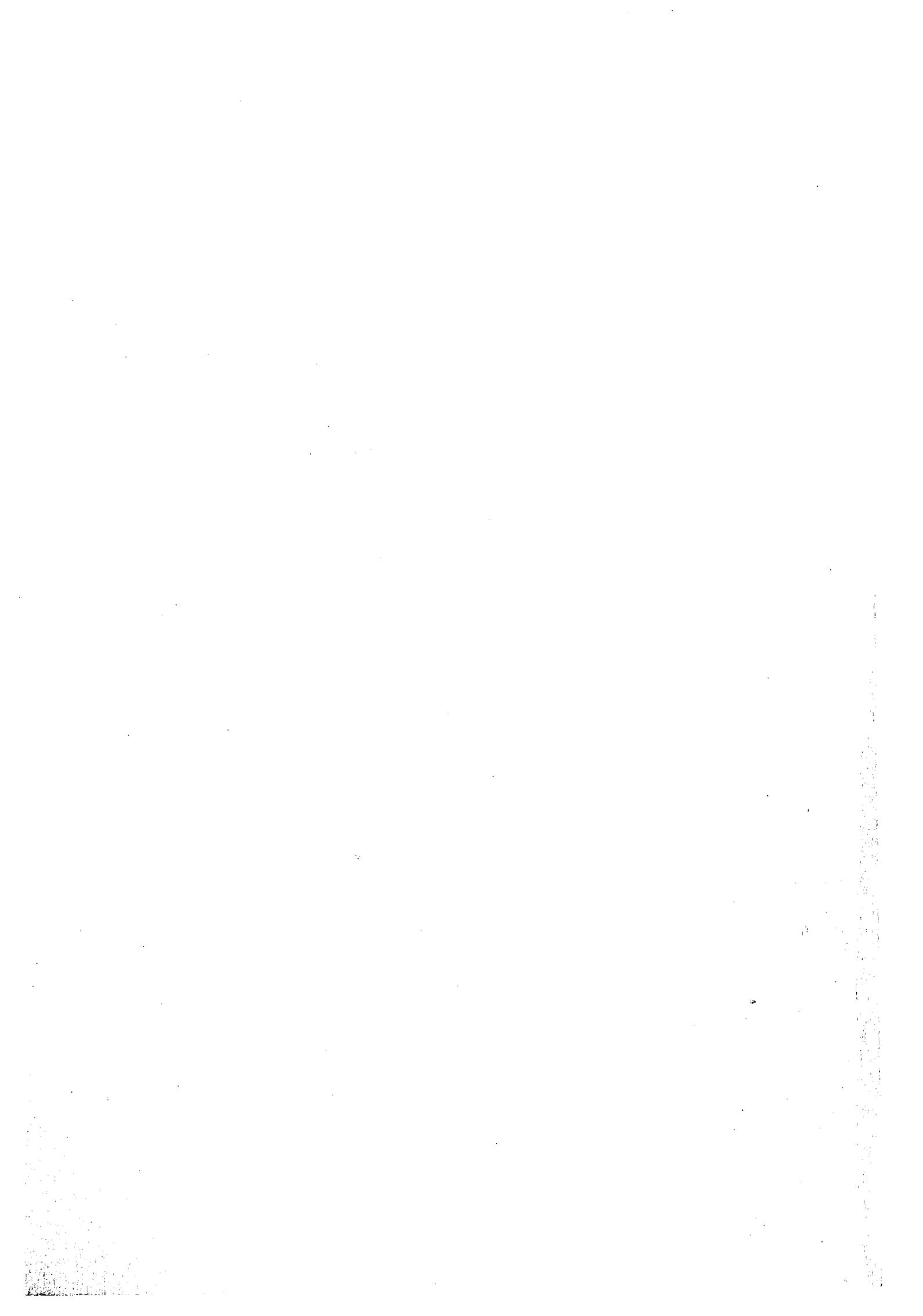


KfK 2660
März 1979

Untersuchungen zur Nachwärmeabfuhr in schnellen natriumgekühlten Reaktoren bei Naturkonvektion unter Berücksichtigung von Sieden

A. Kaiser, W. Pepler, M. Straka
Institut für Reaktorentwicklung
Projekt Schneller Brüter

Kernforschungszentrum Karlsruhe



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Reaktorentwicklung

Projekt Schneller Brüter

KfK 2660

Untersuchungen zur Nachwärmeabfuhr in schnellen
natriumgekühlten Reaktoren bei Naturkonvektion
unter Berücksichtigung von Sieden

A. Kaiser, W. Pepler, M. Straka

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

Bei der Sicherheitsanalyse schneller natriumgekühlter Reaktoren stellt sich u.a. die Frage nach der Abführbarkeit der Nachzerfallswärme bei Unverfügbarkeit aller Primärkühlkreisläufe. Daher wurde experimentell untersucht, unter welchen Bedingungen Wärmeleistungen in Höhe der Nachzerfallswärme aus einem Stabbündel über Naturkonvektion auf einen Na-Kreislauf übertragen werden können. Im Vordergrund standen vor allem die Fragen nach dem Verhalten dieses Naturkonvektionssystems beim Auftreten von Sieden und nach den Grenzen der Bündelkühlbarkeit.

Zur theoretischen Übertragung der Versuchsergebnisse auf das vereinfachte Notkühlsystem des SNR 300 wurde ein Rechenprogramm erstellt, mit dessen Hilfe mehrere Beispiele unter Randbedingungen der tankinternen Naturkonvektion bei der Notkühlung nach einem Bruch in der Primärleitung analysiert wurden. So wurden Auswirkungen untersucht, die z.B. eine Erhöhung der Strömungswiderstände in einem der Brennelemente zur Folge hätte. Die Untersuchung zeigte, daß bei stationärem Sieden nur sehr niedrige Dampfgehalte auftreten können. Ähnliche Ergebnisse ergaben sich auch aus den Untersuchungen mit erhöhter Na-Temperatur am Kerneintritt und mit um den Faktor 2 vergrößertem Strömungswiderstand im kalten Strang der Naturkonvektionsschleife. Es wurde jedoch der experimentelle Nachweis erbracht, daß die Bündelkühlbarkeit bei derart niedrigen Dampfgehalten keineswegs beeinträchtigt werden kann.

Zusammenfassend konnte festgestellt werden, daß auch unter sehr pessimistischen Annahmen, die zum Verlauf der tankinternen Naturkonvektion getroffen wurden, die Kühlung zuverlässig gewährleistet bleibt, selbst, wenn es im Reaktorkern zeitweilig zum Sieden kommt.

Abstract

Investigations of decay heat removal by natural convection with boiling in sodium cooled fast reactors

The safety analysis of a Liquid Metal cooled Fast Breeder Reactor (LMFBR) indicates the requirement of safely removing the decay heat produced after a reactor shut-down, especially in the case of a failure of all primary circuits. To investigate the conditions under which power in the range of the decay heat can be transferred from a pin bundle to a sodium loop by natural convection, a series of experiments was carried out. Special attention was paid to the behaviour of the natural convection system when boiling occurs, and also to the limits of cooling capability.

To apply the experimental results a computer program was made using a simplified model of the emergency cooling system of the SNR 300. With this program several cases of emergency cooling under the boundary conditions of in-tank natural convection were analyzed, assuming a breach of a primary circuit.

As an example, the consequences of an increase of the flow resistances in a subassembly were investigated. It was demonstrated that under conditions of steady state boiling there will be only very low vapour qualities. Similar results were obtained from investigations when the sodium temperature at the inlet to the core was elevated, and when the flow resistances in the cold leg of the natural convection loop were increased by a factor of two. Further experiments gave evidence that the cooling of the bundle will substantially be maintained under conditions of low vapour qualities.

In summary, it may be stated that even under very pessimistic assumptions concerning the progress of the in-tank natural circulation, the cooling will be maintained reliably, even if boiling occurs for some time.

Inhaltsverzeichnis:

1. Einleitung
 2. Zielsetzung
 3. Versuchsanordnung und -durchführung
 4. Auswertung der Versuche
 - 4.1 Sieden unter Zwangskonvektion
 - 4.1.1 Typischer Versuchsablauf und Kalibrierung der Meßsignale
 - 4.1.2 Grenzen der Bündelkühlbarkeit
 - 4.1.3 Zweiphasendruckverlust: Vergleich von Messung u. Berechnung
 - 4.2 Sieden unter Naturkonvektion
 - 4.2.1 Typischer Versuchsablauf
 - 4.2.2 Analyse der Strömungsphänomene
 - 4.2.3 Gleichgewichtsbedingungen für stationäres Sieden
 5. Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse
 6. Tankinterne Notkühlung im SNR 300
 - 6.1 Voraussetzungen der Analyse
 - 6.1.1 Betrachtete Störfallsituation
 - 6.1.2 Übertragbarkeit der Versuchsergebnisse
 - 6.1.3 Annahmen zum Rechenmodell
 - 6.2 Ergebnisse der Analyse
 - 6.2.1 Sieden im Zentralbrennelement (Fall 1)
 - 6.2.2 Sieden in mehreren Brennelementen (Fall 2)
 - 6.2.3 Grenze der Kühlbarkeit im Reaktor
 7. Schlußfolgerungen
- Anhang A: Kalibrierung der Temperaturmeßstellen
Anhang B: Beschreibung des Rechenprogramms NANASS
- Nomenklatur
Literaturverzeichnis
Tabellen
Abbildungen

1. Einleitung

Im Rahmen von Sicherheitsuntersuchungen zu schnellen natriumgekühlten Reaktoren ist eine gesicherte Wärmeabfuhr aus dem Reaktorkern auch bei Ausfall aller Primärkreisläufe nachzuweisen. Bei diesem Störfall wird der Reaktor abgeschaltet und die anfallende Nachzerfallswärme über eine tankinterne Naturkonvektionsschleife den Tauchkühlern zugeführt, die unterhalb des Na-Notspiegels im äußeren Reaktoringraum symmetrisch angeordnet sind.

Durch die vorhergehenden theoretischen und experimentellen [1, 2] Untersuchungen wurde bereits die Funktionstüchtigkeit des Notkühlsystems nachgewiesen. Aus den Auslegungsrechnungen geht hervor, daß die Natriumtemperatur im Reaktorkern zu keinem Zeitpunkt während der Notkühlung die Siedetemperatur erreichen wird. Bei bestimmten Parameterkombinationen, die erhebliche Abweichungen von den thermo-hydraulischen Auslegungsbedingungen voraussetzen, kann die Kühlmitteltemperatur in höchst belasteten Brennelementen die Siedetemperatur erreichen. Daher ist es notwendig, die Auswirkungen von Sieden auf ein Naturkonvektionssystem voraussagen zu können. Um das generelle Verhalten der Naturkonvektionsschleife zu verstehen, wurden in der folgenden Untersuchung die wichtigsten thermo-hydraulischen Kenndaten variiert und deren Auswirkungen aufgezeigt:

- Strömungswiderstand im Brennelement

- Strömungswiderstand im äußeren Ringraum oder in den Brutelementen der Rückströmpositionen

- Leistungsdichte der Nachzerfallswärme

2. Zielsetzung

Da zu dem erläuterten Problem bisher keine experimentellen Ergebnisse vorlagen, wurden im Natrium-Siede-Kreislauf (NSK) des Instituts für Reaktorentwicklung Siedeexperimente durchgeführt. Es waren die Bedingungen zu untersuchen, unter denen aus einem Stabbündel Wärmeleistungen in Höhe der Nachzerfallswärme über Naturkonvektion, verbunden mit Sieden, an einen Natrium-Kreislauf übertragen werden können. Dabei standen vor allem zwei Problemkreise mit folgenden Einzelfragen im Vordergrund:

1. Verhalten eines Naturkonvektionssystems unter Siedebedingungen:

- Wie baut sich das axiale Temperaturprofil in einem Stabbündel auf?
- Wie beeinflusst das Auftreten von Siedeüberhitzung den Verlauf der Naturkonvektion?
- Sind die empirisch gewonnenen Beziehungen von Lockhart und Martinelli auch zur Berechnung des Zweiphasendruckverlustes in Bündelgeometrie anwendbar?
- Bei welchen Grenzbedingungen kann die Bündelkühlung nicht mehr gewährleistet werden?

2. Übertragung der Versuchsergebnisse auf Bedingungen im schnellen natrium-gekühlten Reaktor SNR 300:

- Welche hydraulische und thermodynamische Ähnlichkeit besteht zwischen den durchgeführten Versuchen und den Bedingungen im Reaktor?
- Es ist ein einfaches Rechenmodell eines Naturkonvektionssystems, bestehend aus einem typischen Reaktorkanal und einer idealisierten Wärmesenke, zu entwickeln.
- In welchen Bereichen können wichtige physikalische Eingabedaten wie Druckverluste, spezifische Wärmeleistung usw. geändert werden, ohne die tankinterne Nachwärmeabfuhr im SNR 300 zu gefährden?

3. Versuchsanordnung und -durchführung

Die Siedeversuche wurden im NSK durchgeführt, dessen Fließschema in Abb. 1 wiedergegeben ist. Die Naturkonvektionsschleife setzt sich in ihren Hauptbestandteilen aus der Teststrecke mit einer Mischkammer am oberen Ende, einem Bypass und einem als Wärmesenke dienenden, dem sogenannten kalten Strang, zusammen. Im kalten Strang befinden sich ein Ausdehnungsbehälter, ein Wärmetauscher, eine elektromagnetische Pumpe (die letzten beide während der Naturkonvektion außer Betrieb) und ein Drosselventil in der Eintrittsleitung zur Teststrecke. Als heißer Strang der Naturkonvektionsschleife wird der Abschnitt vom Beginn der Aufheizzone in der Teststrecke bis zum Eintritt des Natriums in den Ausdehnungsbehälter betrachtet.

Die Strömungsverluste im heißen Strang wurden überwiegend durch das 37-Stabbündel bestimmt. Im kalten Strang wurden sie durch das Schließen des Drosselventils V1 eingestellt, da der Kreislauf selbst - bedingt durch die großen Nennweiten - nur sehr geringe Verluste aufweist.

Insgesamt wurden im Kreislauf zwei elektrisch beheizte Teststrecken eingesetzt (37-Stabbündel Nr. 1 und Nr. 2). In Abb. 2 ist das erste der beiden Stabbündel dargestellt, die ursprünglich für ein anderes Vorhaben konzipiert und daher mit einer porösen Blockade in der Mitte versehen waren. Um deren Einfluß zu eliminieren, blieben die sechs inneren Heizstäbe während aller Versuche unbeheizt. Das zweite 37-Stabbündel wurde - im Vergleich zum ersten - entlang der Teststrecke mit Thermoelementen ausgerüstet (Abb. 3), so daß der axiale Temperaturverlauf gemessen werden konnte.

Die bestimmenden Versuchsparameter sind in Tab. 1 wiedergegeben. Der Sättigungsdruck ergibt sich aus der für die Heizstäbe maximal zulässigen Betriebstemperatur von ca. 860 °C; die spezifische Stableistung wurde im Bereich der Nachzerfallswärme variiert; der verkürzten Bündellänge wurde durch die Wahl der Eintrittstemperatur Rechnung getragen.

Die durchgeführten Versuche, die in einer Übersicht in Tab. 2 aufgelistet sind, können in zwei Gruppen aufgeteilt werden. In der ersten Gruppe befinden sich die Versuche, die unter Zwangskonvektion im zweiten 37-Stabbündel durchgeführt wurden. Um die Druckverluste über dem Drosselventil und dem Testbündel möglichst weitgehend den Verhältnissen im Reaktor anzupassen, wurde folgende Vorgehensweise gewählt: ausgehend vom einphasigen Zustand und einer konstanten Drosselstellung am Eintritt wurde die Pumpenspannung schrittweise heruntergefahren, bis die gewünschten Versuchszustände (Temperaturprofil bzw. Dampfgehalt) erreicht wurden.

In der zweiten Gruppe wurden die Siederversuche unter Naturkonvektion zusammengefaßt. Sie wurden vorwiegend im ersten 37-Stabbündel durchgeführt. Im Gegensatz zu den Zwangskonvektionsversuchen, wurde der Durchsatz nach Einsetzen von Sieden über das Drosselventil V1 stufenweise in Abständen von etwa 1 min weiter gedrosselt.

4. Auswertung der Versuche

4.1 Siederversuche unter Zwangskonvektion

4.1.1 Typischer Versuchsablauf und Kalibrierung der Meßsignale

Als Überblick wird in den Abb. 4 und 5 der Ablauf zweier Siederversuche wiedergegeben. Bei beiden Versuchen sind die Anstiege der Temperaturen im einphasigen Bereich als Folge der stufenweisen Durchsatzreduktion sowie die Einstellung stationärer Zustände am Ende der jeweiligen Stufe charakteristisch. Die Ausbreitung des zweiphasigen Bereiches ist dadurch gut ersichtlich, daß die Thermoelemente der einzelnen Meßebenen zeitlich nacheinander die Sättigungstemperatur von ca. 860 °C anzeigen. Der Anstieg der Dampfgehalte bis zu Werten von etwa $x = 25 \%$ konnte bei der Versuchsdurchführung unmittelbar anhand der vorausgerechneten und gemessenen axialen Temperaturverteilung beobachtet werden.

In Anbetracht der sehr geringen Temperaturdifferenzen in der Siedezone sowie der insbesondere gegen Ende der Versuche sehr niedrigen Durchsatzgeschwindigkeiten in der Teststrecke waren umfangreiche Kalibrierungen der entsprechenden Meßsignale erforderlich. Die zur Korrektur der gemessenen Temperaturen angewandte Methode ist im Anhang A eingehend beschrieben.

Die Umrechnung der elektrischen Meßwerte der Durchsatzmessung auf physikalische Einheiten erfolgte über eine Kalibrierungskurve, die aus einer Reihe von Versuchspunkten mit Hilfe der Wärmebilanz nach der Beziehung:

$$\dot{m} = \frac{P(z)}{c_p \cdot \Delta T} \quad (1)$$

ermittelt wurde. ΔT ist die unter stationären Bedingungen gemessene Aufheizspanne des Natriums, zwischen dem Eintritt in die Teststrecke und der Meßebe, die in der Regel unterhalb der Blockade liegt; $P(z)$ ist die auf dieser Strecke dem Natrium zugeführte Wärmeleistung (vergl. Anmerkung zu Gl. (7)).

Falls das Sieden bereits die unterste Meßebe erreicht, wurde zur Umrechnung der entsprechenden Durchsätze auf der Kalibrierungskurve linear extrapoliert. Eine etwaige Nichtlinearität des Durchsatzmessers in diesem Meßbereich könnte u.U. einen Fehler bei der Umrechnung verursachen. Dieser ist allerdings nicht größer als 20 % des jeweiligen Meßwertes, wie ein Vergleich mit anderen im NSK durchgeführten Versuchen zeigte. Der Fehler bei der Dampfgehaltbestimmung (s. Gl. (7)) beträgt daher im ungünstigsten Falle, d.h. beim Dampfgehalt $x = 80 \%$, maximal $\pm 25 \%$ von diesem Wert.

4.1.2 Grenzen der Bündelkühlbarkeit

In den Siederversuchen unter Zwangskonvektion wurden sehr hohe Dampfgehalte erreicht, wodurch eine Aussage über die Bündelkühlbarkeit und deren Grenzen erst möglich wurde.

Um den Begriff der Bündelkühlbarkeit näher zu erläutern, wird im folgenden als Beispiel der Versuch 21/73 (s. Abb. 5) beschrieben:

Eingeleitet durch eine entsprechende Durchsatzreduktion, setzte das Sieden beim Zeitpunkt $t = 44$ s mit einem geringen Siedeverzug von 8 K im oberen Teil der beheizten Zone ein. Nach etwa 17 s wurde ein stabiler Siedezustand erreicht. Der Dampfgehalt am Ende der beheizten Zone betrug zu diesem Zeitpunkt etwa 5 %. Nach mehrmaliger Durchsatzreduktion wurde der Bereich höherer Dampfgehalte ($x = 25$ %) etwa bei $t = 320$ s erreicht. In diesem Siedebereich wurde die Bündelkühlbarkeit erstmalig sichtlich beeinflusst. Dies kann an den wiederholten geringfügigen Anstiegen der Heizstabtemperatur T 23 zunächst festgestellt werden. Mit zunehmendem Dampfgehalt wurden die Temperaturanstiege über der Sättigungstemperatur und deren Häufigkeit an dieser und an anderen Meßstellen immer größer, bis eine Kühlung der Heizeroberfläche beim Thermoelement TE 27 zum Zeitpunkt $t = 511$ s nicht mehr stattfindet. Die Heizstabtemperatur T 27 steigt daher an, bis schließlich bei einem vorgegebenen Wert die elektrische Heizleistung abgeschaltet wird.

Während der Phase, in der eine Kühlung noch gewährleistet ist, können zwei verschiedene Mechanismen zur Wiederbenetzung der Heizstäbe beitragen:

- Nachspeisung des Kühlmittels in Form eines auf der Oberfläche der Heizstäbe fließenden Films und/oder
- Ablagerung von Flüssigkeitstropfen, die infolge der stets vorhandenen Wechselwirkung zwischen Film- und Dampfströmung (Herausreißen von Tropfen aus dem Film bzw. Wiederanlagerung) in der Dampfströmung vorzugsweise nach oben transportiert werden, auf den Heizstaboberflächen.

Die lokalen Vorgänge während der letzten intensiven periodischen Austrocknung und Wiederbenetzung der Heizstäbe im oben beschriebenen Versuch werden am Verlauf von drei Heizertemperaturen näher erläutert (s. Abb. 6). Den charakteristischen Temperaturanstiegen um bis zu etwa 40 K, die jeweils eine kurzzeitige lokale Austrocknung der Heizeroberfläche (sog. Dryout) anzeigen, folgen regelmäßig Perioden der Abkühlung durch Wiederbenetzung bis zum

Zeitpunkt $t = 511$ s. In diesem Zeitpunkt bleibt die Wiederbe-
netzung am Ort der Temperaturmeßstelle TE 27 aus. Der Heizer
wird lokal nicht mehr gekühlt. Seine Temperatur steigt steil
an, bis bei ca. 960 °C der Schwellwert des Temperaturschutzes
erreicht wird. Es kommt zu einer Abschaltung der Heizleistung.
Zu diesem Zeitpunkt wurde bereits die Grenze der Kühlbarkeit
erreicht. Der Dampfgehalt betrug dabei etwa 76 %.

Alle übrigen Versuche dieser Gruppe weisen ähnliche Vorgänge auf.
Ein wichtiger Unterschied liegt darin, daß, bedingt durch die
niedrigere Leistung oder den niedrigeren Dampfgehalt, keine länger
anhaltende Dryout-Perioden auftraten, die zu einer hohen Heizer-
temperatur geführt hätten. Es ist in diesem Zusammenhang bemerkens-
wert, daß in einem der Versuche mit niedriger Leistung (11 W/cm) ein
Dampfgehalt von etwa 80 % erreicht wurde, ohne daß das 37-Stab-
bündel in seiner Kühlbarkeit beeinträchtigt wurde. Die jeweilige
Angabe der spezifischen Heizleistung bezieht sich in allen Ver-
suchen auf das gesamte Stabbündel, d.h. auf 37 Stäbe (s. Tab. 2).
Da jedoch in Wirklichkeit nicht alle Heizstäbe beheizt wurden,
war die tatsächlich eingestellte Stabileistung etwa um den Faktor
1.5 höher. Das bedeutet, daß die Bündelkühlbarkeit noch besser
ist als oben beschrieben.

Ein zusammenfassender Überblick über die in einzelnen Versuchen
max. erreichten Dampfgehalte sowie das Auftreten von Dryout-Perio-
den befindet sich in Tab. 2. Ohne den Ergebnissen der Siedever-
suche unter Naturkonvektion vorzugreifen, sei an dieser Stelle
festgestellt, daß die obigen Resultate eine zuverlässige Bündel-
kühlbarkeit (selbst bei sehr hohen Dampfgehalten) demonstrierten.

4.1.3 Zweiphasendruckverlust: Vergleich von Messung und Berechnung

Zur Nachprüfung des im oberen Teil des beheizten Bündelabschnit-
tes gemessenen Temperaturverlaufs wurde ein Rechenprogramm^{*} zur

^{*} Dieses bildete die Grundlage zu dem umfangreicheren Rechenprogramm
NANASS, das im zweiten Teil dieses Berichtes (s. Kapitel 6.1.2
sowie Anhang B) ausführlich beschrieben wird. In diesem Abschnitt
werden u.a. die Annahmen zu diesem Rechenmodell sowie die Grund-
gleichungen für die 2-Phasenrechnung in zusammenhängender Form
gebracht.

Berechnung des Zweiphasendruckverlustes entwickelt. Damit sollte gleichzeitig eine aus Siederversuchen mit Natrium in einer Siebenstabbündel-Teststrecke gewonnene Beziehung für den Zweiphasendruckverlustmultiplikator [3] überprüft werden. Das dem Rechenprogramm zu Grunde liegende Zweiphasenmodell basiert auf folgenden Annahmen:

- Die Zweiphasenströmung wird als Summe zweier, voneinander getrennter Einphasenströmungen betrachtet.
- Entlang der Siedezone des Bündels besteht in jedem Querschnitt thermodynamisches Gleichgewicht zwischen der flüssigen und der gasförmigen Phase des Kühlmittels.
- Der radiale Druckgradient ist Null, d.h., die Druckverluste der beiden Phasen sind gleich groß.

Ausgehend vom Ende des beheizten Bündelabschnittes ($z = 400 \text{ mm}$) wird, bei vorgegebener Sättigungstemperatur an dieser Stelle, schrittweise der axiale Temperatur- bzw. Druckverlauf in der Siedezone des beheizten Abschnittes berechnet. Der gesamte Zweiphasendruckverlust über einen kurzen axialen Abschnitt Δz wird als Summe des Zweiphasenreibungsdrukverlustes, des Beschleunigungsdrukverlustes und des hydrostatischen Druckverlustes wie folgt berechnet:

$$\Delta p_{2Ph} = \Delta p_{R2Ph} + \Delta [\alpha \rho_g u_g^2 + (1-\alpha) \rho_l u_l^2] + g \rho_m \Delta z \quad (2)$$

wobei

$$\rho_m = \frac{1}{2} [\alpha_1 \rho_{g1} + (1-\alpha_1) \rho_{l1} + \alpha_2 \rho_{g2} + (1-\alpha_2) \rho_{l2}] \quad (3)$$

Die Indices 1 und 2 beziehen sich dabei auf die Enden des Abschnittes Δz . Der Reibungsdrukverlust in Gl. (2) wird mit Hilfe der bekannten Methode von Lockhart und Martinelli [4] über die Beziehung

$$\phi_l = \sqrt{\left(\frac{dp}{dz}\right)_{R2Ph} / \left(\frac{dp}{dz}\right)_{l1Ph}} \quad (4)$$

berechnet. Der Nenner unter der Wurzel stellt den Reibungsdruckverlust der flüssigen Phase unter der Annahme dar, sie nehme den gesamten Strömungsquerschnitt ein, und wird mit bekannten Beziehungen berechnet (s. Anhang B, Gl. (B3) und (B4)).

Der Druckverlustmultiplikator ϕ_l in Gl. (3) wird mit der oben erwähnten, empirisch gewonnenen Beziehung [3]

$$\ln \phi_l = 1,48 - 1,053 \ln \sqrt{X_{tt}} + 0,08 (\ln \sqrt{X_{tt}})^2 \quad (5)$$

berechnet, die den Einfluß der Abstandshalter in jenem Bündel einschließt (siehe auch Anhang B). X_{tt} ist der Lockhart-Martinielli-Parameter [4] für den Fall, daß die flüssige und die gasförmige Phase turbulent ($Re > 1000$) vorliegen:

$$X_{tt} = \left(\frac{1}{x} - 1\right)^{0,9} \cdot (g_g/g_l)^{0,5} \cdot (\mu_l/\mu_g)^{0,1} \quad (6)$$

Der Dampfgehalt x in Gl. (6) wird über die Wärmebilanz berechnet:

$$x = \frac{P(z) - c_p \dot{m} \Delta T_{sat}}{r \dot{m}} \quad (7)$$

$P(z)$ ist dabei die zwischen $z=0$ und dem jeweils betrachteten Knoten dem Kühlmittel zugeführte Nettogleistung; d.h. radiale Wärmeverluste durch die Isolierung der Teststrecke werden berücksichtigt. Diese Wärmeverluste wurden experimentell aus Versuchen ohne Wärmezufuhr mit stagnierendem Natrium ermittelt.

Der Dampfvolumenteil α in Gl. (2) wird mit Hilfe der von Levy [5] angegebenen Beziehung für reine Ringströmung (pure annular flow) berechnet:

$$\phi_l^2 = \frac{1}{(1 - \alpha)^2} \quad (8)$$

Eingabegrößen für die Berechnung waren die Eintrittstemperatur des Natriums ins Bündel, der Massendurchsatz, die elektrische Leistung des Bündels und, wie oben bereits festgestellt, die Sättigungstemperatur an der Stelle $z = 400$ mm.

In Abb. 7 sind auf der Abszisse die gemessenen Sättigungstemperaturen in der Siedezone mit der Teststreckenachse z als Ordinate aufgetragen. Es handelt sich hierbei um einen Versuchsausschnitt, dessen Temperatursignale im Anhang A (Abb. 17) dargestellt sind. Zum Vergleich wurde in diese Abbildung das Temperaturprofil, das sich für diesen Versuchsabschnitt aus einer stationären Zweiphasenrechnung ergab, eingetragen. Wie aus Abb. 7 zu ersehen ist, paßt sich der Verlauf der Sättigungstemperatur gut dem gemessenen Temperaturprofil an. Der Abstandshalter in Höhe $z = 380$ mm bedeutet in der Rechnung eine Singularität und bewirkt einen Sprung im Kurvenverlauf. Eine Rechnung im Blockadebereich war nicht möglich, da deren Druckverlustkoeffizient nicht bestimmt werden konnte.

4.2 Sieden unter Naturkonvektion

4.2.1 Typischer Versuchsablauf

Ein typischer Ablauf der Naturkonvektion, verbunden mit Sieden, wird an Hand der Abb. 8 beschrieben: Ausgehend vom einphasigen Zustand bei konstanter Bündelleistung wurde die EM-Pumpe zum Zeitpunkt $t = 10$ s bei offenem Drosselventil abgeschaltet. Unmittelbar darauf begann sich die Naturkonvektion auszubilden. Dies ist gut sichtbar am transienten Verlauf der Temperaturen T_2 , T_8 und T_{43} im beheizten Bündelabschnitt. Der Auftrieb war jedoch zu diesem Zeitpunkt noch nicht groß genug, um den für eine stationäre Wärmeabfuhr erforderlichen Durchsatz zu bewirken. Daher stiegen die Temperaturen weiter an, bis die Sättigungstemperatur am Ende der beheizten Zone erreicht wurde; beim Zeitpunkt $t = 45$ s kam es dann zum Sieden. Der Auftrieb wurde durch die entstehende Zweiphasenzone stark vergrößert und die Naturkonvektion dadurch beschleunigt. Die Temperaturen im unteren Teil des Bündels begannen zu sinken, bis ein quasi-stationäres Gleichgewicht in der Wärmeabfuhr unter Siedebedingungen erreicht wurde. Der Dampfgehalt betrug in diesem Zeitintervall $t = 100 \dots 120$ s etwa 2 %.

Sobald die während des einphasigen Konvektionsanlaufs im Bündel gespeicherte Wärme abgeführt war, hörte das Sieden auf (siehe z.B. das Durchsatzsignal D4 in Abb. 8). Dadurch wurden jedoch der Auftrieb und damit auch der Kühlmitteldurchsatz wieder vermindert. Es kommt zum erneuten Temperaturanstieg und Aufsieden zum Zeitpunkt $t = 131$ s. Etwa 3 Sekunden später wurde am Ende der beheizten Zone eine Siedeüberhitzung von etwa 25 K (s. Abb. 9), verbunden mit heftigen Pulsationen, beobachtet. Durch das Einsetzen von Sieden wurde die Naturkonvektion wieder beschleunigt und die Kühlmitteltemperatur soweit reduziert, bis das Sieden erneut aufhörte. Dieses Verhalten wiederholte sich noch einmal, bis das instabile Konvektionsverhalten durch Drosseln am Bündeleintritt (s. Abb. 8) in ein stabiles übergeführt wurde. Eine weitere Drosselung brachte keine quantitative Änderung im Systemverhalten.

Bis etwa zum Zeitpunkt $t = 320$ s fand vollständige Kondensation noch unterhalb der Mischkammer statt. Etwa ab $t = 320$ s erreichte die Zweiphasenzone die Mischkammer, die sich im folgenden mit Dampf füllte. Die Verdrängung des Natriums wird durch eine sprunghafte Erhöhung des Signals des Durchflußmessers D4 angezeigt. Während dieses Zeitraums verringerte sich der Durchsatz \dot{V}_1 vorübergehend um etwa 30 %, während der Durchsatz \dot{V}_2 im Bypass sogar seine Richtung änderte. Die Ursache hierfür dürfte die plötzliche Erhöhung des Zweiphasenreibungsdruckverlustes durch den Anteil in der Mischkammer gewesen sein. Der Durchsatz im Bypass reagierte auf die Druckerhöhung empfindlicher als der in der Teststrecke, da der Strömungswiderstand im Bypass wesentlich geringer ist als in der Teststrecke.

Kurze Zeit nach der Strömungsumkehr im Bypass zeigte der Durchflußmesser D4 ebenfalls Meßwerte an, die im Mittel kleiner als Null waren. Dies wird darauf zurückgeführt, daß sich beim Durchgang vom Dampfblasen zum Ausgleichsbehälter eine geschichtete Zweiphasenströmung im schräg nach oben verlaufenden Verbindungsrohr ausbildete. Dadurch befanden sich die Elektroden des Durchsatzmessers D4 auf unterschiedlichen Temperaturen, was offensichtlich eine Überlagerung des ursprünglichen Signals durch einen negativen Anteil verursachte.

Aus dem geschilderten Versuchsverlauf ist vorab als wichtiges Ergebnis festzuhalten, daß das Naturkonvektionssystem Stabbündel-Kreislauf bei stationärem Sieden eine Erhöhung der Drosselverluste im Kreislauf durch eine entsprechende Änderung im Auftrieb ausgleicht und darüber hinaus ein sehr stabiles Verhalten dabei aufweist.

4.2.2 Analyse der Strömungsphänomene

Wie bereits im letzten Abschnitt erwähnt, wurden während der Siederversuche unter Naturkonvektion mehrmals hintereinander auftretende Siedeverzüge in der Größe von 10 bis 30 K (s. Tab. 2) beobachtet. Sie traten vorwiegend auf, wenn der Strömungswiderstand im kalten Strang der Konvektionsschleife sehr klein war. (D.h., das Drosselventil am Eintritt in die Teststrecke befand sich praktisch in "Auf"-Stellung.) Bedingt durch den Siedeverzug kam es zu einem heftigen Aufsieden, das zu einer raschen Ausbildung einer 2-Phasenzone führte. Die plötzlichen Verdampfungsvorgänge, die durch die Freisetzung der als Überhitzung in Natrium und in der Struktur gespeicherten Wärmemenge verursacht werden, führten zu starken Pulsationen der unteren und insbesondere der oberen Na-Säule, sichtbar am Verlauf der Kühlmittelgeschwindigkeiten v_1 und v_a (s. Abb. 9).

Mit Hilfe der aus Messungen gewonnenen Kühlmittelgeschwindigkeit v_a war es möglich, für einen kurzen Zeitabschnitt ($t = 133...136s$) den auf die obere Na-Säule wirkenden Druck auszurechnen. Dabei ergab sich eine gute Übereinstimmung mit dem gemessenen Verlauf des Drucksignals P1.

Die Pulsationen der unteren und oberen Na-Säule sind, vor allem kurz nach der Entstehung, um etwa 180° phasenverschoben (vgl. Abb.9). Dadurch entstehen im Bündel große, vorwiegend mit Dampf gefüllte Bereiche, die sog. Voids. Ihre Größe betrug z.T. bis zu 700 cm^3 . Das bedeutet, bezogen auf die freie Strömungsfläche im 37-Stabbündel, daß sie zeitweilig eine Länge bis von 70 cm erreichten. Verbunden mit diesen Vorgängen waren kurzzeitige Strömungsumkehrungen am Eintritt in die Teststrecke. Die Bündelkühlbarkeit wurde von diesen beiden Vorgängen nicht unterbrochen.

Im Gegensatz zu dem oben beschriebenen instationären Strömungsverhalten entwickelte sich bei weitergehender Durchsatzdrosselung im oberen unbeheizten Bündelteil eine stationäre Zweiphasenströmung, deren Charakter immer mehr den weiteren Verlauf der Naturkonvektion beeinflusste. Die Zweiphasenzone erstreckte sich bis zur oder manchmal - als Folge der unvollständigen Kondensation - auch hinter die Bypaßeinmündung. (Dies war allerdings bedingt durch die verwendete Teststrecke). Die untere Siedefront drang dagegen bei fortschreitender Durchsatzreduzierung nur zögernd in den beheizten Bündelabschnitt ein. Als Beispiel für das typische Strömungsverhalten sind in Abb. 10 die Kühlmittelgeschwindigkeiten am Bündeleintritt v_1 und -austritt v_a für zwei unterschiedliche stationäre Siedezustände dargestellt. Im oberen Teil der Abbildung (bei $x = 3\%$) deutet der periodisch "pulsierende" Verlauf der Kühlmittelgeschwindigkeit v_a darauf hin, daß die Strömung am Bündelaustritt noch überwiegend Flüssigkeit enthielt. Dagegen geht im unteren Teil der Abb. 10 aus dem stark zerklüfteten Signal der Kühlmittelgeschwindigkeit v_a hervor, daß bei fortschreitendem Sieden ($x = 11\%$) ein mehr oder weniger homogenes Zweiphasengemisch am Bündelaustritt vorlag.

4.2.3 Gleichgewichtsbedingungen für stationäres Sieden

Beim Sieden wurde ein Versuchsabschnitt als stationär angesehen, wenn sich die untere Zweiphasengrenze nicht mehr änderte und gleichzeitig Massendurchsatz und Temperaturen in der Aufheiz- und Siedezone ihre konstanten Werte erreichten. Dann wurde ein Versuchszustand erreicht, in dem die über die Heizer in die Teststrecke eingebrachte elektrische Leistung gleich der Verlustleistung war, die entlang der gesamten Konvektionsschleife entstand.

Die Kräftebilanz (in Form einer Druckgleichung) für die Naturkonvektion im stationären Zustand ergibt sich aus der stationären Lösung der Impulsgleichung für die geschlossene Strömungsschleife. Daraus folgt, daß die aus dem Auftrieb herrührende, treibende Druckdifferenz Δp_A gleich der Summe aller Strömungsverluste entlang der Konvektionsschleife ist:

$$\Delta p_A = \Delta p_{R2ph} + \sum \Delta p_R \quad (9)$$

Die Summanden auf der rechten Seite der Gl. (9) sind die Strömungsverluste im Zweiphasenbereich sowie im übrigen einphasigen Teil des Kreislaufs. Diese setzen sich im wesentlichen zusammen aus den Verlusten am Drosselventil **V1** und über der Aufheizstrecke des Testbündels. Der Auftriebsdruck Δp_A , der durch den Unterschied der hydrostatischen Druckdifferenzen im kalten und im heißen Strang der Konvektionsschleife erzeugt wurde, ergibt sich aus der Gleichung:

$$\Delta p_A = \Delta p_{H \text{ kalt}} - \Delta p_{H \text{ heiß}} \quad (10)$$

oder

$$\Delta p_A = g \cdot [(\sum \rho(z) \Delta z)_{\text{kalt}} - (\sum \rho(z) \Delta z)_{\text{heiß}}] \quad (10a)$$

Für einen der Versuche (20/53), dessen Verlauf in den beiden vorhergehenden Abschnitten beschrieben wurde, wurden gegen Ende der einzelnen Versuchsabschnitte mit konstanter Drosselstellung unter der Annahme stationärer Bedingungen der Auftriebsdruck sowie andere charakteristische Größen der Naturkonvektion berechnet. Die wichtigsten davon sind in Tab. 3 aufgelistet.

Der Zweiphasenreibungsdrukverlust Δp_{R2ph} in der Siedezone der Teststrecke, von deren unterem Ende im beheizten Teil des Bündels bis zur Kondensation des Dampfes unterhalb, in oder oberhalb der Mischkammer wurde mit den im Abschn. 4.1.3 beschriebenen Methode berechnet. Eingabedaten bei dieser Berechnung waren die elektrische Leistung der Heizer, der jeweilige Kühlmitteldurchsatz, die Eintrittstemperatur sowie ein Rohwert für die Temperatur am oberen Ende des beheizten Abschnittes. Kontrolliert wurde die Rechnung durch die für das untere Ende der Mischkammer vorgegebene Sattedampftemperatur (entsprach etwa T49).

Die Bestimmung des Ortes vollständiger Kondensation erwies sich als unsicher. Aufgrund der Temperaturanzeige der Meßstelle T49, die für die Zeitpunkte $t = 104$ s und 225 s etwa 15 K bzw. 2 K unterhalb der Sättigungstemperatur lag, wurde die Obergrenze der Kondensationszone etwas unterhalb der Mischkammer bzw. an ihrem unteren Rand angenommen (s. Tab. 3). Zu dieser Zeit war der Massendurchsatz im Bypass noch positiv und Massen- und Wärmebilanz für die Mischkammer ergaben Kühlmitteltemperaturen, die unterhalb der Sättigungstemperatur lagen. Für den Zeitraum $t > 330$ s, in dem der Durchflußmesser D4 den Durchgang einer Zweiphasenströmung anzeigte, fand vollständige Kondensation am oberen Ende des Verbindungsrohres zwischen Mischkammer und Ausgleichsbehälter statt.

Die Berechnung des Auftriebsdruckes erfolgte nach Gl. (10a). Die Summation begann, sowohl für den heißen als auch für den kalten Strang, auf der Höhe des Pumpenkanals und ging bis zur Einmündung des Verbindungsrohres von der Mischkammer in den Ausgleichsbehälter. Die hydrostatische Druckdifferenz im kalten Strang wurde, da dieser bei den Versuchen mit der ersten Teststrecke noch nicht instrumentiert war, mit einer Temperatur- bzw. Wärmesenkenverteilung berechnet, die aus Versuchen mit Zwangskonvektion und ähnlichen Leistungs- und Durchsatzbedingungen abgeleitet wurde. Die Berechnung der hydrostatischen Druckdifferenz im heißen Strang erstreckte sich auf die Abschnitte Teststreckeneintrittsrohr, Teststrecke und Verbindungsrohr, in denen die Temperaturverteilung recht genau bekannt war. Die Unsicherheiten in der Berechnung liegen hier mehr in der Bestimmung der Länge der Zweiphasenzone (s.o.) sowie des Dampfvolumentanteils im Verbindungsrohr. Nimmt man den Fehler, der bei der Abschätzung der Temperaturverteilung im kalten Strang entstand, hinzu, so muß bei der Berechnung von Δp_A mit einem maximalen Gesamtfehler von etwa ± 20 % gerechnet werden.

In Tab. 3 sind der Anstieg des Auftriebsdruckes bei zunehmendem Dampfgehalt sowie die stetige Unterstützung der Naturkonvektion durch große Dampfvolumentanteile gut sichtbar. Die Bestimmung des Terms für die übrigen Strömungsverluste (s. Gl. (9)) ist mit einer relativ großen Unsicherheit verbunden; daher wurde auf seine Angabe verzichtet.

5. Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse

Die wichtigsten Ergebnisse der durchgeführten Siedeveruche mit Wärmeleistungen in Höhe der Nachzerfallswärme werden wie folgt zusammengefaßt:

- Auftreten von Sieden unterstützte stets die Naturkonvektion
- Trotz starker Durchsatzdrosselung blieb die Naturkonvektion unter Sieden aufrechterhalten
- Messung und Rechnung von Zweiphasendruckverlusten stimmten befriedigend miteinander überein
- Die Bündelkühlung war in weiten Betriebsbereichen selbst bis zu hohen Dampfgehalten immer gewährleistet
- Siedeverzüge von etwa 20-30 K hatten keinen Einfluß auf die Bündelkühlbarkeit, obwohl sie von kurzzeitigen Durchsatzumkehrungen begleitet waren.

6. Tankinterne Notkühlung im SNR 300

6.1 Voraussetzungen der Analyse

6.1.1 Betrachtete Störfallsituation

Die untersuchten Fälle beziehen sich auf eine Situation der Notkühlung nach einem Bruch in der Primärleitung mit anschließendem Versagen der Pumpenabschaltung. Dieser Störfall wurde mit einem speziellen einphasigen Rechenprogramm zur Notkühlung unter Naturkonvektion (NOTUNG) untersucht. Dabei ergab sich der folgende Verlauf [6]: Im Reaktortank wird das Natrium bis zum Notspiegel abgesaugt und der Kern bis auf die Eintrittstemperatur von 380 °C abgekühlt. Durch die Nachzerfallsleistung wird der Kern langsam

wieder aufgeheizt, und es bildet sich im Reaktortank eine Naturkonvektion aus. Etwa 150 s nach Eintritt der Störung wird im Kern das erste Temperaturmaximum von ca. 770 °C am Ende der Spaltzone erreicht. Der Abstand zur Sättigungstemperatur ist zu diesem Zeitpunkt am geringsten. Daher konzentrierten sich die Untersuchungen in diesem Bericht auf die Beschreibung der Vorgänge in der Naturkonvektionsschleife zu diesem Zeitpunkt. Alle Randbedingungen, die in die Untersuchung eingehen, sind daher auf diesen Zeitpunkt bezogen. Sie wurden den bereits erwähnten NOTUNG-Rechnungen entnommen.

Es ist zwischen zwei Fällen zu unterscheiden, in denen es im Bereich des Cores zum Sieden kommen kann:

Fall 1:

Sieden tritt, bedingt z.B. durch eine Blockade, in nur einem BE auf. In den übrigen BE bleiben die nominalen Kühlungsbedingungen erhalten.

Fall 2:

Sieden tritt in mehreren Brennelementen auf, was z.B. durch eine Erhöhung der Strömungswiderstände im kalten Strang verursacht werden kann.

6.1.2 Übertragbarkeit der Versuchsergebnisse

Zunächst wird eine Darstellung der Funktionsweise der Naturkonvektionsschleife im Reaktortank gegeben. Der Transport der Nachzerfallswärme vom Reaktorkern an die Tauchkühler erfolgt über eine Naturkonvektionsschleife, die in Abb. 11 schematisch dargestellt ist. Das im Kern aufgeheizte Natrium steigt nach oben. Von unten strömt das Natrium nach, das aus dem äußeren durch den inneren Ringraum und die Brutzone zufließt. Das aufgeheizte Natrium gelangt über das obere Plenum zu den Tauchkühlern, wo es abgekühlt wird. Dadurch entstehen entlang der Höhendifferenz

H_A zwischen der Na-Säule im äußeren Ringraum und der Spaltzone im Kernbereich temperaturbedingte Dichtedifferenzen, die einen in der Spaltzone aufwärts gerichteten Auftrieb bewirken.

Es ist nun zu prüfen, inwieweit eine hydraulische und thermodynamische Ähnlichkeit zwischen den durchgeführten Versuchen und den Bedingungen im Reaktor besteht. Eine Übereinstimmung besteht in folgenden wichtigen Punkten: Kühlmittel Natrium, Stabileistung, Wärmekapazität von Brennstab und Heizstab sowie hydraulischer Durchmesser eines Kühlkanals und damit der relevante Bereich der Reynoldszahl bei der Naturkonvektion. Keine Übereinstimmung besteht in bezug auf die Bündellänge und die Wärmequellen- und Wärmesenkenverteilung im Reaktor bzw. im Testkreislauf. Eine direkte Übertragung der experimentellen Ergebnisse auf den wirklichen Ablauf der Notkühlung im Reaktor mit Hilfe von Modellkennzahlen ist damit nicht möglich.

Auf den experimentellen Ergebnissen aufbauend wurde jedoch das Rechenprogramm NANASS (Nachwärmeabfuhr unter Naturkonvektion und stationären Siedebedingungen, s. Anh. B) erstellt und abgesichert, das die wichtigsten physikalischen Vorgänge beschreibt, die für die tankinterne Nachwärmeabfuhr im SNR 300 charakteristisch sind. Mit NANASS wurde der Einfluß maßgeblicher Parameter in einem weiten Bereich untersucht.

6.1.3 Annahmen zum Rechenmodell

Basierend auf den Ergebnissen aus vielen Versuchen erschien es gerechtfertigt, zunächst ein eindimensionales Rechenprogramm zu erstellen. Dieses enthält ein experimentell verifiziertes Zweiphasenmodell (s. dazu Kap. 4.1.2) und berechnet unter stationären Bedingungen die axiale Temperatur- und Druckverteilung in einem Reaktor-Kühlkanal, z.B. einem Brennelement. Die Vorgänge im Reaktor verlaufen im betrachteten Zeitabschnitt quasistationär, so daß bei entsprechender Variation der Randbedingungen ein stationär rechnendes Programm den Zustand in der Konvektionsschleife zutreffend wiedergeben kann.

Das der Berechnung mit NANASS zugrunde gelegte Modell des Naturkonvektionskreislaufs basiert auf folgenden Annahmen und Vorstellungen:

- Die Konvektionsschleife (s. Abb. 11) setzt sich aus einem wärmeaufnehmenden oder heißen Strang - dargestellt durch den Coreverband - und einem wärmeabgebenden oder kalten Strang, der die Bereiche oberes Plenum, Tauchkühler, äußerer und innerer Ringraum, radiale Brutzone und unteres Plenum umfaßt, zusammen.
- Im heißen Strang kann nur ein BE der SNR 300-Geometrie in Form eines charakteristischen Kanals simuliert werden. Je nach dem untersuchten Fall (Fall 1 oder Fall 2) können seine thermo-hydraulischen Daten so gewählt werden, daß dieser Kanal entweder ein ausgewähltes BE oder den gesamten BE-Verband darstellt.
- Die Leistung der Reflektor- und Brutelemente wird vernachlässigt.
- Die gesamte Stableistung wird als gleichmäßig über die Länge der aktiven Zone verteilt angesehen. Die Leistung der axialen Brutzonen wird daher Null.
- Der radiale Wärmeaustausch im Bereich der Spaltzone wird vernachlässigt.
- Für den Auftrieb ist die Höhendifferenz H_A zwischen dem unteren Ende der Spaltzone und dem unteren Ende der Tauchkühler wirksam (s. Abb. 11).
- Im Bereich dieser Höhendifferenz wird für den kalten Strang eine in axialer und azimuthaler Richtung konstante Temperaturverteilung angenommen.
- Die Strömungsverluste im kalten Strang werden für den Fall 1 als durchsatzunabhängig (d.h. konstant) angenommen. Für den Fall 2 sind sie durch eine Drosselkennlinie nachzubilden.

Folgende Eingabedaten wurden parametrisch untersucht:

- Die Stabileistung, die je nach Position und Abbrandzustand des Brennelements differieren kann,
- die Strömungswiderstände, die einerseits durch den Strömungspfad außerhalb des Reaktorkerns vorgegeben sind und andererseits sich als Folge einer Strömungsblockade erhöhen können,
- die Temperatur des Kühlmittels am Eintritt in den Reaktorkern und schließlich
- die Höhe der radialen Wärmeverluste oberhalb der Spaltzone bis zur BE-Oberkante.

Während eines Rechenlaufs bleiben die oben genannten Eingabedaten konstant. Von einem Rechenschritt zum nächsten wird lediglich der Kühlmitteldurchsatz, ausgehend von einphasigen Bedingungen, stufenweise reduziert. Beim Erreichen eines bestimmten Dampfgehaltes (z.B. 80 %) wird die Rechnung beendet. Während eines jeden Rechenschrittes werden u.a. folgende maßgeblichen Größen berechnet und ausgegeben:

- Ein- und zweiphasige Druckverluste im BE bei detaillierter Betrachtung der einzelnen Abschnitte in axialer Richtung (d.h. einschließlich Drossel, Abstandshalter und Mischer)
- Axiale Ausdehnung der Zweiphasenströmung
- Der maximale Dampfgehalt am oberen Ende der aktiven Zone
- Strömungsverluste im kalten Strang der Naturkonvektionsschleife beim Fall 2
- Auftriebsdruck der Naturkonvektion.

6.2 Ergebnisse der Analyse

6.2.1 Sieden im Zentral-Brennelement (Fall 1)

In diesem Kap. wird der Fall 1, d.h. das Verhalten eines einzelnen BE, und zwar des Zentral-Brennelements (ZBE), im Kernverband unter Annahme einer lokalen Störung untersucht. Wie bereits festgestellt, bleiben in den übrigen Brennelementen die nominalen Kühlungsbedingungen erhalten. D.h., der Gesamtdurchsatz und damit der Druckverlust über dem Coreverband werden durch das gestörte ZBE praktisch nicht beeinflusst.

Unter stationären Strömungsbedingungen läßt sich die Summe der Druckverluste infolge Reibung (Index R), örtliche Beschleunigung (Index B) und hydrostatischen Unterschiede (Index H) entlang der Naturkonvektionsschleife wie folgt schreiben:

$$\sum \Delta p_R + \sum \Delta p_B + \sum \Delta p_H = 0 \quad (11)$$

Die Reibungsterme der Summe $\sum \Delta p_R$ enthalten Stoßverluste sowohl aus dem BE (z.B. infolge der Abstandshalter) als auch aus dem kalten Strang der Konvektionsschleife. Die Summe der ein- und zweiphasigen Beschleunigungsverluste ist praktisch Null, da hier einmal ein geschlossener Kreislauf betrachtet wird, zum zweiten vollständige Kondensation spätestens im oberen Plenum angenommen werden kann.

Bildet man die Teilsummen der Druckverluste über den Kernverband (Index K) sowie über den kalten Strang, im folgenden auch Wärmesenke (Index WS) genannt, erhält Gleichung (11) die Form

$$\sum \Delta p_{RK} + \sum \Delta p_{HK} + \sum \Delta p_{RWS} + \sum \Delta p_{HWS} = 0 \quad (12)$$

Bei der Bildung und Aufsummierung der Druckverluste der einzelnen Abschnitte in Strömungsrichtung ist streng auf das Vorzeichen zu achten. Die Druckdifferenz über den Kernverband ist gleich derjenigen über jedes einzelne BE. Somit lautet Gl. (12), wenn man das ZBE betrachtet und dabei hydrostatische und Reibungsverluste separiert:

$$\sum \Delta \rho_{HZBE} + \sum \Delta \rho_{HWS} = - \left(\sum \Delta \rho_{RZBE} + \sum \Delta \rho_{RWS} \right) \quad (13)$$

Die Gl. (13) besagt, daß die Summe der hydrostatischen Druckdifferenz gleich der Summe aller Reibungsverluste in der Naturkonvektionsschleife ist. Die linke Seite der Gleichung stellt den Auftriebsdruck $\Delta \rho_A$ dar, der in unserer Untersuchung als Differenz der hydrostatischen Drücke der kalten und in der heißen Säule nach Gl. (10a) berechnet wird.

Beim Auftreten von Sieden werden die Reibungsdruckverluste im ZBE als Summe der ein- und zweiphasigen Verluste berechnet, und die rechte Seite der Gl. (13) wird damit

$$\left(\sum \Delta \rho_{RZBE} + \sum \Delta \rho_{RWS} \right) = \left(\sum \overset{1Ph}{\Delta \rho_{RZBE}} + \sum \overset{2Ph}{\Delta \rho_{RZBE}} + \sum \Delta \rho_{RWS} \right) \quad (14)$$

Die Reibungsdruckverluste im kalten Strang $\sum \Delta \rho_{RWS}$ werden für den vorliegenden Fall in der Rechnung als konstant betrachtet, da sie von einer Durchsatzänderung im ZBE nur unwesentlich beeinflußt werden. Eine Abschätzung ergab, daß die Abweichung, bezogen auf den Nominalwert, kleiner als 2 % ist.

Durch Lösung der Gl. (13) bekommt man den Arbeitspunkt der Naturkonvektionsschleife. Dies wird in dem Rechenprogramm NANASS dadurch erreicht, daß der Auftrieb nach Gl. (10a) und die Reibungsdruckverluste nach Gl. (14) als Funktion des veränderlichen Kühlmitteldurchsatzes durch das ZBE berechnet werden. Folgende Randbedingungen wurden als konstante Größen eingegeben. Sie wurden anhand der einphasigen Berechnungen zu dem betrachteten Zeitpunkt des untersuchten Notkühlfalls (s. Kap. 6.1.1) festgelegt:

- Das Natrium im Reaktortank sinkt auf die Höhe des Notspiegels.
- Der statische Druck an der BE-Oberkante beträgt 1,579 bar.
- Die Nachzerfallswärme im ZBE beträgt 4 % der Leistung bei Vollast.

- Die Temperatur entlang der für den Auftrieb wirksamen Höhendifferenz beträgt $380\text{ }^{\circ}\text{C}$.
- Die Summe der Strömungsverluste außerhalb des Reaktorkerns ($\sum \Delta p_{RWS}$) beträgt ca. 0.009 bar [7_7].

Außerdem wurde angenommen, daß sich aufgrund der höheren Aufheizspanne im siedenden BE in Richtung auf die sechs benachbarten BE ein Kondensationswärmefluß von 100 W/cm^2 einstellt (s. unten).

In Abb. 12 ist die Auswertung der Gl. (10a) und (14) für diese Randbedingungen dargestellt. Auf der Ordinate sind der Auftriebsdruck Δp_A und die Summe aller Reibungsdruckverluste im ZBE und im kalten Strang der Naturkonvektionsschleife $\sum \Delta p_R$ aufgetragen, auf der Abszisse die Kühlmittelgeschwindigkeit am Eintritt zum ZBE bzw. beim Sieden der Dampfgehalt am Ende der Spaltzone. Ohne Blockade stellt sich das Gleichgewicht der Auftriebs- und Reibungskräfte im einphasigen Bereich ein. Es ist der Schnittpunkt der Kennlinien für den einphasigen Auftrieb und die Strömungsverluste. Wird nun im Bündelbereich des ZBE eine Blockade angenommen, die größer als 80 % des freien Strömungsquerschnittes ist, so wird der BE-Strömungswiderstand derart erhöht, daß der einphasige Auftriebsdruck nicht mehr ausreicht, um die Nachzerfallswärme abzuführen; es kommt zum Sieden in diesem BE. Das neue Gleichgewicht ergibt sich im Schnittpunkt des zweiphasigen Auftriebs und der Strömungsverluste im ZBE einschließlich der Blockade. Der Dampfgehalt beim stationären Sieden beträgt etwa 1 %.

Zum besseren Verständnis der Ergebnisse muß auf die getroffenen Annahmen sowie die Auswirkung der Strömungsblockade näher eingegangen werden. Der Kondensationswärmefluß von im Mittel 100 W/cm^2 , bezogen auf die Oberfläche des BE-Kastens, der im Bereich oberhalb der Spaltzone angenommen wurde, liegt etwa um den Faktor 2 höher als es sich aufgrund einer überschlägigen Berechnung ergab. Er begrenzt daher die axiale Ausbreitung der 2-Phasenströmung in der oberen Brutzone stärker als dies in Wirklichkeit der Fall wäre und verringert damit stark den Auftrieb.

Die Vernachlässigung radialer Wärmeabfuhr im Bereich der Spaltzone bewirkt in der Rechnung eine Verschiebung des Siedebeginns hin zu höheren Kühlmittelgeschwindigkeiten. D.h., der Arbeitspunkt für den in Abb. 12 angegebenen Fall der Blockade würde sich zu noch kleineren Dampfgehalten verschieben.

Der Druckverlustkoeffizient der Blockade wurde etwa um den Faktor 10 größer gewählt, als der einer Blockade wäre, die durch die vorgesehene BE-Temperaturüberwachung bereits detektiert werden kann. Trotz dieses Zuschlages blieb der Arbeitspunkt im Bereich sehr niedriger Dampfgehalte, was sich dadurch erklärt, daß bereits bei kleinen Dampfgehalten ein steiler Anstieg des Auftriebs (s. Abb. 12) zu verzeichnen ist.

Alle oben getroffenen Annahmen beeinflussen das Ergebnis in konservativer Weise, d.h., in Wirklichkeit ist die Kühlbarkeit noch günstiger. Für die Beurteilung der Ergebnisse müssen nun die durchgeführten Siedeexperimente herangezogen werden. Sie ergeben, daß die Stabbündel selbst bei weit höheren Dampfgehalten (s. Kap. 4.1.2) noch zuverlässig kühlbar sind.

Für den betrachteten Fall 1 der Notkühlung beim SNR 300 kann daher ein Versagen der Kühlung beim zeitweiligen Sieden in einem der Brennelemente mit Sicherheit ausgeschlossen werden.

6.2.2 Sieden in mehreren Brennelementen (Fall 2)

In diesem Kap. wird der Fall 2 untersucht, d.h. das Verhalten des Kerns und der Naturkonvektionsschleife, falls es in mehreren Brennelementen zum Sieden kommt. Da das erstellte Rechenprogramm NANASS nur einen Reaktorkanal darstellen kann, muß an die Stelle des BE-Verbandes ein Kühlkanal mit "mittleren" thermo-hydraulischen Daten treten. Als ein "mittlerer" Kühlkanal wird ein BE mit mittlerer Leistung und mittlerem Durchsatz definiert. Dieser Kühlkanal in Verbindung mit Strömungswiderständen des kalten Stranges (s. Abb. 11) stellt dann ein System dar, das das integrale Ver-

halten (ohne auf die Wechselwirkung zwischen den einzelnen Brennelementen einzugehen) der tankinternen Notkühlung beim Sieden im Reaktorkern beschreibt.

Die Gleichgewichtsbeziehung zwischen dem Auftrieb der Naturkonvektion und den auftretenden Strömungsverlusten wird für diesen Fall durch Umordnung der Gl. (12) beschrieben.

$$\sum \Delta p_{HMK} + \sum \Delta p_{HWS} = - (\sum \Delta p_{RMK} + \sum \Delta p_{RWS}) \quad (15)$$

wobei die linke Seite der Gl. (15), analog zur Gl. (13), den Auftriebsterm Δp_A und die rechte Seite die Summe aller Strömungsverluste $\sum \Delta p_R$ darstellen. Wie in Kap. 6.2.1, lassen sich auch hier alle Terme in dieser Beziehung in Abhängigkeit von der Kühlmittelgeschwindigkeit am Eintritt in den mittleren Kühlkanal berechnen. Die Strömungsverluste $\sum \Delta p_{RWS}$ werden nunmehr auf den mittleren Kühlkanal bezogen. Für sie wird eine quadratische Abhängigkeit in der Form

$$\sum \Delta p_{RWS} = k_{WS} \cdot v_{MK}^2 \quad (16)$$

angenommen.

Im Rahmen des untersuchten Störfalls (s. Kap. 6.1.1) werden folgende Randbedingungen festgelegt:

- Natrium befindet sich im Reaktortank bis zur Höhe des Notspiegels.
- Der statische Druck an der BE-Oberkante beträgt 1,579 bar.
- Die Nachzerfallswärme im Reaktorkern beträgt im Mittel 3.4 % der Leistung bei Vollast.
- Die Temperatur entlang der Höhendifferenz H_A ist 380 °C.
- Der Druckverlustbeiwert k_{WS} beträgt 3.1 bar/(m/s)². Er wurde aus dem Wert der Strömungsverluste im kalten Strang von 0.009 bar, bezogen auf die für den mittleren Kühlkanal (s.o.) bei 380 °C berechnete Kühlmittelgeschwindigkeit von 0,054 m/s gewonnen.
- Die Kernstruktur oberhalb der Spaltzone, die in der Anfangsphase der Notkühlung eine Wärmesenke darstellt, nimmt zu dem hier betrachteten Zeitpunkt 40 % der Nachzerfallswärme auf. Dies entspricht deren Aufheizung mit einem Temperaturgradienten von etwa 2.5 K/s.

Für diese Randbedingungen wurde die Gl. (15) unter Verwendung der Gl. (10a) ausgewertet und die Ergebnisse in Form von Kennlinien in Abb. 13 dargestellt. Es geht daraus hervor, daß sich das Gleichgewicht der Auftriebs- und der Reibungskräfte in der Konvektionsschleife zum betrachteten Zeitpunkt im Bereich der Einphasenströmung bei einer Kühlmittelgeschwindigkeit von 0.054 m/s einstellen würde. Es ist dies der Schnittpunkt der einphasigen Kennlinien für den Auftrieb Δp_A und der Summe aller Strömungsverluste $\Sigma \Delta p_R$ (rechte Seite der Gl. (15)). Aus dem Verlauf der beiden Kennlinien zu geringeren Kühlmitteldurchsätzen hin ist ersichtlich, daß der Abstand des Arbeitspunktes bei einphasiger Naturkonvektion bis zum Einsetzen des Siedens noch recht groß ist.

Eine Arbeitspunktverschiebung in Richtung Sieden wird z.B. durch eine Vergrößerung des Reibbeiwertes k_{ws} , im folgenden als Störung bezeichnet, herbeigeführt. Der Reibbeiwert k_{ws} , der zum betrachteten Zeitpunkt $3.1 \text{ bar}/(\text{m/s})^2$ beträgt, wurde im folgenden um den Faktor 2 vergrößert. Dadurch erhält die Summe der Strömungsverluste in der Naturkonvektionsschleife eine andere - im wesentlichen steilere - Kennlinie. Sie ist in Abb. 13 mit dem Symbol $\Sigma \Delta p_{Rstör}$ bezeichnet. Im Schnittpunkt dieser Kennlinie mit derjenigen für den Auftrieb ergibt sich dann das Gleichgewicht der Naturkonvektion beim Auftreten der angenommenen Störung. Dieses neue Gleichgewicht liegt dicht an der Grenze zum Siedebereich. Die mittlere Kühlmittelgeschwindigkeit beträgt dabei etwa 0.044 m/s.

Der mittlere Reaktorkanal beschreibt das integrale Verhalten des gesamten Kerns, erlaubt jedoch keine Aussage über die Verhältnisse in einzelnen Kanälen. Daher müssen im nächsten Schritt Auswirkungen der Leistungsunterschiede in den einzelnen Reaktorkanälen näher untersucht werden. Es wurden dafür, neben dem mittleren Kanal (der hier eine Stableistung von 8 W/cm hat), noch ein sog. minimal und maximal belasteter Kanal (mit einer Stableistung von 4 W/cm bzw. 12 W/cm) definiert. In Abb. 14 sind Druckdifferenzen über jedem der drei Kühlkanäle in Abhängigkeit der Kühlmittelgeschwindigkeit aufgetragen. Für die Druckdifferenz über einem Reaktorkanal gilt die Beziehung, die, aufgeschrieben für den mittleren Kühlkanal, lautet:

$$\sum \Delta p_{MK} = \sum \Delta p_{RMK} + \sum \Delta p_{HMK} \quad (17)$$

Im Gleichgewichtspunkt der Naturkonvektionsschleife ohne Störung (Abb. 13) ergab sich, daß die Kühlmittelgeschwindigkeit am Eintritt in den mittleren Kanal $v_{MK} = 0,054$ m/s ist. Dieser Kühlmittelgeschwindigkeit entspricht eine Gesamtdruckdifferenz über dem mittleren Reaktorkanal $\sum \Delta p_{MK}$ von etwa 0,3515 bar (s. Abb. 14). Da dieser Kanal das integrale Verhalten des gesamten Reaktorkerns beschreibt, ist seine Druckdifferenz gleich derjenigen, die sich über dem Reaktorkern einstellen wird. Daraus läßt sich nun für jeden einzelnen Reaktorkanal die entsprechende Kühlmittelgeschwindigkeit bestimmen. Sie beträgt z.B. im max. belasteten Kanal etwa 0,077 m/s (s. Abb. 14). Das bedeutet, daß es ohne Störung im Reaktorkern nicht zum Sieden kommt.

Dagegen wurde oben gezeigt, daß bei einer Störung (Erhöhung von k_{ws}) aufgrund von größeren Strömungsverlusten $\sum \Delta p_{Rstör}$ (s. Abb. 13) die mittlere Kühlmittelgeschwindigkeit zu etwa 0,044 m/s reduziert wird. Dies entspricht einer Verminderung der Druckdifferenz über dem mittleren Reaktorkanal auf etwa 0,348 bar (s. Abb. 14). Dadurch wird jedoch auch die treibende Druckdifferenz über dem Reaktorkern aller Kühlkanäle vermindert. Im max. belasteten Reaktorkanal kommt es infolgedessen zum Sieden. Durch den entstehenden Void wird die hydrostatische Druckdifferenz reduziert und damit der Auftrieb wieder entsprechend vergrößert. Es stellt sich dann für diesen Kanal ein Gleichgewicht im Siedebereich, bei einer Kühlmittelgeschwindigkeit von etwa 0,065 m/s (s. Abb. 14), ein. Der Dampfgehalt in diesem siedenden Reaktorkanal beträgt, bezogen auf das obere Ende der Spaltzone, ca. 0,5 %. Im mittleren und minimal belasteten Kanal bleibt die einphasige Naturkonvektion aufrechterhalten.

Ähnlich wie im Fall 1 (s. Kap. 6.2.1), wird bei der Berechnung der Auftrieb durch die oberhalb der Spaltzone angenommene Wärmesenke vermindert. Durch diese Annahme wird die Kühlmittelgeschwindigkeit am Eintritt in den mittleren Reaktorkanal jeweils unterschätzt. Das

hat zur Folge, daß die beiden Gleichgewichtspunkte der Naturkonvektionsschleife (s. Abb. 13) mehr in Richtung Sieden verschoben sind. Mit dieser konservativen Annahme sollen alle Unsicherheiten, die sich im Hinblick auf die vereinfachte Darstellung der Naturkonvektionsschleife ergeben könnten, abgedeckt werden. Trotzdem sind die Dampfgehalte, die sich bei stationärem Sieden am oberen Ende der Spaltzone in Brennelementen einstellen würden, so niedrig (vgl. Abb. 14), daß auch unter Berücksichtigung aller Sicherheitszuschläge (z.B. des Heißkanalfaktors) mit einer Beeinträchtigung der Bündelkühlbarkeit nicht zu rechnen ist.

Es ist zu erwarten, daß Sieden im Kern wahrscheinlich im gesamten Verlauf nicht stationär abläuft. Bei derart niedrigen Dampfgehalten können einige, hintereinander folgende Siedeverzüge, verbunden mit mehr oder minder heftigen Siedeperioden, auftreten, wie dies die durchgeführten Versuche zeigten. Das Aufsieden im Reaktorkern dürfte allerdings milder als im Testbündel verlaufen, da nach dem heutigen Kenntnisstand beim Sieden unter Reaktorbedingungen nur mit sehr niedrigen Siedeverzügen zu rechnen ist. Die Versuche zeigten (Kap. 4.2), daß auch unter solchen Bedingungen die Bündelkühlung nicht beeinträchtigt sein wird.

Aufgrund der Ergebnisse aus diesem Kapitel kann geschlossen werden, daß die Kühlbarkeit aller Brennelemente, auch falls es unter sehr pessimistischen Annahmen zeitweilig zum Sieden im Reaktorkern kommen kann, zuverlässig gewährleistet bleibt. Aufgrund der sehr konservativen Annahmen gilt dies auch für den Fall, daß Brennelemente lokal geschädigt sind und z.B. höhere Strömungswiderstände aufweisen.

6.2.3 Grenze der Kühlbarkeit im Reaktor

Anhand der in den Kap. 6.2.1 und 6.2.2 untersuchten Fälle wurde gezeigt, daß sich das Gleichgewicht der Druckkräfte in der Naturkonvektionsschleife erst bei sehr großen Abweichungen von den Auslegungswerten in den Siedebereich verlagern würde. Beim Sieden wurden am oberen Ende der Spaltzone unter der Annahme stationären Siedens nur sehr niedrige Dampfgehalte ausgerechnet.

In diesem Kapitel soll untersucht werden, wie sich der Abstand zwischen den BE-Reibungsverlusten, die sich aus dem einphasigen und zweiphasigen Anteil zusammensetzen, und dem Auftriebsdruck in Abhängigkeit von Stableistung und Dampfgehalt ändert. Dabei wird der Weg der konservativen Annahmen noch weiter gegangen, als dies in den zwei vorhergehenden Kapiteln der Fall war. Im Hinblick auf die Auswirkung von radialen Wärmeverlusten oberhalb der Spaltzone wird zwischen zwei Grenzfällen unterschieden: Im ersten Grenzfall wird angenommen, daß beim Sieden keine radiale Wärmeabfuhr in der oberen Brutzone und im Mischkopf stattfindet. Durch diese Annahme wird die Kondensationsgrenze bis zur BE-Oberkante, d.h. bis ins obere Reaktorplenum verlegt. Das bedeutet, daß sich die Zone der 2-Phasenströmung im BE auf der maximal möglichen Länge erstrecken wird. Infolgedessen treten über diesem BE für die vorgegebenen Parameter Stableistung und Durchsatz die maximalen Reibungsverluste auf.

Im zweiten Grenzfall wird angenommen, daß die Kondensationsgrenze genau am oberen Ende der Spaltzone verläuft. Das heißt, daß sich oberhalb der Spaltzone nur Flüssigkeit befindet, deren Temperatur gleich der Sättigungstemperatur angenommen wird. Die Annahme der vollständigen Kondensation führt dazu, daß der in diesem Fall berechnete Auftriebsdruck stark verringert wird, verglichen mit dem ersten Grenzfall.

Beim Sieden im Reaktor wird keiner dieser beiden Fälle auftreten, sondern es wird sich aufgrund von radialen Temperaturgradienten (insbesondere, falls Sieden nur in einem BE auftritt) ein Zustand dazwischen einstellen. Für die nachfolgenden Betrachtungen werden jedoch in konservativer Weise die BE-Reibungsverluste aus dem ersten Grenzfall (d.h. die maximal möglichen) und der Auftriebsdruck aus dem zweiten Grenzfall (d.h. der geringste) herangezogen. Dadurch wurde bewußt auf deren konsistente Zuordnung zugunsten der Konservativität verzichtet.

Für die Untersuchung wird wiederum das Rechenprogramm NANASS verwendet. Diesmal sind aus dem analysierten Notkühlfall nur zwei Randbedingungen zu berücksichtigen:

- Das Natrium im Reaktortank reicht bis zum Notspiegel.
- Die Natriumtemperatur entlang der Höhendifferenz H_A beträgt $380\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Als Druckverlustbeiwert für die BE-Drossel wurde der Wert des Zentral-Brennelements (s. Kap. 6.2.1) verwendet. In der Berechnung wurden die Parameter Stableistung und Durchsatz variiert. Die daraus resultierenden Reibungsverluste über einem MkIa-BE und die Auftriebsdrücke in Verbindung mit dem kalten Strang der Naturkonvektionsschleife sind in Abb. 15 dargestellt. Auf der Abszisse sind der Dampfgehalt und links von der Ordinate zusätzlich die Natriumtemperatur bis zum Siedepunkt bei $936\text{ }^{\circ}\text{C}$ aufgetragen. Alle Angaben auf der Abszisse beziehen sich auf den Austritt aus der Spaltzone.

Ausgehend von dem einphasigen Bereich (links der Ordinate) nimmt der Abstand zwischen den BE-Reibungsverlusten und dem Auftriebsdruck mit fortschreitender Durchsatzminderung und sinkender Stableistung ständig zu. Im Gleichgewichtszustand der Naturkonvektion ist dieser Abstand, wie aus der Gl. (13) hervorgeht, gleich den Strömungsverlusten im kalten Strang der Naturkonvektionsschleife. Sie sollten als Beispiel zu irgendeinem Zeitpunkt der Notkühlung $0,013\text{ bar}$ betragen. Dies würde bedeuten, daß sich im BE mit einer Stableistung von 8 W/cm am Austritt aus der Spaltzone eine Natriumtemperatur von $936\text{ }^{\circ}\text{C}$ einstellt (vgl. Abb. 15). Der Wert von $0,013\text{ bar}$ ist für diese Stableistung der maximal mögliche Wert der Strömungsverluste im kalten Strang bei rein einphasiger Naturkonvektion. Falls die Strömungsverluste größer als $0,013\text{ bar}$ sind, wird es in diesem BE zum Sieden kommen. Wie aus der Abb. 15 hervorgeht, kann das obige Ergebnis auch anders gedeutet werden: Betragen die Strömungsverluste im kalten Strang der Naturkonvektionsschleife etwa $0,013\text{ bar}$, so wird Sieden in den BE einsetzen, deren Stableistung größer als 8 W/cm ist.

Es muß nochmals an dieser Stelle betont werden, daß die hier durchgeführten Betrachtungen einen rein statischen Charakter haben. Insbesondere bleibt die hydraulische Rückkopplung der BE zum kalten Strang der Naturkonvektionsschleife unberücksichtigt. Daher können z.Z. nur die Störfälle analysiert werden, bei denen

das Auftreten von Sieden lediglich auf einige wenige BE beschränkt bleiben würde, d.h., es wird davon ausgegangen, daß die Strömungsverluste im kalten Strang der Naturkonvektionsschleife praktisch unverändert bleiben. Zu ihrer Bestimmung kann unter dieser Voraussetzung das Rechenprogramm NOTUNG [1] herangezogen werden.

Aus der Abb. 15 ist im Siedebereich (rechts der Ordinate) eine weitere wichtige Tendenz abzulesen. Bedingt durch das Sieden stehen Auftriebskräfte zur Kompensation der Strömungsverluste für Stableistungen bis etwa 16 W/cm zur Verfügung. Dies ist besonders deutlich im Bereich der Dampfgehalte von etwa 20 % aufwärts. Für Stableistungen, die höher als 16 W/cm sind, wird der Abstand zwischen den BE-Reibungsverlusten und dem Auftriebsdruck mit steigender Leistung immer geringer, bis er etwa bei einer Stableistung von 24 W/cm beinahe ganz verschwindet. Für diese Leistung ist der zweiphasige Anteil am BE-Reibungsverlust bereits so groß, daß er praktisch gleich dem Auftriebsdruck ist. Dies hat u.U. zur Folge, daß die Gl. (13) nicht mehr erfüllt werden kann. Eine Naturkonvektion ist nicht mehr möglich, und es kommt infolgedessen zum Versagen der Stabkühlung.

Diese Stableistung (24 W/cm) stellt damit eine obere Grenze für die Naturkonvektion im Reaktor dar. Es muß jedoch hervorgehoben werden, daß diese Leistung etwa ein Zweifaches derjenigen Leistung ist, die maximal zu Beginn der Notkühlung zu erwarten ist. Diese große Sicherheitsreserve stellt sich selbst noch unter den am Anfang dieses Kap. getroffenen, nicht mehr konsistenten, aber sehr konservativen Annahmen ein, die bei der Berechnung der BE-Reibungsverluste und des Auftriebsdrucks getroffen wurden.

7. Schlußfolgerungen

Die durchgeführten Naturkonvektionsversuche erbrachten einen experimentellen Nachweis dafür, daß Stableistungen bis zu 28 W/cm aus einem Stabbündel auch unter Siedebedingungen abgeführt werden können. Es wurde hierbei keine Beeinträchtigung der Bündelkühlbarkeit festgestellt, obwohl mehrmals hintereinander auftretende Siedeverzüge beobachtet wurden.

Die Siederversuche unter Zwangskonvektion zeigten die Grenzen der Bündelkühlbarkeit, indem sie eine Zuordnung zwischen dem Auftreten bzw. Ausbleiben von Dryout, der eingestellten Stableistung und den am Ende der beheizten Zone errechneten Dampfgehalten ermöglichen. Kein Dryout wurde bei Stableistungen von 11 bis 13 W/cm festgestellt, obwohl Dampfgehalte bis zu etwa 80 % erreicht wurden.

Es wurde ein Vergleich zwischen den gemessenen und berechneten 2-Phasendruckverlusten durchgeführt. Sie stimmen befriedigend miteinander überein; damit wurde das verwendete 2-Phasenmodell für die nachfolgenden Berechnungen in der Brennelement-Geometrie bestätigt.

Zur Übertragung der Versuchsergebnisse auf das Notkühlsystem des SNR 300 wurde ein Rechenprogramm erstellt, und verschiedene Fälle unter Randbedingungen der tankinternen Notkühlung nach einem Bruch in der Primärleitung analysiert. So wurden im Zentral-Brennelement Auswirkungen untersucht, die einer Erhöhung der Strömungswiderstände, z.B. durch eine mehr als 80 %-Blockade im Bündelbereich, entsprechen würden. Die Untersuchung zeigte, daß bei stationärem Sieden nur sehr niedrige Dampfgehalte auftreten werden. Ähnliche Ergebnisse gelten im Prinzip auch für die Untersuchungen zum integralen Kernverhalten. Diese schlossen Auswirkungen einer Erhöhung der Natriumtemperatur am Kerneintritt als auch eines um den Faktor 2 vergrößerten Strömungswiderstandes im kalten Strang der Naturkonvektionsschleife ein.

Alle obigen Ergebnisse wurden unter stark konservativen Annahmen ausgerechnet, wie dies z.B. eine Verringerung des Auftriebs infolge von radialer Wärmeabfuhr oberhalb der Spaltzone darstellt. Die bei stationärem Sieden berechneten Dampfgehalte sind daher als überschätzt anzusehen. Wie jedoch die Siedeeperimente klar zeigten, würde die Bündelkühlbarkeit bei derart niedrigen Dampfgehalten keineswegs beeinträchtigt, da deren Grenze bei weit höheren Dampfgehalten liegt.

Zusammenfassend kann für die untersuchten Notkühlfälle unter SNR 300 Bedingungen geschlossen werden, daß die Kühlung zuverlässig gewährleistet ist, selbst wenn es im Reaktorkern zeitweilig zum Sieden kommt.

Anhang A:

Kalibrierung der Temperaturmeßstellen

Fehler in der Temperaturmessung liegen einmal in der Streuung, die mit der Fabrikation der Thermoelemente verbunden ist, zum zweiten in den Verstärkungsfaktoren der Meßketten, über die die Meßsignale vor ihrer Aufzeichnung übertragen werden. Durch die Auswahl der verwendeten Thermoelemente wurde die individuelle Streuung niedrig gehalten, die entsprechend den Ergebnissen aus früheren Siedeversuchen im Bereich 800...1000 °C bei etwa 1,5 K lag. Sie ist damit niedriger als die zulässige Streuung nach DIN 43710, die 5,4 K beträgt. Ein Fehler in der Verstärkung der Meßsignale kann zu empfindlichen Meßfehlern, insbesondere bei hohen Temperaturen führen. Da bei der Messung und Berechnung der Zweiphasendruckverluste im vorliegenden Fall nur Differenzen zwischen einzelnen Temperaturlaufzeichnungen herangezogen wurden, wurde die nachstehend beschriebene Methode zur paarweisen Kalibrierung der Temperaturanzeigen angewandt.

In Abb. 16 sind Differenzen einiger ausgewählter Temperaturmittelwerte, die über stationäre, isotherme Versuchsabschnitte von 10 - 20 s Dauer arithmetisch gemittelt wurden, über der Temperatur aufgetragen. Es fällt auf, daß die eine Differenz, nämlich $\bar{T}_{37} - \bar{T}_{26}$, mit zunehmender Temperatur immer größer wird, und daß außerdem relativ weit von der Kalibrierung (bis zur Siedetemperatur von ca. 860 °C) extrapoliert werden muß. Es soll daher im nachfolgenden herausgefunden werden, ob hier eine lineare Extrapolation zulässig ist.

Bei der Fehlerbetrachtung der Meßkanäle werden zunächst nur Fehler der Verstärkungsfaktoren und der Thermoelemente berücksichtigt. Daraus läßt sich für die Differenz zweier Temperaturmeßwerte im isothermen Zustand ganz allgemein ableiten:

$$T_1 - T_2 = a \cdot \mathcal{V} + b \quad (A1)$$

mit

$$a = \frac{V_1 - V_2}{V_e} \cdot K = S \cdot K, \quad (A2)$$

$$b = \frac{V_1 \cdot \Delta \mathcal{V}_1 - V_2 \cdot \Delta \mathcal{V}_2}{V_e} \cdot K \quad (A3)$$

Es sind:

K = Umrechnungsfaktor $^{\circ}\text{C}/\text{mV}$

V_e = eingestellte Verstärkung

V_1 bzw. V_2 = tatsächliche Verstärkung im Meßkanal 1 bzw. 2

\mathcal{U} = Thermospannung

$\Delta\mathcal{U}_1$ bzw. $\Delta\mathcal{U}_2$ = Fehler des Thermoelementes 1 bzw. 2

Falls man z.B. die tatsächlichen Verstärkungsfaktoren der Meßkanäle 26 und 37 in die Beziehung (A1) einsetzt, so ergibt sich für die Steigung S der Temperaturdifferenz $T_{37} - T_{26}$:

$$S = \frac{201,1 - 199,7}{200} = 0,007 \quad (\text{A4})$$

Dieser Wert stimmt recht gut überein mit der Steigung der Ausgleichsgeraden der Differenzen der Temperaturmittelwerte im Bereich zwischen 400 bis 600 $^{\circ}\text{C}$ (s. Abb. 16). Damit darf angenommen werden, daß eine lineare Extrapolation der Meßwertdifferenz bis zur Siedetemperatur (ca. 860 $^{\circ}\text{C}$) durchaus berechtigt ist.

Für die Auswertung bzw. Korrektur wurden nun, nach Art der in Abb. 16 dargestellten Beispiele, für alle Thermoelemente im Bündelbereich Differenzen der Temperaturmittelwerte (in der Regel bezogen auf den Mittelwert \bar{T}_{26}) gebildet und Kalibrierungskurven erzeugt. Durch die Verwendung von Mittelwerten der Temperaturen, die über Zeitabschnitte von etwa 5 - 10 s gewonnen wurden, wurde der Einfluß von Temperaturfluktuationen weitgehend eliminiert. Beispiele von Art und Größe dieser aufbereiteten Temperatursignale werden in Abb. 17 gezeigt. Hier sind einige tiefpaßgefilterte Temperatursignale zusammen mit ihren Mittelwerten aus dem Bereich oberhalb der Blockade während einer stationären Siedeperiode aufgetragen.

Anhang B:

Beschreibung des Rechenprogramms NANASS

(NAchzerfall-Wärmeabfuhr unter Naturkonvektion und Stationären Siedebedingungen)

B1. Einleitung

Die Hauptaufgabe des Programms ist die eindimensionale detaillierte Berechnung der axialen Temperatur- und Druckprofile eines einzelnen Brennelementes (BE) unter stationären Bedingungen (Leistung, Massendurchsatz, Systemdruck, Kühlmittelintrittstemperatur). Über einfache Beziehungen für die hydrostatische Druckdifferenz und den Reibungsdruckverlust im übrigen (kalten) Teil der Naturkonvektionsschleife des Reaktors werden außerdem der Auftrieb sowie die Summe aller Strömungsverluste in dieser Schleife berechnet. Während der Rechnung wird der Massendurchsatz als Parameter stufenweise variiert.

Randbedingungen und Annahmen für die Aufstellung des Rechenprogramms NANASS sowie die Grundlagen für das Zweiphasenmodell sind ausführlich in den Abschnitten 6.1.2 und 6.1.3 bzw. 4.1.3 dargestellt. In diesem Anhang B werden anhand des Fließschemas die in der Berechnung verwendeten Beziehungen gemäß dem Programmablauf beschrieben. Die Wiederholung von bereits in den genannten Abschnitten Gesagtem ist jedoch nicht ganz zu vermeiden.

Die der Berechnung zugrunde liegende Aufteilung eines Brennelementes des SNR 300 MarkIA-Cores in verschiedene axiale Abschnitte ist in Abb. 18 schematisch dargestellt. In diesem Zusammenhang muß angemerkt werden, daß die Indizierung der Stellen 1, 2, 3 usw. in diesem Anhang vom Rechenprogramm her erfolgte und nur hier gilt. Die Indices 1 und 2, die sich im Versuchsteil dieses Berichtes auf Durchsatz- bzw. Drucksignale beziehen, sind streng davon zu trennen.

B2. Beschreibung des Rechenganges

B2.1 Hauptprogramm

Das Fließschema des Hauptprogramms ist in Abb. 19 dargestellt.

Die Eingabedaten im einzelnen sind

q'	mittlere Stablängenleistung in der Spaltzone in W/cm	
p_3	statischer Druck an der Stelle 3 in bar	
v_0	anfängliche Kühlmittelgeschwindigkeit an der Stelle 0 in m/s	
Δv_0	Schrittweite der Geschwindigkeitsreduktion in m/s	
T_{ein}	($\equiv T_0$) Kühlmitteleintrittstemperatur in °C	
C_V	Faktor für den Verlust an Wärmeleistung oberhalb der Spaltzone	-
k_{WS}	Widerstandsbeiwert für Strömungsverluste in der Wärmesenke (vgl. Abschnitte 6.2.1 u. 6.2.2) in $\text{bar}/(\text{m/s})^2$	
ζ_{FD}	Widerstandsbeiwert für BE-Fuß und -Drossel (bezogen auf Nenndurchsatz)	-
ζ_{23}	dto. für Mischer (Abschnitt 2-3)	-

Die anfängliche Kühlmittelgeschwindigkeit v_0 wird so gewählt, daß sie etwa das Doppelte bis Dreifache des Wertes beträgt, bei dem Sieden zu erwarten ist. Die Schrittweite der Geschwindigkeitsreduktion wird der jeweiligen Stablleistung angepaßt.

Der Reibungsdruckverlust im Abschnitt Fuß+Drossel berechnet sich nach der Gleichung

$$\Delta p_{R, \text{FD}} = \zeta_{\text{FD}} \cdot \frac{\rho_0}{2} \cdot v_0^2, \quad (\text{B1})$$

derjenige im Abschnitt E-0 nach der Gleichung

$$\Delta p_{R, \text{EO}} = \frac{1}{2} \cdot \rho_0 v_0^2 (\lambda_R (H_0 - H_E) / d_h + \zeta_G), \quad (\text{B2})$$

wobei λ_R mit der bekannten Beziehung für glatte Rohre

$$1/\sqrt{\lambda_R} = 2,0 \log(\text{Re} \sqrt{\lambda_R}) - 0,8 \quad (\text{Re} > 1000) \quad (\text{B3})$$

$$\text{bzw.} \quad \lambda_R = 64/\text{Re} \quad (\text{Re} \leq 1000) \quad (\text{B4})$$

bestimmt wird. ζ_G in Gl.(B2) ist der Widerstandsbeiwert für die Waben-Abstandshaltergitter im Bündelbereich und wird anhand ex-

perimenteller Ergebnisse von Rehme [8] wie folgt berechnet:

$$\zeta_G = n_G \cdot \zeta_V \cdot \epsilon^2, \quad (B5)$$

wobei n_G die Anzahl der Gitter und ϵ die relative Versperrung des Strömungsquerschnittes durch das Gitter sind. Folgende Beziehungen für den Widerstandsbeiwert ζ_V eines Waben-Abstandshaltergitters werden aus der Fig. 12 der Ref. [8] entnommen:

$$\zeta_V = 161,5/Re^{0,3147} \quad (Re \leq 10^4), \quad (B6)$$

bzw. $\zeta_V = 27,7/Re^{0,1233} \quad (Re > 10^4). \quad (B7)$

Die Wärmebilanzen werden, solange noch kein Sieden auftritt, der Reihe nach für die Stellen 3, 2 und 1 angestellt. Parallel dazu wird, ausgehend vom konstanten, statischen Druck p_3 , der axiale Druckverlauf im Brennelement unter einphasigen Bedingungen berechnet. Der Reibungsdruckverlust im Mischkopf wird analog Gl.(B1), diejenigen in den Abschnitten 0-1 und 1-0 analog Gl.(B2) berechnet, wobei jeweils die örtlichen Stoffwerte sowie Kühlmittelgeschwindigkeiten eingesetzt werden.

Die Wärmebilanz für die Stelle I lautet

$$T_I = T_0 + P_I / (\rho_0 v_0 A c_{pI}). \quad (I=1,2,3) \quad (B8)$$

P_I ist dabei die Wärmeleistung, bei dem Kühlmittel entlang der Spaltzone zugeführt wird, abzüglich der Verlustleistung, die zwischen den Stellen 1 und I radial aus dem Brennelement abgeführt wird. Zur Vereinfachung der Rechnung werden die radialen Verluste pro Längeneinheit als konstant angesehen.

Sieden an der Stelle 3 tritt ein, wenn T_3 größer als die Sättigungstemperatur entsprechend p_3 ist. Wird kein Sieden an der Stelle 3 festgestellt, jedoch an der Stelle 2, so wird der Masendurchsatz so lange reduziert, bis Sieden an der Stelle 3 eintritt. Der Grund hierfür ist, daß wegen der komplexen Geometrie des Mischers der Zweiphasendruckverlust für diesen Abschnitt sinnvollerweise nur dann gerechnet werden kann, wenn durchgehend zweiphasige Bedingungen herrschen.

Am Beispiel des Mischers wird im folgenden die Berechnung des Zweiphasendruckverlustes über einen axialen Abschnitt hinweg erläutert. Die Berechnung erfolgt mit Hilfe des Zweiphasendruckverlustmultiplikators nach der Methode von Lockhart und Martinelli [4]. Der Dampfgehalt an der Stelle 3 ergibt sich aus der Wärmebilanz:

$$x_3 = (P_3 / (\rho_0 v_0 A) - c_{p3} (T_3 - T_0)) / r_3. \quad (B9)$$

T_3 ist hierin die dem Druck p_3 entsprechende Sättigungstemperatur des Kühlmittels. Der Dampfgehalt x_2 an der Stelle 2 wird zunächst mit einem Rohwert für T_2 berechnet.

Die Gleichung für den Lockhart-Martinelli-Parameter [4] für turbulent-turbulente Zweiphasenströmung lautet

$$x_{tt} = \left(\frac{1}{x} - 1\right)^{0,9} (\rho_g / \rho_l)^{0,5} (\mu_l / \mu_g)^{0,1}, \quad (B10)$$

x ist dabei der Mittelwert aus x_2 und x_3 , die Dichte- und Viskositätswerte beziehen sich auf die gemittelte Temperatur $T_m = (T_2 + T_3) / 2$.

Der Zweiphasen-Reibungsdruckverlustmultiplikator berechnet sich aus der Gleichung

$$\ln \phi_{1tt} = 1,48 - 1,053 \ln \sqrt{X_{tt}} + 0,08 (\ln \sqrt{X_{tt}})^2. \quad (B11)$$

Die empirische Beziehung (B11) wurde aus Siederversuchen mit Natrium gewonnen, in denen Messungen des Zweiphasendruckverlustes über dem adiabaten Teil einer elektrisch beheizten Siebenstab-bündel-Teststrecke unter stationären Siedebedingungen durchgeführt wurden [3]. Diese Beziehung wird im Rechenprogramm hauptsächlich für die Bestimmung des Zweiphasendruckverlustes im Bündelbereich (s.u., Abschnitte B2.2 und B2.3) verwendet, aber auch, mangels einer anderen Beziehung, im Bereich des Mischers angewandt. Durch die Berücksichtigung von Wärmeverlusten im Brennelement oberhalb der Spaltzone, aber auch durch die Wärmequellen in der Spaltzone, sind in diesen Bereichen keine adiabaten Bedingungen gegeben. Der Zweiphasendruckverlustmultiplikator ϕ ist dann, hauptsächlich durch den größeren Einfluß des

Beschleunigungsdruckverlustes auf den Gesamtdruckverlust, in stärkerem Maße eine Funktion der axialen Koordinate. Im Rechenprogramm wird dieser Umstand durch verfeinerte Berechnung im Bündelbereich in den Unterprogrammen berücksichtigt.

Den Zweiphasen-Reibungsdruckverlust erhält man entsprechend der Definition für ϕ aus der Gleichung

$$\Delta p_{R\ 2Ph} = \phi_{1tt}^2 \cdot \Delta p_{R\ 1Ph} \quad (B12)$$

$\Delta p_{R\ 1Ph}$ ist dabei der Reibungsdruckverlust der flüssigen Phase, der wie folgt berechnet wird:

$$\Delta p_{R\ 1Ph} = \frac{\zeta_{23}}{2 \cdot \rho_{23}} (\rho_o v_o (1-x))^2 \quad (B13)$$

Zur Verwendung des Wertes für den Druckverlustmultiplikator ϕ_{1tt} aus Gl.(B11) in (B12) ist zu sagen, daß er per Definition nur für die Bedingung turbulente Flüssigkeits- und turbulente Dampfphase gilt, d.h., daß die Re-Zahlen jeweils >1000 sind. Im Verlauf der Berechnung liegt jedoch bei sehr kleinen Dampfgehalten die Dampfphase, bei sehr großen Dampfgehalten die flüssige Phase in laminarer Form vor. Da bei den oben erwähnten Experimenten [3] nur wenige Meßpunkte den Bedingungen laminar-turbulent oder turbulent-laminar entsprechen, wurde keine Beziehung für diese beiden Bedingungen aufgestellt. Die Meßpunkte lagen jedoch noch in der Streubandbreite der Meßpunkte für turbulent-turbulente Bedingung. Durch die Anwendung der Gl.(B11) auf den gesamten Re-Bereich wird der Zweiphasendruckverlust bei kleinen Dampfgehalten etwas überschätzt, bei hohen Dampfgehalten etwas unterschätzt.

Der gesamte Druckverlust über den Mischer ist die Summe aus Zweiphasen-Reibungsdruckverlust, Beschleunigungsdruckverlust und hydrostatischer Druckdifferenz:

$$\Delta p_{23} = \Delta p_{R\ 2Ph} + \Delta p_{B23} + \Delta p_{H23} \quad (B14)$$

Der Beschleunigungsdruckverlust wird als Differenz der Beschleunigungsdrücke vor und hinter dem Mischer berechnet:

$$\Delta p_{B23} = p_{B3} - p_{B2} \quad (B15)$$

Die Gleichung für p_{B3} lautet z.B.

$$p_{B3} = \rho_{g3} \cdot \alpha_3 \cdot u_{g3}^2 + \rho_{l3}(1-\alpha_3) \cdot u_{l3}^2, \quad (B16)$$

wobei u_{g3} und u_{l3} die mittleren Phasengeschwindigkeiten des Dampfes bzw. der Flüssigkeit an der Stelle 3 sind. Für die Berechnung des Dampfvolumentanteils α wird die von Levy [5] für reine Ringströmung (pure annular flow) angegebene Beziehung

$$\phi_1^2 = \frac{1}{(1-\alpha)^2} \quad (B17)$$

herangezogen. Die hydrostatische Druckdifferenz in Gl.(B14) wird nach der Gleichung

$$\Delta p_{H23} = g \cdot (H3-H2) (\rho_{m2} + \rho_{m3})/2 \quad (B18)$$

berechnet, wobei ρ_{m2} und ρ_{m3} die über den Strömungsquerschnitt gemittelten Dichten des Zweiphasengemisches sind.

Der statische Druck an der Stelle 2 wird damit

$$p_2 = p_3 + \Delta p_{23} \quad (B19)$$

Die dem Druck p_2 entsprechende Sättigungstemperatur $T_{2 \text{ sat}}$ wird nun mit dem vorgegebenen Wert T_2 (s.o.) verglichen; ggf. wird eine neue Rechnung mit $T_2 = T_{2 \text{ sat}}$ von Gl.(B9) an begonnen.

Die Bereiche 1-2 und S-1 werden in den Subroutinen SIED12 bzw. SIEDS1, die in den beiden nachfolgenden Abschnitten beschrieben werden, behandelt. Der Reibungsdruckverlust in der Aufheizzone O-S wird analog der Beziehung (B7) berechnet. Anschließend werden die Reibungsdruckverluste und hydrostatischen Druckdifferenzen im Brennelement aufsummiert.

Den Reibungsdruckverlust in der Wärmesenke erhält man aus der Beziehung

$$\Delta p_{R \text{ WS}} = k_{\text{WS}} \cdot v_o^2 \quad (B20)$$

Der Auftrieb wird als Differenz der hydrostatischen Druckdifferenzen im kalten und im heißen Strang entlang der Höhe $H_A = 1,55$ m berechnet (vgl. Abschnitt 6.1.3):

$$\Delta p_A = \Delta p_{H \text{ kalt}} - \Delta p_{H \text{ heiß}}, \quad (\text{B21})$$

wobei

$$\Delta p_{H \text{ kalt}} = g \cdot \rho_0 \cdot H_A \quad (\text{B22})$$

und

$$\Delta p_{H \text{ heiß}} = \Delta p_{H 01} + \Delta p_{H 12} + \Delta p_{H 23} \cdot \quad (\text{B23})$$

Die Rechnung wird beendet, wenn der Dampfgehalt an der Stelle 1 größer als 80% geworden ist.

B2.2 Subroutine SIED12

Die wichtigsten Eingabeparameter in das Unterprogramm (s. Abb. 20), das die axiale Temperatur- und Druckverteilung im Abschnitt 1-2 berechnet, sind die Leistung, der Durchsatz, die zuvor im Hauptprogramm berechneten Werte T_2 und p_2 für die Stelle 2 und der Wärmeverlustfaktor C_v . Aus dem vorhergehenden Lauf mit höherem Massendurchsatz werden außerdem Anfangswerte für T_1 und p_1 übernommen.

Die Berechnung beginnt an der Stelle 1, dem unteren Ende der oberen axialen Brutzone, die in Knoten von der Höhe $\Delta z = 0,02$ m aufgeteilt wird, und wird in Strömungsrichtung des Kühlmittels bis zur Stelle 2 fortgesetzt. Der Dampfgehalt an der Grenzfläche zwischen zwei Knoten wird mit der Gleichung

$$x(\text{NZ}) = (P(\text{NZ}) / (\rho_0 v_0 A) - c_p \cdot (T(\text{NZ}) - T_{\text{ein}})) / r \quad (\text{B24})$$

berechnet, wobei c_p und r örtliche Werte der Wärmekapazität bzw. der Verdampfungsenthalpie sind. $P(\text{NZ})$ ist die dem Kühlmittel zwischen der Stelle 0 und dem Ort NZ zugeführte Nettoleistung, in der radiale Wärmeverluste oberhalb der Stelle 1 mitberücksichtigt wurden. $T(\text{NZ})$ wird iteriert. Der Zweiphasendruckverlust im Knoten $K = \text{NZ} - 1$ berechnet sich analog zur Gl. (B14) zu

$$\Delta p(K) = \Delta p_{R\ 2Ph}(K) + \Delta p_B(K) + \Delta p_H(K) . \quad (B25)$$

Der Zweiphasenreibungsdrukverlust $\Delta p_{R\ 2Ph}$ wird mit Beziehungen analog zu den Gln.(B10)-(B12), der Beschleunigungsdruckverlust Δp_B und die hydrostatische Druckdifferenz werden mit solchen analog zu den Gln.(B15)-(B18) berechnet. Der Reibungsdruckverlust für die flüssige Phase im Knoten K ergibt sich aus der Beziehung

$$\Delta p_{R\ 1Ph}(K) = \frac{(\rho_o v_o (1-x))^2}{2 \rho(K)} (\lambda_R \cdot \Delta z / d_h + \zeta_G) . \quad (B26)$$

Der Reibbeiwert λ_R wird aus Gl.(B3) bzw. (B4) berechnet. Ist im Knoten ein Abstandshaltergitter vorhanden, wird ζ_G entsprechend den Gln.(B5)-(B7) berechnet, ansonsten ist $\zeta_G = 0$.

Die Druckbilanz über den Knoten K hinweg lautet:

$$p(NZ) = p(NZ-1) - \Delta p(K) . \quad (B27)$$

Aus der Stoffdatenbibliothek erhält man die dem Druck $p(NZ)$ entsprechende Sättigungstemperatur $T^i(NZ)$, die mit dem vorherigen Temperaturwert $T(NZ)$ (s.Gl.(B24)) verglichen und ggf. erneut iteriert wird.

Wird der Dampfgehalt x an einer Stelle $z(NZ)$ kleiner als Null und ist die Nummer des Knotens $K > 1$, wird der Ort, an dem vollständige Kondensation auftritt (Stelle Q), durch Extrapolation der beiden vorhergehenden Dampfgehalt-Werte ermittelt. Danach werden die Druckverluste im letzten zweiphasigen Knoten und der einphasige Druckverlust in der darüber liegenden Flüssigkeitssäule berechnet. Die Summierung aller Druckverluste führt zu einem verbesserten Wert p_1^i , der mit dem vorhergehenden Wert p_1 verglichen und ggf. neu iteriert wird.

B2.3 Subroutine SIEDS1

In diesem Unterprogramm, dessen Fließschema in Abb.21 dargestellt ist, beginnt die Berechnung ebenfalls an der Stelle 1, dem oberen Ende der Spaltzone. Sie wird entgegen der Strömungsrichtung des

Kühlmittels fortgesetzt und endet, wenn der Ort des Siedebeginns erreicht ist (Stelle S). Die axiale Ausdehnung der Knoten ist hier $\Delta z = 0,01$ m. Der Dampfgehalt an beiden Enden eines Knotens und der Zweiphasendruckverlust über einen Knoten hinweg werden in derselben Weise berechnet, wie zuvor im Abschnitt B2.1 für den BE-Abschnitt 2-3 beschrieben.

Wie bereits erwähnt, wird in der Spaltzone eine konstante Stablängenleistung (W/cm) angenommen. Als Leistung $P(NZ)$ in Gl.(B24) wird hier der Anteil an der Gesamtleistung P angenommen, der dem Anteil des Abschnitts $0-z(NZ)$ an der Länge der Spaltzone entspricht. Wird der Dampfgehalt x an einer Stelle $z(NZ)$ kleiner als Null, wird der Ort des Siedebeginns durch Extrapolation der beiden vorhergehenden x -Werte ermittelt. Am Ende des Unterprogramms wird neben der Summe aller Druckverluste im Abschnitt S-1 auch die axiale Koordinate des Siedebeginns an das Hauptprogramm übergeben.

Nomenklatur

A	Strömungsquerschnitt im Bündel (m^2)
c_p	Spez. Wärme (J/kg/K)
C	Faktor (-)
d_h	hydraul. Durchmesser (m)
g	Gravitationskonstante (m/s^2)
H_A	Höhendifferenz (m)
k	Druckverlustkoeffizient ($bar/(m/s)^2$)
\dot{m}_1	Massendurchsatz durch die Teststrecke (kg/s)
p	Druck (bar bzw. N/m^2)
P	Leistung (W)
q'	Stableistung (W/cm)
Re	Reynoldszahl (-)
r	Verdampfungsenthalpie (J/kg)
t	Zeit (s)
T	Temperatur ($^{\circ}C$)
TE	Thermoelement
u	Phasengeschwindigkeit (m/s)
v	Eintrittsgeschwindigkeit des Na am Kühlkanal (m/s)
v_1	Eintrittsgeschw. des Na in das Teststreckenbündel (m/s)
v_a	Austrittsgeschw. des Na aus dem Teststreckenbündel (m/s)
\dot{V}	Volumendurchsatz (m^3/h)
x	Dampfgehalt (-)
X	Lockhart-Martinelli-Parameter (-)
z	axiale Koordinate (m)
α	Dampfvolumenanteil (-)
ϵ	Relative Versperrung des Querschnitts (-)
ζ	Widerstandsbeiwert (-)
λ	Reibbeiwert (-)

μ	dynamische Viskosität (kg/m/s)
ρ	Dichte (kg/m ³)
ϕ	Zweiphasen-Reibungsdruckverlustmultiplikator (-)

Indices

A	Auftrieb
B	Beschleunigung
DV	Drosselventil
ein	Eintritt
g	auf die Gasphase bezogen
G	Abstandshaltergitter
heiß	auf den heißen Strang bezogen
H	hydrostatisch
kalt	auf den kalten Strang bezogen
MK	mittl. Kühlkanal
l	auf die flüssige Phase bezogen
m	im Mittel
R	Reibung
sat	gesättigt
stör	Störung
tt	turbulente Flüssigkeits- und turbulente Gasphase
V	Verlust
WS	Wärmesenke
ZBE	Zentralbrennelement
1Ph	einphasig
2Ph	zweiphasig

Literaturverzeichnis

- [⁻1_] F. Timmermann, H. Vossebrecker: SNR Emergency Cooling - Heat Transfer Calculations on In-Tank Natural Circulation with Blanket Backflow, International Conf. on Engineering of Fast Reactors for Safe and Reliable Operation, Karlsruhe, October 9-13, 1972, S. 32-35
- [⁻2_] Hain, Hoffmann, Kirsch, Kleefeldt, Kramer, Meyder: Modellversuche zum tankinternen Notkühlungssystem des SNR-300. KFK 1895 (1974)
- [⁻3_] A. Kaiser, W. Peppler: Sodium Boiling Experiments in a Seven-Pin Bundle: Flow Patterns and Two-Phase Pressure Drop, Nuclear Engineering and Design 43 (Sept. 1977), S. 285-293
- [⁻4_] R.W. Lockhart, R.C. Martinelli: Proposed correlation of data for isothermal two-phase two-component flow in pipes. Chem. Eng. Progr. 45 (1949), S. 39-48
- [⁻5_] S. Levy: Steam slip - theoretical prediction from momentum model, J. Heat Transfer 82(1960), S. 113-124
- [⁻6_] Lünenschloß, Rösgen: Persönliche Mitteilung, 1977
- [⁻7_] Timmermann: Persönliche Mitteilung, 1977
- [⁻8_] K. Rehme: Widerstandsbeiwerte von Gitterabstandshaltern für Reaktorbrennelemente, Atomkernenergie Bd. 15 (1970) Lfg. 2, S. 127-130

Bündelleistung	/kW/	16 - 38
Mittlere Stableistung	/W/cm/	11 - 26
Eintrittstemperatur	/°C/	460
Systemdruck	/bar/	0,8
Aufheizspanne	/K/	400
Massendurchsatz (x = 0)	/kg/s/	0,03 - 0,08
Strömungsgeschwindigkeit bezogen auf den Bündelquerschnitt (x = 0)	/m/s/	0,04 - 0,11
Massendurchsatz (x = 10 %)	/kg/s/	0,02 - 0,05

Tabelle 1: ÜBERBLICK ÜBER VERSUCHSPARAMETER

Versuchs-Nr.	Stableistung 1) /W/cm/	Bereich der Siedeverzüge /K/	max. Dampfgehalt x 2) / % /	dryout	Bemerkungen	
21/69	Bündel Nr. 2 11,3	12-18	80	temporär	Im Bereich höherer Dampfgehalte (x > 30%) traten temporäre Dryout-Perioden auf wie 21/69	
21/71		16	76	"		
21/72		22,9	7-20	48	"	Im Bereich höherer Dampfgehalte (x > 25%) traten temporäre Dryout-Perioden auf wie 21/72; verursacht durch eine permanente Dryout-Periode sprach die Temperaturüberwachung der Heizstäbe an
21/73		22,9	8-20	76	permanent	
21/75		-	-	-	-	Versuch zur isothermen Fühlerskalierung

Zwangskonvektionsversuche ($p_{\text{sat}} = 0,84 \text{ bar}$ ³⁾)

Versuchs-Nr.	Stab- leistung 1) /W/cm/	Sättigungs- druck 3) /bar/	Bereich der Siedeverzüge /K/	Drosselventil 4) am Versuchsende / % /	max. 2) Dampfgehalt x / % /	dryout	Bemerkungen	
20/49	Bündel Nr. 1 20,2	0,84	15	37,5	< 0,5	nein	Stationäres Sieden eingeleitet durch Durchsatzdrosselung	
20/50		0,84	8-12	< 27,5	4,5	nein		
20/51		28,8	0,84	-	30	> 21	nein	Stationäres Sieden mit heftigen Pulsationen
20/52		20,5	1,24	8-28	5)	nein		
20/53		26	0,84	8-25	27,5	14	nein	wie 20/52; anschl. überführt ins stationäre Sieden durch starke Drosselung
21/74	Nr. 2 21,3	0,84	12	80	1	nein	wie 20/52 bis zur Leistungsabschaltung durch Heizerüberwachung	
21/76		12,1	0,84	12-16	30	14	nein	Versuch vorzeitig beendet, da der Bündel-Anschlußkopf zu heiß

Naturkonvektionsversuche

- 1) Bezogen auf 37 Stäbe 2) Beim stationären Sieden erreichter Dampfgehalt bezogen auf das obere Ende des beheizten Bündelabschnitts
- 3) Bezogen auf das obere Ende des beheizten Bündelabschnitts
- 4) Stellung des Drosselventils V1: Auf $\hat{=}$ 80%; zu $\hat{=}$ 25%
- 5) Nicht bekannt

Tabelle 2: ZUSAMMENSTELLUNG DER DURCHFÜHRTEN VERSUCHE

Versuchszeit t	Massenfluß \dot{m}_1/A	Massendurchsatz \dot{m}_1	Dampfgehalt $x^{1)}$	Dampfvolumentanteil ¹⁾ α	Kondensationszone bei 2)	Auftrieb Δp_A	Zweiphasenreibungsdruckverlust Δp_{R2Ph}
[s]	[kg/m ² /s]	[kg/s]	[%]	[%]	[m]	[N/m ²]	[N/m ²]
104	56,9	0,0520	1,85	80,2	≈ 0,62	1506	259
225	49,6	0,0453	3,23	85,0	≈ 0,66	1880	401
354	42,2	0,0386	5,61	88,9	0,86	3284	667
434	38,2	0,0349	7,18	90,3	0,86	3438	782
558	29,1	0,0266	13,0	93,2	0,86	3857	1142
624	27,6	0,0252	14,2	93,6	0,86	3904	1188

1) am oberen Ende der beheizten Zone

2) Höhe über dem unteren Ende der beheizten Zone

Tabelle 3: Charakteristische Größen der Naturkonvektion im Siederversuch
37-20/53 ($q' = 26 \text{ W/cm}$)

D = Durchflußmesser
P = Druckaufnehmer
TE = Thermoelement

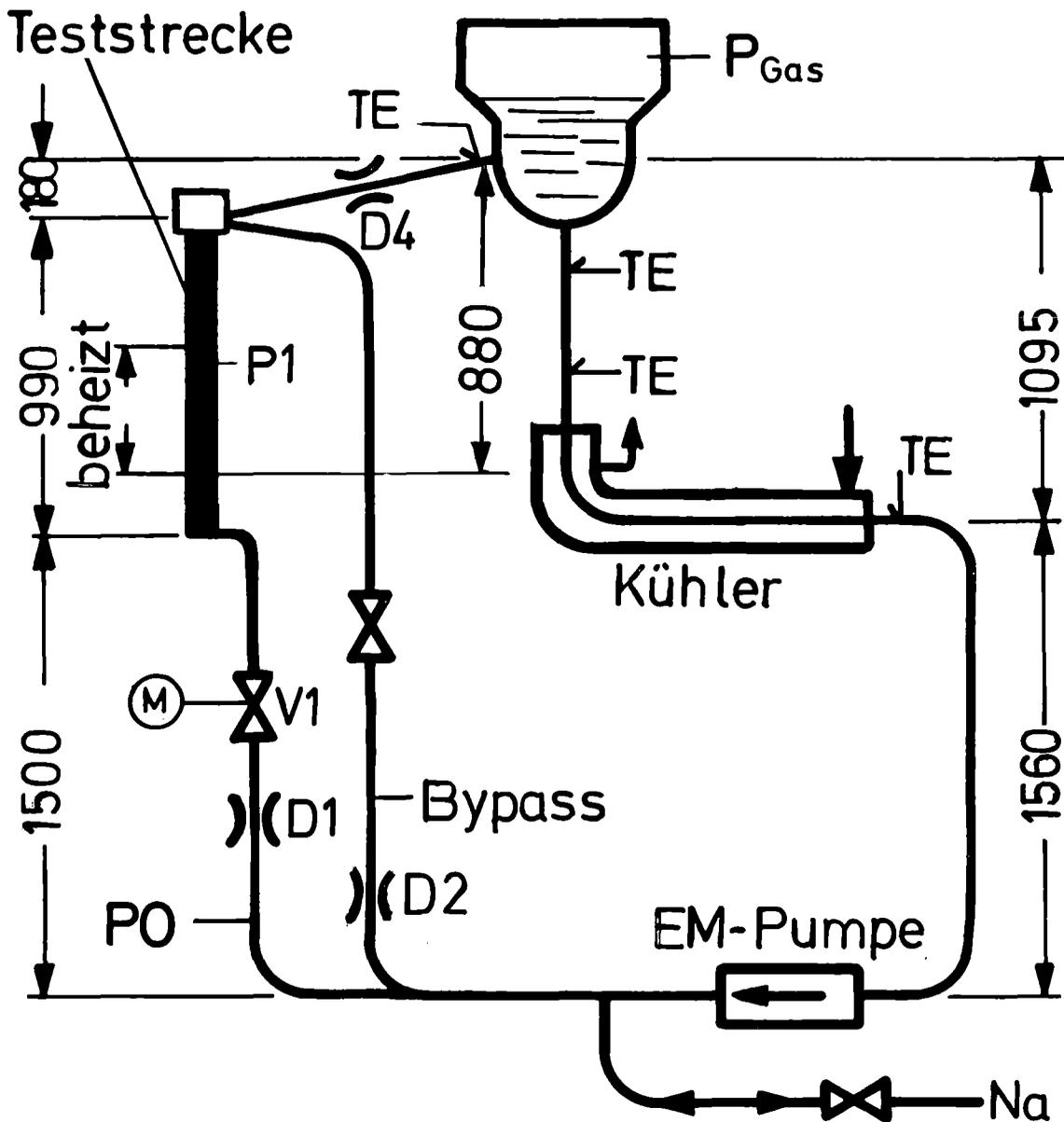


Abb.1 Fließschema des Natrium-Siedekreislaufes (NSK)

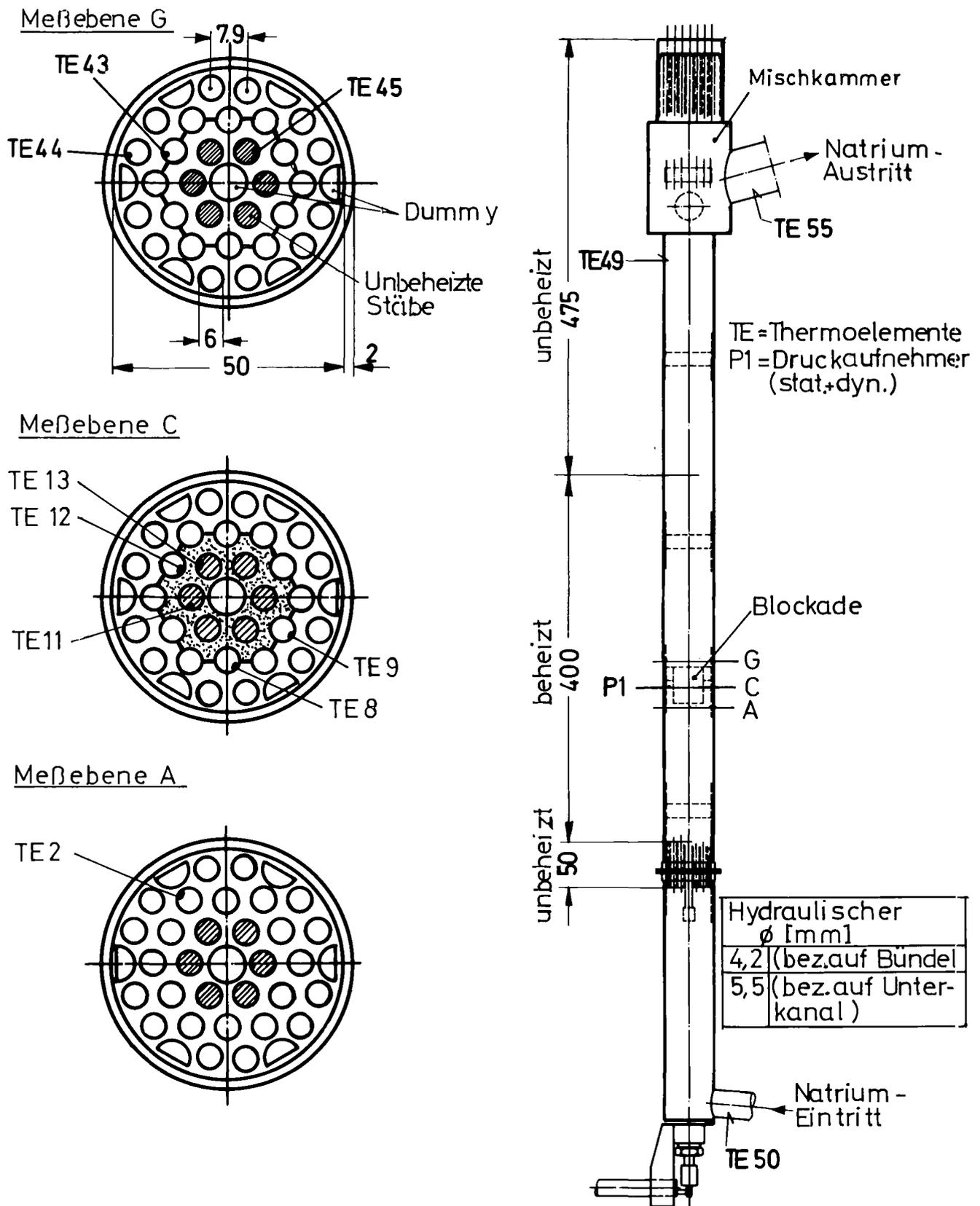


Abb. 2 37-Stabbündel Nr.1

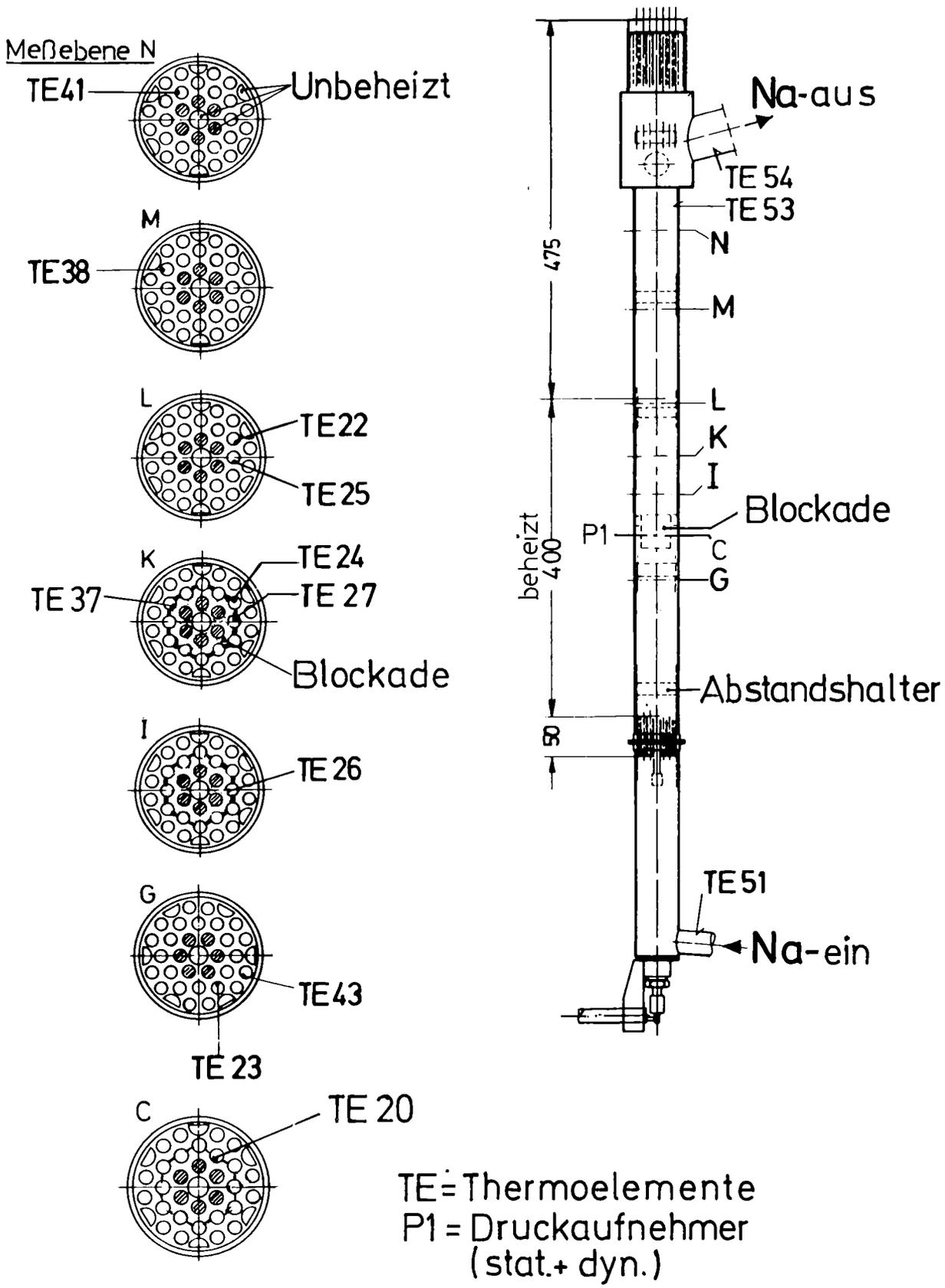


Abb.3. 37-Stabbündel Nr. 2

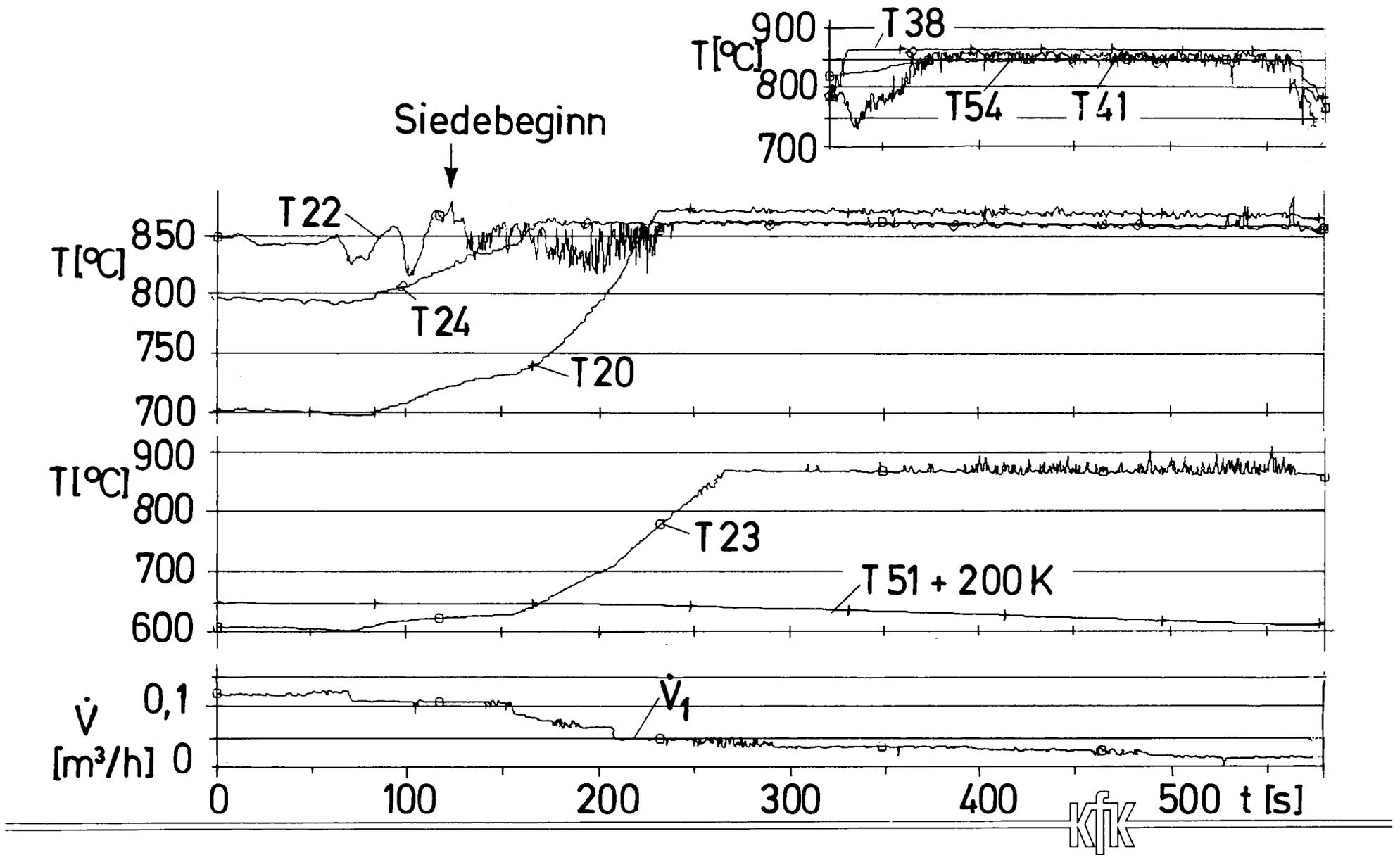


Abb. 4 Siedeverlauf bei Zwangskonvektion (Versuch 21/69, $q' = 11 \text{ W/cm}$)

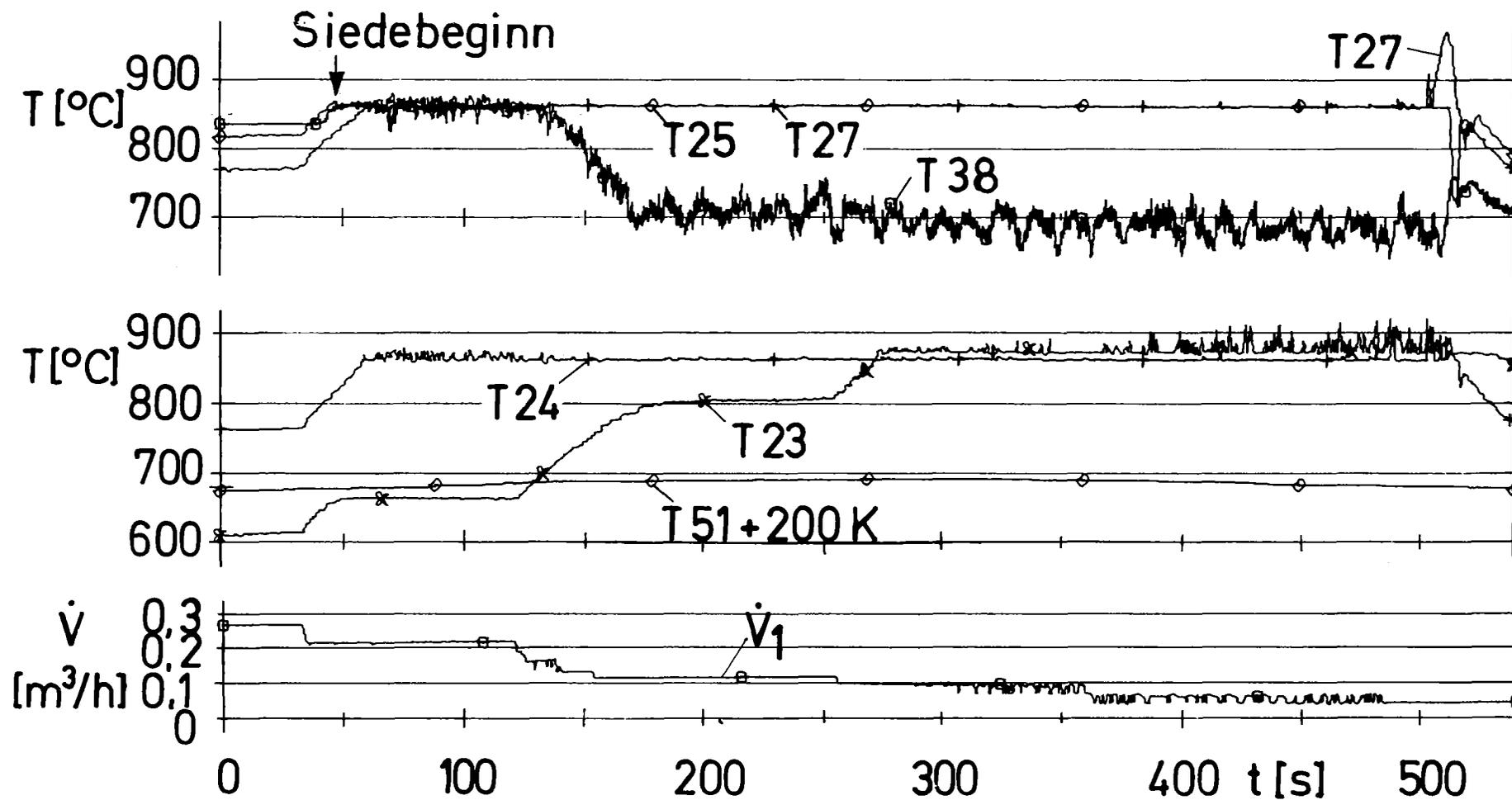
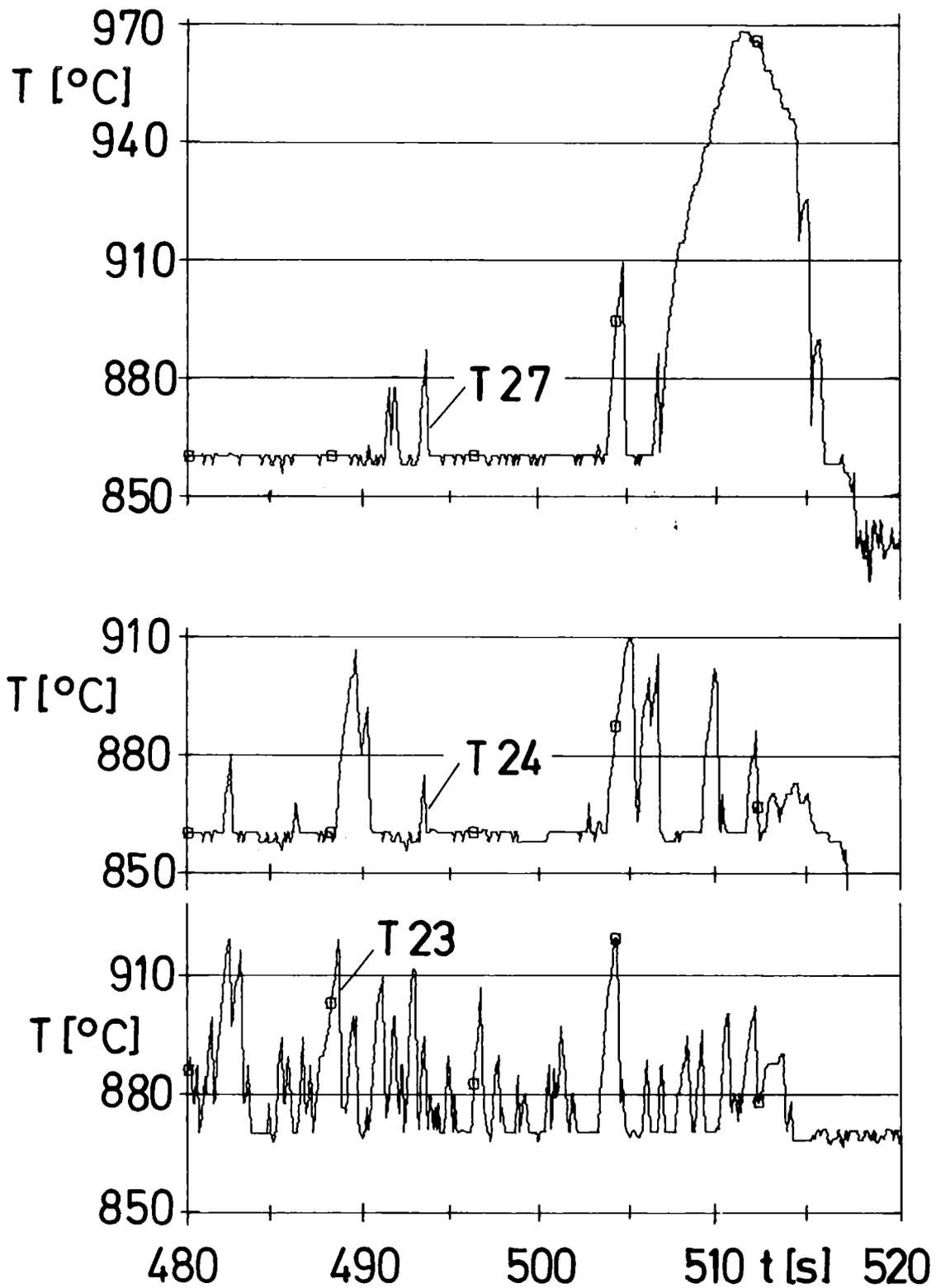
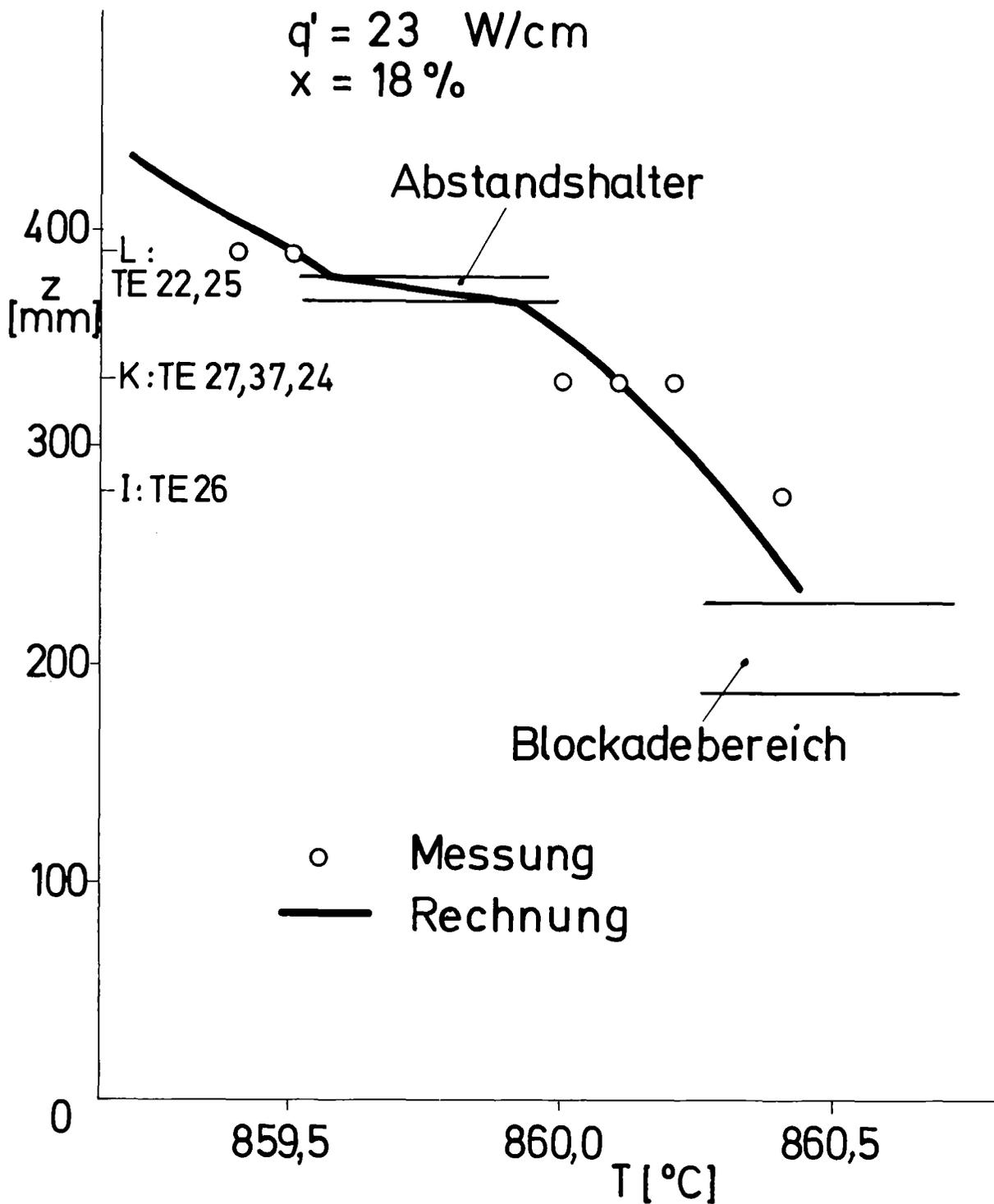


Abb.5 Siedeverlauf bei Zwangskonvektion (Versuch 21/73, $q' = 23 \text{ W/cm}$)



KJK

Abb.6 Auftreten von Dryout-Perioden
beim Dampfgehalt $x = \text{ca.}76\%$
(Vers.21/73)



KfK

Abb.7 Verlauf der Sättigungstemperatur
 im beheizten Bündelabschnitt
 (Vers. 21/73; $t = 236,5 \dots 239 \text{ s}$)

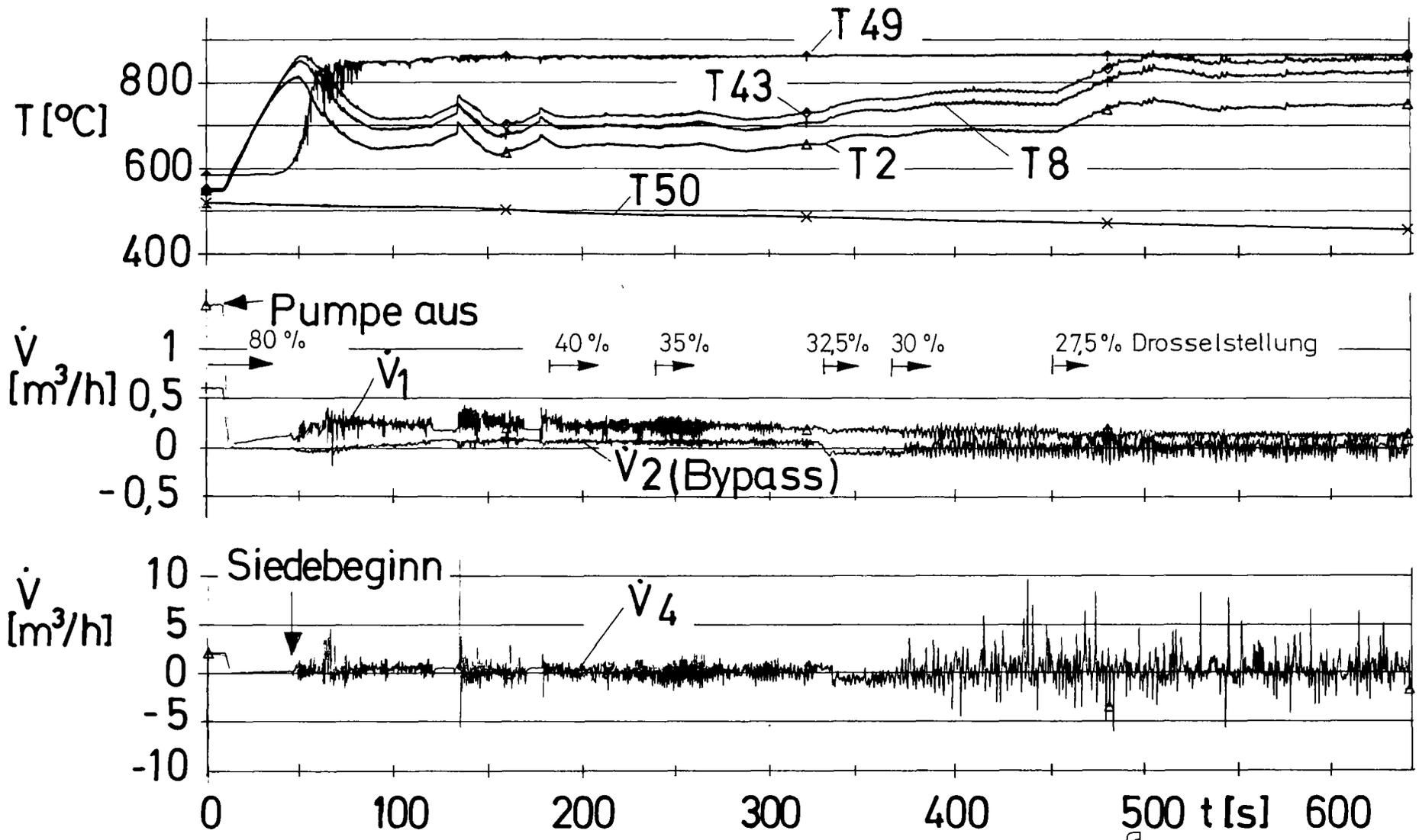


Abb.8 Einsetzen und Verlauf der Naturkonvektion (Vers. 20/53)

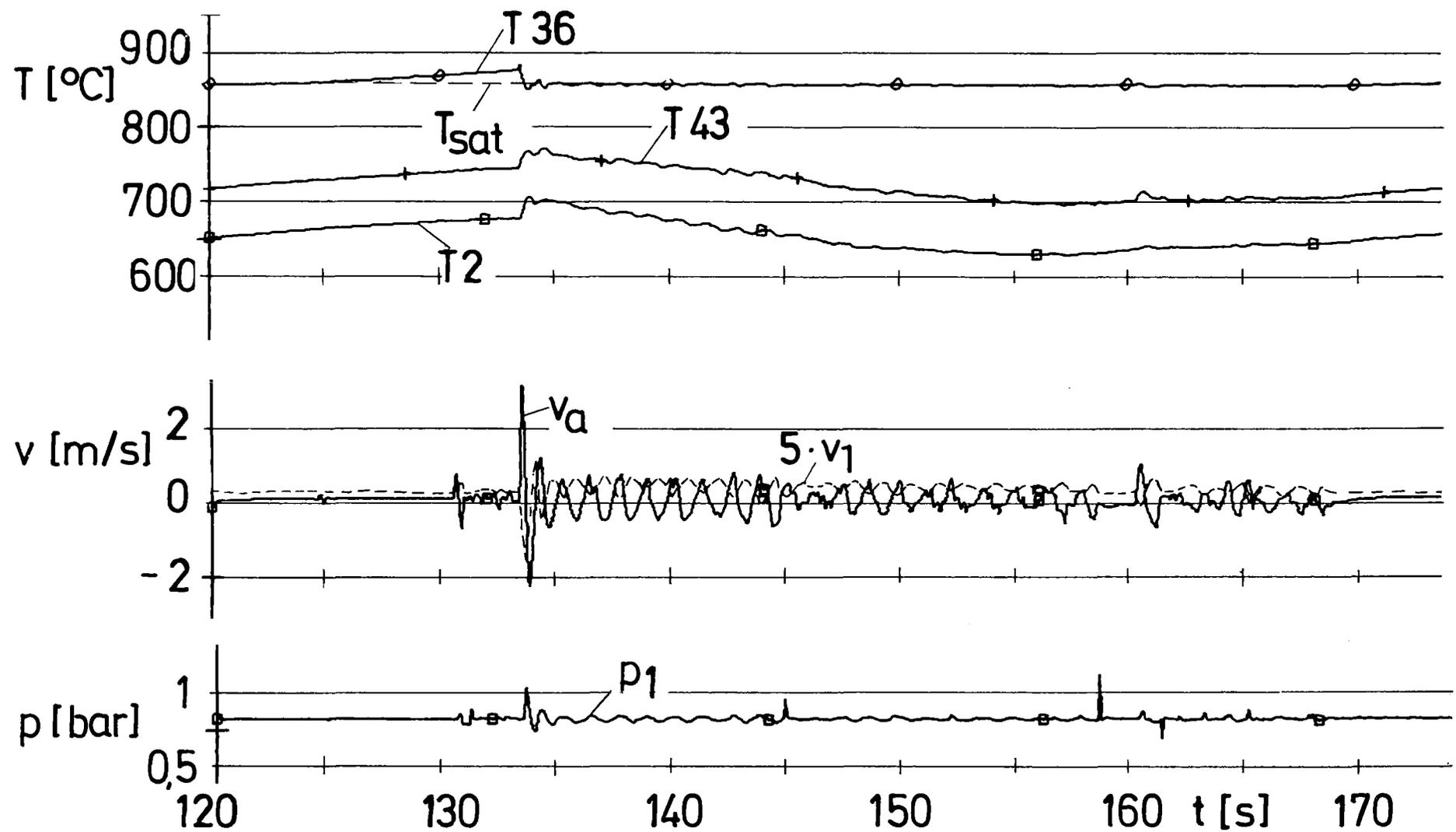
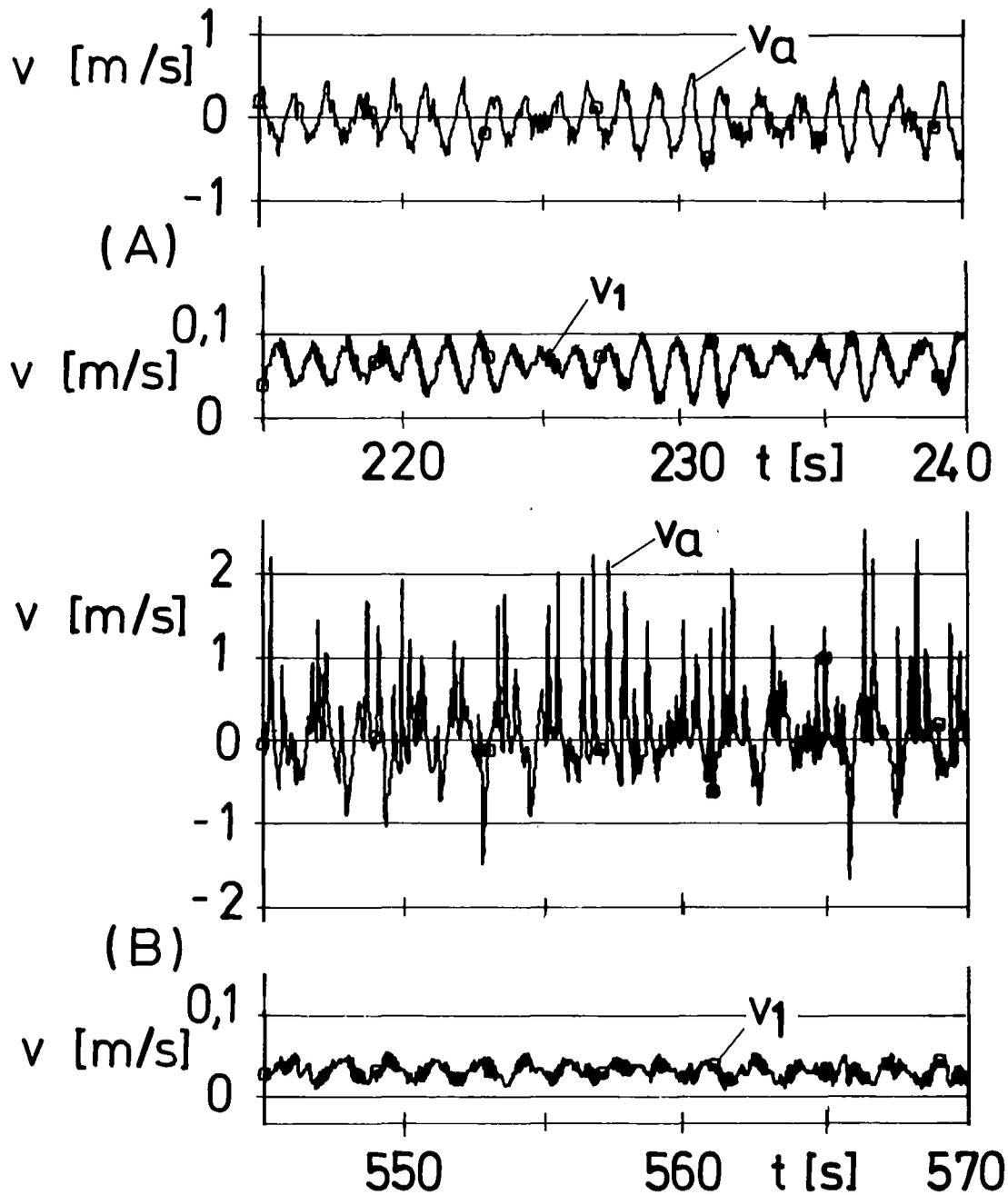


Abb.9 Verlauf der Naturkonvektion unter Siedeüberhitzung (20/53)

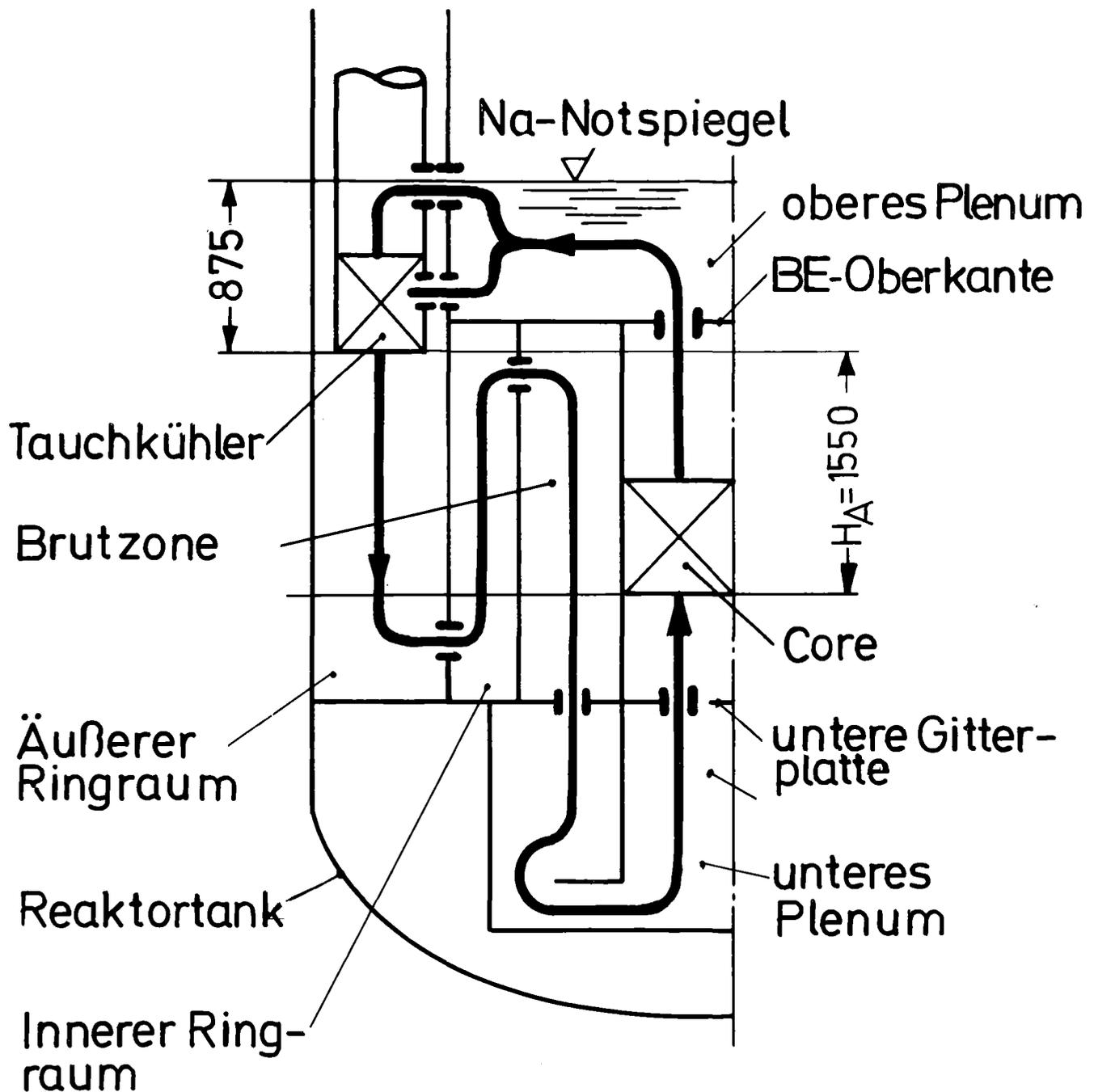


(A) Drosselstellung = 40 %; $x = 3$ %

(B) Drosselstellung = 27,5 %; $x = 13$ %

kfk

Abb.10 Kühlmittelgeschwindigkeit am Bündeleintritt und-austritt beim stationären Sieden (20/53)



KfK

Abb.11 Notkühlung durch tankinterne Naturkonvektion

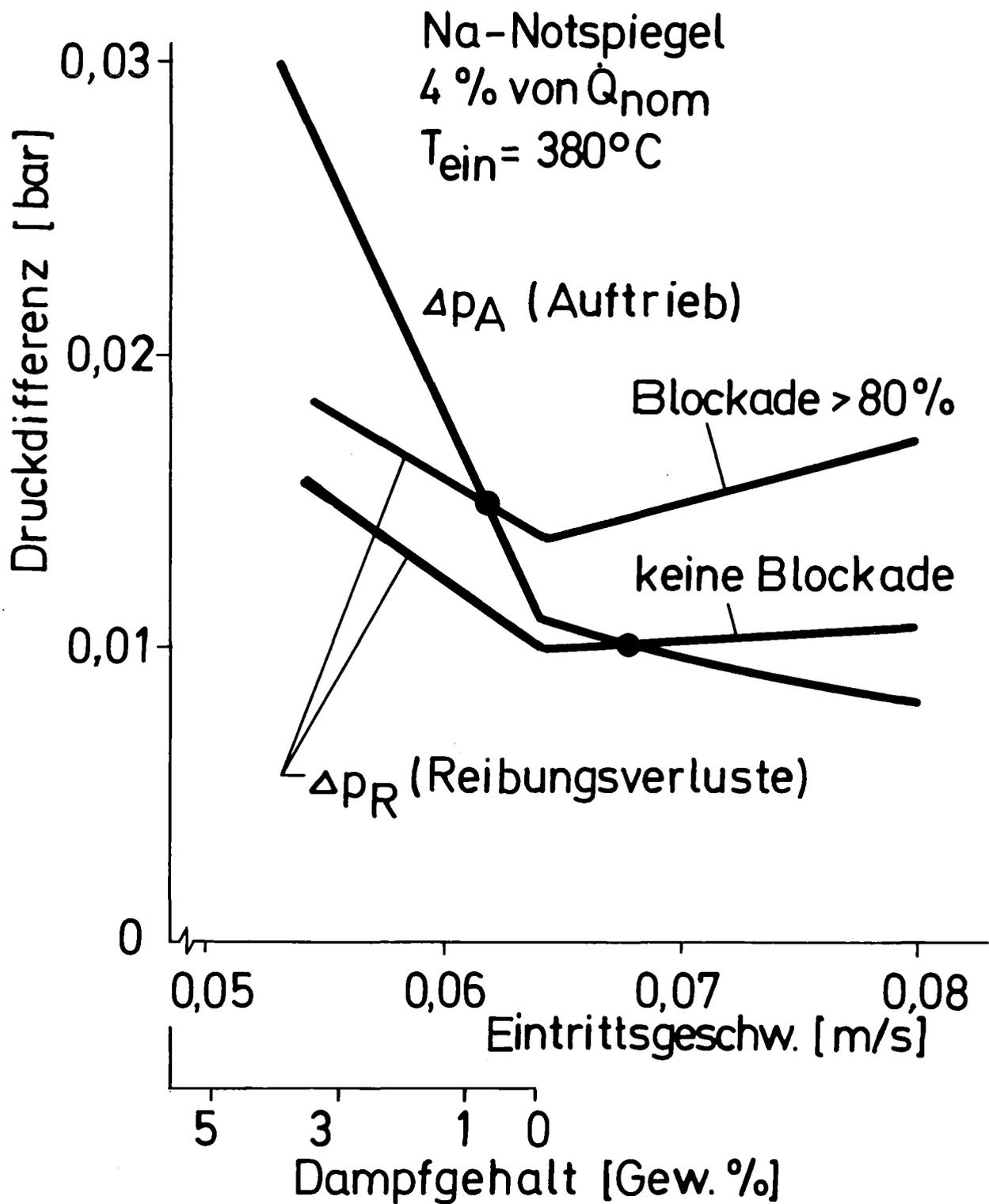
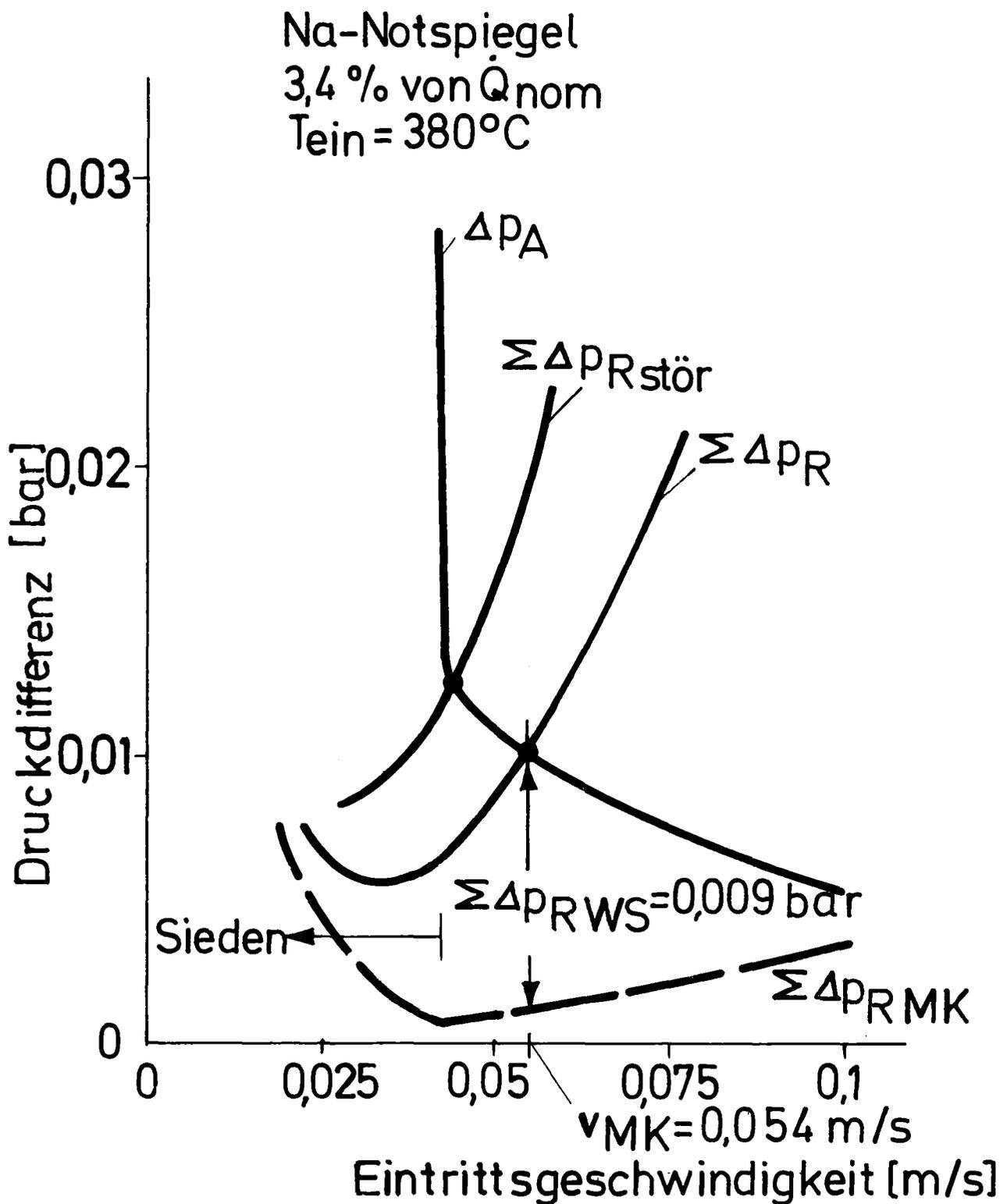


Abb.12 Kennlinien der Naturkonvektionsschleife (bezogen auf das Zentral-Brennelement, Fall 1)



KfK

Abb.13 Kennlinien der Naturkonvektions-
 schleife (bezogen auf "mittleren"
 Reaktor kanal, Fall 2)

Na-Notspiegel
3,4 % $\dot{Q}_{nom} (\hat{=} 8 \text{ W/cm})$
 $T_{ein} = 380^\circ\text{C}$

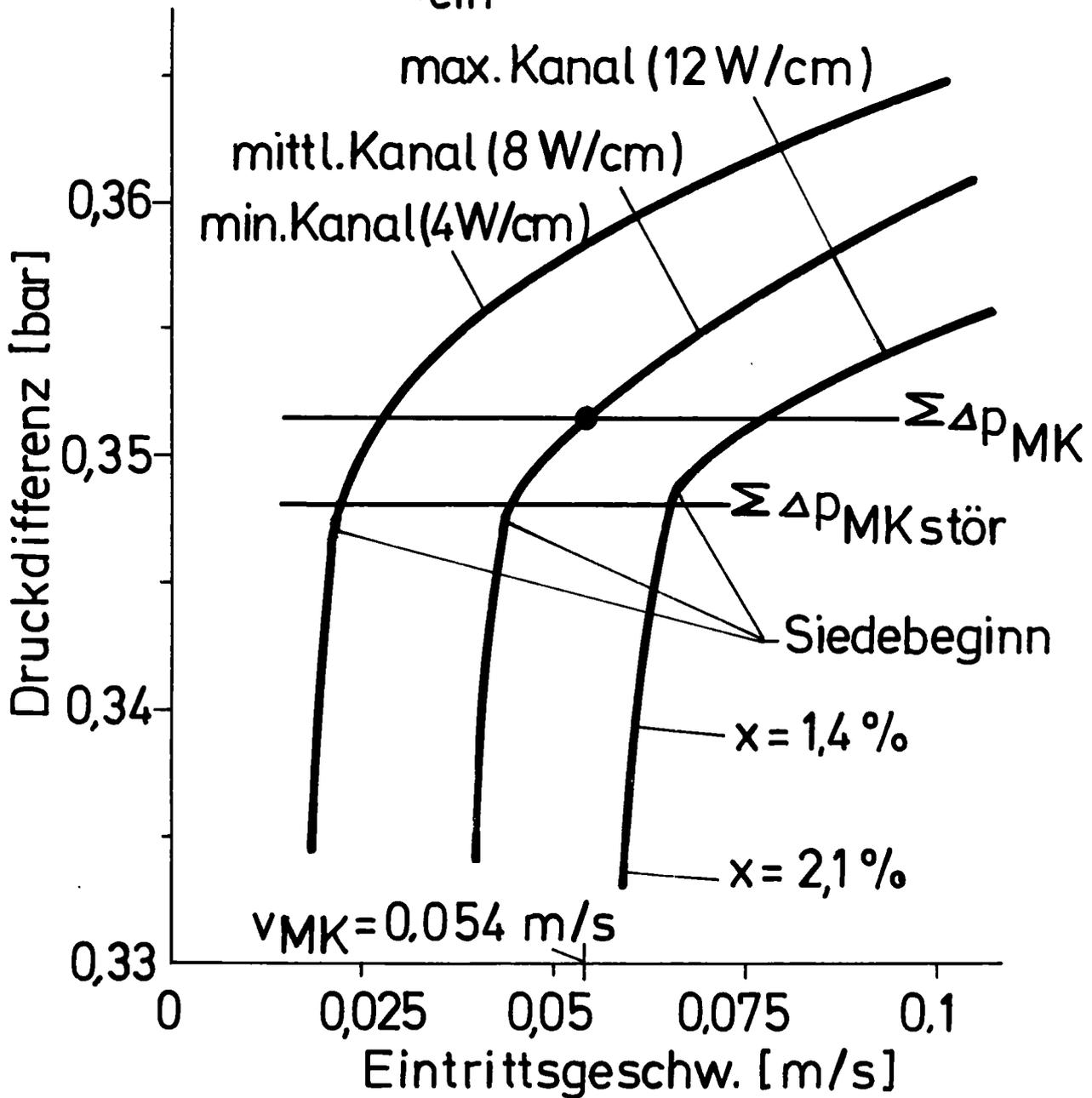


Abb.14 Gesamtdruckdifferenz über Reaktor-
kanäle mit unterschiedlicher
Stableistung

Na-Notspiegel
 $T_{\text{ein}} = 380^\circ\text{C}$

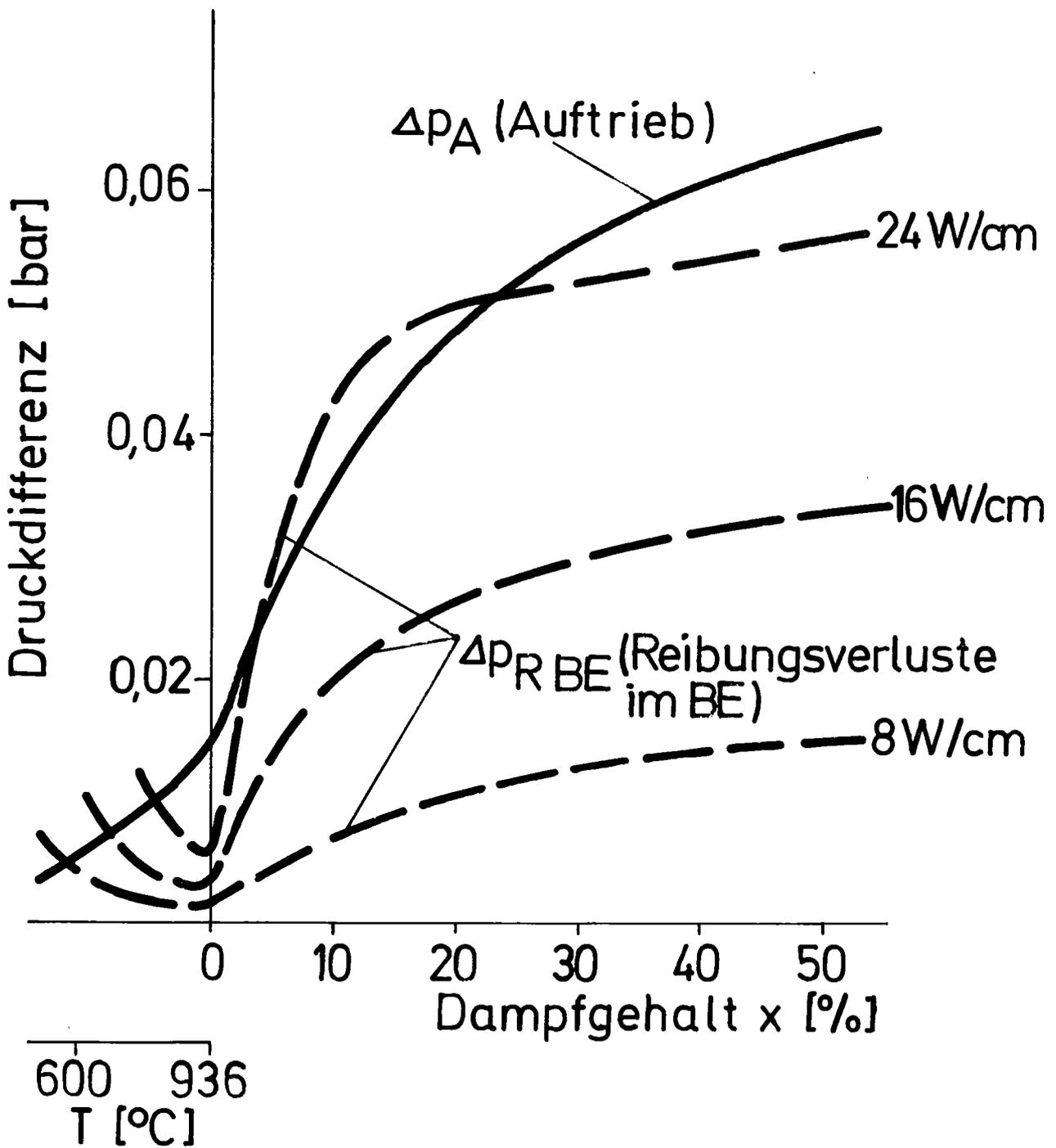


Abb.15 Kennlinien der Reibungsverluste über einem BE (MkIa) sowie der Auftrieb der Konvektionsschleife

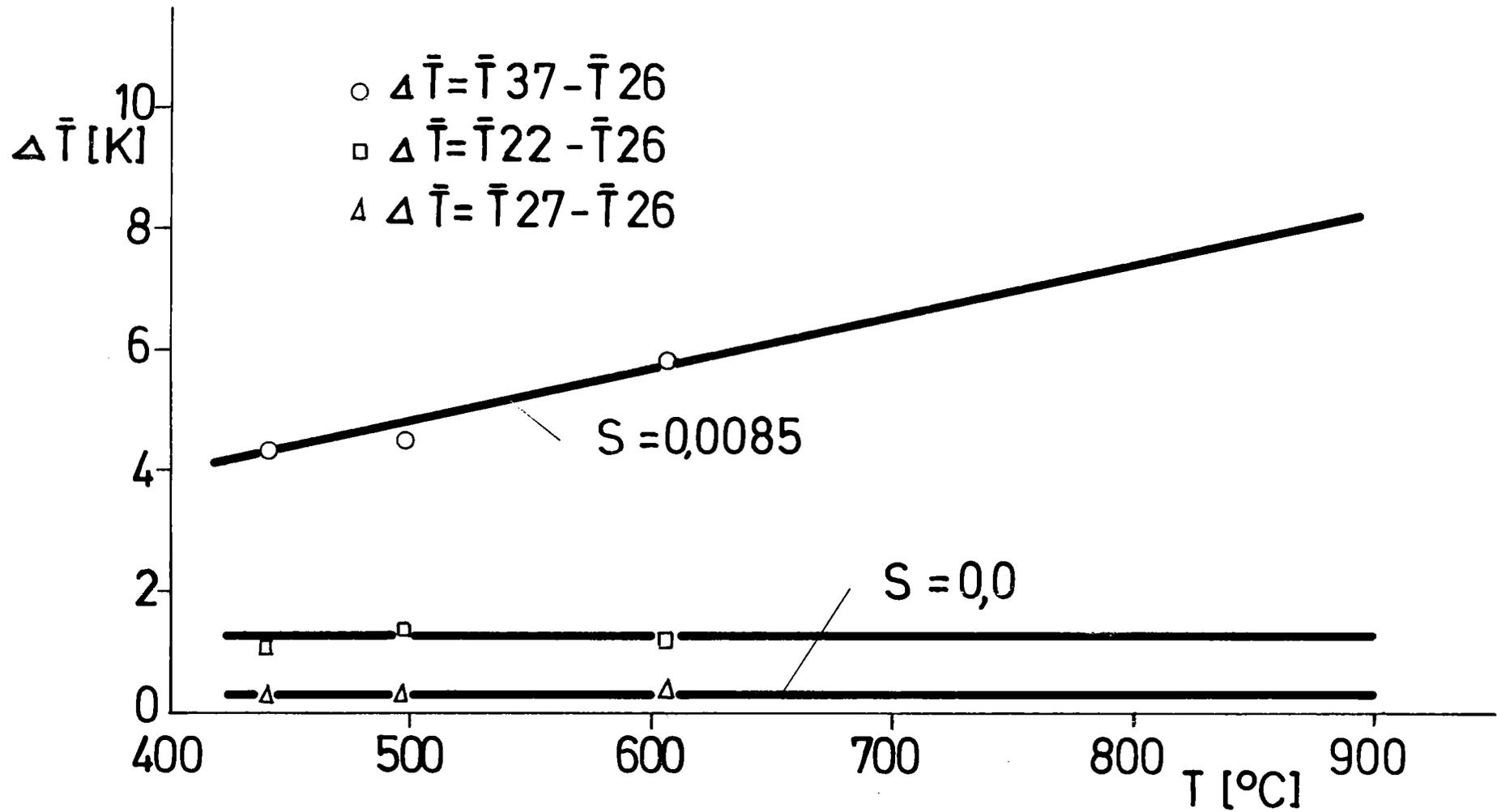


Abb.16 Differenzen einiger Temp.-Mittelwerte bei unterschiedlichen isothermen Zuständen

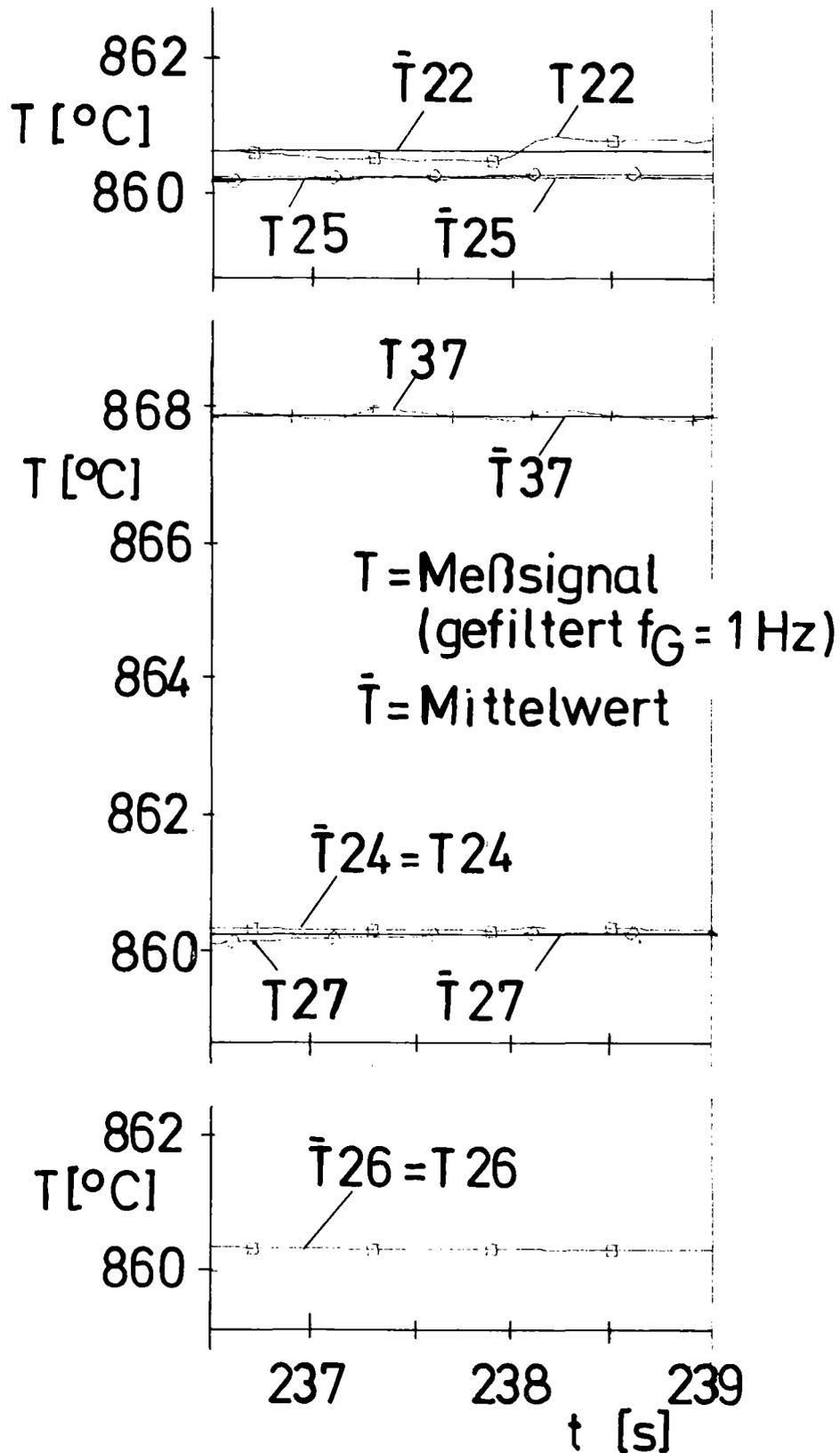


Abb.17 Temp.-Signale während eines stat. Versuchsausschnitts (Vers.21/73)

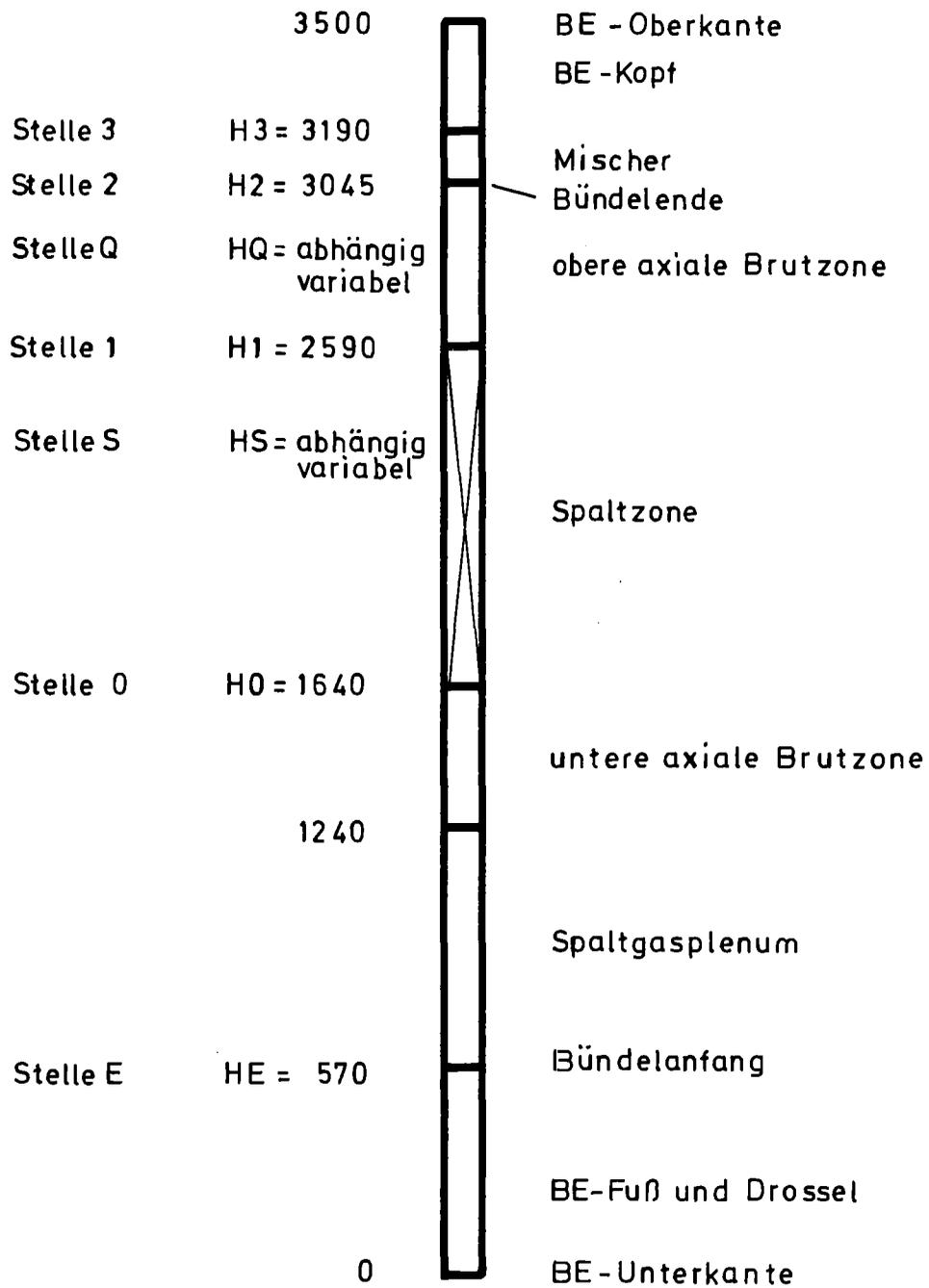


Abb. 18 Aufteilung eines Brennelementes des SNR 300-MkIa-Cores in verschiedene axiale Abschnitte

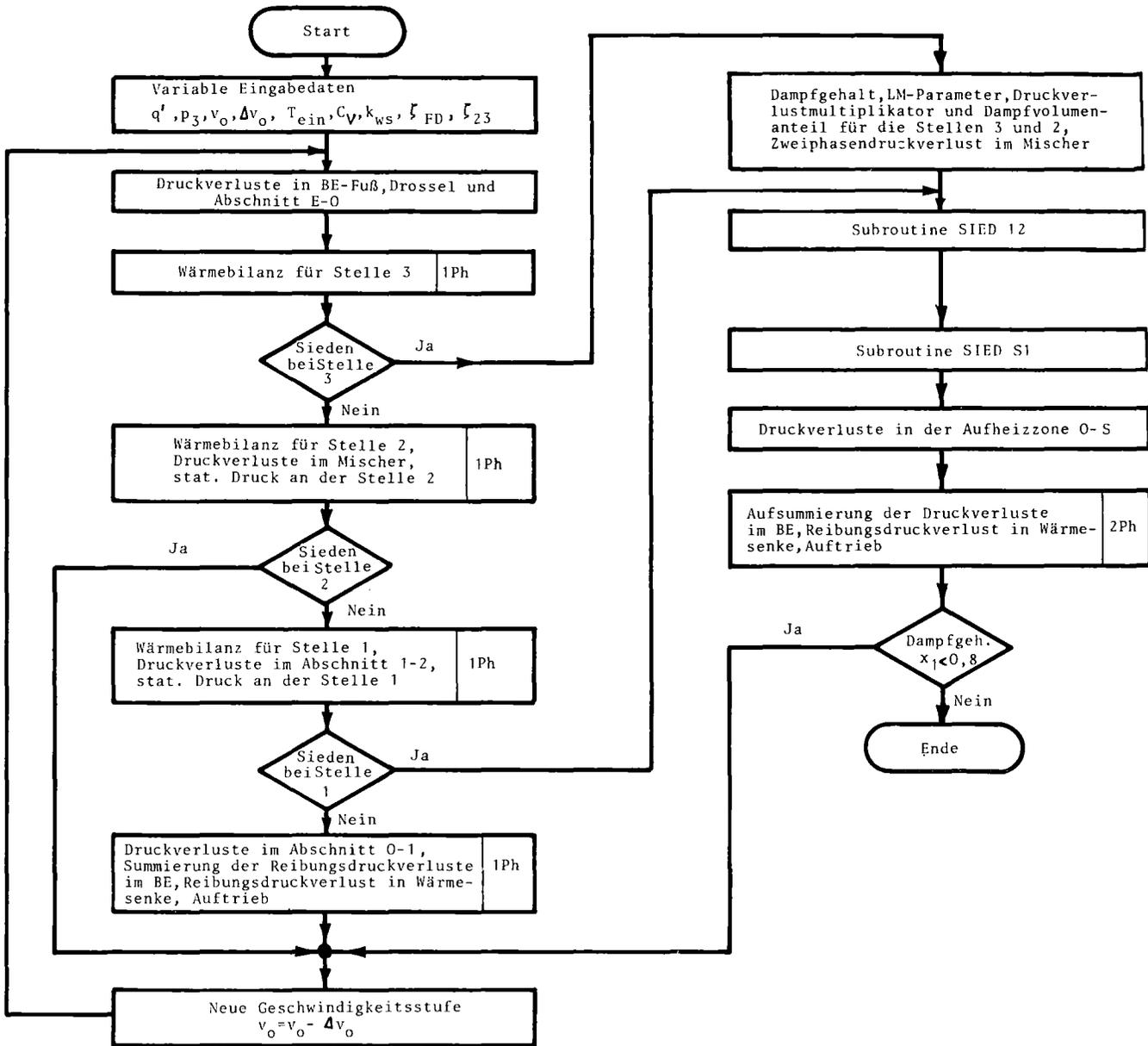


Abb. 19 Fließschema des Rechenprogramms NANASS

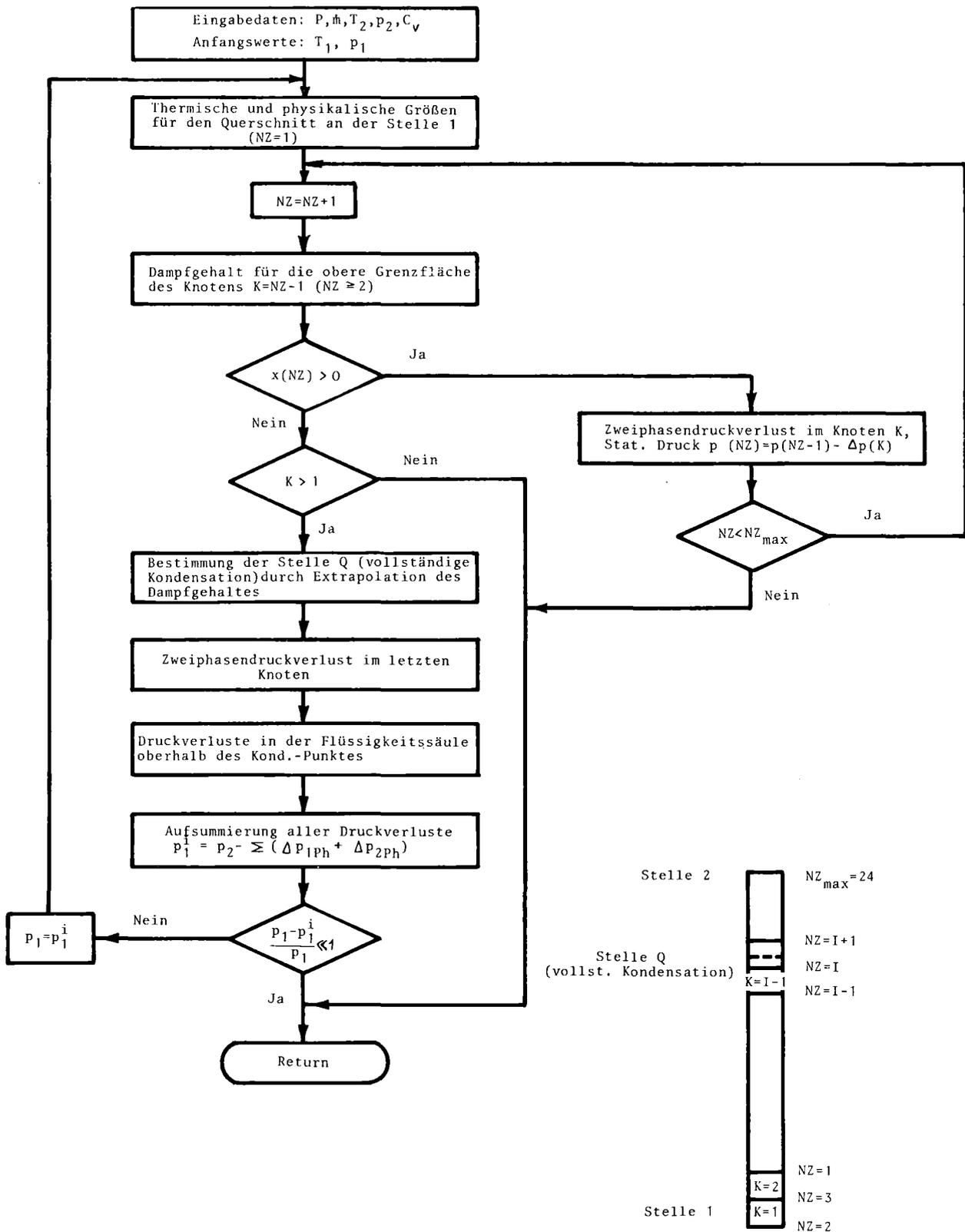


Abb. 20 Fließschema und Berechnungsmodell des Unterprogramms SIED 12

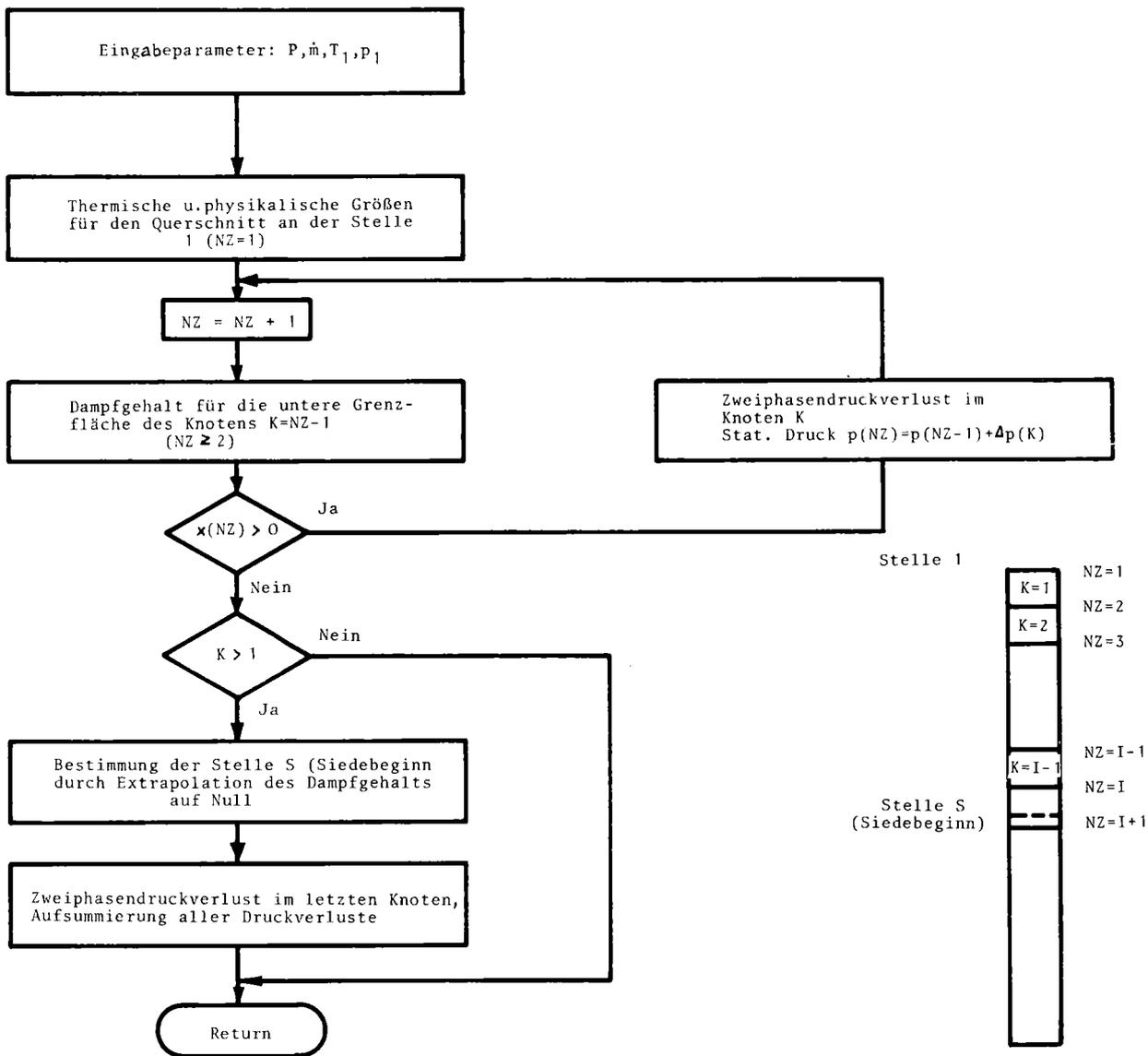


Abb. 21 Fließschema und Berechnungsmodell des Unterprogramms SIEDS1