

KERNFORSCHUNGSZENTRUM

KARLSRUHE

DP Laolke

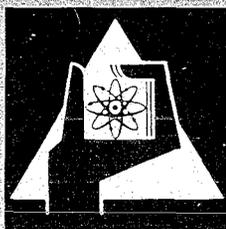
Juni 1969

KFK 1020
EUR 4302 d

Institut für Reaktorentwicklung

Sieden des Kühlmittels in natriumgekühlten schnellen Reaktoren

E. G. Schlechtendahl



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Juni 1969

KFK 1020

EUR 4302 d

Institut für Reaktorentwicklung

Sieden des Kühlmittels in natriumgekühlten schnellen Reaktoren *)

E.G.Schlechtendahl

Gesellschaft für Kernforschung mbH., Karlsruhe

*) Diese Arbeit wurde im Rahmen der Assoziation zwischen der Europäischen Atomgemeinschaft und der Gesellschaft für Kernforschung mbH., Karlsruhe auf dem Gebiet der schnellen Reaktoren durchgeführt.

Sieden des Kühlmittels in natriumgekühlten schnellen Reaktoren

E.G.Schlechtendahl

<u>Inhalt</u>	<u>Seite</u>
1. Zusammenfassung	1
2. Problemstellung	2
3. Analytische Beschreibung des Siedevorganges	5
3.1 Aufheizphase	5
3.2 Siedeverzug und Blasenbildung	6
3.21 Siedeverzug	6
3.22 Der Dampfzustand in der Blase	10
3.23 Einfluß des Temperaturfeldes	12
3.24 Ursache der Einzelblasenbildung bei Flüssigmetallen	16
3.3 Kugelblase	25
3.31 Dynamik der Kugelblase	25
3.32 Ablösen der Kugelblase von der Wand	29
3.4 Kolbenblase	30
3.41 Dynamik der Kolbenblase	30
3.5 Wärmetransport	30
3.51 Grundlagen	30
3.52 Gleichungen für den Wärmetransport	35
3.53 Restfilm auf der Heizfläche	41
3.54 Einfluß des Druckverlustes der Dampfströmung	42
3.6 Gleichungen für besondere Bedingungen	45
4. Fließschema der Rechnung	47
5. Vergleich von Theorie und Experiment	48
5.1 Vergleich mit Wassereperimenten	49
5.2 Vergleich mit Natriumexperimenten	52
6. Berechnung typischer Siedeunfälle im Reaktor	57
7. Auslösung von Reaktivitätsunfällen durch Natriumsieden	60
8. Die wichtigsten Ergebnisse	66
Anhang	
Liste der Symbole	
Abbildungen	
Liste des Programms BLOW 2	
Literatur	

Sieden des Kühlmittels in natriumgekühlten schnellen Reaktoren.

1. Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden die Vorgänge beim Sieden von Natrium in der engen Geometrie eines Brennelementes natriumgekühlter schneller Reaktoren theoretisch untersucht. Die Untersuchung beschränkt sich auf diejenigen Fälle, bei denen die Geometrie der Kühlkanäle nicht z.B. durch Hüllrohraufweigung oder Ablagerungen von Fremdkörpern gestört ist.

Die aus den experimentellen Arbeiten bekannten typischen Abweichungen der Siedephänomene von Flüssigmetallen gegenüber Wasser werden einer theoretischen Deutung unterzogen. Es wird festgestellt, daß aufgrund der heutigen Kenntnis keine theoretisch fundierte Voraussage des Wahrscheinlichen oder des maximal zu erwartenden Siedeverzugs von Natrium im Reaktor gemacht werden kann. Dagegen läßt sich das Phänomen der Einzelblasenbildung und die Unterdrückung der homogenen Zweiphasenströmung eindeutig auf die physikalischen Eigenschaften von Flüssigmetallen zurückführen.

Es wird eine analytische Beschreibung der Siedevorgänge gegeben. Ergebnisse der Rechnungen mit dem Code BLOW 2 werden mit Versuchsergebnissen verglichen. Für das Wachstum der ersten Blase wird eine sehr gute Übereinstimmung festgestellt. Im weiteren Verlauf der Verdampfungs- und Kondensationsvorgänge treten Abweichungen auf, die sich eindeutig auf die Annahme des thermodynamischen Gleichgewichts in Längsrichtung der Blase zurückführen lassen. Während für das Wachstum der ersten Blase der Siedeverzug als entscheidender Parameter anzusehen ist, ist für die späteren oszillierenden Bewegungen der Blase das Verhalten des Rest-Flüssigkeitsfilmes auf der Heizfläche von größter Bedeutung.

Für ausgewählte Kühlungsstörungen im Reaktor wird das dynamische Verhalten der Dampfblase berechnet und hinsichtlich seiner Bedeutung für die Reaktorsicherheit interpretiert.

2. Problemstellung

Flüssiges Natrium ist wegen seiner neutronen- und thermophysikalischen Eigenschaften als Kühlmittel eines schnellen Brutreaktors besonders geeignet. Alle derzeit im Betrieb, im Bau oder in baureifer Planung befindlichen Brutreaktoren werden mit Natrium bei Temperaturen um 400 bis 600°C gekühlt. In allen normalen Betriebszuständen beträgt der Sicherheitsabstand zur Siedetemperatur des Natrium (880°C bei 1 at) mehr als 200°C.

Wird trotz des großen Sicherheitsabstandes infolge einer Störung der Kühlungsverhältnisse die Siedetemperatur erreicht und tritt Sieden ein, so sind vier mögliche Konsequenzen zu beachten:

1. durch die Änderung des Aggregatzustandes kann die Kühlung plötzlich stark reduziert werden
2. durch die Änderung der Kühlmitteldichte bei Verdampfung wird die Reaktivität verändert
3. durch Druckstöße bei den Siede- und Kondensationsvorgängen kann die Reaktorstruktur beschädigt werden
4. infolge der Übertemperatur kann es zu einem Versagen der Brennstabhülle kommen.

Diesen möglichen Konsequenzen wurde im Laufe der Entwicklung schneller Reaktoren jeweils unterschiedliche Bedeutung beigemessen. Auch gegenwärtig ist die Beurteilung der Bedeutung einzelner Phänomene in verschiedenen Ländern je nach der dort vertretenen Sicherheitsphilosophie verschieden. Es ist jedoch eine deutliche Verlagerung der Akzente von den ersten auf die zuletzt genannten Punkte festzustellen.

Frühe Arbeiten [1, 2, 3, 4, 5] gingen von der Hypothese aus, die bei Natriumsieden auftretenden Phänomene seien ähnlich wie bei Wasser, sodaß die hierfür weitgehend entwickelten, in [6] zusammengefaßten Theorien der Zweiphasenströmung auf Natrium übertragen werden könnten. Die Zielrichtung dieser Arbeiten war die Stabilität einer quasistationären Zweiphasenströmung [1], die zeitliche und räumliche Veränderung des Dampfgehaltes bei Störungen [2, 3, 4] und die Ausbreitung von Druckwellen in Stoßfronten im homogenen Zweiphasengemisch [5]. Experimentelle

Arbeiten wurden zunächst ausschließlich auf dem Gebiet des "pool-boiling" durchgeführt [7, 8, 9, 10, 11, 12]. Ihre Thematik war ebenfalls von Analogievorstellungen zu Sieden von Wasser geprägt. Der Wärmeübergang bei Sieden und die Wandüberhitzung (nicht der Siedeverzug!) wurden untersucht.

Im Zusammenhang mit dem Entwurf schneller Reaktoren stand zunächst nur der Reaktivitätsaspekt des Natriumsiedens im Vordergrund. Je nach der zugrundeliegenden Sicherheitsphilosophie wurde der Reaktorkern auf Kosten der Wirtschaftlichkeit so ausgelegt, daß bei Entstehung einer Natriumblase die positive Reaktivitätsänderung maximal weniger als 1 % beträgt (modularer Reaktorkern, Ringkern oder extrem flacher Kern) [13, 14, 15], oder die Möglichkeit des Natriumsiedens wurde unter Hinweis auf vorgesehene technische Sicherheitsvorkehrungen ausgeschlossen [16, 17], oder die Entstehung einer großen Natriumdampfblase wurde als Einleitung einer Unfallkette Bestandteil der sicherheitstechnischen Auslegung des Reaktorgebäudes [18]. Da im Hinblick auf einen schweren Reaktivitätsunfall die Geschwindigkeit der Reaktivitätszufuhr entscheidend ist, konzentrierten sich in den Jahren 1965 bis 1967 die Forschungsarbeiten auf die Frage des dynamischen Dampfblasenwachstums in der engen Geometrie eines Brennelementbündels. Auch die vorliegende Arbeit ist zunächst unter dieser Thematik entstanden.

Noyes hatte aufgrund der mit dem Transfugue-Code [4] durchgeführten Rechnungen gefunden, daß selbst unter Zugrundelegung der Wasseranalogie der Übergangsbereich der Zweiphasenströmung im Kühlkanal praktisch nicht existiert, daß vielmehr der reine Flüssigkeitsbereich unmittelbar an den reinen Dampfbereich angrenzt. Dies führte zur Entwicklung des Kolbenmodells der Dampfblase [19, 20]. Die experimentellen Arbeiten von Grass, Kottowski und Spiller [21, 22] sowie neuere Ergebnisse von Pepler [23] bestätigen diese Vorstellung. Die Ursache für dieses Verhalten ist jedoch nicht, wie von Noyes angenommen [19], die cosinusförmige axiale Leistungsverteilung, sondern der Siedeverzug, wie in der vorliegenden Arbeit theoretisch nachgewiesen wird. Daher ist es auch möglich, wie die Experimente von Kosky [24] und Fette [25, 26] zeigen, mit Wasser ohne oder mit gleichförmiger Zusatzbeheizung die Einzelblasenbildung von Kolbenströmung zu simulieren, wenn durch geeignete Maßnahmen auch bei Wasser ein Siede-

verzug erzeugt wird, der sich über den gesamten Querschnitt des Strömungskanals ausdehnt. Lediglich unter Schiefastbedingungen, wie sie in den Randzonen des Reaktorkerns auftreten, oder bei sehr niedrigem Siedeverzug kann es zur Ausbildung einer Zweiphasenströmung kommen (siehe Kap. 3.2 dieser Arbeit), wie sie von MacFarlane [27, 28] angenommen wird. Wegen der Bedeutung des Siedeverzuges nicht nur für die Dynamik, sondern bereits für die Phänomenologie des Blasenwachstums ist der gegenwärtige Stand des Wissens auf diesem Gebiet noch äußerst unbefriedigend. Experimentell ermittelte Werte des Siedeverzuges weisen starke Streuungen auf (s. Kap. 3.2), der Einfluß der Heizflächenbedingungen und von Verunreinigungen des Natriums ist noch weitgehend ungeklärt [29, 30, 31].

Die Frage der Druckbelastung und der Verformung der Reaktorstruktur und die Möglichkeit eines fortschreitenden Brennelementversagens (Propagation) wurde erstmals 1967 von Smidt u.a. diskutiert [32, 33]. Da der Druck in der Dampfblase, wie bereits in [34] gezeigt wurde, im Gleichgewicht mit der Phasengrenzflächentemperatur ist, und da der auf die Kühlkanalwand wirkende Druck bei einer wachsenden Blase stets niedriger ist als der Druck in der Blase, kann es nur beim Kollabieren einer Blase, d.h. bei Kondensation des Dampfes, zu Druckspitzen kommen, die über dem zur Flüssigkeitstemperatur gehörigen Sattedampfdruck liegen. Wie die vorliegende Arbeit zeigt, ist es dabei unerheblich, ob ebene Flüssigkeitsflächen aufeinanderstoßen (Flüssigkeitshammer) oder ob eine Dampfblase innerhalb des Kühlkanals kontinuierlich von der zylindrischen Gestalt in eine Kugelform übergeht und als Kugelblase vollständig oder nur teilweise kollabiert.

Erst in jüngster Zeit wird auch die vierte der obengenannten möglichen Konsequenzen des Natriumsiedens im Reaktor eingehender untersucht [35]. Nach Versagen der Brennstoffhülle kann Natrium in direkten Kontakt mit sehr heißem Brennstoff kommen und bei genügend feiner Mischung der beiden Komponenten eine heftige thermische Wechselwirkung eintreten. Der Ablauf der Brennstoff-Natrium-Wechselwirkung muß heute noch als theoretisch ungeklärt betrachtet werden, obwohl bereits 1965 erste Arbeiten von Swift und Baker [36] sowie von Hicks und Menzies [37] in diesem Zusammenhang durchgeführt wurden. Die vorliegende Arbeit kann zu diesem Problem nur insofern einen Beitrag leisten, als sie einige mögliche Ausgangssituationen, die zu einer direkten Wechselwirkung von Brennstoff und Natrium führen können, genauer darzustellen erlaubt, als dies zuvor möglich war.

3. Analytische Beschreibung des Siedevorganges

3.1 Aufheizphase

Sieden des Kühlmittels muß immer dann in Betracht gezogen werden, wenn das Verhältnis von Wärmeproduktion zu Kühlmittelstrom den in der Auslegung vorgesehenen Wert erheblich übersteigt. In typischen Entwürfen schneller natriumgekühlter Leistungsreaktoren [13, 14, 15, 16, 17, 18, 38, 39, 40] beträgt die normale Kühlmittelaufheizung 150 bis 200°C bei Austrittstemperaturen um 560 bis 600°C. Die Siedetemperatur bei dem im Reaktorkern herrschenden Druck von 1.5 bis 3 ata (je nach Durchsatz und Abstand von der freien Oberfläche) beträgt 930 bis 1030°C. Das Verhältnis von Wärmeproduktion zu Kühlmittelstrom muß daher wenigstens lokal das 3- bis 4-fache des Auslegungswertes betragen, wenn Sieden eintreten soll.

Bereits im normalen Betriebszustand werden an einigen Stellen im Reaktor höhere Natriumtemperaturen als der Auslegungswert erreicht. Dies ist zum Teil auf die nach außen hin abfallende Leistungserzeugung zurückzuführen, deren Einfluß durch Durchsatzdrosselung in den einzelnen Brennelementen nicht vollständig kompensiert werden kann. Außerdem treten infolge von Toleranzen verschiedenster Art (Herstellungstoleranzen, Unsicherheiten in Stoffdaten, betriebliche Schwankungen) lokal mit mehr oder weniger großer Wahrscheinlichkeit übertemperaturen auf. Das Verhältnis einer mit einem bestimmten Erwartungswert verknüpften hohen Aufheizspanne zum Auslegungswert wird als Heißkanalfaktor bezeichnet [41]. Ein Heißkanalfaktor von 1.24, wie er in [41] ermittelt wurde, kann z.B. als typisch angesehen werden, wenn man eine 97.7 %ige Sicherheit verlangt, daß dieser Wert an keiner Stelle im Reaktor überschritten wird. Berücksichtigt man diese Störungen, so muß in diesem Beispiel mit einer Wahrscheinlichkeit von $5 \cdot 10^{-3}$ damit gerechnet werden, daß im Reaktor bereits im normalen Vollastbetrieb lokal Natriumtemperaturen von 650 bis 700°C auftreten, bzw. daß bei einer Störung der Wärmebilanzen bereits bei dem 2.5- bis 3-fachen Auslegungswert des Verhältnisses von Wärmeerzeugung zu Kühlmittelstrom örtlich Natriumsieden eintritt.

Drei verschiedene Ursachen können Störungen der Wärmebilanzen hervorrufen:

Unkontrollierter Anstieg des Neutronenflusses	Unkontrollierter Abfall der Kühl- mittelförderung	Blockieren der Kühlmittelströmung
---	---	--------------------------------------

Unter Blockierung der Kühlmittelströmung wird im folgenden der schnelle oder langsame Ausfall der Strömung in einem ganzen Brennstabbündel verstanden.

Je nach Ursache der Störung wird die Verteilung der Temperaturen im betroffenen Kühlkanal verschieden sein, sie kann jedoch für jeden konkreten Fall mit digitalen [42] oder analogen [43] Rechenmethoden ermittelt werden, solange kein Sieden eintritt. Aus diesen Rechnungen ist bekannt, daß bei hohen Leistungen bzw. raschem Ausfall der Kühlung die höchste Temperatur in Coremitte erreicht wird und demzufolge das Sieden bevorzugt an dieser Stelle einsetzen wird, während mit abnehmender Größe der Störung der Ort maximaler Temperatur d.h. der Ort des Siedebeginns sich zum oberen Ende der Brennelemente verlagert.

3.2 Siedeverzug und Blasenbildung

3.21 Siedeverzug

Es ist experimentell nachgewiesen, daß Natrium -wie auch andere Flüssigmetalle- wesentlich stärker zu Siedeverzug neigen als z.B. Wasser [44]. Diese Erscheinung ist im wesentlichen auf drei Faktoren zurückzuführen:

- die außerordentlich guten Benetzungseigenschaften
- die chemische Aggressivität von Natrium
- die mit der Temperatur steigende Löslichkeit von Gasen.

Diese Eigenschaften haben zur Folge, daß gasförmige Keime, die an Oberflächen fester Körper haften könnten, durch Unterwanderung der Flüssigkeit, durch chemische Reaktion oder durch Lösung bei Temperaturanstieg vernichtet werden. Die Anzahl gasförmiger Keime innerhalb der flüssigen Phase selbst werden ebenfalls durch Reaktion oder Lösung vermindert.

Dadurch wird die Wahrscheinlichkeit der Blasenentstehung an vorhandenen

gasförmigen Keimen stark reduziert.

Der zweite Mechanismus der Blasenentstehung ist die spontane Bildung von kritischen Keimen. Theoretische Ansätze [45], die für Kondensations- und Kristallisationsvorgängen brauchbare Ergebnisse liefern, sagen für spontane Bildung kritischer Keime bei praktisch vorkommenden Werten des Siedeverzuges verschwindend kleine Wahrscheinlichkeiten voraus, wie bereits in [44] festgestellt wurde.

Nach [45] ist die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines kugelförmigen kritischen Keimes vom Radius r näherungsweise

$$N_k = N_L \cdot e^{-\frac{\Delta F_g}{k_B T}} \quad (1)$$

Darin ist ΔF_g die freie Energie der Keimbildung

$$\Delta F_g = \frac{4\pi}{3} \sigma r_k^2 \quad (2)$$

und N_L die Moleküldichte des reinen Stoffes, also die Loschmidtzahl. Hieraus ergibt sich als kritischer Radius

$$r_k = \sqrt{\frac{3 k_B T}{4 \pi \sigma} \ln \frac{N_L}{N_k}} \quad (3)$$

Andererseits ergibt sich aus der Gleichgewichtsbedingung für den Blaseninnendruck

$$p_k - p_f = \frac{2\sigma}{r_k} \quad (4)$$

Ist ferner die Sattedampfkurve bekannt, und nimmt man an, daß der Dampf innerhalb des Keimes im thermodynamischen Gleichgewicht mit der Flüssigkeit ist, so kann aus den Gleichungen (3) und (4) bei einer als Parameter vorgegebenen Anzahl N_k der Keime pro Mol zu jedem Druck p_f der maximale Siedeverzug errechnet werden. Für die Durchführung dieser Rechnung wurden die von Golden [46] bis 1400°C angegebenen Stoffdaten benutzt. Für Temperaturen über 1400°C bis zum kritischen Punkt bei $2530^\circ\text{K}/357\text{ at}$ [47] wurde näherungsweise ein lineares Verhalten angesetzt.

Abb. 1 zeigt die so ermittelte Temperatur T an, bei der eine Blasenentstehung durch spontane Keimbildung in Natrium zu erwarten ist. Gleichzeitig ist in Abb. 1 der Bereich angegeben, der die experimentellen Ergebnisse verschiedener Autoren umfaßt [7, 23, 48, 49, 50, 51, 52, 76].

Es wird deutlich, daß der so theoretisch ermittelte Siedeverzug von der gewählten Keimdichte nur sehr schwach abhängt (24 Zehnerpotenzen entsprechen weniger als 100 Grad Siedeverzugsänderung) und daß alle Meßwerte weit unterhalb der theoretischen Werte liegen. Erst bei hohen Systemdrücken deutet sich insofern eine Annäherung an, als theoretische Abschätzung und experimentelle Erfahrung beide zu niedrigen Siedeverzugswerten konvergieren.

Die Tatsache, daß die von Volmer [53] als Beweis für die Richtigkeit der Theorie zitierten Messungen von Wismer [54] an Äthyläther gut mit der Theorie der spontanen Keimbildung übereinstimmen, muß angesichts der eben gemachten Feststellungen darauf zurückgeführt werden, daß es sich hierbei um Experimente in der Nähe des kritischen Punktes handelt ($T/T_{\text{krit}} = 0.9$), während bei den Bedingungen, die für die Sicherheit natriumgekühlter Reaktoren wichtig sind und bei denen Natrium-Versuchsergebnisse vorliegen, der Abstand vom kritischen Punkt wesentlich größer ist ($T/T_{\text{krit}} = 0.6$). Voraussagen hinsichtlich des Siedeverzuges von Natrium im Reaktor sind auf dieser Basis nicht möglich.

In neuerer Zeit wurden von Schultheiß [23] Ergebnisse von Siedeverzugsuntersuchungen an künstlichen Oberflächenrauigkeiten berichtet. Hierbei handelt er sich um zylindrische Bohrungen von 0.1 bis 0.2 mm Durchmesser und 1 bis 2 mm Tiefe, die in einer feinpolierten Testfläche angebracht sind. Das Natrium über der Testfläche wurde teils hochgradig gereinigt, teils mit einem genau bestimmten Sauerstoffgehalt versetzt. Es wurden Versuchsreihen mit unterschiedlicher Wärmestromdichte von der Testfläche in das Natrium und mit variablem Systemdruck durchgeführt.

Als für die vorliegende Arbeit wesentliches Ergebnis dieser Untersuchungen ist festzustellen:

- Die künstliche Rauigkeit enthielt nachweislich kein Gas.
- Während bei gasgefüllten Keimen der Siedeverzug gemäß der Kräfte-Gleichgewichtsbedingung der Phasengrenzfläche durch

$$p_D - p_f = \frac{2\sigma}{r_k} \quad (5)$$

gegeben ist, entsprechen die Versuchsergebnisse der Bedingung

$$p_D - p_f = f_1 \cdot \frac{2\sigma}{r_k} \quad (6)$$

Hierin ist

$$p_D = p_s(T_f) \quad (7)$$

der zur Flüssigkeitstemperatur gehörige Sattdampfdruck und p_f der Flüssigkeitsdruck an der Blase.

Der Faktor f_1 ist ein von Wärmestromdichte und Verunreinigung schwach abhängiger Korrekturfaktor in der Größenordnung von 1.

- Die künstlichen Rauigkeiten erwiesen sich auch im Dauerbetrieb als sehr stabile Keime.

Hieraus folgt, daß auch flüssigkeitsgefüllte Höhlungen in ähnlicher Weise als aktive Siedekeime wirken wie gasgefüllte Keime, obwohl eine physikalische Erklärung für dieses Phänomen noch aussteht. Im Reaktorkern eines schnellen natriumgekühlten Reaktors sind aufgrund der konstruktiven Gestaltung der Brennelemente stets eine große Anzahl von Höhlungen und Totwassergebieten von vergleichbarer Dimension (einige Zehntel mm) vorhanden. Es handelt sich dabei um Spalte zwischen den Abstandshaltern der Brennelemente und den Brennelementen selbst. Aufgrund der Experimente von Schultheiß ist daher zu erwarten, daß diese Spalte das Auftreten hoher Siedeverzüge im Reaktor verhindern.

Aus diesen Überlegungen und Erfahrungen ist zu schließen, daß es sich bei den bisher durchgeführten Natriumsiedeversuchen, die Siedeverzug im Bereich von 0 bis etwa 330 grd ergaben, um Blasenbildungen an heute noch nicht näher definierbaren "Blasenkeimen" handelt. Die Größe und Anzahl solcher Keime ist offenbar stark von den jeweiligen Gegebenheiten (Material, Form und

Rauhigkeit der Oberflächen, Verunreinigungen des Natriums) abhängig, sodaß auf dieser Basis weder theoretisch noch empirisch Voraussagen auf den Siedeverzug im Reaktor gemacht werden können. In gleicher Weise ist auch der Ort der Blasenentstehung innerhalb des überhitzten Flüssigkeitsbereiches in hohem Grade statistisch, sofern nicht durch lokale Übertemperaturen bestimmte Stellen bevorzugt sind. Der Einfluß natürlicher oder künstlicher Rauhigkeiten (Poren, Schweißstellen, Abstandshaltergitter u.ä.), die sich in den Experimenten von Schultheiß [23] als sehr stabile Siedekeime erwiesen haben, ist noch nicht geklärt. Heute kann daher nur eine technisch obere Grenze des Siedeverzuges im Reaktorkern angegeben werden. Im Temperaturbereich zwischen 1100°C und 1300°C kann das Hüllrohr auch kurzzeitig der Innendruckbeanspruchung durch Spaltgas und Heliumfüllung nicht standhalten. Durch Hüllrohrversagen und austretendes Gas wird dann die Verdampfung auf jeden Fall ausgelöst.

Für weitere Untersuchungen muß wegen der genannten Unsicherheiten der Ort der Blasenentstehung und der Siedeverzug (d.h. der kritische Keimradius) als Parameter betrachtet werden.

3.22 Der Dampfzustand in einer Blase

Ausgehend von der kinetischen Gastheorie wird von Schrage [56] für die Nettoverdampfungsstromdichte μ von einer Flüssigkeitsoberfläche in eine Dampfblase folgende Gleichung abgeleitet [57]:

$$\mu = \mu_v - \mu_k = \frac{2 f_k}{2 - f_k} \left(\frac{p_f}{\sqrt{2\pi R_G T_f}} - \frac{p_D}{\sqrt{2\pi R_G T_D}} \right) \quad (8)$$

Hierin ist

- μ_v, μ_k = die Massenstromdichte der Verdampfung, Kondensation
- p_f = der Sattedampfdruck der Oberflächentemperatur T_s
- T_f = die Oberflächentemperatur der Flüssigkeit
- p_D = der Dampfdruck in der Blase
- T_D = die Dampftemperatur
- R_G = die Gaskonstante
- f_k = der Kondensationskoeffizient.

Gleichung (10) unterscheidet sich von der entsprechenden Darstellung [34] durch die Mittelung der Ströme über den Raumwinkel und durch Einführung des Korrekturfaktors f_k .

Der Kondensationskoeffizient f_k berücksichtigt eine mögliche Diskontinuität der Temperatur an der Phasengrenzfläche, die dadurch entstehen kann, daß Dampfmoleküle bei Auftreffen auf die Grenzfläche nicht kondensieren sondern reflektiert werden. Dieser Faktor liegt nach Arbeiten von Mills und Reban [57] für Wasser bei 1, für Flüssigmetalle bei 1 at nach [58] eher bei 0.1.

Da in Gleichung (10) deutlich die beiden Einzelmassenströme der Verdampfung und der Kondensation zu erkennen sind, läßt sich in analoger Formulierung und in Anlehnung an [34] auch die Nettoenergiestromdichte e darstellen.

$$e = \frac{2 f_k}{2 - f_k} \left(\frac{p_f h''(T_f)}{\sqrt{2\pi R_g T_f}} - \frac{p_D h_D}{\sqrt{2\pi R_g T_D}} \right) \quad (9)$$

Hierin ist

$h''(T_f)$ = die Sattdampfenthalpie zur Temperatur T_f

h_D = die Enthalpie des Dampfes

Für die instationäre Änderung des Energieinhaltes E und des Masseninhaltes M der Blase gelten die Differentialgleichungen

$$\frac{dM}{dt} = \Omega \cdot \mu \quad (10)$$

$$\frac{dE}{dt} = \Omega \cdot e \quad (11)$$

Ω ist die Blasenoberfläche. Es ist nun von Interesse, inwieweit sich das instationäre Verhalten des Verdampfungsvorganges auf den Ejektionsvorgang auswirkt. Deswegen soll die Zeitkonstante des Verdampfungsvorganges ermittelt werden. Hierzu sei untersucht, wie schnell eine Abweichung vom stationären Blasen Zustand abklingt. Als stationär kann man eine Dampfblase betrachten, deren Massen- und Energieinhalt mit der Phasengrenzfläche im Gleichgewicht sind. Die Abweichung vom stationären Zustand sei so klein, daß alle Gleichungen linearisiert werden können. Es sei

$$M = M_0 + \delta M \quad (12)$$

$$E = E_0 + \delta E \quad (13)$$

mit $f_0 = M_0/V = f''(T_f)$

und $h_0 = E_0/M_0 = h''(T_f)$

Da es bei der Ermittlung der Zeitkonstante nicht auf den genauen Zahlenwert, sondern nur auf die Größenordnung ankommt, sei anstelle der echten Zustandsgleichungen auch in der Nähe der Satttdampflinie die Zustandsgleichung idealer Gase benutzt. Nach einfachen Umrechnungen ergibt sich aus den Gleichungen (10 bis 13) mit diesen Annahmen

$$\frac{d\delta M}{M_0 dt} = \frac{-1}{\tau} \left[\frac{\delta M}{M_0} + \frac{\delta E}{E_0} \right] \quad (14)$$

$$\frac{d\delta E}{E_0 dt} = \frac{-1}{\tau} \left[-\frac{\delta M}{M_0} + 3 \frac{\delta E}{E_0} \right] \quad (15)$$

mit

$$= \frac{(2-f_k) \cdot M_0}{f_k \cdot \Omega \cdot \mu_v} = \frac{V(2-f_k) \sqrt{2\pi}}{\Omega \cdot f_k \sqrt{R_g T_p}} \quad (16)$$

Die Zeitkonstante τ liegt in der Größenordnung der mittleren Flugzeit der Dampf-atome durch die Blase und beträgt bei Blasendurchmessern von einigen Millimetern nur wenige Mikrosekunden.

Diese kleine Zeitkonstante rechtfertigt die Annahme, die im folgenden stets gemacht wird, daß nämlich der Dampf in der Blase stets im thermodynamischen Gleichgewicht mit der Flüssigkeit an der Phasengrenzfläche ist. Es wird sich später zeigen, daß bei sehr langgestreckten Blasen (also Blasen, die z.B. den ganzen Kühlkanal erfüllen) diese Annahme eingeschränkt werden muß: Das thermodynamische Gleichgewicht kann dann nur jeweils für jeden Querschnitt des Kühlkanals angenommen werden, wenn bei hohen Dampfströmen innerhalb der Blase in Längsrichtung der Blase ein starkes Druckgefälle erzeugt wird.

3.23 Einfluß des Temperaturfeldes

In 3.22 wurde abgeleitet, daß zwischen dem Dampf in einer Blase und der Flüssigkeit an der Oberfläche der Blase thermodynamisches Gleichgewicht angenommen werden kann. Es wurde jedoch nichts darüber ausgesagt, welche Oberflächentemperatur sich einstellt, wenn die Flüssigkeit in der Umgebung

der Blase keine kugelsymmetrische Temperaturverteilung hat. In den meisten Arbeiten zur Dynamik der Blasenbewegung [59,60,61,62,63] wird ein homogenes Temperaturfeld vor Beginn des Blasenwachstums bzw. ein kugelsymmetrisches Temperaturfeld während des Vorganges angenommen. Den Einfluß des Temperaturgradienten bei der Flüssigkeit auf unterkühltes Sieden untersucht Zuber [64].

Die Annahme eines kugelsymmetrischen Temperaturfeldes ist jedoch bei einer Dampfblase, die sich in einem Brennelement an der Wand eines Brennstabes bildet, nicht gerechtfertigt. Diese Blase wird nämlich während ihres Wachstums zunächst den Querschnitt eines Kühlkanals füllen, in dem je nach Leistung und Kühlmittelgeschwindigkeit ein mehr oder weniger ausgeprägtes mikroskopisches Temperaturprofil vorliegt. Ferner wird die Blase bei weiterer Ausdehnung über den Querschnitt des ganzen Brennelementes in den Einfluß des makroskopischen Temperaturprofils kommen, das besonders ausgeprägt ist in den Randzonen des Reaktorkernes, da dort die größten Neutronenflußgradienten vorliegen. Im Na-2-Reaktor [18] beträgt im äußersten Brennelement die Aufheizspanne maximal 208°C und minimal 128°C .

Hier soll eine Abschätzung gemacht werden, welche Blasentemperatur sich einstellt, wenn die Dampfblase mit Stoffen unterschiedlicher Stoffeigenschaften und Temperaturen in Berührung kommt. Folgende Annahmen werden gemacht:

- 1) die Blase soll plötzlich mit n ebenen Flächen Ω_i in Berührung kommen.
- 2) Das Temperaturfeld hinter jeder dieser Berührungsflächen sei zuvor konstant.
- 3) Das Wärmeleitproblem soll als ebenes behandelt werden. Dies ist bei nicht zu kleinen Blasenradien R und nicht zu großen betrachteten Zeiträumen möglich. Als erlaubter Zeitbereich kann $\Delta t = \frac{e^2 \rho c}{k}$ angesehen werden, wobei die Eindringtiefe $e \leq 0.2 R$ sein soll. Bei Natrium und $R = 1 \text{ cm}$ also $t \approx 0.1 \text{ sec}$.
- 4) Die Oberflächentemperatur sei aufgrund von Kondensations- und Verdampfungsvorgänge überall gleich. Dies erfordert, daß alle Oberflächen von derselben Flüssigkeit benetzt sind.
- 5) Die Wärmekapazität der Blase sei vernachlässigbar.
- 6) die Stoffeigenschaften seien konstant.

Die Wärmeleitungsgleichung in jedem betrachteten Bereich j lautet unter diesen Voraussetzungen

$$a_j \frac{\partial^2 T_j}{\partial x_j^2} = \frac{\partial T_j}{\partial t} \quad ; \quad T_j = T_j(x_j, t) \quad (17)$$

mit der Anfangsbedingung

$$T_j(x_j, 0) = T_{0j} \quad ; \quad T_{0j} = \text{const} \quad (18)$$

und den Randbedingungen

$$T_j(0, t) = T_B(t) \quad ; \quad t > 0 \quad (19)$$

$$\lim_{x_j \rightarrow \infty} T_j(x_j, t) = T_{0j} \quad ; \quad t > 0$$

Anwendung der Laplacetransformation bezüglich t liefert

$$a_j \frac{\partial^2 T_j^*}{\partial x_j^2} = \psi T_j^* - T_{0j} \quad ; \quad T_j^* = T_j^*(x_j) \quad (20)$$

mit den Randbedingungen

$$T_j^*(0) = T_B^* \quad (21)$$

$$\lim_{x_j \rightarrow \infty} T_j^*(x_j) = T_{0j} / \psi$$

Hierin ist ψ^{-1} die transformierte Zeit

$$\psi^{-1} = \int_0^{\infty} e^{-\psi t} dt$$

$$\text{und} \quad T_j^* = \int_0^{\infty} T_j e^{-\psi t} dt \quad (22)$$

Die Lösung lautet allgemein

$$T_j^* = B_{1j}^* e^{\sqrt{\psi/a_j} x_j} + B_{2j}^* e^{-\sqrt{\psi/a_j} x_j} + \frac{T_{0j}}{\psi} \quad (24)$$

Mit den Randbedingungen ergibt sich

$$T_j^* = \left(T_B^* - \frac{T_{0j}}{\psi} \right) e^{-\sqrt{\psi/a_j} x_j} + \frac{T_{0j}}{\psi} \quad (25)$$

Vernachlässigt man gemäß 5) die Wärmekapazität der Blase, dann gilt ferner die Energiebilanz

$$\sum_{j=1, n} \Omega_j k_j \frac{\partial T_j}{\partial x_j} = 0 \quad \text{für } x_j = 0 \quad (26)$$

bzw. mit (22) und (25)

$$-\sum_j \Omega_j k_j \sqrt{\frac{\psi}{a_j}} \left(T_B^* - \frac{T_{0j}}{\psi} \right) e^{-\sqrt{\psi/a_j} x_j} = 0; \quad x_j = 0 \quad (27)$$

Hieraus wird

$$T_B^* \sum_{j=1, n} \Omega_j k_j \sqrt{\frac{\psi}{a_j}} = \sum_{j=1, n} \Omega_j k_j \sqrt{\frac{\psi}{a_j}} \frac{T_{0j}}{\psi} \quad (28)$$

Rücktransformation in den Zeitbereich ergibt mit $a_j s_j c_j = k_j$

$$T_B = \frac{\sum \Omega_j \sqrt{k_j s_j c_j} T_{0j}}{\sum \Omega_j \sqrt{k_j s_j c_j}} \quad (29)$$

bzw. bei einem Übergang zu infinitesimalen Oberflächenelementen

$$T_B = \frac{\int \sqrt{gck'} T_0 d\Omega}{\int \sqrt{gck'} d\Omega} \quad (30)$$

Die Blasentemperatur ist also zeitlich konstant und in Mittelwert der Flüssigkeitstemperaturen in der Nähe der Oberfläche, wobei als Wichtungsfaktor der Ausdruck $\sqrt{gck'}$ auftritt. Für den Fall einer Dampfblase, die ganz von ihrer flüssigen Phase umgeben ist, vereinfacht sich Gleichung (30) zu:

$$T_B = \frac{\int T_0 d\Omega}{\int d\Omega} = \frac{1}{\Omega} \int T_0 d\Omega \quad (31)$$

3.24 Ursache der Einzelblasenbildung bei Flüssigmetallen

Wie bereits erwähnt, ist die Erscheinungsform des Siedens bei Flüssigmetallen anders als z.B. bei Wasser. Es treten anstelle eines homogenen Zweiphasengemisches bevorzugt einzelne große Blasen auf. Es soll untersucht werden, welche Effekte im Einzelnen dieses Phänomen hervorrufen und welche Bedingungen erfüllt sein müssen, damit auch bei Flüssigmetallen die bei Wasser bekannte Erscheinungsform des Bläschensiedens eintritt. Die folgenden theoretischen Abschätzungen werden zeigen, daß es dann zur Bildung einzelner großer Blasen kommt, wenn folgende beiden Bedingungen erfüllt sind:

- 1) die Entstehung der ersten Blase aus einem kritischen Blasenkeim macht nahezu kritische Keime in der Umgebung für genügend lange Zeit unterkritisch;
- 2) die erste Blase bleibt während des wesentlichen Teils ihres Wachstums in Kontakt mit Flüssigkeit, deren Temperatur über dem Sättigungswert liegt.

Eine Abschätzung des ersten Punktes kann für eine unendlich ausgedehnte Flüssigkeitsmenge durchgeführt werden. Wir nehmen an, die Temperaturan-

stiegs geschwindigkeit \dot{T} sei zum Zeitpunkt der Blasenentstehung in der Flüssigkeit räumlich und zeitlich konstant. Bei Vernachlässigung der Oberflächenspannung und unter der Annahme, daß der Druck in der Blase konstant bleibt, gehorcht die kugelsymmetrische Bewegung der Flüssigkeit der Gleichung [65]:

$$\frac{p - p_{\infty}}{\rho} = \frac{R^2 \ddot{R} + 2R \dot{R}^2}{r} - \frac{R^4 \dot{R}^2}{2r^4} \quad (32)$$

Die Anfangsbeschleunigung \ddot{R} klingt rasch ab und es stellt sich ein quasistationärer Vorgang ein, bei dem die Geschwindigkeit der Phasengrenzfläche solange konstant ist, solange die Trägheitseffekte die Wärmeleitungseffekte (z.B. Abkühlung durch Verdampfungskühlung) überwiegen. Die Zeitspanne, während derer der Blaseninnendruck p und damit auch die Geschwindigkeit \dot{R} nahezu konstant ist, ist bei einem Siedeverzug von über 10°C deutlich ausgeprägt [80] und erstreckt sich bei Natrium mit hohem Siedeverzug (150°C) gemäß [81] bis zu einem Blasenradius von etwa 3 cm. Für diese Zeitspanne gilt $\ddot{R} \approx 0$ bzw:

$$\frac{p - p_{\infty}}{\rho} = \dot{R}^2 \left(\frac{2R}{r} - \frac{R^4}{2r^4} \right) \quad (33)$$

und speziell für die Phasengrenzfläche ($r = R$)

$$\frac{p_B - p_{\infty}}{\rho} = \frac{3}{2} \dot{R}^2 \quad (34)$$

Aus (33) und (34) ergibt sich

$$p - p_{\infty} = (p_B - p_{\infty}) \cdot \frac{2R}{3r} \cdot \left(2 - \frac{R^3}{2r^3} \right)$$

oder

$$p - p_{\infty} = (p_B - p_{\infty}) \cdot f \cdot \frac{R}{r} \quad (35)$$

Der Flüssigkeitsdruck in der Umgebung einer expandierenden Blase, die Dampf mit dem Druck p_B enthält, steigt um diesen Betrag $(p - p_{\infty})$ an!

Der Korrekturfaktor

$$f = \frac{2}{3} \left(2 - \frac{R^3}{2r^3} \right) \quad (36)$$

ist nur schwach von r abhängig. Es ist

$$\begin{aligned} 1 &\leq f < 4/3 && \text{für} \\ R &\leq r < \infty \end{aligned} \quad (37)$$

Ein Blasenkeim im Abstand r vom Entstehungsort der ersten Blase, der bei Entstehung der ersten Blase ebenfalls nahezu kritisch war, wird durch die Drucksteigerung um den Betrag $\Delta p = f(p_B - p_\infty) \frac{R}{r}$ wieder unterkritisch. Die Temperatur an der Stelle r muß erst um den Betrag ΔT_z ansteigen, damit der Keim neuerdings kritisch werden kann. Der Betrag ΔT_z läßt sich abschätzen aus einer näherungsweise Integration der linearisierten Clausius-Clapeyron-Gleichung. Es ist

$$\frac{dp}{dT} = \frac{\Delta h \cdot \rho \cdot \rho_D}{T(\rho - \rho_D)} \approx \frac{\Delta h \rho_D}{T} \quad (38)$$

und für kleine Änderungen

$$\Delta p \approx \frac{\Delta h \rho_D}{T} \Delta T \quad (39)$$

Aus (35) und (39) folgt für die Änderung des Siedeverzuges in der Umgebung einer expandierenden Blase (bei gleichem Keimradius!):

$$\Delta T_z = \frac{T}{\Delta h \rho_D} \cdot (p_B - p_\infty) \cdot \left(\frac{R}{r} f - 1 \right) \quad (40)$$

Da (39) eine Näherung der Satttdampfgleichung $p = p_s(T)$ ist, gilt für den Siedeverzug ΔT_s näherungsweise:

$$\Delta T_s = \frac{T}{\Delta h \cdot \rho_D} (p_B - p_\infty) \quad (41)$$

sowie mit (40)

$$\Delta T_z = \Delta T_s \left(\frac{R}{r} f - 1 \right) \quad (42)$$

Da $f = 1...4/3$ sich nur wenig mit R ändert, ist nach Differentiation von (42)

$$\frac{d\Delta T_z}{dt} \approx f \cdot \frac{\Delta T_s}{r} \dot{R}$$

eine gute Näherung für den Anstieg des Siedeverzuges in der Umgebung einer expandierenden Blase. Bei einer Temperaturanstiegsgeschwindigkeit \dot{T} können an der betrachteten Stelle r nur dann weitere Blasen entstehen, wenn $\dot{T} > \frac{d\Delta T_z}{dt}$ ist.

Mit anderen Worten, der Abstand vom Ort der ersten Blase muß größer sein als

$$r > f \frac{\Delta T_s}{\dot{T}} \dot{R} \quad (43)$$

Aus den Gleichungen (43), (34) und (41) folgt schließlich

$$r > f \cdot \frac{\Delta T_s}{\dot{T}} \sqrt{\frac{\Delta h \cdot \rho}{1.5 \rho T} \cdot \Delta T_s} \quad (44)$$

Diese Gleichung stellt eine Beziehung dar zwischen Aufheizgeschwindigkeit, Siedeverzug und dem Minimalabstand, bei dem Blasenkeime mit gleichem Keimradius sich gegenseitig hinsichtlich der Blasenbildung hemmen.

Setzt man in (44) die notwendigen Stoffdaten ein, so erhält man für Natrium bei 950°C

$$r > (2.2 \text{ bis } 2.9) \cdot \left(\frac{\Delta T_s}{\text{grad}}\right)^{1.5} \left(\frac{\text{grad}}{\dot{T} \text{ sec}}\right) \cdot m \quad (45)$$

und zum Vergleich für Wasser bei 100°C

$$r > (2.3 \text{ bis } 3.1) \cdot \left(\frac{\Delta T_s}{\text{grad}}\right)^{1.5} \left(\frac{\text{grad}}{\dot{T} \text{ sec}}\right) \cdot m \quad (46)$$

Wasser und Natrium müssen sich also in Bezug auf die Unterdrückung weiterer Blasenkeime durch das Wachstum einer ersten Blase gleich verhalten, wenn die gesamte Flüssigkeitsmenge um den gleichen Betrag überhitzt ist. Einige Zahlenwerte zeigt Tab. 1, die im Rahmen der gemachten Näherung

für Wasser und Natrium gilt.

Tab. 1 Mindestabstand der Blasenbildung

\dot{T} $\left[\frac{\text{grd}}{\text{sec}} \right]$	$\Delta T/\text{grd}$						r in cm
	0.5	1	5	10	50	100	
10	2	22	62	700	2000	22000	
50	0.4	4.4	12.4	140	400	4400	
100	0.2	2.2	6.2	70	200	2200	
500	0.04	0.44	1.24	14	40	440	
1000	0.02	0.22	0.62	7	20	220	

In engen Kanälen, wie sie im Reaktor vorliegen, sind die Beschleunigungsdrucke wegen der gegenüber der unendlich ausgedehnten Flüssigkeitsmenge stärkeren geometrischen Verdämmung noch relativ größer, sodaß Tab. 1 die Möglichkeit der Entstehung weiterer Blasen überschätzt. Diese Tabelle ist mit typischen Daten eines natriumgekühlten Reaktors zu vergleichen. Maximale Temperaturanstiegsgeschwindigkeiten in natriumgekühlten schnellen Reaktoren bei plötzlichem Ausfall der Kühlung liegen wenige Millisekunden nach der Störung bei 800 grd/sec und fallen in etwa 3 sec auf den quasistationären Wert von 370 grd/sec ab. [66]

Hieraus folgt:

Wenn das Natrium im gesamten Querschnitt eines Brennelementes mehr als 50°C Siedeverzug aufweist, kann selbst bei den schnellsten Temperaturänderungen nur eine einzige Blase entstehen und wachsen. Bei weniger schroffem Anstieg der Temperatur (z.B. 100 grd/sec) verhindert bereits ein Siedeverzug von 10 grd da Auftreten eines homogenen Zweiphasengemisches.

Bisher wurde die Annahme gemacht, daß die Temperatur räumlich konstant ist. Das ist jedoch nicht der Fall. Vielmehr bildet sich in der Flüssigkeit ein Temperaturprofil aus, das außer von Stoff- und Geometriedaten von den Anfangsbedingungen, den Strömungsverhältnissen, der Oberflächenleistung und der Zeit abhängt. Bei konstanter Oberflächenleistung und bei stagnierender Flüssigkeit kommt es jedoch nach einer gewissen Zeit, die größer ist als die Zeitkonstante τ_k des Kühlkanals, zu einem quasistationären Temperaturprofil, wobei die höchste Temperatur an der beheizten Wand liegt und die Temperaturanstiegsgeschwindigkeit \dot{T} vom Ort unabhängig

ist. Für einen Reaktorkühlkanal beträgt die Zeitkonstante etwa

$$\tau_k = \frac{\text{Wärmeträgheit pro Grad}}{\text{Wärmezufuhr pro Grad}} = \frac{c \text{ Querschnitt}}{k \text{ Umfang/Radius}}$$

$$\tau_k \approx 0.08 \text{ sec}$$

Diese Zeitspanne ist vernachlässigbar gegenüber der Aufheizzeit des Natriums von der Betriebstemperatur bis zum Sieden (ca. 1 sec bei Durchsatzausfall); wir können daher das Temperaturprofil als quasistationär ansehen. Für die maximal auftretende Temperaturdifferenz innerhalb des Kühlkanals gilt in diesem Fall die von der Brennstabauslegung her bekannte Gleichung

$$\chi_p = C_x \int_{T_{min}}^{T_{max}} k dT \approx C_x \cdot k \cdot \Delta \hat{T} \quad (47)$$

Hierin ist C ein nur von der Geometrie abhängiger Faktor, insbesondere

$$C_x = 4\pi \text{ für ein kreisförmiges Rohr}$$

$$C_x \approx 2\pi \frac{R_i \text{ (oder } R_a)}{R_a - R_i} \text{ für einen innenseitig (oder außenseitig) beheizten Ringkanal mit Innen- und Außenradius } R_i \text{ und } R_a \text{ und bei } R_a - R_i;$$

(Im Falle des Ringkanals wurde die zylindrische Geometrie durch Ebene Geometrie ersetzt.)

χ_k ist die auf eine Längeneinheit bezogene spezifische thermische Leistung des Kühlkanals. Da in einer Dreieck-Anordnung von Brennstäben, wie sie in schnellen Reaktoren üblich ist, stets 2 Kühlkanäle einem Brennstab zugeordnet sind (d.h. es ist $\chi_p = 2\chi_k$), ergibt sich[†]), wenn man ferner den Kühlkanal als kreisförmig betrachtet

$$\Delta \hat{T} = \frac{\chi_p}{8\pi k} \quad (48)$$

χ_p ist die von der thermischen Reaktorauslegung her bekannte spezifische Stableistung (typischer Wert 400 bis 600 w/cm). Diese Abschätzung kann auch als Näherung für den Fall geringer Konvektion betrachtet werden, da bei Natrium der Wärmetransport durch Leitung gegenüber Konvektion dominiert.

[†]) Anmerkung: Soll in einem Simulationsversuch mit einem beheizten Kreisrohrkanal das Temperaturprofil des Reaktorkühlkanals dargestellt werden, so muß die spezifische Längenleistung im Versuch auf die Hälfte reduziert werden.

Während der instationären Aufheizung des Brennelementes muß ferner diejenige Leistung berücksichtigt werden, die für die Aufheizung des Brennstoffes und der Brennstoffhülle erforderlich ist. Dieser Leistungsanteil fließt nicht in das Kühlmittel und trägt daher nicht zum Temperaturprofil im Kühlmittel bei. Im quasistationären Fall verteilt sich die Leistung im Verhältnis der Wärmekapazitäten auf Heizer und Kühlkanal. In das Kühlmittel fließt nur der Anteil

$$\chi_{\text{Keff}} = \chi_{\text{K}} \frac{C_{\text{gesamt}} - C_{\text{Heizer}}}{C_{\text{gesamt}}} = 0.44 \chi_{\text{K}} \quad (49)$$

Da ein quasistationärer Aufheizzustand aber erst nach Ablauf mehrerer längster Zeitkonstanten (die längste Zeitkonstante des Brennstoffes beträgt etwa 3 sec) erreicht wird, muß der gesamte Bereich

$$0.44 \frac{\chi_p}{8\pi k} \leq \Delta \hat{T} \leq \frac{\chi_p}{8\pi k} \quad (50)$$

in Betracht gezogen werden. Im Sinne einer oberen Abschätzung bezieht sich jedoch die folgende zahlenmäßige Auswertung auf den Maximalwert von $\Delta \hat{T}$. Dieser beträgt bei $\chi_p = 600 \text{ W/cm}$

$$\Delta \hat{T} = 48^\circ\text{C} \quad (51)$$

Dieses Ergebnis besagt:

Wenn der Siedeverzug im Reaktor mehr als etwa 50°C beträgt, wird der gesamte Kühlkanal über die Sättigungstemperatur erhitzt, sodaß eine Blase, die sich über den ganzen Kühlkanal ausdehnt, nicht wieder kondensiert. Liegt der Siedeverzug bei einer Brennstableistung von 600 W/cm in dem Übergangsbereich von 24° bis 48°C , so tritt innerhalb des Kühlkanals nach der Blasenbildung eine teilweise Kondensation ein. Die mittlere Blasentemperatur bleibt jedoch über dem Sättigungswert, sodaß die Blasen erhalten bleiben. Bei einem Siedeverzug unter 24°C (und gleicher Stableistung) tritt unterkühltes Sieden ein: Der Dampf kondensiert völlig, die Blase kollabiert, die Entstehung weiterer Blasen wird nicht verhindert.

Das unterkühlte Sieden führt jedoch, wenn kein genügender Kühlmittelstrom vorhanden ist, zu einem Anstieg der mittleren Kühlkanaltemperatur, sodaß die Siedeform des unterkühlten Siedens in die Einzelblasenbildung umschlagen muß. Dieses Phänomen wurde von Kottowski bei Siedeeperimenten mit Natrium [67] beobachtet. Zum Vergleich sei erwähnt, daß bei Wasser

bei gleicher Geometrie und 24°C Siedeverzug (der nur unter Laborbedingungen erreicht wird) wegen der niedrigen Wärmeleitfähigkeit nach Gleichung (48) bereits bei spezifischen Längenleistungen von 4 W/cm (!) unterkühltes Sieden auftritt. Einzelblasenbildung bei Wasser können daher nur unter besonderen Bedingungen (Vorheizung des entgasten Wassers über Siedetemperatur bei niedrigem Druck und niedriger Heizleistung) erreicht werden.

Dadurch wird veranschaulicht, daß es ganz überwiegend zwei Eigenschaften sind, die für die unterschiedlichen typischen Siedeformen bei Wasser (homogenes Zweiphasengemisch) und Natrium (Einzelblasensieden) verantwortlich sind: der Siedeverzug und die Wärmeleitfähigkeit.

Bei weiterer Ausdehnung der Blase über einen einzelnen Kühlkanal hinaus gewinnt das makroskopische Kühlmittel-Temperaturprofil an Bedeutung, das durch die Anpassung des Kühlmitteldurchsatzes an das radiale Leistungsprofil erzeugt wird. Für den Vollastbetrieb des Reaktors Na-2 ist in [68] das Profil der Kühlmittelaustrittstemperatur angegeben. Auch bei Leistungs- oder Durchsatzänderungen bleibt die Form des radialen Temperaturprofils erhalten, da der radiale Temperatureausgleich durch Wärmeleitung oder turbulenten Stoffaustausch vernachlässigbar klein ist. Bei einer instationären Aufheizung bis auf 950°C (Sättigungstemperatur) an der kältesten Stelle im Brennelement bzw. im Mittel, erreicht die nominell heißeste Stelle (von Heißkanaleinflüssen abgesehen) die in Tab. 2 angegebenen Temperaturen (nach [68]).

Tab. 2: Temperaturen im Brennelement in $^{\circ}\text{C}$

Brennelement-Ring		1	2	3	4	5	6	7	Blanket
Maximale Na-Temperatur bei 950°C an der kältesten Stelle	$^{\circ}\text{C}$	968	987	1000	1010	1062	1152	1320	1490
Maximale Na-Temperatur bei 950°C mittlerer Temperatur	$^{\circ}\text{C}$	960	968	974	980	1003	1039	1090	1134
Maximale Stableistung im Brennelement (nach [69])	W/cm	404	394	376	350	420	376	294	150
Übertemperatur im einzelnen Kühlkanal	$^{\circ}\text{C}$	16	16	15	14	17	15	12	6
Für Einzelblasenbildung erforderlicher Siedeverzug bei stagnierendem Kühlmittel	$^{\circ}\text{C}$	26	34	39	44	70	104	152	190

Die dritte Zeile enthält die maximale Stableistung eines Brennelements mit mittlerem Abbrandzustand in dem betrachteten Brennelementring. Die vierte Zeile gibt die nach (48) ermittelte Übertemperatur an der beheizten Wand gegenüber der mittleren Temperatur im Kühlkanal an. In der letzten Zeile ist der maximal erforderliche Siedeverzug wiedergegeben, der auf jeden Fall zu Einzelblasenbildung führt.^{*)} Dieser Wert ist bei vorhandenem Durchsatz unwesentlich niedriger (etwa 6°C), da sich durch die Verlagerung des Ortes maximaler Temperatur von der Coremittelebene an die Coreoberkante nur das mikroskopische Temperaturprofil ändert (geringe Stableistung, Turbulenzeinfluß), nicht aber das makroskopische Profil. Überträgt man die bei Na-2 gefundenen Relationen unter der Annahme geometrischer Ähnlichkeit auf andere Reaktoren, so erhält man folgendes Ergebnis:

Bei einer Störung der Wärmeabfuhr aus dem gesamten Brennelement entsteht unmittelbar eine einzelne Blase

- im Reaktorkern und im Blanket bei Siedeverzug über 200°C
- im ganzen Reaktorkern bei Siedeverzug über 150°C
- in 75% der Brennelemente bei Siedeverzug über 100°C
- in 54% der Brennelemente bei Siedeverzug über 70°C
- in 36% der Brennelemente bei Siedeverzug über 50°C

Unterkühltes Sieden kann nur eintreten, wenn der Siedeverzug etwa halb so groß ist. Jedoch auch bei niedrigerem Siedeverzug kommt es in den meisten Fällen nach kurzer Zeit (Größenordnung 0.1 bis 1 sec) nach einem einleitenden unterkühlten Sieden zu Einzelblasenbildung. Bei stagnierendem Kühlmittel wird durch das unterkühlte Sieden die Wärme von den heißen Stellen des Brennelementes zu den kälteren geführt, bis die mittlere Temperatur den Sättigungswert überschreitet und die Blase daraufhin nicht mehr vollständig kollabiert. Bei vorhandenem Durchsatz kann es allein von der Energiebilanz her nur einen schmalen Bereich geben in dem stationäres Sieden eintreten könnte. Der auf den nominellen Durchsatz bezogene Durchsatz müßte dann in dem Bereich

$$1.85 < Q_n/Q < 4 \quad (52)$$

liegen. Unterschreitet der Wert Q_n/Q den Wert 1.85, so wird selbst bei sehr hohem Siedeverzug (200°C) Sieden mit einer über dem Siedepunkt (950°C) liegenden mittleren Temperatur ausgelöst. Überschreitet Q_n/Q den Wert 4, so tritt, von einzelnen örtlichen Überhitzungen abgesehen, kein Sieden ein.

^{*)} in Tab. 2: Letzte Zeile = Zweite Zeile - 950°C + vierte Zeile

Es wurde jedoch bereits von Smidt [1] festgestellt, daß in natriumgekühlten Reaktoren ein stationäres Sieden wegen der Instabilität der Zweiphasenströmung nicht aufrecht zu erhalten ist. Vielmehr wird durch das Sieden der Massendurchsatz stärker reduziert als die Wärmeabfuhr, sodaß ein weiterer Temperaturanstieg und Übergang zu Einzelblasenbildung die Folge wäre.

Für die weiteren Untersuchungen werden aufgrund dieser Überlegungen folgende Voraussetzungen beibehalten:

- 1) Maßgebend für die Blasenbildung ist die Temperatur an der heißesten Stelle des Brennelementes.
- 2) Maßgebend für die Blasentemperatur und damit den Blasendruck ist die über dem Brennelementquerschnitt gemittelte Temperatur.
- 3) Abgesehen von örtlich begrenzter Überhitzung oder zeitlichen Übergangsphänomenen ist die Bildung einzelner großer Blasen die typische Siedeform.

3.3 Kugelblase

3.31 Dynamik der Kugelblase

In einer unendlich ausgedehnten Flüssigkeit nimmt eine Blase im stationären Zustand Kugelgestalt an, da diese Form ein Minimum bezüglich der Oberflächenenergie darstellt. Auch die Gestalt einer wachsenden Blase nähert sich, wie von Plesset und Mitchell gezeigt wird, der Kugelform, während eine kollabierende Blase in Bezug auf ihre Gestalt instabil ist [70]. In den Brennelementen eines Reaktorkerns kann eine Blase nur solange eine Kugelgestalt einnehmen, wie ihre Abmessungen klein sind gegenüber den Abmessungen der Kühlkanäle (d.h. unter etwa 1 mm Durchmesser). Dann wird sowohl die Potentialströmung von der Kugelgestalt abweichen, wie auch durch Einflüsse von Oberflächenspannung und Viskosität Störungen auftreten. Näherungsweise soll jedoch die Blase auch weiterhin bis zum vollständigen Ausfüllen des Brennelementes als Kugel behandelt werden, da eine anderweitige Behandlung praktisch nicht durchführbar ist. Qualitativ gerechtfertigt wird dieses Vorgehen durch die Experimente von Fette [25] und Schultheiß [32], die zeigen, daß Dampfblasen, wenn sie die Heizstäbe umschließen, zunächst eine kugelige Gestalt beibehalten, die allmählich in eine Zylindergestalt übergeht.

Die kugelsymmetrische Strömung der Flüssigkeit um eine Blase gehorcht

dem Strömungspotential [65]

$$\phi = \frac{R^2 \dot{R}}{r}$$

Die Druckverteilung in der Flüssigkeit ist gegeben durch (32)

$$\frac{p - p_{\infty}}{\rho_k} = \frac{R^2 \ddot{R} + 2R\dot{R}^2}{r} - \frac{R^4 \dot{R}^2}{2r^4}$$

Diese Gleichung ist jedoch nur bis zu einem Radius $R \equiv r_{kg} < r_{ka}$ anwendbar, der zwar nicht genau definiert ist, aber in der Größenordnung des Kanalradius liegt. Angewandt wurde diese Gleichung bis $r_{kg} = 0.999 \cdot r_{ka}$.

Für $R > r_{kg}$ gilt Gleichung (70). Es sei

p_0 der Druck in der Flüssigkeit für $r = r_{ka}$

p_B der Druck in der Flüssigkeit für $r = R$

Gleichung (32) kann hiermit umgeformt werden in:

$$\ddot{R} = \frac{(p_B - p_0) r_{ka}}{\rho_k R (r_{ka} - R)} - \frac{3}{2} \frac{\dot{R}^2}{R} + \frac{1}{2} \frac{\dot{R}^2}{R^2} \frac{r_{ka}^2 + r_{ka} R + R^2}{r_{ka}^3} \quad (53)$$

Für die weitere Anwendung, insbesondere für die spätere numerische Behandlung empfiehlt es sich, als neue Variable das Blasenvolumen V_B anstelle des Blasenradius einzuführen:

$$V = \frac{4}{3} \pi R^3 \quad (54)$$

Damit wird (53) zu

$$\ddot{V} = \frac{4\pi (p_B - p_0) \cdot r_{ka} \cdot R}{\rho (r_{ka} - R)} + \frac{\dot{V}^2}{6V} \left\{ 1 + \frac{R}{r_{ka}^3} (r_{ka}^2 + r_{ka} R + R^2) \right\} \quad (55)$$

In dieser Differentialgleichung zweiter Ordnung, die das Blasenwachstum in der Kugelphase beschreibt, sind zunächst die Drücke p_B und p_0 noch unbekannt. Es ist

$$p_B = p_D + p_G - \frac{2\sigma}{R}$$

p_D = Dampfdruck in der Blase

p_G = Gasdruck in der Blase.

Da der Gasdruck proportional zu R^{-3} ist und daher bereits bei Blasenradien von über etwa 1 mm vernachlässigbar ist, wird er nicht weiter berücksichtigt. Gemäß Kap. 3.22 ist $p_D = p_s(T_B)$. Damit wird

$$p_B = p_s(T_B) - \frac{2\sigma}{R} \quad (56)$$

Zur Ermittlung des Druckes p_0 muß der Verlauf der Strömung näher betrach-

tet werden. Während wir in der unmittelbaren Umgebung der Blase bis zum Radius $r = r_{Ka}$ die Strömung vereinfacht als kugelsymmetrisch behandeln, können wir in einer gewissen Entfernung von der Blasenentstehungsstelle davon ausgehen, daß alle Stromfäden parallel zu Kühlkanalachse verlaufen. In der Nähe der Entstehungsstelle der Blase gehen die Strömungsformen ineinander über und entziehen sich einer exakten Behandlung. Wir führen deswegen eine Näherung ein und schließen die beiden Strömungsarten -Kugelströmung und parallele Strömung- beim Radius $r = r_{Ka}$ unmittelbar aneinander an, wobei wir als Koppelungsbedingung die Stetigkeit des Druckes und die Kontinuität verlangen.

Aus der Navier-Stokes-Gleichung für inkompressible Medien [71]

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \text{grad} \vec{v} \right) = -\text{grad} p + \eta \nabla^2 \vec{v} - \rho \vec{g} \quad (57)$$

folgt durch Integration entlang eines Stromfadens vom Ort der Blasenentstehung (Index 0) bis zur freien Oberfläche (Index ∞) die instationäre Bernoulligleichung

$$\rho \int_0^{\infty} \frac{\partial v}{\partial t} dz + \rho \left(\frac{v_{\infty}^2}{2} - \frac{v_0^2}{2} \right) = p_0 - p_{\infty} + \rho g (H_0 - H_{\infty}) - \Delta p_r \Big|_0^{\infty} \quad (58)$$

Hierin ist

\vec{v}	der Geschwindigkeitsvektor vom Betrag v
p	der statische Druck
\vec{g}	der Erdbeschleunigungsvektor vom Betrag g
∇	Nabla-Operator
ρ	die Dichte
η	die Zähigkeit
z	die Längskoordinate des Stromfadens
H	die geodätische Höhe
Δp_r	der Reibungsdruckabfall

Bei einem Strömungsquerschnitt $A(z)$ ist wegen der Kontinuitätsbedingung

$$v A = v_0 A_0 \quad (59)$$

$$\int_0^{\infty} \frac{\partial v}{\partial t} dz = \int_0^{\infty} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{A v_0}{A_0} \right) dz = \frac{d v_0}{d t} \int_0^{\infty} \frac{A_0}{A} dz \quad (60)$$

Mit Einführung der reduzierten Stromfadenlänge

$$L = \int_0^{\infty} \frac{A_0}{A} dz \quad (61)$$

wird

$$\rho_k L \frac{dv_0}{dt} = p_0 - p_{\infty} + \rho_k g (H_0 - H_{\infty}) - \Delta p_r \Big|_0^{\infty} + \frac{\rho_k}{2} (v_0^2 - v_{\infty}^2) \quad (62)$$

Diese Gleichung kann für zwei Stromfäden vom Ort der Blasenbildung bis zur Freien Oberfläche in der normalen Strömungsrichtung des Kühlmittels (Index a) und entgegen dieser Richtung (Index e) angewandt werden. Es ist

$$-\rho_k L \frac{dv_e}{dt} = p_0 - p_{\infty}^e + \rho_k g (H_e - H_{\infty}) - \Delta p_r \Big|_e^{\infty} + \frac{\rho_k}{2} (v_e^2 - v_{e,\infty}^2) \quad (63)$$

$$\rho_k L_a \frac{dv_a}{dt} = p_0 - p_{\infty}^a + \rho_k g (H_a - H_{\infty}) - \Delta p_r \Big|_a^{\infty} + \frac{\rho_k}{2} (v_a^2 - v_{a,\infty}^2) \quad (64)$$

Zusammen mit Gleichung (55) und der Kontinuitätsbedingung für den Kühlkanal

$$A_0 v_a - A_0 v_e = \dot{V} \quad (65)$$

$$\text{bzw. } A_0 \frac{dv_a}{dt} - A_0 \frac{dv_e}{dt} = \ddot{V} \quad (66)$$

ergibt sich ein System von 4 linearen Gleichungen (55), (63), (64), (66), aus denen p_0 errechnet wird.

$$p_0 = \frac{1}{\left(\frac{A_0}{L_a} + \frac{A_0}{L_e} + \frac{\tau_{ka} R 4\pi}{\tau_{ka} - R} \right)} \left[\frac{p_{\infty}^e + \rho_k g (H_{\infty} - H_e) + \Delta p_r \Big|_e^{\infty} - \frac{\rho_k}{2} v_e^2}{L_e / A_0} + \frac{p_{\infty}^a + \rho_k g (H_{\infty} - H_a) + \Delta p_r \Big|_a^{\infty} - \frac{\rho_k}{2} v_a^2}{L_a / A_0} \right] \quad (67)$$

$$+ \frac{p_0 \tau_{ka} R 4\pi}{\tau_{ka} - R} + \frac{\rho_k \dot{V}^2}{6V} \left\{ 1 + \frac{R}{\tau_{ka}^3} (\tau_{ka}^2 + \tau_{ka} R + R^2) \right\}$$

In der weiteren Rechnung wird $v_{e,\infty} = v_{a,\infty} = 0$ gesetzt, da der Strömungsquerschnitt an der freien Oberfläche wesentlich größer ist als der des Brennelements. p_{∞}^e ist um die Förderhöhe der Pumpe größer als p_{∞}^a .

3.32 Ablösen der Kugelblase von der Wand

Eine sehr kleine Blase haftet aufgrund der Grenzflächenspannung an der Wand bzw. in der an der Wand stagnierenden Grenzschicht des Strömungskanals. Wenn die Blase wächst, wird sie, bevor sie den Querschnitt des Strömungskanals auch nur annähernd ausfüllt, von der Strömung mitgerissen. Die Bestimmung des genauen Zeitpunktes dieser Ablösung der Blase von der Wand ist schwierig. Sie ist jedoch nicht wesentlich. Wie die späteren Rechnungen zeigen werden, füllt eine Blase in sehr kurzer Zeit (typischer Wert 5 msec) den Strömungskanal völlig aus. Nimmt man diesen Wert ganz als Unsicherheit an, so bedeutet er nur eine geringe Unsicherheit bezüglich des Ortes der Blasenober- und Blasenunterkante (typischer Wert 1 cm bei 5 m/sec Kühlmittelgeschwindigkeit). Da über den Ort der Blasenbildung keine genauere Aussage möglich ist, dieser vielmehr als einer der wesentlichen unbestimmten Parameter anzusehen ist, ist ein Fehler in der Bestimmung des Ablösezeitpunktes ohne Bedeutung. Als Ablösezeitpunkt angenommen wurde die Zeit, zu der der Blasenradius den Wert von 30% des Kanalradius überschreitet.

Solange die Blase an der Wand haftet und sich nach oben und unten gleich schnell ausdehnt, lautet die Differentialgleichung für den Ort der Unter- kante einer zylindrischen Ersatzblase gleichen Volumens

$$\frac{dz_e}{dt} = - \frac{\dot{V}}{2A_0} \quad (68)$$

Wenn die Blase sich von der Wand ablöst, gilt

$$\frac{dz_e}{dt} = v_e \quad (69)$$

3.4 Kolbenblase

3.41 Dynamik der Kolbenblase

Gleichung (67) ist anwendbar, solange die Blase den Strömungsquerschnitt noch nicht voll ausfüllt. Ist dies der Fall, so vereinfacht sich die Gleichung zu

$$p_0 = p_B = p_S (T_B) - \frac{2\sigma}{r_{Ka}} \quad (70)$$

Die Gleichungen (63) und (64) gelten wie bisher. Es gilt also

$$-s_k L_e \frac{dv_e}{dt} = p_e - p_\infty^e + s_k g (H_e - H_\infty) - \Delta p_r \Big|_e^\infty + \frac{s_k}{2} v_e^2 \quad (71)$$

$$s_k L_a \frac{dv_a}{dt} = p_a - p_\infty^a + s_k g (H_a - H_\infty) - \Delta p_r \Big|_a^\infty + \frac{s_k}{2} v_a^2 \quad (72)$$

Eine neue Situation ergibt sich, wenn die Blase die Oberkante oder Unterkante des Brennelements erreicht. Die Strömung, die sich beim Austritt des Dampfstrahls in das Plenum ergibt, wird durch einen hohen Grad an Turbulenz gekennzeichnet sein. Ein Einschnüren des Dampfstrahls und eine Auflösung in einzelne Blasen ist zu erwarten. Als Näherung wird hier vorgeschlagen, die Gleichungen (71) und (72) analytisch fortzusetzen, wobei lediglich die reduzierten Längen L_e bzw. L_a konstant bleiben, da sie dann den Trägheitseinfluß der Rohrleitungen darstellen. Diese Art der Näherung entspricht dem Verhalten eines formbeständigen Dampfstrahles und kann bei nicht zu großen Eindringtiefen in das Plenum als brauchbar angesehen werden. Die durchgeführten Rechnungen ergeben entweder kein Eindringen der Blase in das Plenum oder nur wenige cm. Mit dem Einsetzen der Rückströmung jedoch ist diese Vorstellung nicht aufrecht zu erhalten. Die Rückströmung beginnt daher im Modell unmittelbar am Ende des Kühlkanals.

3.5 Wärmetransport

3.51 Grundlagen

Der Druck in der Blase, der die treibende Kraft für die Kühlmittelaustreibung darstellt, ist eine Funktion der Blasentemperatur. Diese wird nach Kap. 3.22 durch die Kühlmitteltemperatur in unmittelbarer Umgebung der Blase bestimmt. Da diese Temperatur das Ergebnis eines instationären Aufheizvorganges vor Beginn des Siedens ist und von den instationären Wärmetransportvorgängen während des Siedens beeinflusst wird, muß während des gesamten betrachteten Zeitraumes das instationäre Temperaturfeld im Brennelement berechnet werden. Im Einzelnen sind dabei folgende Wärmetransport-

mechanismen zu beachten:

- Wärmeleitung im Brennstoff
- im Hüllrohr
- im Kühlmittel

- Wärmeübergang vom Brennstoff zum Hüllrohr
- vom Hüllrohr zum Kühlmittel

- Konvektiver Wärmetransport im Kühlmittel (flüssig)
- im Dampf

Das Gesamtproblem des Wärmetransportes stellt sich als ein System von partiellen Differentialgleichungen dar, die durch geeignete Randbedingungen miteinander gekoppelt sind. Diese Gleichungen sind bekannt und daher an dieser Stelle nicht nochmals abgeleitet. Sie lauten

im Brennstoff: $\rho_F c_F \frac{\partial T_F}{\partial t} = \text{div } k_F \text{ grad } T_F + q_F \quad (73)$

im Hüllrohr: $\rho_H c_H \frac{\partial T_H}{\partial t} = \text{div } k_H \text{ grad } T_H + q_H \quad (74)$

im Kühlmittel: $\rho_K c_K \frac{\partial T_K}{\partial t} = \text{div } k_K \text{ grad } T_K - \rho_K c_K \vec{v} \text{ grad } T_K \quad (75)$

mit den Randbedingungen

an der Berührungsstelle von Brennstoff und Hülle

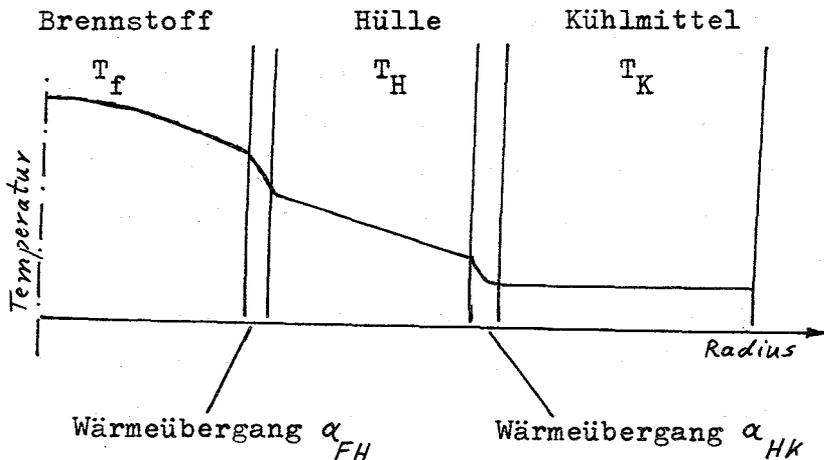
$$k_F \text{ grad } T_F = k_H \text{ grad } T_H = -\alpha_{FH} (T_F - T_H) \frac{\text{grad } T_H}{|\text{grad } T_H|} \quad (76)$$

an der Berührungsstelle von Hülle und Kühlmittel

$$k_H \text{ grad } T_H = k_K \text{ grad } T_K = -\alpha_{HK} (T_H - T_K) \frac{\text{grad } T_H}{|\text{grad } T_H|} \quad (77)$$

T_K = vorgegebener Wert

an den Kühlkanalenden nur dann, wenn das Kühlmittel in den Kanal hineinströmt.



SKIZZE

Radiales Temperaturprofil in Brennstoff, Hülle und Kühlmittel

Als weitere Randbedingungen gelten an der Phasengrenzfläche von Blase und Flüssigkeit

$$T_B = T_K \quad (78)$$

sowie die Energiebilanz der Verdampfung

$$\oint k_k \text{grad } T_k d\Omega = \frac{d}{dt} (\rho_D h'' V) \quad (79)$$

Innerhalb der Blase wird der Dampfzustand als konstant betrachtet, nämlich als Sattedampf der Temperatur T_B . Der konvektive Wärmetransport im Dampf wird also nicht behandelt, bzw. er wird als ideal gut angesehen. Würde man diese Annahme fallen lassen, so müßte auch das Strömungsfeld des Dampfes während der Rechnung ständig ermittelt werden. Da es sich hierbei um ein kompressibles Medium mit einer variablen Quellen- und Senkenverteilung (Verdampfungs- und Kondensationsstellen) handelt, würde der erforderliche Rechenaufwand die Grenze überschreiten, die bei den heutigen digitalen Rechenmaschinen als noch sinnvoll anzusehen ist.

Der numerischen Lösung dieses Gleichungssystems müssen die Differentialgleichungen in Differenzgleichungen umgeformt werden. Dabei sind die Stabilitätsbedingungen des angewandten numerischen Verfahrens zu beachten. An dieser Stelle sei vorausgesetzt, daß ein Programmsystem verfügbar ist, welches Systeme gewöhnlicher Differentialgleichungen löst und zugleich durch eine eingebaute Schrittweitenüberwachung die Schrittweite bezüglich der Zeitkoordinate den Stabilitäts- und Genauigkeitsanforderungen anpaßt. Es genügt daher, hier das System partieller Differentialgleichungen nur bezüglich der Ortskoordinaten zu diskretisieren. Die Diskretisierung der Zeitkoordinate wird von dem Integrationsprogramm selbst vorgenommen. Durch Einführung einiger vereinfachender Annahmen wird die Wahl des Maschen-netzes, das der räumlichen Diskretisierung zugrunde zu legen ist, erleichtert. Es wird angenommen, daß

- das Temperaturprofil zylindrische Symmetrie hat,
- die Zylindersymmetrie abgesehen von der unmittelbaren Umgebung der Blase während der Kugelphase auch für das Kühlmittel gilt,
- das Temperaturfeld in einem Brennstab (bestehend aus Brennstoff und Hülle) und dem dazugehörigen Kühlkanal alle Brennstäbe hinreichend gut repräsentiert.

Mit diesen Annahmen wird das dreidimensionale räumliche Problem auf ein zweidimensionales zurückgeführt. Die erste dieser Annahmen ist allgemein üblich und entspricht der Wirklichkeit gut, solange die Wärmezeugung q

innerhalb des Brennstabes Zylindersymmetrie aufweist (dies ist meist der Fall, außer in Randzonen des Kerns oder in der Nachbarschaft von Steuerstäben) und ein Brennstab im Inneren des Brennelementes betrachtet wird, dessen Kühlungsbedingungen an der Oberfläche nicht durch Randeinflüsse, Verbiegungen oder Ähnliche Störungen der Geometrie beeinflusst ist. Die zweite Annahme ist gerechtfertigt, da sich die Störung der Symmetrie auf einen sehr kleinen Bereich beschränkt und nur während der zeitlich kürzesten Phase des Problems, nämlich nur in der Kugelphase, existiert.

Die dritte Annahme ist einschneidender, da in den verschiedenen Phasen des betrachteten Vorganges verschiedene Brennstäbe als typisch zu betrachten sind (siehe Kap. 3.24): Während der Aufheizphase und für die "kleine" Kugelblase ist derjenige Brennstab maßgebend, an dem die Blase entsteht, also in den meisten Fällen der heißeste Stab des Brennelementbündels. Wenn die Blase den ganzen Brennelementquerschnitt ausfüllt, ist ein mittlerer Brennstab als typisch anzusehen. Sobald an einem Brennstab der Flüssigkeitsfilm abgedampft ist, heizt sich dieser Stab von der Blase isoliert auf, sodaß sich in einem am Kernrand stehenden Brennelement infolge des dort herrschenden Leistungsgradienten ein sehr unterschiedliches Temperaturfeld bilden kann.

Im Hinblick auf die Frage nach dem Temperaturfeld bei einem möglichen Zurückströmen der Flüssigkeit in das Brennelement müßte aus den genannten Gründen jeder Brennstab für sich betrachtet werden. Da der hierfür erforderliche numerische Aufwand die verfügbare Rechenkapazität sprengen würde, muß zunächst mit der vereinfachenden Annahme eines einzigen Brennstabes gerechnet werden.

Für die räumliche Einteilung des Kühlmittels bieten sich zwei Prinzipien[†] an:

- 1) ein raumfestes Maschennetz (Eulersche Betrachtungsweise)
- 2) ein stoffgebundenes Maschennetz (Lagrangesche Betrachtungsweise)

[†]) der Vollständigkeit halber sei angemerkt, daß es bei Einsatz hybrider Rechentechnik auch möglich ist, eine Raumkoordinate (hier also die Längsachse des Kühlkanals) als Kontinuum zu behandeln. Dieses Verfahren wird häufig bei der Untersuchung von Oberflächen-Dampferzeugern benutzt [72]. Es schied in der vorliegenden Arbeit wegen Nichtverfügbarkeit eines leistungsfähigen Hybridrechners aus.

Beide Prinzipien haben Vor- und Nachteile. Bei der Eulerschen Betrachtungsweise bewegt sich die Phasengrenzfläche relativ zum festen Maschennetz. Dadurch ändert sich ständig die Menge derjenigen Flüssigkeitsmenge, die sich zugleich mit der Phasengrenzfläche in derselben Masche des Gitters befindet. Der Fehler, der bei der Berechnung des Wärmestromes durch die Phasengrenzfläche gemacht wird, ändert sich daher ständig und entzieht sich jeglicher Abschätzung. Außerdem ändert sich die Struktur des Gleichungssystems, wenn eine Masche vom flüssigen Zustand zum dampfförmigen Zustand wechselt: die Variable T_K^i stellt im ersten Fall die Flüssigkeitstemperatur in der Masche i dar und gehorcht einer Differentialgleichung, im zweiten Fall ist es die Blasentemperatur, die sich aus der arithmetischen Gleichung (78) ergibt. Andererseits existiert bei dieser Art der Mascheneinteilung eine stets gleichbleibende räumliche und thermodynamische Zuordnung der Hüllrohrmaschen zu den Kühlmittelmaschen, d.h. der Wärmeaustausch findet stets zwischen denselben Maschen statt, was die Formulierung der Gleichungen wesentlich erleichtert.

Bei der Lagrangeschen Betrachtungsweise gleiten die Kühlmittelmaschen an den Hüllrohrmaschen entlang, sodaß eine festgehaltene Kühlmittelmasche mal mit dieser, dann mit jener Kühlmittelmasche in einem Wärmeaustausch steht. Das Problem der veränderlichen Maschengröße und die damit zusammenhängende Unsicherheit der Fehler tritt auch in dieser Betrachtungsweise auf; jedoch nicht an der Phasengrenzfläche (wie bei der Eulerschen Methode), sondern bei den letzten Maschen am oberen und unteren Ende des Kühlkanals. Eine weitere Schwierigkeit ist das Verschwinden bzw. Entstehen von Kühlmittelmaschen am Kühlkanalaustritt je nach Strömungsrichtung. Der Vorteil ist, daß gerade in der Umgebung der Blase durch eine besonders feine und bezüglich der Phasengrenzfläche nicht bewegte Mascheneinteilung eine gute Genauigkeit in der Berechnung des Temperaturprofils und damit auch der Blasentemperatur und des Blasendruckes erreicht werden kann, während die Unsicherheit, die durch die veränderlichen Maschen hervorgerufen wird, an unkritische Stellen, d.h. an die Kühlkanalenden verlegt wird.

In dieser Arbeit wurde eine Kombination der Eulerschen und der Lagrangeschen Betrachtungsweisen derart eingeführt, daß in den verschiedenen Phasen der untersuchten Abläufe die jeweils vorteilhaftere benutzt wird.

Es wurde gewählt,

die Eulersche Betrachtungsweise, solange die Blase an der Wand haftet
die Lagrangesche Betrachtungsweise, wenn die Blase von der Strömung
mitgerissen wird.

Die Entscheidung, welche der beiden Betrachtungsweisen anzuwenden ist,
ist dadurch mit der Gültigkeit der Gleichungen (68) bzw. (69) verknüpft.
Um trotz der unterschiedlichen Betrachtungsweisen in beiden Fällen die-
selbe Struktur der Gleichungen für den konvektiven Wärmetransport benutzen
zu können wird der Begriff der Durchströmungsgeschwindigkeit eingeführt.
Die Durchströmungsgeschwindigkeit v_d ist die Relativgeschwindigkeit der
Flüssigkeit zu den Kühlmittelmaschen.

Es ist

$$v_d = 0 \quad (80)$$

wenn die Blase frei schwimmt, bzw.

$$v_d = v_e \quad (81)$$

wenn die Blase an der Wand haftet.

3.52 Gleichungen für den Wärmetransport

Gewählt wurde folgende Einteilung der räumlichen Diskretisierung

Brennstoff	5 axiale Zonen, 1 radiale Zone
Hülle	5 axiale Zonen, 4 radiale Zonen (maximal)
Kühlmittel	9 axiale Zonen, 1 radiale Zone

Die axiale Einteilung von Brennstoff und Hülle wurde gleich gewählt, sodaß
sich die Wärmeübergangsgleichungen einfach formulieren lassen. Die radiale
Unterteilung der Hülle in 4 Zonen entspricht einem Maximalwert. Es können
nach Wunsch 1 bis 4 Zonen vorgegeben werden. Im Kühlmittel wird die fünfte
axiale Zone als Blase betrachtet. Alle axialen Längenabschnitte sind frei
wählbar mit der Einschränkung, daß jeweils die Kühlmittelmaschen 4 und 6,
3 und 7 sowie 2 und 8 (also symmetrisch zur Blase) gleiche Längen haben.
Abb. 2 zeigt schematisch das räumliche Maschennetz.

Die Gleichungen für den Wärmetransport lauten wie folgt:

Brennstoff

für $i = 1$ bis 5

$$\rho_F c_F V_F^i \frac{dT_F^i}{dt} = V_F^i q_F^i - \frac{U \cdot L_i \cdot (T_F^i - T_H^{i,m})}{\frac{1}{\alpha_{FH}} + \frac{0.5 \cdot s_H}{m \cdot k_H}} \quad (82)$$

Hülle

für $n = m = 1$; $i = 1$ bis 5

$$\rho_H c_H V_H^{i,m} \frac{dT_H^{i,m}}{dt} = V_H^{i,m} q_H^{i,m} + \frac{U \cdot L_i \cdot (T_F^i - T_H^{i,m})}{\frac{1}{\alpha_{FH}} + \frac{0.5 \cdot s_H}{m \cdot k_H}} - \sum_{l=1}^9 P^{i,l} \quad (83)$$

für $n > 1$; $n = m$; $i = 1$ bis 5

$$\rho_H c_H V_H^{i,m} \frac{dT_H^{i,m}}{dt} = V_H^{i,m} q_H^{i,m} + \frac{U \cdot L_i \cdot (T_F^i - T_H^{i,m})}{\frac{1}{\alpha_{FH}} + \frac{0.5 \cdot s_H}{m \cdot k_H}} + \frac{U \cdot L_i \cdot k_H \cdot m \cdot (T_H^{i,m-1} - T_H^{i,m})}{s_H} \quad (84)$$

für $1 < n < m$; $i = 1$ bis 5

$$\rho_H c_H V_H^{i,n} \frac{dT_H^{i,n}}{dt} = V_H^{i,n} q_H^{i,n} + \frac{U \cdot L_i \cdot k_H \cdot m}{s_H} (T_H^{i,n+1} - 2T_H^{i,n} + T_H^{i,n-1}) \quad (85)$$

für $m > 1$, $n = 1$; $i = 1$ bis 5

$$\rho_H c_H V_H^{i,1} \frac{dT_H^{i,1}}{dt} = V_H^{i,1} q_H^{i,1} + \frac{U \cdot L_i \cdot k_H \cdot m \cdot (T_H^{i,2} - T_H^{i,1})}{s_H} - \sum_{l=1}^9 P^{i,l} \quad (86)$$

Der Ausdruck $P^{i,1}$ bezeichnet die von der Hüllrohrmasche i zur Kühlmittelmasche l übergehende Leistung. Sie beträgt für alle l mit Ausnahme der Blase d.h. für $1 \leq l < l_B$, oder $l_B < l \leq 9$:

$$P^{i,l} = U \cdot z_{ii}^{i,l} \cdot \frac{T_H^{i,1} - T_H^l}{\frac{1}{\alpha_{HK}} + \frac{0.5 \cdot s_H}{k_H \cdot m}} \quad (87)$$

Hierin ist $z_{ii}^{i,1}$ die Überlappungslänge der betreffenden Hüllrohr- und

Kühlmittelaschen. Also

$$z_{\ddot{u}}^{i,l} = \text{Max} \left\{ \text{Min} (z_{i+1}, z_K^{l+1}) - \text{Max} (z_i, z_K^l), 0 \right\} \quad (88)$$

In dieser Schreibweise wird $z_{\ddot{u}}^{i,l}$ und damit auch $p^{i,l}$ automatisch 0, wenn der Hüllrohrbereich i und der Kühlmittelbereich l sich nicht berühren.

Im Bereich der Blase kann ein Wärmestrom von der Wand in das Kühlmittel nur im Zusammenhang mit einer Abdampfung eines Flüssigkeitsfilmes stattfinden, während ein Wärmestrom in die Wand (bei Kondensation) auch bei völlig trockener Wand möglich ist. Die Existenz eines Flüssigkeitsfilmes an der Wand wird hier als eine Annahme eingeführt. Wir werden später sehen, daß diese Annahme notwendig ist und bereits als experimentell gesichert anzusehen ist (siehe Kap. 3.53). Es gilt also für $l = l_B$

$$p^{i,l} = 0 \quad \text{wenn} \quad s_i = 0 \quad \text{und} \quad T_K^{l_B} \leq T_H^{i,1} \quad \text{ist, bzw.}$$

$$p^{i,l} = U \cdot z_{\ddot{u}}^{i,l} \frac{(T_H^{i,1} - T_K^{l_B}) \cdot k_H \cdot m}{0.5 \cdot s_H} \quad (89)$$

Kühlmittel

für $l = l_e$

$$s_K c_K V_K^l \frac{dT_K^l}{dt} = \sum_{i=1}^5 p^{i,l} + \frac{A_0 \cdot k_K \cdot (T_e - T_K^l)}{0.5 \cdot (z_K^{l+1} - z_e)} \quad (90)$$

$$+ \frac{A_0 \cdot k_K (T_K^{l+1} - T_K^l)}{0.5 (z_K^{l+2} - z_e)}$$

$$+ A_0 \cdot s_K c_K (T_e - T_K^l) \cdot \text{Max}(v_e, 0)$$

$$+ A_0 \cdot s_K c_K (T_K^{l+1} - T_K^l) \cdot \text{Max}(-v_d, 0)$$

für $l_e < l < l_B - 1$ sowie $l_B + 1 < l < l_a$

$$\rho_k c_k V_k^l \frac{dT_k^l}{dt} = \sum_{i=1}^5 p^{i,l} + \frac{A_0 h_k (T_k^{l-1} - T_k^l)}{0.5 (z_k^{l+1} - z_k^{l-1})} + \frac{A_0 h_k (T_k^{l+1} - T_k^l)}{0.5 (z_k^{l+2} - z_k^l)} \quad (91)$$

$$+ A_0 \rho_k c_k (T_k^{l-1} - T_k^l) \text{Max}(v_d, 0)$$

$$+ A_0 \rho_k c_k (T_k^{l+1} - T_k^l) \text{Max}(-v_d, 0)$$

für $l = l_a$

$$\rho_k c_k V_k^l \frac{dT_k^l}{dt} = \sum_{i=1}^5 p^{i,l} + \frac{A_0 h_k (T_k^{l-1} - T_k^l)}{0.5 (z_a - z_k^{l-1})} + \frac{A_0 h_k (T_a - T_k^l)}{0.5 (z_a - z_k^l)} \quad (92)$$

$$+ A_0 \rho_k c_k (T_k^{l-1} - T_k^l) \text{Max}(v_d, 0)$$

$$+ A_0 \rho_k c_k (T_a - T_k^l) \text{Max}(-v_a, 0)$$

Für die Kühlmittelmaschen, die an die Blase angrenzen, müssen die Fälle Zylinderblase und Kugelblase durch Einführung eines Korrekturfaktors ψ_f unterschieden werden. Die Gleichungen lauten:

für $l = l_B + 1$

$$\begin{aligned} s_k c_k V_k^l \frac{dT_k^l}{dt} = & \sum_{i=1}^5 p^{i,l} + \frac{A_0 h_k \psi_f (T_k^{l-1} - T_k^l)}{0.5 (z_k^{l+1} - z_k^l) + \delta_0} \\ & + \frac{A_0 h_k (1 - \psi_f) (T_k^{l-2} - T_k^l)}{0.5 (z_k^{l+1} - z_k^{l-2})} \quad (93) \\ & + \frac{A_0 h_k (T_k^{l+1} - T_k^l)}{0.5 (z_k^{l+2} - z_k^l)} \\ & + A_0 s_k c_k (T_k^{l-2} - T_k^l) \text{Max}(\nu_d, 0) \\ & + A_0 s_k c_k (T_k^{l+1} - T_k^l) \text{Max}(-\nu_d, 0) \end{aligned}$$

für $l = l_B - 1$

$$\begin{aligned} s_k c_k V_k^l \frac{dT_k^l}{dt} = & \sum_{i=1}^5 p^{i,l} + \frac{A_0 s_k \psi_f (T_k^{l+1} - T_k^l)}{0.5 (z_k^{l+1} - z_k^l) + \delta_0} \\ & + \frac{A_0 s_k (1 - \psi_f) (T_k^{l+2} - T_k^l)}{0.5 (z_k^{l+3} - z_k^l)} \quad (94) \\ & + \frac{A_0 h_k (T_k^{l-1} - T_k^l)}{0.5 (z_k^{l+1} - z_k^{l-1})} \\ & + A_0 s_k c_k (T_k^{l-1} - T_k^l) \text{Max}(\nu_d, 0) \\ & + A_0 s_k c_k (T_k^{l+2} - T_k^l) \text{Max}(-\nu_d, 0) \end{aligned}$$

Darin ist ψ_f ein Formfaktor, der berücksichtigt, daß die Kontaktfläche zwischen der Kugelblase und den benachbarten Kühlmittelmaschen quadratisch vom Blasenradius abhängt. Es ist

$$\psi_f = \text{Min} (1., R^2/r_{ka}^2) \quad (95)$$

Die Blasentemperatur ist gemäß (78) gleich der Flüssigkeitstemperatur der Blasenoberfläche T_k^B . Da die Differentialgleichung in Differenzgleichungen umgeformt wurden, muß auch in Gleichung (79) der Oberflächentemperatur

eine endliche Maschengröße zugeordnet werden. Die Oberflächenmasche soll enthalten: in der zylindrischen Phase die Flüssigkeitsfilme an den Hüllrohrabschnitten, die im Blasenbereich liegen, und eine Schicht der Dicke δ_0 an den Stirnflächen der Kolben; in der Kugelphase zwei Halbkugelschalen um die Blase mit der Dicke δ_0 . Es gilt für $l = l_B$

$$C_B \frac{dT_k^l}{dt} = \sum_{i=1}^5 p_{i,l} + \frac{A_0 k_k \psi_f (T_k^{l-1} - T_k^l)}{0.5(z_k^l - z_k^{l-1}) + \delta_0} + \frac{A_0 k_k \psi_f (T_k^{l+1} - T_k^l)}{0.5(z_k^{l+2} - z_k^{l+1}) + \delta_0} + P_{ex} - \rho_0 h'' \dot{V} \quad (96)$$

Dabei ist die Wärmekapazität der Blase einschließlich ihrer Oberflächenmasche

$$C_B = \rho_0 c_k \left(\sum_{i=1}^5 z_k^{i,l} s_i + 2A_0 \delta_0 \right) + V \cdot \frac{\partial(\rho_0 h'')}{\partial T} \Big|_{T=T_k^{l_B}} \quad (97)$$

In diesen Gleichungen wurde bei der Durchführung der Rechnung für die Oberflächenschicht δ_0 der Blase an ihren Stirnflächen meist dieselbe Dicke s_0 angenommen wie für die Dicke eines an der Wand abgestreiften Filmes. Eine andere Wahl dieser Schichtdicke ändert das Zeitverhalten nicht merklich, solange die Schichtdicke klein bleibt im Verhältnis zu den Kühlkanalabmessungen. Die Tatsache, daß für eine detaillierte Betrachtung des anfänglichen Blasenwachstums die Mascheneinteilung in unmittelbarer Nähe der Phasengrenzfläche unzureichend (viel zu grob) ist, ist für den Gesamtvorgang ohne Bedeutung.

p_{ex} ist die Leistung, die der Blase außerhalb des betrachteten Kanals zugeführt wird. Sie ist im Normalfall negativ, da die Kühlmitteltemperatur in den Plena vor Kanaleintritt und nach Kanalausritt unter der dort geltenden Sättigungstemperatur liegt. Die Leistung wird berechnet unter der Annahme, daß die Blase in Zylindergestalt in das Plenum eintritt. Der effektive Umfang der Blase U_{ex} und ihr mittlerer Abstand s_{ex} von der auf konstanter Temperatur angenommenen Plenumsflüssigkeit werden als Parameter vorgegeben. Als Näherungswerte wurden in den meisten Fällen $U_{ex} = U$

und $s_{ex} = s_0$ gesetzt. Die Leistung P_{ex} ist

$$P_{ex} = \frac{U_{ex} \cdot h_k}{s_{ex}} \left[(T_a - T_k^{l_0}) \text{Max}(z_a - z_k^{l_0+1}, 0) + (T_e - T_k^{l_0}) \text{Max}(z_k^{l_0} - z_e, 0) \right] \quad (98)$$

3.53 Restfilm auf der Heizfläche

In Kap. 3.52 wurde als Annahme die Existenz eines dünnen Flüssigkeitsfilmes auf der Heizfläche eingeführt, der von dem ausströmenden Flüssigkeitskolben abgestreift wird. Diese Annahme wurde zuerst in [34] eingeführt. Die Tatsache, daß die von Kottowski durchgeführten Siederversuche mit Kalium [21] eine gute Übereinstimmung mit Rechnungen zeigten, denen diese Annahme zugrunde lag, konnte als erstes Indiz für die Richtigkeit der Hypothes gelten. Inzwischen wurden von Kottowski [73], Peppler [74] und Schultheiß [75] nach verschiedenen Verfahren (Messung des elektrischen Widerstandes und der Temperaturhaltezeit) Schichtdickenmessungen durchgeführt, die stark streuen, jedoch eine Schichtdicke von 0.1 bis 0.5 mm als wahrscheinlich erscheinen lassen. Schultheiß [75] konnte bei Siederversuchen mit durchsichtigen Flüssigkeiten das Vorhandensein und das Abdampfen des Flüssigkeitsfilmes optisch nachweisen und stellte eine Korrelation zur Dicke der laminaren Unterschicht der Flüssigkeitsströmung her. Auch von Kottowski [73] wurde der Abstreifvorgang des Filmes untersucht. Der Vorgang ist jedoch noch weitgehend ungeklärt und es ist heute noch nicht möglich die Dicke der abgestreiften Schicht vorzuberechnen. Daher muß die Schichtdicke zum Zeitpunkt des Abstreifens vorläufig als konstant und als Parameter angenommen werden. Abdampfungs- und Kondensationsvorgänge an dem Restfilm lassen sich jedoch berechnen.

Neben den Gleichungen (82) bis (97) die die Thermodynamik des Modells beschreiben, benötigen wir noch Gleichungen zur Berechnung der Schichtdicke des Flüssigkeitsfilmes. Die Leistung $P^{i,1}_B$, die von der Hüllrohrmaschine zur Blase strömt, führt, soweit sie nicht die Filmschicht selbst aufheizt, zu einer Abdampfung. Ist $P^{i,1}_B$ negativ, so haben wir entsprechende Kondensation. Es gilt für Hüllrohrzonen, die vollständig im Bereich der

Blase liegen, die Leistungsbilanz:

$$\rho_k c_{k,i} V z_{ü}^{i,l_B} \frac{dT_k^{l_B}}{dt} + \rho_k \Delta h V z_{ü}^{i,l_B} \frac{ds_i}{dt} = P^{i,l_B}$$

also

$$\frac{ds_i}{dt} = \frac{P^{i,l_B}}{\rho_k \Delta h V z_{ü}^{i,l_B}} - \frac{c_{k,i}}{\Delta h} \cdot \frac{dT_k^{l_B}}{dt} \quad (98)$$

Dieselbe Gleichung gilt, wenn im Bereich der Hüllrohrmasche i die Phasengrenzfläche sich in der Richtung von der Flüssigkeit zur Blase hin bewegt. Bewegt sich die Phasengrenzfläche jedoch in umgekehrter Richtung, so muß der Effekt der Abstreifung des Flüssigkeitsfilmes berücksichtigt werden. Wegen der endlichen Größe der Maschen kann innerhalb einer Masche kein Schichtdickenprofil verfolgt werden, lediglich die integrale Massenbilanz ist zu gewährleisten. Es gilt dann für die Blasenoberkante:

$$\left(\frac{ds_i}{dt} \right)_{\text{eff}} = \frac{ds_i}{dt} + v_a \frac{s_o - s_i}{z_{ü}^{i,l_B}}$$

und für die Blasenunterkante

$$\left(\frac{ds_i}{dt} \right)_{\text{eff}} = \frac{ds_i}{dt} + |v_e| \frac{s_o - s_i}{z_{ü}^{i,l_B}} \quad (99)$$

3.54 Einfluß des Druckverlustes der Dampfströmung

In Kap. 3.22 wurde abgeleitet, daß in jedem Querschnitt des Kühlkanals thermodynamisches Gleichgewicht zwischen dem Dampf in der Blase und dem Restfilm an der Heizfläche angenommen werden kann. In Kap. 3.51 wurde erläutert, daß aus rechentechnischen Gründen diese Annahme auch in Längsrichtung der Blase eingeführt werden mußte. Hier soll abgeschätzt werden, in welchem Maße hierdurch die Rechnung verfälscht wird und welche Abweichung der Rechnung von experimentellen Resultaten zu erwarten ist.

Wenn die Blase sich über eine größere Länge des Kühlkanals erstreckt und gleichzeitig mit Bereichen stark unterschiedlicher Temperatur in Berührung kommt, tritt ein erheblicher Dampfstrom von den heißen zu den kalten Bereichen ein. Bei hohen Dampfströmen ist der Reibungsdruckabfall des Dampfstromes nicht mehr vernachlässigbar. Hierzu soll unter Vernachlässigung der ungleichmäßigen Quellen- und Senkenverteilung der Strömung folgende Abschätzung gemacht werden: Die Gesamtleistung eines Brennelementes

beträgt im Durchschnitt 5 MW. Dies entspricht einer Verdampfungsmenge von etwa 1 kg/sec oder bei 4 at Druck einem Volumen von 1 m³/sec Natriumdampf. Bei einem verfügbaren Strömungsquerschnitt von 47.4 cm² ergäbe dies eine Dampfgeschwindigkeit von 210 m/sec. Der Druckverlust dieses Dampfstromes über eine Länge von 1 m des Brennelementes (Gesamtlänge 2.30 m) läßt sich anhand des Druckabfalles bei normaler Flüssigkeitsdurchströmung abschätzen. Dieser beträgt etwa 4 at bei 6 m/sec für die ganze Brennelementlänge. Da der Druckverlust hauptsächlich durch Stoßverluste am Abstandshaltergitter hervorgerufen wird, gilt für die Umrechnung

$$\begin{aligned}\Delta p_{\text{Dampf}} &= \Delta p_{\text{flüssig}} \cdot \left(\frac{\rho_{\text{Dampf}}}{\rho_{\text{flüssig}}} \right) \cdot \left(\frac{v_{\text{Dampf}}}{v_{\text{flüssig}}} \right)^2 \cdot \text{Längenverhältnis} \\ &= 4 \text{ at} \cdot \frac{1}{700} \cdot \left(\frac{210}{6} \right)^2 \cdot \frac{1.0}{2.3}\end{aligned}$$

$$\Delta p_{\text{Dampf}} = 3 \text{ at bei 4 at Druck.}$$

Bei niedrigerem Dampfdruck steigt der Druckverlust wegen der absinkenden Dampfdichte rasch an. Bei 2 at Dampfdruck ergäbe sich rein rechnerisch

$$\Delta p_{\text{Dampf}} = 5.3 \text{ at}$$

Dies ist ein widersprüchliches Resultat, welches lediglich andeutet, daß es bei einer Natriumfilmtemperatur von ca. 970°C (entsprechend 2 at Dampfdruck) im Corebereich nicht möglich ist, 5 MW durch Verdampfungskühlung über eine Länge von 1 m abzuführen, selbst wenn die gesamte Heizeroberfläche noch mit einem Natriumfilm bedeckt ist. Nur ein Teil dieser Wärme wird durch Verdampfung abgeführt, der Rest führt zu einem weiteren Temperaturanstieg der Brennstäbe. Diese Abschätzung zeigt, daß die Vernachlässigung des Druckverlustes der Dampfströmung innerhalb der Blase dann eine erhebliche Abweichung von der Wirklichkeit darstellt, wenn die Blase gleichzeitig Zonen sehr hoher Temperatur (d.h. die Brennstäbe) und sehr niedriger Temperatur (d.h. das Kühlmittelpenum) berührt. Diese Abweichung beeinflusst die folgenden beiden Phänomene:

die Absenkung des Druckes, wenn die Blase in kalte Flüssigkeit eintritt, und die Kühlung der Heizfläche durch Abdampfen des Filmes.

Wenn die Blase auf kalte Flüssigkeit trifft, kommt es zu einer Kondensation des Dampfes. Da die Wärmekapazität des Plenums sehr groß ist und durch Turbulenzen eine gute Verwirbelung der durch kondensierenden Dampf aufge-

heizten Flüssigkeitsballen mit der kalten Flüssigkeitsmenge gewährleistet ist, wird die Dampftemperatur der Blase bei Austritt aus dem Kanal maßgeblich durch die Flüssigkeitstemperatur bestimmt. Der auf die Flüssigkeit wirkende Dampfdruck sinkt auf jeden Fall rasch auf nahezu Vakuum ab und Fehler in der Bestimmung des Dampfzustandes sind für diesen hydrodynamischen Teil des Problems während des ersten Ausstoßvorganges unwesentlich.

Bezüglich des thermodynamischen Teiles sind zwei mögliche Fälle zu unterscheiden, je nachdem, ob der Flüssigkeitsfilm von der Heizeroberfläche

- a) vollständig abdampft, oder
- b) nicht vollständig abdampft,

bevor die ausgetriebene und wiedereinströmende Flüssigkeitssäule die Heizfläche wieder erreicht. Im ersten Fall (vollständige Abdampfung) wurde der Heizfläche durch die Verdampfung der Filmschicht unabhängig von der Geschwindigkeit der Abdampfung ein bestimmter endlicher Energiebetrag entzogen. Die Heizflächentemperatur bei Wiederbenetzung durch die zurückströmende Flüssigkeit ist daher von der Abdampfgeschwindigkeit unabhängig. Ferner ist der Druck in der Blase von der Temperatur der trockenen Heizfläche nicht abhängig. (Der Wärmeübergang von der trockenen Wand auf den Dampf kann im Vergleich zu der engen Koppelung des Dampfdruckes an die Temperatur der flüssigen Blasenoberfläche vernachlässigt werden.) Im Fall a) ist daher der Druckverlust der Dampfströmung ohne Einfluß auf die zyklischen Austreibe- und Rückströmvorgänge. Lediglich die Oszillationen der Heizwandtemperatur würden in ihrer Amplitude etwas gedämpft.

Im Fall b) (unvollständige Abdampfung) wäre die Heizertemperatur bei Berücksichtigung des Druckverlustes der Dampfströmung stets höher als in der Rechnung. Damit wäre auch der Dampfdruck in der Nähe der Heizfläche höher, sodaß die rückströmende Flüssigkeitssäule nicht so weit in den Kühlkanal zurückfließen kann. Der Druckverlust wirkt in diesem Fall also nicht nur auf die Heizertemperatur dämpfend, sondern auch auf die Oszillationen der Flüssigkeitssäulen. Vollständiges Kollabieren der Blase mit den damit verbundenen hohen Druckspitzen muß daher in Wirklichkeit seltener auftreten als in der Rechnung.

Neben einer Reduktion der Schwingungsamplitude ist auch ein Einfluß des Druckverlustes auf die Frequenz der Schwingungen zu erwarten, was sich folgendermaßen erklärt: Während die Blase aus heißen Zonen des Kühlkanals in kältere Zonen vordringt, stellt sich in der Rechnung die Blasentemperatur

auf einen Wert ein, der als ein Mittelwert der Wandtemperatur im gesamten Bereich der Blase angesehen werden kann. Der durch diese Temperatur bestimmte Druck wirkt auf den Flüssigkeitskolben. In Wirklichkeit wird wegen des Druckabfalles der Dampfströmung die Dampftemperatur unterhalb des Flüssigkeitskolbens durch die naheliegenden kalten Zonen stärker beeinflusst als durch die fernerliegenden heißen Zonen. Der auf den Flüssigkeitskolben wirkende Druck sinkt daher rascher ab, als die Rechnung vorgibt. Der Flüssigkeitskolben muß deshalb früher seine Bewegungsrichtung umkehren. Bei der Rückströmung wirkt das durch den Druckverlust der Dampfströmung erzeugte, in der Rechnung vernachlässigte Temperaturprofil in gleicher Weise.

Aufgrund der Vernachlässigung des Druckverlustes der Dampfströmung sind daher folgende Unterschiede zwischen der Rechnung und den wirklichen Vorgängen zu erwarten:

- 1) die Rechnung ist hinsichtlich der Gefahr hoher Druckspitzen bei totalem Kollabieren der Blase konservativ,
- 2) die Schwingungen der Flüssigkeitssäulen sind in Wirklichkeit von höherer Frequenz und niedrigerer Amplitude als in der Rechnung,
- 3) die Rechnung ist bezüglich der im Heizer erreichten Maximaltemperatur zu optimistisch, da die Wirkung der Verdampfungskühlung überschätzt wird,
- 4) völliges Austrocknen der am höchsten belasteten Heizerzonen ist in der Wirklichkeit wahrscheinlicher, da wegen der kleineren Schwingungsamplituden größere Bereiche des Heizers auf längere Zeit nicht wieder vom Flüssigkeitskolben benetzt werden.

In Kap. 5.2 zeigt der Vergleich von Rechnung und Experiment, daß die hier abgeleiteten Unterschiede tatsächlich auftreten.

Siehe Anhang!

3.6 Gleichungen für besondere Bedingungen

Die Gleichungen, die die Dynamik der Kugelblase beschreiben, können selbstverständlich nur angewandt werden, wenn eine Blase existiert. Dies ist während der Aufheizphase nicht der Fall. Die Gleichungen sind dann

zu ersetzen durch:

$$\begin{aligned} \rho_k (L_e + L_a) \frac{dv_e}{dt} &= p_\infty^e - p_\infty^a - \Delta p_r \Big|_\infty^e - \Delta p_r \Big|_a^\infty \\ \frac{dv_a}{dt} &= \frac{dv_e}{dt} \\ v_a &= v_e \\ \dot{V} &= 0 \\ \dot{V} &= 0 \\ V &= 0 \end{aligned} \tag{100}$$

Die letzte dieser Gleichungen wurde in der Codierung aus rechentechnischen Gründen (Genauigkeitsprüfung beim Übergang von (100) auf (55) ersetzt durch

$$V = \frac{4}{3} \pi r_{\text{krit}}^3 \tag{101}$$

worin r_{krit} der als Parameter vorgegebene kritische Radius ist. Von dem Gleichungssatz (100) wird auf die Gleichungen der Blasendynamik umgeschaltet, wenn

$$r_{\text{krit}} \leq \frac{2\sigma}{\rho_s (T_k^{e_0}) - p_0} \tag{102}$$

Hierin ist p_0 der statische Druck am Ort des Blasenkeims

$$p_0 = \frac{1}{L_e + L_a} \left(L_e \left(p_\infty^e - \Delta p_r \Big|_\infty^e - 0.5 \rho_k v_e^2 \right) + L_a \left(p_\infty^a - \Delta p_r \Big|_a^\infty - 0.5 \rho_k v_a^2 \right) \right) \tag{103}$$

In umgekehrter Richtung, also bei der vollständigen Kondensation der Blase und beim Zusammenprall der Flüssigkeitskolben wird die Umschaltung aus Stabilitätsgründen bei einem kleineren Blasenradius als r_{krit} durchgeführt. Gewählt wurde der Wert $0.9 \cdot r_{\text{krit}}$. Der Zusammenprall der Flüssigkeiten bedeutet außerdem eine singuläre Stelle der Beschleunigung, da die Kompressibilität nicht berücksichtigt wird. Der neue Bewegungszustand der Flüssigkeit folgt aus dem Impulssatz. Es ist

$$\left(v_e \right)_{\text{nach stoß}} = \left(v_a \right)_{\text{nach stoß}} = \left(\frac{v_e L_e + v_a L_a}{L_e + L_a} \right)_{\text{vor stoß}} \tag{104}$$

Auch die Berechnung der Blasentemperatur konnte bei sehr kleinen Blasen und im Aufheizzustand nicht nach der üblichen Gleichung (96) berechnet werden, da dies zu zu sehr langen Rechenzeiten führte, ohne daß das Ergebnis wesentlich beeinflusst wurde. Außerdem war zu berück-

sichtigen, daß der Blasenkeim direkt an der Heizeroberfläche sitzt. Während im Normalfall die Kühlmitteltemperaturen Mittelwerte über den Querschnitt darstellen, ist für die Entstehung der Blase die Oberflächentemperatur maßgebend. Für $r < 0.1 r_{ka}$ wurde daher Gleichung (96) näherungsweise ersetzt durch

$$T_k^{l_B} = \frac{0.5 \cdot \alpha_{HK} \cdot \left(T_k^{l_B+1} + T_k^{l_B-1} \right) + \frac{k_H \cdot m}{0.5 \cdot s_H} T_H^{i_{B,1}}}{\alpha_{HK} + \frac{k_H \cdot m}{0.5 \cdot s_H}} \quad (105)$$

Hierin ist i_B die Nummer der Hüllrohrmasche, in deren Bereich der Blasenkeim liegt.

4. Fließschema der Rechnung

Die in Kap. 3 beschriebenen Gleichungen sind auf die numerische Behandlung des Problems zugeschnitten. Sie wurden in Fortran 4 programmiert und bilden zusammen eine Subroutine mit dem Namen BLOW 2. Für die Integration von Differentialgleichungen gibt es eine Anzahl von Standardprogrammen, die jedoch alle nicht anwendbar waren, da sie entweder gar keine automatische Schrittweitenüberwachung haben oder keine Schrittweitenautomatik haben, die der in der Phase der Kugelblase erforderlichen Variation der Schrittweite über mehr als 10 Zehnerpotenzen folgen könnte, oder weil sie nicht die Möglichkeit der automatischen Suche des stationären Ausgangszustandes bieten, oder keine Änderung der Struktur des Gleichungssystems zulassen.

Es wurde daher ein Programmsystem namens DYSYS (Dynamic System Simulator) entwickelt, das diese Aufgaben erfüllen kann. DYSYS ist universell für alle Systeme gewöhnlicher Differentialgleichungen anwendbar, die bis zu 50 Integrationsveränderliche enthalten. Sofern nicht Änderungen der Gleichungsstruktur während der Rechnung eine besondere Behandlung verlangen, wird die Integration mit einem Runge-Kutta-Verfahren 4. Ordnung durchgeführt. Parallel dazu wird für jeden Schritt aufgrund der in der Vergangenheit liegenden Stützpunkte mit Hermiteschen Polynomen 1. bis (falls erforderlich) 4. Ordnung auf den mit dem Runge-Kutta-Verfahren ermittelten Wert hin extrapoliert. Anhand der Abweichung dieser beiden Ergebnisse wird die relative Genauigkeit geprüft und die Integrationsschrittweite angepaßt. Bei der Suche des stationären Zustandes wird eine Korrektur der Schrittweiten individuell für jede Variable vorgenommen. Abb. 3 zeigt das Fließschema des Programms.

5. Vergleich von Theorie und Experiment

In [34] war bereits festgestellt worden, daß die Ergebnisse von Siede- und Austreibungsversuchen in brennelementähnlicher Geometrie durch theoretische Berechnungen gut wiedergegeben werden. Dabei handelte es sich um ein gegenüber der in dieser Arbeit beschriebenen Theorie sehr vereinfachtes Modell, bei dem die axiale Temperaturverteilung im Kühlmittel und im Heizen nicht berücksichtigt wurde. Als Vergleich waren Versuche mit Kalium [21] herangezogen worden. Der Vergleich ergab nach Abzug der zu erwartenden Streuung eine systematische Differenz zwischen Versuch und Rechnung: Die Beschleunigung der Flüssigkeitssäule war in der Rechnung stets geringer als in der Messung. In [34] wurde diese Differenz begründet mit der Unsicherheit der Messung sowohl des Zeitpunktes der Blasenentstehung, wie auch der genauen Temperatur am Ort der Blasenbildung. Die Ursache dieser Differenz liegt nach heutiger Kenntnis zum Teil in Mängeln des Modells, nämlich in der Vernachlässigung des axialen Temperaturprofils, das sich nach Blasenbildung einstellt. In der Rechnung wurde nur eine axial gemittelte Wand- bzw. Flüssigkeitsfiltemperatur berücksichtigt, während in Wirklichkeit das Temperaturprofil durch die unterschiedlichen Kühlungsbedingungen im Blasenbereich gegenüber den noch mit Flüssigkeit gefüllten Zonen in sehr unterschiedlicher Weise beeinflusst wird:

- 1) Wärmeübergang von der Wand an die Flüssigkeit außerhalb des Blasenbereichs
- 2) Wärmeleitung von der Wand in den Film
- 3) Verdampfungskühlung an der Wand und an den Stirnflächen der Blase.

Bei den Versuchen von Kottowski [21], die in [34] als Testfälle für den BLOW-1-Code herangezogen wurden, wurde durch die besondere Technik der Beheizung im direkten axialen Stromdurchgang zusätzlich die Leistungsdichte in der Wand im Bereich der Blase erhöht.

In dem in dieser Arbeit beschriebenen Modell, das dem Code BLOW 2 zugrundeliegt, sind die oben genannten Effekte jeweils getrennt berücksichtigt, soweit dies bei dem immer noch relativ groben räumlichen Maschennetz möglich ist.

Der Code BLOW 2 wurde an zwei völlig verschiedenen Experimenten getestet: an Simulationsversuchen mit stagnierendem Wasser bei niedrigem Systemdruck und niedrigen Temperaturen und an Versuchen mit strömendem Natrium unter Bedingungen, die denen eines schnellen Reaktors entsprechen.

5.1 Vergleich mit Wassereperimenten

Die Simulationsversuche mit Wasser, die zum Vergleich herangezogen wurden, sind bereits in verschiedenen Veröffentlichungen beschrieben worden [33, 26]. Eine eingehende Auswertung gibt Fette in [25]. Ein elektrischer Widerstandsheizler von 10 mm Durchmesser und 400 mm beheizter Länge ist konzentrisch in einem Glasrohr von 17 mm Innendurchmesser angeordnet. Der Ringspalt ist mit hochreinem entgastem Wasser gefüllt. Die Anordnung wird durch einen Glyzerinkreislauf auf einen isothermen Ausgangszustand vorbeheizt, wodurch vor Einschalten des Heizers bereits ein Siedeverzug von über 20°C erreicht wird. Der Zweck dieser Vorheizung ist, trotz der schlechten Wärmeleitfähigkeit ein flaches Temperaturprofil in der Flüssigkeit und dadurch überhaupt eine Einzelblasenbildung zu erhalten (siehe Kap. 3.24). Aus der Versuchsreihe wird im folgenden ein Versuch ausgewählt, der durch folgende Parameter gekennzeichnet ist:

Austreibung nur nach oben	
Wassertemperatur vor Versuchsbeginn	54°C
Heizleistung	91.7 W/cm
Zeitverzug der Blasenbildung nach Einschalten des Heizers	ca 1 msec
Flüssigkeitssäule über Ort der Blasenbildung	65.4 cm
Druck über freier Oberfläche	2530.N/m ²

Die angegebene Wassertemperatur wurde in der Nähe des Heizers, jedoch nicht am Ort der Blasenbildung gemessen. Die Glyzerintemperatur betrug 58°C bis 59°C. Da Konvektion des Wassers in der Versuchsstrecke nicht auszuschließen ist, muß ein Temperaturbereich von 54°C bis 58°C als möglich betrachtet werden. Es wurden daher Vergleichsrechnungen für verschiedene Ausgangstemperaturen durchgeführt. Als weitere Parameter wurden die Schichtdicke des Flüssigkeitsfilms und die axiale Einteilung des Heizers verändert. Aus den untersuchten Parameterkombinationen wurden für die Darstellung in dieser Arbeit die in Tab. 3 aufgeführten gewählt:

Tab. 3 Parameter der Vergleichsrechnungen für Wassersiedeversuch

Ausgangstemperatur	Schichtdicke	Längen *) der axialen Abschnitte
(°C)	(mm)	(cm)
54, 56, 58	0.2	14, <u>2</u> , <u>2</u> , <u>27</u> , 12
56	0.2	14, <u>2</u> , <u>2</u> , <u>27</u> , 12
		14, <u>31</u> , 10, 1, 1
		<u>15</u> , <u>1</u> , <u>1</u> , <u>1</u> , <u>39</u>
56	0.2	<u>15</u> , <u>1</u> , <u>1</u> , <u>1</u> , <u>39</u>
	2.	
	0.002	

In Abb. 4 bis Abb. 6 wird der zeitliche Verlauf des Blasenwachstums für verschiedene Modellfälle mit dem Meßergebnis verglichen. Der linke Rand des als "Experiment" bezeichneten Bandes entspricht genau der Auswertung des Hochfrequenzfilmes. Während der Kurvenverlauf zumindest für größere Blasenlängen (ab 2 cm) experimentell sicher bestimmt werden kann, ist die Festlegung des zeitlichen Nullpunktes der Kurve relativ zum Einschaltzeitpunkt des Heizers schwierig. Gemäß der durchgeführten Versuchsauswertung wäre der Druck in der Teststrecke bereits 2.5 msec vor dem ersten Anzeichen einer Blasenbildung plötzlich angestiegen, während in Wirklichkeit der statische Druck in der Umgebung der Blase erst 1 bis 2 msec nach Blasenbildung auf den Sattedampfdruck ansteigt, wie Abb. 9 zeigt. Während der ersten Phase des Blasenwachstums, solange die Blase wesentlich kleiner ist als der Kühlkanal, fällt nämlich der Druck in der Umgebung der Blase gemäß Gleichung (32) stärker als umgekehrt proportional zum Radius vom Blasendruck zum ungestörten Flüssigkeitsdruck ab und ist an der Kanalwand nicht festzustellen. Dies läßt den Schluß zu, daß die Bestimmung des zeitlichen Nullpunktes der Blasenwachstumskurve etwa um 5 msec unsicher ist. Dieser Zeit entspricht die Breite des Bandes in den Abbildungen. In Abb. 4 wird bei einer angenommenen Flüssigkeitstemperatur von 56°C der Kurvenverlauf am besten wiedergegeben. Die berechnete Kurve bleibt zunächst bis zu 0.5 cm hinter den Meßwerten zurück. Dies ist auf eine zeitweise zu

*) Anmerkung: Die unterstrichenen Längenabschnitte sind beheizt, die übrigen nicht. Die Einteilung 15, 1, 1, 1, 39 deckt sich nicht vollständig mit dem Versuch. Die Ergebnisse dieser Rechnung sind daher nur bis zu einer Blasenlänge von ca. 30 cm gültig.

geringe Beschleunigung etwa 40 bis 80 msec nach Blasenbildung zurückzuführen. Die Temperaturabsenkung in der Blase (Abb. 7) durch Verdampfung bzw. die damit verbundene Druckabsenkung (Abb. 9) im Zeitbereich von 5 bis 30 msec werden von der Rechnung überschätzt. Dies liegt in der Annahme einer streng kugelförmigen, später zylindrischen Blasenbildung begründet, während in Wirklichkeit die Blase sich stetig in den Ringkanal der Teststrecke einschmiegt und dadurch in der Anfangsphase relativ zu ihrem Volumen eine größere Oberfläche hat, die die Wärmezufuhr zur Blase unterstützt.

In der zylindrischen Phase wird die Störung des thermodynamischen Gleichgewichtes zwischen Blase und ihrer Umgebung wieder reduziert, wie Abb. 4 im Zeitbereich über 60 msec deutlich zeigt. Das spätere Zurückbleiben der Meßkurve gegenüber der Rechnung zeigt, daß infolge der Vernachlässigung der Geschwindigkeitsabhängigkeit des Wärmeüberganges von der Wand in das Kühlmittel in der späteren Phase die Wandaufheizung in der Rechnung überschätzt wird.

Wie Abb. 5 zeigt, hat die axiale Einteilung des Heizers einen merklichen Einfluß auf den Kurvenverlauf, der im Verlauf des Druckes und der Temperatur noch deutlicher wird. Bei einer sehr groben Einteilung (Kurve B) wird völlig die Tatsache verwischt, daß sich durch die mit der Blase sich ausbreitende Verdampfungskühlung ein deutliches axiales Temperaturprofil erzeugt, das selbst wieder auf die Wärmezufuhr zur Blase zurückwirkt und das in Abb. 7 deutlich erkennbar ist (Kurven 4 bis 8). Der ungleichmäßige, wellenförmige Verlauf der Kurven A und C (in Abb. 8 und Abb. 9) ist auf die endlichen Abschnittslängen zurückzuführen und würde bei feinerer Einteilung verschwinden. Abb. 10 zeigt das Blasenwachstum in der Kugelphase.

Als weiterer Parameter wurde die Filmschichtdicke verändert (Abb. 6). Eine Reduktion der Schichtdicke von 0.2 mm auf 2 μm führt zu keiner wesentlichen Veränderung des Austreibungs Vorganges (Kurve C). Da nur eine sehr geringe Flüssigkeitsmenge (ca 1 μm) verdampft, kommt es in keinem Fall zur Austrocknung des Filmes. Eine Erhöhung auf den (physikalisch nicht mehr sinnvollen) Wert 2 mm hat folgende Wirkung. Die große Wärmekapazität der Filmschicht wirkt stabilisierend auf die Blasentemperatur und so auch auf den Blasendruck. Aus diesem Grund steigt die Blasentemperatur weniger rasch an, sodaß der Austreibungs Vorgang erheblich langsamer abläuft (Kurve B).

Das Ergebnis der Vergleichsrechnungen für den Wassersiedeversuch läßt sich wie folgt zusammenfassen:

- 1) Der Verlauf der Austreibung wird mit guter Genauigkeit wiedergegeben. Die Abweichungen zwischen Versuch und Rechnung liegen innerhalb der Modellgenauigkeit.
- 2) Die genaue Kenntnis der Schichtdicke ist für die Austreibung nicht wesentlich.
- 3) Der systematische Fehler, der durch Überschätzung der Kühlwirkung durch Verdampfung in der Kugelphase erzeugt wird, bewirkt eine Verzögerung des Austreibungs Vorganges, die jedoch nicht erheblich ist.
- 4) Die Geschwindigkeitsabhängigkeit des Wärmeübergangs von Wand zu Kühlmittel beeinflußt die Aufheizung derjenigen Wandzonen, die ständig neu in den Bereich der Blase eintreten. Es handelt sich hierbei um einen instationären Anlaufvorgang, sodaß die bekannten Wärmeübergangsbeziehungen, die für ausgebildete Strömungsformen gelten, nur näherungsweise zutreffen.

5.2 Vergleich mit Natriumexperimenten

Die Simulationsversuche mit Wasser haben einen Nachteil: Um einen deutlichen Siedeverzug zu erhalten, muß der Systemdruck sehr niedrig sein. Der statische Druck am Ort der Blasenentstehung wird daher praktisch nur durch die Flüssigkeitshöhe gegeben, die jedoch im Verlauf der Austreibung stark abnimmt. Wenn nun die Blase in kältere Zonen vordringt und der Dampf dort kondensiert, kommt es trotz der dadurch hervorgerufenen Drucksenkung nicht sogleich zu einer Rückströmung, da auch die rücktreibende Kraft (nämlich die Flüssigkeitshöhe) kleiner geworden ist. Die Wassersimulationsversuche können daher nur für die Phase des ersten Blasenwachstums als Vergleich benutzt werden.

Siedeversuche mit Natrium haben den Nachteil, daß das Blasenwachstum nicht optisch beobachtet werden kann. Bei den von Pepler [74] durchgeführten Versuchen wird aus der Messung der Strömungsgeschwindigkeit durch Integration auf das Blasenwachstum geschlossen. Die Versuchsanordnung ist in [32, 33] eingehend beschrieben. Sie besteht aus einem Natriumkreislauf mit elektromagnetischer Pumpe, einer induktiv beheizten Teststrecke und

einem Schnellschlußventil zur Simulation eines raschen Kühlungsausfalls. Die hydrodynamischen Bedingungen des Kreislaufes sind denen eines Reaktors angepaßt. Die Teststrecke entspricht der halben Höhe eines von drei Brennstäben gebildeten Kühlmittelkanals. Der beheizte Teil der Teststrecke ist 50 cm lang und hat einen Innendurchmesser von 12 mm.

Für den Versuch, der hier als Vergleich herangezogen wird, gelten folgende Bedingungen:

Ausgangssituation

Kühlmittelgeschwindigkeit in Teststrecke	6.85 m/sec
Eintrittstemperatur	575°C
Heizleistung	730 W/cm
Flüssigkeitshöhe über unterem Ende der Teststrecke	1.64 m
Druck über freier Oberfläche	$0.995 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2$

Störung

Schließen des Ventils vor Teststrecke	
Siedebeginn gemessen	ca. 950°C - 960°C
Ort des Siedebeginns	etwa Mitte Teststrecke

Bevor auf den Vergleich von Rechnung und Versuch eingegangen wird, soll rein phänomenologisch der Ablauf der Ereignisse nach Siedebeginn geschildert werden: Wenn die wachsende Blase kältere Zonen -hier dem unbeheizten Teil der Teststrecke- erreicht, setzt Kondensation ein. Dadurch sinkt der Druck in der Blase ab; die Flüssigkeitsströmung wird verzögert und zur Umkehr gebracht. Gleichzeitig hat aber die Absenkung des Blasendruckes zur Folge, daß die im unteren Teil der Teststrecke unter dem Ort der Blasenentstehung verbliebene Flüssigkeitssäule entlastet wird. Ein dort vorhandener nahezu kritischer Blasenkeim wird dadurch überkritisch, sodaß nun unter der ersten Blase eine neue Blase entsteht, die den zwischen den Blasen liegenden Flüssigkeitskolben nach oben beschleunigt. Die erste Blase muß, wenn sie durch diesen Vorgang überwiegend in den unbeheizten Teil der Teststrecke verdrängt wird, vollständig kondensieren und kollabieren. Der geschilderte Vorgang kann sich wiederholen, bis unter dem unteren Ende der letzten übrigbleibenden Blase keine neuen Blasen mehr gebildet werden, das bedeutet, daß nach einem Zyklus oder nach einigen solchen Zyklen eine Blase entsteht, deren unteres Ende mit dem unteren Ende der Teststrecke zusammenfällt. Daß der Vorgang tatsächlich so ab-

läuft, konnte experimentell erstmals von Pepler [74] aufgrund der Geschwindigkeits-, Druck- und Temperaturmessungen nachgewiesen werden.

In dem in Kap. 3 erläuterten Modell wird nur eine einzelne Blase behandelt. Das Modell kann also dem wirklichen Geschehen nicht in allen Phasen folgen. Die Untersuchung des Verhaltens der ersten Blase muß daher von der Untersuchung des weiteren Verhaltens getrennt durchgeführt werden, indem für die erste Blase ein Blasenursprung etwa in der Mitte der Teststrecke angenommen wird, während für den weiteren Verlauf eine Blase zugrundegelegt werden muß, die ihren Ursprung am unteren Ende der Teststrecke hat. Da die Wachstumsphase der ersten Blase im Modell durch die Wassersiederversuche bestätigt wurde, konzentrieren sich die folgenden Rechnungen auf die späteren Phasen des Geschehens. Der Rechnung wird daher nicht die zuerst in der Mitte der Teststrecke entstehende Blase zugrundegelegt, sondern die etwa 70 msec später am unteren Ende der Teststrecke entstehende Blase.

Das von Pepler ermittelte Versuchsergebnis sei hier kurz zusammengefaßt: Eine erste Blase entsteht in der unteren Hälfte der Teststrecke ca. 1580 msec nach Ausfall der Kühlung. Bei 1.9 sec (stets nach Ausfall der Kühlung) kollabiert diese Blase, da eine zweite Blase darunter entstanden ist und die erste Blase aus der beheizten Zone verdrängt wird. Bis 2.6 sec schwingt die obere Flüssigkeitssäule mit einer Schwingungszeit von ca. 120 msec im unbeheizten oberen Teil der Teststrecke. Nach Abschalten des Heizers (2.6 sec) nimmt die Schwingungsfrequenz ab (Schwingungsdauer bis 560 msec) und die Flüssigkeitssäule dringt in die beheizte Zone ein. Bei 4.25 msec verschwindet die Blase. Die Geschwindigkeit der oberen Flüssigkeitssäule ist in Abb. 11 wiedergegeben.

Der berechnete Geschwindigkeitsverlauf ist in Abb. 13 dargestellt. Das Integral dieser Kurve (Abb. 12) ist der Weg der Blasenoberkante. Obwohl quantitative Unterschiede zum experimentellen Ergebnis festzustellen sind, die später näher erläutert werden, sind die einzelnen Vorgänge und ihre gegenseitige Beeinflussung deutlich erkennbar. Das nahezu vollständige Kollabieren der Blase bei 1.9 sec, ist darauf zurückzuführen, daß bei 1.62 sec, also 270 msec nach Entstehung der Blase der (stets mit 0.1 mm Dicke angesetzte) Flüssigkeitsfilm völlig ausgetrocknet ist. Bei Wiedereintritt der Flüssigkeit in diese Zone stehen für die Dampfproduktion nur die Stirnflächen der Flüssigkeitskolben zur Verfügung, was offensichtlich nicht ausreicht, die Flüssigkeit in der Schwebe zu halten. Bei 2.2 sec trocknet Zone 2 erneut aus, wie aus dem

Temperaturanstieg dieser Zone in Abb. 16 erkennbar ist, der erst bei Abschalten des Heizers bei 2.64 sec aufhört. Die gespeicherte Wärme wird durch die Neubenetzung bei 2.6 und 2.8 sec und schließlich durch Aufheizung des voll gefüllten Kanals (nach 3.1 sec) abgeführt. Der Anstieg der Wandtemperatur in Zone 2 (Kurve 2, Abb. 16) bei 2.9 sec trotz abgeschalteter Heizung ist auf die Nachspeisung aus tiefer gelegenen Wandschichten zurückzuführen. Der Druckverlauf (Abb. 14) ist größtenteils mit dem Sattdampfdruck identisch, der zu der in Abb. 15 gezeigten Blasen-temperatur gehört. Im einphasigen Bereich vor Blasenbildung und nach dem Kollabieren wirkt auf die Kanalwand der reine Flüssigkeitsdruck (Kurve 1, Abb. 14). Während des Kollabierens (3.1 sec) tritt eine Druckspitze von etwa 10 at auf, obwohl der Dampfdruck nur auf 1.5 at ansteigt. Bisher wurde stets angenommen, daß solche für Kondensationsvorgänge typische Druckspitzen auf den ungehinderten Zusammenprall zweier Flüssigkeitsmengen zurückzuführen ist. Diese Rechnung beweist, daß hohe Druckspitzen auch dann auftreten, wenn (wie im Modell angenommen) die Blase kontinuierlich von einer Zylinderblase in eine Kugelblase übergeht. Die Ursache ist folgende: Aus Kontinuitätsgründen muß bei einer kollabierenden Kugelblase die Phasengrenzfläche beschleunigt werden und zwar umso mehr, je kleiner die Blase wird. Der hierfür nötige Beschleunigungsdruck wird durch Rückstau des nachfolgenden Flüssigkeitskolbens gewonnen. Dies führt zu dem Resultat, daß bei einer in einem zylindrischen Kanal kollabierenden Blase der höchste Druck in einer etwa kugelförmigen Schale um die Blase herum mit dem Radius des Kanals eintritt, und nicht in der unmittelbaren Nachbarschaft der Phasengrenzfläche. Dadurch werden die Vorgänge im zylindrischen Teil des Kanals weitgehend von den Details der Kondensation und der möglichen Zersplitterung der (forminstabilen) kollabierenden Blase entkoppelt, was eine nachträgliche Rechtfertigung der einfachen Umkehr der für die Expansion entwickelten Gleichungen für den Fall der Kondensation darstellt.

In Kap. 3.54 war aufgrund qualitativer Überlegungen vermutet worden, daß die Vernachlässigung des Druckverlustes der Dampfströmung in der Blase und die dadurch erzeugte zu schnelle Austrocknung des Filmes zwei Wirkungen hat:

- Erhöhung der Schwingungsamplitude
- Verringerung der Schwingungsfrequenz.

Um die Richtigkeit dieser Vermutung nachzuweisen, wurde folgender Eingriff in die Rechnung durchgeführt: Die völlige Austrocknung des Filmes wurde

zonenweise verhindert (Filmschichtdicke minimal $1\mu m$). Dadurch wird die Energiebilanz und Massenbilanz des Systems natürlich gestört, da in der betreffenden Zone der Heizfläche durch diesen Eingriff mehr Wärme durch Verdampfung entzogen wird als aufgrund der auf ihr haftenden Flüssigkeitsschicht möglich wäre. Die Heizflächentemperatur ist daher der Wirklichkeit gegenüber stets zu niedrig. Der beschriebene Eingriff in die Rechnung erzeugt also eine Situation, in der ein vollständiges Kollabieren der Blase eher eintreten muß als in Wirklichkeit. Dennoch genügt bereits dieses Vorgehen, um ein vollständiges Kollabieren der Blase zu verhindern (Abb. 17 und 18). Der Geschwindigkeitsverlauf (Abb. 18) zeigt grundsätzliche Übereinstimmung mit dem Experiment (Abb. 11) in folgenden Punkten:

- die obere Flüssigkeitssäule führt eine Schwingung aus,
- die Geschwindigkeit schwankt zwischen etwa $-6m/sec$ bis $+6 m/sec$ mit Spitzen bis zu 8 bis 10 m/sec
- der Abfall der Geschwindigkeit ist wesentlich schneller als ihr Anstieg.

Folgende systematischen Unterschiede sind festzustellen:

- die berechnete Schwingungszeit liegt bei etwa 260 msec, die gemessene zwischen 140 und 210 msec, solange der Heizer eingeschaltet ist; sie wächst auf 560 msec nach Abschalten des Heizers
- nach Abschalten des Heizers tritt im Experiment ein längeres Nachschwingen ein,
- die Wegamplitude ist in der Rechnung zu groß; die Flüssigkeitssäule dringt bei jeder Schwingung in die Teststrecke ein, während die von Peppler durchgeführte Auswertung von Abb. 11 ergibt, daß dies nicht immer der Fall ist.

In den weiteren Rechnungen wird in einer axialen Heizerzone die Hypothese der "verhinderten Austrocknung" beibehalten, da diese Modifikation des Modells der experimentellen Erfahrung offensichtlich näher kommt.

Die "verhinderte Austrocknung" bewirkt, daß bei rückströmender Flüssigkeit nicht nur die beiden Stirnflächen der Flüssigkeitssäule für die Dampfproduktion zur Verfügung stehen (da der Restfilm ausgetrocknet ist), sondern daß auch von Teilen der Heizwand her noch Dampf erzeugt wird, wie es der Wirklichkeit entspricht. Diese erhöhte Dampfproduktion ist in vielen Fällen erforderlich, um eine Umkehr der rückströmenden Flüssigkeit vor einem totalen Kollabieren der Blase zu bewirken.

Das Ergebnis der Vergleiche mit dem Natriumsiedeversuch ist somit folgendes:

- 1) Für die der Wachstumsphase der ersten Blase folgenden Kondensations- und Verdampfungsvorgänge ist das Verhalten des Flüssigkeitsfilmes auf der Heizfläche entscheidend.
- 2) Die Vernachlässigung des Druckverlustes der Dampfströmung während der Kondensationsphase ist unzulässig. Durch künstliche Behinderung der Austrocknung wird das wirkliche Verhalten hinsichtlich der Flüssigkeitsbewegung relativ gut angenähert. In den so behandelten Zonen wird jedoch die Wandtemperatur unterschätzt.
- 3) Die Dampfproduktion der noch nicht ausgetrockneten Teile der Heizfläche reicht aus, die Flüssigkeit lange genug von anderen, bereits ausgetrockneten Bereichen der Heizfläche fernzuhalten, so daß diese durch burnout (Übertemperatur, Schmelzen) zerstört werden.
- 4) Das entwickelte Modell gibt eine gute qualitative Darstellung der physikalischen Phänomene. Eine quantitative Auswertung weiterer Rechnungen muß jedoch die durch den Vergleich von Rechnung und Experiment festgestellten systematischen Abweichungen berücksichtigen.

6. Berechnung typischer Siedeunfälle im Reaktor.

Aus der Vielzahl der möglichen Störfälle sollen hier nur wenige typische Beispiele berechnet und interpretiert werden. Dadurch wird die Anzahl der möglichen Parameterkonstellationen von Leistungsverlauf, Durchsatzverlauf, Ort der Blasenentstehung, Siedeverzug, Filmschichtdicke wesentlich eingeschränkt. Folgende Sonderfälle wurden gewählt:

- Blockade des Durchsatzes am Brennelementeintritt
- Ausfall der Pumpenförderung (spontan)

Gegenüber den in Kap. 5.2 behandelten Siedeexperimenten sind zwei wesentliche Unterschiede festzustellen:

- 1) die kompliziertere Geometrie der Strömungskanäle, die durch die gebündelten Brennstäbe gebildet werden, und
- 2) das Auftreten eines Leistungsgradienten quer zum Brennelement.

Zur Klärung des Einflusses der Bündelgeometrie auf den hydrodynamischen Teil des Problems wurde im Zusammenhang mit dieser Arbeit ein Experiment angeregt, bei dem eine durchsichtige Flüssigkeit in einem Glasstabbündel originaler Größe durch eine Gasblase angetrieben wird. Das Experiment

wurde von Fette durchgeführt und mittels Hochfrequenzfilmaufnahmen ausgewertet. Die in [77] veröffentlichten Ergebnisse beweisen, daß für die Austreibung das Modell einer Kolbenblase voll anwendbar ist. Die festgestellte schwingende Bewegung der Phasengrenzfläche führt lediglich zu einer unwesentlichen Vergrößerung der Abdampffläche an den Stirnflächen der Blase, aber nicht zu neuen Strömungsphänomenen. Die vorläufigen Ergebnisse ähnlicher Versuche zur Untersuchung des Rückströmvorganges deuten trotz einer versuchsbedingten einsetzenden Verdampfung in der Flüssigkeit darauf hin, daß auch für die Rückströmphase im Bündel das Kolbenmodell angesetzt werden kann.

Der Einfluß des mit Abstand von der Mittelachse des Kern wachsenden Leistungsgradienten quer zum Brennelementbündel ist durch folgende Abschätzung zu erfassen. Für den Dampfzustand in der Blase ist, wie in Kap. 3.23 abgeleitet wurde, die mittlere Temperatur im Brennelement maßgebend. Da nun die Brennstäbe, die gleichzeitig von der Blase umschlossen sind, unterschiedliche Heizleistung haben, wird das "mittlere Verhalten" der Blase, wie es in der Theorie dieser Arbeit behandelt wird, überlagert von einer zusätzlichen Verdampfung des Restfilmes an den Brennstäben hoher Leistung und einer zusätzlichen Kondensation an solchen niedriger Leistung. Die maximale Abweichung der Stableistung innerhalb eines Brennelementes von dem über den Querschnitt dieses Elementes gebildeten Mittelwert, liegt beim Na-2-Entwurf [68] etwa zwischen 2% und 10%. Bei einer mittleren Flächenleistung von 300 W/cm^2 entspricht dies einem Unterschied in den Abdampfraten von 0.02 bis zu 0.1 mm/sec. Bei Filmschichtdicken von einigen Zehntel Millimetern tritt also unabhängig von der allgemeinen Filmverdampfung eine lokale Austrocknung der heißesten Brennstäbe nach wenigen Sekunden ein. Dieses Ergebnis muß bei der Beurteilung der für den Reaktor Na-2 [18] berechneten Einzelfälle berücksichtigt werden.

Abb.19 bis 23 geben das Verhalten der oberen Kühlmittelsäule und der Brennelementtemperaturen für den Fall einer Kühlmittelblockade am Brennelementeintritt an. Aufgrund der durch den Vergleich mit den Natriumsiedeexperimenten gewonnenen Erkenntnisse wurde dabei folgendermaßen vorgegangen:

- a) Es wurde nicht das Verhalten der ersten Blase berechnet, die in mittlerer Höhe entstehen muß, sondern dasjenige der letzten Folgeblase, die kurze Zeit später am unteren Ende des Brennelementes entsteht;
- b) in Zone 2 wurde die Hypothese der "verhinderten Abdampfung" eingeführt.

Während in der Rechnung erst im Zeitbereich von 3 bis 4 sec eine Austrocknung zu verzeichnen ist, muß gemäß der Abschätzung zu Beginn dieses Kapitels schon kurz nach der ersten Blasenbildung mit lokal begrenzten Trockenflecken gerechnet werden, die über mehrere Sekunden hinweg nicht mehr benetzt werden. Hieraus folgt:

- Unmittelbare Folge des Siedens ist ein Versagen der Brennstäbe durch Übertemperatur (Schmelzen der Hülle) bereits nach 0.3 bis 0.5 sec.
- Frühestens etwa 3 sec nach Austrocknung (an der Stelle größter Leistungsdichte) tritt Brennstoffschmelzen ein. Da die Rechnung zeigt, daß durchaus auch über längere Zeiten hinweg das Kühlmittel durch die Dampfblase von zentralen Teilen des Brennelementes ferngehalten werden kann, muß in Bereichen hoher Leistung eine beträchtliche Zerstörung der Brennelementstruktur erwartet werden, sofern nicht rechtzeitig (d.h. nach etwa 1 bis 2 sec) die Leistung abgeschaltet wird.
- Die Behandlung des Siedevorganges, wie sie in dieser Arbeit entwickelt wurde, kann sich sinnvoll nur über die ersten Sekunden erstrecken. Anschließend ist die Problematik der zerstörten Geometrie und der Brennstoff-Kühlmittel-Wechselwirkung einzubeziehen.

Abb. 24 bis 28 zeigen den entsprechenden Vorgang bei Ausfall der Pumpe. Als Ort des Blasenursprungs wurde ein Ort 70 cm über der Corekante gewählt. Die gesamte Corehöhe beträgt 95 cm.

Das Ergebnis dieser Rechnungen läßt sich wie folgt zusammenfassen:

- In einem siedenden Brennelement treten einzelne Dampfblasen auf, deren Volumen mit einer Grundfrequenz von etwa 2 bis 3 Hz oszilliert.
- Im Maximum des Blasen Volumens ist nahezu das ganze Brennelement mit Dampf gefüllt. Im Minimum bleibt in den meisten Fällen eine Restblase erhalten, die nicht vollständig kollabiert. Hohe Druckspitzen durch vollständige Kondensation treten nur bei den ersten Oszillationen auf.
- Wenige Zehntel Sekunden nach Austrocknung des Restfilmes ist an der Trockenstelle die Hüllwandtemperatur bis zum Versagenspunkt aufgeheizt.

Während die hier detailliert behandelten Fälle mit einem für den Reaktor als typisch erwarteten geringen Siedeverzug (Keimradien von 0.1 mm Radius) berechnet wurden, ergaben Vergleichsrechnungen mit Siedeverzugswerten bis zu 50 μ rd folgendes:

- Eine Erhöhung des Siedeverzuges führt zu einem schnelleren Wachstum der ersten Blase und zu einer Phasenverschiebung der folgenden Oszillationen. Die Frequenz und Amplitude der Schwingung bleiben jedoch praktisch gleich.

7. Auslösung von Reaktivitätsunfällen durch Natriumsieden.

Nach Klärung der thermodynamischen und hydrodynamischen Vorgänge beim Natriumsieden in schnellen Reaktoren soll nun der sicherheitstechnische Aspekt des Siedens betrachtet werden. Wie die Siedevorgänge in eine Sicherheitsbetrachtung schneller natriumgekühlter Reaktoren einzuordnen sind, wird durch das in Abb. 29 dargestellte stark vereinfachte Ablaufschema schwerer Unfälle erläutert.

Die in der ersten Zeile angeführten Primärunfälle sind keine wohldefinierbaren Vorfälle, sondern können nur als typisierende Benennungen ganzer Spektren möglicher Vorfälle verstanden werden. Auch die Verknüpfung einzelner Vorgänge zu einem Unfallablauf ist nicht als Zwangsläufigkeit anzusehen, sondern deutet nur an, daß mit einer gewissen, meist sehr geringen, doch leider unbekanntem Wahrscheinlichkeit der Ablauf so vonstatten gehen kann, daß er bezüglich der Gefährdung der Umwelt relevant ist. Trotz dieser Einschränkung verdeutlicht das Schema einige wichtige Strukturzusammenhänge.

- Kühlmittelverlust und Beladeunfall können zu Aktivitätsausbreitung im Containment führen, ohne daß nach Einleitung dieser Unfälle durch aktive Sicherheitsmaßnahmen der weitere Ablauf beeinflußt werden kann. Schutzmaßnahmen (aktive oder passive) müssen also stets schon die Einleitung dieser Unfälle zu verhindern suchen. (z.B. Doppelwandigkeit, Garantie der Unterkritikalität.)
- Steuerstabauswurf (stellvertretend für alle großen, schnellen Primär-Reaktivitätsstörungen) sind im Prinzip durch die Neutronenflußüberwachung und das Abschaltssystem abgesichert. Da jedoch das Abschaltssystem nicht unbegrenzt rasch reaktionsfähig ist, müssen bei diesem Unfalltyp die Schutzmaßnahmen zur Vermeidung der Unfall-einleitung (z.B. Begrenzung des Reaktivitätshubes einzelner Steuerstäbe) und aktiven Einrichtungen des Abschaltsystems (z.B. redundante Ausführung) aufeinander abgestimmt sein, damit wirklich das ganze Spektrum dieses Unfalltyps abgedeckt wird.
- Kühlungsstörungen globaler (Pumpenausfall) und lokaler Art führen nur über eine Ereigniskette zu Reaktivitätsstörungen. Durch Überwachung der Einzelereignisse ist im Prinzip eine mehrfach redundante Absicherung möglich. Die technische Realisierung der dafür notwendigen Messungen mit der für Sicherheitsfunktionen nötigen Zu-

verlässigkeit ist jedoch heute nur in einigen Fällen möglich (Stromausfall an den Pumpen, Gesamtdurchsatz). Insbesondere die Messungen, die zur Detektion lokaler Kühlungsstörungen herangezogen werden könnten, können heute noch nicht im wünschenswerten Maße ausgeführt werden. Erst in einem späten Stadium des Unfallablaufes, nämlich beim Ansteigen des Neutronenflusses infolge der Reaktivitätsstörung, stehen konventionelle Meßtechniken zur Verfügung. Es muß jedoch nachgewiesen werden, daß die durch Propagation lokaler Kühlungsstörungen erzeugten Reaktivitätsstörungen die Fähigkeiten des vorgesehenen Sicherheitssystems nicht übersteigen. Als Richtwert kann angenommen werden, daß nicht mehr als 1.0 β mit mehr als 20 β /sec Geschwindigkeit zugeführt werden sollen. Langsamere Reaktivitätsrampen werden sicher beherrscht. Wegen der negativen Reaktivitätsrückwirkungen (Dopplereffekt) führen auch schnellere nicht zu einer Kernzerstörung, wenn sie unter 1 β bleiben.

Es ist nun möglich, für eine große Anzahl typischer Störfälle das Siedeverhalten mit BLOW 2 zu berechnen. Dabei müßten jeweils die wesentlichen Parameter wie Siedeverzug, Ort der Blasenbildung, Schichtdicke des Restfilmes über den sinnvoll anzusehenden Bereich variiert werden. Welche Aussagekraft haben aber solche Rechnungen für die Sicherheit schneller Reaktoren? Dabei ist folgendes zu beachten: Im Gegensatz zu vielen anderen Vorgängen, die Objekt wissenschaftlicher Untersuchung sind, wird der Ablauf der Ereignisse hier nicht nur von mittleren Größen (Temperaturen, Leistung) bestimmt, sondern es sind gerade die Extremwerte dieser Größen, die für das Verhalten entscheidend sind. Zur Verdeutlichung: Ort und Zeit der Blasenentstehung werden von den heißesten Stellen bestimmt, das Versagen der Brennstäbe setzt an der Stelle ein, wo der Restfilm zuerst austrocknet. Diese Fakten geben zusammen mit der Unbestimmtheit des Siedeverzuges den hier untersuchten Vorgängen einen außerordentlich statistischen, oder besser gesagt: kontingenten Charakter. Daher ist eine deterministische Betrachtungsweise, wie sie z.B. von MacFarlane [78] und Fischer [79] angestrebt wird, nicht angemessen. Die Berechnung der Reaktivitätswirkungen sich zeitlich überlappender Siedevorgänge in mehreren Brennelementen sollte dem statistischen Charakter der Siedevorgänge gerecht werden, und selbst statistischer Natur sein. Diese Aussage würde auch gelten, wenn der Berechnung des dynamischen Blasenwachstums die heute noch gegebenen offensichtlichen Mängel nicht anhafteten. Diese Mängel unterstreichen nur die

Aussage, daß ein deterministisches Vorgehen ungeeignet ist.

Eine statistische Betrachtungsweise ist heute auch nur näherungsweise möglich. Sie soll auf folgenden Punkten aufbauen, die wir als gesichert ansehen können:

- 1) Ort, Zeitpunkt und Temperatur bei Blasenentstehung in einem Brennelement sind statistisch verteilt.
- 2) Das Blasenvolumen in einem Brennelement oszilliert. Die Schwingungszeit der Grundschiwingung beträgt einige Zehntel Sekunden.
- 3) Die Oszillationen (Frequenz und Amplitude) der Flüssigkeitssäulen sind von den genauen Anfangsbedingungen (Ort der Keimbildung und Siedeverzug) praktisch unabhängig.
- 4) Nach einigen Zehntel Sekunden (typisch 0.5 sec) setzt an einzelnen ausgetrockneten Stellen der Brennstäbe Schmelzen der Hülle ein und nach einigen Sekunden Schmelzen des Brennstoffes (typisch 4 sec).

Da über die Vorgänge, die sich aus dem Brennstabversagen gemäß Punkt 4 ergeben können (insbesondere die thermische Wechselwirkung zwischen Brennstoff und Kühlmittel) nur sehr verschwommene Vorstellungen existieren, sollen sie hier ausgeklammert werden. Die Ergebnisse der folgenden Abschätzungen sind daher nur in dem Bereich gültig, in dem Natrium siedet, die Brennstabgeometrie im wesentlichen aber noch intakt ist, d.h. für einen Zeitbereich von maximal 5 sec für das Brennelement maximaler Leistung bzw. einen entsprechend längeren Zeitraum bei niedrigerer Leistung.

Aus den Punkten 1 und 2 wird folgendes vereinfachte Modell der Siedevorgänge abgeleitet:

- 1) Es wird angenommen, daß die Phasenverschiebung der Blasenbewegungen mehrerer Brennelemente nicht korreliert ist.
- 2) Es wird angenommen, daß der Reaktivitätseffekt der Blasenbewegung jedes Elements durch folgende gleich wahrscheinliche Zustände dargestellt werden kann:

	Reaktivität	Reaktivitätsgeschwindigkeit
Zustand 1:	$\delta k_0 - \Delta k$	0
Zustand 2:	δk_0	$\delta \dot{k}$
Zustand 3:	$\delta k_0 + \Delta k$	0
Zustand 4:	δk_0	$-\delta \dot{k}$

Die Wahrscheinlichkeit, daß sich dann die Einzelvorgänge bei n betroffenen Elementen so überlagern, daß sich insgesamt eine Reaktivität von $\sum \delta k > K$ und $\sum \frac{d\delta k}{dt} > \dot{K}$ ergibt, ist dann

$$P(n, k, \dot{k}) = \sum_{n_1, n_2, n_3} \binom{n}{n_1} \cdot \left(\frac{1}{4}\right)^{n_1} \cdot \left(\frac{3}{4}\right)^{n-n_1} \cdot \binom{n-n_1}{n_2} \cdot \left(\frac{1}{3}\right)^{n_2} \cdot \left(\frac{2}{3}\right)^{n-n_1-n_2} \cdot \binom{n-n_1-n_2}{n_3} \cdot \left(\frac{1}{2}\right)^{n_3} \cdot \left(\frac{1}{2}\right)^{n-n_1-n_2-n_3} \quad (106)$$

Hierin gelten noch folgende Einschränkungen

$$0 \leq n_1, n_2, n_3 \leq n \quad \text{sowie} \quad n_1 + n_2 + n_3 \leq n$$

$$n \cdot \int k_0 + (n_3 - n_1) \Delta k > K$$

$$\int \dot{k} \lfloor n_2 - (n - n_1 - n_2 - n_3) \rfloor > \dot{K}$$

Gleichung (106) ist wie folgt zu verstehen: Der Faktor $\left(\frac{1}{4}\right)^{n_1} \left(\frac{3}{4}\right)^{n-n_1}$ gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit n_1 bestimmte Elemente im Zustand 1 sind und zugleich $n-n_1$ Elemente nicht im Zustand 1 sind. Diese Auswahl (n_1 aus n) kann $\binom{n}{n_1}$ mal getroffen werden. Das Produkt $\binom{n}{n_1} \left(\frac{1}{4}\right)^{n_1} \left(\frac{3}{4}\right)^{n-n_1}$ ist also die Wahrscheinlichkeit dafür, daß n_1 beliebige Elemente im Zustand 1 (von 4 möglichen) sind. Die verbleibenden Elemente verteilen sich gleichmäßig auf die Zustände 2 bis 4. Hierfür und für die Aufteilung der noch übrig bleibenden $n-n_1-n_2$ Elemente gilt die gleiche Argumentation.

Als Richtwerte für Δk wurde der Fall eines 300 MWe-Reaktors [18] zugrunde gelegt. Der Maximale Reaktivitätseffekt bei Entleeren eines Brennelementes beträgt dort 0.14 $\%$. Dieser Wert wurde in konservativer Weise für alle Elemente angenommen (also $\Delta k = 0.07 \%$). Als Mittelwert der Einzelstörung $\int k_0$ wurde $\int k_0 = 0.07 \%$ bzw. $\int k_0 = 0$ angesetzt, was einer Elementposition im Zentrum des Kernes bzw. auf einer mittleren Position in der äußeren Zone entspricht. Als typische Schwingungszeit der Natriumblase wurden 0.4 sec angenommen, wie es den Ergebnissen aus Kap. 6 (Abb. 19 bis 29) entspricht. Damit wird $\int \dot{k} = 1.4 \%$ /sec. ($\Delta k_0 = 0.07 \%$ siehe Abb. 30; $\Delta k_0 = 0$ siehe Abb. 31)

Abb. 30 und Abb. 31 zeigen als Funktion der Anzahl der betroffenen Elemente die Wahrscheinlichkeit, daß

- 1) die Reaktivität 1 $\%$ und gleichzeitig ihre Geschwindigkeit den Wert 0, 10 $\%$ /sec oder 20 $\%$ /sec überschreitet,
- 2) die Reaktivität 0.1 $\%$ bzw. 0.2 $\%$ nicht überschreitet.

Die erste Kurvenschar (Kurven 1 bis 3) ist ein Hinweis auf die Gefährlichkeit des Unfalles, die zweite Kurvenschar (Kurven 4 und 5) gibt die Möglichkeit an, mit der normalen Neutronenflußinstrumentierung den Unfall zu entdecken. (Man kann davon ausgehen, daß eine Reaktivitätsstörung von über 0.1 bis 0.2% auf jeden Fall eine Reaktorabschaltung auslöst.) Die Kurven zeigen deutlich folgendes:

In der Mitte des Kernes (Abb. 30) würde Sieden mit an Sicherheit grenzender Wahrscheinlichkeit durch die Neutronenflußinstrumentierung entdeckt, wenn über ca. 12 Brennelemente betroffen sind. Bei unter bis zu 20 betroffenen Elementen ist ein Zustand, den das Abschaltssystem nicht mehr beherrscht ($K > 1 \beta$, $\dot{K} > 20 \beta/\text{sec}$) nahezu ausgeschlossen. Ein Abschaltssystem, das Reaktivitätsstörungen nur unterhalb 10 β/sec abfangen kann, wäre jedoch kaum ausreichend. (Die Wahrscheinlichkeit für $K > 1 \beta$, $\dot{K} > 10 \beta/\text{sec}$ ist 1% bei 20 Elementen.)

Dies sei anhand der Abb. 30 an einem Beispiel erläutert: Nehmen wir an, daß in 30 zentralen Brennelementen des Reaktorkerns das Natrium siedet, so ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß durch Überlagerung der einzelnen Reaktivitätseffekte der promptkritische Zustand mit 20 β/sec überschritten wird, nur $7 \cdot 10^{-5}$ (Kurve 1). Die Wahrscheinlichkeit für das Erreichen und Überschreiten des promptkritischen Zustandes überhaupt, ist jedoch bereits größer als 10% (Kurve 3). Mit einem Abschaltssignal über den Neutronenflußkanal ist jedoch mit Sicherheit (genauer: mit einer Wahrscheinlichkeit von über 0.99999) zu rechnen (Kurven 4 und 5). Verlagert man die vom Sieden betroffene Zone in einen Bereich, in dem der Reaktivitätseffekt des Natriumsiedens im Mittel null ist (Abb. 31), so wird zwar die Wahrscheinlichkeit für das Erreichen des promptkritischen Zustandes um über 3 Zehnerpotenzen reduziert (Kurve 3), gleichzeitig aber wird die Neutronenflußanzeige höchst unzuverlässig (Kurven 4 und 5).

Dies beweist, daß die Neutronenflußanzeige nicht in allen Fällen ein zuverlässiges Detektionsmittel für Natriumsieden ist. Andererseits ist aber in jedem Fall bis zu einer großen Anzahl von betroffenen Elementen (ca. 20 bis 40) das Auftreten einer "gefährlichen Situation" ($K > 1 \beta$, $\dot{K} > 20 \beta/\text{sec}$) praktisch unmöglich. Hieraus folgt einerseits, daß neben der Neutronenflußanzeige noch andere Meßgrößen zur Detektion von Siedezuständen (oder von Zuständen, die zu Sieden führen können) herangezogen werden müssen; andererseits aber bedeutet Sieden in bis zu 20 Brennelementen noch keine Gefahren-

situation. Technisch realisierbar scheint gegenwärtig nur die Messung der Austrittstemperatur der Brennelemente, allerdings mit folgenden Nachteilen:

- Die aus- und einströmende Flüssigkeitsmenge ergibt kein monotonen Übertemperatursignal, sondern eine Temperaturschwankung. Es liegt zunächst nahe, die Schwankungsgröße des Temperatursignals als Anzeige für den Siedevorgang heranzuziehen. Bei einer Temperaturschwankung von 200 grd mit einer Frequenz von 5 Hz zeigt ein Thermoelement mit einer (technisch realistischen) Zeitkonstante von 2 sec jedoch nur 8 grd Schwankung an. Der Mittelwert des Temperatursignals erscheint daher als der geeignetere Meßwert.
- In Fällen, in denen das Brennelement am Austritt verstopft ist, ergibt diese Messung kein Signal.

Aus diesen Gründen ist es nötig, eine Abschaltung einzuleiten, wenn von weniger als den 20 für eine nicht-vernachlässigbare Unfallwahrscheinlichkeit "erforderlichen" Elementen eine abnormale Austrittstemperatur angezeigt wird. Es ist aber jedenfalls nicht erforderlich, auf das Signal eines einzelnen Brennelements hin den Reaktor abzuschalten, um einen durch Sieden ausgelösten Reaktivitätsunfall zu verhindern.

In der bisherigen Wahrscheinlichkeitsbetrachtung wurde davon ausgegangen, daß nicht gleichzeitig oder sehr rasch hintereinander in vielen Brennelementen Sieden eintritt. Es sind jedoch zwei Vorgänge denkbar, die eine solche Gleichzeitigkeit oder spontane Ausbreitung des Siedens ermöglichen könnten:

- 1) Plötzliches Stagnieren des Kühlmittels im ganzen Kern
- 2) Auslösen des Siedeverzuges in vielen Brennelementen durch Drucksitzen beim Sieden in einem Brennelement.

Die erste Möglichkeit kann ausgeschlossen werden, da der Gesamtkühlmitteldurchsatz meßtechnisch mehrfach überwacht wird, und eine ungewollte zu starke Durchsatzreduktion den Reaktor abschalten würde. Gegen die zweite Möglichkeit spricht die experimentelle Erfahrung. Mehrere Autoren (Peppler, Kottowski) haben vergeblich versucht, durch mechanische Stöße in Natrium selbst bei hohem Siedeverzug Sieden auszulösen. Dieses Ergebnis ist angesichts der hohen für die Verdampfung nötigen Energiedichten verständlich.

Das Ergebnis dieser Abschätzungen zeigt, daß durch technische Sicherheitsmaßnahmen, die durchaus im Rahmen der heutigen Technologie realisierbar sind (Reaktivitätsmessung über Neutronenflußmessung und Messung der Austrittstemperatur jedes Brennelementes) und ohne wesentliche Erhöhung der Störanfälligkeit (wie z.B. bei Abschaltung im Falle einer einzigen Über-temperaturanzeige) der Reaktor sicher gegen Reaktivitätsunfälle durch Natriumsieden geschützt werden kann. Diese Aussage gilt, solange der Reaktivitätswert, der durch das Sieden in einem Brennelement erzeugt wird, nicht wesentlich über den hier angenommenen Wert von $0.14 \text{ } \%$ ansteigt. Damit ist zum ersten Mal ein quantitativer Nachweis dafür erbracht, daß das Vorgehen der meisten Schnelle-Brüter-Gruppen gerechtfertigt ist, die maximale Natrium-Verlust-Reaktivität nicht auf unter $1 \text{ } \%$ zu beschränken. Dagegen sollte ein anderes Kriterium eingehalten werden: Die maximale Natrium-Verlust-Reaktivität eines einzelnen Brennelementes sollte 0.1 bis $0.2 \text{ } \%$ nicht überschreiten.

8. Die wichtigsten Ergebnisse

Hier sollen die Ergebnisse dieser Arbeit, soweit sie gegenüber dem bisherigen Stand der Kenntnis wesentlich neue Resultate oder theoretische Interpretationen experimenteller Erfahrung darstellen, zusammengefaßt werden:

- 1) Die in vielen Siedeexperimenten festgestellte Tatsache, daß siedende Flüssigmetalle zur Bildung großer Blasen neigen und nicht das Zweiphasenströmungsbild von z.B. Wasser zeigen, wurde theoretisch erklärt. Es zeigte sich, daß nicht so sehr die Verschiedenheit der Oberflächenspannung und des Dampfdichte-zu-Flüssigkeitsdichte-Verhältnisses sondern vielmehr die wesentlich höhere Wärmeleitfähigkeit und der höhere Siedeverzug für dieses Phänomen verantwortlich ist.
- 2) Es wurde ein mathematisches Modell zur Berechnung von Siedevorgängen in engen zylindrischen Kühlkanälen aufgestellt und für eine digitale Rechenmaschine codiert. Im Gegensatz zu früheren Modellen dieser Art wurde das Modell soweit entwickelt, daß es nicht nur für die Wachstumsphase einer Blase anwendbar ist, sondern daß sein Gültigkeitsbereich sich über alle Phasen des Siedevorganges erstreckt:
den stationären einphasigen Ausgangszustand,
den einphasigen Aufheizvorgang,

das Wachstum der Blase vom kugelförmigen Keim bis zu einer den ganzen Kanal bzw. das ganze Brennelement ausfüllenden zylindrischen Blase, den Schwingungsvorgang, während dessen abwechselnd Verdampfungs- und Kondensationsvorgänge überwiegen, die vollständige Kondensation der Blase mit den dabei auftretenden sehr hohen und sehr kurzen Druckpulsen.

Ein wesentliches Merkmal des Modells ist die Berücksichtigung der Bildung und Abdampfung eines Flüssigkeitsfilmes auf der Heizfläche im Blasenbereich.

- 3) Das Modell wurde an Siederversuchen mit Wasser und Natrium getestet. Der Vergleich mit den Wassersiederversuchen zeigte eine sehr gute quantitative Übereinstimmung und verdeutlichte den großen Einfluß des Siedeverzuges auf den Wachstumsvorgang der ersten Blase. Dagegen ist das Verhalten des Flüssigkeitsfilmes für diesen Vorgang ohne Bedeutung.
- 4) Die Vergleiche mit Natriumsiederversuchen zeigten eine gute qualitative Übereinstimmung. Insbesondere gibt das Modell den Wechsel von überwiegend kondensierendem Verhalten der Blase bzw. überwiegender Dampfproduktion durch Verdampfung des Restfilmes richtig wieder. Es wurde gezeigt, daß die oft beobachteten hohen Druckspitzen bei vollständiger Blasen Kondensation nicht nur durch frontalen Zusammenprall von Flüssigkeitsmengen entstehen, sondern auch während der Schrumpfung kugelförmiger Blasen in zylindrischen Kanälen auftreten und zwar bereits, solange die Blase noch existiert, und an der Kanalwand am Ort der Blase (nicht etwa in Blasennähe selbst) am höchsten sind.
- 5) Die quantitativen Abweichungen zwischen Rechnung und Experiment, nämlich die größere Schwingungsamplitude und die 1.5 bis 2 mal geringere Frequenz ließen sich eindeutig auf die dem Modell zugrunde liegende Annahme des thermodynamischen Gleichgewichtes in der Blase zurückführen.
- 6) Die Tatsache, daß in Natrium-Siederversuchen nach der ersten Blase die Bildung weiterer Folgeblasen festgestellt wurde, konnte auf das Kondensationsverhalten des Dampfes zurückgeführt werden.
- 7) Berechnungen für typische Siedefälle in einem Brennelement ergaben, daß die über einige Sekunden hinweg annähernd stabilen Schwingungen des Blasen volumens von Einzelheiten des Siedebeginns wie Siedeverzug und Ort der Keimbildung nicht wesentlich beeinflußt werden (im Gegen-

satz zum ersten Blasenwachstum). Eine statistische Betrachtung des Reaktivitätseffektes von Natriumsieden im Reaktor zeigte, daß eine Gefährdung des Reaktors durch Sieden -für sich betrachtet und ohne Einbeziehung des als Konsequenz des Siedens erwarteten Brennstabversagens- im Hinblick auf Reaktivitätsunfälle auch bei großen positiven Natrium-Void-Effekten durch Überwachung der Reaktivität und der Brennelementaustrittstemperatur auszuschließen ist.

A n h a n g

Zu Seite 45

Eine deutliche Verbesserung des Modells wäre im Prinzip dadurch zu erzielen, wenn die Blase selbst in mehrere axiale Maschen eingeteilt und der Mengenaustausch zwischen diesen Maschen einzeln unter Berücksichtigung des Druckabfalls berechnet würde. Diese Berechnung ist wegen der Nichtlinearität der Druckverlustbeziehungen und der Zustandsgleichungen ein iterativer Prozess. Da für die Berechnung typischer Beispiele (z.B. Abb. 12, 17, 19, 24) etwa 20 000 mal alle Zustandsvariablen zu ermitteln sind (Rechenzeit auf einer IBM 360/65 beträgt ca. 15 min), müßte auch diese Iteration ebenso oft ausgeführt werden. Selbst optimistische Abschätzungen führen zu exzessivem Rechenzeitbedarf. Das hier erwähnte Vorgehen erfordert wesentlich schnellere Rechenmaschinen, als sie heute zur Verfügung stehen.

Liste der Symbole

Symbol	Bedeutung	typische Dimension
a	Temperaturleitfähigkeit	m^2/sec
a_j	Temperaturleitfähigkeit im Oberflächenelement Ω_j	m^2/sec
A	Strömungsquerschnitt	m^2
A_o	Kühlkanalquerschnitt	m^2
B_{1j}^*, B_{2j}^*	Integrationskonstanten	$^\circ C sec$
c_j	Spezifische Wärme im Oberflächenelement Ω_j	$Nm/kg/grad$
C_B	Wärmekapazität der Blase	$Nm/grad$
C_F, C_H, C_K	Spezifische Wärme von Brennstoff, Hülle, Kühlmittel	$Nm/kg/grad$
C	Geometriefaktor in Gleichung (47)	-
e	Energiestromdichte	W/m^2
E	Energieinhalt einer Blase	Nm
E_o	Energieinhalt einer Blase im thermodynamischen Gleichgewicht	Nm
$\int E$	Abweichung des Energieinhaltes einer Blase vom Gleichgewicht	Nm
f	Abkürzung für $\frac{2}{3} (2 - \frac{R^3}{2r^3})$	-
f_K	Kondensationskoeffizient	-
f_1	Korrekturfaktor in Gleichung (6)	-
ΔF_g	Freie Energie der Keimbildung	Nm
g	Erdbeschleunigung	m/sec^2
h_D	Enthalpie des Dampfes	Nm/kg
h''	Sattdampf-Enthalpie	Nm/kg
Δh	Verdampfungswärme	Nm/kg
H_o	Geodätische Höhe am Ort der Blase	m
H_∞	Geodätische Höhe der freien Oberfläche	m
k	Wärmeleitfähigkeit	$W/m/grad$
k_B	Boltzmann-Konstante	$Nm/grad$

k_F, k_H, k_K	Wärmeleitfähigkeit von Brennstoff, Hülle, Kühlmittel	W/m/grad
k_j	Wärmeleitfähigkeit im Oberflächenelement Ω_j	W/m/grad
Δk	Maximale Abweichung des Reaktivitätswertes einer Dampfblase in einem Brennelement vom Mittelwert	$\%$
$\dot{\delta} k$	Reaktivitätsänderungsgeschwindigkeit, hervorgerufen durch die Dampfblase in einem Brennelement	$\%/sec$
δk_o	Mittlerer Reaktivitätswert einer Dampfblase in einem Brennelement	$\%$
K	Durch Sieden hervorgerufene Gesamtreaktivität	$\%$
\dot{K}	Durch Sieden hervorgerufene Gesamtreaktivitätsrampe	$\%/sec$
l_a	Nummer der Kühlmittelmasche am Kanalaustritt	-
l_B	Nummer der Kühlmittelmasche, die die Blase darstellt	-
l_e	Nummer der Kühlmittelmasche am Kanaleintritt	-
L	Reduzierte Stromfadenlänge	m
L_a	Reduzierte Stromfadenlänge (Austrittseite des Kanals)	m
L_e	Reduzierte Stromfadenlänge (Eintrittseite des Kanals)	m
L_i	Länge der axialen Zone i	m
m	Anzahl der radialen Hüllrohrzonen	-
M	Masse des Dampfes in einer Blase	kg
M_o	Masse des Dampfes in einer Blase im thermodynamischen Gleichgewicht	kg
δM	Abweichung der Masse des Dampfes in einer Blase vom Gleichgewicht	kg
n in 3.23	Anzahl der Oberflächenelemente Ω_j	-
n in 7.	Anzahl der Brennelement im Siedezustand	-
N_k	Molare Keimdichte	1/Mol
N_L	Loschmidt-Zahl	1/Mol
p_B	Der auf die Flüssigkeit wirkende Blasendruck	N/m^2
p_D	Druck des Dampfes	N/m^2

p_f	Druck in der Flüssigkeit	N/m^2
p_k	Dampfdruck im kritischen Keim	N/m^2
p_s	Sattdampfdruck	N/m^2
p_o	statischer Druck am Ort der Blase	N/m^2
p_∞	Druck in großer Entfernung von der Blase	N/m^2
p_∞^a	Druck über der freien Oberfläche (Austrittsseite des Kanals)	N/m^2
p_∞^e	Druck über der freien Oberfläche (Eintrittsseite des Kanals)	N/m^2
Δp	Druckdifferenz	N/m^2
Δp_r	Reibungsdruckabfall	N/m^2
$\Delta p_r/o$	Druckabfall von der Blase zur freien Oberfläche	N/m^2
$\Delta p_r/a$	Druckabfall von der Blase zur freien Oberfläche (Austrittsseite des Kanals)	N/m^2
$\Delta p_r/e$	Druckabfall von der Blase zur freien Oberfläche (Eintrittsseite des Kanals)	N/m^2
$P^{i,l}$	Leistungsstrom von axialer Zone i an Kühlmittelmasche l	W
$P(n,K,\bar{K})$	Wahrscheinlichkeit für das Eintreten eines durch K und \bar{K} gekennzeichneten Reaktivitätszustandes bei n Brennelementen im Siedezustand	-
q_F, q_H	Leistungsdichte von Brennstoff, Hülle	W/m^3
Q	Kühlmitteldurchsatz	kg/sec
Q_n	nomineller Kühlmitteldurchsatz	kg/sec
r	Abstand vom Blasenzentrum	m
r_k	kritischer Keimradius	m
r_{Ka}	Kühlkanalradius	m
r_{Kg}	Grenzradius der Gültigkeit des Kugelmodells der Blase	m
R	Blasenradius	m
R_G	Gaskonstante	Nm/Mol/grad
s_{ex}	Mittlere Grenzschichtdicke um den in das Plenum eintretenden Dampfstrahl	m
s_H	Hüllrohrdicke	m
s_i	Restfilmdicke in der i-ten axialen Zone	m

t	Zeit	sec
T in 3.21	Absolute Temperatur	$^{\circ}\text{K}$
in 3.22	Absolute Temperatur	$^{\circ}\text{K}$
T_a	Temperatur im Austrittsplenum	$^{\circ}\text{C}$
T_B	Blasentemperatur	$^{\circ}\text{C}$
T_B^*	Laplace-transformierte von T_B	$^{\circ}\text{C sec}$
T_D in 3.21	Absolute Dampftemperatur	$^{\circ}\text{K}$
in 3.22	Absolute Dampftemperatur	$^{\circ}\text{K}$
T_e	Temperatur im Eintrittsplenum	$^{\circ}\text{C}$
T_f	Temperatur der Flüssigkeit	$^{\circ}\text{C}$
T_f in 3.21	Absolute Flüssigkeitstemperatur	$^{\circ}\text{K}$
in 3.22	Absolute Flüssigkeitstemperatur	$^{\circ}\text{K}$
T_F, T_H, T_K	Temperatur von Brennstoff, Hülle, Kühlmittel	$^{\circ}\text{C}$
T_F^i	Temperatur der i-ten Brennstoffzone	$^{\circ}\text{C}$
$T_H^{i,n}$	Temperatur der i-ten axialen und n-ten radialen Hüllrohrzone	$^{\circ}\text{C}$
T_K^l	Temperatur der l-ten Kühlmittelmasche	$^{\circ}\text{C}$
T_j	Temperatur des Oberflächenelements Ω_j	$^{\circ}\text{C}$
T_j^*	Laplace-transformierte von T_j	$^{\circ}\text{C sec}$
T_{krit}	kritische absolute Temperatur	$^{\circ}\text{K}$
T_o in 3.23	Anfangstemperatur der von der Blase berührten Flüssigkeitsmenge	$^{\circ}\text{C}$
T_{oj}	Anfangstemperatur des Oberflächenelements Ω_j	$^{\circ}\text{C}$
$\Delta \hat{T}$	Temperaturdifferenz von Rand bis Mitte Kühlkanal	$^{\circ}\text{C}$
ΔT_s	Siedeverzug	$^{\circ}\text{C}$
ΔT_z	zusätzlich erforderlicher Temperaturanstieg für das Kritischwerden von Blasenkeimen in der Nähe einer expandierenden Blase	$^{\circ}\text{C}$
U	Umfang des Kühlkanals	m
U_{ex}	Umfang des in das Plenum eintretenden Dampfstrahls	m
v_o	Geschwindigkeit der Phasengrenzfläche	m/sec
v_a	Geschwindigkeit der Phasengrenzfläche (Austrittsseite des Kanals)	m/sec

v_d	Durchströmungsgeschwindigkeit	m/sec
v_e	Geschwindigkeit der Phasengrenzfläche (Eintrittsseite des Kanals)	m/sec
v_∞	Strömungsgeschwindigkeit an der freien Oberfläche	m/sec
$v_{a,\infty}$	Strömungsgeschwindigkeit an der freien Oberfläche (Austrittsseite des Kanals)	m/sec
$v_{e,\infty}$	Strömungsgeschwindigkeit an der freien Oberfläche (Eintrittsseite des Kanals)	m/sec
V	Blasenvolumen	m^3
V_F^i	Volumen der i-ten Brennstoffzone	m^3
$V_H^{i,n}$	Volumen der i-ten axialen und n-ten radialen Hüllrohrzone	m^3
x_j	Tiefenkoordinate des Oberflächenelements Ω_j	m
z	Längskoordinate des Kühlkanals	m
z_a	Ort des Kanalaustritts	m
z_e	Ort des Kanaleintritts	m
z_i	Unterkante des i-ten axialen Zone	m
z_K^l	Unterkante der l-ten Kühlmittelmasche	m
$z_{\bar{u}}^{i,l}$	Überlappungslänge der axialen Zone i mit der Kühlmittelmasche l	m
α_{FH}	Wärmeübergangskoeffizient Brennstoff-Hülle	$W/m^2/grad$
α_{HK}	Wärmeübergangskoeffizient Hülle-Kühlmittel	$W/m^2/grad$
δ_0	Schichtdicke der Stirnflächen der zylindrischen Blase	m
μ	Massenstromdichte	$kg/sec/m^2$
μ_K	Massenstromdichte der Kondensation	$kg/sec/m^2$
μ_V	Massenstromdichte der Verdampfung	$kg/sec/m^2$
ρ	Dichte (Flüssigkeit)	kg/m^3
ρ_D	Dichte des Dampfes	kg/m^3
ρ_f	Flüssigkeitsdichte	kg/m^3
ρ_j	Dichte im Oberflächenelement Ω_j	kg/m^3
ρ_F, ρ_H, ρ_K	Dichte von Brennstoff, Hülle, Kühlmittel	kg/m^3
ρ_0	Dampfdichte im thermodynamischen Gleichgewicht	kg/m^3

ρ''	Sattdampfdichte	kg/m ³
σ	Oberflächenspannung	N/m
τ	Zeitkonstante	sec
τ_K	Zeitkonstante der Kühlkanalheizung	sec
ϕ	Strömungspotential	m ² /sec
λ_K	Spezifische Längenleistung des Kühlkanals	W/m
λ_p	Spezifische Längenleistung des Heizers	W/m
ψ	Kehrwert der Laplace-transformierten Zeit	$\frac{1}{\text{sec}}$
ψ_f	Formfaktor (Gleichung (95))	-
Ω	Blasenoberfläche	m ²
Ω_j	Oberflächenelement	m ²

• über einer Variablen = zeitliche Ableitung = $\frac{d}{dt}$



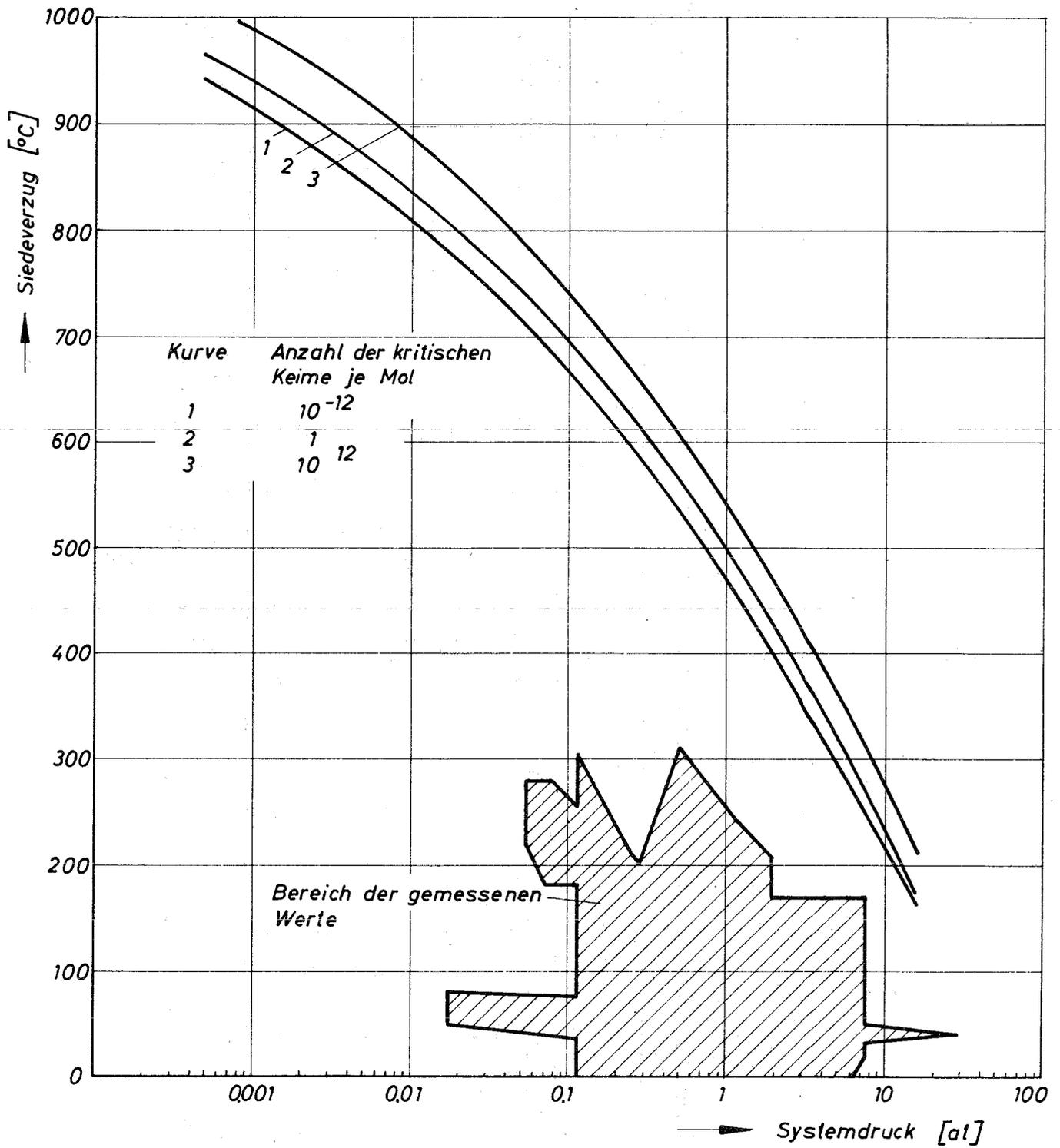


Abb. 1 Siedeverzug von Natrium

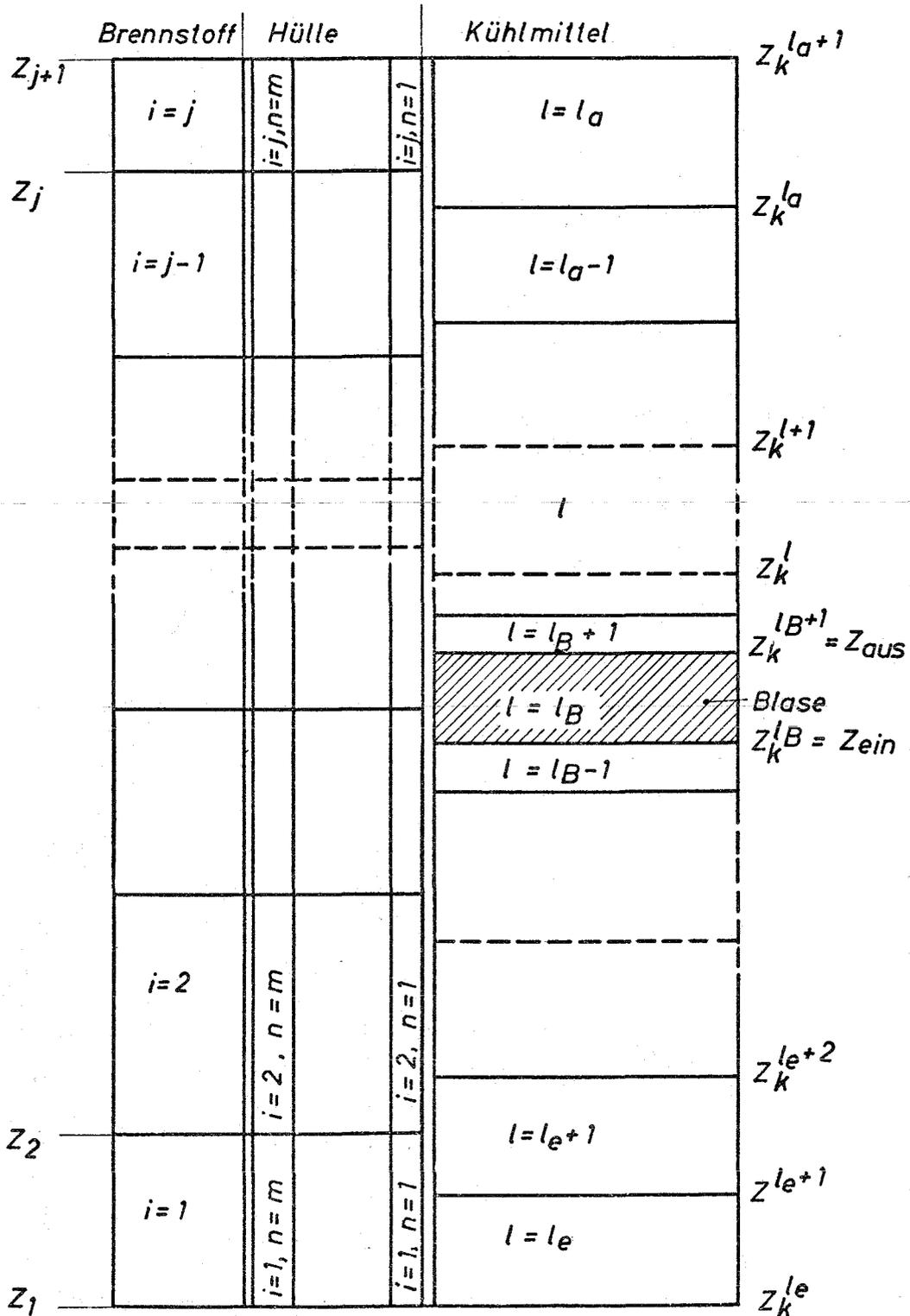
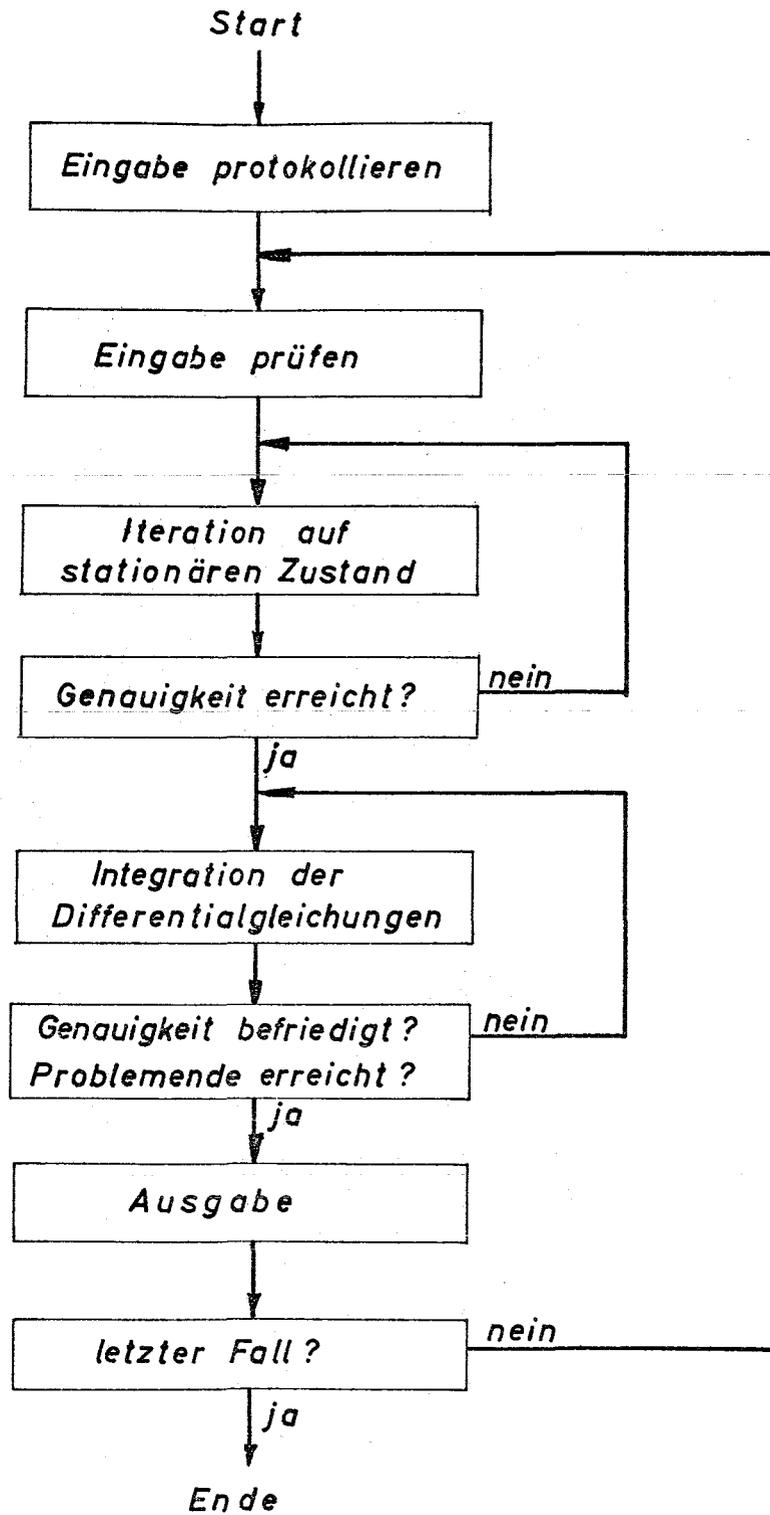


Abb. 2 Einteilung des räumlichen Maschengitters in Brennstoff, Hülle und Kühlmittel

Abb. 3 Flußdiagramm von DYSYS



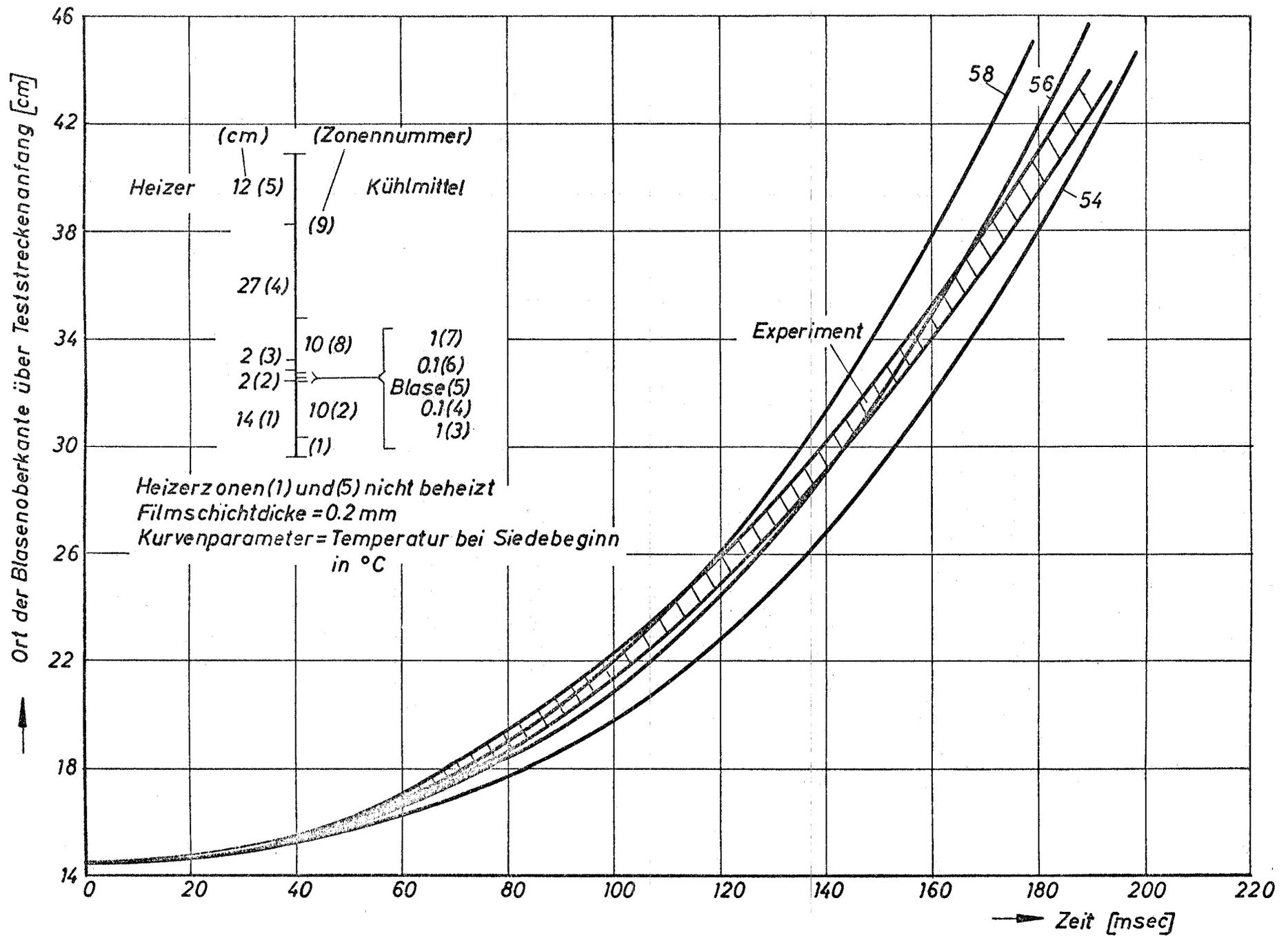


Abb. 4 Wassersiedeversuch. Blasenwachstum

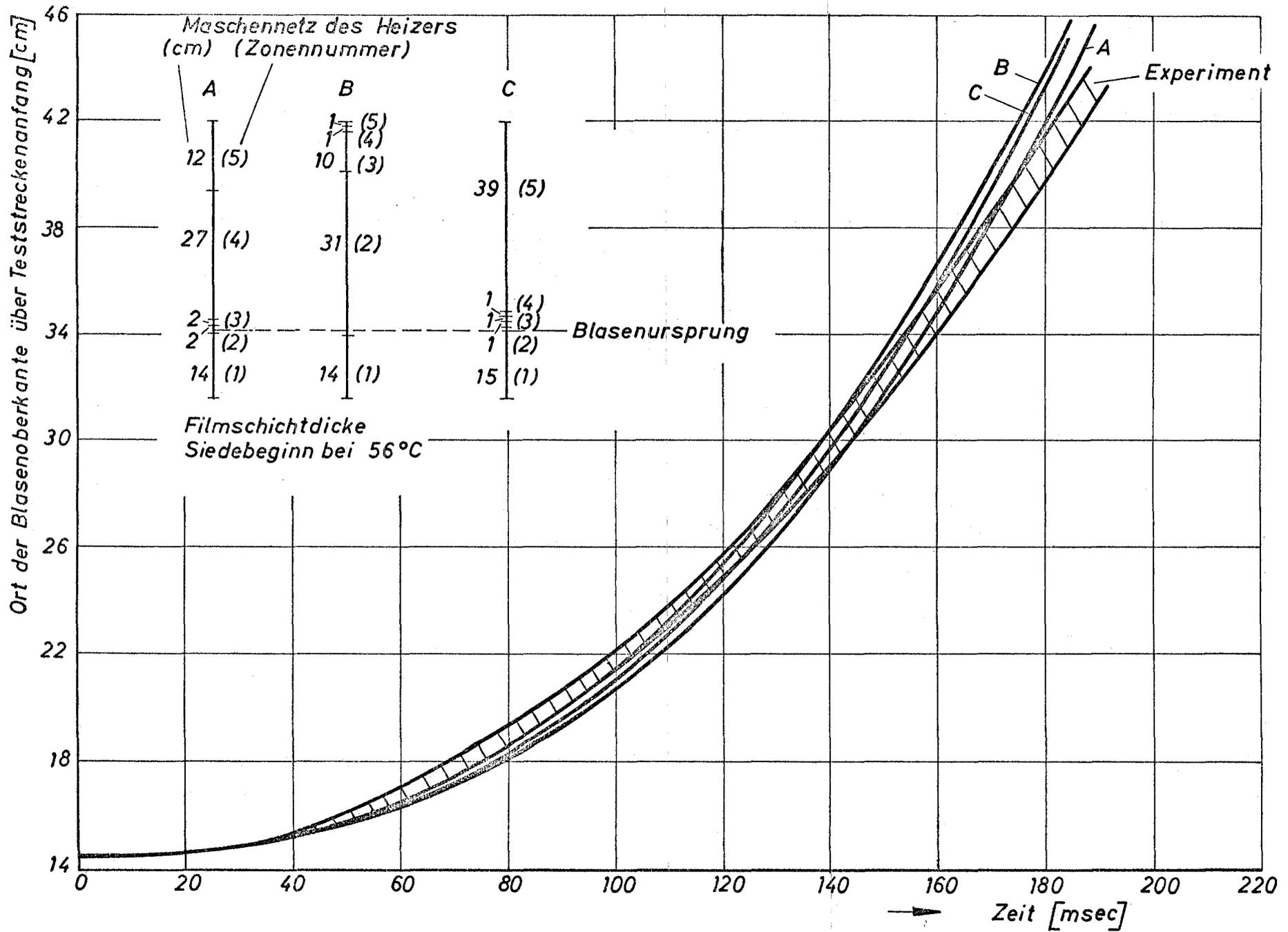


Abb. 5 Wassersiedeversuch. Blasenwachstum. Vergleich verschiedener Maschennetze

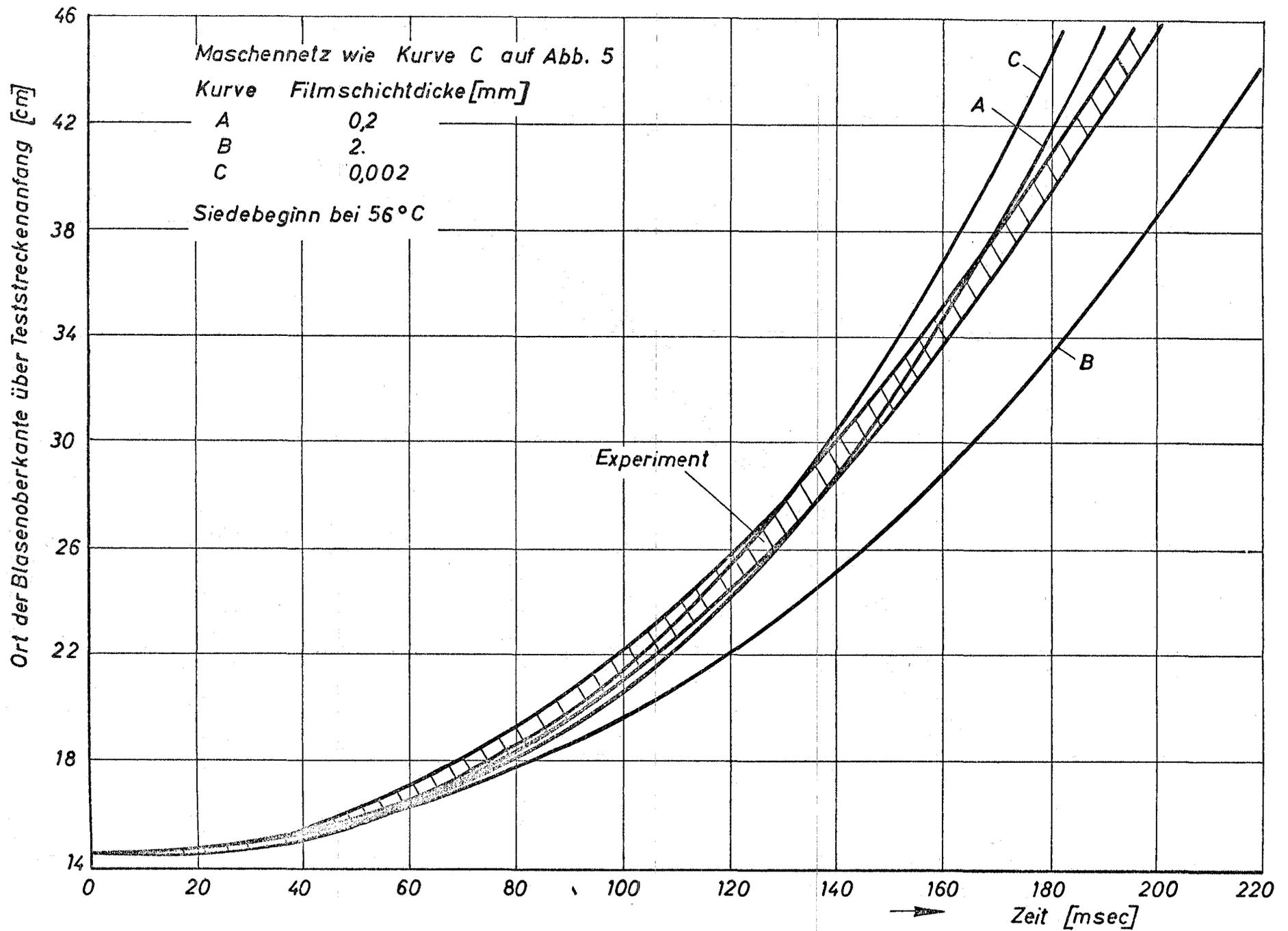


Abb. 6 Wassersiedeversuch. Blasenwachstum. Vergleich verschiedener Schichtdicken

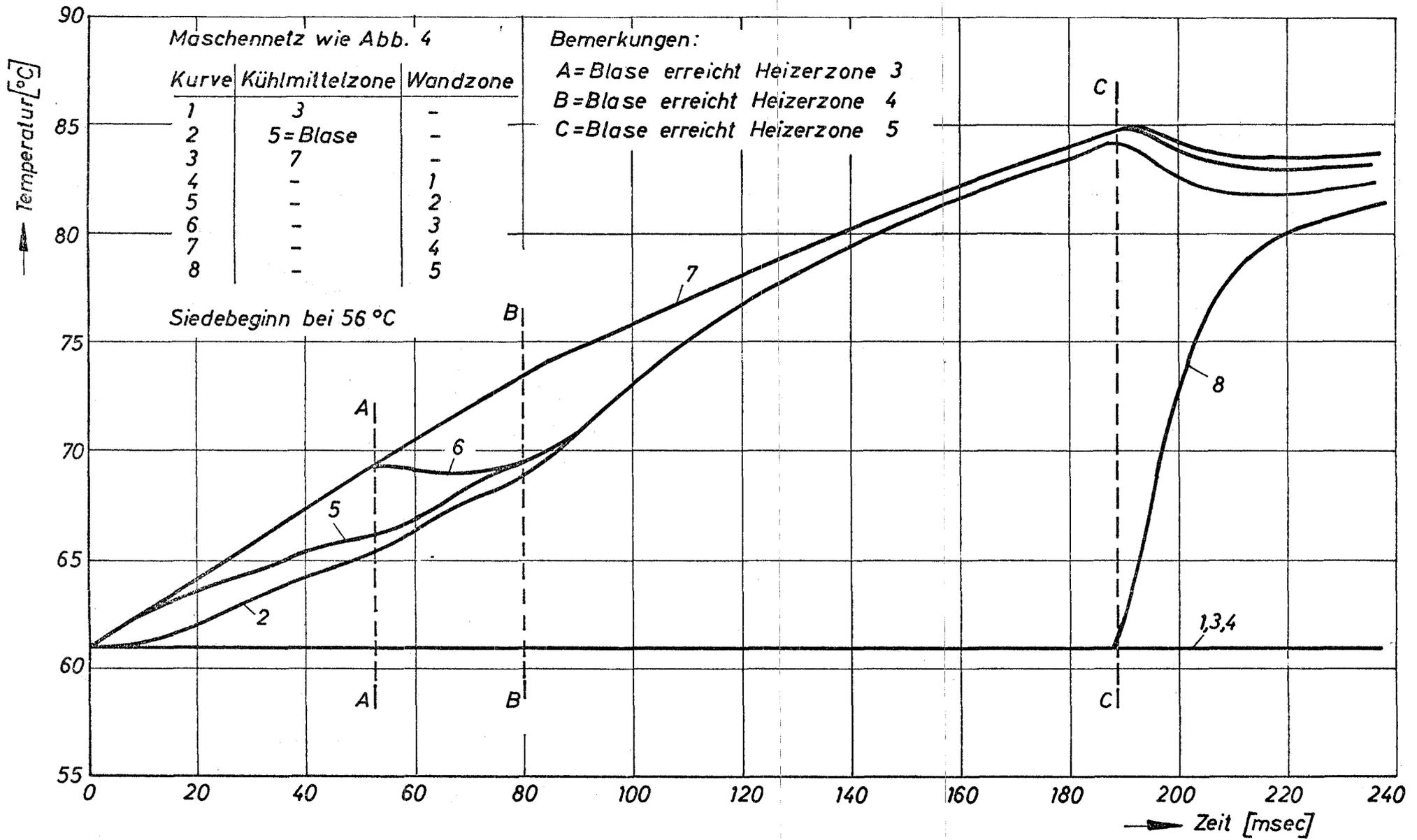


Abb. 7 Wassersiedeversuch. Temperaturverlauf

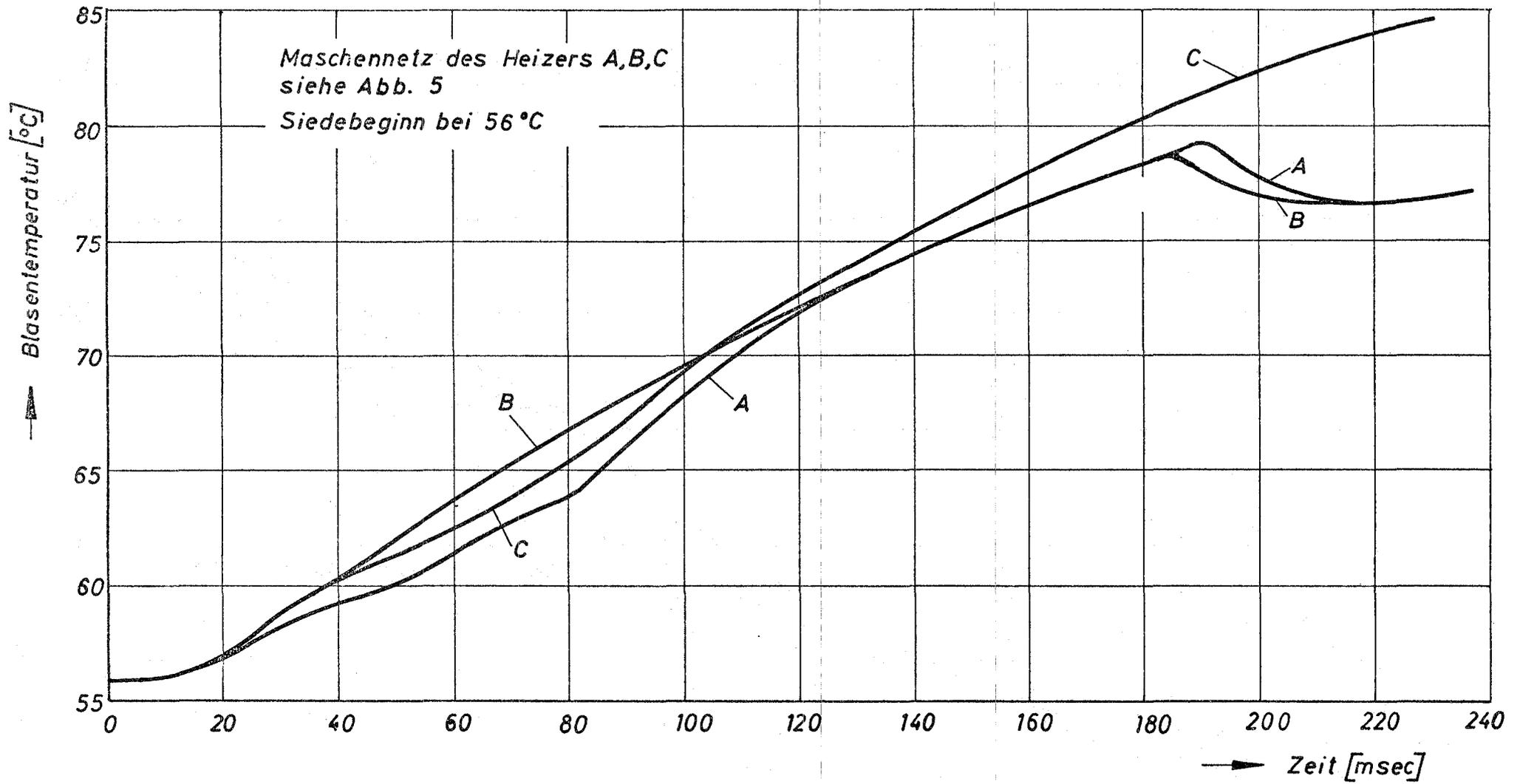


Abb. 8 Wassersiedeversuch. Blasentemperatur. Vergleich verschiedener Maschennetze

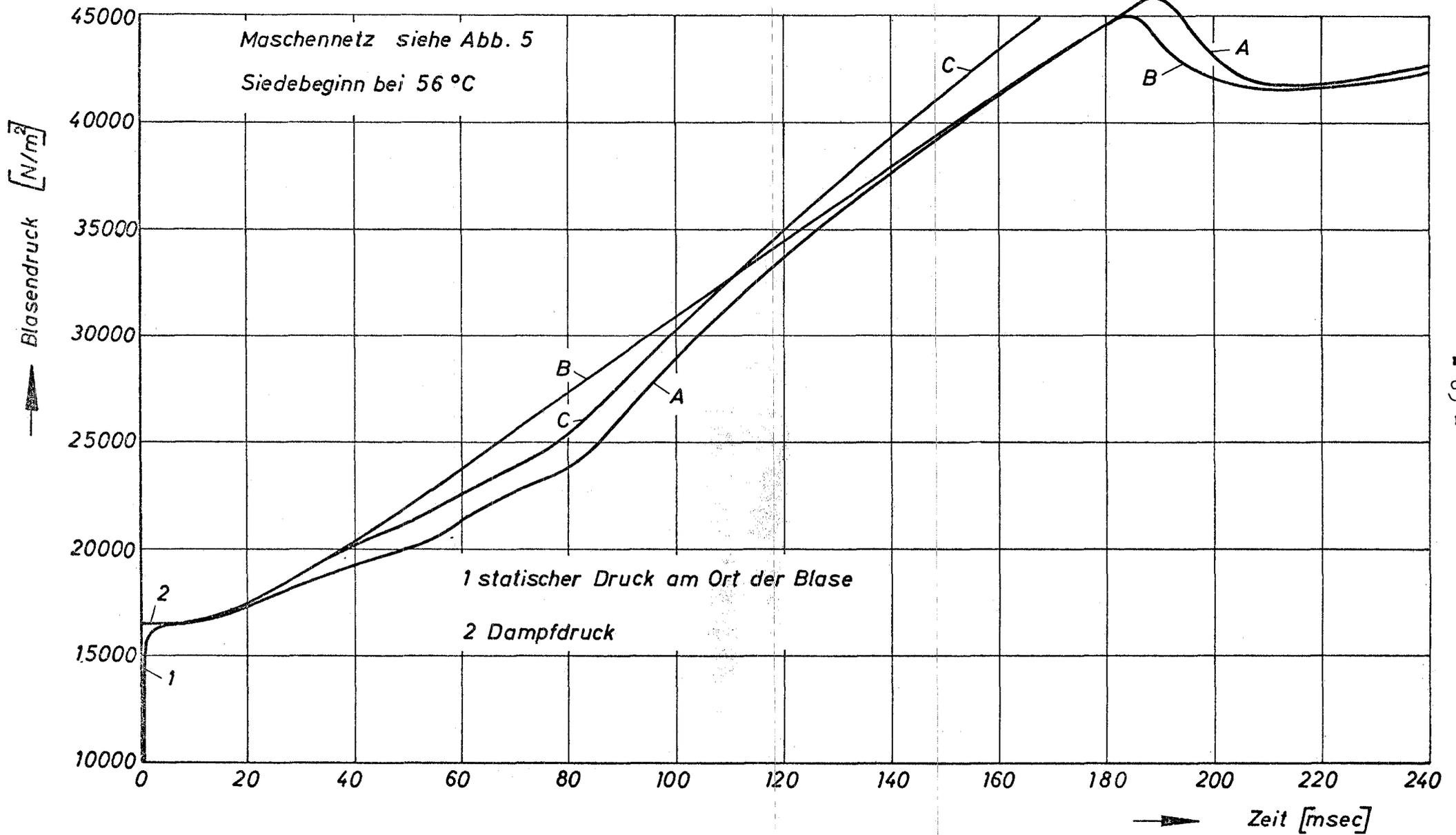


Abb. 9 Wassersiedeversuch. Druckverlauf. Vergleich verschiedener Maschennetze

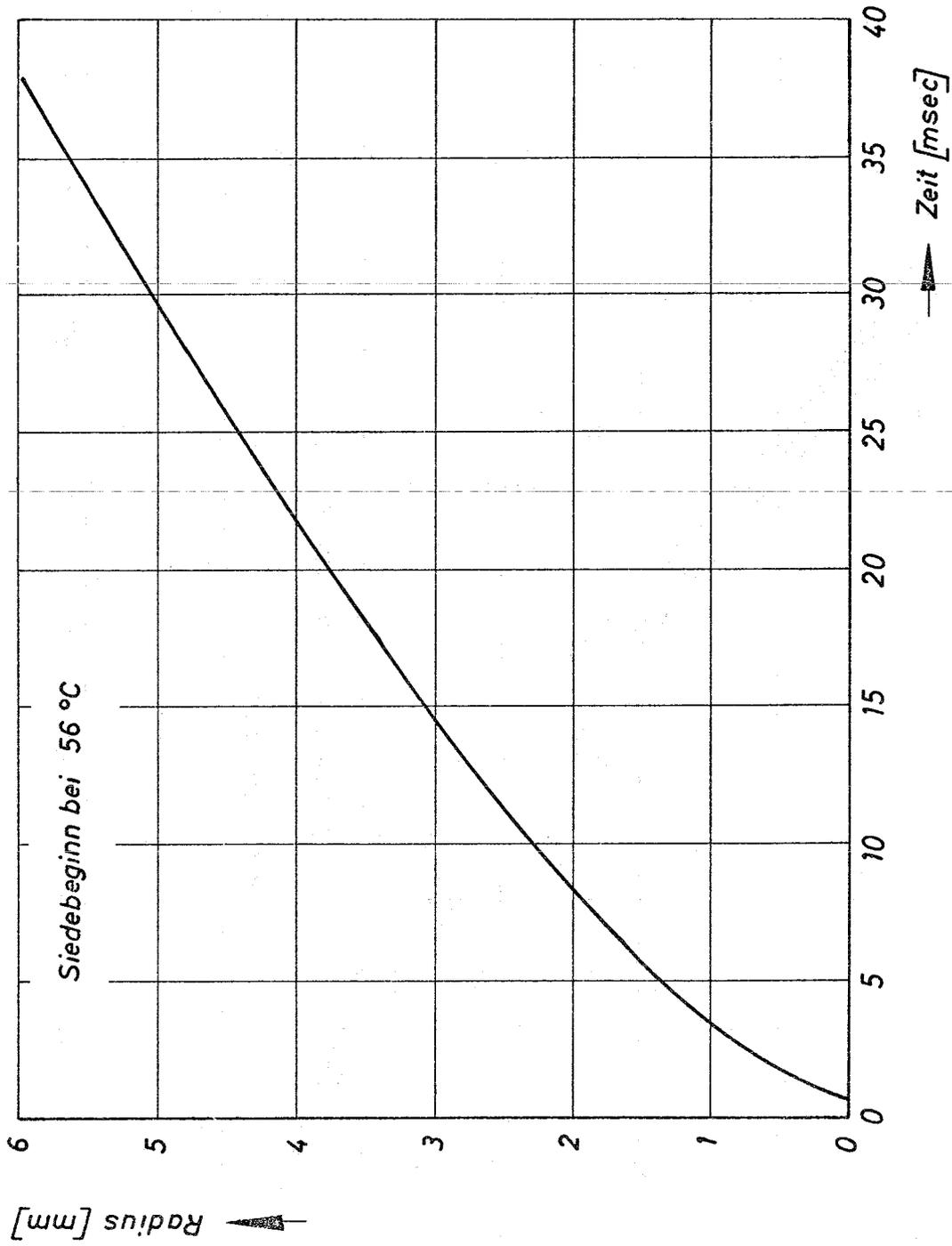


Abb. 10 Wassersiedever such. Blasenradius

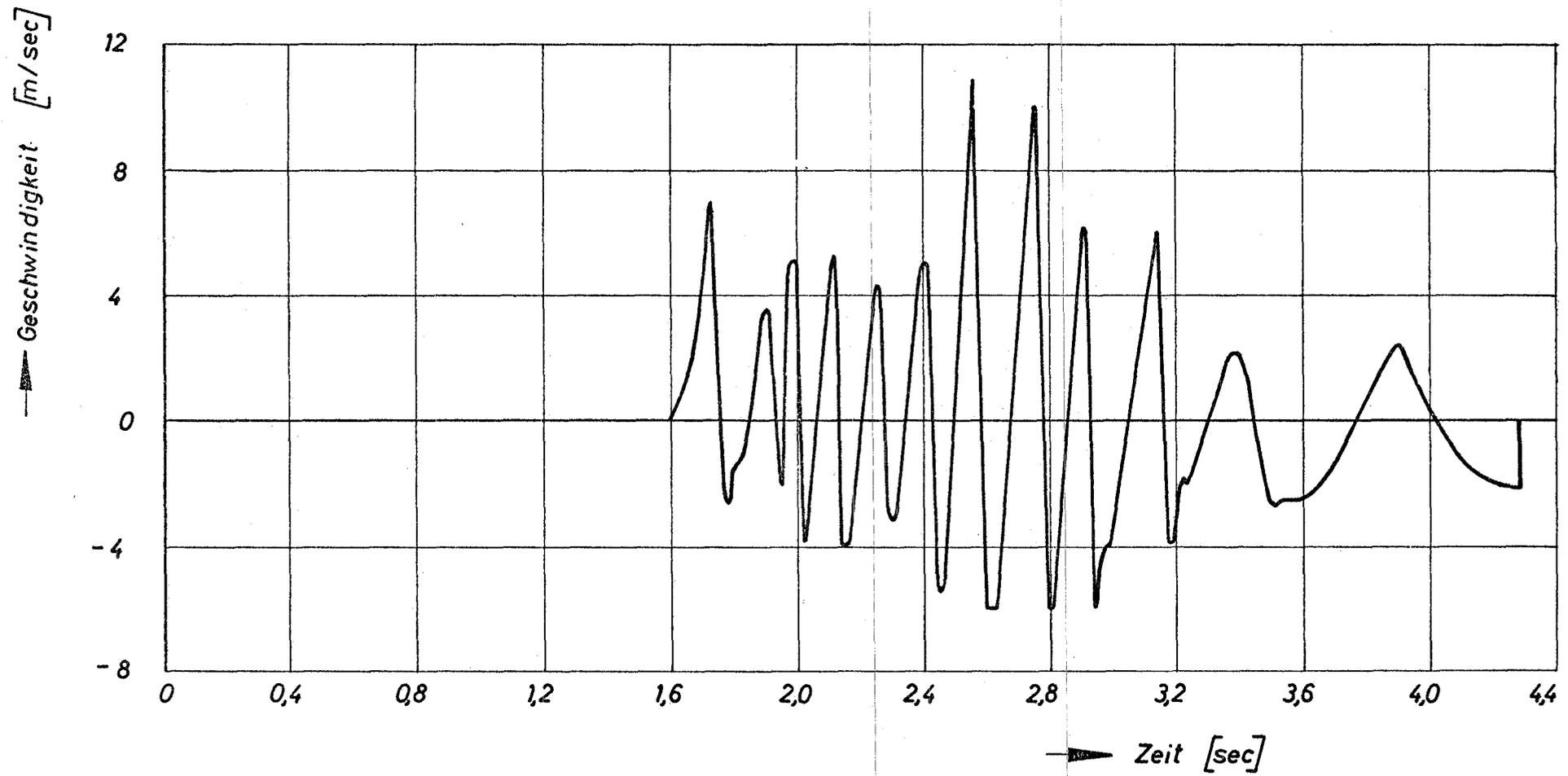


Abb. 11 Na-Siederversuch. Gemessene Geschwindigkeit

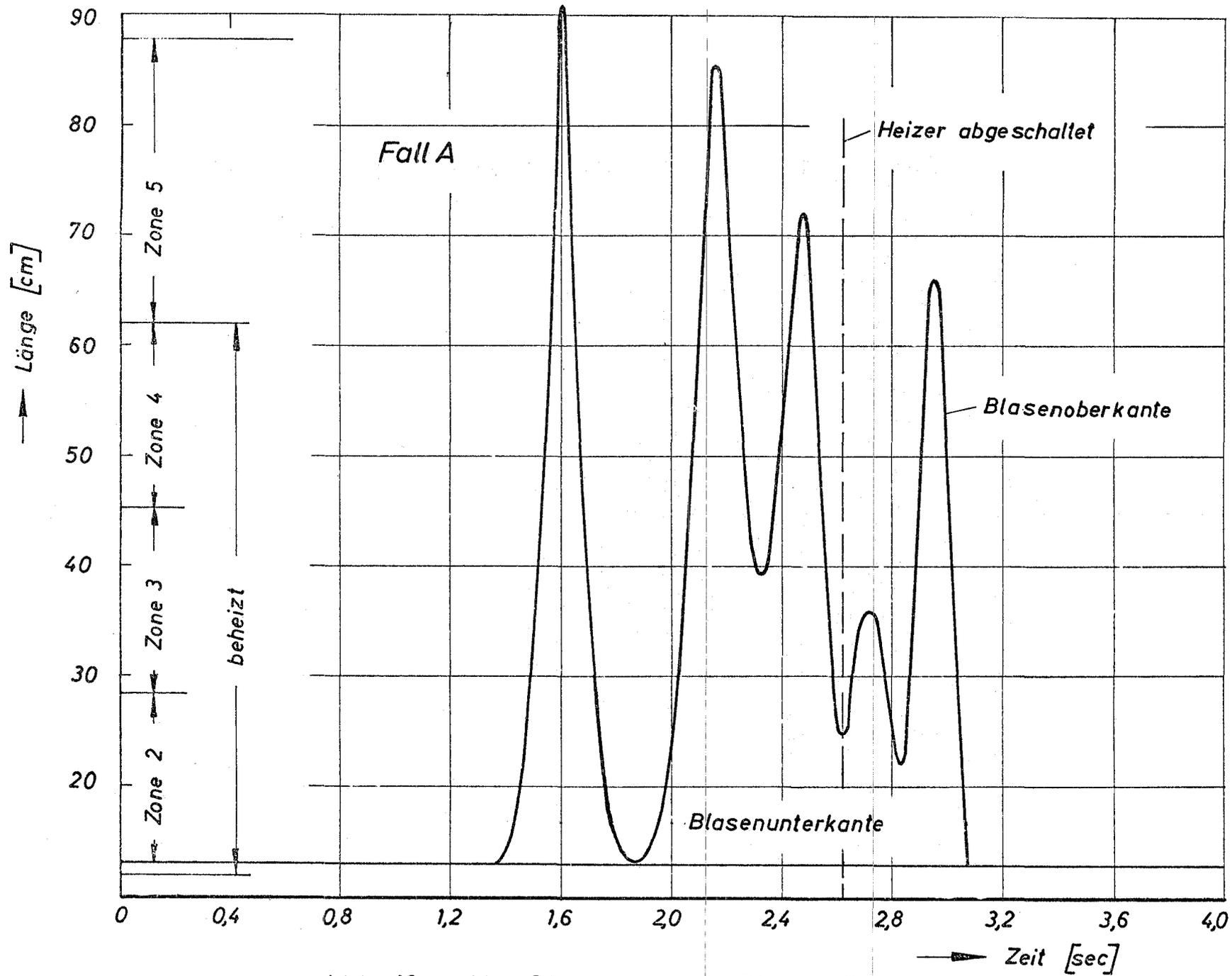


Abb. 12 Na-Siedever such. Blasenlänge

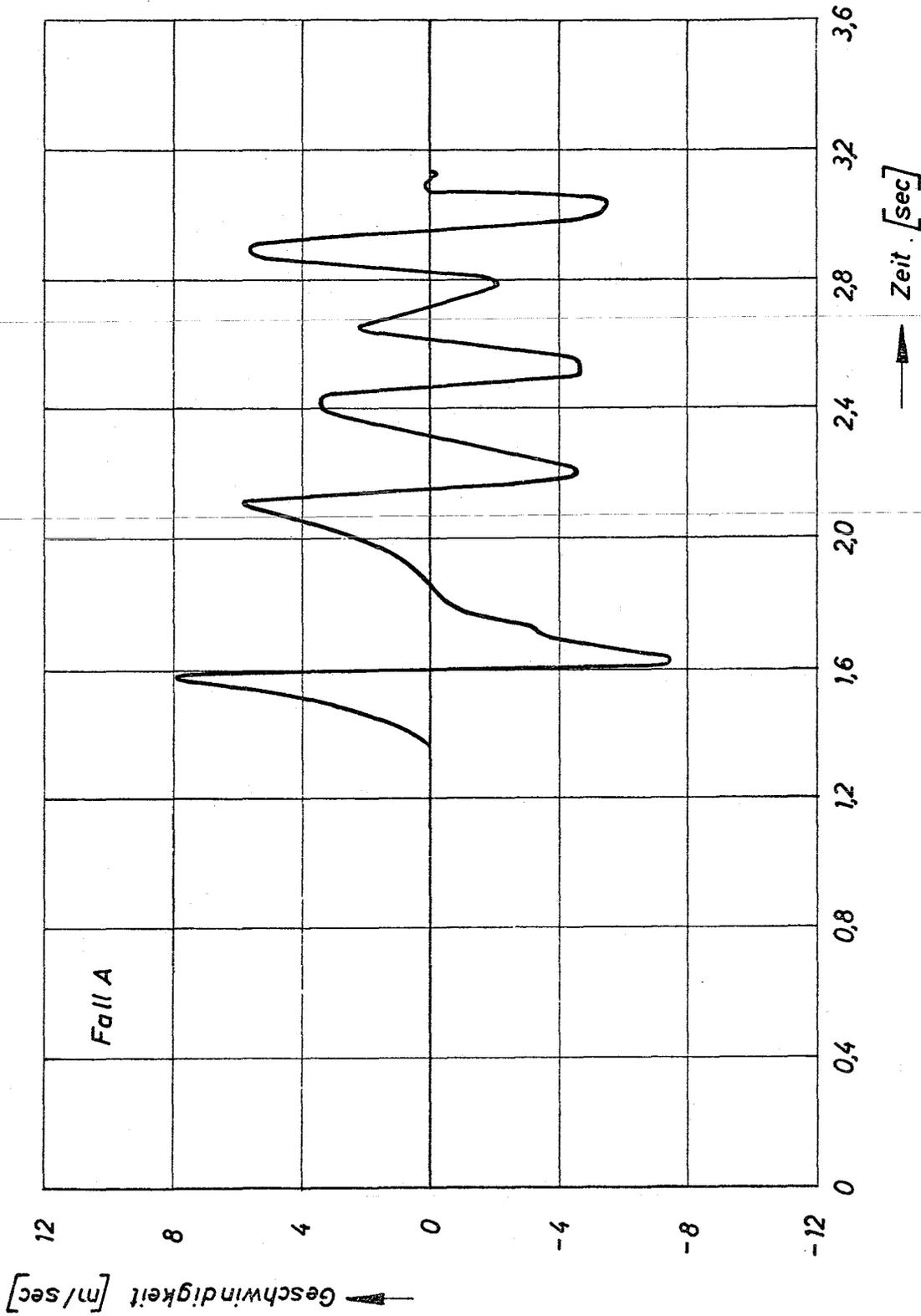


Abb. 13 Na-Siederversuch. Geschwindigkeit

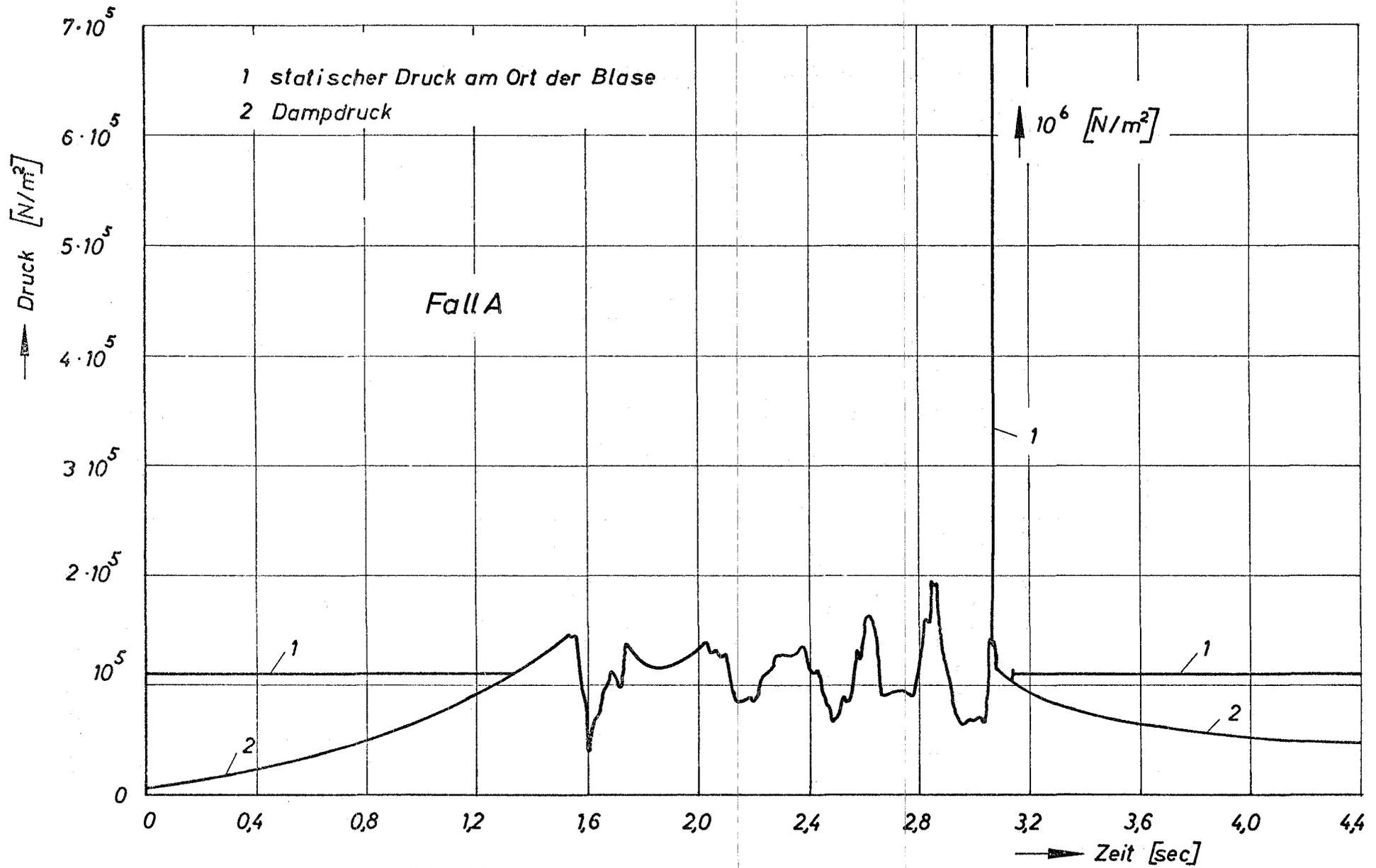


Abb. 14 Na-Siedeversuch. Druckverlauf

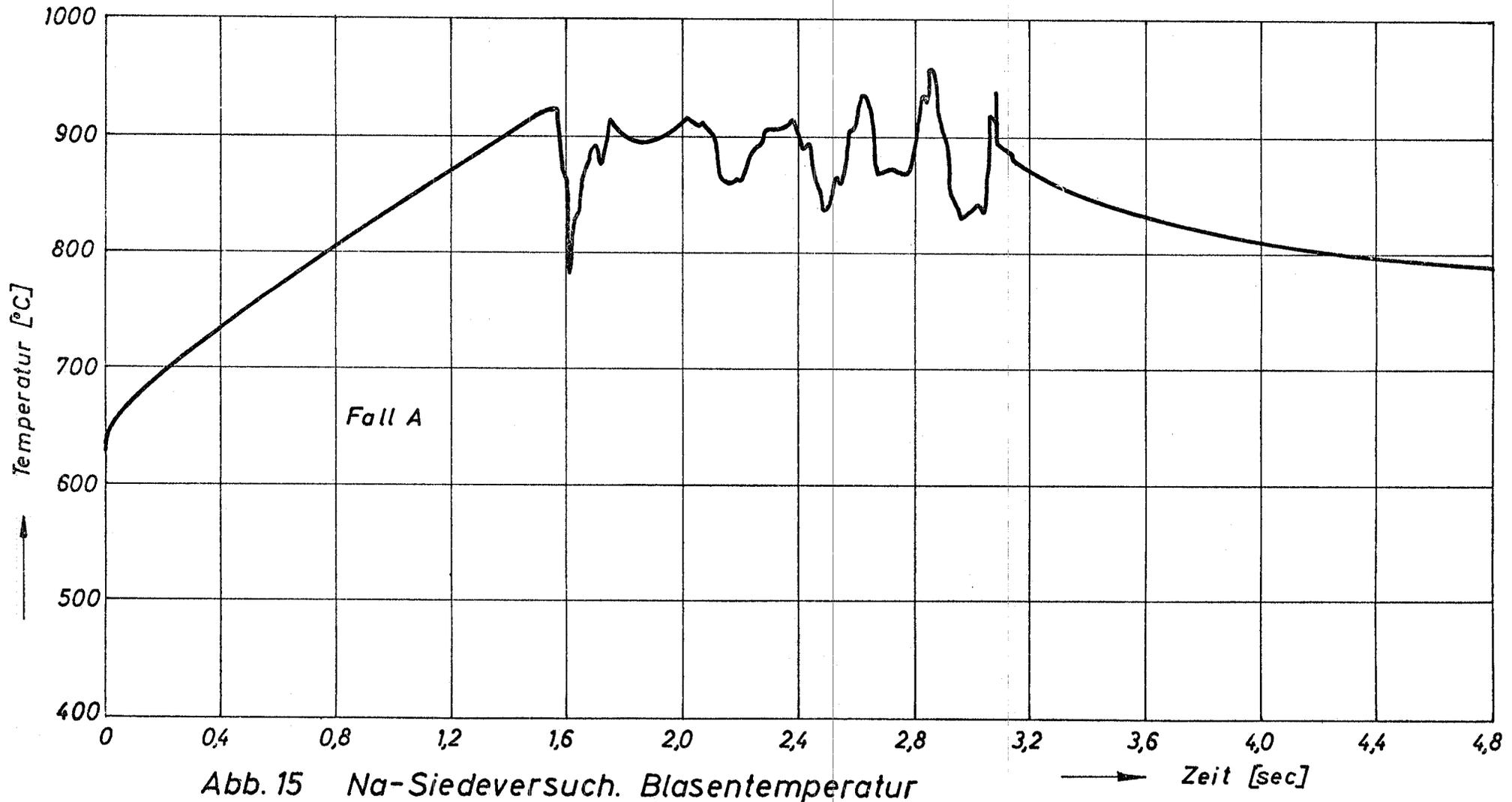


Abb. 15 Na-Siedeversuch. Blasentemperatur

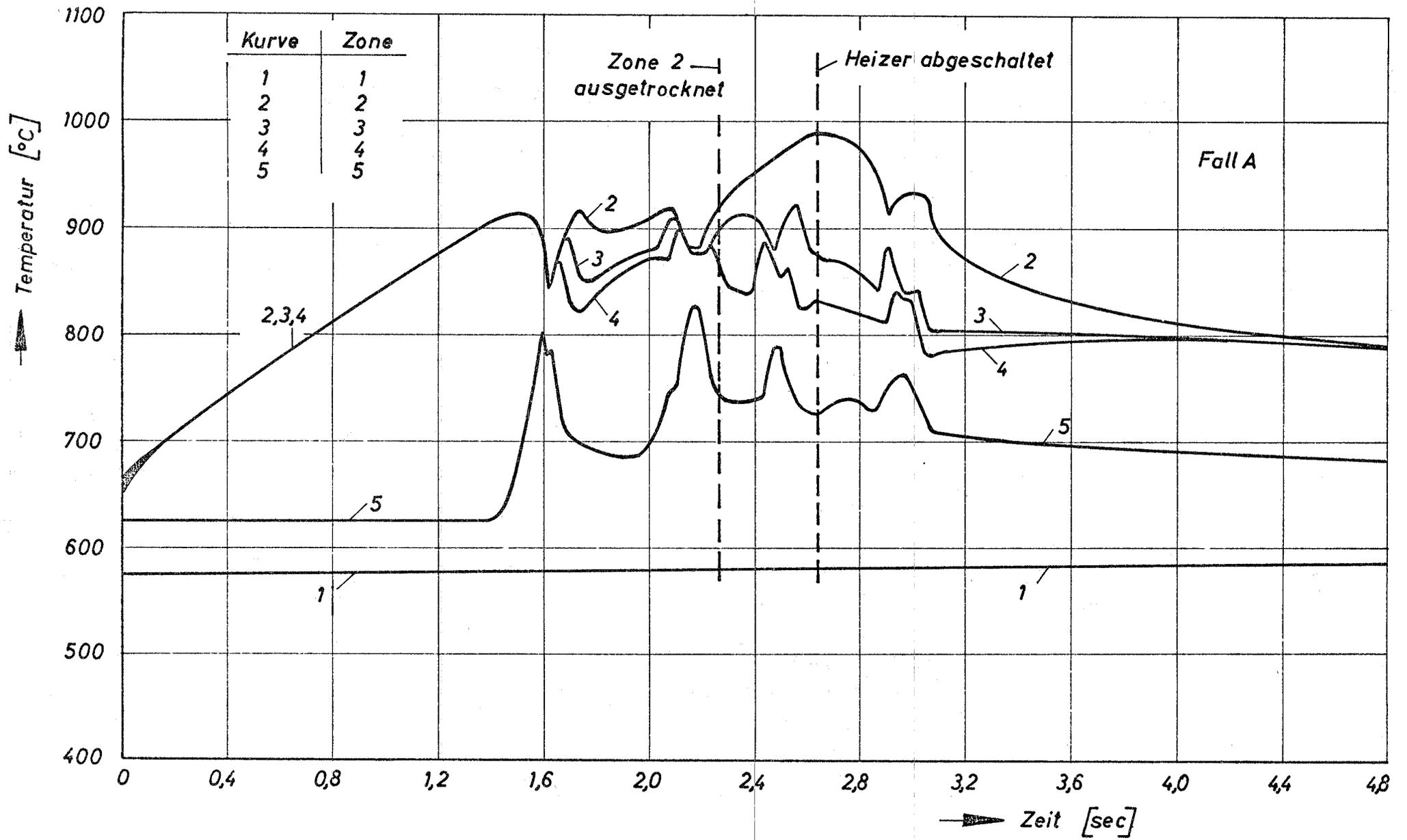


Abb. 16 Na-Siedeversuch. Wandtemperaturen

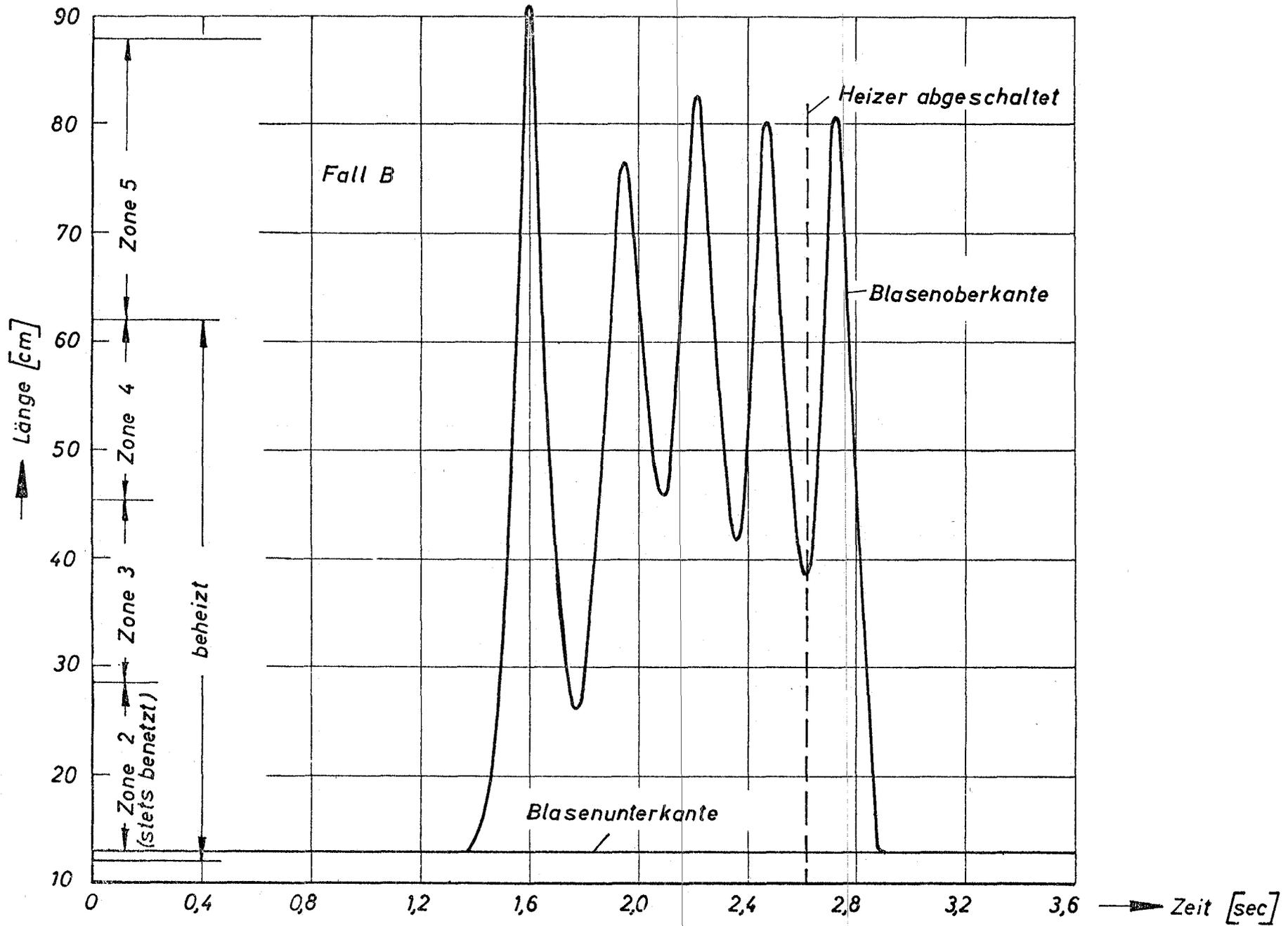


Abb. 17 Na- Siedeversuch. Blasenlänge

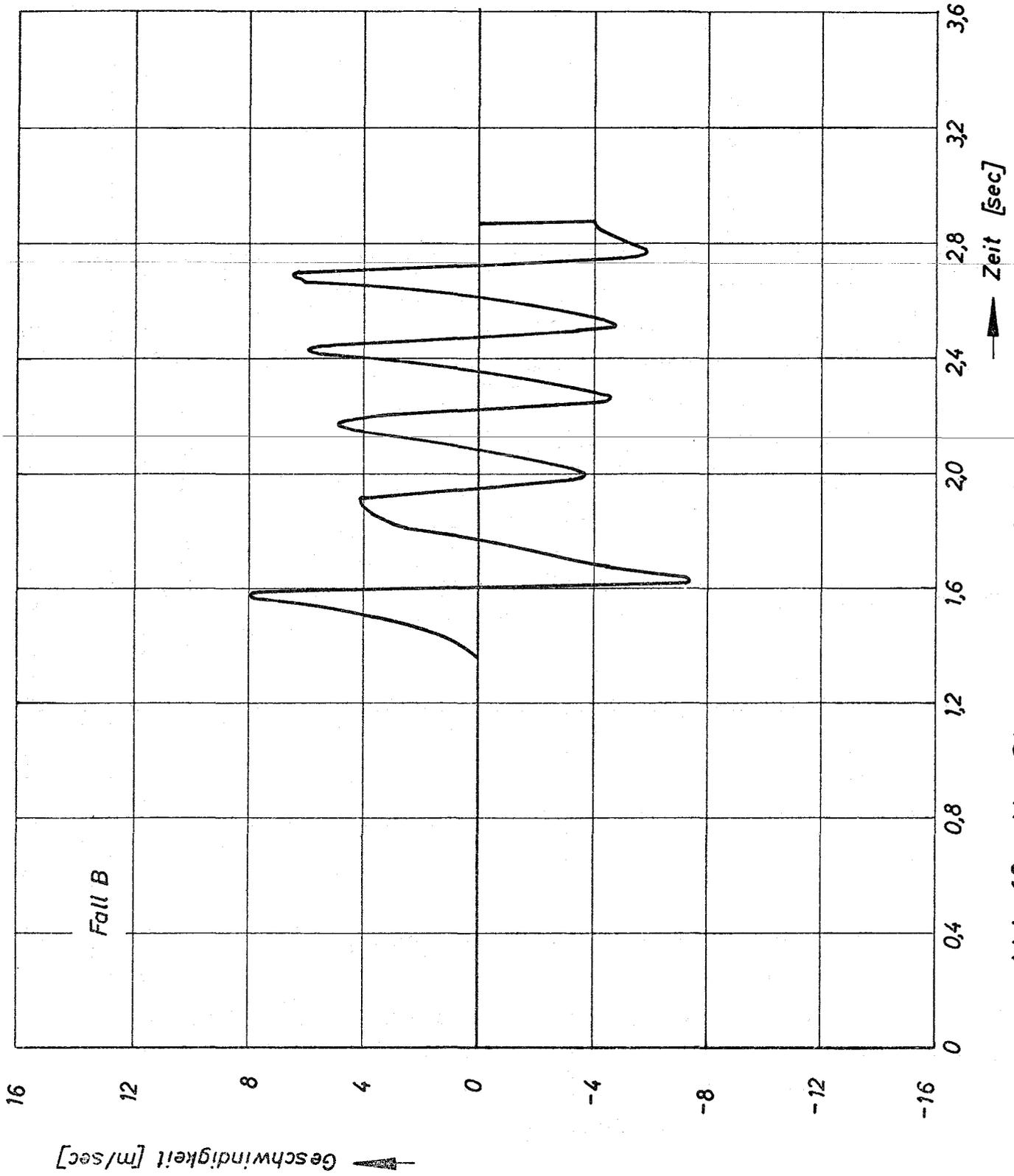


Abb. 18 Na-Siedeversuch. Geschwindigkeit

Geschwindigkeit [m/sec]

Fall B

Zeit [sec]

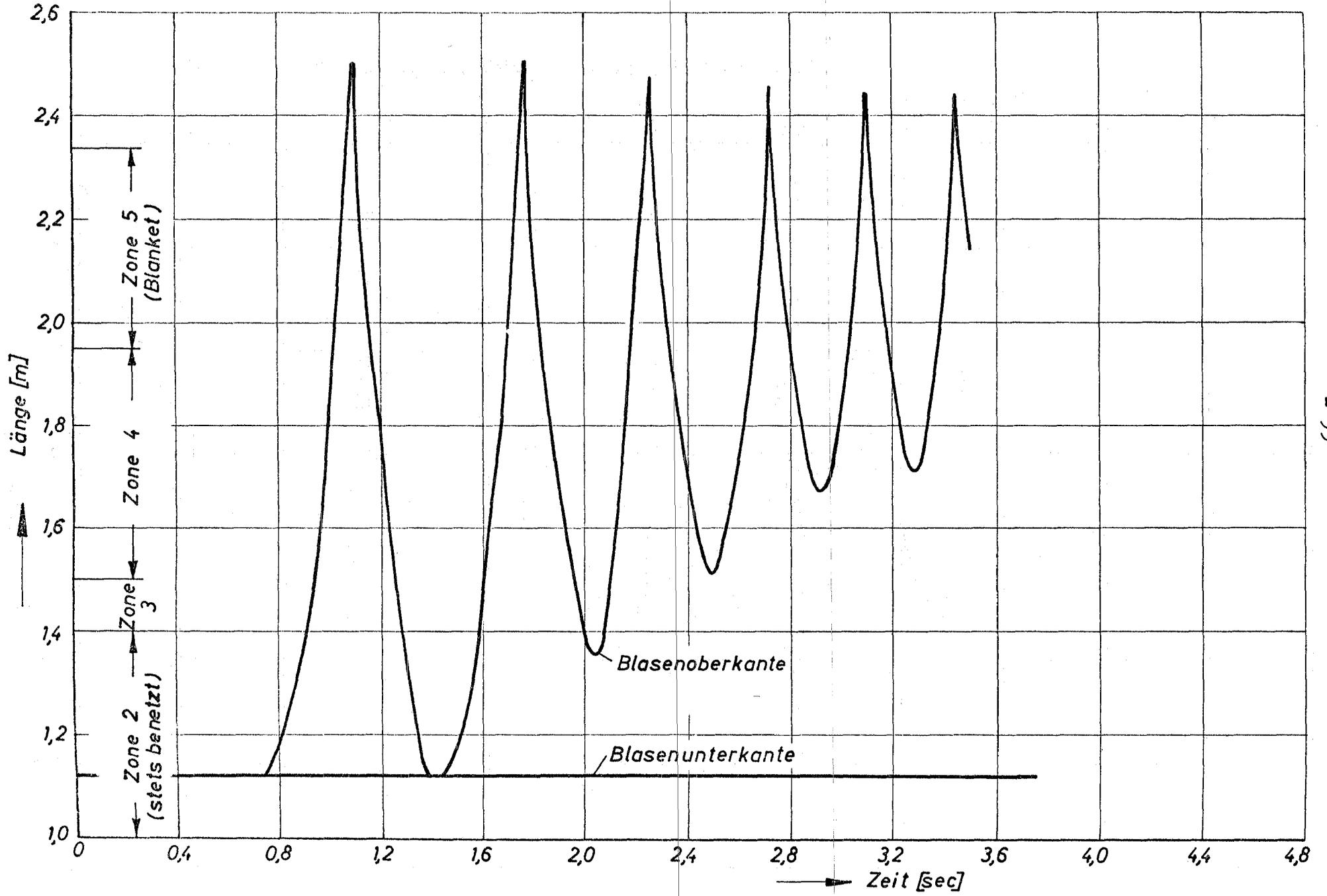


Abb.19 Kühlkanal. Blockade. Blasenwachstum

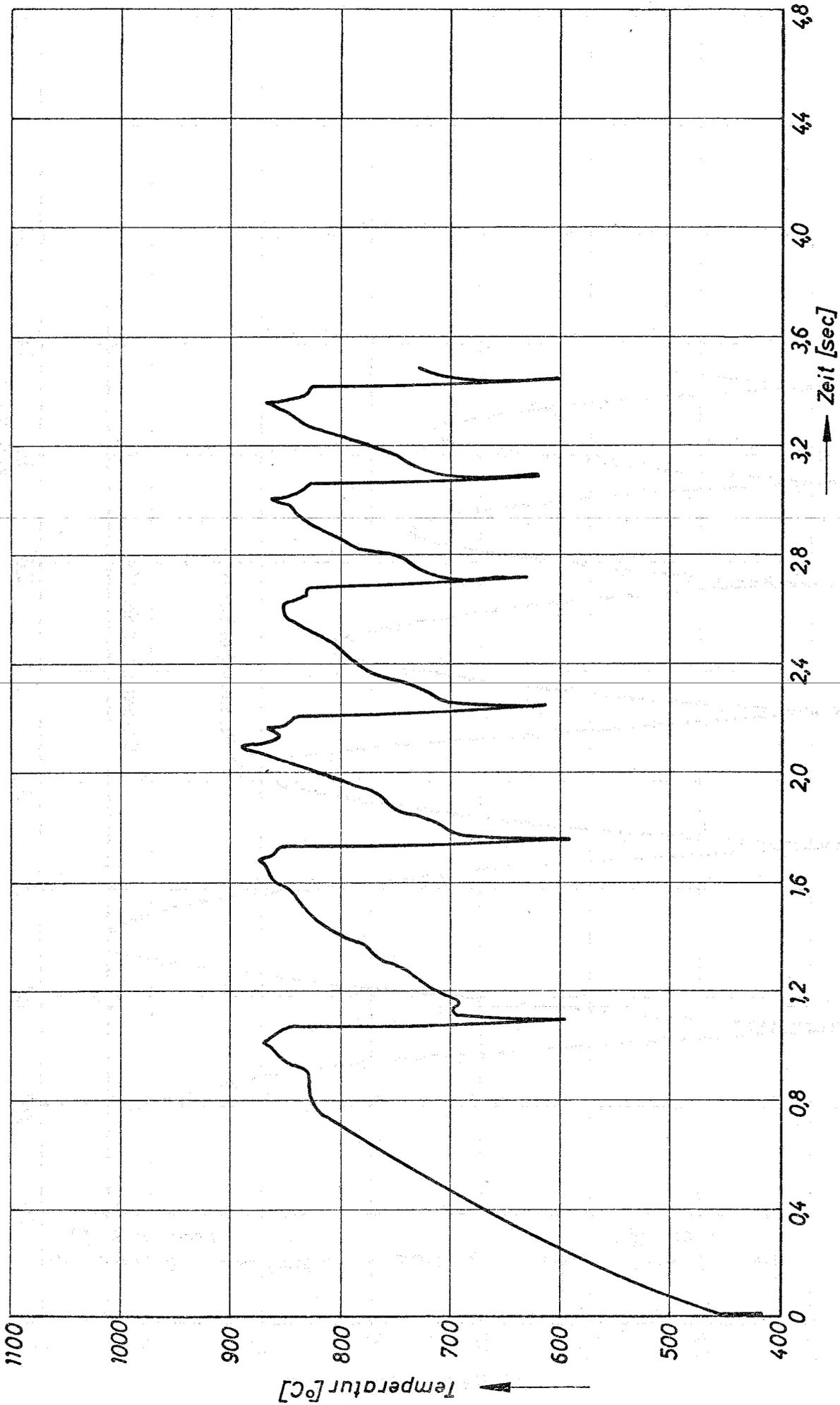


Abb. 20 Kühlkanal. Blockade. Blasentemperatur

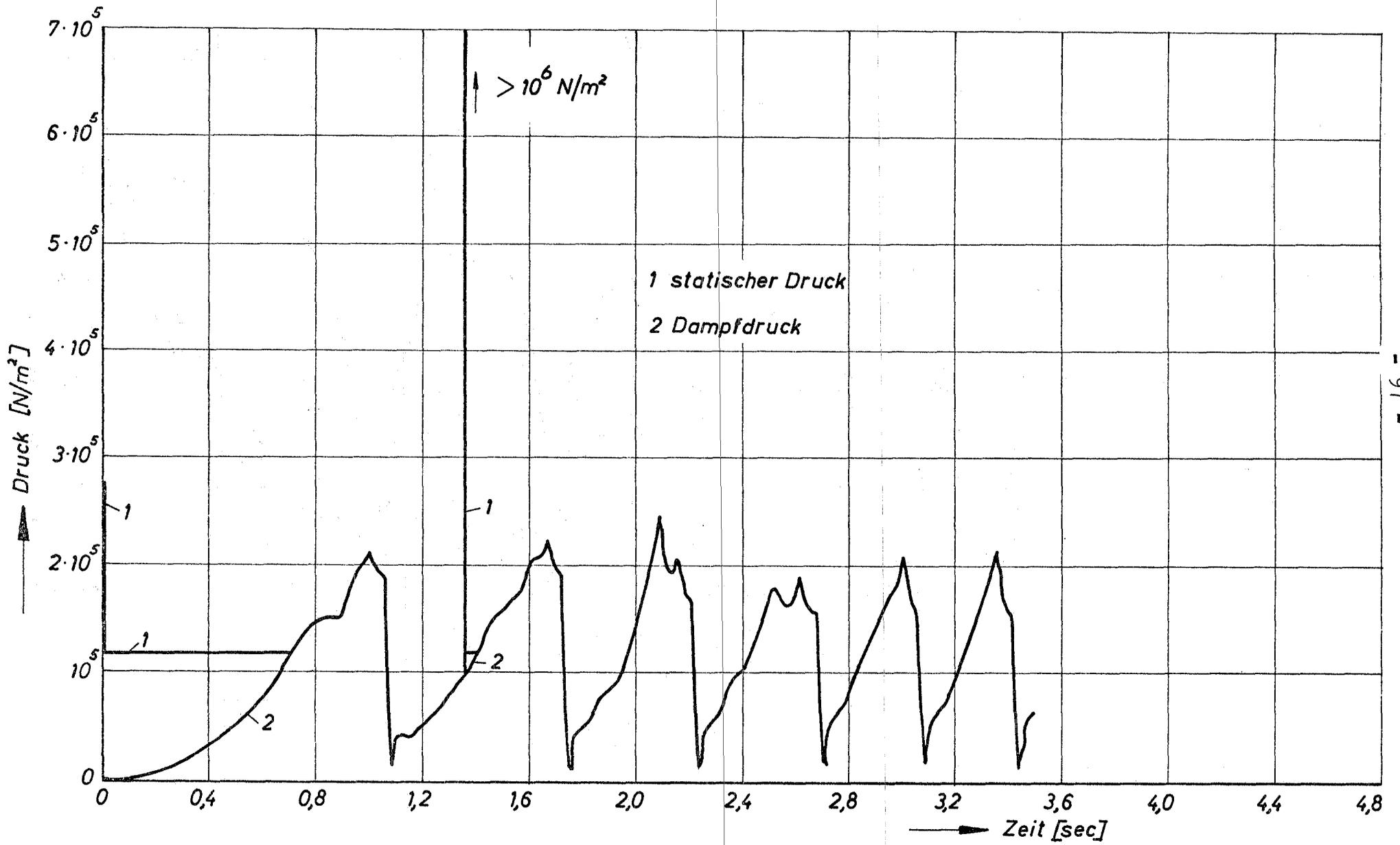


Abb. 21 Kühlkanal. Blockade. Druckverlauf

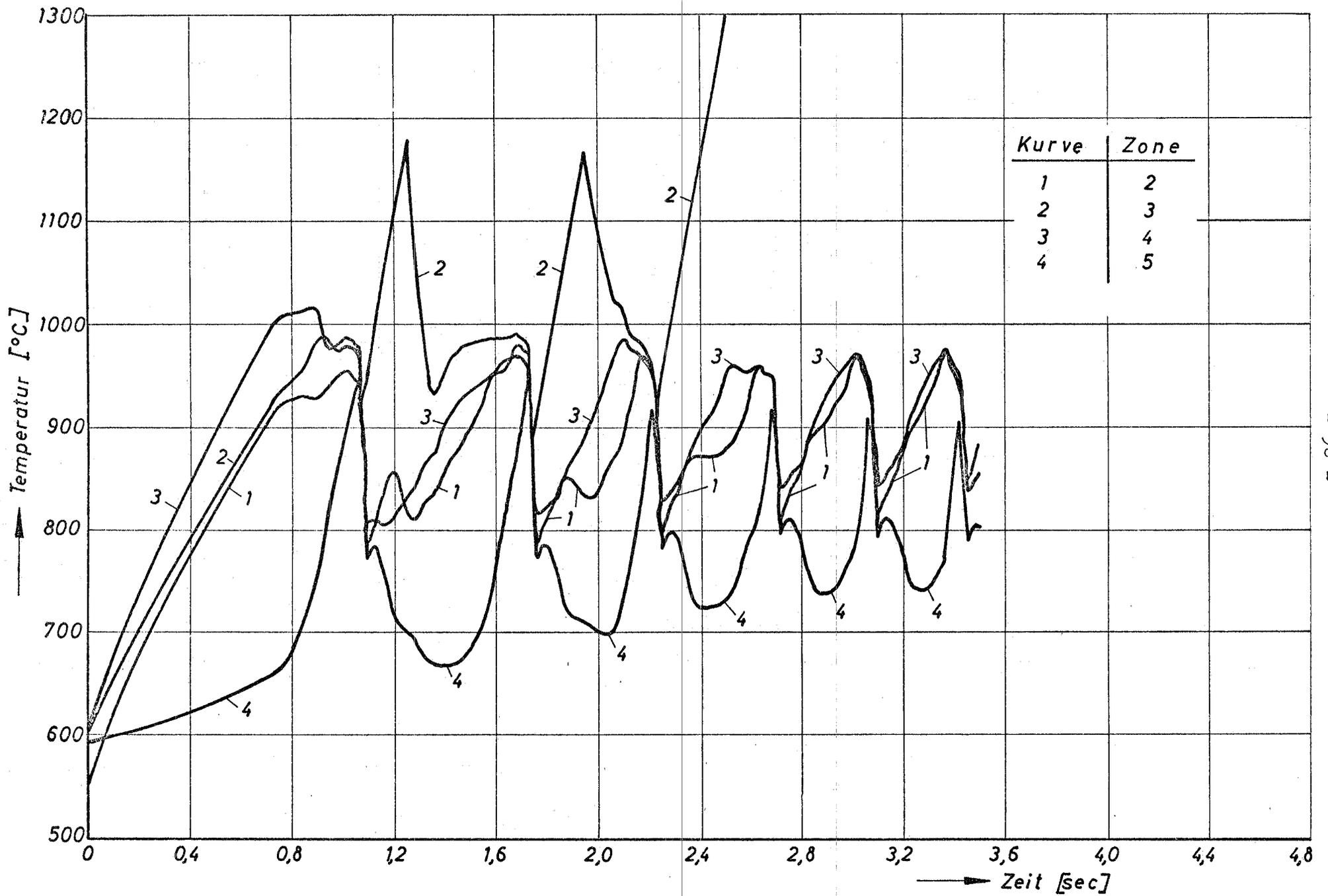


Abb. 22 Kühlkanal. Blockade. Hüllwandtemperaturen

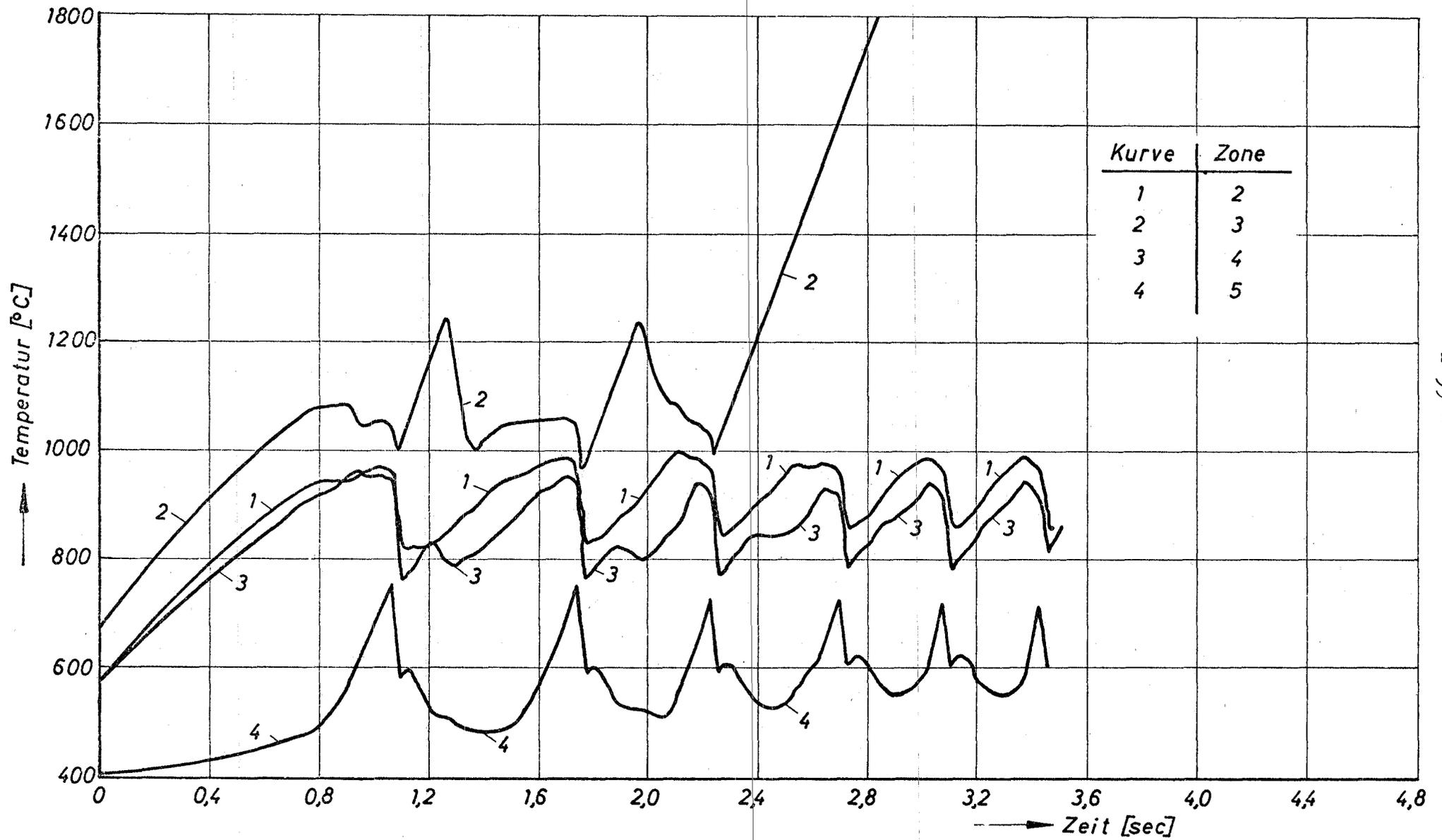


Abb. 23 Kühlkanal. Blockade. Brennstoff-Oberflächen-Temperaturen

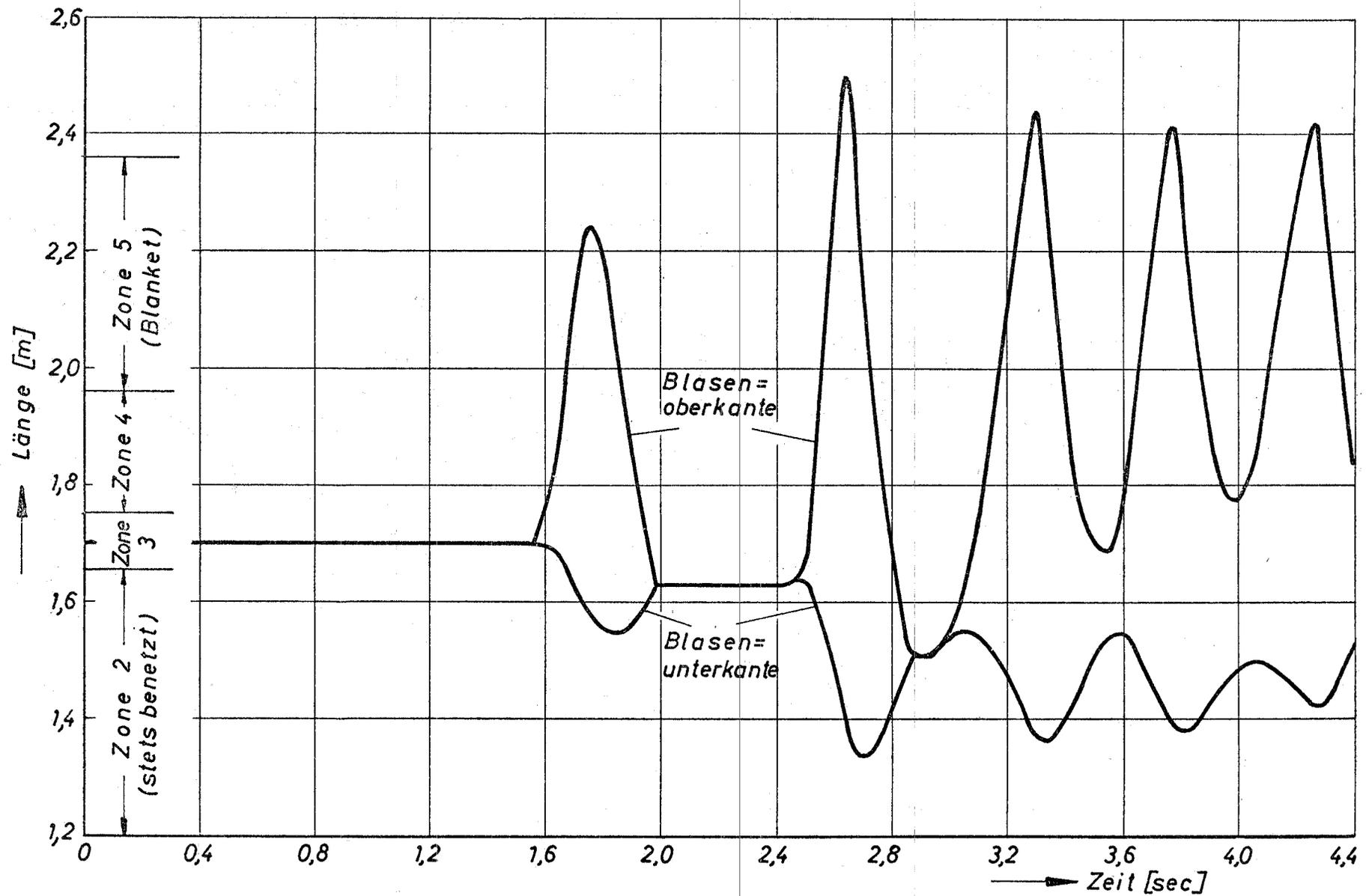


Abb. 24 Kühlkanal. Pumpenausfall. Blasenwachstum

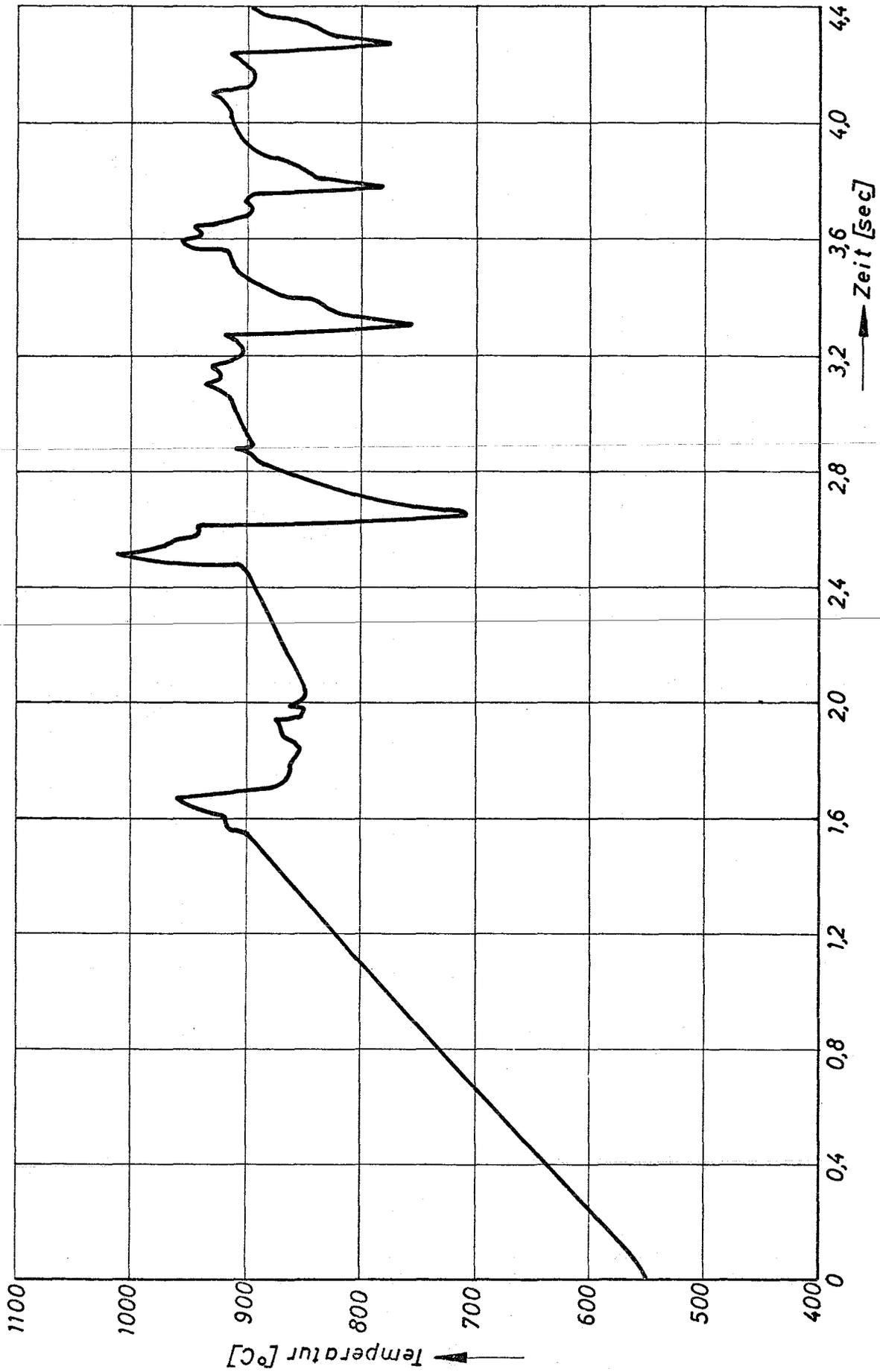


Abb. 25 Kühlkanal. Pumpenausfall. Blasenentemperatur

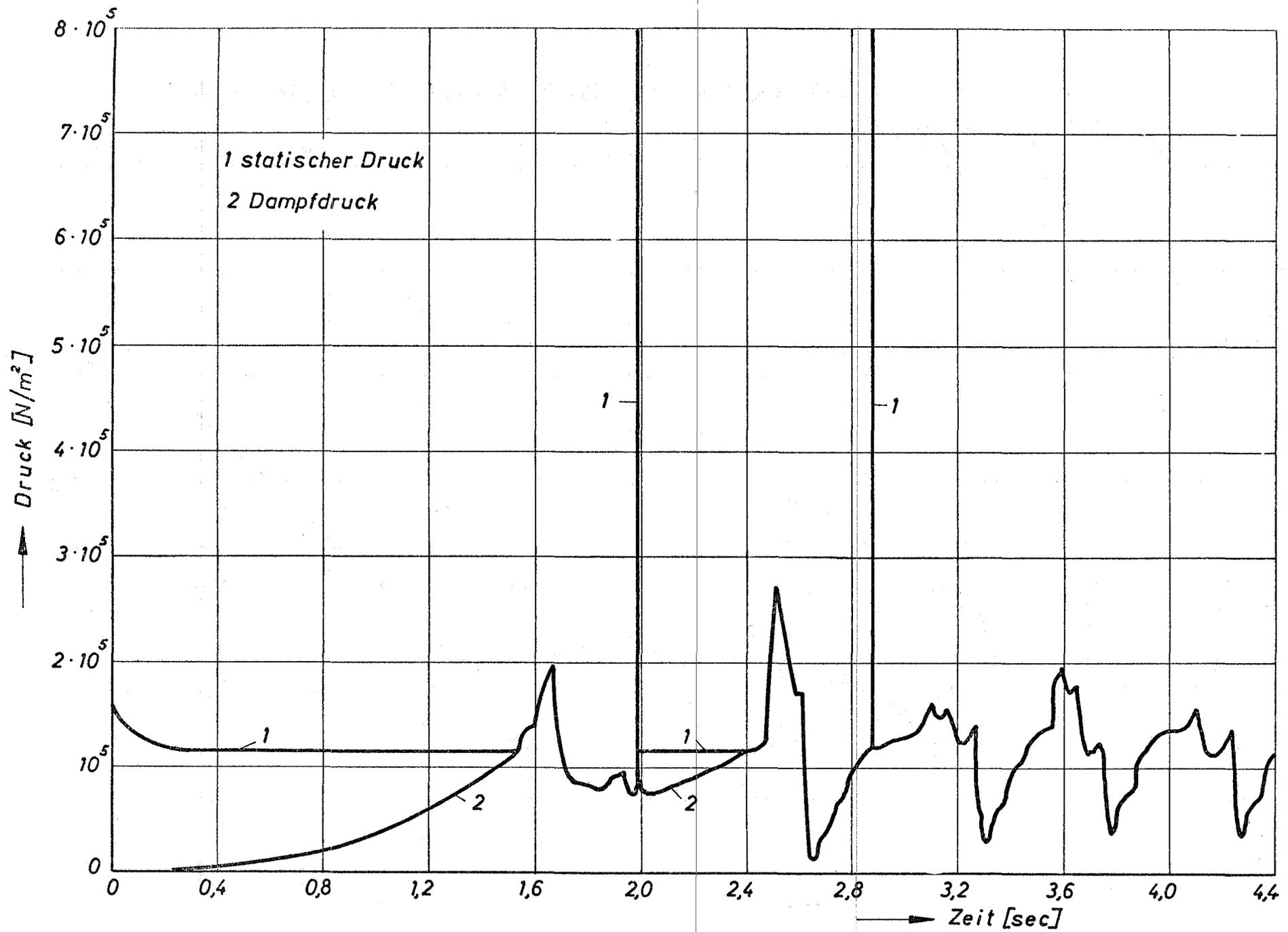


Abb. 26 Kühlkanal. Pumpenausfall. Druckverlauf

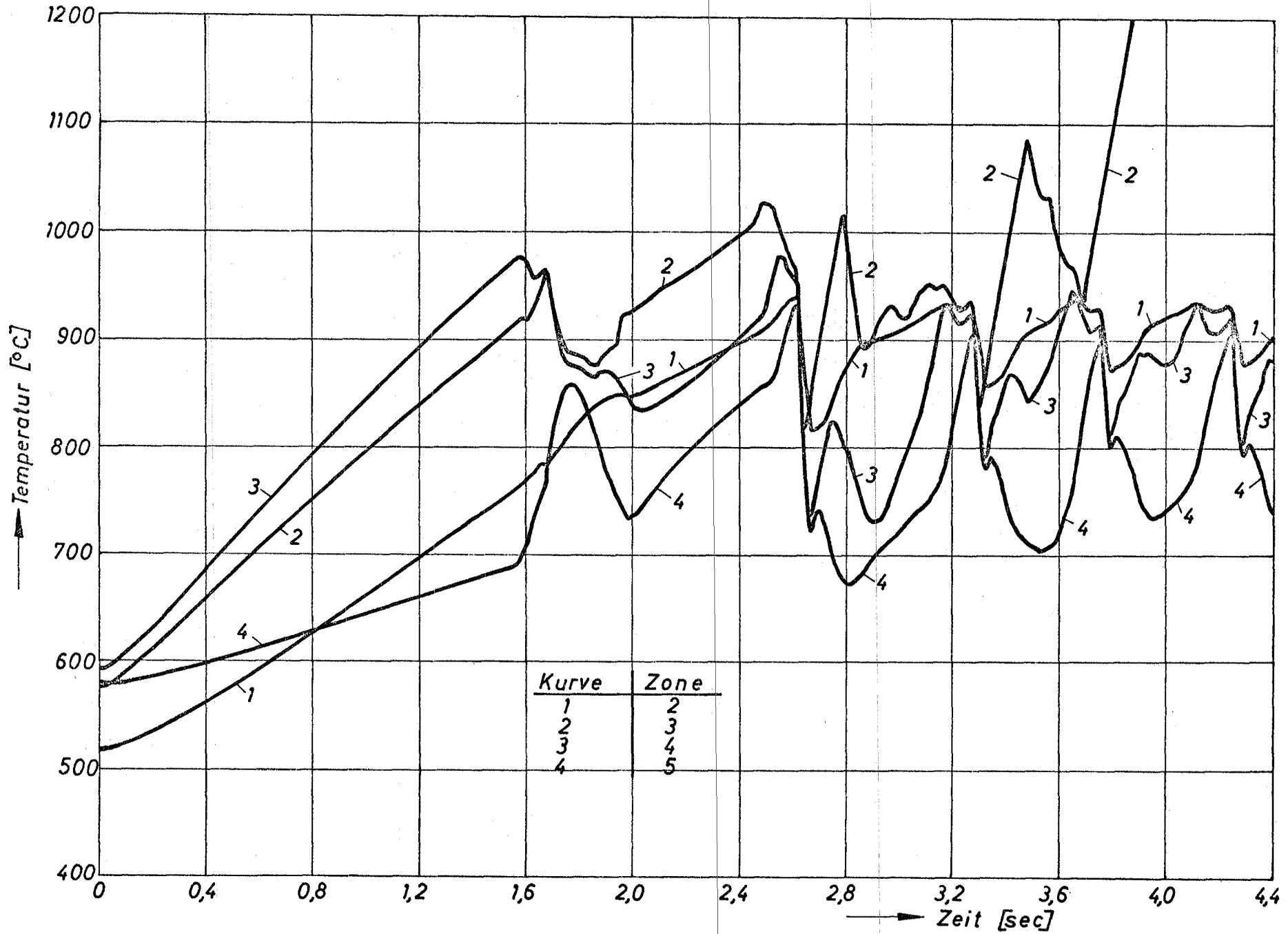


Abb. 27 Kühlkanal. Pumpenausfall. Hüllwandtemperaturen

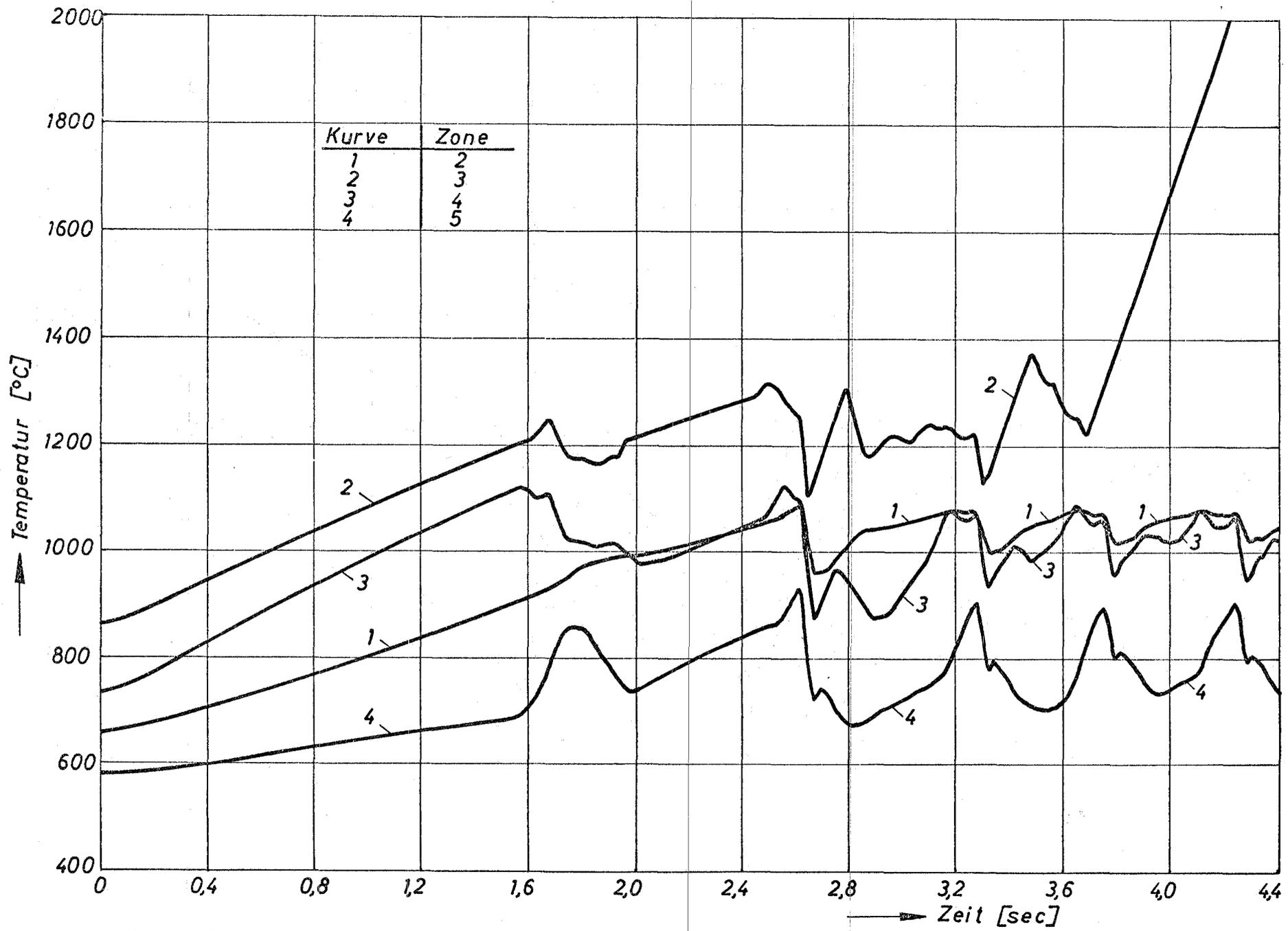
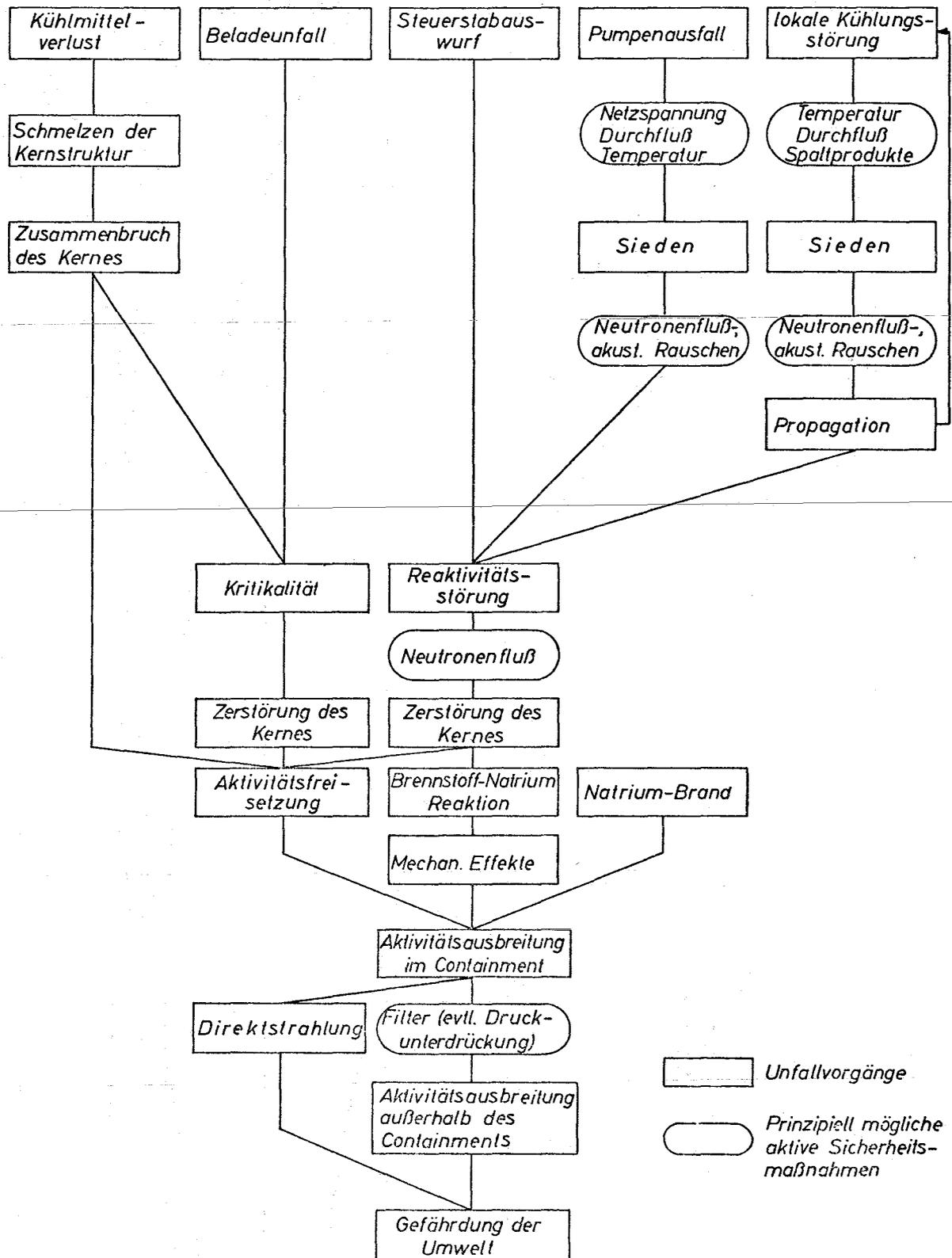


Abb 28 Kühlkanal. Pumpenausfall. Brennstoff-Oberflächentemperatur

Abb. 29: Ablaufschema schwerer Unfälle (stark vereinfacht)



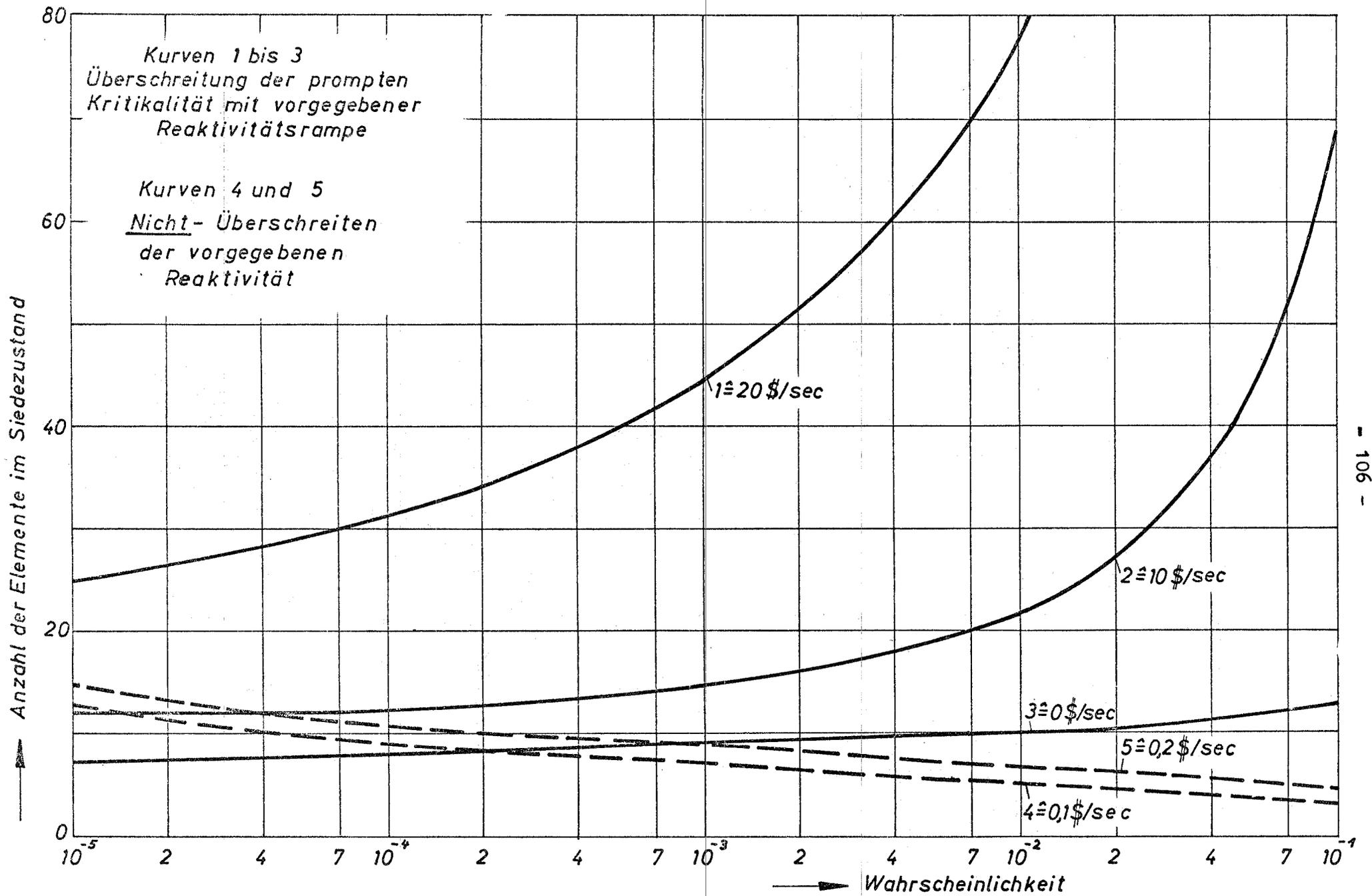


Abb. 30 Wahrscheinlichkeit eines Reaktivitätsunfalles

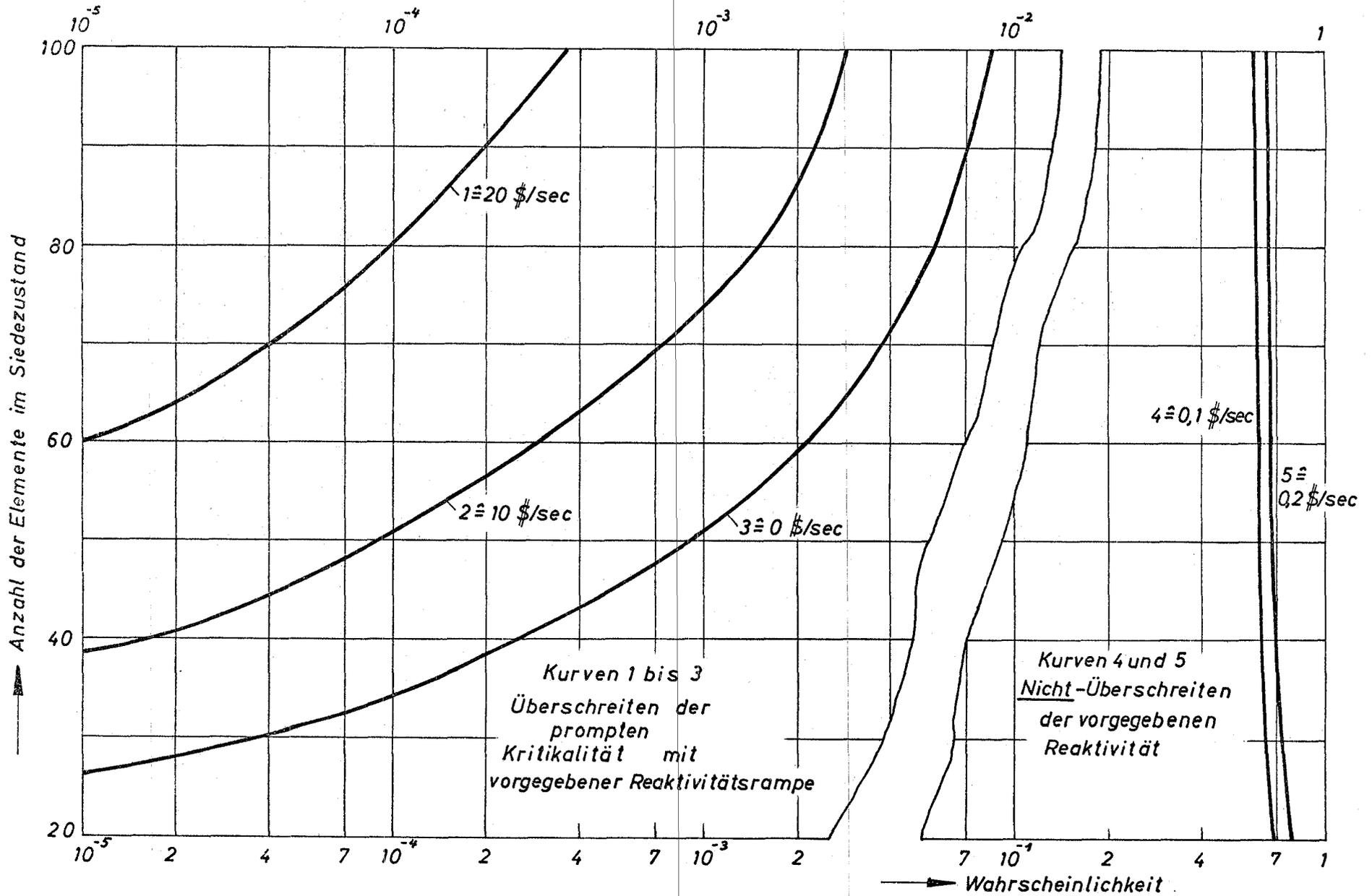


Abb 31 Wahrscheinlichkeit eines Reaktivitätsunfalles

C BLOW 2

C
C

DESCRIPTION OF INTEGRATION VARIABLES

C	SYMBOL	DIM.	DESCRIPTION
C	S(J)	M	THICKNESS OF RESIDUAL LIQUID LAYER
C			J=1 IS AT THE CHANNEL INLET
C			J=5 IS AT THE CHANNEL OUTLET
C	T(J,I)	GRD C	TEMPERATURE OF CLADDING NODE J AXIAL
C			I RADIAL
C			I=1 IS NEAR THE COOLANT
C			I=IZON IS NEAR THE FUEL
C	TFUEL(J)	GRD C	TEMPERATURE OF FUEL NODE J
C	TK(L)	GRD C	TEMPERATURE OF COOLANT NODE L
C			L=5 IS THE BUBBLE
C			L=LE IS AT THE CHANNEL INLET;LE<5
C			L=LA IS AT THE CHANNEL OTLET;LA>5
C	VEIN	M/SEC	VELOCITY OF LOWER END OF BUBBLE
C	VOLB	M**3	BUBBLE_VOLUME
C	VOLBDT	M**3/SEC	BUBBLE_VOLUME GROWTH RATE
C	ZEIN	M	LOWER END OF BUBBLE

C
C

DESCRIPTION OF DERIVATIVES

C	SYMBOL	DIM.	DESCRIPTION
C	DS(J)	M/SEC	DERIVATIVE OF S(J)
C	DT(J,I)	(GRD C)/SEC	DERIVATIVE OF T(J,I)
C	DTFUEL(J)	(GRD C)/SEC	DERIVATIVE OF TFUEL(J)
C	DTK(L)	(GRD C)/SEC	DERIVATIVE OF TK(L)
C	DVEIN	M/SEC**2	DERIVATIVE OF VEIN
C	DVOLB	M**3/SEC	DERIVATIVE OF VOLB
C	DZEIN	M/SEC	DERIVATIVE OF ZEIN
C	DDVOLB	M**3/SEC**2	DERIVATIVE OF VOLBDT

C
C

DESCRIPTION OF INPUT DATA

C	SYMBOL	DIM.	DESCRIPTION
C	AREA	M**2	CROSS_SECTION OF CHANNEL
C	BLOCK		NEGATIVE=CHANNEL INLET BLOCKED AT TIME 0
C			POSITIVE=CHANNEL OUTLET BLOCKED AT TIME 0
C			=0 NO CHANNEL BLOCKAGE
C	CCL	N*M/KG/(GRD C)	SPECIFIC HEAT OF CLADDING
C	CFUEL(J)	N*M/M/(GRD C)	FUEL HEAT CAPACITY PER UNIT LENGTH
C			IN FUEL NODE J
C	CONDCL	W/M/(GRD C)	THERMAL CONDUCTIVITY OF CLADDING
C	DPCORE	N/M**2	PRESSURE DROP ALONG CHANNEL
C			OVER REFERENCE LENGTH HCORE
C			AT REFERENCE VELOCITY V0
C	DPEXA	N/M**2	PRESS. DROP FROM CHANNEL OUTLET TO FREE SURFACE
C			AT REFERENCE VELOCITY V0
C	DPEXE	N/M**2	PRESSURE DROP FROM FREE SURFACE TO CHANNEL INLET
C			AT REFERENCE VELOCITY V0
C	DZ(J)	M	LENGTH OF FUEL AND CLADDING NODE J
C	DZK(1)	M	LENGTH OF COOLANT NODES 4 AND 6
C	DZK(2)	M	LENGTH OF COOLANT NODES 3 AND 7
C	DZK(3)	M	LENGTH OF COOLANT NODES 2 AND 8
C	FACTPH		RELATIVE POWER FRACTION PRODUCED IN CLADDING
C	HCOOLD	W/M**2/(GRD C)	CLADDING_TO_COOLANT HEAT TRANSFER

C COEFFICIENT AT VELOCITY=0
C HCOOLS W/M**2/(GRD C) CLADDING_TO_COOLANT HEAT TRANSFER COEFFICIENT
C AT REFERENCE VELOCITY VO AND ALSO THE MAXIMUM
C HEAT TRANSFER COEFFICIENT
C THE HEAT TRANSFER COEFFICIENT IS LINEARLY
C INTERPOLATED BETWEEN AVERAGE VELOCITY=0
C AND AVERAGE VELOCITY=REFERENCE VELOCITY (VO)
C HCORE M REFERENCE LENGTH FOR CHANNEL PRESSURE DROP
C HGAP W/M**2/(GRD C) HEAT TRANSFER COEFFICIENT FROM FUEL
C TO CLADDING
C HOB M HEIGHT OF FREE SURFACE
C ABOVE REFERENCE HEIGHT
C IZON NUMBER OF RADIAL NODES IN CLADDING
C MAT MATERIAL 'H2O' OR 'K' OR 'NA'
C PFUEL(J) RELATIVE POWER IN AXIAL NODE J
C THE ACTUEL SPECIFIC POWER PER UNIT LENGTH
C IS PFUEL(J)*POW1 OR PFUEL(J)*POW2
C POBAS N/M**2 PRESSURE ABOVE FREE SURFACE ON OUTLET SIDE
C BEFORE TIME=0
C POBAO N/M**2 PRESSURE ABOVE FREE SURFACE ON OUTLET SIDE
C AT AND AFTER TIME=0
C POBES N/M**2 PRESSURE ABOVE FREE SURFACE ON INLET SIDE
C INCLUDING PUMP HEAD
C BEFORE TIME=0
C POBEO N/M**2 PRESSURE ABOVE FREE SURFACE ON INLET SIDE
C INCLUDING PUMP HEAD
C AT AND AFTER TIME=0
C POW1 W/M POWER PER UNIT LENGTH BEFORE AND AT TIME TPOW
C POW2 W/M POWER PER UNIT LENGTH AFTER TIME TPOW
C REDLAX M REDUCED OUTLET STREAMLINE LENGTH
C FROM CHANNEL OUTLET TO FREE SURFACE
C REDLEX M REDUCED INLET STREAMLINE LENGTH
C FROM FREE SURFACE TO CHANNEL INLET

C RHOCL KG/M**3 DENSITY OF CLADDING
C RKRITO M CRITICAL NUCLEUS RADIUS
C SCL M THICKNES OF CLADDING
C RKRITO M RKRITO=0 OR <0 GIVES CONTROL TO TSUP
C SCL M THICKNESS OF THE CLADDING
C SMIN(J) M MINIMUM THICKNESS OF LIQUID LAYER IN AXIAL NODE
C J
C SO M INITIAL THICKNESS OF RESIDUAL LIQUID LAYER
C TA GRD C TEMPERATURE IN OUTLET PLENUM
C TE GRD C TEMPERATURE IN INLET PLENUM
C TPOW SEC TIME OF POWER SWITCH
C TSUP GRD C NUCLEATION TEMPERATURE AT TIME)0 CONDITIONS
C UMFANG M HEATED PERIMETER OF CHANNEL
C VO M/SEC REFERENCE VELOCITY
C ZEINO M HEIGHT OF CHANNEL INLET ABOVE REFERENCE HEIGHT

SUBROUTINE DYNAMO

DIMENSION Z(6),ZK(10),W(300),TFUEL(5)
1,TK(9),DTK(9),T(5,4),DZ(5),DZK(3),DT(5,4),S(5),DS(5),PFUEL(5)
2,DTFUEL(5),CFUEL(5)

DIMENSION SMIN(5)

COMMON /DATA/V(100)

COMMON /INTVAR/ZEIT,Y(100)

COMMON /DERIV/DY(100)

C SEQUENCE OF INPUT DATA

EQUIVALENC

1	(V(1),SCL)	,(V(2),RHOCL)
2	,(V(3),CCL)	,(V(4),CONDCL)
3	,(V(5),HOB)	,(V(6),POBES)
4	,(V(7),POBAS)	,(V(8),POBEO)
5	,(V(9),POBAO)	,(V(10),MAT)
6	,(V(11),DPEXE)	,(V(12),DPEXA)
7	,(V(13),DPCORE)	,(V(14),HCCORE)
8	,(V(15),VO)	,(V(16),BLOCK)
9	,(V(17),AREA)	,(V(18),UMFANG)

EQUIVALENC

1	(V(19),ZEINO)	,(V(20),REDLEX)
2	,(V(21),REDLAX)	,(V(22),SO)
3	,(V(23),TE)	,(V(24),TA)
4	,(V(25),HCOOLS)	,(V(26),HCOOLD)
5	,(V(27),HGAP)	,(V(28),RKRITO)
6	,(V(29),TSUP)	,(V(30),POW1)
7	,(V(31),TPOW)	,(V(32),POW2)
8	,(V(33),IZON)	,(V(34),FACTPH)
9	,(V(35),DZK(1))	,(V(38),DZ(1))

C 1. VALUE OF DZ LOWER END OF CHANNEL
C 5. VALUE OF DZ UPPER END OF CHANNEL

EQUIVALENC

1	(V(43),CFUEL(1))	,(V(48),SMIN(1))
---	-----------------	---	-----------------	---

C 1. VALUE OF CFUEL LOWER END OF CHANNEL
C 5. VALUE OF CFUEL UPPER END OF CHANNEL
C 1. VALUE OF SMIN LOWER END OF CHANNEL
C 5. VALUE OF SMIN UPPER END OF CHANNEL

2	,(V(53),PFUEL(1))
---	------------------	---

C 1. VALUE OF PFUEL LOWER END OF CHANNEL
C 5. VALUE OF PFUEL UPPER END OF CHANNEL

SEQUENCE OF INTEGRATION VARIABLES AND THEIR DERIVATIVES

EQUIVALENC

1	(Y(1),VOLB)	,(DY(1),DVOLB)
2	,(Y(2),ZEIN)	,(DY(2),DZEIN)
3	,(Y(3),VOLBDT)	,(DY(3),DDVOLB)
4	,(Y(4),VEIN)	,(DY(4),DVEIN)
5	,(Y(5),TK(1))	,(DY(5),DTK(1))

C 1. VALUE OF TK LOWER END OF CHANNEL
C 9. VALUE OF TK UPPER END OF CHANNEL
C 5. VALUE OF TK BUBBLE

6	,(Y(14),T(1))	,(DY(14),DT(1))
---	--------------	---	----------------	---

C 1. VALUE OF T LOWER END OF CHANNEL, NEAR COOLANT
C (IZON)TH VALUE LOWER END OF CHANNEL, NEAR FUEL
C 16. VALUE UPPER END OF CHANNEL, NEAR COOLANT
C (15+IZON)TH VALUE UPPER END OF CHANNEL, NEAR FUEL

6	,(Y(34),S(1))	,(DY(34),DS(1))
---	--------------	---	----------------	---

C 1. VALUE OF S LOWER END OF CHANNEL
C 5. VALUE OF S UPPER END OF CHANNEL

8	,(Y(39),TFUEL(1))	,(DY(39),DTFUEL(1)))
---	------------------	---	---------------------	---

C 1. VALUE OF TFUEL LOWER END OF CHANNEL
C 5. VALUE OF TFUEL UPPER END OF CHANNEL

9	,(Y(44),WEOB)	,(Y(45),PSATBL)
---	--------------	---	----------------	---

EQUIVALENC

1	(Y(46),PEFF)	,(Y(47),DLBL)
2	,(Y(48),ZAUS)	,(Y(49),VAUS)
3	,(Y(50),RADIUS)		

DATA STST/0./

```
DO 2007 J=1,50
2007 DY(J)=0.
ZAUS=ZEIN+ VOLB/AREA
VAUS=VEIN+VOLBDT/AREA
IF(STST)8888,8889,8888
8889 STST=1.
CALL FSPIE
CALL ERRSET(208,256,-1,1,0,1)
POBE=POBES
POBA=POBAS
8888 CONTINUE
C HCOOLS WITH / HCOOLD WITHOUT FLOW
HCOOL=AMIN1(HCOOLS,(ABS(VAUS)+ABS(VEIN))*0.5/VO*(HCOOLS-HCOOLD)
1 +HCOOLD)
IF(ZEIT)2008,2001,2000
2001 XXXX=ZAUS
2000 WEGOB=ZAUS-XXXX
POBE=POBEO
POBA=POBAO
IF(BLOCK)2004,2005,2006
2004 REDLEX=1.E+30
VEIN=0.
GO TO 2005
2006 REDLAX=1.E+30
VEIN=0.
2005 CONTINUE
STST=-1.
2008 CONTINUE
DO 13579 J=1,9
IF(TK(J)-TE+20.)97531,13579,13579
97531 TK(J)=TE-20.
13579 CONTINUE
DO 86428 J=1,9
IF(TK(J)-1550.)86428,86428,82468
82468 TK(J)=1550.
86428 CONTINUE
DLBL=VOLB/AREA
IF(VOLB)2002,2003,2003
2002 CALL REPET
RETURN
2003 PUNE=POBE+9.81 *RHOL(MAT)*(HOB-ZEIN)
PUNA=POBA+9.81 *RHOL(MAT)*(HOB-ZAUS)
ZONEN=IZON
UMFEX=UMFANG
DSCL = SCL/ZONEN
ZK(1)=ZEINO
Z(1)=ZEINO
DO 1 J=1,5
IF(Z(J)-ZEIN)2,2,3
2 JBUB=J
3 CONTINUE
Z(J+1)=Z(J)+DZ(J)
1 CONTINUE
ZK(5)=ZEIN
ZK(4)=ZK(5)-S0-DZK(1)
ZK(3)=ZK(4)-DZK(2)
ZK(2)=ZK(3)-DZK(3)
ZK(6)=ZAUS
```

```

ZK(7)=ZK(6)+S0+DZK(1)
ZK(8)=ZK(7)+DZK(2)
ZK(9)=ZK(8)+DZK(3)
ZK(10)=Z(6)
ZAUS0=ZK(10)

```

C
C

```

RADKA= SQRT(AREA/3.141593)
RADBL=(0.2387326*VOLB )**0.3333333
IF(STST)8006,8006,8007
8007 RADG=RADKA
GO TO 8008
8006 RADG=AMAX1(0.01*RADKA,AMIN1(2.*RKRIT,0.1*RADKA))
8008 IF(RADBL-RADG)6673,6674,6674
6673 A=CONDCL*2./DSCL
TK(5)=(A*T(JBUB,1)+HCOOL*0.5*(TK(4)+TK(6)))/(A+HCOOL)
DTK(5)=0.
6674 CONTINUE
DDD=AMAX1(0.,ZAUS0-ZAUS)
REDLA=REDLAX+DDD
DEL PRA=VAUS*ABS(VAUS)/VO**2*(DPEXA+DDD*DPCORE/HCORE)
DDD=AMAX1(0.,ZEIN-ZEINO)
REDLE=REDLEX+DDD
DEL PRE=VEIN*ABS(VEIN)/VO**2*(DPEXE+DDD*DPCORE/HCORE)
RHO=RHOL(MAT)
PSATBL=PSAT(MAT,TK(5))
KUGEL=1
XE=(PUNE-DEL PRE-0.5*RHO*VEIN**2)/(RHO*REDLE)*AREA
XA=(PUNA+DEL PRA-0.5*RHO*VAUS**2)/(RHO*REDLA)*AREA
P1=(XA+XE)*RHO/(AREA/REDLE+AREA/REDLA)
P=PSATBL

```

```

1 -2.*SURFTE(MAT,TK(5))/AMIN1(RADKA,RADBL)

```

```

PEFF=P
IF(STST)6007,6007,9006
6007 IF(RADBL-0.9*RKRIT)9011,9011,16007
16007 IF(RADBL-0.1*RADKA)6004,6004,9012
6004 IF(RADBL*(PSATBL-P1)-2.*SURFTE(MAT,TK(5)))9011,9012,9012
9011 VEIN=VEIN+VOLBDT*REDLA/AREA/(REDLE+REDLA)
RADBL=RKRIT
GO TO 9004
9006 IF(RKRITO)9007,9007,9010
9007 IF(TSUP-TK(5))9003,9003,9008
9010 RADBL=RKRITO
GO TO 9001
9008 DPSUP=PSAT(MAT,TSUP)-P1
IF(DPSUP)9003,9003,9009
9003 CONTINUE
WRITE(6,4711)
4711 FORMAT(' DYNAMO ERROR STOP ')
PPPSUP=PSAT(MAT,TSUP)
WRITE (6,4713) RADBL,RKRIT,RKRITO,TK(5),TSUP,DPSUP
1,PUNE,PUNA,PEFF,PSATBL,PPPSUP
4713 FORMAT(IX,G20.7)
STOP
9009 RADBL=2.*SURFTE(MAT,TSUP)/DPSUP
9001 RKRIT=RADBL
IF(RADBL-0.1*RADKA)9004,9003,9003
9004 VOLB=RADBL**3/0.2387326

```

```

DZEIN=0.
DVEIN=(PUNE-PUNA-DELPRE-DELPRA)/(RHO*(REDLE+REDLA))
DVOLB=0.
DDVOLB=0.
VOLBDT=0.
FLOW=VEIN
VAUS=VEIN
PEFF=((PUNA+DELPRA)*REDLE+(PUNE-DELPRE)*REDLA)/(REDLE+REDLA)
KUGEL=0
GO TO 906

```

```

9012 IF (RADBL-0.9*RADKA) 900,901,901

```

C
C

```

900 CONTINUE
KUGEL=0
DDD=RADKA*RADBL*12.56637/(RHO*(RADKA-RADBL))
XB=P* DDD
1+VOLBDT**2/(6.*VOLB)*(1.+RADBL/RADKA**3*(RADKA**2+RADKA*RADBL+
2RADBL**2))
PEFF=(XA+XE+XB)/(AREA/REDLA+AREA/REDLE+DDD*RHO)*RHO
DDVOLB=XB-PEFF*DDD
DVEIN=XE/AREA-PEFF/(RHO*REDLE)
GO TO 902

```

```

901 IF (ZAUS-ZAUS0)40,41,41
40 PDYNA=0.5*RHO*VAUS**2
GO TO 42
41 PDYNA=0.
42 IF (ZEIN-ZEIN0)43,43,44
44 PDYNE=0.5*RHO*VEIN**2
GO TO 45
43 PDYNE=0.
45 CONTINUE

```

```

DVAUS=(P-PUNA-DELPRA+PDYNA)/(RHO*REDLA)
DVEIN=-(P-PUNE+DELPRE+PDYNE)/(RHO*REDLE)
DDVOLB=AREA*(DVAUS-DVEIN)

```

```

902 CONTINUE
FLOW=0.
IF (RADBL-0.3 *RADKA) 904,905,905
904 FLOW=(VAUS+VEIN)*0.5
905 CONTINUE
DVOLB=VOLBDT
DZEIN=VEIN-FLOW

```

C

```

906 LE=1
LA=9
DO 400 LL=1,4
L=10-LL
IF (ZK(L)-ZAUS0+2.*S0)400,400,402
402 ZK(L)=ZAUS0
TK(L)=TA
LA=L-1
DTK(L)=0.
400 CONTINUE
DO 401 LL=1,4
L=LL+1
IF (ZK(L)-ZEIN0-2.*S0)403,401,-01
403 ZK(L)=ZEIN0
TK(LL)=TE

```

```
      DTK(LL)=0.
      LE=L
401 CONTINUE
C
      FORMF=AMINI(RADBL/RADKA,1.)*2
C      WAERMELEITUNG IM KOLBEN
      WLFAKT=UMFANG/(DSCL*0.5/CONDCL+1./HCOOL)
      DO 603 L=LE,LA
      IF(L-5)1600, 604,1600
1600 AWAND=0.
      ZUEB=0.
      DO 650 J=1,5
      IF(ZK(L+1)-Z(J))651,651,652
651 CONTINUE
      GO TO 650
652 IF(ZK(L)-Z(J+1))653,651,651
653 A=AMINI(Z(J+1),ZK(L+1))-AMAX1(ZK(L),Z(J))
      CWAND=A*(T(J,1)-TK(L))*WLFAKT
      AWAND=AWAND+CWAND
      ZUEB=ZUEB+A
650 CONTINUE
      IF(L-LE)601,602,601
C      FINTRITT
602 XLINK=RHOL(MAT)*CLIQ(MAT)*AREA*(ZK(L+1)-ZK(L))
      XRECHT=COND(MAT)*AREA*2.*((TK(L+1)-TK(L))/(ZK(L+2)-ZK(L))
      1+(TE-TK(L))/(ZK(L+1)-ZK(L)))+AMAX1(VEIN,0.)*(TE-TK(L))*AREA
      2*RHOL(MAT)*CLIQ(MAT)+AWAND
      3+AMAX1(-FLOW,0.)*(TK(L+1)-TK(L))*AREA*CLIQ(MAT)*RHOL(MAT)
      DTK(L)=XRECHT/XLINK
      GO TO 603
601 IF(L-LA)604,605,604
C      AUSTRITT
605 XLINK=RHOL(MAT)*CLIQ(MAT)*AREA*(ZK(L+1)-ZK(L))
      XRECHT=COND(MAT)*AREA*2.*((TA-TK(L))/(ZK(L+1)-ZK(L))
      1+(TK(L-1)-TK(L))/(ZK(L+1)-ZK(L-1)))+AMINI(0.,VAUS)*RHOL(MAT)
      2*CLIQ(MAT)*AREA*(TK(L)-TA)+AWAND
      3+AMAX1(FLOW,0.)*(TK(L-1)-TK(L))*AREA*CLIQ(MAT)*RHOL(MAT)
      DTK(L)=XRECHT/XLINK
      GO TO 603
C
604 IF(L-5)606,607,606
C      BLASE
607 DRHO=(RHOVAP(MAT,TK(5)+1.)-RHOVAP(MAT,TK(5)-1.))*0.5
      AWAND=0.
      DELS=0.
      DO 608 J=1,5
      IF(ZK(6)-Z(J))609,609,610
610 IF(ZK(5)-Z(J+1))611,609,609
611 ZUEB=AMINI(ZK(6),Z(J+1))-AMAX1(ZK(5),Z(J))
      IF(RADBL-RADG)603,671,671
671 IF(S(J))609,609,612
612 CWAND=(T(J,1)-TK(5))/(DSCL*0.5/CONDCL)*UMFANG*ZUEB
      1*AMAX1(1.,RADKA/RADBL)
      AWAND=AWAND+CWAND
      DELS=DELS+ZUEB*S(J)
609 CONTINUE
608 CONTINUE
      DRHOHA=0.5*(RHOVAP(MAT,TK(5)+1.)*H2VAP(MAT,TK(5)+1.)
```

```

1 -RHOVAP(MAT,TK(5)-1.)*H2VAP(MAT,TK(5)-1.)
672 XLINK=(UMFANG*DELS+AREA*SO*2.)*RHOL(MAT)*CLIQ(MAT)+VOLB*DRHOHA
1
2+UMFEX *SO*RHOL(MAT)*CLIQ(MAT)*(AMAX1(0.,ZEINO-ZEIN)
3+AMAX1(0.,ZAUS-ZAUS0))
XRECHT= -VOLBDT *RHOVAP(MAT,TK(5))*H2VAP(MAT,TK(5))
1+AREA*CONDCL*2.*((TK(6)-TK(5))/(ZK(7)-ZK(6)+SO)+
2 (TK(4)-TK(5))/(ZK(5)-ZK(4)+SO))*FORMF+AWAND
3+UMFEX *COND(MAT)*2./SO*(AMAX1(0.,ZEINO-ZEIN)*(TE-TK(5))
4+AMAX1(0.,ZAUS-ZAUS0)*(TA-TK(5)))
DTK(5)=XRECHT/XLINK
GO TO 603

```

C

```
606 IF((L-4)*(L-6))613,614,613
```

C

```
BLASEN-KANTE
```

```
614 IF(L-4)618,619,618
```

```
619 XLINK=RHOL(MAT)*CLIQ(MAT)*AREA*(ZK(5)-ZK(4))
```

```
IF(RADBL-RADG)7619,7620,7620
```

```
7619 GRADT=(TK(6)-TK(4))/(ZK(6)-ZK(4))
```

```
GO TO 7621
```

```
7620 GRADT=(TK(5)-TK(4))/(ZK(5)-ZK(4)+SO)
```

```
7621 XRECHT=COND(MAT)*AREA*2.*(GRADT*FORMF
```

```
1 +(TK(3)-TK(4))/(ZK(5)-ZK(3)+SO))+AWAND
```

```
2+RHO *CLIQ(MAT)*AREA*(AMAX1(0.,FLOW)*(TK(3)-TK(4))+AMAX1(0.,-FLOW)
```

```
3*(TK(6)-TK(4)))
```

```
DTK(4)=XRECHT/XLINK
```

```
GO TO 603
```

```
618 XLINK=RHOL(MAT)*CLIQ(MAT)*AREA*(ZK(7)-ZK(6))
```

```
IF(RADBL-RADG)7617,7618,7618
```

```
7617 GRADT=(TK(4)-TK(6))/(ZK(7)-ZK(4))
```

```
GO TO 7616
```

```
7618 GRADT=(TK(5)-TK(6))/(ZK(7)-ZK(6)+SO)
```

```
7616 XRECHT=COND(MAT)*AREA*2.*(GRADT*FORMF
```

```
1 +(TK(7)-TK(6))/(ZK(8)-ZK(6)+SO))+AWAND
```

```
2+RHO *CLIQ(MAT)*AREA*(AMAX1(0.,FLOW)*(TK(4)-TK(6))+AMAX1(0.,-FLOW)
```

```
3*(TK(7)-TK(6)))
```

```
DTK(6)=XRECHT/XLINK
```

```
GO TO 603
```

C

```
UEBRIGE KOLBEN-NODES
```

```
613 DDO= (ZK(L+2)-ZK(L))*0.5
```

```
DDU=0.5*(ZK(L+1)-ZK(L-1))
```

```
XLINK=RHOL(MAT)*CLIQ(MAT)*AREA*(ZK(L+1)-ZK(L))
```

```
XRECHT=COND(MAT)*AREA*((TK(L+1)-TK(L))/DDO+(TK(L-1)-TK(L))/DDU)
```

```
1+RHO *CLIQ(MAT)*AREA*(AMAX1(0.,FLOW)*(TK(L-1)-TK(L))
```

```
2+AMAX1(0.,-FLOW)*(TK(L+1)-TK(L))) +AWAND
```

```
DTK(L)=XRECHT/XLINK
```

```
603 CONTINUE
```

C

C

C

C

```
RADIALE LEITUNG IM HUELLROHR
```

```
DELSF=DSCL**2*RHOCL*CCL
```

```
MZONE = IFIX (ZONEN)
```

```
MZONM1 = MZONE - 1
```

```
DO 7704 J=1,5
```

```
POWER=POW1*PFUEL(J)
```

```
IF(ZEIT-TPOW)715,715,716
```

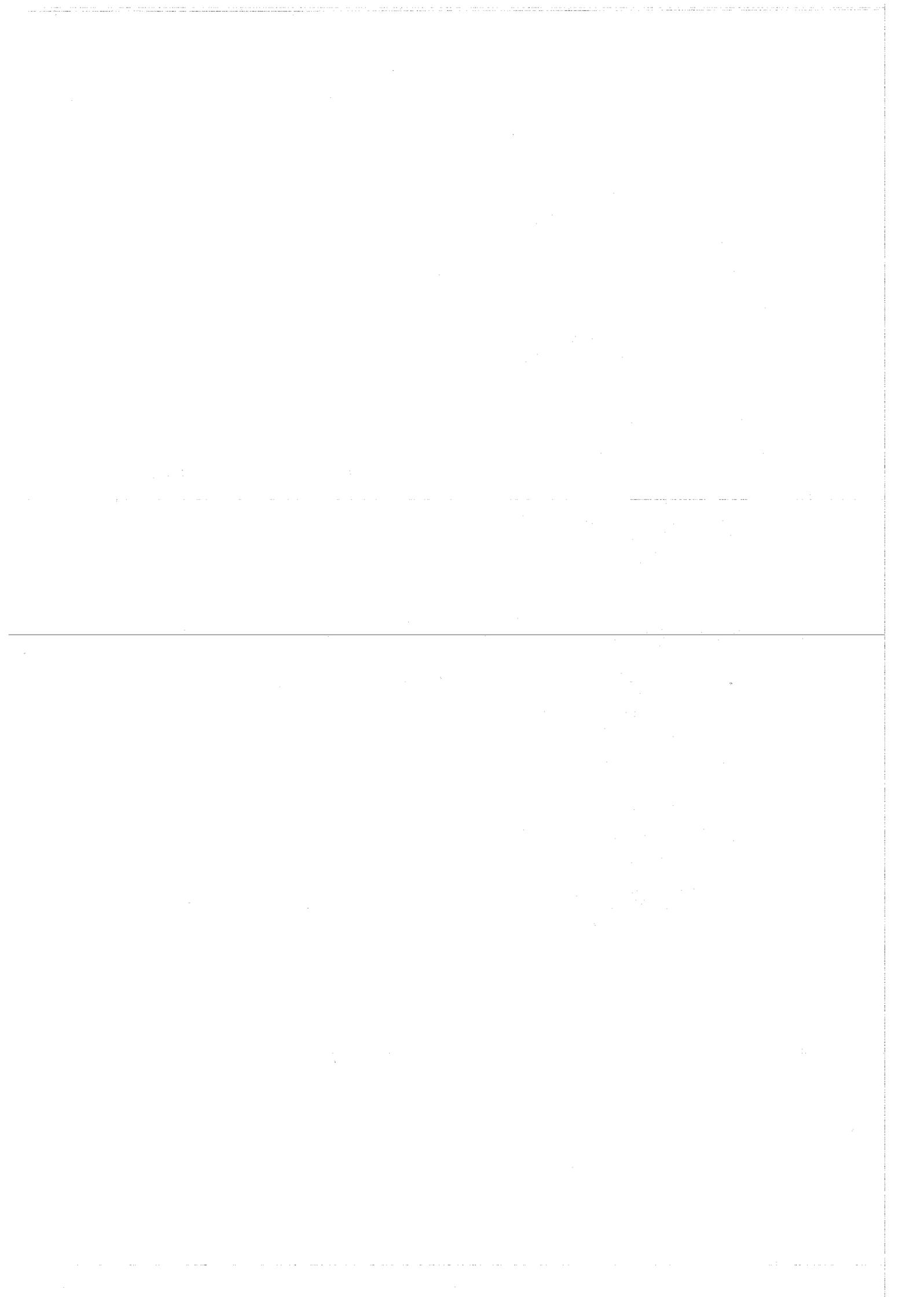
```
716 POWER=PFUEL(J)*POW2
```

```

715 DTPOWH=POWER/(RHOCL*CCL*SCL)*FACTPH/UMFANG
POWER=POWER*(1.-FACTPH)
IF(MZONM1)7702,7702,7701
7701 DTFUEL(J)=(POWER +(T(J,MZONE )-TFUEL(J))/(DSCL*0.5/CONDCL+
1 1./HGAP)* UMFANG)/CFUEL(J)
IF(MZONM1 - 2)7705,7706,7706
7706 DO 701 I=2,MZONM1
701 DT(J,I)=CONDCL*(T(J,I+1)-2.*T(J,I)+T(J,I-1))/(DELSF)+DTPOWH
7705 DT(J,MZONE)=(TFUEL(J)-T(J,MZONE))/(DSCL*0.5/CONDCL+1./HGAP)+
1CONDCL/DSCL*(T(J,MZONM1)-T(J,MZONE))/DSCL/RHOCL/CCL+DTPOWH
7702 AWAND=0.
DO 709 L=LE,LA
IF(Z(J+1)-ZK(L))709,709,710
710 IF(Z(J)-ZK(L+1))711,709,709
711 ZUEB=AMIN1(ZK(6),Z(J+1),ZAUSO) -AMAX1(ZK(5),Z(J),ZEINO)
IF(L-5)713,714,713
713 CWAND=(AMIN1(ZK(L+1),Z(J+1))-AMAX1(ZK(L),Z(J)))*(TK(L)-T(J,1))*
1 WLEAKT
AWAND=AWAND+CWAND
GO TO 709
714 IF(S(J))709,709,7133
7133 CWAND=ZUEB*(TK(L)-T(J,1))/(DSCL*0.5/CONDCL)*UMFANG
1*AMAX1(1.,RADKA/RADBL)
AWAND=AWAND+CWAND
C INTERNAL SURFACE PROPORTIONAL TO RADBL**2 I.E. TO ZUEB
709 CONTINUE
IF(MZONM1)7703,7703,700
700 DT(J,1)=(AWAND+CONDCL/DSCL*(T(J,2)-T(J,1))*UMFANG*(Z(J+1)-Z(J)))
1/(DSCL*RHOCL*CCL*UMFANG*(Z(J+1)-Z(J)))+DTPOWH
GO TO 7704
7703 DTFUEL(J)=(POWER +(T(J,1)-TFUEL(J))/(DSCL*0.5/CONDCL+
1 1./HGAP)* UMFANG)/CFUEL(J)
DT(J,1)=(AWAND+(TFUEL(J)-T(J,1))/(DSCL*0.5/CONDCL+1./HGAP)
1*UMFANG*(Z(J+1)-Z(J)))/(DSCL*RHOCL*CCL*UMFANG*(Z(J+1)-Z(J)))
2+DTPOWH
7704 CONTINUE
99697 CONTINUE
C
C
C
C FILMDICKEN-BERECHNUNG
99799 HA2V=H2VAP(MAT,TK(5))
DO 522 J=1,5
A=ZK(5)-Z(J)
B=ZK(6)-Z(J+1)
ZUEB=AMIN1(ZK(6),Z(J+1))-AMAX1(ZK(5),Z(J))
IF(ZUEB-1.E-4)503,503,509
503 DS(J)=0.
S(J)=SO
GO TO 522
509 PHI=(-2.*CONDCL /DSCL*(T(J,1)-TK(5))/RHOL(MAT)
1+S(J)*CLIQ(MAT)*DTK(5))/H2VAP(MAT,TK(5))
IF(A)504,504,505
505 IF(B)504,506,506
C UNTERES BLASENENDE
506 IF(VEIN)507,508,508
508 DS(J)=PHI
GO TO 502

```

```
507 DS(J)=PHI-VEIN*(SO-S(J))/ZUEB
GO TO 502
C
504 IF(A)510,510,511
510 IF(B)512,511,511
C OBERES BLASENENDE
512 IF(VAUS)513,513,514
513 DS(J)=PHI
GO TO 502
514 DS(J)=PHI+VAUS*(SO-S(J))/ZUEB
GO TO 502
C
511 IF(A)515,515,516
515 IF(B)516,517,517
C VOELLIG AUSGEDAMPFT
517 DS(J)=PHI
GO TO 502
C
516 IF(A)519,519,518
518 IF(B)520,519,519
C KURZE BLASE
520 DS(J)=PHI+(SO-S(J))/ZUEB*(AMAX1(O.,VAUS)+AMAX1(O.,-VEIN))
C
519 CONTINUE
502 IF(S(J)-SMIN(J))523,523,522
523 IF(DS(J))524,522,522
524 DS(J)=0.
S(J)=SMIN(J)
522 CONTINUE
CALL STEPSZ(DX)
IF(ABS(DTK(5))*DX-10.)525,2002,2002
525 CONTINUE
IF(ABS(DVOLB)*DX-0.5*VOLB)6534,2002,2002
6534 CONTINUE
IF(ABS(DDVOLB)*DX**2-0.5*VOLB)6345,2002,2002
6345 CONTINUE
RADIUS=AMIN1(RADKA,RADBL)
IF(ZEIN-ZEIN0)541,540,540
541 IF(VEIN)540,540,542
542 IF(DVEIN)540,540,543
543 VEIN=0.
ZEIN=0.
540 CONTINUE
IF(ZAUS-ZAUS0)530,530,531
531 IF(VAUS)532,530,530
532 IF(DVAUS)533,530,530
533 VAUS=0.
ZAUS=ZAUS0
VOLB=AREA*(ZAUS-ZEIN)
VOLBDT=AREA*(VAUS-VEIN)
DVOLB=VOLBDT
530 CONTINUE
RETURN
END
```



Literatur

- [1] D. Smidt u.a.:
Systemanalyse eines 1000 MWe natriumgekühlten schnellen Leistungsreaktors.
Institut für Reaktorentwicklung der Ges. f. Kernforschung, Karlsruhe
Externer Bericht 8/66-6, Dezember 1966, p. 16.
- [2] A.M.Judd:
Loss-of-Coolant Accidents in a Large Sodium-Cooled Fast Reactor.
Proceedings of the Conference on Safety, Fuels, and Core Design
in Large Fast Power Reactors, Oct. 11-14, 1965; ANL-7120, pp.67-81.
- [3] G. Friz:
Coolant Ejection Studies with Analogy Experiments.
Proceedings of the Conference on Safety, Fuels, and Core Design
in Large Fast Power Reactors, Oct. 11-14, 1965; ANL-7120, pp.890-894.
- [4] R.C.Noyes, J.G.Morgan, H.H.Cappel:
TRANSFUGUE-I, a Digital Code for Transient Two-Phase-Flow and
Heat Transfer.
NAA-SR-11008, Juli 1965.
- [5] M.Fischer, W. Häfele:
Shock Front Conditions in Two-Phase-Flow including the Case of
Desuperheat.
Proceedings of the Conference on Safety, Fuels, and Core Design
in Large Fast Power Reactors, Oct. 11-14, 1965; ANL-7120, pp.895-907;
- [6] Institut für Reaktorentwicklung der Ges.f.Kernforschung, Karlsruhe:
Seminar über Zweiphasenströmung, November 1965 bis Februar 1966.
Externer Bericht 8/66-8, 1966.
- [7] B.S.Petukhov, S.A.Kovaler, V.M.Zhukov:
Study of sodium boiling heat transfer.
Proc. of 3.Int.Heat Transfer Conf., Chicago, August 1966,
Vol. V, pp.80-91.
- [8] R.C.Noyes:
Boiling studies for sodium reactor safety, Part. I.
NAA-SR-7909, 1963.
- [9] P.J.Marto, W.M.Rohsenow:
Effects of surface conditions on nucleate pool boiling of sodium.
Trans.ASME, Ser.C., Journ.Heat Transfer 88, 1966, No.2, pp.196-204.
- [10] N.Madsen, C.F.Bonilla:
Heat transfer to sodium-potassium alloy in pool boiling.
Chem.Eng.Progr.Symp., Ser.56, 1960, No. 30, pp. 251-259.

- [11] P.J.Marto, W.M.Rohsenow:
The effect of surface conditions on pool boiling heat transfer of sodium.
Proc. of 1963 High-Temp.Liquid Metal Heat Transfer Techn.Meeting, ORNL-3605, 1964, Vol. 1, pp. 263-285.
- [12] I. Shai:
The mechanism of nucleate pool boiling heat transfer to sodium on the criterion for stable boiling.
MIT, Jan. 1967, DSR 76303-45, Contract No. AI(30-1) 3357, A/3.
- [13] Westinghouse:
Liquid Metal Fast Breeder Reactor Design Study.
WCAP-3251-1, 1964.
- [14] Allis-Chalmers:
Large Fast Reactor Design Study.
ACNP-64503, 1964.
- [15] General Electric:
Liquid Metal Fast Breeder Design Study (1000 MWe UO_2 - PuO_2 Fueled Plant).
GEAP-4418, 1964.
- [16] Combustion Engineering:
Liquid Metal Fast Breeder Reactor Study.
CEND 200, 1964.
- [17] D.Smidt, A.Müller:
Referenzstudie für den 1000 MWe natriumgekühlten schnellen Brutreaktor (Na 1).
KFK 299, Dezember 1964.
- [18] K.Gast, E.G.Schlechtendahl:
Schneller Natriumgekühlter Reaktor Na 2.
KFK 660, EUR 3706 d, Oktober 1967.
- [19] R.C.Noyes, H.Lurie, A.A.Jarrett:
The Development and Growth of In-core Voids due to Boiling during Fast Reactor Transients.
Proceedings of the Conference on Safety, Fuels, and Core Design in Large Fast Reactors, Oct. 11-14, 1965; ANL-7120, p. 886.

- [20] General Electric:
Fast Ceramic Reactor Development Program. Eighteenth Quarterly Report.
GEAP-5158, p.7-5: April 1966
- [21] G.Grass, H.Kottowski, R.Warnsing:
Das Sieden von flüssigen Alkalimetallen.
Atomkernenergie, 12.Jahrg.(1967) H.3/4; pp.101-110.
- [22] K.H.Spiller, G.Grass, P.Perschke:
Überhitzung und Einzelblasenejektion bei der Verdampfung von
stagnierenden Flüssigmetallen.
Atomkernenergie, 12.Jahrg.(1967) H 3/4; pp. 111-114.
- [23] W.Peppler, G.F.Schultheiß:
Liquid Metal Boiling Research.
KFK 874, EUR 4157 e, 1969
- [24] P.Kosky, G.A.Henwood:
Bubble Growth Measurements in Uniformly Superheated Liquids.
AERE-R 5553, 1967
-
- [25] P.Fette:
Experimente zur Kühlmittelaustreibung mit Wasser.
Kernforschungszentrum Karlsruhe, Interner Bericht (nicht veröffentlicht)
- [26] P.Fette:
Simulation der Kühlmittelejektion in natriumgekühlten Brutreaktoren
durch Experimente mit Wasser.
KFK 940, EUR 3976 d, 1969
- [27] D.R.Mac-Farlane, N.McNeal, D.A.Meneley, C.K.Sanathanan:
Theoretical Studies of the Response of Fast Reactors during Sodium
Boiling Accidents.
Proceedings of the International Conference on the Safety of Fast
Reactors. Aix-en-Provence, September 19-22,1967, pp.I-5-1 to I-5-26.
- [28] D.R.Mac-Farlane, N.A.McNeal, D.A.Meneley, C.K.Sanathanan:
Sodium Boiling Transients in Oxide-Fueled Fast Reactors.
Nuclear Engineering and Design 7 (1968), pp. 411-426
- [29] R.E.Holtz:
The Effect of the Pressure-Temperature-History upon Incipient
Boiling Superheats in Liquid Metals.
ANL-7184, June 1966

- [30] J.C.Chen:
Incipient Boiling Superheat in Liquid Metals.
Journal of Heat Transfer, Trans ASME Series C, No.3, Vol. 90,
Aug. 1968, pp. 303-312.
- [31] G.F. Schultheiß, D. Smidt:
Incipient Boiling Superheat in Liquid Metals.
Journal of Heat Transfer, Trans ASME Series C. (noch nicht erschienen)
- [32] W. Peppler, E.G.Schlechtendahl, G.F.Schultheiß, D.Smidt:
Sodium Boiling and Fast Reactor Safety.
KFK 612, Juni 1967.
Proceedings of the International Conference on the Safety of Fast
Reactors. Aix-en-Provence, September, 19-22, 1967.
pp. I Ib-6-1 to I Ib-6-14.
- [33] D.Smidt, P.Fette, W.Peppler, E.G.Schlechtendahl, G.F.Schultheiß:
Problems of Sodium Boiling in Fast Reactors.
KFK 790, EUR 3960e, June 1968.
- [34] E.G.Schlechtendahl
Die Ejektion von Natrium aus Reaktorkühlkanälen.
Nukleonik, 10.Band, 5. Heft, 1967. pp.270-274.
- [35] K. Gast:
Special Problems in the Safety of Sodium Cooled Fast Reactors.
Vorgetragen bei dem Meeting of the Committee on Reactor Safety
Technology (CREST), Paris, 29.-30.Oktober 1968.
- [36] D.L.Swift, L.Baker Jr.:
Experimental Studies on High-Temperature Interaction of Fuel and
Cladding Materials with Liquid Sodium.
Proceedings of the Conference on Safety, Fuels, and Core Design
in Large Fast Power Reactors, Oct. 11-14, 1965; ANL-7120, pp.839-847.
- [37] E.P.Hicks, D.C.Menzies:
Theoretical Studies on the Fast Reactor Maximum Accidents.
Proceedings of the Conference on Safety, Fuels, and Core Design
in Large Fast Power Reactors, Oct. 11-14, 1965; ANL-7120, pp.654-670.
- [38] M.Rosenholz:
Phénix
Énergie Nucléaire, Vol. 10, No. 2, Mars-Avril 1968.

- [39] A.G.Frame, W.G.Hutchinson, J.M.Laithwaste, H.F.Parker:
Design of the Prototype Fast Reactor.
London Conference on Fast Breeder Reactors, 17-19 May 1966.
- [40] A.I.Leipunskii u.a.:
The BN-350 and BOR Fast Reactors.
London Conference on Fast Breeder Reactors, 17-19 May, 1966.
- [41] A.Amendola:
A statistical Method for Evaluation of Hot Channel Factors in
Reactor Design.
KFK 843, EUR 3979e, Juli 1968.
- [42] P.Greebler, D.B.Sherer, N.H.Walton:
FORE; A Computational Program for the Analysis of Fast Reactor
Excursions.
GEAP-4090, October 1962.
- [43] siehe [1] Anhang A 1 und A 2.
- [44] siehe [33] pp. 6-13
- [45] R.Defay, I.Prigogne, A.Bellemans, D.H.Everett:
Surface Tension and Adsorption.
Longmans, Green + Co, London, 1966, pp.310-348.
- [46] G.H.Golden, J.V.Tokar:
Thermophysical Properties of Sodium.
ANL-7323, August 1967.
- [47] P.L.Kirillov:
Variation généralisée du flux thermique critique en fonction de
la pression au cours de l'ébullition de métaux dans un volume
important.
Énergie Atomique, Vol. XXIV, No.2, Février 1968, p. 31.
- [48] G.C.Pinchera et al.:
Liquid Sodium Superheat and Water Ejection Experiments.
Symposium on Two-Phase-Flow Dynamics Eindhoven, September 4-9, 1967.
- [49] 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.

[50] J.B.Heineman:

Forced Convection Boiling Sodium Studies at Low Pressure.
Proc. of the Conference on Application of High Temperature
Instrumentation to Liquid-Metal Experiments. September 28-29, 1965;
ANL-7100, pp. 189-194.

[51] J.A.Edwards, H.W.Hoffman:

Superheat with Alkali Metals.
Proc. of the Conference on Application of High Temperature
Instrumentation to Liquid-Metal Experiments. September 28-29, 1965;
ANL-7100, pp. 515-534.

[52] R.E.Holtz. R.M.Singer:

On the Superheating of Sodium at Low Heat Fluxes.
ANL-7383, November 1967.

[53] Max Volmer:

Kinetik der Phasenbildung.
Reihe: Die chemische Reaktion, K.F.Bonhoeffer, Leipzig. Band 4,
pp. 163-165.
v. Th. Steinkopff, 1939.

[54] F.K.Kenrich, C.S.Gilbert, K.L.Wismer:

The Superheating of Liquids.
Journal of Physical Chemistry Vol. 28, pp.1297-1307; 1924.

[55] J.Meyer:

Zur Kenntnis des negativen Druckes in Flüssigkeiten.
Abhandlungen der Deutschen Bunsen-Gesellschaft, Band III,Nr.1; 1911.

[56] R.W.Schrage:

A Theoretical Study of Interface Mass Transfer.
Columbia University Press, New York, 1953.

[57] A.F.Mills, R.A.Seban:

The Condensation Coefficient of Water.
Int.Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 10, pp. 1815-1827;1967.

- [58] R.R.Adt Jr., W.J.Bornhorst, G.W.Hatsopoulos:
Bubble Formation and Growth.
NASA-CR-87478, February 1967.
- [59] H.K.Forster, N.Zuber:
Growth of a Vapor Bubble in a Superheated Liquid.
Journal of Applied Physics, Vol. 25, No. 4, pp.474-478, April 1954.
- [60] M.S.Plesset, S.A.Zwick:
The Growth of Vapor Bubbles in Superheated Liquids.
Journal of Applied Physics, vol. 25, No.4, pp.493-500, April 1954.
- [61] H.K.Forster:
On the Conduction of Heat into a Growing Vapor Bubble.
Journal of Applied Physics, Vol. 25, No. 8, pp.1067-1068, August 1954.
- [62] L.W.Florschuetz, B.T.Chao:
On the Mechanics of Vapor Bubble Collapse.
Journal of Heat Transfer (1965), pp. 209-220, May 1965.
- [63] R.Cole, H.L.Shulman:
Bubble Growth Rate at High Jakob Numbers.
International Journal of Heat and Mass Transfer Vol.9, pp.1377-1390,
1966.
- [64] N. Zuber:
The Dynamics of Vapor Bubbles in Nonuniform Temperature Fields.
International Journal of Heat and Mass Transfer Vol. 2, pp.83-98, 1961.
- [65] H. Lamb:
Hydrodynamics, 6.Ed.
Chap. 5: Irrotational Motion of a Liquid, p. 122.
Cambridge University Press, 1932.
- [66] siehe [18] Abb. 7.9, p.7-14.
- [67] H. Kottowski, G. Grass:
Sieden von Natrium mit und ohne erzwungene Konvektion.
Atomkernenergie 12, Nr. 11-12, p. 463; 1967.
- [68] siehe [18] Abb. 6.7, p. 6-16.
- [69] siehe [18] Abb. 6.1, p. 6-2.

[70] M.S.Plesset, T.P.Mitchell:

On the Stability of the Spherical Shape of a Vapor Cavity in a Liquid.

Quarterly Applied Mathematics, Vol. 13 No. 4, pp.419-430; 1956.

[71] L.D.Landau, E.M.Lifschitz:

Fluid Mechanics.

Course of Theoretical Physics, Vol. 6 2. Ed., p. 49

Pergamon Press, 1963.

[72] M. Di Bartolomeo, A. Mathis, G.Melucci, E. Turrini:

Time Discretization Hybrid Model for Nuclear Reactor Cores Simulation.

Proceedings of the International Symposium on Analog and Hybrid

Computation Applied to Nuclear Energy, Versailles, September 1968.

[73] H. Kottowski:

Über die Verdampfung und Ausbildung eines Restfilmes beim Sieden von Alkalimetallen in Kanälen.

Dissertation, Technische Hochschule Aachen, Juni 1968.

[74] W. Peppler:

Natrium-Siedestoßexperimente in einem größeren Kreislauf unter Verwendung induktiv beheizten Teststrecken.

Vortrag auf der Reaktortagung, Frankfurt/Main, 15.-18.April 1969.

[75] G.F. Schultheiß:

Zum Mechanismus von Einzelblasenejektionen in überhitzten Flüssigmetallen.

Institut für Reaktorentwicklung der Ges. f. Kernforschung, Karlsruhe, Externer Bericht 8/67-7, Oktober 1967.

[76] G.Grass, H. Kottowski, K.H. Spiller:

Measurements of the Superheating and Studies about Boiling Phenomena in Liquid Metals.

Proceedings of the International Conference on the Safety of Fast Reactors, Aix-en-Provence, Sept. 19-22, 1967, pp.IIb-4-1 to IIb-4-12.

[77] P. Fette, H.D.Großgarten:

Simulation der Kühlmittelaustreibung im Na-2-Brennelement.

KFK 925, EUR 4169 d; 1969.

- [78] D.R.Mac Farlane, N.A.McNeal, D.A.Meneleg, C.K.Sanathanan:
Sodium Boiling Transients in Oxide-Fueled Fast Reactors.
Nucl.Eng. and Design 7 (1968), pp. 411-426.
- [79] G.J.Fischer, J.C.Carter, T.J.Heames, D.F.MacFarlane, N.A.McNeal,
C.K.Sanathanan, W.T.Sha, C.K.Youngdahl:
Fast Reactor Accident Study Code, SAS1A.
ANS-Meeting on:
The Effective Use of Computers in the Nuclear Industry.
Knoxville, April, 21-23, 1969.
- [80] M.Dalle-Donne:
persönliche Mitteilung (Veröffentlichung in Vorbereitung).
- [81] T.Theofanous, L.Biasi, H.S.Isbin, H.Fauske:
A Theoretical Study on Bubble Growth in Constant and Time Dependent
Pressure Fields.
Vorabdruck (8.6.1968), Veröffentlichung erscheint in Chemical
Engineering Science.
-