungsflächen des Volumenelements V_i
W	Verdampfungs-, Kondensationswiderstand in Kap.3.3.5.5
W_L	Hüllrohrwiderstand für Wärmeleitung
W_{ges}	Gesamtwiderstand für Wärmeleitung im Hüllrohr und Verdampfung bzw. Kondensation an seiner Oberfläche
W	Strömungswiderstand einer bewegten Gasblase in Kap.4
We	Weberzahl
a	Stabteilung
c	spezifische Wärme
c_f, c_H	spezifische Wärme der Flüssigkeit, der Hülle
\bar{c}	mittlere spezifische Wärme des Volumenelements V_i
d	Brennstabdurchmesser
d_h	hydraulischer Durchmesser
d_p	Partikeldurchmesser in Gl.(10)
f_k	Faktor zur Berücksichtigung instationärer Hüllrohrerwärmung (Gl.70)
g	Erdbeschleunigung
Δh	Verdampfungswärme
h_p	Höhe der Partikelschüttung in Gl.(10)
k	Wärmeleitfähigkeit
k_f, k_H	Wärmeleitfähigkeit der Flüssigkeit, Hülle
l	Längenkoordinate des Stromfadens in Kap.3.3
l_e	effektive Länge der gestörten Zone in Kap.3.2
\dot{m}_D	spezifischer Dampfmassenstrom pro Einheit der Hüllrohroberfläche
\dot{m}_{Di}	spezifischer Dampfmassenstrom am Oberflächenelement ΔF_i
\dot{m}_e	erforderlicher Massenstrom
\dot{m}_o	nomineller Massenstrom
\dot{m}_r	vorhandener Massenstrom

p_a	Kühlmitteldruck am Brennelementaustritt
p_e	Kühlmitteldruck am Brennelementeintritt
p_f	der zur Flüssigkeitstemperatur T_f gehörende Sattedampfdruck
p_o	der Druck an der Blasenoberfläche
p_s	Sattedampfdruck
p_∞	Druck in einem unendlich ausgedehnten Bündel in großer Entfernung von der Blase
p_t	Proportionalitätsfaktor (Gl.(7))
Δp	Druckabfall
Δp_a	Austrittsdruckverlust
Δp_e	Eintrittsdruckverlust
Δp_o	Gesamtdruckabfall im ungestörten Brennelement
Δp_D	Druckabfall in der Dampfströmung
Δp_d	Druckabfall über die Eintrittsdrossel
Δp_m	Beschleunigungsdruckabfall
Δp_r	Reibungsdruckabfall
Δp_v	Druckabfall längs des Strömungshindernisses
\dot{q}	spezifische Volumenleistung
r	Abstand vom Blasenzentrum in Kap.3.3
r	Abstand von der Rotationsachse in Kap.4
r_i	Abstand des Außenrandes des Oberflächenelementes ΔF_i , des Volumenelementes V_i vom Blasenzentrum
r_o	Außenradius des Temperaturfeldes und des Strömungshindernisses in Kap.3.3
r_o	Radius des Strömungskanals in Kap.4
\dot{r}_e	Geschwindigkeit im engsten Querschnitt zwischen den Stäben
s	Wandstärke der Hülle
t	Zeit
t_i	Zeitkoordinate für das Oberflächenelement ΔF_i : $t_i = t - t_{o,i}$
$t_{o,i}$	Zeitpunkt des Eintritts des Hüllrohr-Oberflächenelements ΔF_i in die Blase
v	spezifisches Volumen
\dot{v}_D	spezifischer Dampfstrom pro Einheit der Hüllrohroberfläche
w	Kühlmittelgeschwindigkeit im Bündel
w	Geschwindigkeit in Richtung des Stromfadens in Kap.3.3.3
w_a	Kühlmittelaustrittsgeschwindigkeit
$w_{1,2}$	Geschwindigkeit der oberen, unteren Flüssigkeitssäule
w_B	Geschwindigkeit der oberen, unteren Flüssigkeitssäule aufgrund des Blasenwachstums

w_D	Dampfgeschwindigkeit
w_{De}	Dampfgeschwindigkeit an der engsten Stelle zwischen den Brennstäben
w_f	Geschwindigkeit der Flüssigkeit in Kap.4
w_{Rf}	Radialgeschwindigkeit der Flüssigkeit
w_o	Kühlmittelgeschwindigkeit im ungestörten Bereich des Bündels zum Zeitpunkt der Blasenentstehung in Kap.3.3
w_o	Kühlmittelgeschwindigkeit im ungestörten Brennelement in Kap.3.2
x_1, x_2	Wegkoordinaten der Natriumsäulen oberhalb, unterhalb des Blasenursprungs
z	Höhenkoordinate im Core
Δz_{max}	Abscheidungsänge für Gasblasen in Kap.4
α	Flächenanteil des Strömungshindernisses am gesamten Strömungsquerschnitt in Kap.3.2
α	Kühlmittelanteil im Bündel in Kap.3.3
β	Hüllrohrvolumenanteil im Bündel
γ	Brennstoffvolumenanteil
δ	Abstand der engsten Querschnitte in Strömungsrichtung
δ_F	Dicke der verdampften Flüssigkeitsschicht
ϵ	spezifische Hüllrohrerfläche pro Einheit des Bündelvolumens
ϑ	Azimutalwinkel
ϑ_o	Leitschaufelaustrittswinkel in Kap.4
λ	Widerstandszahl für Wandreibung
$\bar{\lambda}$	effektive Widerstandszahl für Wandreibung und den Strömungswiderstand der Abstandshalter
ρ_B	Dampfdichte in der Blase
ρ_f, ρ_H, ρ_D	Dichte der Flüssigkeit, der Hülle, des Dampfes
$\bar{\rho}$	mittlere Dichte des Volumenelements V_1
σ	Kondensationskoeffizient in Kap.3.3
σ	Oberflächenspannung in Kap.4
φ	Horizontalwinkel
ω	Winkelgeschwindigkeit

Referenzen

- [1] F.R.Farmer, E.V.Gilby:
"A Method of Assessing Fast Reactor Safety"
Internat.Conference on the Safety of Fast Reactors,
Aix-en-Provence, September 19 - 22, 1967
- [2] "Enrico Fermi Atomic Power Plant".
APDA-124, Jan. 1959
- [3] L.J.Koch et al.:
" Hazard Summary Report - Experimental Breeder Reactor II "
ANL-5719, 1957
- [4] K.Gast, E.G.Schlechtendahl:
"Schneller Natriumgekühlter Reaktor Na 2"
KFK-Bericht 660, EUR 3706d, Oktober 1967
- [5] A.M.Judd:
"Loss of Coolant Accidents in a Large Sodium Cooled Fast Reactor".
ANL-7120, Oktober 1965, pp.67
- [6] W.J.Mc.Carthy Jr., W.H.Jens:
"A Review of the FERMI Reactor Fuel Damage Incident and a Preliminary
Assessment of its Significance to the Design and Operation of Sodium
Cooled Fast Reactors."
International Conference on the Safety of Fast Reactors,
Aix-en-Provence, September 19-22, 1967
- [7] D.Smidt, W.Peppler, E.G.Schlechtendahl, G.F.Schultheiß:
"Sodium Boiling and Fast Reactor Safety".
KFK-Bericht 612, September 1967
- [8] H.K.Fauske:
"Two-Phase Compressibility in Liquid Metal Systems"
Internat.Conf.on the Safety of Fast Reactors, Aix-en-Provence,
Sept.19-22,1967

- [9] A.M.Judd:
"Boiling and Condensation of Sodium in Relation to Fast Reactor Safety", Internat. Conf. on the Safety of Fast Reactors, Aix-en-Provence, Sept. 19-22, 1967
- [10] B.Le Godinec, X.Rouvillois, R.Semeria, N.Lions, M.Robin, A.Simon:
"Experimental Studies on Sodium Boiling"
Internat.Conf. on the Safety of Fast Reactors, Aix-en-Provence, Sept. 19-22, 1967
- [11] E.P.Hicks, D.C.Menzies:
"Theoretical Studies on the Fast Reactor Maximum Accident"
ANL-7120, October 1965, pp. 654
- [12] E.G.Schlechtendahl:
"Sieden des Kühlmittels in natriumgekühlten schnellen Reaktoren"
KFK-Bericht 1020, EUR 4302 d, Juni 1969
- [13] W.Peppler, G.F.Schultheiß:
"Liquid Metal Boiling Research"
KFK-Bericht 874, Oktober 1968
- [14] H.Küsters, F.G.Kluge:
"Reaktivitätswerte von Kavitäten in einem schnellen Reaktor als mögliche Folge einer Brennstoff-Natrium-Reaktion"
Vortrag K2-112 auf der Reaktortagung des Deutschen Atomforums, Berlin, 20.-22.April 1970
- [15] G.Winterfeld:
"Untersuchungen über den Massenaustausch hinter Flammenhaltern"
Zeitschr. für Flugwissenschaften, Heft 8, 8.Jahrg., 1960, S.219
- G.Erben:
[16] "Messung des Wärmeübergangs und des Druckverlustes von gasdurchströmten Kugelpackungen und dessen Abhängigkeit von Packungsdichte und Temperatur"
Kernforschungszentrum Karlsruhe, Externer Bericht INR-4/67-10, Juni 67

- [17] K. Kummerer, D. Staschewski:
"Physikalische und mechanische Eigenschaften von Strukturwerkstoffen", 1962 (unveröffentlicht)
- [18] G. Heß:
"Mechanische Eigenschaften bestrahlter Proben aus den Stählen Sandvik 12 R 72 HV und [4988] bei hohen Temperaturen"
April 1970 (unveröffentlicht)
- [19] D. H. Locke:
"Defected Zircaloy Fuel"
Nuclear Engineering International, August 1969
- [20] C. Dickermann, L. Robinson:
"Fuel Meltdown Experiments in TREAT"
Proceedings of the International Conference on the Safety of Fast Reactors, Aix-en-Provence, pp. I-1, September 19-22, 1967
- [21] C. Dickermann:
"Review of Nuclear Safety Experiments on Fast Reactor Core Behaviour"
Nuclear Safety, Vol. 9, No. 3, 1968
- [22] C. Dickermann et al.:
"In Pile Photographic Studies of EBR-II Mark I and Fermi Core - A Sample Meltdown"
Nuclear Science and Engineering, 14, 30, 1962
- [23] J. E. Hanson, J. E. Field:
"Experimental Studies of Transient Effects in Fast Reactor Fuels Series III"
GEAP-4469, 1967
- [24] H. Beißwenger et al.:
"Entwicklung von Brennelementen Schneller Brutreaktoren"
KFK-Bericht 700, Dezember 1969

- [25] J. P. Millot:
"Investigation of Fuel Behaviour in a Fast Breeder Reactor"
Vortrag auf dem Specialist Meeting on the Sodium-Fuel-Interaction
and Related Problems in the Sodium Cooled Fast Reactor, Karlsruhe,
February 26 - 27, 1969
- [26] E. K. Hoekstra:
"Fast Reactor Programme First Quarter 1969 Progress Report"
RCN-111, pp. 37
- [27] J. E. Grund et al.:
"Subassembly Test Programme Outline for FY 1969 and 1970"
IN-1313 (IDO-12277), AEC Research and Development Report
Reactor Technology, TID - 4500, 1969
- [28] A. Oyama, S. An, K. Miyaguclu, S. Kondo:
"An Experimental Study of the Results of Fission Product Gas
Release due to Fuel Clad Failure" (unveröffentlicht)
- [29] L. Schmidt:
"Untersuchung des Kriechverhaltens von Hüllrohrwerkstoffen unter
Bestrahlung, Projekt Mol 2"
Persönliche Mitteilung
- [30] R. Skoutajan:
"Dispersion of ClO_2 in Sodium and other Fluids"
Vortrag auf dem Specialist Meeting on the Sodium-Fuel-Interaction
and Related Problems in the Sodium Cooled Fast Reactor, Karlsruhe,
February 26 - 27, 1969
- [31] K. Gast:
"Mechanismus of Fuel Failure Propagation in a Sodium Cooled Fast
Reactor", Vortrag auf dem Specialist Meeting on the Sodium-Fuel-
Interaction and Related Problems in the Sodium Cooled Fast Reactor,
Karlsruhe, February 26 - 27, 1969

- [32] H. Kämpf:
"Allgemeine Spaltgleichung für den Wärmedurchgang Brennstoff-Hülle
in Kernbrennelementen mit Tabletten-Brennstoff"
KFK-Bericht 604, 1967
- [33] K. D. Cloß, H. J. Laue:
"In-Pile Zeitstandsverhalten einiger austenitischer Stähle und
Nickellegierungen unter mehrachsiger Beanspruchung - Ergebnisse
der Mol-2 - Versuche - "
KFK-Bericht 1152, Dezember 1969
- [34] S. J. Board:
"Experimental Observations of Vapour Bubble Growth in Various
Constrained Geometries" European Liquid Metal Boiling Working
Group Meeting, Casaccia, April 9 - 10, 1970
- [35] K. H. Spiller, D. Perschke, G. Grass:
"Messungen der Restfilmdicke bei der Einzelblasenejektion von
flüssigem Natrium in einem Rohr"
Atomkernenergie, 14 (1969), S. 113 - 117
- [36] H. Kottowski:
"Über die Ausbildung einer Restschicht beim Sieden von Alkali-
metallen in Kanälen"
Atomkernenergie, 15 (1970), S. 131 - 137
- [37] W. Pepler:
"Natrium-Siedestoßexperimente in einem größeren Kreislauf unter
Verwendung von induktiv beheizten Teststrecken"
Vortrag auf der Reaktortagung des Deutschen Atomforums, Frankfurt/M.,
15. - 18. April 1969
- [38] P. J. Marto, W. M. Rohsenow:
"The Effect of Surface Conditions on Nucleate Pool Boiling Heat
Transfer to Sodium"
M.I.T. Techn. Report 5219 - 33, January 1965

- [39] R.E.Holtz, R.M.Singer:
"On the Superheating of Sodium at Low Heat Fluxes"
ANL-7383, November 1967
- [40] G.Grass, H.Kottowski, K.H.Spiller:
"Measurements of the Superheating and Studies about Boiling
Phenomena in Liquid Metals"
Internat.Conf.on the Safety of Fast Reactors, Aix-en-Provence,
Sept.19-22, 1967, II b-4
- [41] K.H.Fauske:
"Superheating of Liquid Metals in Relation to Fast Reactor Safety"
Reactor and Fuel Processing Technology, Vol.11, No.2, pp.84-88, 1968
- [42] L.W.Florschuetz, B.T.Chao:
"On the Mechanics of Vapour Bubble Collapse"
Journal of Heat Transfer, Trans.ASME, Series C, Vol.87, No.2,
pp.209 - 220, May 1965
- [43] O.Levenspiel:
"Collapse of Steam Bubbles in Water"
Industrial and Engineering Chemistry, Vol.51, pp.787, 1959
- [44] I.Nishiwaki:
"Brief Survey on Growth and Collapse of Steam Bubbles in Water"
TID-11060, 1960
- [45] M.S.Plesset, T.P.Mitchell:
"On the Stability of the Spherical Bubble Shape of a Vapour
Capacity in a Liquid"
Quarterly Applied Mathematics, Vol.13, No.4, pp.419-430, 1956
- [46] H.Lamb:
"Hydrodynamics"
6.Edition, p.122, Cambridge-University Press, 1932
- [47] VDI-Wärmeatlas 1963, Blatt L d 1

- [48] A. Pee:
"Stoffdaten für Natrium", KFK-Bericht 924, Februar 1969
- [49] E. G. Schlechtendahl:
"DYSYS - A Dynamic System Simulator for Continuous and Discrete Changes of State"
KFK 1209, Juli 1970
- [50] W. Peppler, K. Schmidt: Persönliche Mitteilung
- [51] G. Keßler, W. Lang :
"Digital-Rechenprogramm für Thermoschockuntersuchungen an ebenen Platten", (Internes Rechenprogramm, unveröffentlicht)
- [52] W. Peppler: Persönliche Mitteilung
- [53] M. S. Plesset, S. A. Zwick:
"The Growth of Vapour Bubbles in Superheated Liquids"
Journal of Applied Physics, Vol. 25, No. 4, pp. 493, 1954
- [54] H. K. Forster, N. Zuber:
"Growth of a Vapour Bubble in Superheated Liquid"
Journal of Applied Physics, Vol. 25, No. 4, pp. 474, 1954
- [55] N. Zuber:
"The Dynamics of Vapour Bubbles in Nonuniform Temperature Fields"
Internat. Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.2 (1961), pp.83-98
- [56] T. Theoufanus, L. Biasi, H. Fauske, H. S. Isbin:
"A Theoretical Study on Bubble Growth in Constant and Time-Dependent Pressure Fields"
Chemical Engineering Science, Vol. 24, pp. 885 - 897, 1969
- [57] R. W. Schrage:
"A Theoretical Study of Interface Mass Transfer"
Columbia University Press, New York, 1953

- [58] B. Paul:
"Compilation of Evaporation Coefficients"
ARS-Journal, Sept. 1962, pp.1321 - 1328
- [59] E.D.Fedorovich, W.M.Rohsenow:
"The Effect of Vapour Subcooling on Film Condensation of Metals"
Int.Journal of Heat Mass Transfer, Vol.12, pp.1525 - 1529, 1968
- [60] S.J.Wilcox, W.M.Rohsenow:
"Film Condensation of Potassium Using Copper Condensing Block for
Precise Wall Temperature Measurements"
Journal of Heat Transfer, Vol.92, Series C, Aug.1970
- [61] M.S.Plesset, S.A.Zwick:

I. Math. and Phys. 33, 308, (1955)
- [62] P. Griffith:
"Bubble Growth Rates in Boiling"
Ph. D. Diss. Mass. Inst. Tech., Mass. (1956), Trans. A.S.M.E. 80,
721 (1958)
- [63] S. G. Bankoff and R. D. Mikesell:
"Bubble Growth Rates in Highly Subcooled Nucleate Boiling"
A.I.Ch.E., Reprint Nr. 2, A.S.M.E - A.I.Ch.E.
Heat Transfer Conference, Chicago, (1958)
- [64] H. K. Fauske:
"Coolant Ejection Mechanisms for Use in Analyzing Fast
Reactor Safety"
Reactor and Fuel Processing Technology, Vol. 11, Nr. 4, 1968
- [65] W. Pepler:
"Further Results of Sodium Ejection Experiments"
European Liquid Metal Boiling Working Group Meeting, Casaccia,
9 - 10 April, 1970

- [66] D. Smidt:
"Sodium Boiling and Failure Propagation in Fast Reactors"
European Liquid Metal Boiling Working Group Meeting, Casaccia,
9 - 10 April, 1970
- [67] K. Gast, D. Smidt:
"Cooling Disturbances in the Core of Sodium Cooled Fast Reactors
as Causes of Fast Failure Propagation"
Nucl.Eng.Des., Vol.14/1, Oktober 1970
- [68] E. V. Gilby:
"Experimental Work on Rapid Heat Transfer"
Vortrag auf dem Specialist Meeting on the Sodium-Fuel-Interaction
and Related Problems in the Sodium Cooled Fast Reactor, Karlsruhe,
February 26 - 27, 1969
- [69] L. C. Witte:
"An Experimental Study of Forced-Convection Heat Transfer From
a Sphere to Liquid Sodium"
Journal of Heat Transfer, pp. 9 - 12, February 1968
- [70] R. Semeria, M. Amblard:
"Dispersion of Molten UO_2 into Sodium"
Vortrag auf dem Specialist Meeting on the Sodium-Fuel-Interaction
and Related Problems in the Sodium Cooled Fast Reactor, Karlsruhe,
February 26 - 27, 1969
- [71] D. R. Armstrong, R. O. Joins:
"Interactions of Fuel, Clad and Coolant"
ANL-7581, pp. 125, June 1969
- [72] E. V. Gilby:
"Aluminium-Water Thermal Interaction Experiments"
Vortrag auf dem Specialist Meeting on the Sodium-Fuel-Interaction
and Related Problems in the Sodium Cooled Fast Reactor, Karlsruhe,
26 - 27 February, 1969

- [73] J. C. Hesson:
"Parametric Model of Pressures due to Dispersal of Molten Fuel"
ANL-7598, pp. 121-127, 1969
- [74] R. B. Duffey:
"Channel Voiding due to Fuel-Coolant Interactions in Sodium Cooled
Fast Reactors: A Theoretical Model."
RD/B/Nr. 1609, CFRSWP/P (70) 17, March 1970
- [75] P. Fette, H. D. Großgarten:
"Simulation der Kühlmittelaustreibung im Na 2 - Brennelement"
KFK 925, EUR 4169 d, 1969
- [76] Klemm:
"Mechanische Belastung einer Brennelementkassette nach dem Bruch
eines oder mehrerer Hüllrohre"
Interne Notiz der Firma Interatom, 1968 (unveröffentlicht)
- [77] E. J. Burton:
"Instrumentation Problems in the Prototype Fast Reactor", Summary
Report of the Meeting of Specialists on Core Instrumentation for
Sodium Cooled Fast Reactors, Karlsruhe, 9 - 10 October, 1969, IAEA/NPR/7
(wird veröffentlicht)
- [78] R. Feit et al.:
"United States Supplemental Notes for the IAEA Specialist Meeting
on Core Instrumentation for Sodium Cooled Fast Reactors", Karlsruhe
9 - 10 October, 1969, IAEA-NPR/7 (wird veröffentlicht)
- [79] K. Schmidt:
"Surveillance Instrumentation for SNR-Reactor"
Summary Report of the Meeting of Specialists on Core Instrumen-
tation for Sodium Cooled Fast Reactors, Karlsruhe, 9 - 10 October 1969,
IAEA/NPR/7 (wird veröffentlicht)

- [80] H. Mausbeck:
"Entwicklungsstand und Problem der Natriumtechnologie in der
Bundesrepublik"
Atomkernenergie, Bd. 15, pp. 1, 1970
- [81] Hütte, Bd. I, 28. Auflage, p. 798, 1955
- [82] N. M. Aybers, A. Tapucu:
"Studies on the Drag and Shape of Gas Bubbles Rising Through
a Stagnant Liquid"
Wärme- und Stoffübertragung, Bd. 2, pp. 171 - 177, 1969

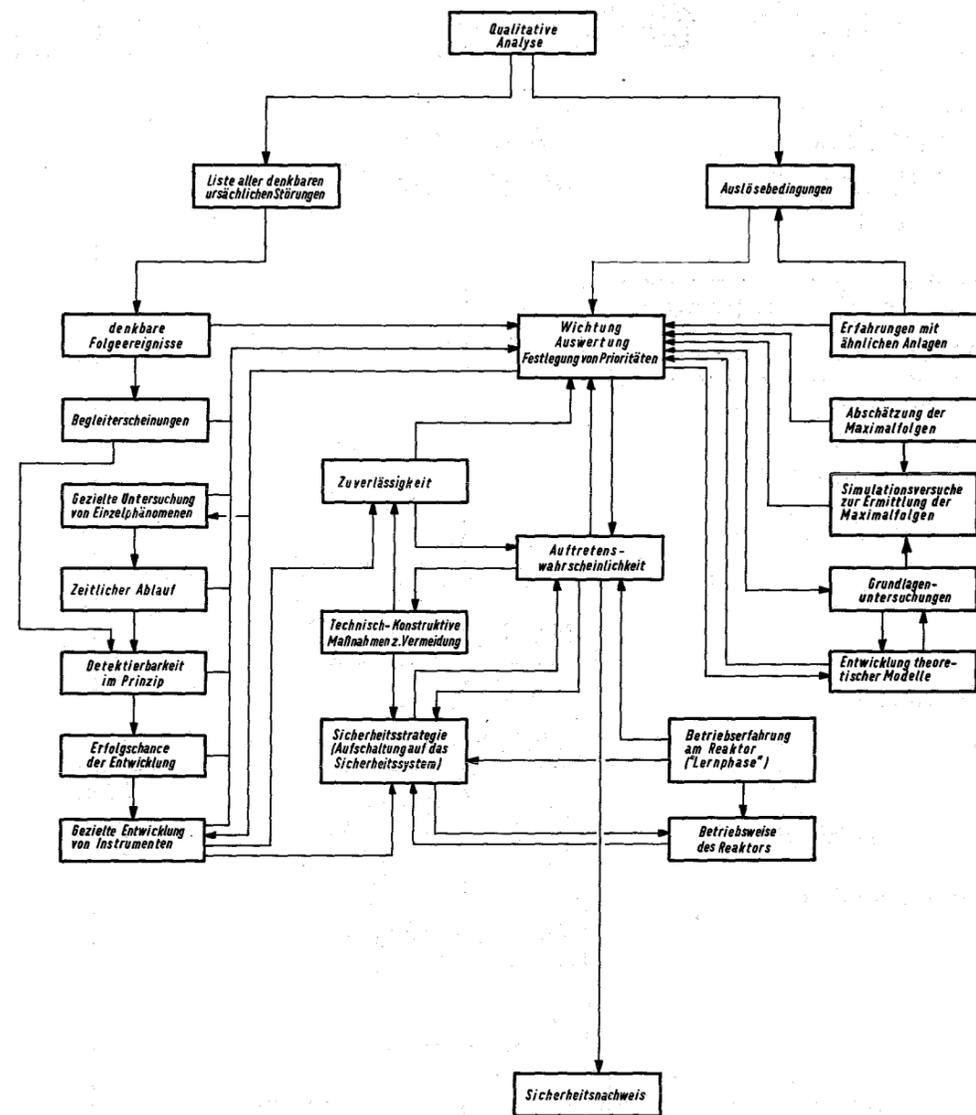


Abb. 1 Lösung des Propagationsproblems
Logikschema

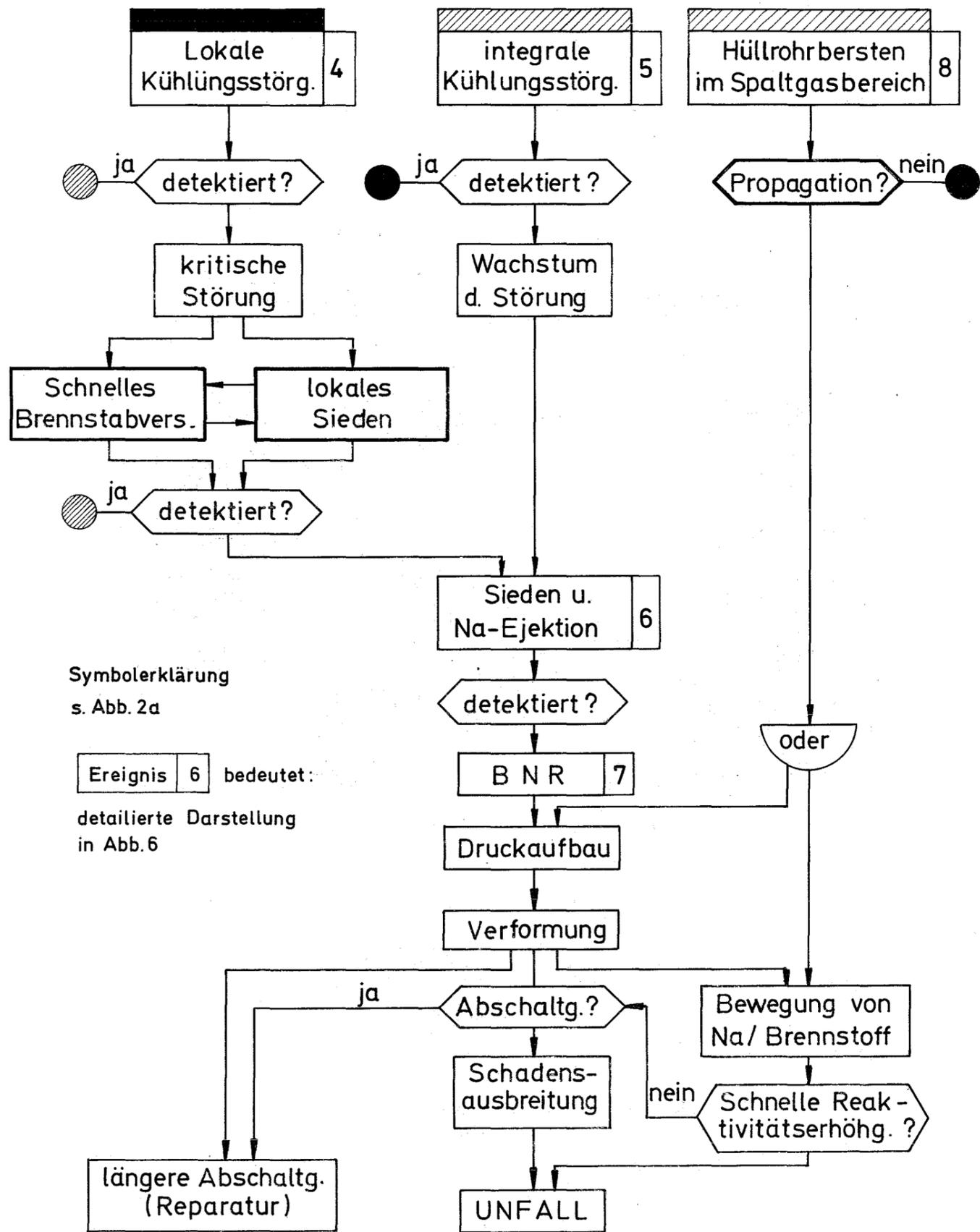
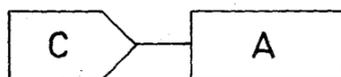


Abb.2 Propagationsmechanismen Übersicht

Symbol

Bedeutung



Das Ereignis A ist möglicherweise detektierbar durch das Instrument C

- | | | |
|----|--------------------------|---------------------------|
| TE | Thermoelement | } individuelle
Messung |
| DM | Durchflußmesser | |
| Z | Zyklonabscheider | |
| TR | Temperatur-Rauschmessung | |

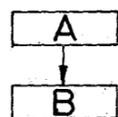
- | | | |
|----|-----------------------------------|------------------------|
| VN | Detektor für verzögerte Neutronen | } integrale
Messung |
| SM | Schutzgasmonitor | |
| N | Neutronenflußdetektor | |
| AS | Akustischer Siededetektor | |



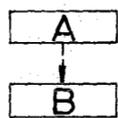
große, mittlere, geringe Wahrscheinlichkeit



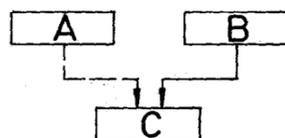
gute, mittlere, geringe Aussicht auf Detektion



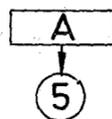
mittlere bis große Wahrscheinlichkeit, daß das Ereignis A das Ereignis B auslöst



geringe Wahrscheinlichkeit, daß das Ereignis A das Ereignis B auslöst



Der Einfluß von A auf C ist geringer als der Einfluß von B auf C



mit A läuft die Störung in die in Abb. 5 dargestellte Ereigniskette ein

Abb. 2a Symbolerklärung für Abb. 2 bis 8

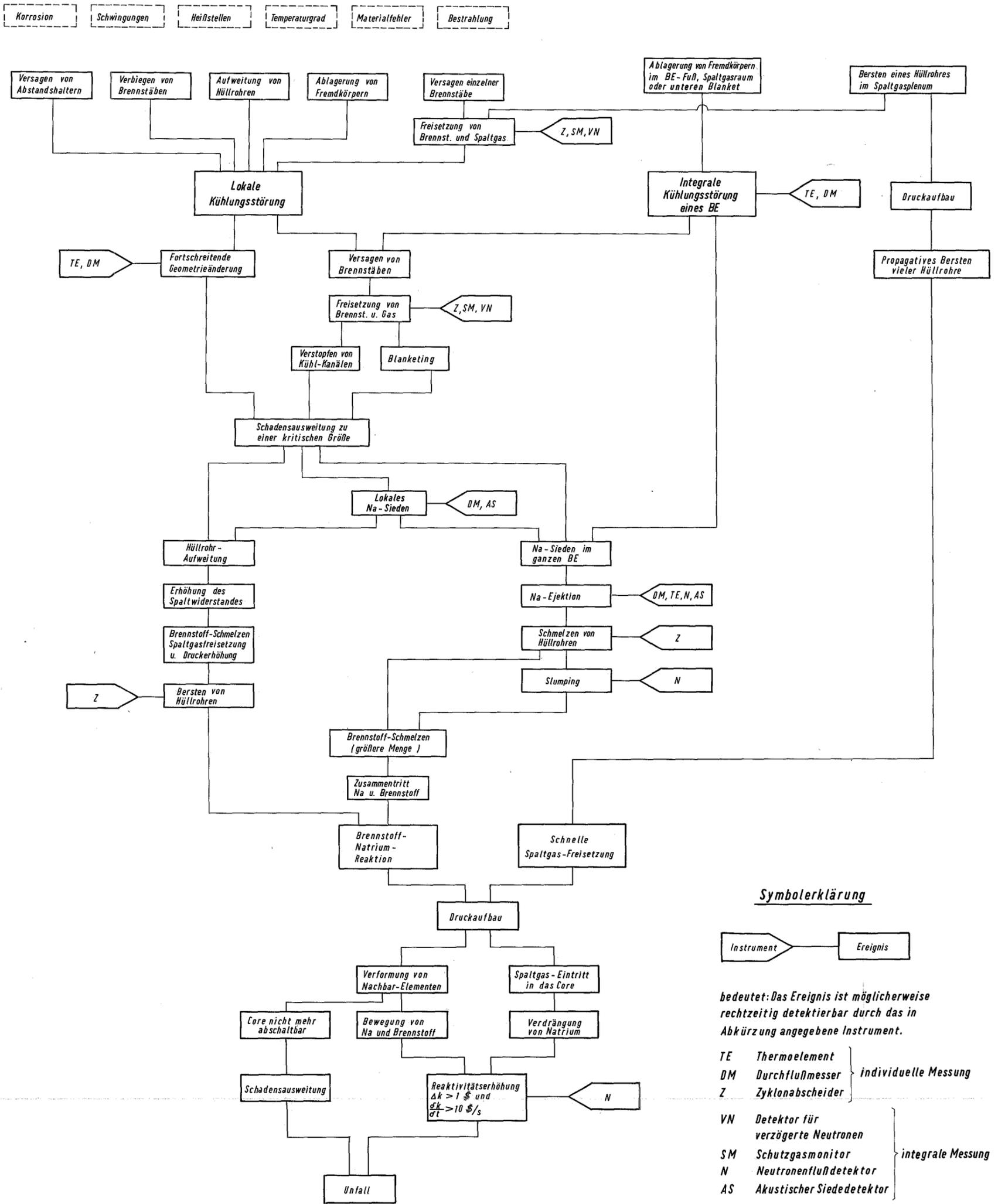


Abb. 3 Ablaufschema des Propagationsunfalls (vereinfacht)

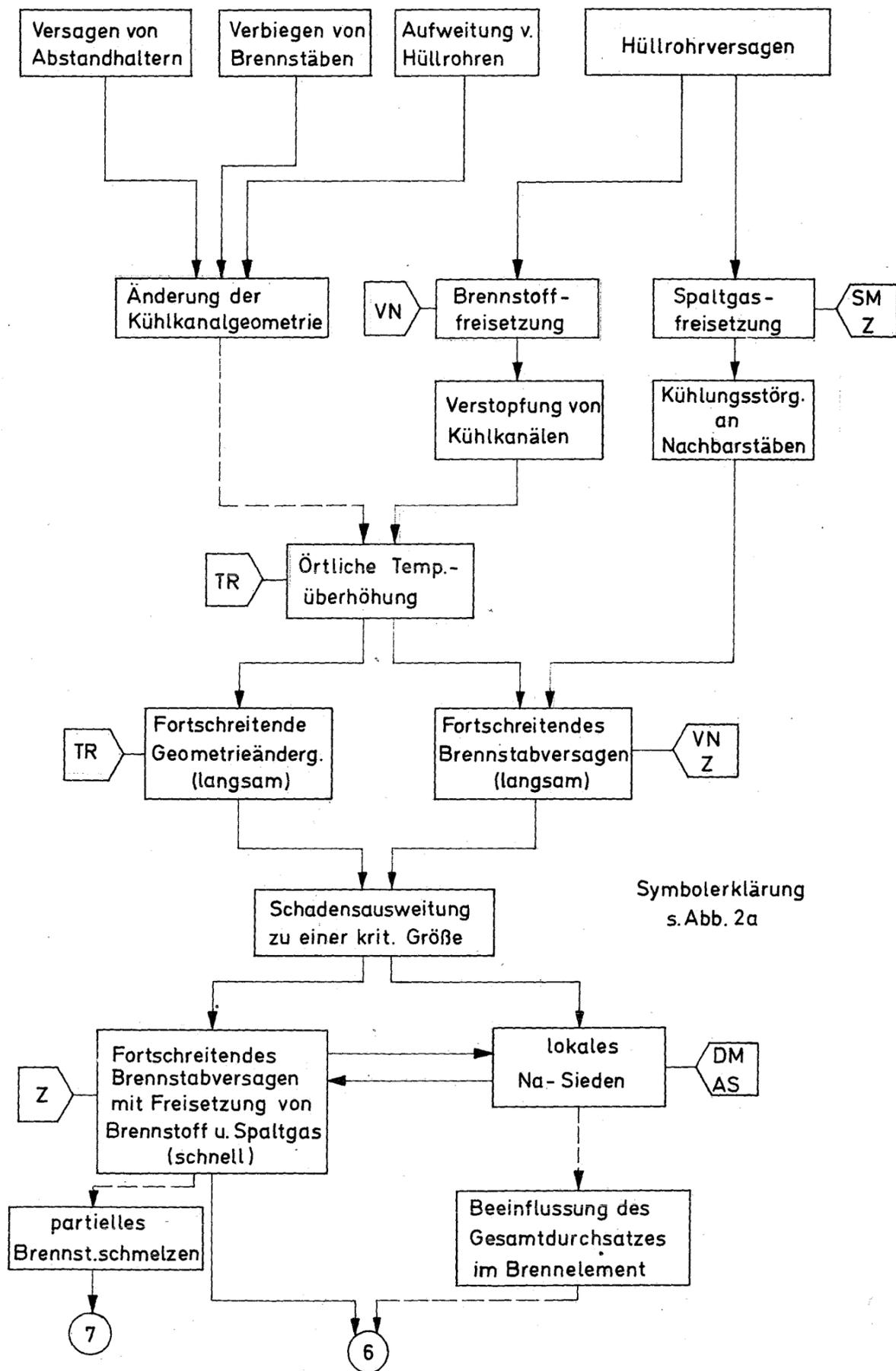


Abb.4 Lokale Kühlungsstörungen

[Faint, illegible text, possibly bleed-through from the reverse side of the page]

[Faint, illegible text, possibly bleed-through from the reverse side of the page]

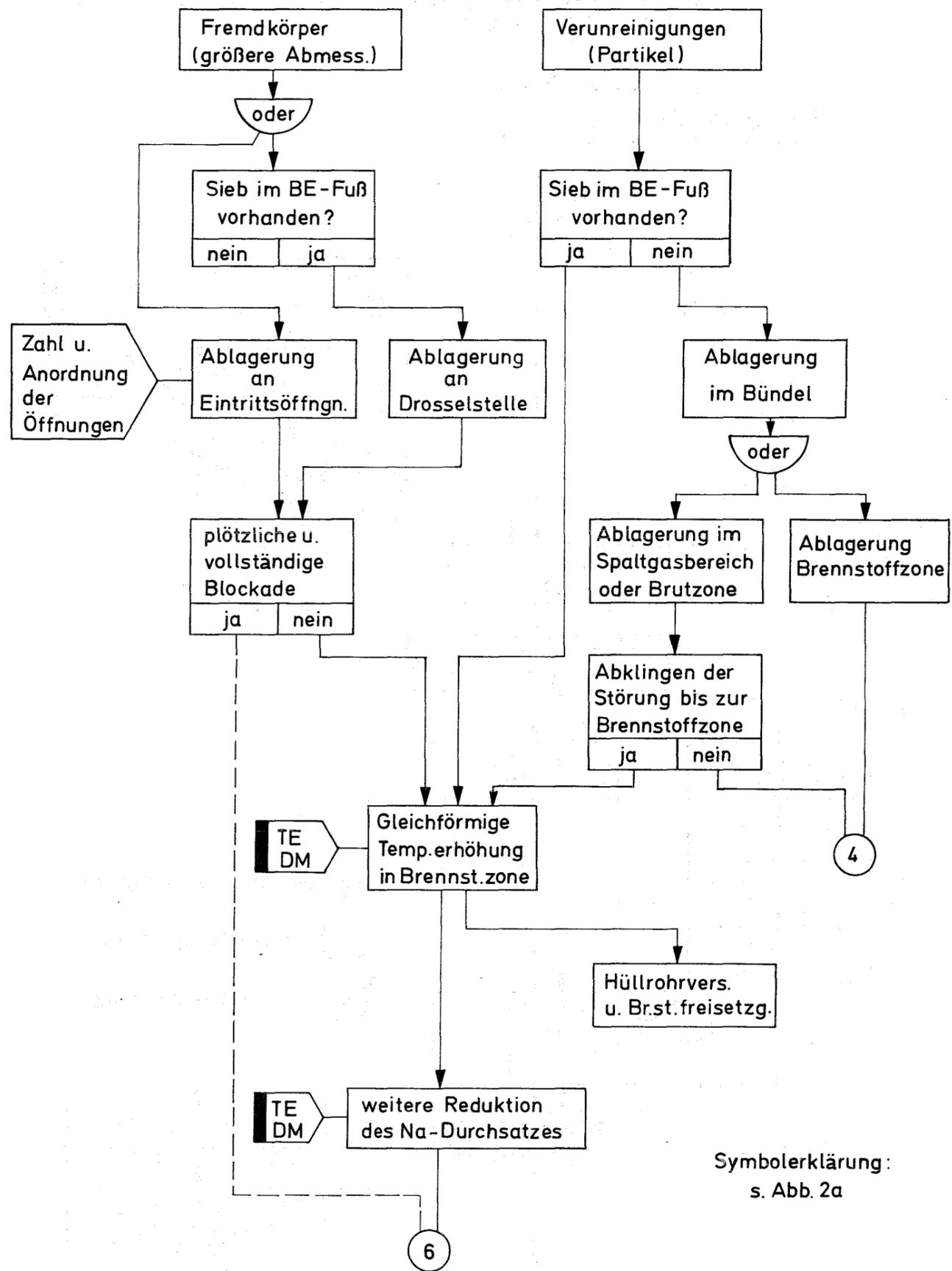


Abb.5 Integrale Kühlungsstörungen. Ablaufschema

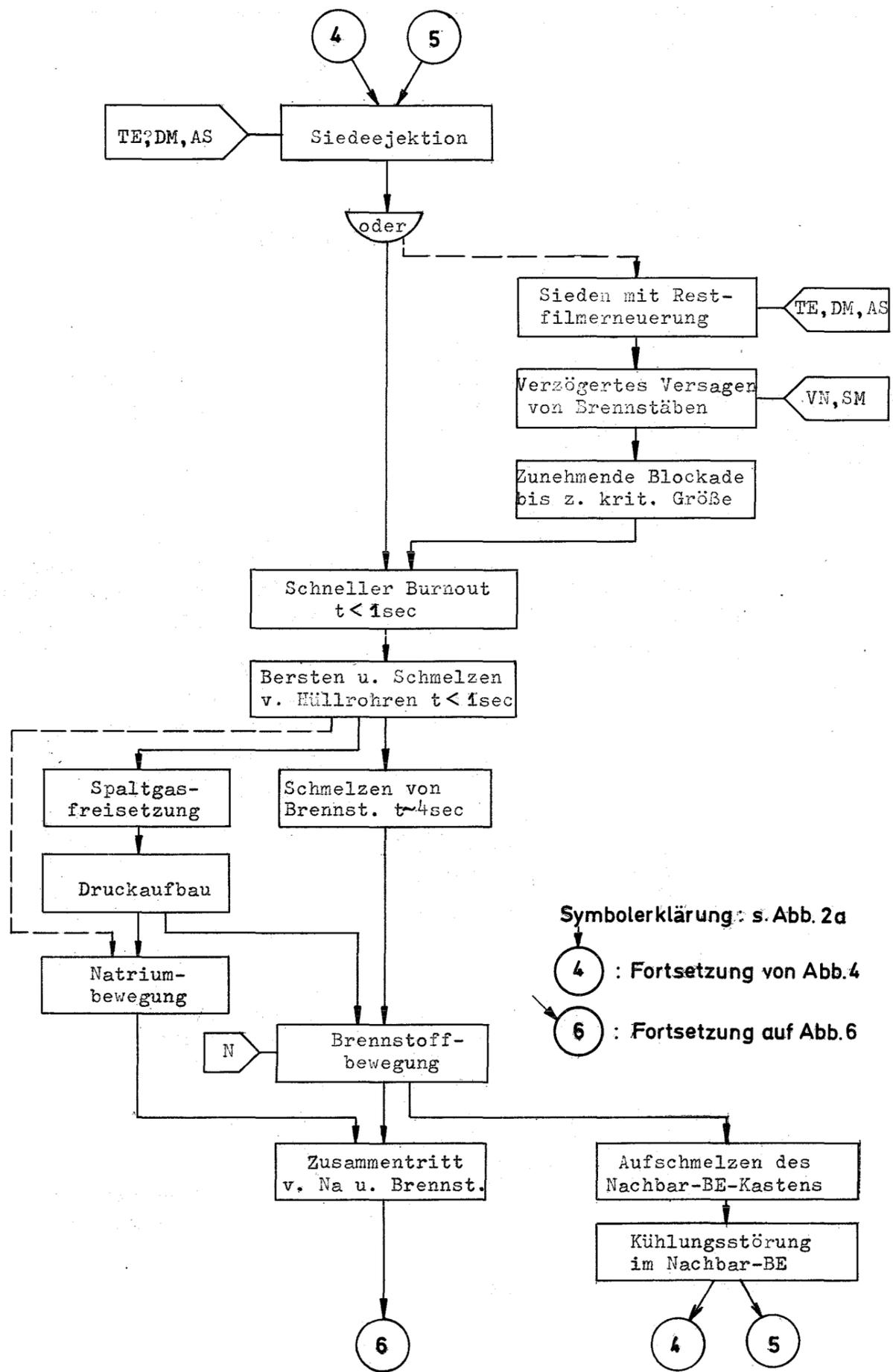


Abb.6 Mögliche Folgen einer Siedeejektion. Ablaufschema

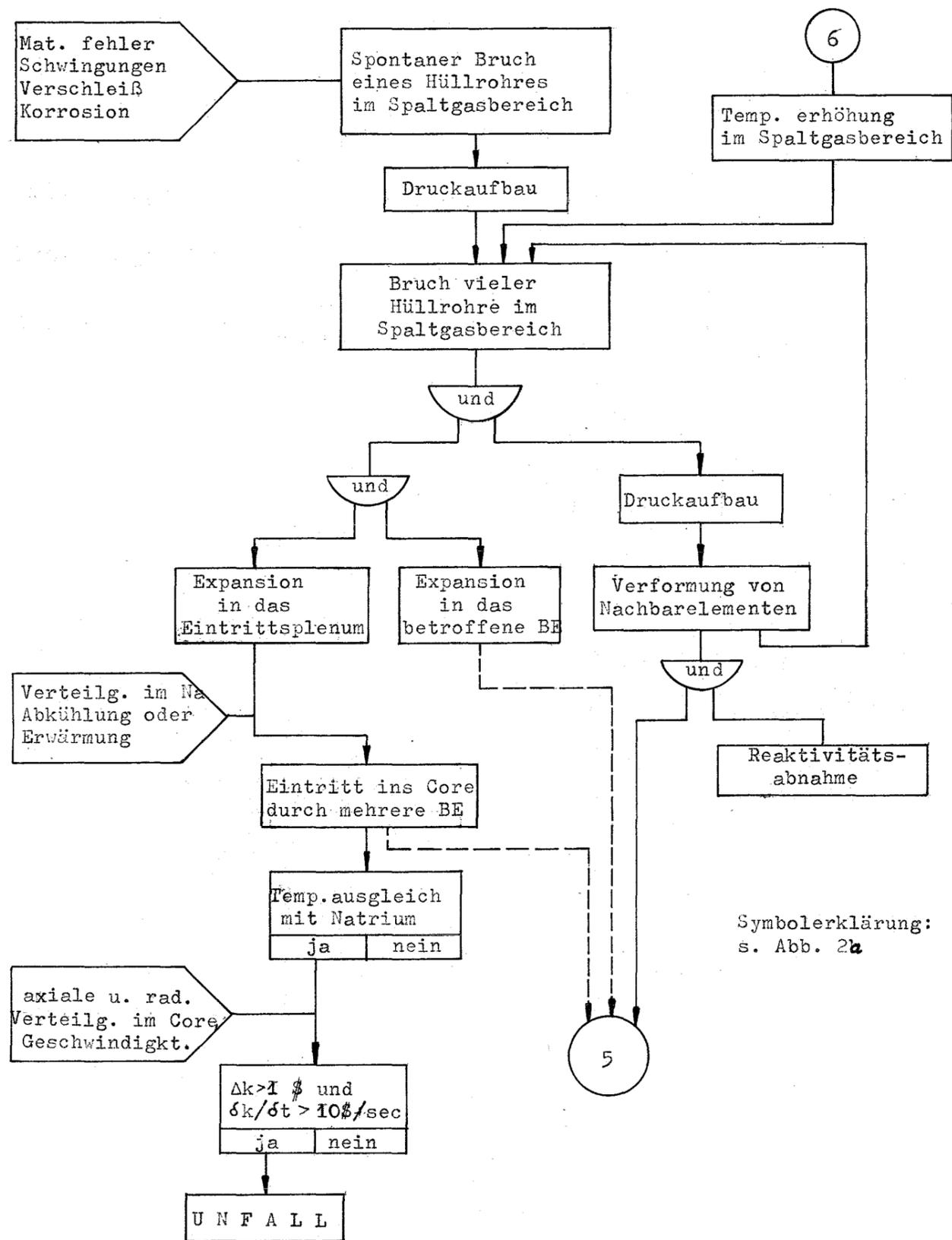


Abb.8 Hüllrohrbersten im Spaltgasbereich

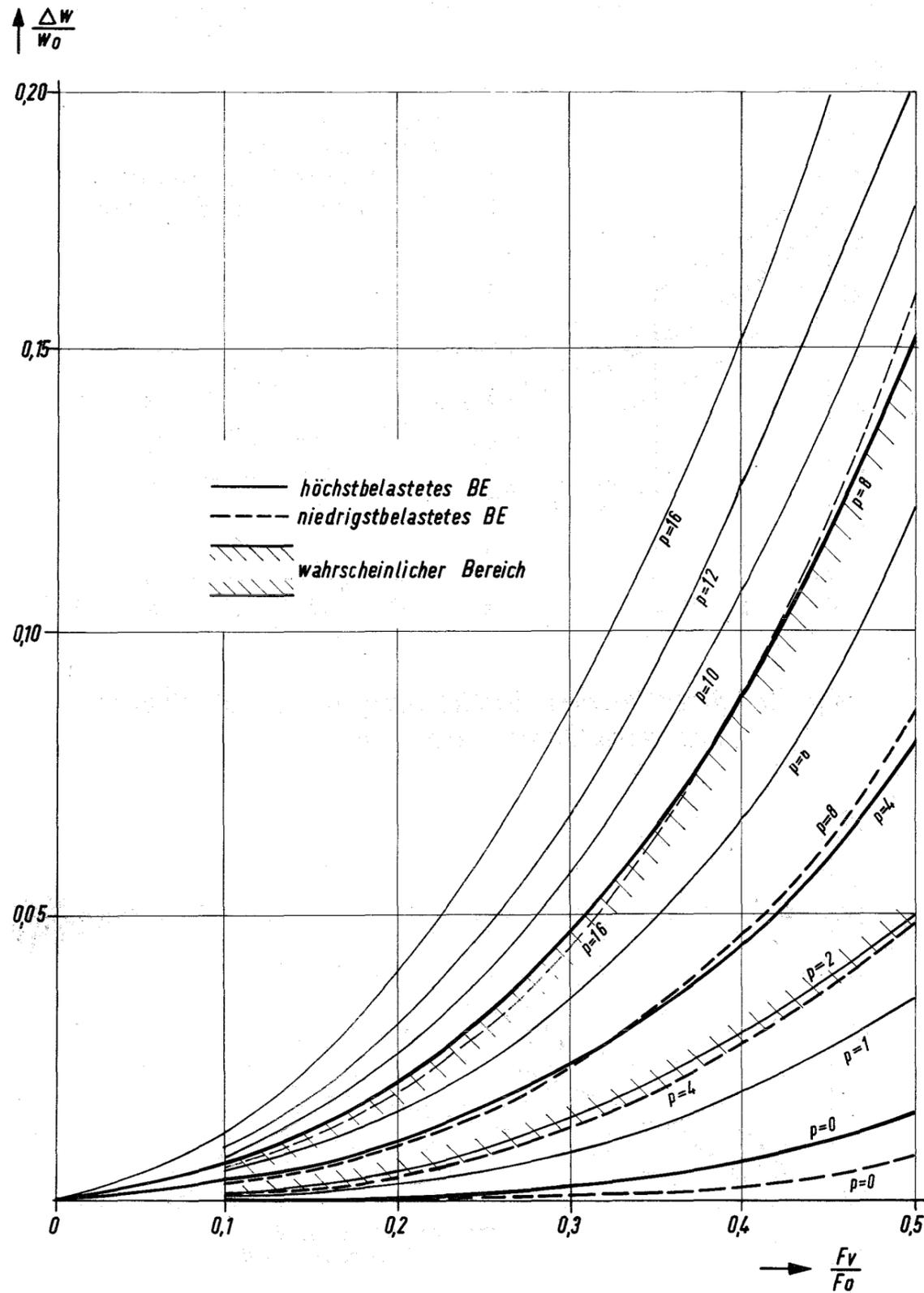


Abb.9 Relative Durchsatzänderung in einem teilweise verstopften Brennelement als Funktion des Verstopfungsgrades.

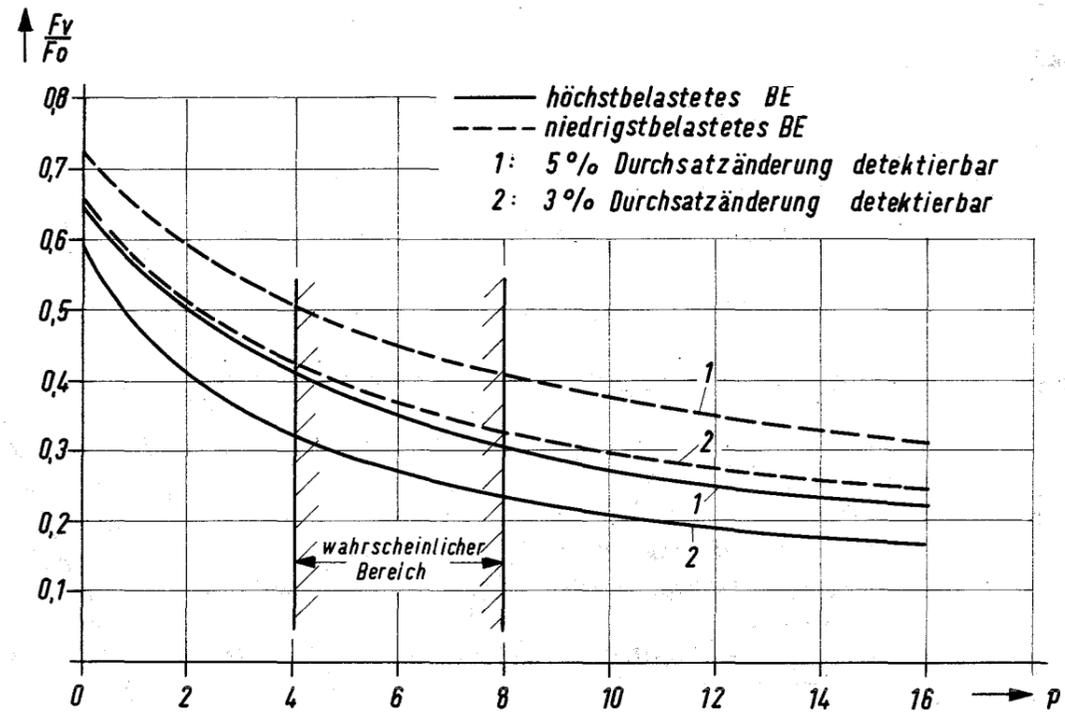


Abb.10 Detektierbarer Verstopfungsgrad in Abhängigkeit vom Proportionalitätsfaktor p

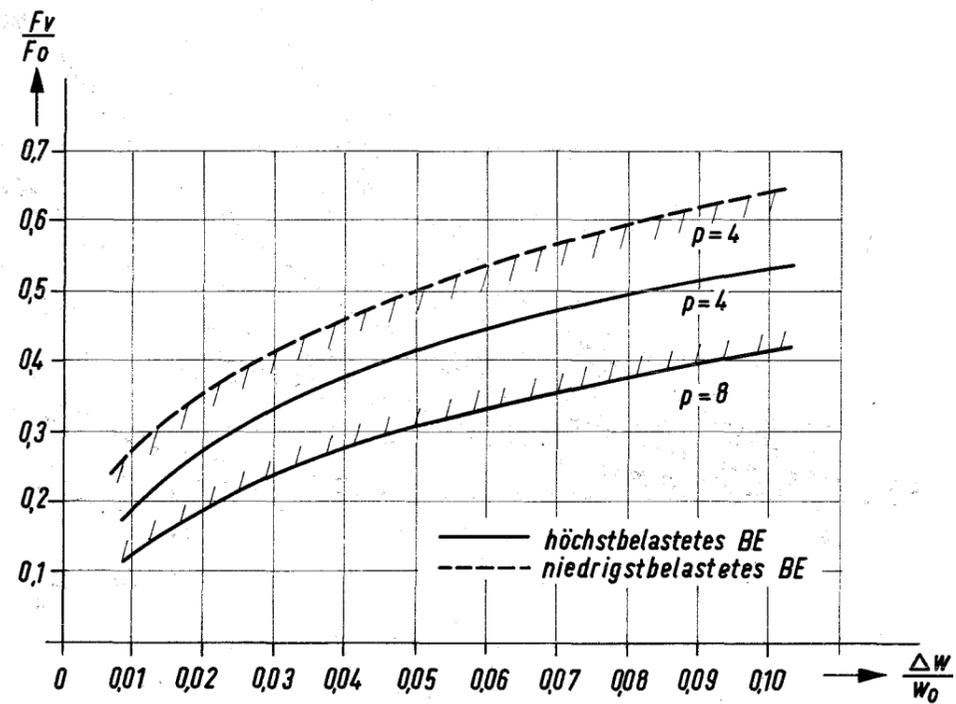


Abb.11 Detektierbarer Verstopfungsgrad als Funktion der Empfindlichkeit des Durchflußmessers

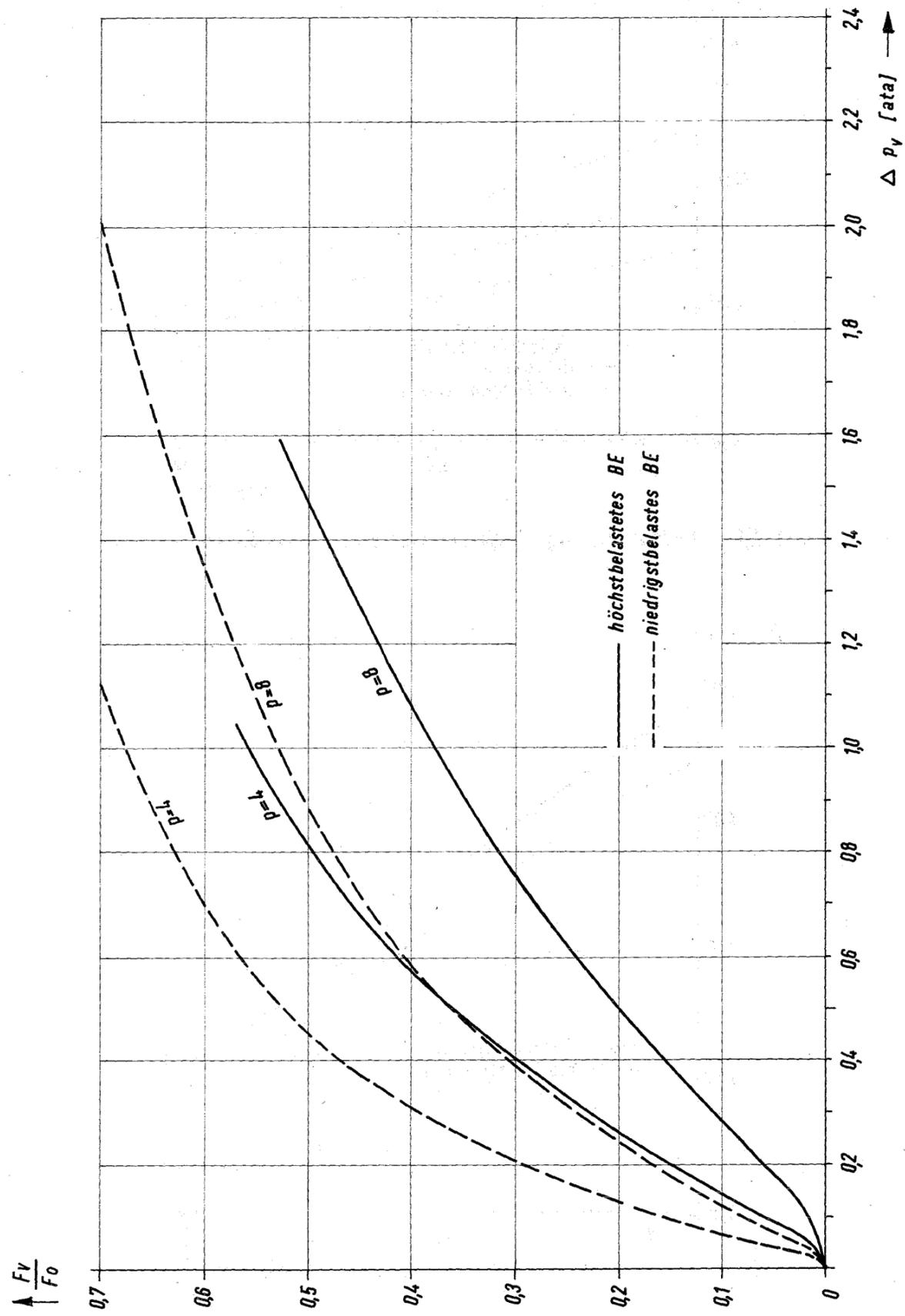


Abb. 12 Druckabfall längs einer Verstopfung

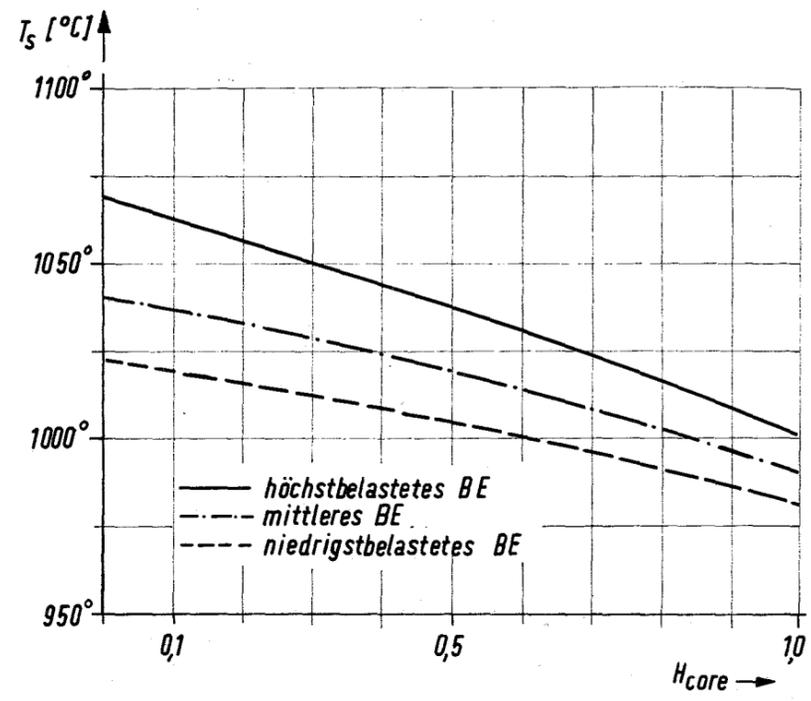


Abb. 13 Verlauf der Na-Siedetemperatur über der Corehöhe

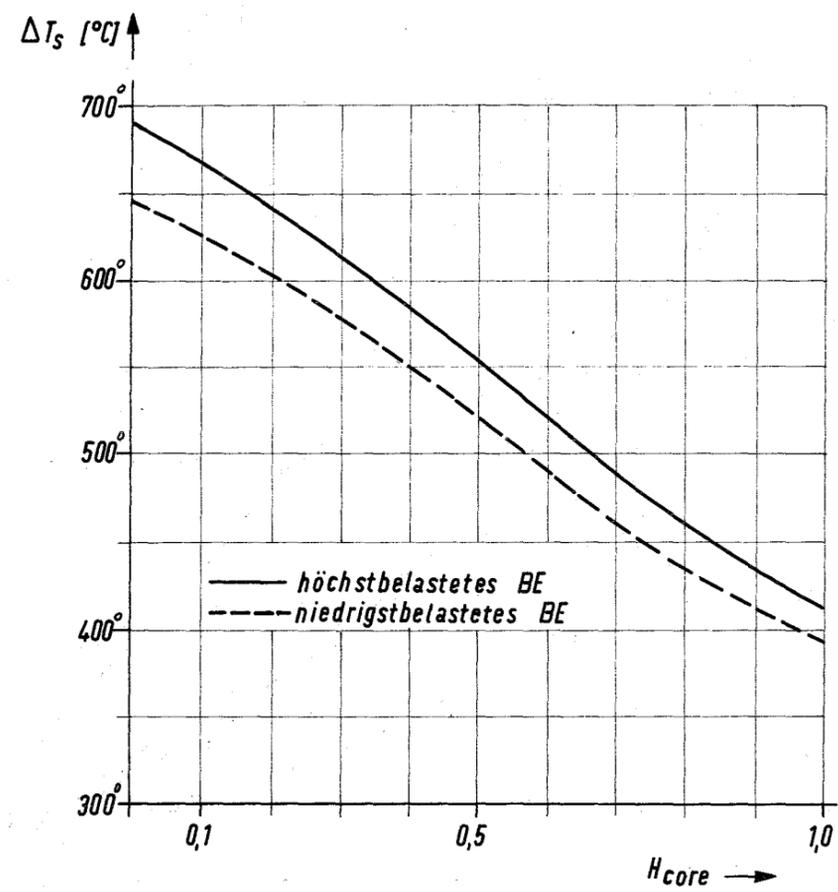


Abb. 14 Bis zum Siedebeginn verfügbare Temperaturüberhöhung in der gestörten Zone als Funktion des axialen Ortes der Verstopfung im Core

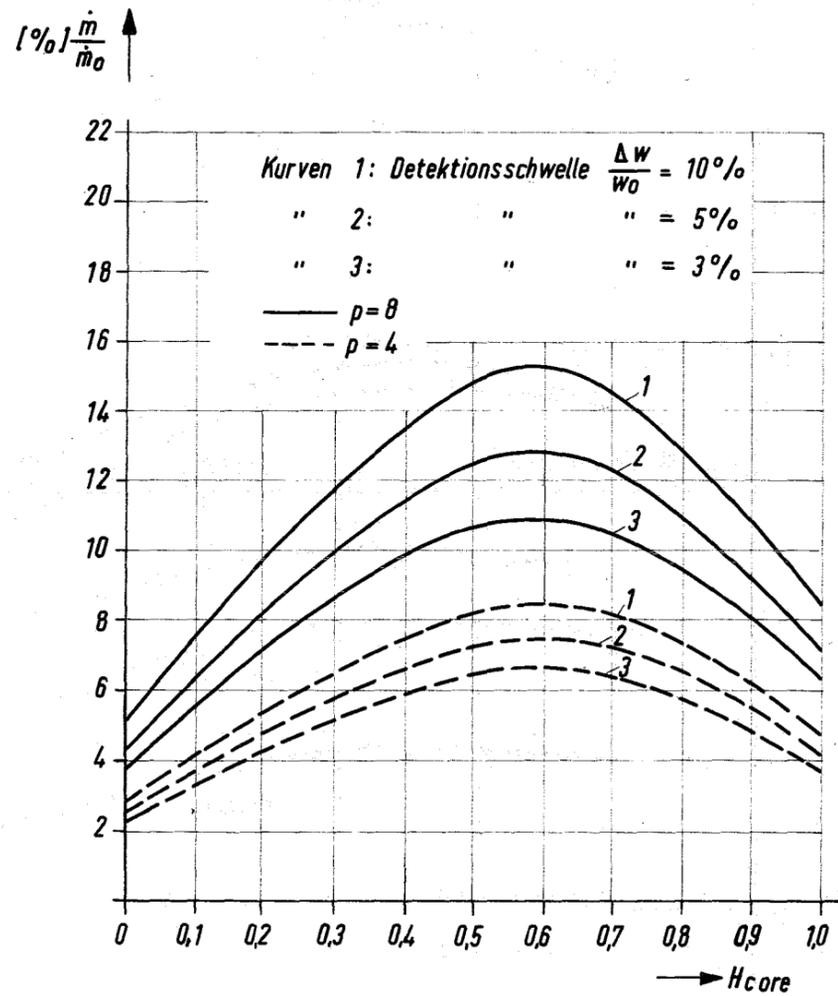


Abb.15 Zur Vermeidung von Na-Sieden erforderlicher Restdurchsatz durch eine Verstopfung, die gerade noch nicht detektierbar ist, als Funktion der Höhe im Core.

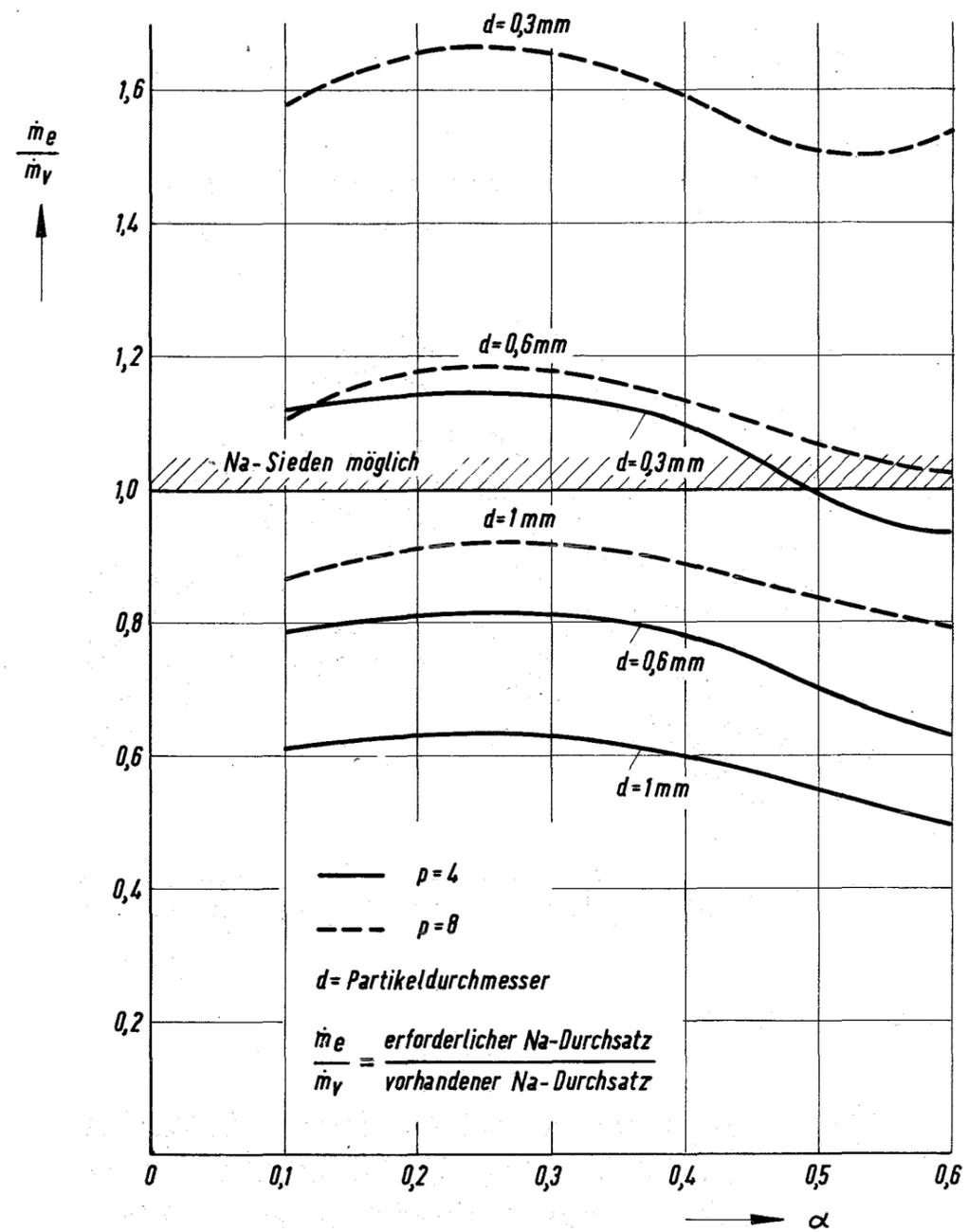


Abb. 16 Na - Durchsatz durch ein verstopftes Abstandhaltergitter bei $z = 0,6 H_{\text{Core}}$. Parameter: Partikeldurchmesser und axiale Ausdehnung der Totwasserzone

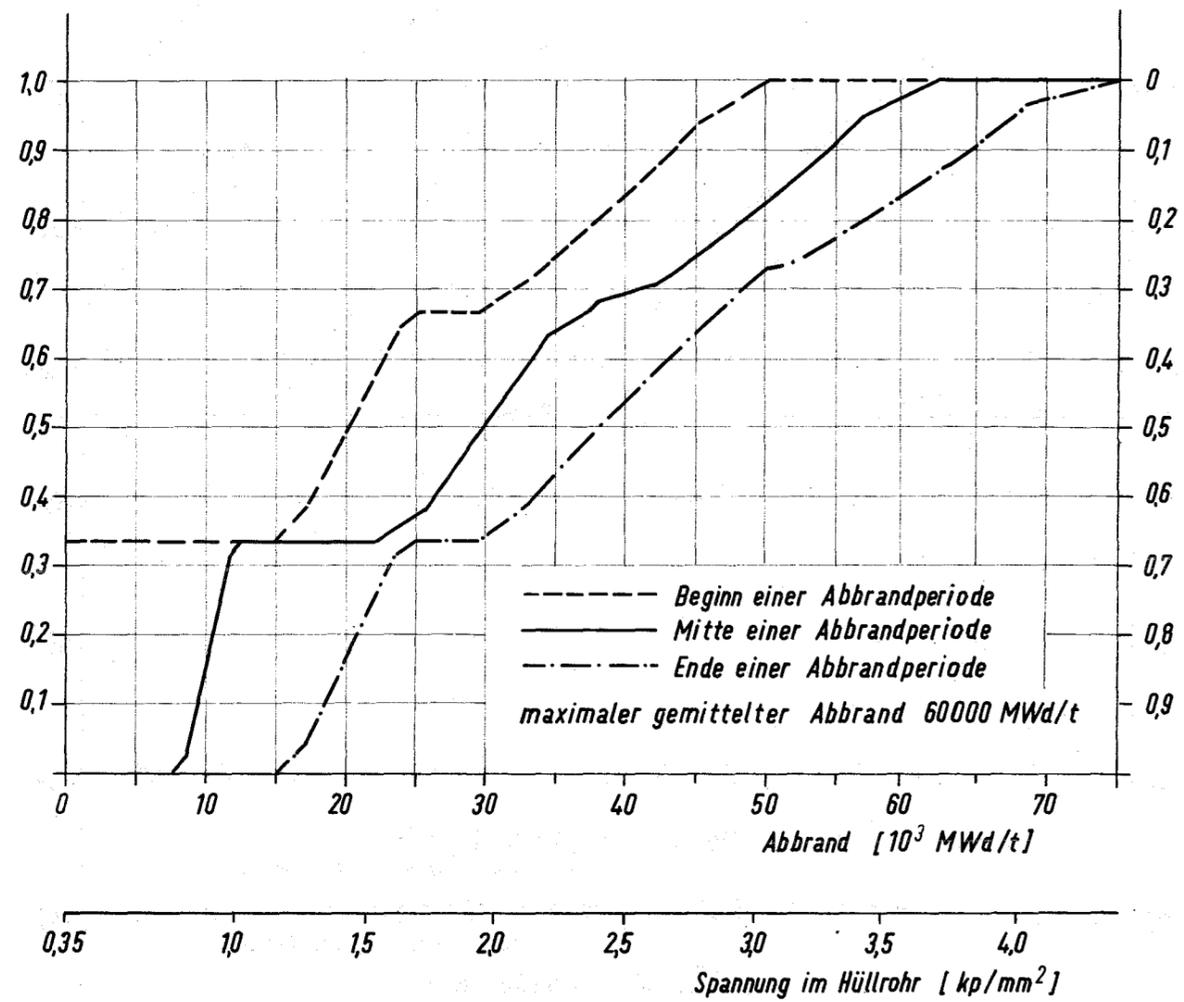


Abb. 17 Summenhäufigkeit der Brennstäbe, deren Abbrand bzw. Hüllrohrbeanspruchung einen bestimmten Wert unterschreitet (linke Skala) oder überschreitet (rechte Skala)

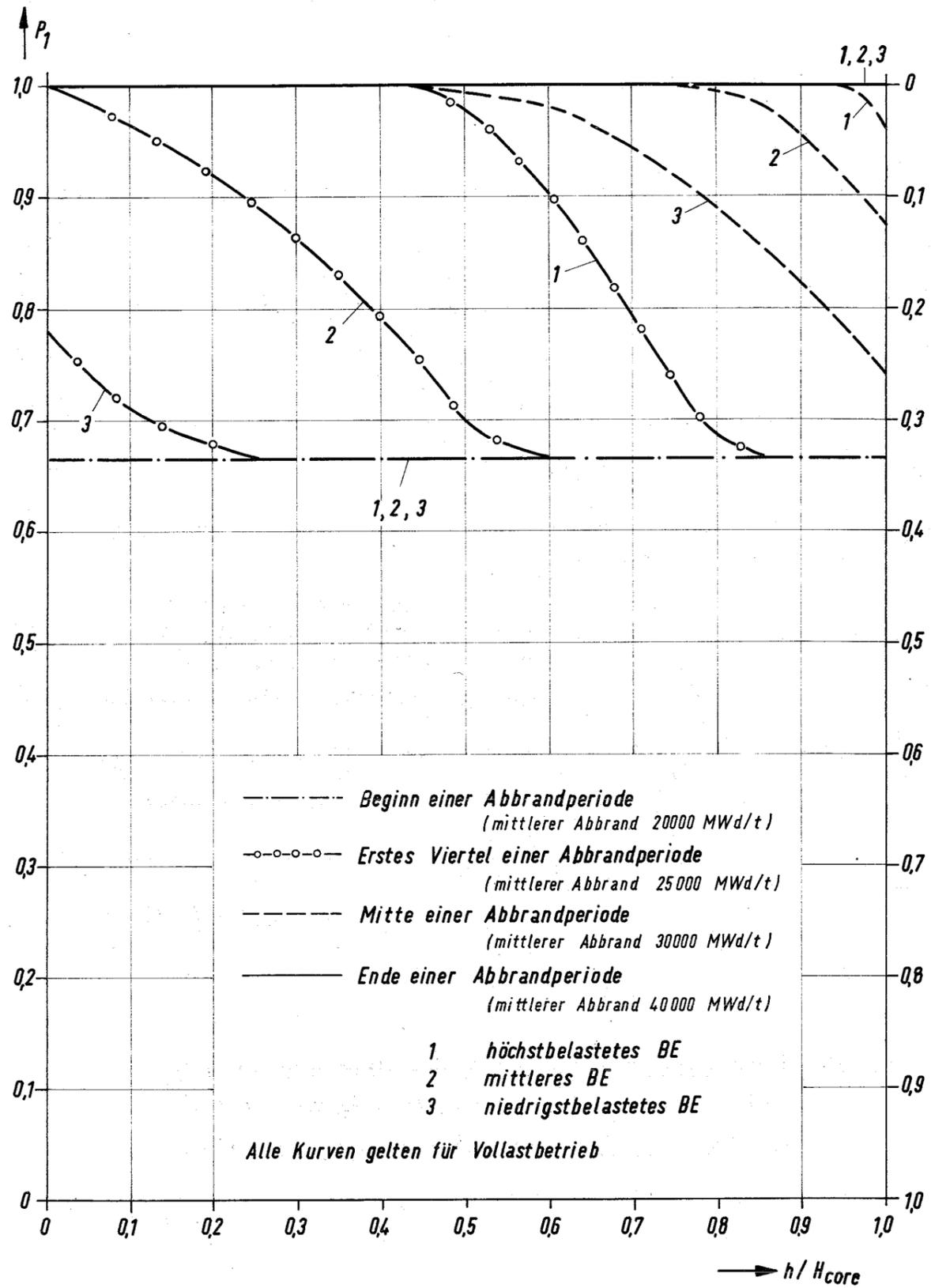
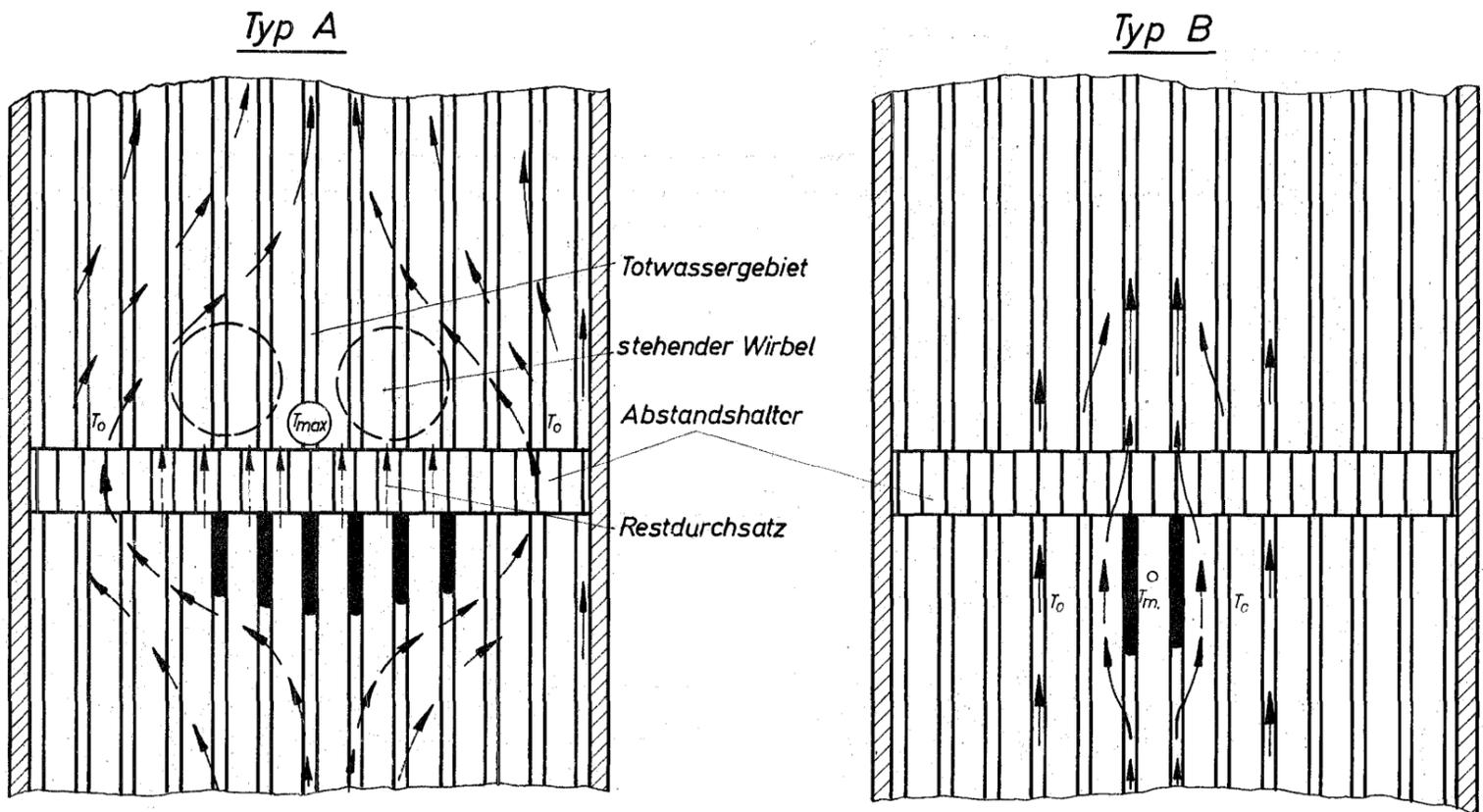


Abb.18 Wahrscheinlichkeit, daß Hüllrohrversagen vor Na-Sieden eintritt, als Funktion des axialen Ortes der Verstopfung im Core, in Abhängigkeit vom mittleren Abbrand.



	Typ A	Typ B
Wärmeabfuhr aus der Verstopfung	durch Restströmung	durch Wärmeleitung und Restströmung
Ort maximaler Temperatur	im Totwassergebiet oberhalb der Verst.	innerhalb der Verstopfung
mögliche Auswirkungen lokalen Siedens	stark	gering

Abb.19 Arten lokaler Verstopfungen (schematisch)

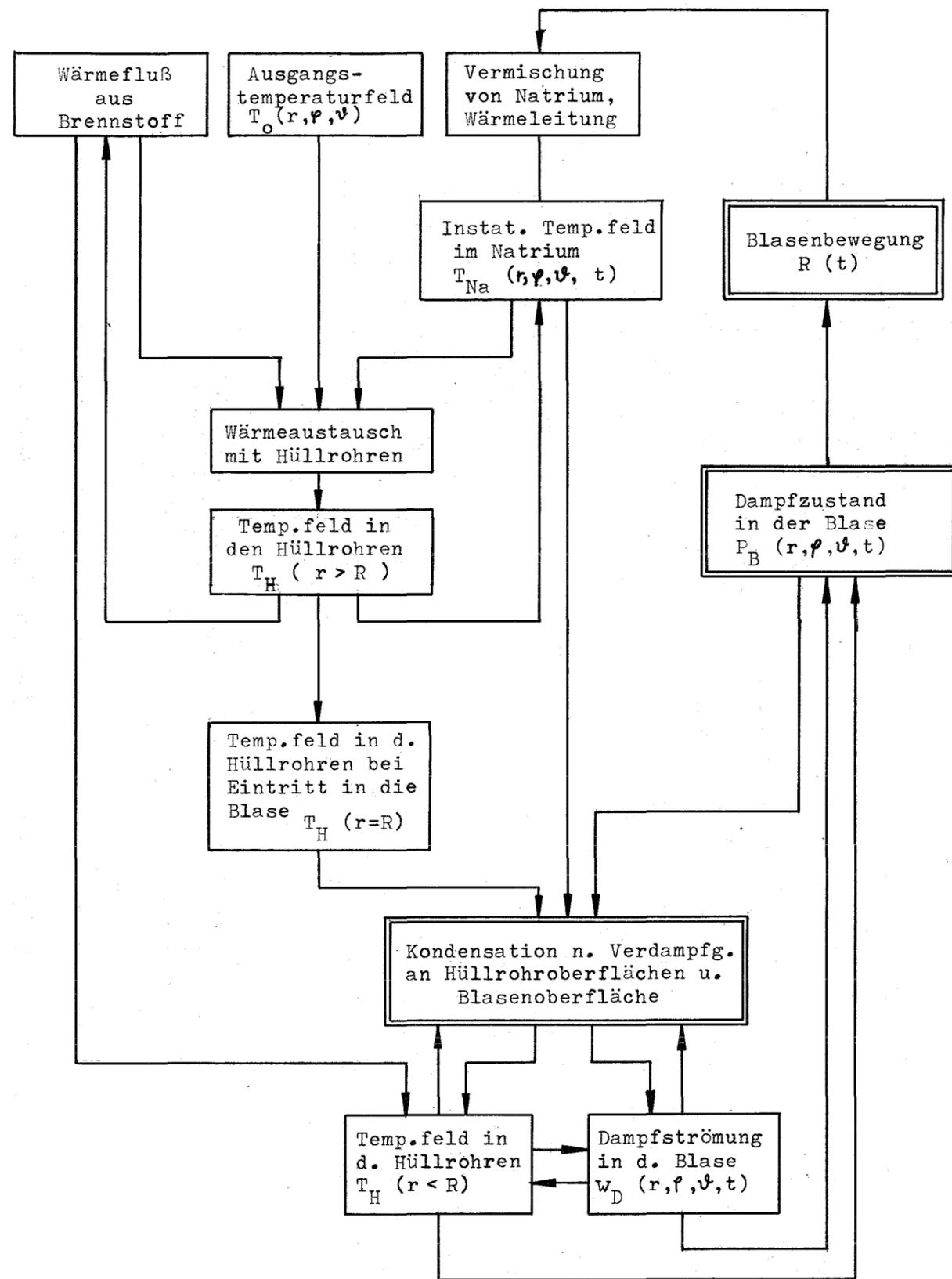


Abb.20 Lokales Sieden. Zusammenhang zwischen Wärmetransport und Blasenbewegung

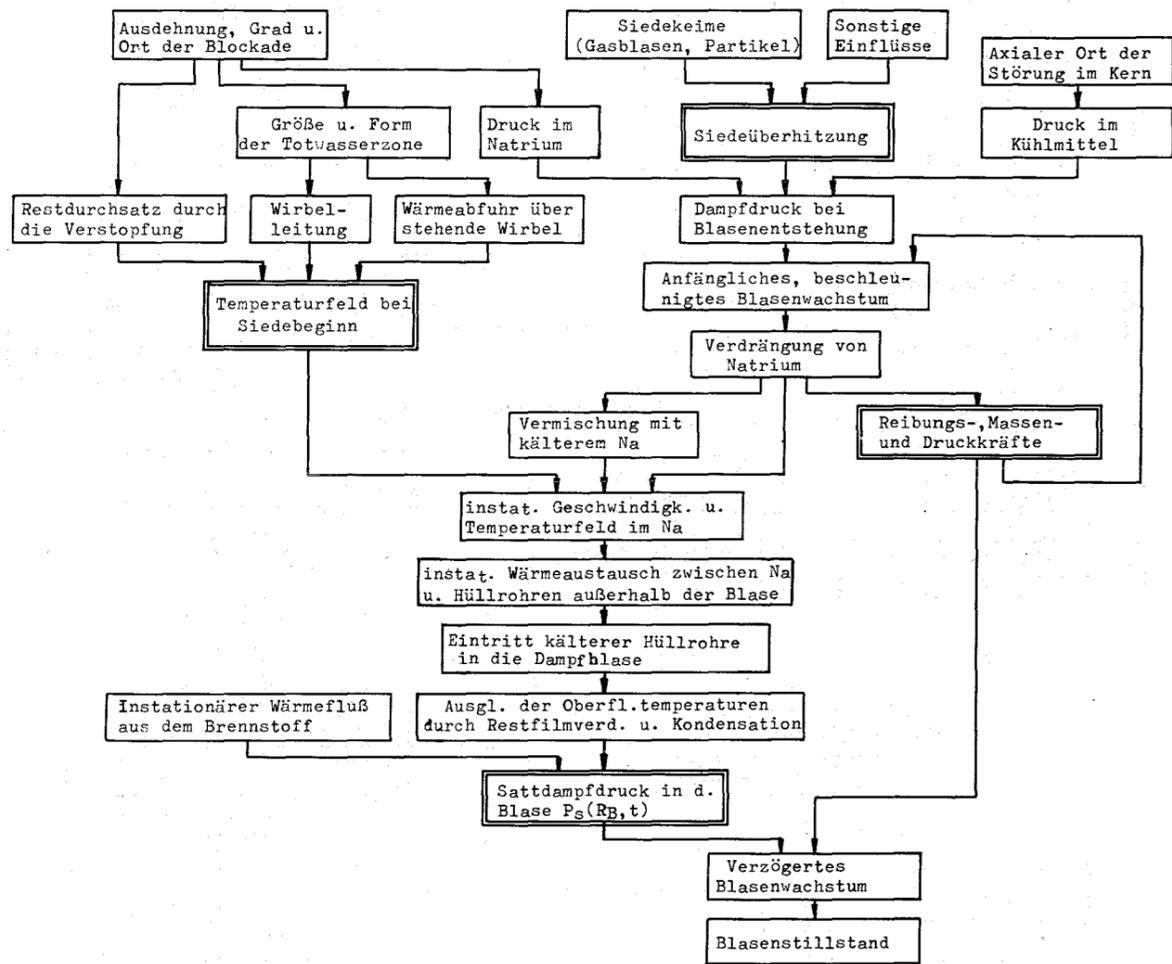
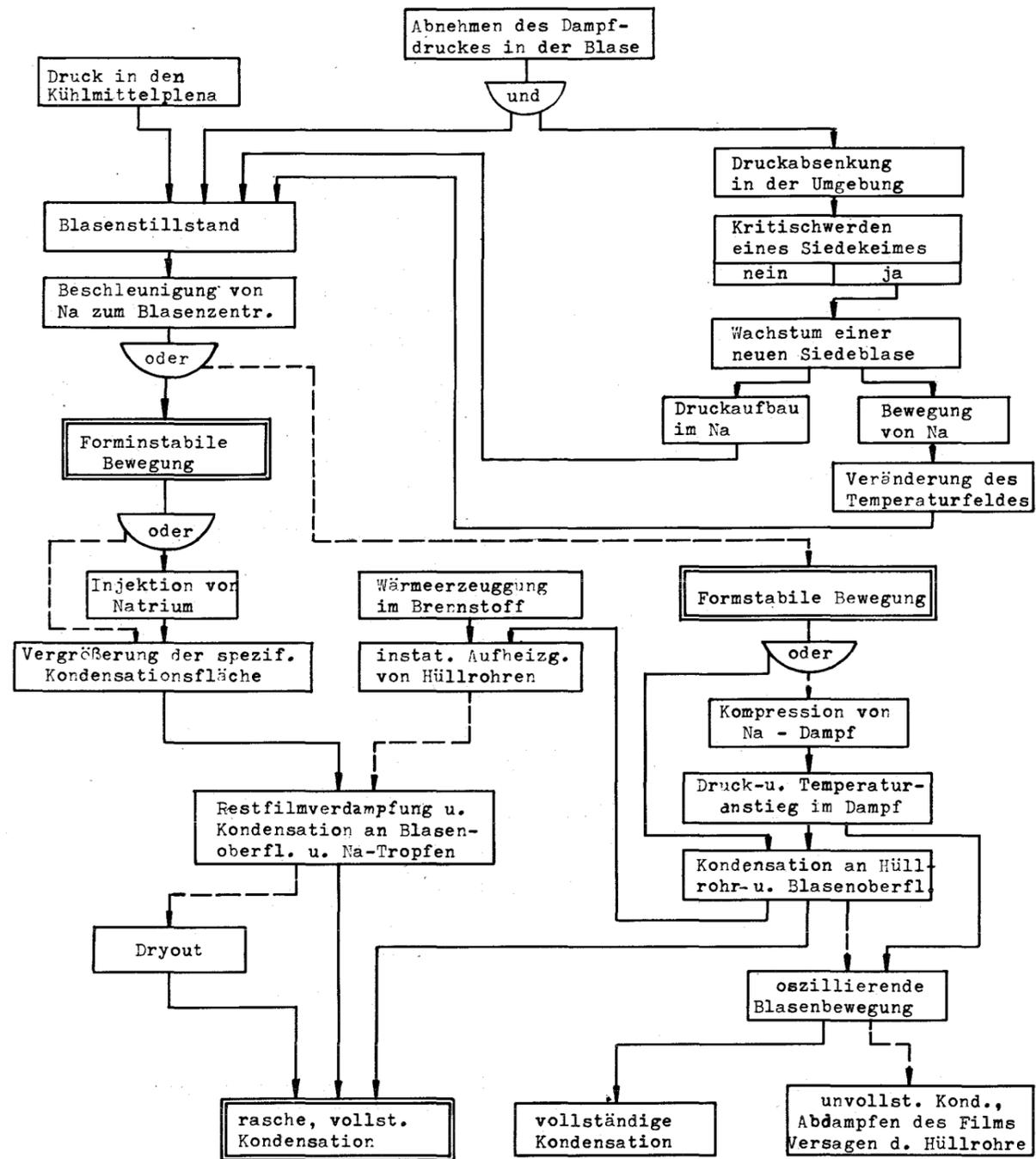


Abb.21 Lokales Sieden, Ablaufschema Blasenwachstum



Gestrichelte Linien bedeuten:

Nach einem "oder" - Symbol: Geringe Wahrscheinlichkeit

Vor einem Ereignis: Geringer Einfluß

Abb.22 Lokales Sieden, Ablaufschema Blasen Kondensation

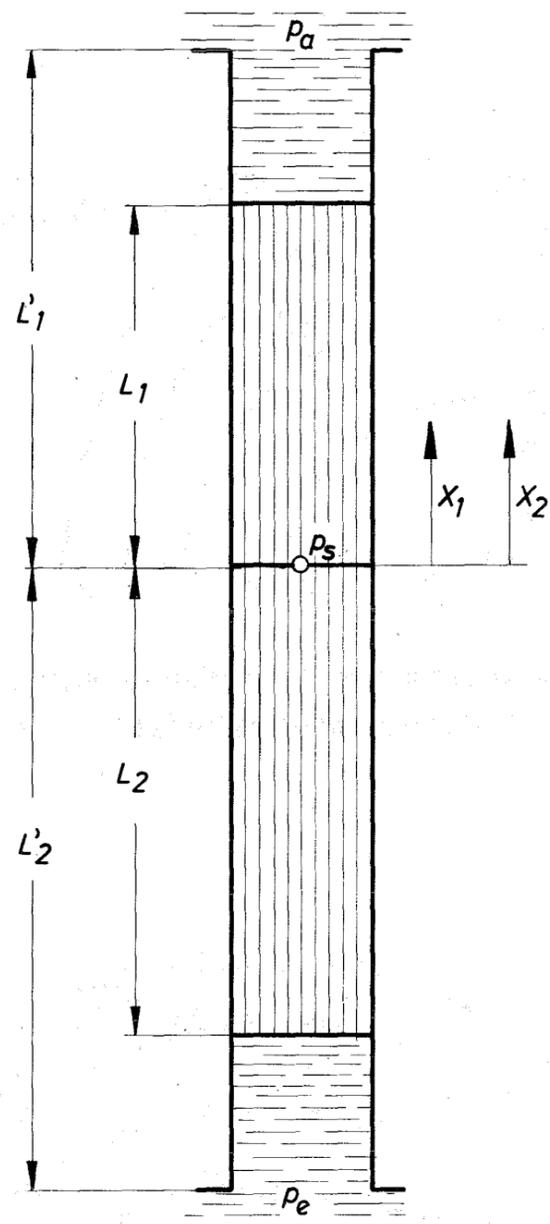


Abb.23 Lokales Sieden Modellschema

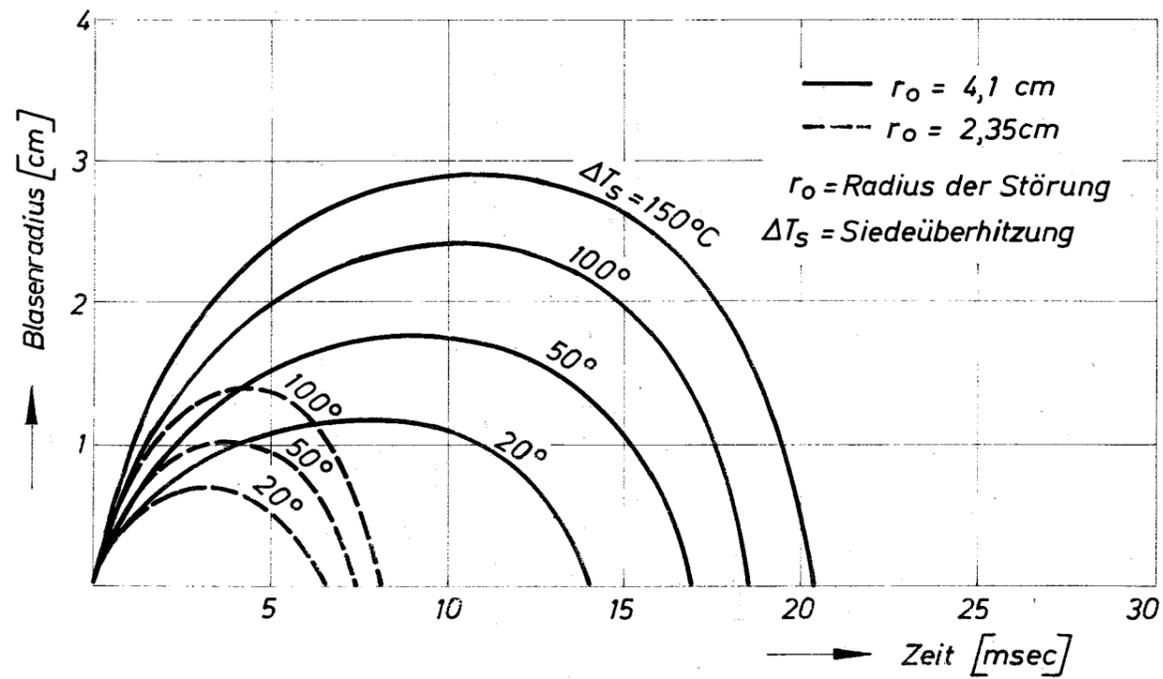


Abb. 24 Blasenwachstum und Kondensation bei lokalem Sieden am Anfang der Brennstoffzone. Temperaturprofil A

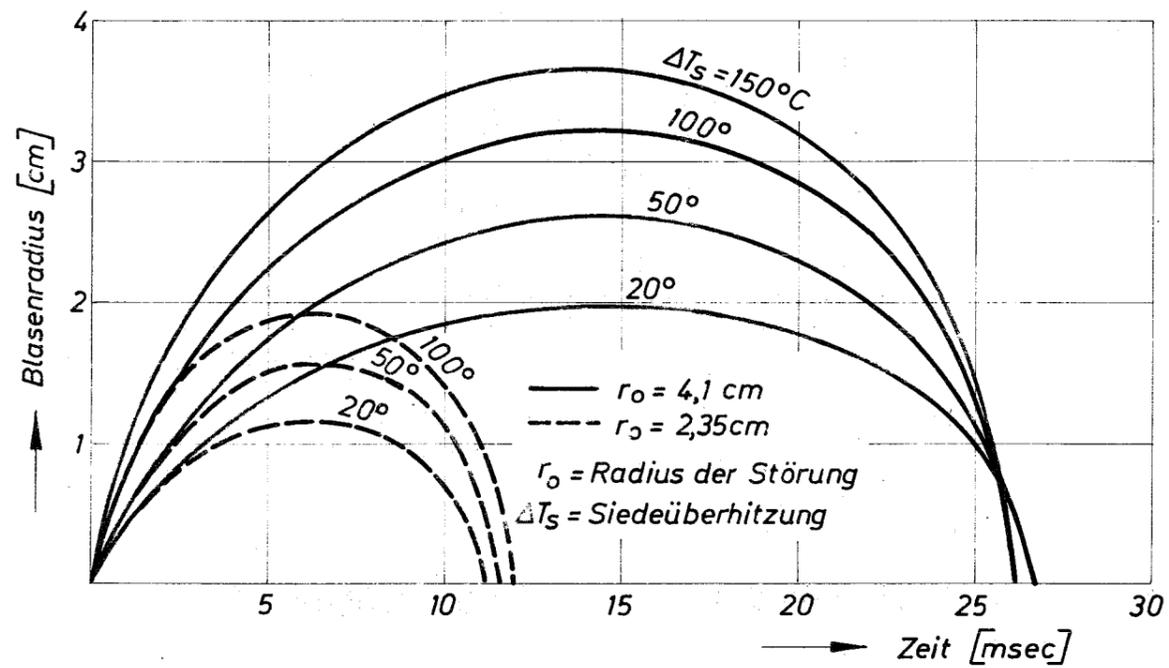


Abb. 25 Blasenwachstum und Kondensation bei lokalem Sieden am Anfang der Brennstoffzone. Temperaturprofil B

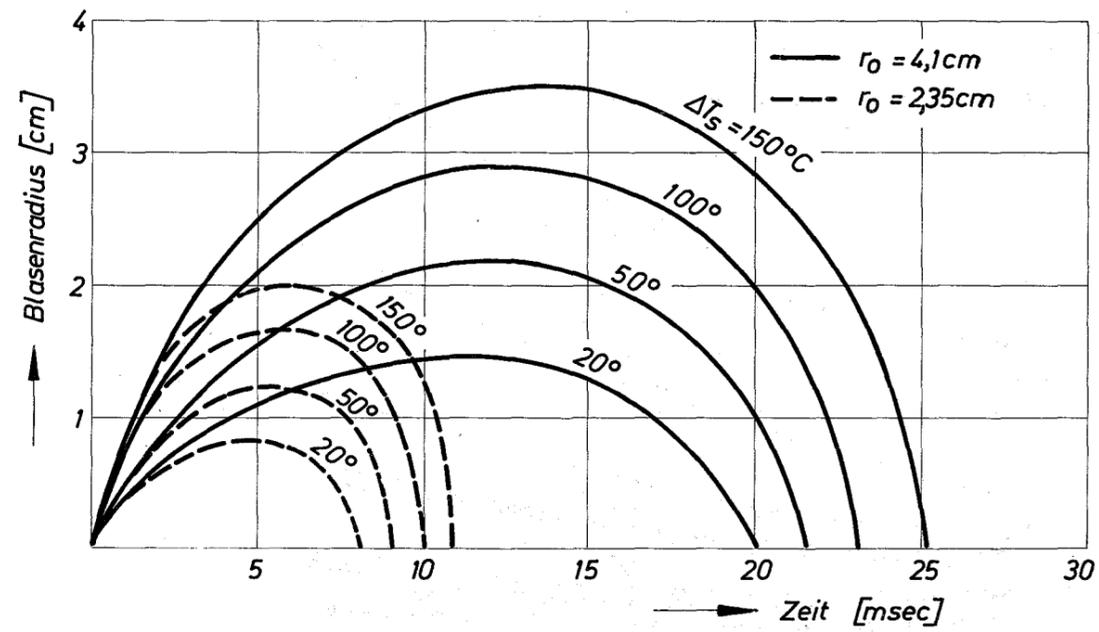


Abb. 26 Blasenwachstum und Kondensation bei lokalem Sieden am Ende der Brennstoffzone. Temperaturprofil A

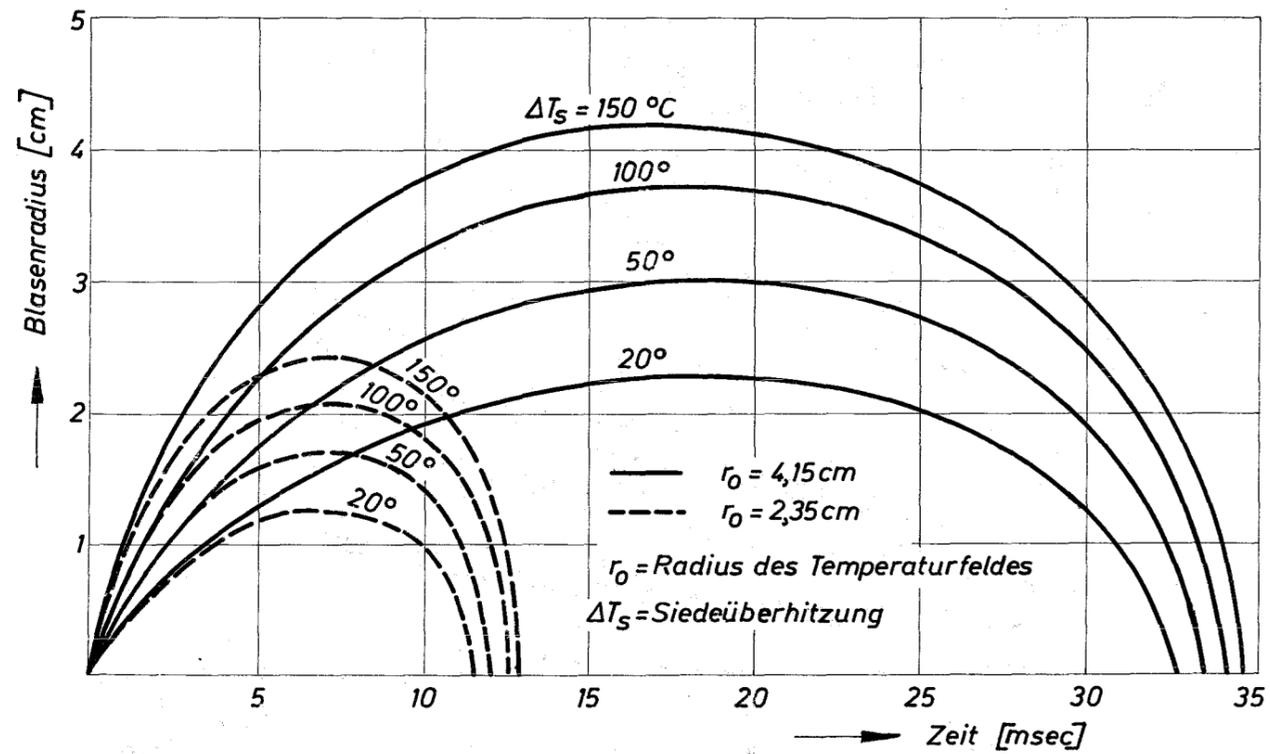


Abb. 27 Blasenwachstum und Kondensation bei lokalem Sieden am Ende der Brennstoffzone. Temperaturprofil B

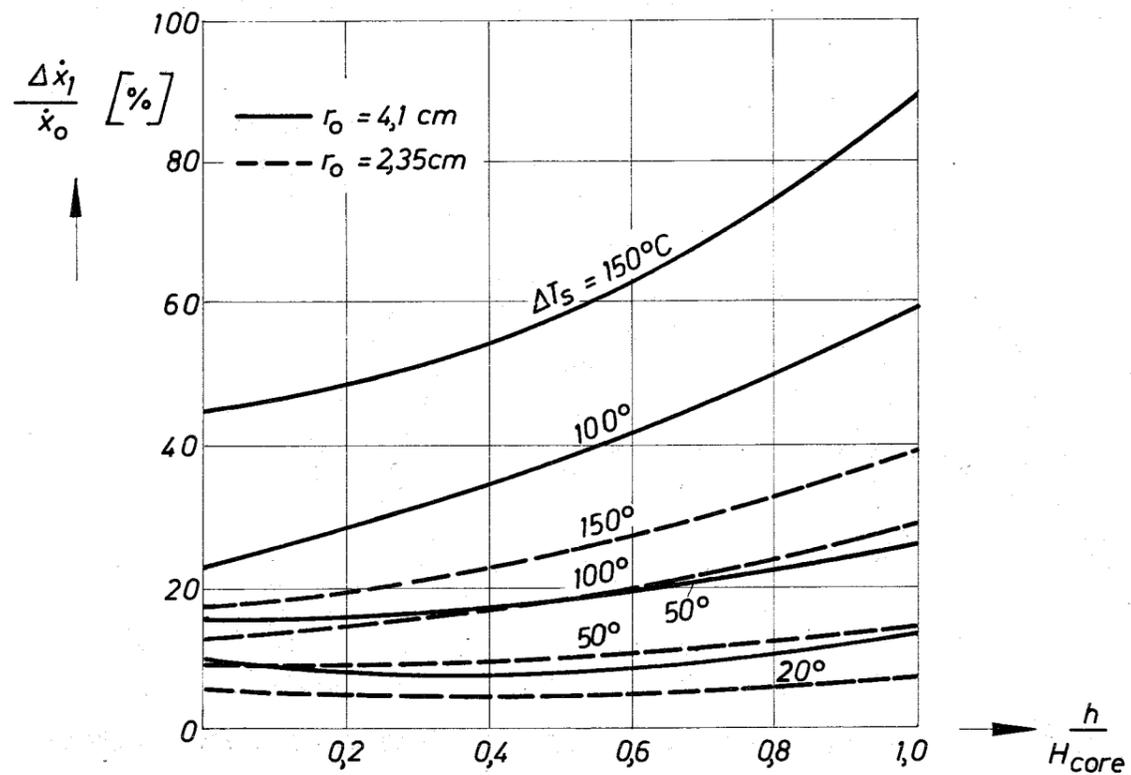


Abb. 28 Schwankung der Natriumaustrittsgeschwindigkeit bei lokalem Sieden als Funktion von dem axialen Ort der Störung im Core. Temperaturprofil A

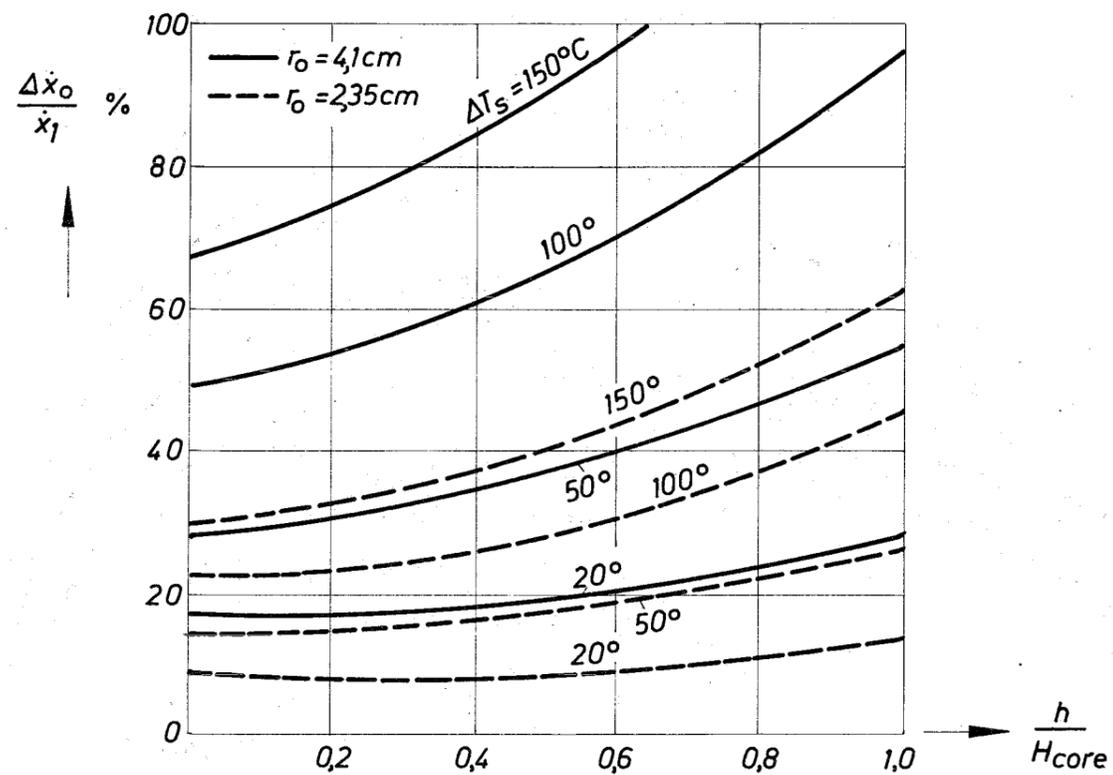


Abb. 29 Schwankung der Natriumaustrittsgeschwindigkeit bei lokalem Sieden. Temperaturprofil B

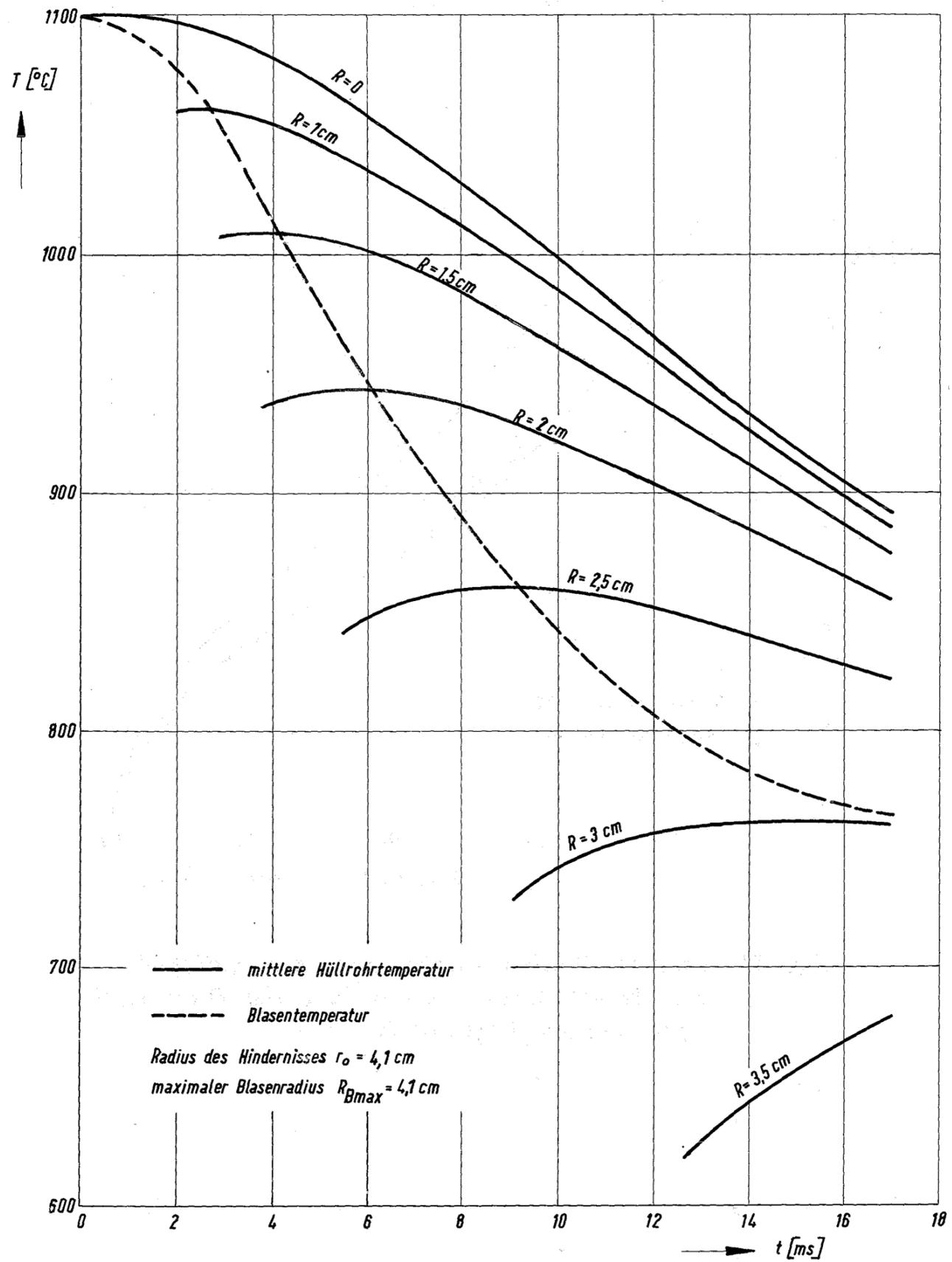


Abb.30 Verlauf der mittleren Hüllrohrtemperatur und der Blasentemperatur

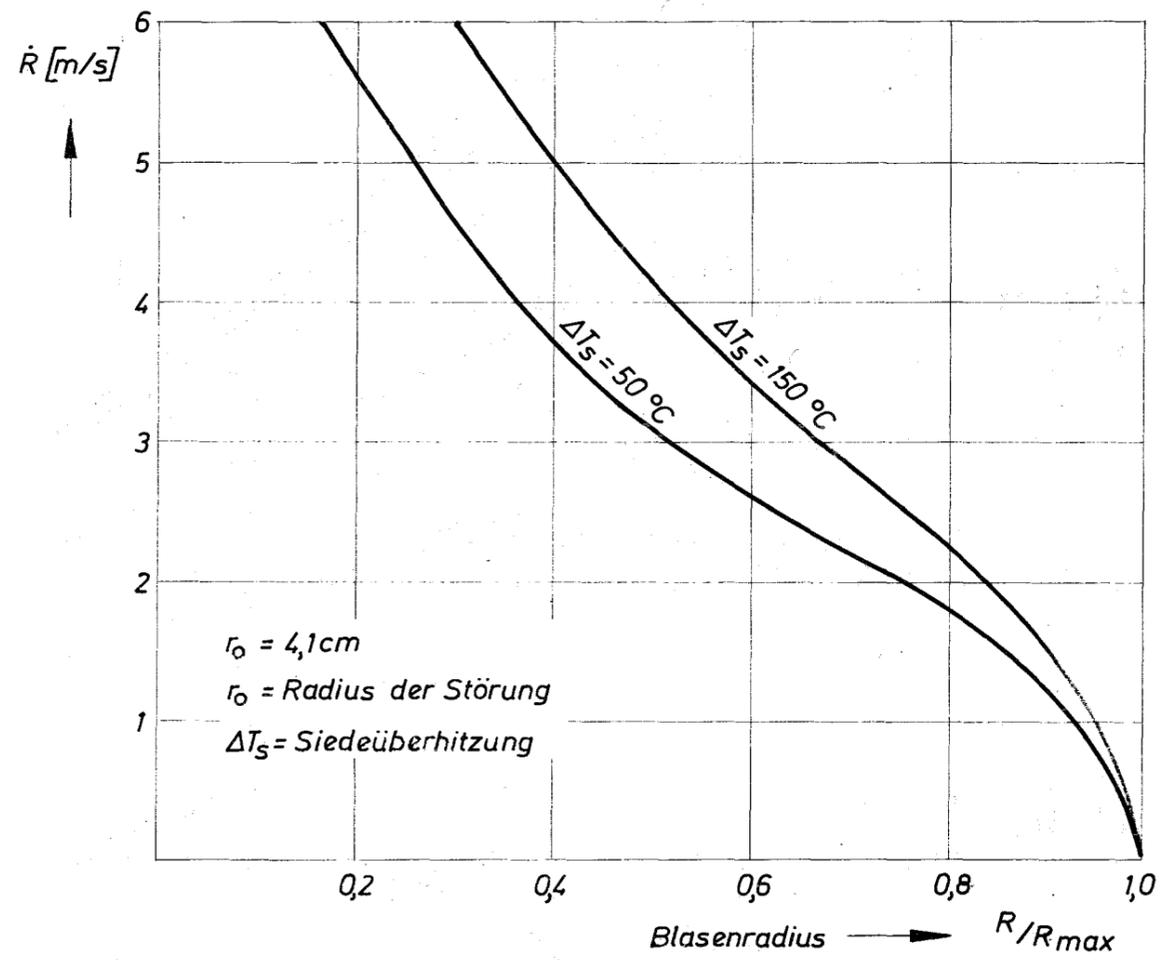


Abb.31 Lokales Sieden. Wachstumsgeschwindigkeit der Blase. Störung am Anfang der Brennstoffzone. Temperaturprofil B.

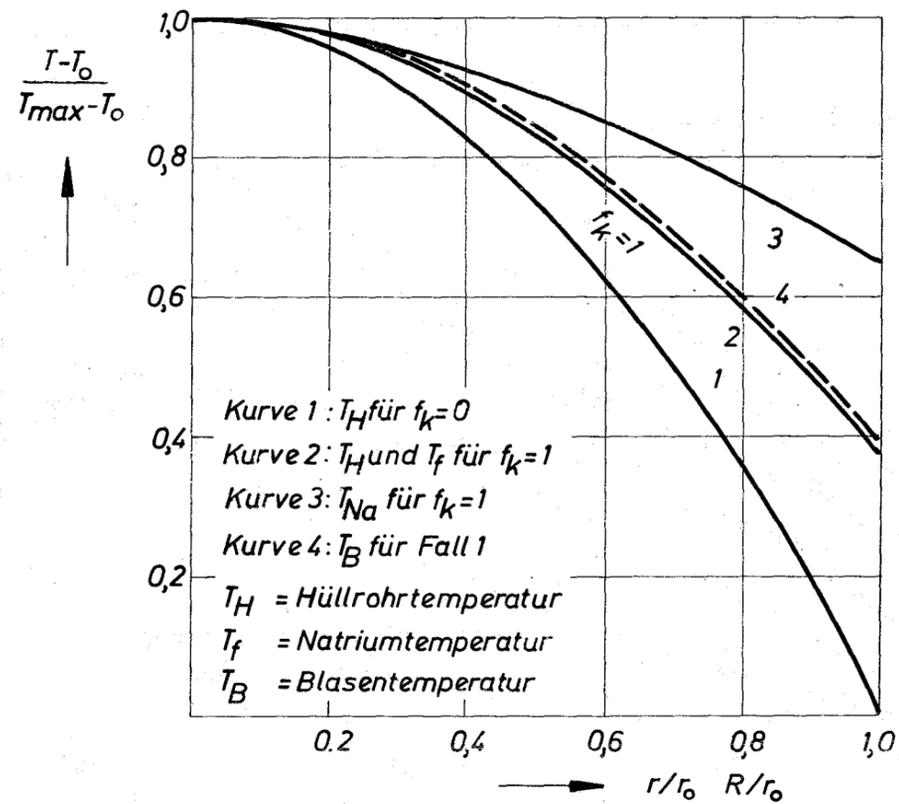


Abb.32 Verlauf der Temperaturen an der Blasenoberfläche für die Grenzfälle $f_k=0$ und $f_k=1$, Temperaturprofil A

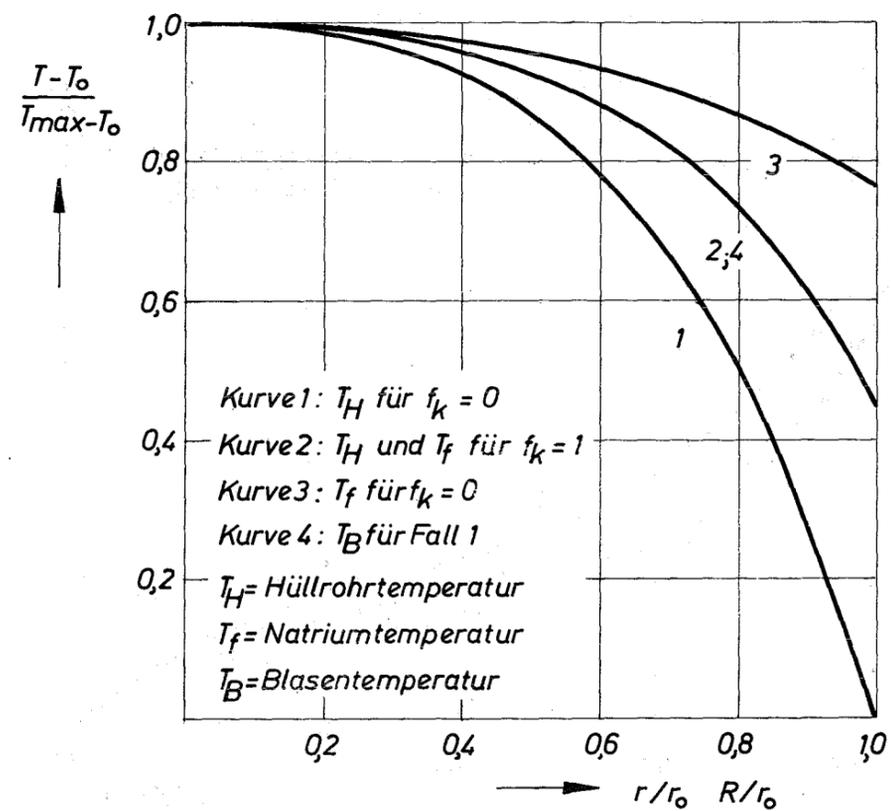


Abb.33 Verlauf der Temperaturen an der Blasenoberfläche für die Grenzfälle $f_k=0$ und $f_k=1$, Temperaturprofil B

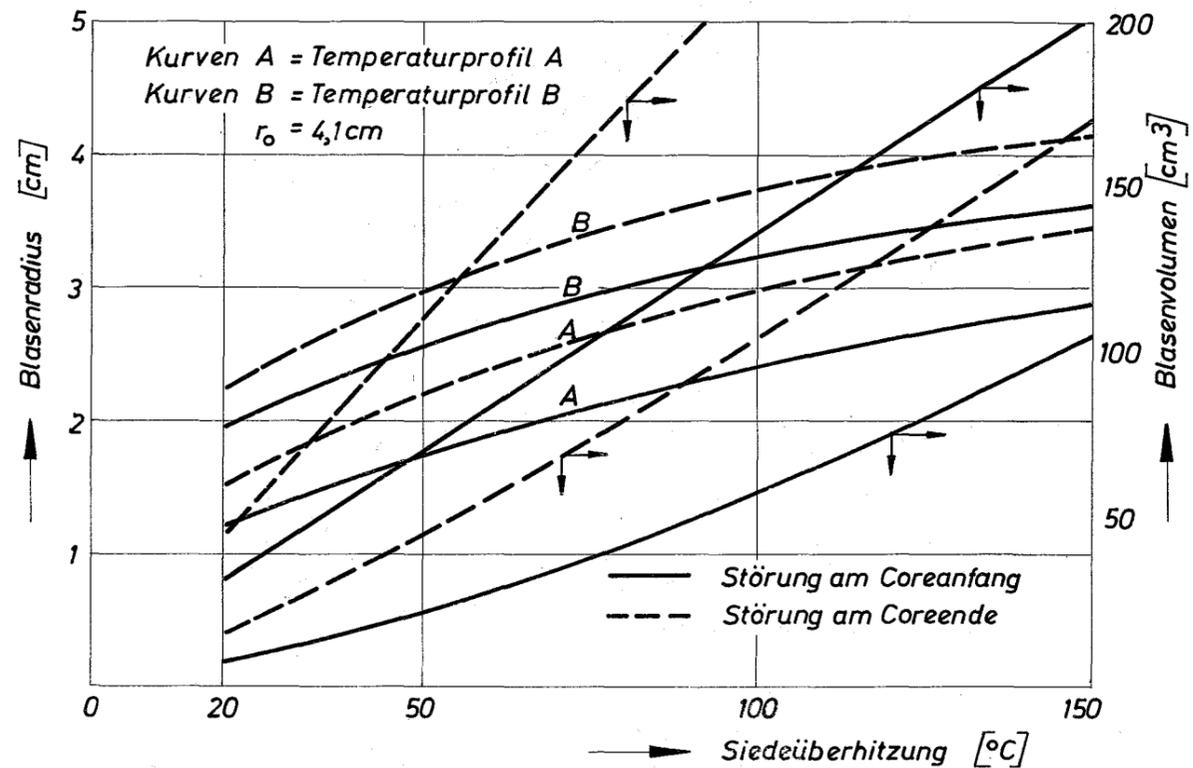


Abb. 34 Maximaler Blasenradius und maximales Blasen-
volumen als Funktion der Siedeüberhitzung

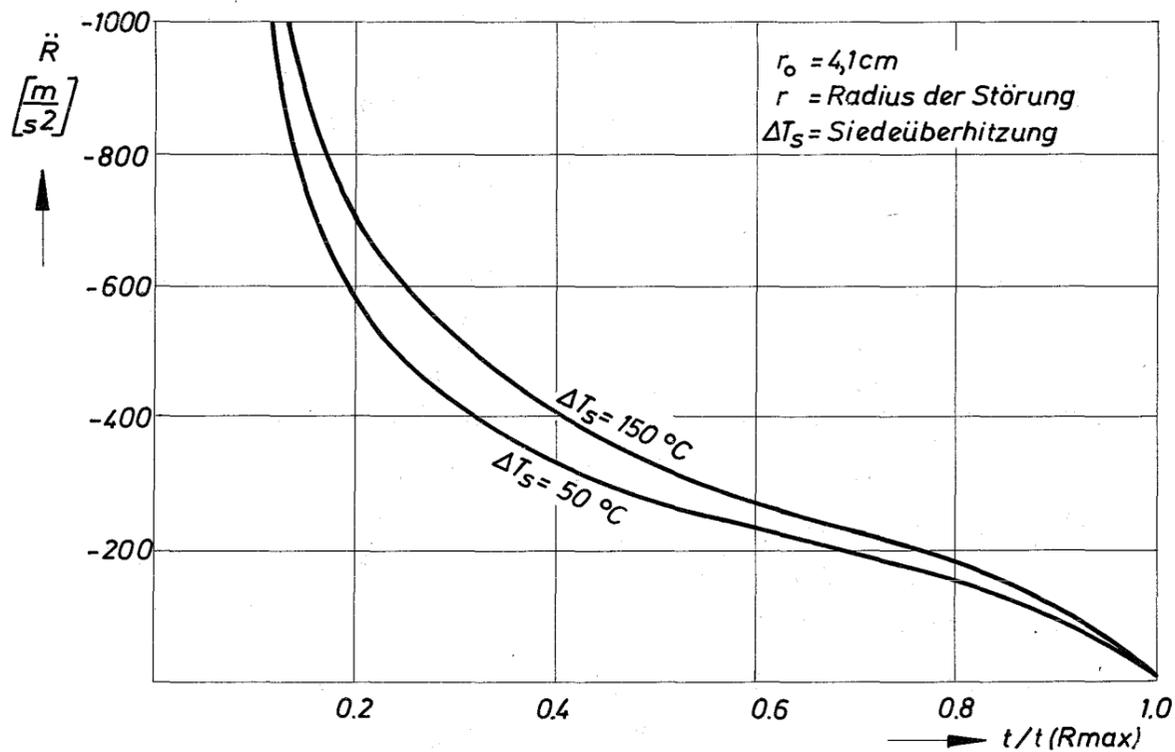


Abb. 35 Blasenbeschleunigung. Temperaturprofil A

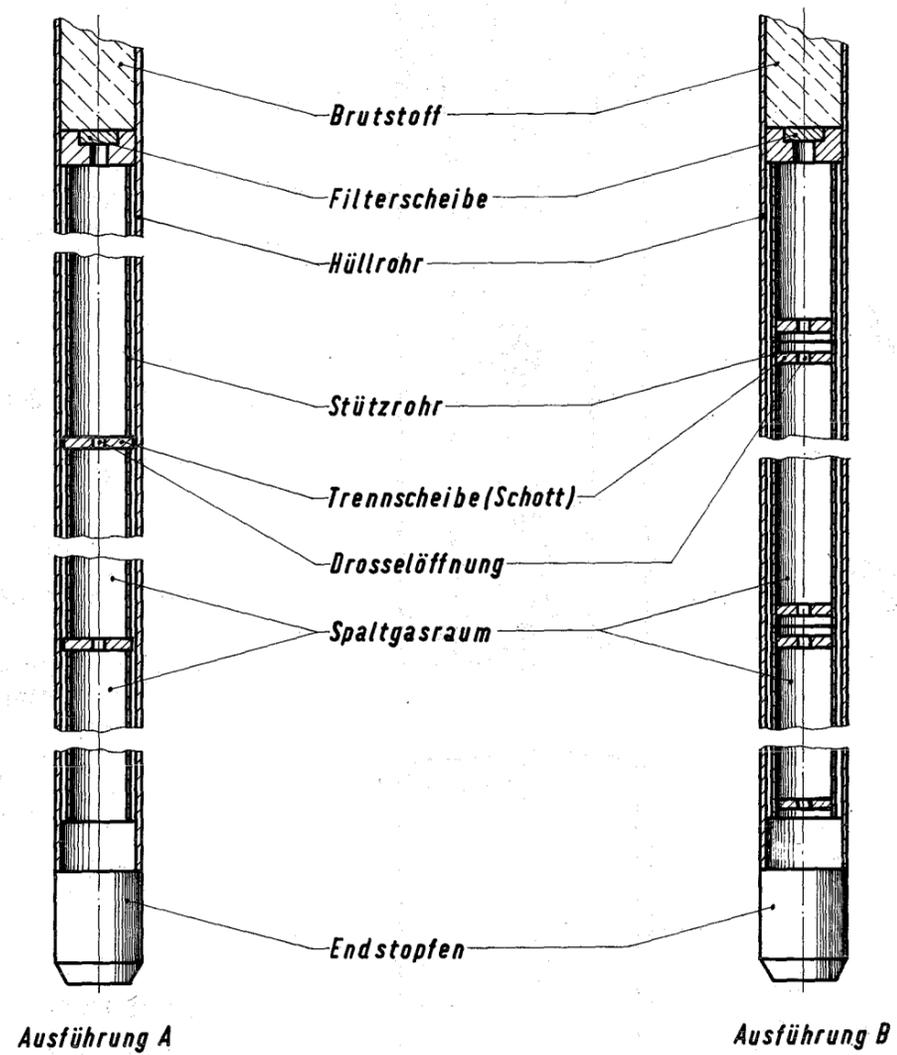


Abb. 36 Brennstab mit unterteiltem Spaltgasraum

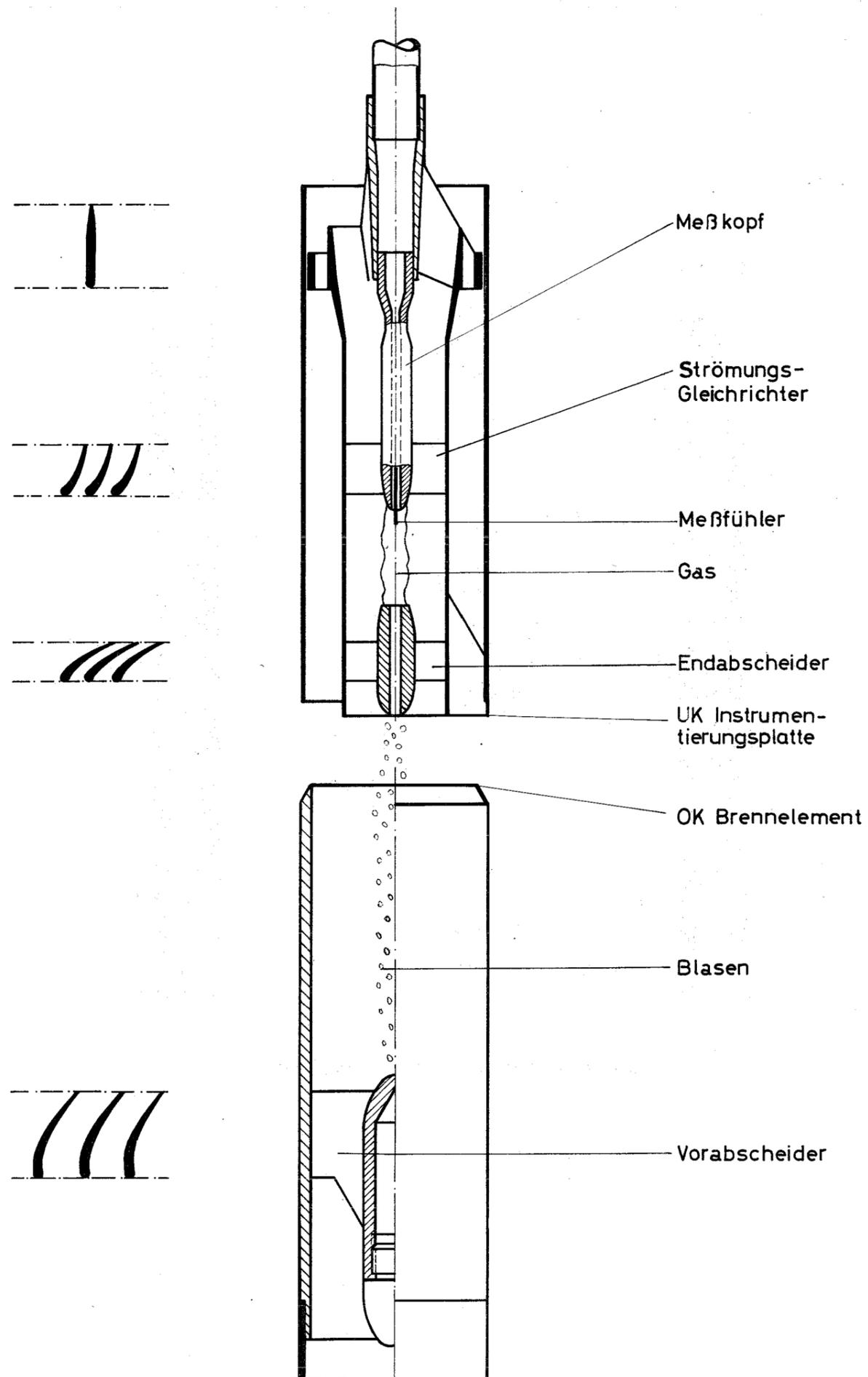


Abb.37 Hüllschadendetektor. Anordnung im Reaktor

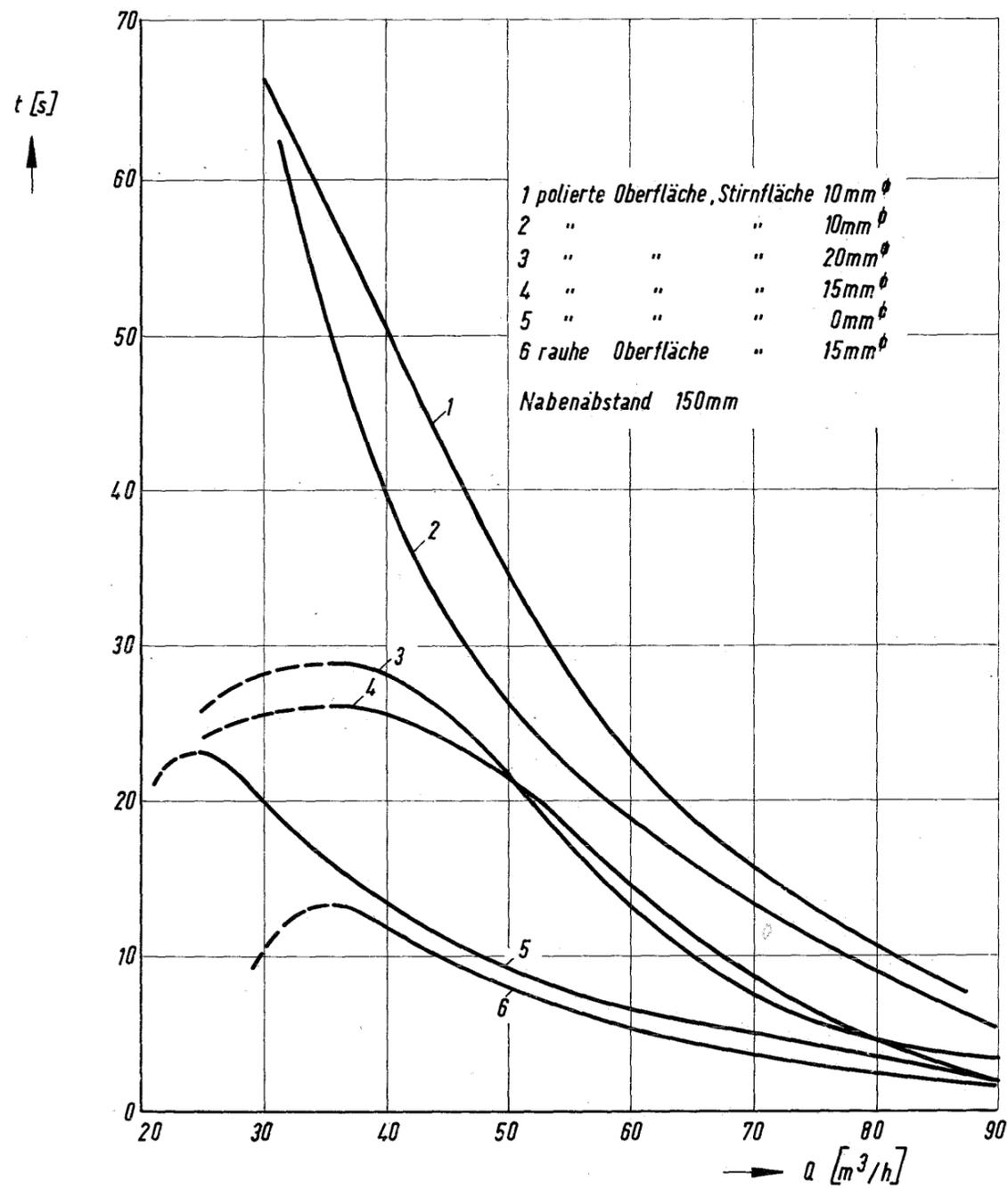


Abb.38 Verweilzeit der Gassäule im Zyklon als Funktion des Durchsatzes. Parameter: Vorversuch Geometrie und Oberflächenbeschaffenheit der Radnabe

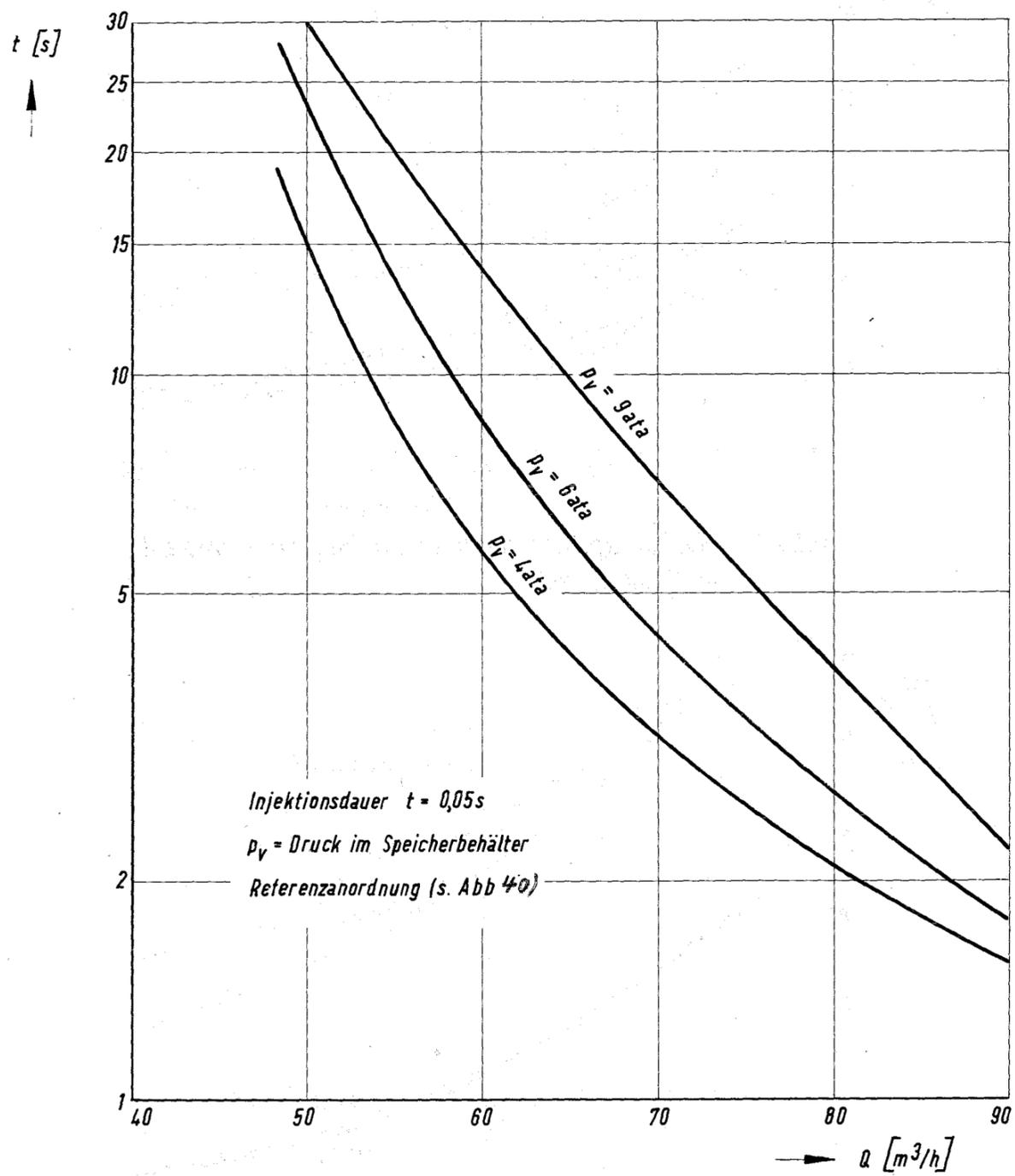


Abb.40 Verweilzeit des Gases im Zyklon als Funktion des Durchsatzes

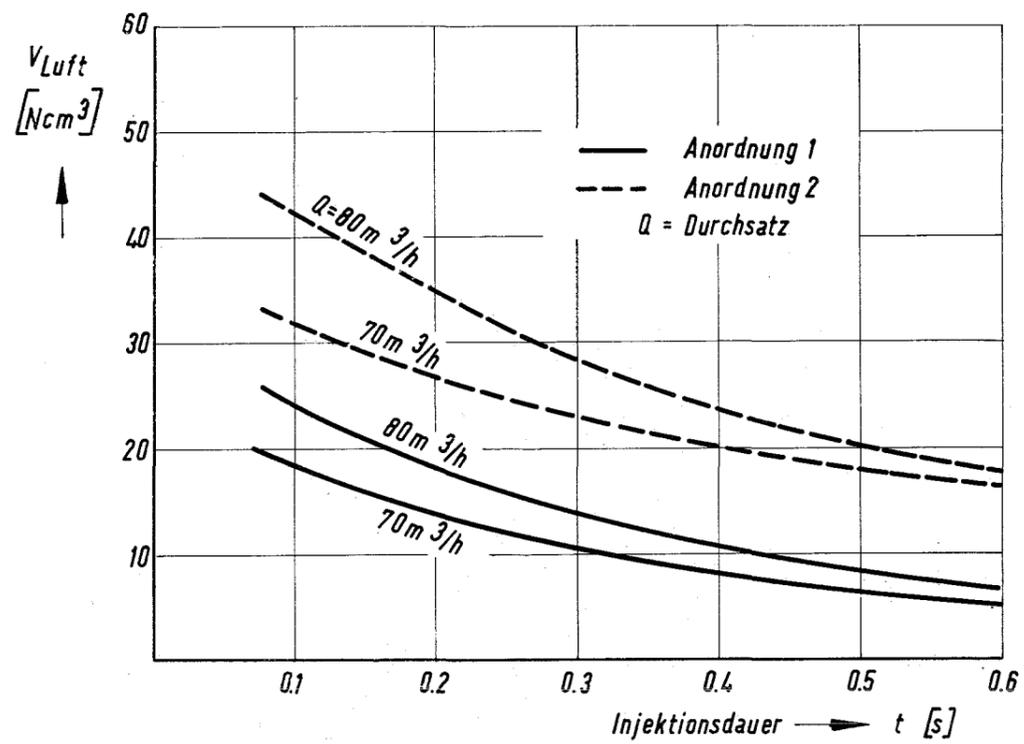


Abb.41 Nachweisgrenze bezogen auf 1ata als Funktion der Injektionsdauer

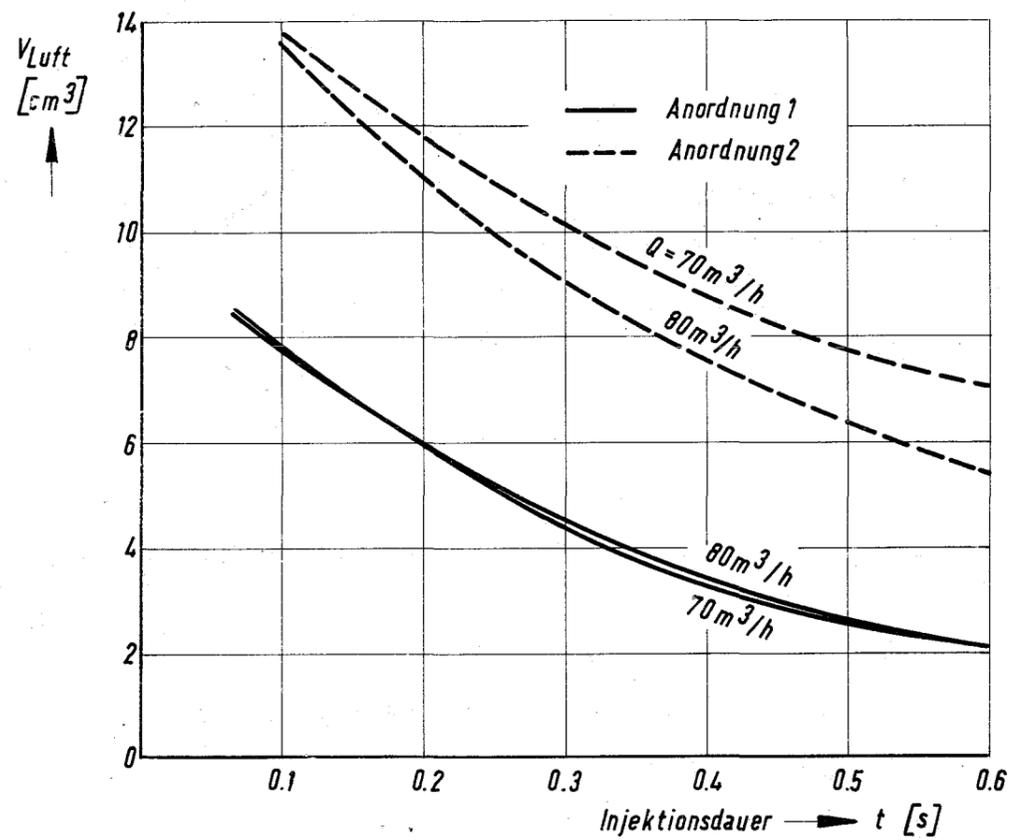


Abb.42 Nachweisgrenze bezogen auf den Druck an der Meßstelle als Funktion der Injektionsdauer

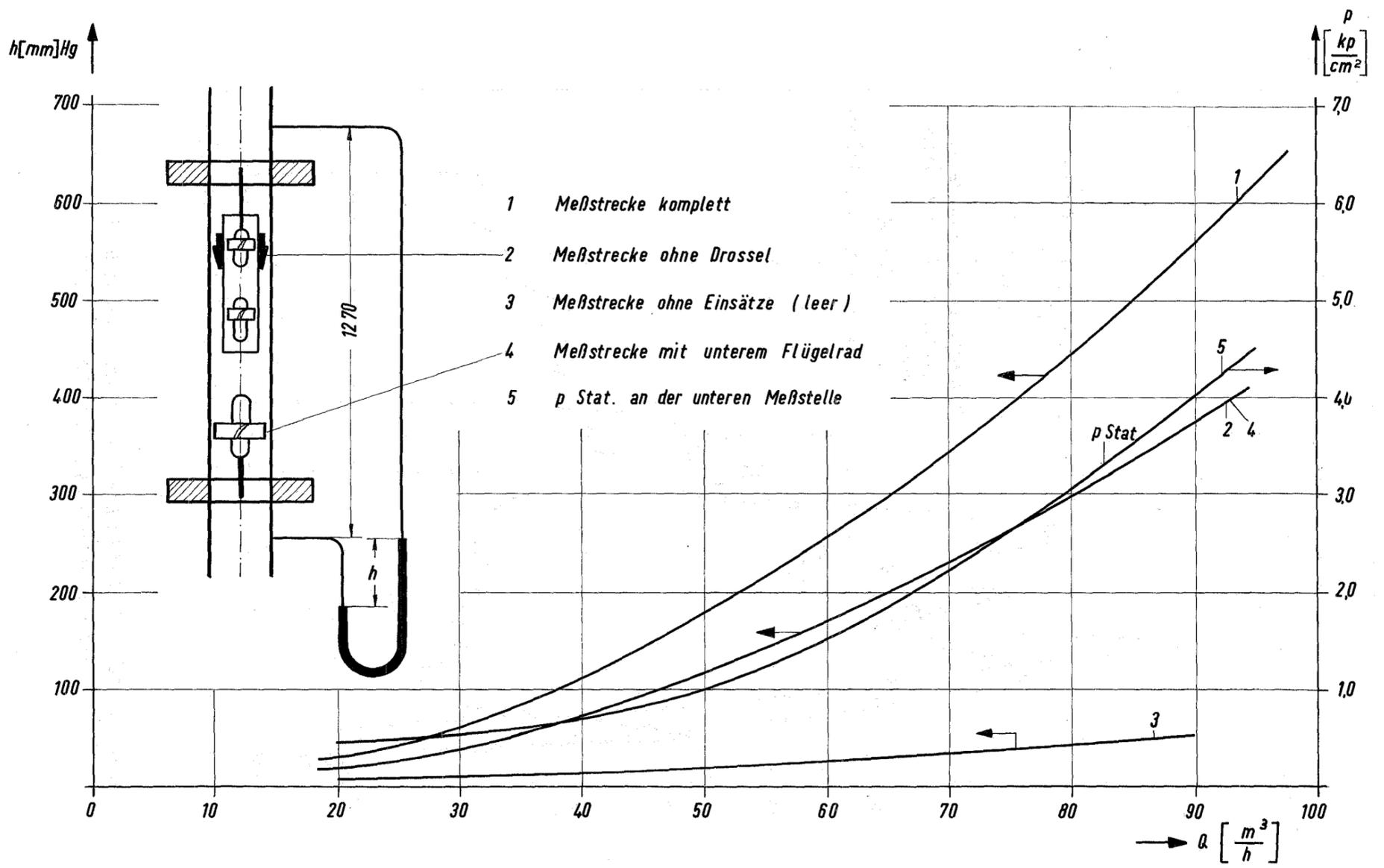


Abb.43 Druckverluste in der Meßstrecke

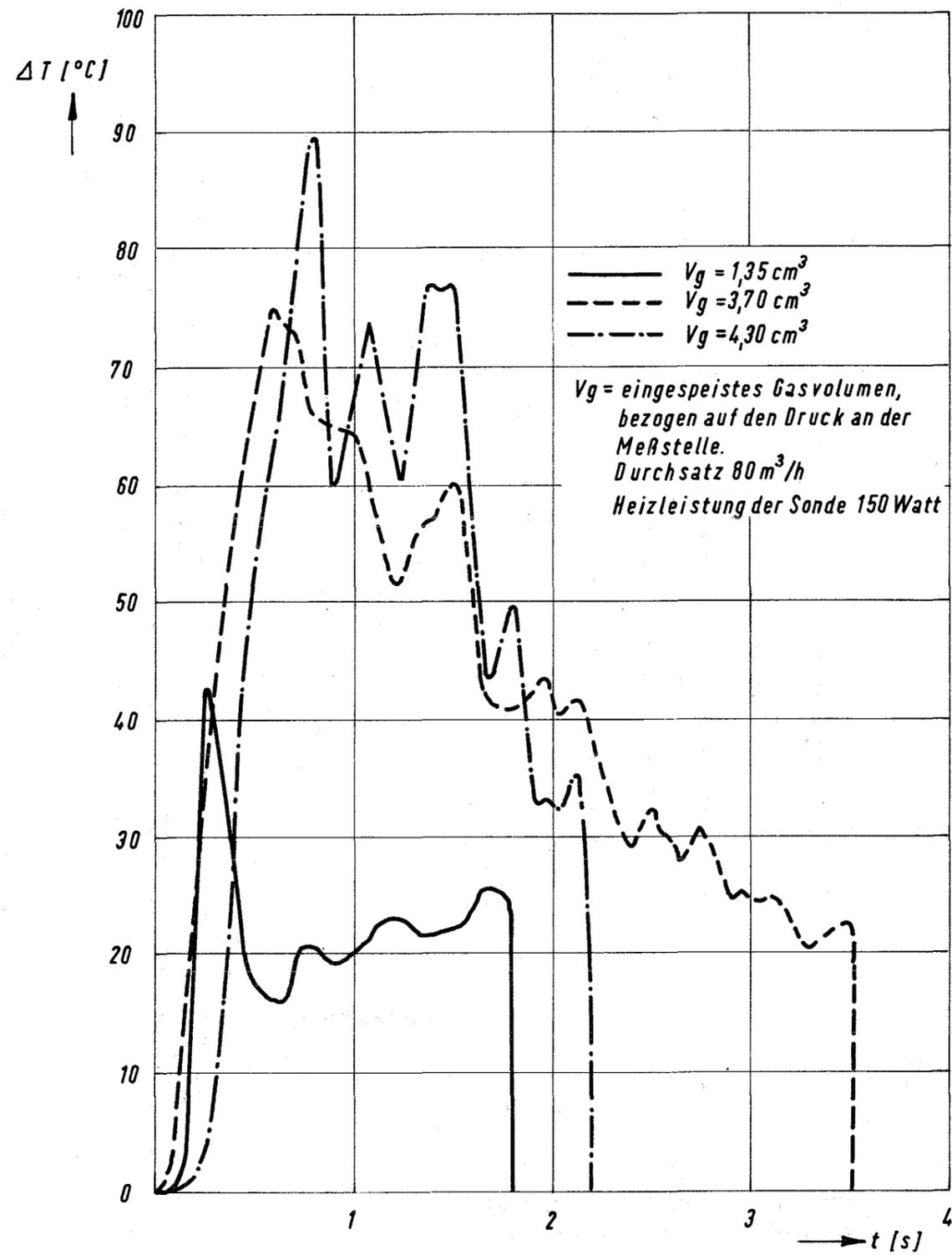
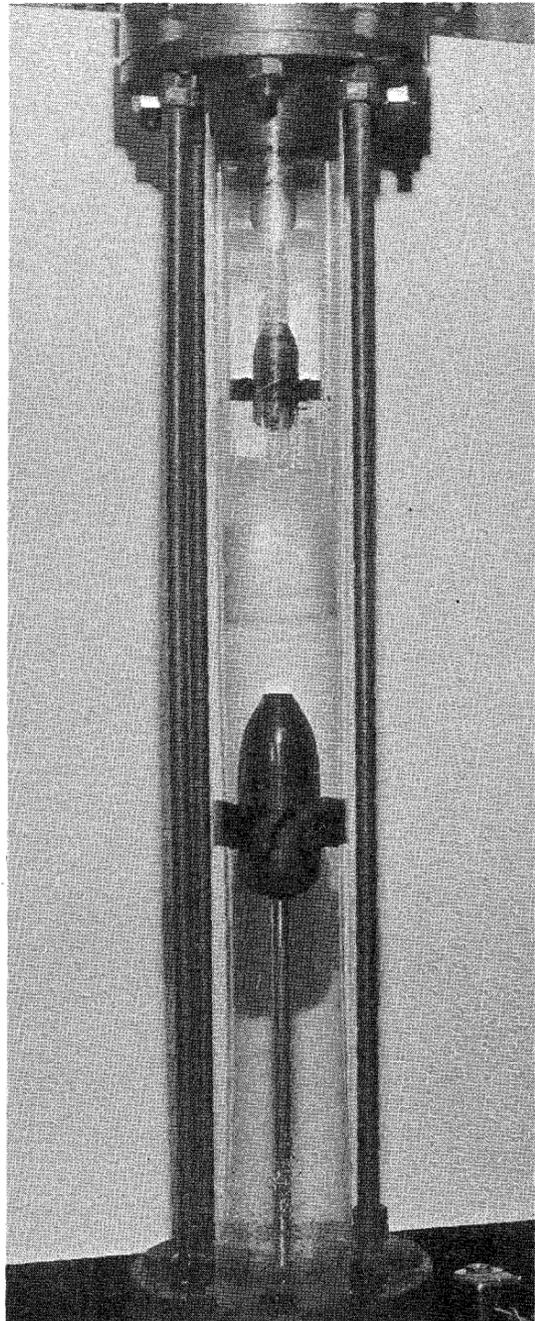
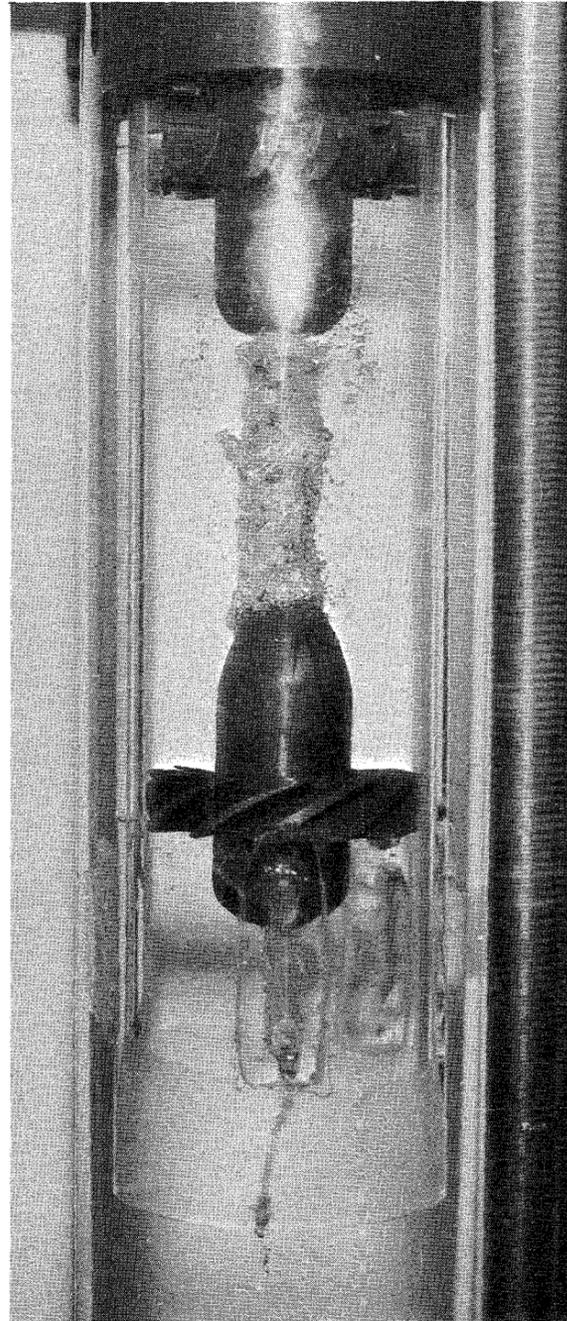


Abb.44 Hüllschadendetektor. Referenzanordnung
 Zeitliche Änderung des Meßsignals



Meßstrecke mit Vor- und End-
abscheider



Endabscheider

Abb.45 Hülschadendetektor, Modellversuch, Referenzanordnung

