

KERNFORSCHUNGSZENTRUM

KARLSRUHE

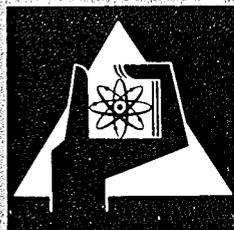
Februar 1974

KFK 1914

Institut für Reaktorentwicklung
Projekt Schneller Brüter

**Natriumexperimente zur Untersuchung lokaler
Kühlungsstörungen in brennelementähnlichen Testanordnungen**

K. Schleisiek



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

KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

Institut für Reaktorentwicklung

Projekt Schneller Brüter

Natriumexperimente

zur Untersuchung lokaler Kühlungsstörungen
in brennelementähnlichen Testanordnungen ⁺)

K. Schleisiek

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe

⁺) Als Dissertation genehmigt von der Fakultät für Maschinenbau der
Universität Karlsruhe (T. H.)

Kurzfassung

Lokale Kühlungsstörungen in Brennelementen natriumgekühlter Reaktoren sind von erheblicher Bedeutung für die Reaktorsicherheit. Da die experimentelle Untersuchung solcher Störungen in maßstabgerechten Bündeln aus Hochleistungsheizern erst in einigen Jahren möglich sein wird, wurden erste Versuche in einer einfacheren Testanordnung durchgeführt. Sie besteht aus einem induktiv beheizten Rohr mit einem zentralen Verdrängerkörper, durch dessen Profil parallele, zu einem Ringspalt verbundene Unterkanäle gebildet werden. Ihre Abmessungen entsprechen weitgehend denen der Brennelement-Unterkanäle. Ein Teil des Querschnitts wird zur Simulation lokaler Kühlkanalblockaden durch eine Platte verschlossen. Dadurch wird die Kühlung soweit reduziert, daß es zu erheblichen örtlichen Temperaturerhöhungen und zum Sieden des Kühlmittels kommt.

Die im Bereich der Störung gemessenen Temperaturverteilungen werden einer eingehenden Analyse unterzogen. Es wird ein halbempirisches Konvektionsmodell entwickelt, das näherungsweise die Zusammenhänge zwischen der Temperaturerhöhung, der Verweilzeit des Kühlmittels im Rückströmgebiet und der Größe der Blockade beschreibt. Durch den Vergleich der mit Wasser und Natrium unter gleichen Bedingungen durchgeführten Messungen wird nachgewiesen, daß bei Blockaden der untersuchten Ausdehnung der konvektive Energietransport alle anderen Transportmechanismen überwiegt. Daraus folgt, daß die mit Wasser gemessenen Temperaturverteilungen in einfacher Weise auf Natrium umgerechnet werden können.

Durch Anwendung des Modells auf SNR-Brennelemente wird gezeigt, daß die durch große Blockaden ($> 40\%$) verursachten Temperaturerhöhungen vermutlich niedriger sind als bisher angenommen wurde.

Bei den Siederversuchen wurde festgestellt, daß der lokale Siedeprozess unter Bildung von Einzelblasen abläuft. Trotz der turbulenten Rückströmung sind erhebliche Siedeverzüge möglich, deren Höhe den Siedevorgang wesentlich beeinflusst. Es wurden drei verschiedene charakteristische Siedeformen beobachtet:

Typ 1 - kein Siedeverzug. Blasen mit etwa konstantem Volumen folgen einander ohne Wartezeit. Sie kondensieren vollständig oder nahezu vollständig. Bei Verringerung des Kühlmitteldurchsatzes werden größere Blasen mit längerer Lebensdauer gebildet.

Typ 2 - geringer Siedeverzug ($< 50^{\circ}\text{C}$). Es tritt eine Kette von Blasen mit abnehmendem Volumen auf, bis der Gleichgewichtszustand bei Sättigungstemperatur erreicht ist. Die Blasen kondensieren ebenfalls vollständig. Der weitere Ablauf des Siedevorgangs nach dieser Anlaufphase entspricht dem Typ 1.

Typ 3 - hoher Siedeverzug ($> 80^{\circ}\text{C}$). Hierbei werden Blasen mit zunehmendem Volumen gebildet, die nicht mehr vollständig kondensieren. Sie nehmen schnell den gesamten Teststreckenquerschnitt ein und verursachen eine Unterbrechung des Kühlmitteldurchsatzes (hydrodynamische Instabilität).

Zur Nachrechnung der Dynamik einzelner Blasen wurde das von K. Gast entwickelte theoretische Modell für lokale Siedevorgänge herangezogen. In diesem Modell wird der Druck in der Blase aus der stationären ortsabhängigen Temperaturverteilung bei Siedebeginn berechnet. Blasendruck und die bei der Verdrängung der Flüssigkeit aufzubringenden Kräfte bestimmen die Wachstumsgeschwindigkeit. Für die Kondensationsphase wird ein isothermer Prozeß angenommen. Die Anwendung dieses Modells auf die Versuche mit Siedeverzug (Typ 2 und 3) lieferte für die erste Siedeblase eine befriedigende Übereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment. Auf die nachfolgenden Blasen sowie auf Versuche des Typs 1 ist das Modell nicht anwendbar, da die instationären Wärmetransportvorgänge nicht berücksichtigt werden. Die vom Modell vorhergesagte Wartezeit bis zur Bildung einer neuen Blase wurde nicht beobachtet. Die Analyse der Meßwerte zeigt, daß die Kondensationstemperatur der Blase wegen des flachen Temperaturverlaufs in axialer Richtung nur wenig unter der Gleichgewichtssättigungstemperatur liegt. Die Kondensation verläuft zunächst isotherm, in ihrer letzten Phase jedoch adiabat. Der dadurch bedingte Anstieg der Blasentemperatur ermöglicht die sofortige Bildung einer neuen Blase.

Rechnungen für das SNR-Brennelement mit neueren, experimentell ermittelten Temperaturverteilungen zeigen einen ähnlichen Verlauf der Kondensationstemperatur, so daß auch dort eine Wartezeit nicht auftreten wird. Wegen der geringen Wärmekapazität der Hüllrohre reicht eine Blase zum Abbau der Überhitzungsenergie aus. Die beim Versuchstyp 2 beobachteten Blasketten sind deshalb im Brennelement nicht zu erwarten.

Ein Versagen der Oberflächenkühlung durch vollständige Abdampfung des bei der Blasenbildung entstandenen Natriumfilms (Dryout) wurde bei den Versuchen des Typs 1 und 2 nicht beobachtet. Daraus kann geschlossen werden, daß auch bei lokalem Sieden im Brennelement kein Dryout auf-

tritt, insbesondere da die Versuchsbedingungen wegen der durch die höhere Wärmeleitfähigkeit des Teststreckenwerkstoffs Nickel bedingten höheren Abdampfraten konservativ sind.

Die Analyse der Versuche des Typs 3 zeigt, daß die aufgetretene hydrodynamische Instabilität durch die besonderen geometrischen und hydraulischen Bedingungen der Teststrecke stark begünstigt wird. Für vergleichbare Vorgänge in Brennelementen sind Siedeverzüge und Blasenlebenszeiten erforderlich, die unwahrscheinlich sind.

Durch lokale Siedevorgänge werden typische Durchsatz- und Druckpulsationen erzeugt, die direkt und über die Änderungen der spektralen Zusammensetzung der Durchfluß- und Drucksignale eine Detektion ermöglichen. Die Temperatur am Austritt enthält dagegen kaum Informationen über lokale Siedevorgänge.

Sodium Experiments Related to Local Blockages in Fast Reactor
Subassemblies

ABSTRACT

Local coolant disturbances in fuel elements of sodium cooled fast reactors are of major importance to reactor safety. Since the experimental investigation of such disturbances in full scale bundles of high performance electrical heaters will be possible only in a few years time, preliminary experiments were performed in a simpler test assembly. It consists of an induction heated tube with a concentric displacer whose profile generates parallel sub-channels interconnected so as to form an annulus. The dimensions of the sub-channels largely correspond to those of the fuel element. Part of the cross section is closed by a plate to simulate local cooling channel blockages. This reduces cooling to such an extent as to generate major local increases in temperature and boiling of the coolant.

The temperature distributions measured behind the blockage are subjected to a detailed analysis. A semi-empirical convection model is developed which approximately describes the relationship between the increase in temperature, the residence time of the coolant in the recirculation zone behind the blockage, and the size of the blockage. The comparison of the measurements performed with water and sodium under the same conditions prove that with blockages of the size investigated the energy transport is controlled more by convection than by any other transport mechanism. Accordingly the temperature distributions measured can simply be converted to sodium.

Application of the model to SNR fuel elements shows that the increase in temperature generated by major blockages (> 40%) is probably lower than has so far been assumed.

In the boiling experiments it was found out that local boiling is a single-bubble process. Despite of the turbulent recirculating flow considerable incipient boiling superheat is possible the magnitude of which having a major influence upon boiling. Three characteristic boiling patterns were observed:

Pattern 1 - no incipient boiling superheat. Bubbles of approximately constant volumes succeed each other without any delay. They collapse completely or almost completely. If the coolant flow is reduced larger bubbles with longer lifetimes are generated.

Pattern 2 - low incipient boiling superheat. A chain of bubbles of decreasing volumes is generated until equilibrium conditions have been reached at saturation temperature. These bubbles also collapse completely. The boiling process after this initial phase corresponds to that of pattern 1.

Pattern 3 - high incipient boiling superheat. In this case bubbles of increasing volumes are generated which no longer collapse completely. They quickly occupy the entire cross section of the test section and interrupt the coolant flow (hydrodynamic

instability).

The experiments were compared with results predicted by the local boiling model developed by K. Gast. In that model the pressure in the bubble is calculated from the steady state temperature distribution at incipient boiling. The pressure in the bubble and the forces necessary to displace the liquid determine the growth rate. An isothermal process is assumed for the condensation phase. The application of that model to experiments with incipient boiling superheat (patterns 2 and 3) furnished satisfactory agreement between calculation and measurement for the first bubble. The model cannot be applied to the following bubbles and to experiments of pattern 1 because transient energy transport processes are not taken into account. The time delay for a new bubble to be generated predicted by the model was not observed. The analysis of the measurements shows that the condensation temperature of the bubble is only slightly lower than the steady state saturation temperature because of the flat temperature curve in the axial direction. Initially, condensation is isothermal, but it becomes adiabatic in its last phase. This causes an increase in bubble temperature so that a new bubble can be generated without delay.

Calculations for the SNR fuel element with more recent experimental temperature distributions show a similar behavior of the condensation temperature so that there will not be a waiting time either. Because of the low thermal capacity of the cladding tubes one bubble is sufficient to remove the superheat energy. Hence, the chains of bubbles observed in the pattern 2 experiments are not to be expected in the fuel element.

No interruption of the surface cooling due to complete evaporation (dryout) of the sodium film generated during bubble formation was observed in the pattern 1 and 2 experiments. From this it can be concluded that also under conditions of local boiling there will be no dryout in the fuel element, especially since the experimental conditions are conservative because of the higher evaporation rates (due to higher thermal conductivity of the nickel used in the test section).

An analysis of the pattern 3 experiments shows that the hydrodynamic instability is much favored by the special geometric and hydraulic conditions of the test section. Comparable events in fuel elements would require incipient boiling superheat and bubble lifetimes which are unlikely.

Local boiling causes typical flow and pressure pulsations which allow a boiling detection either directly or through the changes in the spectral density distributions of the flow and pressure signals. By contrast, the temperature at the outlet contains hardly any information about local boiling events.

Inhaltsverzeichnis

	<u>Seite</u>
1. Problemstellung	1
2. Versuchsaufbau	6
2.1 Natriumsiedekreislauf (NSK)	6
2.2 Teststrecken	6
2.3 Datenerfassung und Verarbeitung	10
3. Versuchsdurchführung und Ergebnisse	12
3.1 Messung der Temperaturfelder mit H ₂ O als Kühlmittel	12
3.2 Messung der Temperaturfelder mit Natrium als Kühlmittel	12
3.3 Siedeversuche (Teststrecke 14)	14
4. Analyse der Versuchsergebnisse	16
4.1 Einphasenversuche	16
4.1.1 Allgemeine Diskussion der Temperaturfelder	16
4.1.2 Konvektionsmodell für das Rückströmgebiet	18
4.1.3 Vergleich des Konvektionsmodells mit den Experimenten	23
4.1.4 Wärmeübergang im Rückströmgebiet	24
4.2 Siedeversuche	26
4.2.1 Beschreibung typischer Versuchsabläufe	26
4.2.2 Diskussion der thermo-hydrodynamischen Vorgänge	30
4.2.2.1 Bewegungsgleichungen für die Flüssigkeitsströmung	30
4.2.2.2 Vergleich des Dampfdruckes in der Blase mit der Ausgangstemperaturverteilung	32
4.2.2.3 Bildung von Nachfolgeblasen	34
4.2.2.4 Restfilmstärke	37
4.2.2.5 Hydrodynamische Instabilität	39
4.2.3 Detektion lokaler Siedevorgänge	41
4.2.4 Vergleich der Versuche mit dem Siedemodell von K. Gast	43

	<u>Seite</u>
5. Anwendung der Versuchsergebnisse auf natriumgekühlte Reaktoren	46
5.1 Übertragbarkeit der Versuchsergebnisse auf Stab- bündelgeometrien	46
5.2 Temperaturerhöhung hinter lokalen Blockaden in SNR-Brennelementen	48
5.3 Lokales Sieden in SNR-Brennelementen	49
6. Zusammenfassung der Ergebnisse und Schlußfolgerungen	53
7. Nomenklatur	56
8. Literaturangaben	59
9. Anhang	64
Tabellen	73
Abbildungen	79

Verzeichnis der Abbildungen

- Abb. 1: Fließbild des Natriumsiedekreislaufs (NSK)
- Abb. 2: Teststrecke Nr. 10
- Abb. 3: Teststrecke Nr. 14 und 18
- Abb. 4: Schema der Datenerfassung und Verarbeitung
- Abb. 5: Axiale und azimutale Temperaturverteilung mit Natrium (Teststrecke 10)
- Abb. 6: Axiale und azimutale Temperaturverteilung mit Natrium (Teststrecke 18)
- Abb. 7: Länge des Rückströmgebietes (Natrium, Teststrecke 10)
- Abb. 8: Abhängigkeit der Durchlaufzeit von der Reynoldszahl (Teststrecke 10)
- Abb. 9: Vergleich der Durchlaufzeiten von Natrium und Wasser (Teststrecke 10)
- Abb. 10: Vergleich der Durchlaufzeiten von Natrium und Wasser (Teststrecke 18)
- Abb. 11: Vergleich der gemessenen und berechneten Durchlaufzeiten für verschiedene Testanordnungen
- Abb. 12: Wärmeübergang im Rückströmgebiet mit Natrium (Teststrecke 18)
- Abb. 13: Wärmeübergang im Rückströmgebiet mit H₂O (Teststrecke 18)
- Abb. 14: Versuchstyp 1: Temperaturen, Blasenfrequenz und Schwankung der Geschwindigkeit (Versuch 14/36)
- Abb. 15: Versuchstyp 1: Geschwindigkeit, Blasenlänge und Druckpulsationen (Versuch 14/36)
- Abb. 16: Versuchstyp 2: Temperaturen, Geschwindigkeiten, Blasenlänge und Druckpulsationen (Versuch 14/35)
- Abb. 17: Versuchstyp 3: Temperaturen, Geschwindigkeiten, Blasenlänge und Druckpulsationen (Versuch 14/40)
- Abb. 18: Druckverlauf in der Blase bei geringem Siedeverzug (Versuch 14/35)

- Abb. 19: Druckverlauf in der Blase bei hohem Siedeverzug
(Versuch 14/32)
- Abb. 20: Blasentemperatur und Wärmetransport beim lokalen
Sieden ohne Wartezeit (Versuch 14/35)
- Abb. 21: Blasentemperatur und Wärmetransport beim lokalen
Sieden ohne Wartezeit (Versuch 14/35)
- Abb. 22: Ermittlung der effektiven Restfilmstärke
(Versuch 14/40)
- Abb. 23: Druckverlauf in der Blase bei hydrodynamischer
Instabilität (Versuch 14/40)
- Abb. 24: Siededetektion: Typische Durchfluß- und Drucksignale
ohne und mit lokalem Sieden
- Abb. 25: Siededetektion: Spektrale Zusammensetzung des Durch-
flußsignals D_2
- Abb. 26: Siededetektion: Spektrale Zusammensetzung des Druck-
signals ΔP_2
- Abb. 27: Siededetektion: Spektrale Zusammensetzung des Tem-
peratursignals ϑ_{20}
- Abb. 28: Vergleich der gemessenen und berechneten Blasenlänge
und Geschwindigkeiten (Versuch 14/35)
- Abb. 29: Vergleich der gemessenen und berechneten Blasenlänge
und Geschwindigkeiten (Versuch 14/32)
- Abb. 30: Vergleich der Energieabgabe beim lokalen Sieden
- Abb. 31: Lokale Temperaturerhöhung im SNR-Brennelement in
Abhängigkeit von der Größe der Blockade
- Abb. 32: Lokales Sieden im SNR-Brennelement: Blasenradius
als Funktion der Zeit
- Abb. 33: Lokales Sieden im SNR-Brennelement: Blasentemperatur
und Wärmetransport
- Abb. 34: Siedeversuch 14/36
- Abb. 35: Siedeversuch 14/35
- Abb. 36: Siedeversuch 14/32

Abb. 37: Siedeversuch 14/40

Abb. 38: Siedeversuch 14/44

Abb. 39: Siedeversuch 14/39

Verzeichnis der Tabellen

- Tabelle 1: Zusammenstellung der Daten für die Teststrecken 10, 14 und 18 und für das SNR-Brennelement
- Tabelle 2: Temperaturverteilung Teststrecke 10 (Wasser)
- Tabelle 3: Temperaturverteilung Teststrecke 10 (Natrium)
- Tabelle 4: Temperaturverteilung Teststrecke 18 (Wasser)
- Tabelle 5: Temperaturverteilung Teststrecke 18 (Natrium)
- Tabelle 6: Zusammenstellung der durchgeführten Siedever-
suche (Teststrecke 14)

1. Problemstellung

Der ständig steigende Energiebedarf wird in Zukunft in zunehmendem Maße von Kernkraftwerken gedeckt. Dabei kommt langfristig besonders den schnellen Brutreaktoren erhebliche Bedeutung zu, da dieser Reaktortyp seinen Bedarf an spaltbarem Material durch Umwandlung von Uran 238 in Plutonium selbst deckt. Die Sicherheit dieser "schnellen Brüter" wird besonders intensiv untersucht, und zwar im wesentlichen aus zwei Gründen:

- a) Das Core befindet sich im normalen Betrieb nicht im Zustand der maximalen Reaktivität.
- b) Wegen der hohen Leistungsdichte führen Störfälle, wie z.B. eine Unterbrechung der Kühlung, sehr schnell zu einer Zerstörung der Brennstoffhüllen oder sogar der gesamten Corestruktur.

Die möglichen Schadensabläufe werden oft in Form von Fehlerbäumen dargestellt, an deren Anfang die auslösende Störung und an deren Ende der schwerste denkbare Unfall, die Zerstörung des gesamten Reaktorkerns nach einer nuklearen Exkursion, steht. Im Rahmen der Sicherheitsanalyse ist nachzuweisen, daß die Ereigniskette zu einem möglichst frühen Zeitpunkt unterbrochen werden kann, entweder durch die Einleitung geeigneter Gegenmaßnahmen, oder durch den Nachweis, daß Ereignisse der Kette im Sinne einer Schadensausbreitung (Propagation) ungefährlich sind.

Bei den einleitenden Störungen unterscheidet man solche integraler und lokaler Art. Integrale Störungen betreffen ein gesamtes Brennelement oder sogar das ganze Core, z.B. bei Ausfall aller Kühlmittelpumpen, Auswurf von Regelstäben oder bei einer Blockade in einem Brennelementfuß. Das Auftreten integraler Störungen kann durch konstruktive Maßnahmen weitgehend verhindert werden. Außerdem besteht eine gute Chance für ihre rasche Detektion durch das Core-Überwachungssystem. Deshalb werden die integrale Störungen zu den hypothetischen Unfällen gerechnet. Lokale Störungen treten im Inneren eines Brennelements auf, z.B. durch Schwellen von Hüllrohren, Ablagerung von Verunreinigungen aus dem Primärkreislauf oder durch aus defekten Hüllrohren ausgetretenen Brennstoff. Sie können lokale Temperaturerhöhungen verursachen, ohne den Kühlmitteldurchsatz durch das Brennelement und damit die Austrittstemperatur nennenswert zu beeinflussen. Ihre Detektion ist deshalb nur möglich, wenn sie schon eine erhebliche Ausdehnung erreicht haben [3, 6, 7].

Das Auftreten von Störungen lokaler Art kann deshalb nicht ausgeschlossen werden.

Ein kompletter Fehlerbaum für lokale Kühlungsstörungen ist in [2] dargestellt. Eines der wichtigen Ereignisse darin ist das Auftreten von lokalem Natrium-Sieden. Nach dem Überschreiten der Sättigungstemperatur kommt es in der gestörten Zone zu einer Teilverdampfung des Kühlmittels. Die dabei gebildete Siedeblase könnte, wenn sie eine ausreichende Größe und Lebensdauer erreichen würde, eine Unterbrechung des Kühlmittelstroms im gesamten Brennelement verursachen (hydrodynamische Instabilität). Außerdem besteht die Möglichkeit, daß sich die Stäbe im Innern der Blase nach Abdampfung des an ihnen haften gebliebenen Restfilms (Dryout) weiter aufheizen, so daß nach Aufreißen der Hüllrohre geschmolzener Brennstoff in eine thermische Wechselwirkung mit dem Natrium tritt. Die dabei erzeugten Druckstöße können ebenfalls zu einer hydrodynamischen Instabilität oder sogar zu einer Ausbreitung der Störung auf Nachbarelemente führen (Propagationsunfall). Für die Analyse der Vorgänge beim lokalen Sieden, für die Entwicklung von Detektionsmethoden und die Erarbeitung von Abschaltkriterien sind deshalb folgende Fragen von Bedeutung:

1. Welche Strömungs- und Temperaturverteilungen treten hinter lokalen Blockaden auf?
2. In welcher Weise laufen Verdampfungs- und Kondensationsvorgänge beim lokalen Sieden ab?
3. Unter welchen Bedingungen muß mit Dryout gerechnet werden?
4. Kann lokales Sieden zu einer Kühlmitteldurchsatz-Instabilität führen?
5. Erzeugen lokale Siedevorgänge typische Geschwindigkeitsschwankungen am Brennelementaustritt und Druckpulse, über die eine Siededetektion möglich ist?

Beim SNR 300 werden die Brennstäbe durch wabenartige Gitter in ihren Positionen gehalten [11]. Hier findet eine erhebliche Reduktion des für den Natriumstrom zur Verfügung stehenden Querschnitts statt, und die Wahrscheinlichkeit der Ablagerung von Verunreinigungen ist hier besonders hoch. Deshalb ist die Annahme ebener Blockaden mit geringer axialer Ausdehnung gerechtfertigt. Sie werden bei den Sicherheitsex-

perimenten für den SNR 300 durch Platten simuliert [1, 4]. Auch in den Sicherheitsuntersuchungen anderer Gruppen, die sich mit der Entwicklung schneller natriumgekühlter Reaktoren beschäftigen, werden ähnliche Kühlungsstörungen in Betracht gezogen, teilweise sogar für Brennelemente mit Wendelrippen-Abstandshaltern [7, 9, 10, 12, 19, 20].

Von vielen technischen Problemen her ist bekannt, daß hinter quer angeströmten Strömungshindernissen bei genügend hohen Reynoldszahlen Rückströmungen auftreten. Winterfeld z.B. [13] hat solche Rezirkulationsströmungen hinter Flammhaltern von Strahltriebwerken beobachtet. Vorgänge hinter quer angeströmten Kreisscheiben in freien Kanälen (d.h. ohne Stäbe) wurden von Carmody [14] untersucht. Er gibt nicht nur die Abmessungen der Rückströmgebiete an, sondern auch die radiale Verteilung des statischen Drucks und der mittleren Schwankungsgeschwindigkeit $\overline{v'^2}$. Von Basmer et al. [15] wurde in einer phänomenologischen Untersuchung nachgewiesen, daß es auch in Stabbündel-Geometrien hinter querstehenden Scheiben zur Ausbildung einer ausgeprägten Rezirkulationsströmung mit quasistationären Wirbeln kommt. Der dadurch bewirkte konvektive Energietransport ist erheblich höher als der durch molekulare Konduktion, so daß durch reine Wärmeleitrechnungen bestimmte Temperaturen hinter der Blockade viel zu pessimistisch sind. In weiteren Untersuchungen bestimmte Kirsch die Abmessungen des Rückströmgebietes und den Massenaustausch zwischen Hauptströmung und Rückströmung [16]. Theoretische Lösungen zur Berechnung der Wärme- und Stofftransportvorgänge bei Rezirkulationsströmungen wurden von Gosman et. al. [21] erarbeitet. Sie gehen von den bekannten Erhaltungssätzen für Masse, Energie und Impuls aus und berücksichtigen die Turbulenz der Vorgänge durch ortsabhängige Austauschgrößen. Blake et. al. [9] benutzten dieses Programm und berechneten unter Verwendung eines geeigneten Turbulenzmodells die mittlere Kühlmitteltemperatur im Rückströmgebiet. Dabei wurde die Wärmeabgabe von den Stäben durch volumenbezogene Wärmequellen und der unterschiedliche axiale und radiale Reibungsdruckverlust durch eine anisotrope Viskosität mit konstantem Verhältnis der axialen zur radialen Komponente berücksichtigt.

Clare untersuchte mit Wasser als Kühlmittel die Temperaturverteilung hinter einer ebenen Blockade von 24 mm \varnothing in einer quadratischen Anordnung beheizter Stäbe von 6,35 mm Durchmesser und 8 mm Stabmittenabstand [20]. Durch Lösung der instationären Wärmetransportglei-

chung unter Verwendung einer (zur Berücksichtigung der turbulenten Wirbelleitung) erhöhten Temperaturleitfähigkeit und der von Carmody [14] gemessenen Geschwindigkeitsverteilung erzielte er eine recht gute Übereinstimmung zwischen Meß- und Rechenergebnissen.

Ebenfalls in Wasser wurde von Grötzbach [17] die Temperaturverteilung im Rückströmgebiet hinter einer etwa 15 % des Gesamtquerschnitts eines beheizten Stabbündels (169 Stäbe) umfassenden Blockade gemessen. Die Ergebnisse wurden von Kirsch auf Natrium für die Bedingungen des SNR 300 umgerechnet [18]. Danach ist z.B. bei einer Blockierung von etwa 15 % des Brennelementquerschnitts mit einer maximalen Natriumtemperatur von etwa 660 °C zu rechnen. Dieser Wert liegt weit unter der Sättigungstemperatur von etwa 1000 °C.

Zur experimentellen Bestätigung der Übertragbarkeit der in Wasser gemessenen Temperaturen auf Natrium sind Experimente in gleicher Anordnung mit beiden Kühlmitteln erforderlich. Solche Experimente sind nach Kenntnis des Autors vor dieser Arbeit noch nicht durchgeführt worden, da besonders die Natriumversuche einen erheblichen technischen und zeitlichen Aufwand erfordern. Die im Kernforschungszentrum Karlsruhe und im RCN Petten geplanten Versuche in natriumgekühlten Großbündeln werden voraussichtlich erst 1974/75 zur Durchführung gelangen. Es war deshalb sinnvoll, diese Vergleichsmessungen in einer einfacheren, Stabbündel-ähnlichen Geometrie durchzuführen. Über diese Versuche wird im ersten Teil dieser Arbeit berichtet.

Die Vorgänge beim Sieden von Natrium hinter lokalen Kühlkanalblockaden sind von Gast in einer umfassenden theoretischen Arbeit untersucht worden [3]. Das von ihm entwickelte Modell geht davon aus, daß bei Siedebeginn im Brennelement ein erheblicher Siedeverzug vorliegt. Es kommt deshalb zur Bildung einer halbkugelförmigen Einzelblase, deren Wachstumsgeschwindigkeit von der kugelsymmetrisch angenommenen Ausgangstemperaturverteilung und den Trägheits- und Reibungskräften der zu verdrängenden Flüssigkeit bestimmt wird. Wegen der Trägheit der bewegten Flüssigkeit schwingt die Blase über den Gleichgewichtszustand hinaus in den unterkühlten Bereich hinein. Dadurch sinkt der Druck unter den Wert ab, der bei stationären Geschwindigkeiten vorliegt. Die Blase beginnt zu kollabieren. Für die Kondensation der Blase wird ein isothermer Prozess angenommen. Die Ergebnisse dieser Analyse zeigen, daß selbst unter ungünstigen Bedingungen mit einer Blasenlebensdauer von nur 35 msec und einem maximalen Blasenradius von etwa 4 cm zu rechnen ist.

Fauske hat eine ähnliche Untersuchung durchgeführt [22], die sich jedoch in folgenden Punkten von dem Gast-Modell unterscheidet:

- Vernachlässigung des Reibungsdruckverlustes der zu verdrängenden Flüssigkeit,
- Rechnung nur eindimensional in axialer Richtung,
- Annahme eines linearen Temperaturverlaufs in axialer Richtung.

Aufgrund dieser Vereinfachungen kommt er zu etwas größeren Blasenlängen und Blasenlebenszeiten, qualitativ aber zu gleichen Aussagen wie Gast.

Zur Bestätigung der theoretischen Modelle zum lokalen Sieden sind Natrium-Experimente in Bündelgeometrien erforderlich. Solche Versuche sind jedoch bis heute noch nicht durchgeführt worden. Simulationsexperimente mit anderen Flüssigkeiten wurden schon unternommen [10], liefern aber nur bedingt brauchbare Ergebnisse, wie von Wirtz gezeigt wurde [23]. In-Pile-Versuche in natriumgekühlten Reaktoren sind zwar prinzipiell möglich, aber allein schon aus sicherheitstechnischen Gründen sehr problematisch. In Siedeeperimenten außerhalb des Reaktors werden die Brennstäbe durch Widerstandsheizser simuliert, die bei Hüllrohrtemperaturen bis 1000 °C Wärmestromdichten bis 250 W/cm² liefern. Die Stäbe müssen außerdem zu enggepackten Bündeln zusammengebaut werden. Diese Versuche werden sich an die bereits erwähnten Messungen der Temperaturverteilung in Karlsruhe und Petten anschließen. Ergebnisse sind jedoch nicht vor 1975 zu erwarten. Es war deshalb erforderlich, auch zum Problemkreis des lokalen Natriumsiedens erste Versuche in einer einfacheren, aber mit den zur Verfügung stehenden Mitteln und mit vertretbarem Aufwand zu realisierenden Testanordnung durchzuführen. Auf diese Versuche, die eine vorläufige Antwort auf die Fragen 2 bis 5 liefern, wird im zweiten Teil dieser Arbeit eingegangen.

2. Versuchsaufbau

2.1 Natriumsiedekreislauf (NSK)

Die Versuche wurden im Natriumsiedekreislauf (NSK) des Instituts für Reaktorentwicklung durchgeführt. Der Kreislauf selbst, die Meß- und Regeleinrichtungen sowie die Hilfsanlagen sind in der Arbeit von Pepler [24] ausführlich beschrieben, so daß an dieser Stelle nur kurz darauf eingegangen werden soll. Abb. 1 zeigt ein Fließbild des NSK. Der natriumführende Bereich besteht aus einer einfachen Schleife, deren wichtigste Komponenten ein Wärmetauscher (6), eine elektromagnetische Pumpe (1), ein Ausdehnungstank (5) und die Teststrecke (4) sind. Diese Komponenten sind zusammen mit dem Lagertank in einem Sicherheitsbehälter untergebracht, der beim Versuchsbetrieb mit Stickstoff gespült wird. Das Natrium kommt beim Umlauf durch den Kreislauf dauernd mit dem im Ausdehnungstank befindlichen Schutzgas Argon in Berührung, über das gleichzeitig der Systemdruck eingestellt wird. Im stationären Betrieb kann über das Kühlsystem eine Leistung von 20 kW abgeführt werden. Jedoch sind im Kurzzeitbetrieb (bis etwa 5 Minuten) unter Ausnutzung der Speicherfähigkeit des Ausdehnungsbehälters auch erheblich höhere Leistungen möglich. Die Laufzeit des Kühlmittels vom Ausdehnungsbehälter bis zum Teststreckeneintritt beträgt bei einem Volumenstrom von $1 \text{ m}^3/\text{h}$ etwa 1 Minute. Die maximal zulässige Kreislauf­temperatur beträgt im Dauerbetrieb 700°C , jedoch sind in der Verbindungsleitung zwischen Teststrecke und Ausdehnungsbehälter kurzzeitig Temperaturen bis 900°C zulässig. Die Reinigung des Natriums erfolgt über die außerhalb des Schutzbehälters befindliche Kaltfalle der Natrium-Behälteranlage [38]. Der Sauerstoffgehalt wird mit einem Plugging-Meter gemessen [25]. Gereinigt wurde bis zu einer Plugging-Temperatur von $130\text{-}140^\circ\text{C}$. Bei dieser Temperatur ist nach [26] mit einem Sauerstoffgehalt von 7 - 9 ppm zu rechnen.

2.2 Teststrecken

An die zu entwickelnde Teststrecke wurden folgende Anforderungen gestellt: Sie sollte

- a) eine unterkanalartige Struktur aufweisen,
- b) hohe Wärmestromdichten bei hohen Temperaturen ermöglichen,

- c) den Einbau eines Strömungshindernisses ermöglichen,
- d) die meßtechnische Erfassung der Zustände und Vorgänge im gestörten Bereich zulassen.

Da zum Zeitpunkt des Beginns der Experimente geeignete elektrische Widerstandsheizgeräete nicht zur Verfügung standen, wurde zur Erfüllung der Forderung b) auf das bereits von Pepler erfolgreich angewandte Verfahren der induktiven Beheizung [24] zurückgegriffen. Da mit dieser Methode nur in zylindrischen Körpern eine ausreichend gleichförmige Wärmequellendichte erzeugt werden kann, wurde die in a) geforderte Unterkanalstruktur durch die Profilierung eines konzentrisch in dem induktiv beheizten Rohr angeordneten Verdrängerkörpers erzeugt. Auf diese Weise entstehen parallele Unterkanäle, die miteinander zu einem vom Natrium durchströmten Ringspalt verbunden sind. Im freien Querschnitt dieser Anordnung läßt sich leicht ein Strömungshindernis, die Kühlkanalblockade, anbringen. Abb. 2 zeigt die Teststrecke Nr. 10. Sie hat 6 Unterkanäle, von denen 4 durch eine 1 mm starke Platte verschlossen sind. Die beheizte Länge beträgt 482 mm. Der Verdrängerkörper wird durch röhrenförmige Abstandhalter zentriert, die in einem Abstand von 66 mm angeordnet sind. Das Außenrohr mit einem Innendurchmesser von 12 mm ist wie der Verdränger aus dem Edelstahl Werkstoff Nr. 45.41 gefertigt. Die Unterkanaldaten sind in Tabelle 1 zusammengestellt. Sie werden in Abschn. 5.1 zusammen mit den Werten für die zweite Teststrecke und das SNR-Brennelement diskutiert.

Die Instrumentierung der Teststrecke besteht aus zwei fest im NSK eingebauten Permanentmagnet-Durchflußmessern zur Messung der Natriumgeschwindigkeit am Ein- und Austritt der Teststrecke und insgesamt 18 Thermoelementen. Die Thermoelemente TE 13 - 18 haben einen Durchmesser von 1 mm. Sie sind zunächst mit einem Hochtemperaturlot in Durchführungen eingelötet und dann mit der Teststrecke verschweißt. TE 14 und 18 haben Meßstellen in isolierter Ausführung (TI). Sie sind gegeneinandergeschaltet und zeigen an der Waage direkt die Aufheizspanne in der Teststrecke an. Alle anderen Thermoelemente haben zur Verkürzung der Ansprechzeit mit dem Mantel verschweißte Meßstellen (TM). Mit den Thermoelementen TE 2 - TE 12 von 0,5 mm Durchmesser wird die Temperaturverteilung im beheizten Bereich gemessen. Sie sind auf 5 Meßebenen verteilt, deren Anordnung Abb. 2 entnommen werden kann. Unter der Spule sind die Thermoelemente in Nuten verlegt und in der Meßebeue um 90 ° abgewinkelt, so daß sie durch Bohrungen mit ihren

Meßstellen bis in die Zentren der Unterkanäle hineinreichen. Nach der Montage der Elemente wurden Nuten und Bohrungen mit einem Hochtemperaturlot zugelötet.

Die in Teststrecke 10 hinter der Blockade gemessenen Temperaturerhöhungen (Abschn. 3.2) waren nur etwa so hoch wie die Aufheizspanne in der gesamten Teststrecke und damit erheblich niedriger als erwartet. Siederversuche waren in dieser Teststrecke nicht möglich, da der Siedevorgang bei gleich hohen Temperaturen immer an der Stelle mit dem niedrigeren Druck, also am Teststreckenaustritt, begonnen haben würde. Aus diesem Grunde wurde eine Teststrecke ähnlicher Konfiguration, aber mit 16 statt 6 Unterkanälen entwickelt (Abb. 3). Das Außenrohr hat einen Innendurchmesser von 21 mm, die beheizte Länge beträgt 260 mm. Weitere Daten der Teststrecke können Tabelle 1 entnommen werden. Durch die Blockade, wieder eine 1 mm dicke Platte, werden 12 Unterkanäle, also 75 % des freien Querschnitts, verschlossen. Sie ist im unteren Drittel des beheizten Bereichs angebracht. Der Verdränger wird unterhalb der Blockade durch 2 und oberhalb durch 4 Röhrenabstandshalter zentriert. Als Werkstoff wurde für das Außenrohr Reinstnickel 99,6 ausgewählt. Nickel hat gegenüber Edelstahl den Vorteil der wesentlich höheren Wärmeleitfähigkeit, so daß sich bei gleicher Natriumtemperatur eine erheblich niedrigere Außentemperatur ergibt. Außerdem verfügt Nickel bei hohen Temperaturen über eine sehr gute Duktilität, was sich besonders bei den zahlreichen Schnellabschaltungen und den erheblichen Temperaturdifferenzen in Umfangsrichtung als vorteilhaft erwies. Die Festigkeitseigenschaften von Nickel sind bei höheren Temperaturen weniger gut als von Edelstahl; bei 1000 °C ist die Bruchfestigkeit praktisch gleich Null [27]. Die Beanspruchungen des Werkstoffs führen daher stets zu seinem Fließen. Da jedoch insbesondere die Siederversuche ausgesprochene Kurzzeitexperimente sind (Dauer eines Versuchs etwa 1 Minute, Abschn. 3.3), wurde auch nach Abschluß der Messungen keine nennenswerten Verformungen festgestellt.

Die Instrumentierung der Teststrecke besteht aus wiederum 2 Durchflußmessern D1 und D2, einem Druckmeßkopf P1 zur Messung des Druckverlustes in der Teststrecke, einem Quarzkristall-Druckaufnehmer am Austritt der Teststrecke P2 zur Messung schneller Druckänderungen, einem Feinmeßmanometer PO zur Messung des Gasdruckes im Ausdehnungsbehälter (s. Abb. 1) und insgesamt 20 Thermoelementen. Die Thermoelemente TE 2 und TE 20 (1 mm Durchmesser TI-Ausführung) sind wieder zur direk-

ten Messung der Aufheizspanne gegeneinandergeschaltet. Mit TE 1 wird die Eintrittstemperatur zur Teststrecke gemessen, mit TE 16, TE 17, TE 19 und TE 20 (alle 1 mm Durchmesser TM) die Temperatur an verschiedenen Stellen des Teststreckenaustritts. Die Thermoelemente im beheizten Bereich TE 3 bis TE 15 haben einen Durchmesser von 0,5 mm und eine TM-Meßstelle. TE 4 und TE 9 dienen zur Messung der Wandtemperatur, und zwar TE 4 im Zentrum der Teststrecke unmittelbar hinter der Blockade, TE 9 etwa in der Mitte der Rückströmung. Diese beiden Thermoelemente sind wie bei Teststrecke 10 im Außenrohr eingelötet. Die Thermoelemente zur Messung der Natriumtemperaturen sind jedoch bei Teststrecke 14 durch den Verdränger geführt und reichen von innen bis in die Zentren der Unterkanäle. Sie sind auf drei Meßebenen in 3,28 und 68 mm Abstand von der Blockade verteilt. Mit TE 3 wird die Kühlmitteltemperatur unmittelbar vor der Blockade gemessen.

Nickel ist bei Temperaturen unter 360°C ferromagnetisch. Der Schwingkreis des Hochfrequenzgenerators ist jedoch für paramagnetische Materialien ausgelegt. Unterhalb des Curie-Punktes von Nickel ist die Ankopplung so schlecht, daß praktisch keine Energie vom Schwingkreis auf die Teststrecke übertragen wird. Aus diesem Grunde wurde zusätzlich die Teststrecke Nr. 18 mit einem aus Edelstahl bestehenden Außenrohr gebaut, die aber im übrigen vollkommen Teststrecke 14 entsprach. In dieser Teststrecke wurde die Temperaturverteilung bei niedrigen Temperaturen mit Natrium und mit Wasser gemessen.

In Tabelle 1 sind die wichtigsten geometrischen und thermohydraulischen Eigenschaften für die beiden Teststrecken Nr. 10 und 14 und für das SNR-Brennelement zusammengestellt. Eine ausführliche Diskussion der Übertragbarkeit der Versuchsergebnisse wird in Abschnitt 5.1 durchgeführt.

2.3 Datenerfassung und Verarbeitung

Die Erfassung der Meßwerte, insbesondere bei den Siederversuchen mit zeitlich sich schnell ändernden Signalen, erfordert einen erheblichen Aufwand. In Abb. 4 ist der Fluß der Meßwerte vom Fühler bis zum fertigen Plot dargestellt. Alle Signale im Millivoltbereich wurden zunächst über Hochfrequenzsperrern geführt, die die von der induktiven Beheizung herrührenden hochfrequenten Störungen ausfilterten. Danach erfolgte eine Verzweigung der Meßleitungen in drei Meßsysteme. Das erste Meßsystem bestand aus analog und digital anzeigenden Instrumenten in der Meßwarte, die entweder kontinuierlich oder nach Auswahl über Umschalter einen direkten Überblick über wichtige Meßwerte gestatteten. Diese Instrumente wurden auch für Eichmessungen verwendet. Das zweite Erfassungssystem war ein 24-Kanal-UV-Schreiber, der besonders bei den Siederversuchen zur unmittelbaren Beurteilung des Versuchsablaufs und oft als Entscheidungshilfe für die Fortsetzung des Experiments verwendet wurde. Die Registrierung der Meßwerte für die Auswertung erfolgte mit Hilfe der ERA-Anlage [28]. Diese Anlage befindet sich im Hauptgebäude des Instituts und ist über ein Ringleitungssystem mit den Versuchsständen im Technikum verbunden. Die wichtigsten Komponenten der ERA-Anlage sind Multiplexer, Sample- and Hold-Verstärker, Analog-Digitalwandler und ein Digitalband zur Abspeicherung der Meßwerte. Der Datenverarbeitungsprozess wird von einem Rechner des Typs RAYTHEON 703 gesteuert. Die Anlage ist in der Lage, pro Sekunde 40 000 Daten zu digitalisieren und auf Band abzuspeichern. Die Grund-Abfragerate bei den Experimenten betrug 200 - 625 Hz, bei dem schnellen Drucksignal P2 wurde durch Mehrfachauflegung am Multiplexer eine Verachtfachung der Grundfrequenz erreicht.

Die weitere Aufarbeitung der Meßdaten erfolgte dann in der Datenverarbeitungszentrale auf den Anlagen IBM 370-165 bzw. IBM 360-65. Wichtigstes Hilfsmittel war dabei das Programmsystem SEDAP (System for Experimental Data Processing) [29, 30], das einfache Auswertungen und die Darstellung der Meßergebnisse in geeigneter Form zum Zweck der Interpretation und Dokumentation ausführen kann. Die wichtigsten von SEDAP übernommenen Aufgaben waren:

- Berechnung von Temperaturen aus Thermospannungen unter Berücksichtigung der Temperaturvergleichsstelle;

- Berechnung von Geschwindigkeiten, Drücken usw. aus den Meßwerten unter Berücksichtigung der individuellen Eichkurven;
- Bildung von Mittelwerten bei quasi-stationären Temperaturmessungen;
- Berechnung von Blasenlängen durch Integration der Geschwindigkeiten;
- Fourier-Transformationen zur Untersuchung der spektralen Zusammensetzung typischer Signale;
- Erzeugung von Plots zur Darstellung des zeitabhängigen Verlaufs der gemessenen und berechneten Werte.

Die für die Auswertung verwendeten Stoffwerte von Natrium wurden [32] entnommen. Dieselben Werte sind in [31] enthalten und können damit direkt auf der IBM-Rechenanlage benutzt werden.

An dieser Stelle soll noch kurz auf die Meßgenauigkeit eingegangen werden. Allgemein gilt auch für diese Experimente die von Pepler [24] durchgeführte Fehlerabschätzung, da weitgehend identische Eich- und Meßverfahren angewandt wurden. Deshalb soll an dieser Stelle auf eine detaillierte Angabe der Einzelfehler verzichtet werden. Es sei nur erwähnt, daß sich durch den Einsatz anderer Verstärker und der ERA-Anlage die Genauigkeit etwas erhöht hat. Spürbare relative Meßfehler traten nur bei der Messung kleiner Temperaturdifferenzen und geringer Geschwindigkeiten auf.

3. Versuchsdurchführung und Ergebnisse

3.1 Messung der Temperaturfelder mit H₂O als Kühlmittel

Die Messungen der Temperaturverteilung mit Wasser wurden vor dem Einbau der Teststrecken in den NSK durchgeführt. Wasser hat bei einer Temperatur von 75 °C etwa dieselbe kinematische Viskosität wie Natrium bei 300 °C. Deshalb wurde bei der Meßserie mit Teststrecke 10 erwärmtes Wasser aus dem Wasserkreislauf des IRE benutzt. Für die Geschwindigkeitsmessung stand eine Meßblende mit einem Quecksilber-U-Rohr-Manometer zur Verfügung. Die Messung der Temperaturen erfolgte durch zyklisches Umschalten der Thermoelemente auf ein Digitalvoltmeter. Kühlmittelgeschwindigkeit, Kühlmitteltemperatur und Wärmestromdichte wurden so eingestellt, daß sich drei Meßreihen mit jeweils einem variablen und zwei festen Parametern ergaben. Die gemessenen Wärmestromdichten, Geschwindigkeiten und die wichtigsten Temperaturen sind in Tabelle 2 zusammengestellt (Versuche 10/1 - 10/17).

Bei den Messungen mit Teststrecke 18 wurde die benötigte Wassermenge dem Netz entnommen, so daß die Eintrittstemperatur bei allen Versuchen etwa 13 °C betrug (Versuche 18/6 bis 18/19, Tabelle 4). Wärmestromdichte und Geschwindigkeit wurden wieder variiert und lagen zwischen $59 \cdot 10^4$ und $137 \cdot 10^4$ W/m² bzw. 1,10 und 3,39 m/sec. Bei den Versuchen mit Teststrecke 10 hatte sich gezeigt, daß die Temperaturmessung mit einem anzeigenden Instrument wegen der Temperaturfluktuationen, besonders bei den Thermoelementen am Ende des Rückströmgebiets, nicht besonders zuverlässig war. Deshalb wurden bei Teststrecke 18 die Meßwerte mit dem in Abb. 4 dargestellten Datenerfassungssystem registriert. Die Meßdauer betrug 1 Sekunde bei einer Digitalisierungsfrequenz von 500 - 625 Hz pro Kanal. Mit Hilfe des SEDAP-Programmsystems [30] wurde dann aus diesen Meßwerten der arithmetische Mittelwert gebildet und in Grad Celsius umgerechnet. Tabelle 4 enthält die für die weitere Auswertung verwendeten Ergebnisse.

3.2 Messung der Temperaturfelder mit Natrium als Kühlmittel

Vor der Durchführung von Versuchen mit einer neuen Teststrecke im NSK waren eine Reihe von Prüfungen und Eichmessungen erforderlich, die hier kurz beschrieben werden sollen. Nach dem Einschweißen der Teststrecke,

dem Auflegen der Begleitheizung und dem Anschluß der Meßleitungen waren zunächst alle Verstärker abzugleichen. Daran schloß sich die Erprobung des gesamten Meßwerterfassungssystems und die Überprüfung der Eichkurven des Druckmeßkopfes P1 durch Vergleich mit dem Feinmeßmanometer PO am Ausdehnungsbehälter an. Die von der Induktionsspule auf die Teststrecke übertragene Leistung hängt stark von der Geometrie ab. Sie muß deshalb für jede Anordnung neu bestimmt werden. Auch die Durchflußmesser müssen bei Versuchsbeginn nachgeeicht werden, da durch Änderungen der Lage und der Induktion der Magnet-systeme Signalverschiebungen möglich sind. Diese beiden Eichungen werden in einer kombinierten Messung durchgeführt. Zunächst wird bei einer festen Einstellung des HF-Generators die Temperaturanstiegsgeschwindigkeit der Teststrecke mit stehendem Natrium aufgezeichnet; daran schließt sich bei gleicher Generatoreinstellung die Messung der stationären Aufheizspanne mit strömendem Natrium an. Mit den temperaturabhängigen Stoffwerten des Strukturmaterials und des Natriums liefert die erste Messung ein Kennlinienfeld für die spannungs- und leicht temperaturabhängige Leistung in der Teststrecke. Aus der zweiten Messung erhält man leicht durch eine Wärmebilanz den Kühlmittel-massen- und Volumenstrom und damit die Eichkurven der Durchflußmesser. Die eben beschriebenen Eich- und Kontrollmessungen gelten in gleicher Weise auch für Siedeexperimente (Abschnitt 3.3).

Die Durchführung der Temperaturmessungen mit Natrium erfolgte in der gleichen Weise wie mit Wasser. Wärmestromdichte und Natriumgeschwindigkeit wurden so gewählt, daß sie in demselben Bereich lagen wie bei den entsprechenden Wasserversuchen. Die Natrium-Eintrittstemperatur lag zwischen 225 und 515 °C bei Teststrecke 10 und 367 und 507 °C bei Teststrecke 18. Die relativ lange Dauer des Abfragezyklus bei Teststrecke 10 (Handaufzeichnung) machte eine besonders sorgfältige Einstellung des Gleichgewichtszustandes im Kreislauf erforderlich. Bei Teststrecke 18 war das nicht erforderlich, da sich einerseits das quasistationäre Gleichgewicht in der Teststrecke nach wenigen Sekunden einstellte, und andererseits die Änderung der Eintrittstemperatur während der Meßzeit von 1 Sekunde wegen der großen Zeitkonstanten des Kreislaufs vernachlässigt werden konnte. Die für die Diskussion der Temperaturverteilung wichtigen Meßdaten sind in Tabelle 3 für Teststrecke 10 und in Tabelle 5 für Teststrecke 18 zusammengestellt.

3.3 Siedeveruche (Teststrecke 14)

Entsprechend der in Abschnitt 1 beschriebenen Vorstellung über die Bildung lokaler Blockaden würden in einem Brennelement folgende Vorgänge ablaufen: Hinter der langsam wachsenden Störung steigt die Temperatur stetig an. Nach Überschreitung der Sättigungstemperatur (möglicherweise mit zusätzlichem Siedeverzug) setzt lokales Sieden ein. Gleichzeitig verursacht der durch die Blockade selbst erzeugte zusätzliche Druckverlust eine Kühlmitteldurchsatzreduzierung. Wird das Sieden nicht durch die Core-Instrumentierung detektiert, wächst die Störung wahrscheinlich langsam weiter, so daß der Siedeprozess kontinuierlich intensiviert wird. Zur Simulation dieses Vorgangs wäre eine Teststrecke mit einer variablen Blockade erforderlich, deren Konstruktion erhebliche Schwierigkeiten bereiten würde. Deshalb wurde bei den Versuchen der Temperaturanstieg im Einphasenbereich und die Intensivierung des Siedevorgangs nach Siedebeginn durch eine schrittweise Reduzierung des Kühlmitteldurchsatzes bei konstanter Leistung, konstantem Gasdruck im Ausdehnungsbehälter und nahezu konstanter Eintrittstemperatur erzeugt. Die Datenerfassungsanlage ERA wurde jeweils kurz vor Erreichen der Sättigungstemperatur eingeschaltet; jeder Versuch dauerte 60 Sekunden und enthielt in der Regel 6 - 8 Durchsatzstufen. Der Siedebeginn konnte eindeutig an dem Anzeigeinstrument des Durchflußmessers D2 beobachtet werden. Parallel zur ERA-Anlage wurden die wichtigsten Meßwerte mit dem UV-Schreiber aufgezeichnet. Dieses Verfahren hat sich für die "Quick-look"-Auswertung der Versuche außerordentlich bewährt. In einigen Fällen wurde der Durchsatz soweit reduziert, bis auch am Austritt der Teststrecke Sieden einsetzte.

Die Art der Beheizung gestattet eine direkte Beobachtung der Teststrecke und damit die Schnellabschaltung der Leistung von Hand im Falle eines Dryout. Auf eine automatische Sicherheitsabschaltung konnte deshalb verzichtet werden.

Die Versuche wurden in folgendem Bereich durchgeführt:

Eintrittstemperatur	590 - 640 °C
Wärmestromdichte	$61 \cdot 10^4 - 240 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$
Systemdruck im	
Ausdehnungsbehälter	$0,392 \cdot 10^5 - 1,18 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2$
Kühlmittelgeschwindigkeit	
(bezogen auf den Gesamtquerschnitt	
der Teststrecke)	2,3 - 0,3 m/s

Die wichtigsten Parameter der einzelnen Versuche sind in Tabelle 6 zusammengestellt.

Die Verarbeitung und Dokumentation der Meßdaten ist bei instationären Experimenten mit einer großen Zahl von Meßkanälen immer mit erheblichem Aufwand verbunden. Zur Demonstration sei hier erwähnt, daß bei den Siederversuchen etwa 13 Mio. Meßwerte registriert wurden. Obwohl nahezu alle Versuche ausgewertet wurden, muß deshalb darauf verzichtet werden, alle Ergebnisse in diesen Bericht aufzunehmen. Stattdessen wurde versucht, die Experimente je nach den beobachteten Phänomenen zu klassifizieren (s. Tabelle 6, Versuchstyp). Für jeden Typ wurde ein charakteristischer Versuch ausgewählt und in seinem zeitlichen Ablauf in Form geplotteter Kurven dargestellt (Abb. 34 - 39). Diese ausgewählten Versuche, die auch im wesentlichen für die Analyse der Siederversuche herangezogen wurden, werden in Abschn. 4.2 noch eingehend diskutiert.

In den Abbildungen sind die wichtigsten Temperaturen, die Natriumgeschwindigkeiten am Ein- und Austritt der Teststrecke und die Drücke ($P_1 - P_0$) und ΔP_2 aufgetragen, alle als Funktion der Zeit. Als einzige berechnete Größe (durch Integration der Geschwindigkeiten v_1 und v_2) ist in den Plots außerdem die auf den gesamten Teststreckenquerschnitt bezogene Blasenlänge L_{BL} dargestellt.

4. Analyse der Versuchsergebnisse

4.1 Einphasenversuche

4.1.1 Allgemeine Diskussion der Temperaturfelder

Abb. 5 zeigt ein typisches Ergebnis der in Teststrecke 10 (4 blockierte Unterkanäle) mit Natrium gemessenen Temperaturverteilung (Versuch 10/28). Die Kühlmittelgeschwindigkeit v_1 am Eintritt der Teststrecke betrug 3,05 m/s, die Wärmestromdichte $173 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$. Im Störbereich steigt die Temperatur entgegen der Hauptströmungsrichtung zur Blockade hin an, die Maximaltemperatur wird unmittelbar hinter der Blockade gemessen. In azimuthaler Richtung verläuft die Temperatur im Zentrum der Blockade sehr flach und fällt dann am Rand steil auf die Temperatur der Hauptströmung ab. Zum Vergleich wurden Parabeln zweiter und dritter Ordnung eingezeichnet. Mit diesen Temperaturverteilungen wurden die Rechnungen von Gast zum lokalen Sieden [3] durchgeführt. Die Kühlung des Störbereichs durch die Rückströmung ist so effektiv, daß trotz der Wärmestromdichte von $173 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$ nur eine Temperaturerhöhung von 48°C gegenüber der Hauptströmung gemessen wird. Dieser Temperaturverlauf bestätigt die Beobachtung anderer Experimentatoren, wonach es auch in Stabbündeln und ähnlichen Geometrien zur Ausbildung von ausgeprägten Rückströmungen kommt [15]. Dasselbe Ergebnis lieferten Versuche zur Sichtbarmachung der Strömungsvorgänge in einem Glasmodell der Teststrecke 18, bei denen dem strömenden Wasser eine geringe Menge Luft zugemischt wurde. Die Bahnen der Luftblasen zeichnen ein deutliches Bild der auftretenden Rückströmung. Diese Technik wurde auch bei den Experimenten von Basmer et al. [15] angewandt.

Die in Teststrecke 18 mit 12 blockierten Unterkanälen gemessene Temperaturverteilung ist grundsätzlich der oben beschriebenen ähnlich (Abb. 6, Versuch 18/33). Allerdings sind jetzt wegen der größeren Ausdehnung der Blockade die Temperaturdifferenzen zwischen Rück- und Hauptströmung erheblich höher (im gezeigten Beispiel ca. 100°C bei einer Wärmestromdichte von $81 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$ und einer Kühlmittelgeschwindigkeit von 1,67 m/s). Selbst in 0,24 m Entfernung von der Blockade im unbeheizten Bereich wird noch eine Temperaturdifferenz von 30°C gemessen. Erst durch die Querschnittserweiterung am Ende des Verdrängers erfolgt eine weitgehende Vermischung der heißen und kalten Flüssigkeit.

Bei einigen Versuchen lag das Temperaturmaximum nicht unmittelbar hinter der Blockade, sondern weiter strömungsabwärts etwa auf der Höhe der nächsten Meßebene. Eine Erklärung dafür könnte sein, daß in diesen Fällen ein kleiner Spalt zwischen der Blockierungsplatte und der Innenwand des Außenrohres auftrat, so daß die Rückströmung durch den Spaltstrom zurückgedrängt wird. Das würde mit den in [15] beschriebenen Strömungsformen bei geringen Restdurchsätzen übereinstimmen. Die Existenz eines geringen Spaltes kann nicht ausgeschlossen werden, da die Blockaden nur eingepaßt wurden, so daß geringe Verformungen in radialer Richtung durch unterschiedliche Wärmedehnungen oder hydraulische Kräfte auftreten können.

Die Abmessungen des Rückströmgebietes wurden von Kirsch et al. [16] für zwei verschiedene Blockadengrößen in der SNR-Geometrie bestimmt. Die Autoren verwendeten hohle Stäbe und maßen durch Bohrungen in den Stäben das statische Druckprofil in einer festen Ebene, während die Blockade selbst verschiebbar war. Das hintere Ende des Rückströmgebietes (Staupunkt) wurde von ihnen als der Ort definiert, von dem an keine Änderung des radialen Druckprofils mehr feststellbar ist. Theoretisch ist am hinteren Staupunkt ein zweites Temperaturmaximum zu erwarten. Dies wurde jedoch bei den Versuchen mit Teststrecke 10 und 18 nicht beobachtet. Die Ursache dafür sind die an dieser Stelle stark schwankenden Geschwindigkeiten, die bei den Messungen in Form ausgeprägter Temperaturfluktuationen registriert werden konnten.

Die Vorstellung, daß die Stromlinien im zeitlichen Mittel am hinteren Staupunkt einen Scheitelpunkt aufweisen, liefert ein anderes Kriterium für die Länge des Rückströmgebietes: die Temperatur des Kühlmittels muß wegen der Wärmezufuhr längs einer Stromlinie stetig ansteigen (das gilt nicht für die Mischzone seitlich neben dem Rückströmgebiet). Daraus folgt unmittelbar für die Länge des Rückströmgebietes die Bedingung:

$$\left(\frac{dT}{dz}\right)_{z=L_T} = 0$$

Dieses Kriterium wurde auf die Versuche 10/21 - 10/35 angewandt. Die Ergebnisse sind in Abb. 7 aufgetragen. Sie zeigen, daß die Länge des Rückströmgebietes nicht wesentlich von der Kühlmittelgeschwindigkeit abhängt. Die gleiche Aussage lieferten die in [15] beschriebenen Experimente in Stabbündelgeometrien. Für die Teststrecke 10 ergibt sich

ein Längen- zu Breiterehältnis des Rückströmgebietes von 2,2 - 2,7. Die entsprechenden Werte für das Stabbündel betragen nach [18] 1,65 - 1,85.

4.1.2 Konvektionsmodell für das Rückströmgebiet

Bei den Versuchen mit Wasser wurden ähnliche Temperaturprofile gemessen wie mit Natrium, jedoch sind die Temperaturdifferenzen bei gleicher Kühlmittelgeschwindigkeit und gleicher Wärmestromdichte um einen Faktor 3 bis 4 niedriger als bei Natrium. Ein direkter Vergleich ist also nur möglich, wenn der Kühlmittelaustausch zwischen Haupt- und Rückströmung und die Stoffwerte des jeweiligen Kühlmittels berücksichtigt werden. Die Bestimmung der durch die Begrenzungsfläche des Rückströmgebietes in der Zeiteinheit ausgetauschten Masse \dot{m}_T durch eine Konzentrationsmessung ist bereits verschiedentlich durchgeführt worden [13, 16, 36, 37]. Das Meßprinzip besteht darin, daß zum Zeitpunkt $t = t_0$ die Injektion eines Impfmittels, dessen Konzentration c leicht gemessen werden kann, in das Rückströmgebiet unterbrochen wird. Setzt man voraus, daß das Kühlmittel im Rückströmgebiet vollständig durchmischt ist und die Hauptströmung die Konzentration Null hat, dann gilt für das Verhältnis der zeitabhängigen Konzentration c zur Anfangskonzentration c_{max} folgende Beziehung:

$$\frac{c}{c_{max}} = e^{-\frac{\dot{m}_T}{M_T}(t-t_0)} \quad (1)$$

Das Verhältnis der Kühlmittelmasse M_T zum Kühlmittelmassenstrom \dot{m}_T nennt man die Verweilzeit im Rückströmgebiet $\bar{\tau}$: Damit wird Gl. (1):

$$\frac{c}{c_{max}} = e^{-\frac{1}{\bar{\tau}}(t-t_0)} \quad (2)$$

Kennt man das Volumen des Rückströmgebietes $V_T = M_T/\rho$, dann kann man \dot{m}_T unmittelbar aus der gemessenen Zeitkonstante $\bar{\tau}$ der Gl. (2) bestimmen, ohne daß der Absolutwert der Konzentration gemessen werden muß.

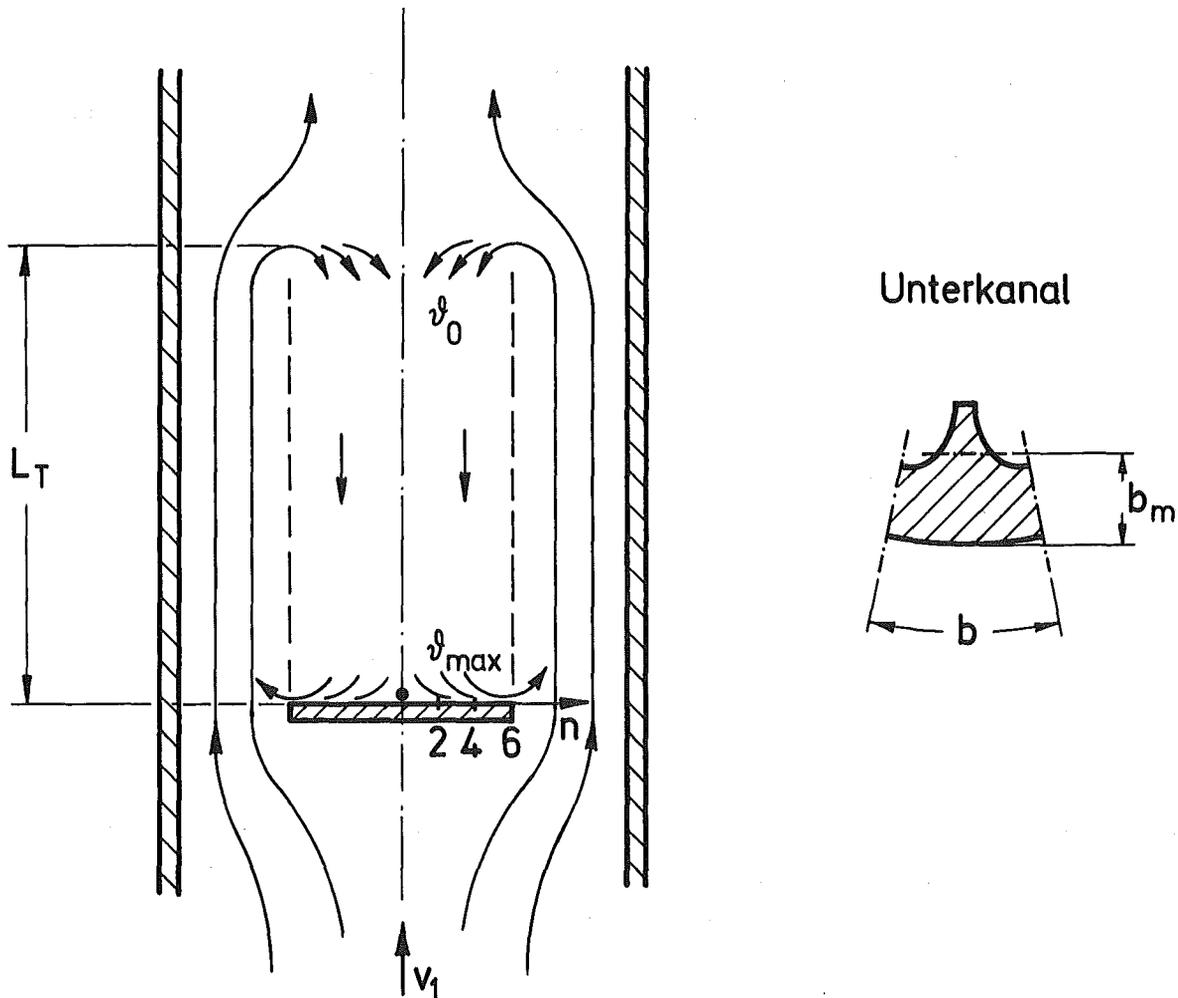
Es liegt nahe, eine analoge Beziehung für den Fall der Temperaturmessung im Rückströmgebiet abzuleiten. "Impfmittel" ist dabei die dem Rückströmgebiet zugeführte Wärme. Für die Kühlmittelmenge im Rückströmgebiet der Teststrecke gilt folgende Beziehung:

$$M_T = 2 \cdot n \cdot b \cdot L_T \cdot b_m \cdot \rho \quad (3)$$

L_T ist die Länge des Rückströmgebietes, n der Radius der Blockade (angegeben als Zahl von Unterkanälen), b die Breite und b_m die auf die innere Oberfläche des Außenrohres der Teststrecke bezogene mittlere Dicke der Unterkanäle (Skizze). Mit der Hauptströmungstemperatur ϑ_0 kann für die mittlere Kühlmitteltemperatur $\bar{\vartheta}$ folgende Differentialgleichung geschrieben werden:

$$\frac{d\bar{\vartheta}}{dt} = \frac{2 \cdot n \cdot b \cdot L_T \cdot \phi}{M_T \cdot c_p} - \frac{\dot{m}_T (\bar{\vartheta} - \vartheta_0)}{M_T} \quad (4)$$

Der erste Summand berücksichtigt die dem Rückströmgebiet zugeführte, der zweite die durch Konvektion abgeführte Wärmemenge.



Es ist nicht erforderlich, diese Differentialgleichung vollständig zu lösen. Wir wollen uns auf zwei Sonderfälle beschränken. Würde man analog zu den Konzentrationsmessungen zum Zeitpunkt $t = t_0$ und $\bar{J} = \bar{J}_{\max}$ die Wärmezufuhr abschalten, dann vereinfacht sich Gl. (4) zu

$$\frac{d\bar{J}}{dt} = \frac{\dot{m}_T(\bar{J} - J_0)}{M_T} \quad (5)$$

Die Lösung lautet:

$$\frac{\bar{J} - J_0}{\bar{J}_{\max} - J_0} = e^{-\frac{\dot{m}_T}{M_T}(t_0 - t)} \quad (6)$$

Diese Beziehung entspricht vollkommen Gl. (1). Sie ist jedoch für die Berechnung der Verweilzeit nur bedingt brauchbar, da die Änderung von J_0 nach dem Abschalten der Leistung und die Speicherkapazität des Strukturmaterials der Teststrecke nicht berücksichtigt werden. Immerhin wird durch Gl. (6) die Gültigkeit des Ansatzes nach Gl. (4) bestätigt.

Der zweite Grenzfall, der zur Auswertung von Temperaturmessungen verwendet werden kann, ist die stationäre Lösung. Für sie gilt die Beziehung

$$\frac{d\bar{J}}{dt} = 0 \quad (7)$$

Damit erhält man aus Gl. (4):

$$\frac{2 \cdot n \cdot b \cdot L_T \cdot \phi}{M_T \cdot c_p} = \frac{\dot{m}_T(\bar{J} - J_0)}{M_T} \quad (8)$$

und mit Gl. (3):

$$\bar{\tau} = \frac{M_T}{\dot{m}_T} = b_m \cdot \rho \cdot c_p \frac{(\bar{J} - J_0)}{\phi} \quad (9)$$

Entsprechend der Annahme, daß \bar{J} die mittlere Kühlmitteltemperatur ist, handelt es sich bei $\bar{\tau}$ auch um eine mittlere Verweilzeit. Nun zeigen die gemessenen Temperaturverteilungen (Abb. 5 und 6), daß keineswegs von einer vollkommenen Kühlmittelvermischung im Rückströmgebiet die Rede sein kann. Im Gegenteil bietet sich aufgrund des flachen azimuthalen und des fast linear ansteigenden axialen Verlaufs der Temperaturen die Annahme an, daß das Kühlmittel mit der

Temperatur der Hauptströmung ϑ_0 am hinteren Staupunkt in das Rückströmgebiet einströmt und es nach einer der Verweilzeit entsprechenden Durchlaufzeit τ unmittelbar über der Blockade mit der Maximaltemperatur ϑ_{\max} wieder verläßt. Aufgrund dieser Vorstellung kann das Rückströmgebiet formal wie ein von einer Flüssigkeit durchströmter Kontrollraum behandelt werden, auf den sich die einfachen bekannten Beziehungen für die eindimensionale stationäre Strömung anwenden lassen. Die einfache Ableitung führt auf eine vollkommen der Gl. (9) entsprechende Beziehung:

$$\tau = b_m \cdot \rho \cdot c_p \frac{(\vartheta_{\max} - \vartheta_0)}{\phi} \quad (10)$$

Diese Beziehung hat den Vorteil, daß für die Berechnung der Durchlaufzeit nur die maximale Kühlmitteltemperatur im Rückströmraum (im allgemeinen die Temperatur unmittelbar über der Blockade am Rande des Rückströmgebietes) erforderlich ist,

Gl. (10) ist in dieser Form nur für die Geometrie der Teststrecken 10 und 18 gültig. Für Stabbündel gilt eine andere, ähnlich einfache Beziehung, die im Anhang A1 abgeleitet ist:

$$\tau = \frac{d_h}{4} \cdot \rho \cdot c_p \frac{(\vartheta_{\max} - \vartheta_0)}{\phi} \quad (11)$$

Gl. (10) bzw. (11) beschreiben den Zusammenhang zwischen der Durchlaufzeit des Kühlmittels durch das Rückströmgebiet und der maximal auftretenden Kühlmitteltemperatur. Sie liefern jedoch keine Aussage darüber, wie die Durchlaufzeit von der Größe der Blockade abhängt. Dieser Zusammenhang ist besonders für den Fall der langsam wachsenden Blockade im Reaktor-Brennelement, aber auch für den Vergleich der Versuchsergebnisse mit den beiden Teststrecken verschiedener Größe (Teststrecke 10 und 18) von Bedeutung.

Das war Anlaß zu einer Überlegung, welche Mechanismen für die Ausbildung der Rückströmung maßgebend sind und ob eine einfache, halbempirische Berechnung der Durchlaufzeit in Abhängigkeit von der Blockadengröße in bestimmten geometrischen Anordnungen möglich ist. Bleibt man bei der modellhaften Annahme einer eindimensionalen Strömung in axialer Richtung, dann kann der Reibungsdruckverlust der Rückströmung leicht berechnet werden. Die antreibende Kraft ist die Druckdifferenz zwischen dem hinteren Staupunkt und der engsten Stelle

in Höhe der Blockade, die durch Expansion des eingeschnürten Flüssigkeitsstrahls entsteht.

Zwischen dem antreibenden Druck und den Druckverlusten muß Gleichgewicht bestehen. Die im Rückströmgebiet ablaufenden Vorgänge sind jedoch so komplex, daß eine Reihe vereinfachender Annahmen getroffen werden müssen, bevor eine analytische Behandlung des Problems möglich ist:

- a) Der Kühlmittelmassenstrom durch das Rückströmgebiet \dot{m}_T ist ein fiktiver Wert. Es ist denkbar, daß Kühlmittelteilchen das Rückströmgebiet mehrmals durchlaufen, bevor sie austreten. Es wird angenommen, daß der wirkliche und der fiktive Massenstrom \dot{m}_T in einem festen Verhältnis k_1 zueinander stehen.
- b) Der Druckverlust der Rückströmung setzt sich aus Reibungsdruckverlusten für die Querströmung und die Längsströmung, aus Umlenkverlusten und anderen Anteilen zusammen. Dieser Gesamtdruckverlust wird durch Einführung einer fiktiven Rückströmlänge berücksichtigt, mit der bei reiner Axialströmung derselbe Druckverlust vorliegen würde wie in der wirklichen Rückströmung, und deren Länge um einen konstanten Faktor k_2 höher ist als die wirkliche Länge L_T .
- c) Die die Rückströmung antreibende Druckdifferenz ist um den Faktor k_3 kleiner als die nach der Bernoulli-Gleichung mögliche Druckumsetzung.
- d) Die wirkliche Länge des Rückströmgebietes L_T steht in einem festen Verhältnis k_4 zur Breite bzw. zum Radius der Blockade.

Die Ableitung, die im Anhang A2 durchgeführt wird, liefert folgende Beziehung für den Zusammenhang zwischen der Durchlaufzeit und der Blockadengröße:

$$\tau = k \cdot \frac{n^{1,5}}{v_1} \sqrt{\frac{\xi}{d_h \left(\frac{1}{A^2} - 1 \right)}} \quad (12)$$

A ist das Öffnungsverhältnis der Blockade, also das Verhältnis des freien Querschnitts zum Gesamtquerschnitt. Die Konstante k ergibt sich durch Zusammenfassung von k_1 , k_2 , k_3 und k_4 . Sie hat die Dimension $m^{1,5}$, da der Radius der Blockade (n) dimensionslos als Zahl von Unterkanälen angegeben ist. Gl. (12) gilt allgemein für jede geometrische Anordnung.

4.1.3 Vergleich des Konvektionsmodells mit den Experimenten

Die Gültigkeit des in Abschnitt 4.1.2 entwickelten Modells soll nun anhand der durchgeführten Experimente überprüft werden.

In den Gleichungen (10) und (11) werden die Dichte und die spezifische Wärme des Kühlmittels, nicht jedoch die Viskosität und die Wärmeleitfähigkeit berücksichtigt. Der Einfluß der Viskosität läßt sich besonders dann leicht übersehen, wenn bei konstanter Geschwindigkeit und Wärmestromdichte die Kühlmitteltemperatur variiert wird. Für diesen Fall wurden die mit Gl. (10) berechneten Durchlaufzeiten (Teststrecke 10) in Abb. 8 aufgetragen. Als Parameter für die Abszisse wurde die Reynoldszahl gewählt, die bei konstanter Geschwindigkeit und gegebener Geometrie proportional zum Kehrwert der Viskosität ist. Das Bild zeigt, daß keine Abhängigkeit der Verweilzeit von der Kühlmittel-Viskosität feststellbar ist. Daraus ist zu schließen, daß nicht die Reynoldszahl, sondern die Kühlmittelgeschwindigkeit der bestimmenden Parameter für die Rückströmung ist [13, 36].

Der Einfluß der Wärmeleitfähigkeit des Kühlmittels wird durch Vergleich der mit Wasser und Natrium in derselben Teststrecke durchgeführten Messungen untersucht. In Abb. 9 sind die aus den Temperaturen ϑ_2 und ϑ_4 der Teststrecke 10 berechneten Durchlaufzeiten für Wasser und Natrium in Abhängigkeit von der Kühlmittelgeschwindigkeit v_1 aufgetragen. Die starke Streuung der Meßwerte für Wasser ist mit den zu messenden kleinen Temperaturdifferenzen zu erklären, bei denen es durch die für den 1000 °C-Bereich ausgelegte Instrumentierung zu erheblichen relativen Fehlern kommt. Aus dieser Abbildung kann deshalb lediglich geschlossen werden, daß die Ergebnisse für Wasser und Natrium nicht wesentlich voneinander abweichen.

Eine genauere Aussage liefern die Messungen mit Teststrecke 18, da dabei die Temperaturdifferenzen höher waren und ein verbessertes Meßverfahren angewandt wurde (Abb. 10). Hier sind die geschwindigkeitsabhängigen Durchlaufzeiten von Wasser und Natrium nahezu identisch. Aus dieser Übereinstimmung wird die wichtige Schlußfolgerung gezogen, daß die sehr unterschiedliche molekulare Wärmeleitfähigkeit von Wasser und Natrium keine wesentliche Rolle bei den Energietransportvorgängen im Rückströmgebiet spielt, wenn die Blockaden eine für die Sicherheit des Reaktors relevante Größe erreicht haben. Maßgebend für die Temperaturverteilung ist in erster Linie die Rückströmung selbst.

In Abb. 11 sind die mit Gl. (10) berechneten Durchlaufzeiten für die Teststrecken 10 und 18 und im Vergleich dazu die der Literatur entnommenen Werte für Blockaden von 14,1 und 41,1 % in einem 169-Stabbündel [16] als Funktion der Kühlmittelgeschwindigkeit aufgetragen (ausgezogene Linien). Es fällt auf, daß die Durchlaufzeiten für das Stabbündel trotz eines Durchmesser-Verhältnisses der Blockade von 2 nur wenig voneinander abweichen, während sich die Werte für Teststrecke 10 und 18 etwa um den Faktor 4 unterscheiden. Der für die Teststrecken 10 und 18 gültige Wert der Konstanten k in Gl. (12) wurde aus der mit Teststrecke 18 bei $v_1 = 1,5$ m/s gemessenen Durchlaufzeit $\tau = 0,34$ s bestimmt. Er beträgt $0,041 \text{ m}^{1,5}$. Die mit diesen Konstanten berechneten Durchlaufzeiten für Teststrecke 10 und 18 wurden gestrichelt in Abb. 11 eingetragen. Die Übereinstimmung zwischen den gemessenen und berechneten Werten ist recht gut. Für das 169-Stabbündel wurde k aus dem Punkt $\tau = 0,21$ s bei $v_1 = 5$ m/s für die Blockade von 41,1 % bestimmt. Sie beträgt $0,019 \text{ m}^{1,5}$. Die damit berechneten Durchlaufzeiten für beide Blockadengrößen wurden ebenfalls gestrichelt in Abb. 11 eingetragen. Auch hier ist eine gute Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung festzustellen.

Wesentliche Unterschiede zwischen der Teststrecke und der Stabbündelgeometrie, z.B. das unterschiedliche Verhältnis der Rückströmlänge zum Blockadendurchmesser, der Anteil des Querströmungsdruckverlustes am Gesamtdruckverlust, wurden bei der Ableitung der Gl. (12) nur durch die experimentell zu bestimmende Konstante k berücksichtigt. Es war deshalb von vornherein nicht zu erwarten, daß k für alle Geometrien denselben Wert haben würde. Die in Abb. 11 dargestellten Ergebnisse zeigen jedoch, daß Gl. (12) brauchbare Ergebnisse für den Einfluß der Blockadengröße liefert, wenn in der betrachteten Anordnung ein Meßergebnis vorliegt.

Eine entsprechende Abschätzung für Blockaden in SNR-Brennelementen wird in Abschnitt 5.2 durchgeführt.

4.1.4 Wärmeübergang im Rückströmgebiet

Die bisherigen Ausführungen zum Vergleich der Temperaturfelder mit Wasser und Natrium bezogen sich nur auf die mittleren Temperaturen in den Unterkanälen. Besonders bei Natrium ist aber auch die Wärmeübergangszahl zwischen dem Kühlmittel und der Wand von Bedeutung, da sie die Oberflächentemperatur der Brennstabhüllen und damit deren mechanisches Verhalten mit bestimmt. In Teststrecke 18 wurden deshalb

zwei Thermoelementpaare (TE 4/ TE 5 und TE 9/ TE 11) so angeordnet, daß sie die Messung der Wärmeübergangszahl gestatteten. Die Wandthermoelemente TE 4 und TE 9 sind in 0,65 mm Tiefe im Außenrohr eingebettet und verlötet. Da die Eindringtiefe des HF-Stromes in das Testrohr nur einige Zehntelmillimeter betrug, kann die Innenwandtemperatur mit Hilfe der einfachen Gleichung für die Wärmeleitung im Zylinder aus der gemessenen Wandtemperatur ermittelt werden. Für die Berechnung der Nusseltzahl wird die bekannte Beziehung verwendet:

$$Nu = \frac{d_h \cdot \phi}{\lambda \cdot \Delta \vartheta} \quad (13)$$

Darin ist λ die Wärmeleitfähigkeit und $\Delta \vartheta$ die Temperaturdifferenz zwischen der Innenwand und dem Kühlmittel. Die Nusseltzahl wird in den meisten für Flüssigmetalle verwendeten Wärmeübergangsbeziehungen als Funktion der Peclet-Zahl angegeben, die wiederum das Produkt der Reynolds- und Prandtl-Zahl ist:

$$Re = \frac{v_1 \cdot d_h \cdot \rho}{\eta} \quad (14)$$

$$Pe = Re \cdot Pr \quad (15)$$

Abb. 12 zeigt die aus den Versuchen 18/26 - 18/39 berechneten Nusseltzahlen als Funktion der Pecletzahl. Zum Vergleich dazu wurde die Standardbeziehung für den Wärmeübergang bei Flüssigmetallströmung in Rohren [35] eingetragen:

$$Nu = 5 + 0,025 \cdot Pe^{0,8} \quad (16)$$

Die Meßwerte liegen im Bereich von $40 \ll Pe \ll 130$. Hier verläuft die Kurve nach Gl. (16) bereits sehr flach, und eine weitere Verringerung der Pe-Zahl verursacht keine wesentlichen Änderungen der Nu-Zahlen mehr. Die Aufstellung einer Wärmeübergangsbeziehung aus den Versuchsergebnissen ist deshalb kaum möglich. Als Ergebnis kann jedoch festgehalten werden, daß beim Flüssigmetall-Wärmeübergang in Rückströmungen mit Nusseltzahlen von mindestens 4 - 5 gerechnet werden kann.

Bei den Wasserversuchen wurden nur die Versuche für die Berechnung des Wärmeübergangs herangezogen, bei denen die Innenwandtemperatur unter 100°C lag, da sonst eine erhebliche Beeinflussung als Wärmeübergang durch unterkühltes Sieden nicht ausgeschlossen werden kann. Die Ergeb-

nisse sind in der Form $Nu/Pr^{0,33}$ als Funktion der Reynoldszahl Re aufgetragen (Abb. 13), wobei Re sowohl mit der auf den Gesamtquerschnitt als auch mit der auf den engsten Querschnitt bezogenen Geschwindigkeit berechnet wurde. Der Vergleich mit der ebenfalls eingezeichneten Colburn-Beziehung [34]

$$Nu = 0,025 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,33} \quad (17)$$

zeigt, daß die Meßwerte je nach Wahl der Reynoldszahl über oder unter den Standardwerten liegen. Die Korrelation der Wärmeübergangszahlen stößt damit auf erhebliche Schwierigkeiten, da die lokalen Reynoldszahlen nicht bekannt sind und die Wahl des Gesamtquerschnitts oder des engsten Querschnitts als Bezugsgröße beliebig willkürlich ist. Das erklärt möglicherweise auch die widersprüchlichen Ergebnisse anderer Autoren, von denen manchmal über Verbesserungen und manchmal über Verschlechterungen des Wärmeübergangs in Rückströmgebieten berichtet wird [39]. Die Abhängigkeit der hier gemessenen Wärmeübergangszahlen von der Reynoldszahl kann etwa mit $Re^{0,8}$ angegeben werden und entspricht damit der Colburn-Korrelation. Zum Vergleich zeigt Abb. 13 noch eine Beziehung, die vom ANL für den Wärmeübergang hinter kleinen Blockaden in Stabbündeln angegeben wurde [33]. Diese Werte liegen generell höher und weisen eine erheblich schwächere Abhängigkeit von der Re -Zahl auf ($Re^{0,28}$).

4.2 Siedeversuche

4.2.1 Beschreibung typischer Versuchsabläufe

Eine wichtige, den Ablauf der Siedevorgänge wesentlich beeinflussende Größe ist der Siedeverzug. Trotz der turbulenten Strömungsvorgänge im Bereich der Störung wurden bei einigen Versuchen Werte von mehr als 100°C gemessen, bei anderen Versuchen begann der Siedevorgang ohne meßbaren Siedeverzug. Eine eindeutige Abhängigkeit von einzelnen Versuchsparametern ist jedoch nicht feststellbar.

Je nach Höhe des Siedeverzugs lassen sich die Versuche in drei Gruppen einordnen:

- Versuchstyp 1: Siedebeginn ohne Siedeverzug;
- Versuchstyp 2: Siedebeginn mit mittlerem Siedeverzug
(< 50 °C)
- Versuchstyp 3: Siedebeginn mit hohem Siedeverzug (> 80 °C).

Diese drei Versuchstypen sollen nun kurz beschrieben werden.

a) Versuchstyp 1:

In Abb. 14 sind einige charakteristische Temperaturen, die Blasenfrequenz und die Schwankung der Natriumgeschwindigkeit als Funktion der mittleren Kühlmittelgeschwindigkeit aufgetragen. Eintrittstemperatur, Wärmestromdichte und Druck sind konstant. Entsprechend der Wärmebilanz steigt mit abnehmender Geschwindigkeit die Austrittstemperatur $\vartheta_{19/20}$ stetig an. ϑ_{15} ist die Temperatur der Hauptströmung in Höhe der Blockade. Sie gibt die Unterkühlung in der Umgebung der Störung an. Bei $\bar{v} = 1,6$ m/s zeigt die Änderung des Geräuschpegels des Druckaufnehmers deutlich an, daß Sieden begonnen hat. Die Blasen sind jedoch so klein, daß die Bestimmung ihrer Größe und Frequenz nicht möglich ist. Mit abnehmender Geschwindigkeit wird der Siedevorgang ausgeprägter. Ab $\bar{v} = 1,3$ m/s sind deutlich Einzelblasen feststellbar, deren Lebenszeit und Volumen mit weiter abnehmender Geschwindigkeit immer größer wird.

Bei der Diskussion der Wandtemperaturen ist zu beachten, daß sich die Meßstellen der Thermoelemente in einer Entfernung von 1,35 mm von der inneren Oberfläche der Wand befinden. Temperaturschwankungen der Innenwand mit einer Frequenz von 5 - 10 Hz können in dieser Tiefe wegen der thermischen Trägheit der Wand kaum mehr wahrgenommen werden. Die eingezeichnete Temperatur (ϑ_4) ist deshalb die mittlere Innenwandtemperatur, die durch Abzug der stationären Temperaturdifferenz in der Wand von der gemessenen Temperatur berechnet wurde. Sie beträgt maximal 914 °C und liegt damit nur unwesentlich über der mittleren Sättigungstemperatur. Eine eingehende quantitative Diskussion der Wandtemperatur wird in Abschnitt 4.2.2.3 durchgeführt. Aus dem Verlauf der Wandtemperaturen kann aber an dieser Stelle schon die wichtige Schlußfolgerung gezogen werden, daß es bei dieser Form des stetigen lokalen Siedens zu keiner Unterbrechung der Wandkühlung kommt.

Die Darstellung der Meßwerte als Funktion der Zeit liefert genauere Aussagen zum Ablauf der Siedevorgänge. Abb. 15 zeigt die Geschwindigkeiten, die Blasenlänge und das Drucksignal ΔP_2 bei einer mittleren Geschwindigkeit von 0,9 m/s. Aus dem Verlauf von v_2 kann geschlossen werden, daß der Siedeprozess unter Bildung von Einzelblasen abläuft. Dieses Verhalten wurde bereits von Schlechtendahl begründet [40] und von Gast in seinen theoretischen Arbeiten zum lokalen Sieden vorausgesetzt [3]. Jede Einzelblase kollabiert vollständig oder fast vollständig. Das Restvolumen bei unvollständiger Kondensation ist jedoch so gering, daß es im Rahmen der Meßgenauigkeit nicht mehr nachweisbar ist. Eine vollständige Kondensation findet z.B. bei $t = 21,35$ s statt. Hier ändert sich v_2 fast sprunghaft von $-0,1$ auf $+0,9$ m/s; gleichzeitig tritt bei ΔP_2 ein Kondensationsdruckstoß von etwa $0,5 \cdot 10^5$ N/m² auf. Bei $t = 21,25$ s bleiben die sprunghafte Geschwindigkeitsänderung und der Druckstoß aus; hier ist die Kondensation offenbar unvollständig.

Die Bildung der Nachfolgeblasen erfolgt ohne Wartezeit. Dieser experimentelle Befund steht im Gegensatz zu dem Ergebnis der theoretischen Untersuchungen von Gast, nach denen eine die Blasenlebensdauer erheblich überschreitende Wartezeit bis zur Bildung einer neuen Blase zu erwarten ist. In Abschnitt 4.2.2.3 wird noch detailliert untersucht, wie das Fehlen der Wartezeit zu erklären ist.

Gegen Ende des Versuchs erreichen die Blasen bei einer Frequenz von etwa 5 Hz eine Länge von 0,1 m (bezogen auf den gesamten Teststreckenquerschnitt). Aus dem Verlauf der Temperaturen in den ungestörten Unterkanälen (ϑ_{15} in Abb. 14 und $\vartheta_8, \vartheta_{15}$ in Abb. 33) kann jedoch geschlossen werden, daß die Blase zu keinem Zeitpunkt den Gesamtquerschnitt der Teststrecke ausfüllt. Diese Annahme wird durch das Verhalten der Geschwindigkeit v_1 bestätigt, die auf die Siedevorgänge nur unwesentlich reagiert. Nimmt man an, daß die Blase dieselbe Breite erreicht wie die Blockade selbst, dann ergibt sich ein Verhältnis der axialen zur azimutalen Ausdehnung von etwa drei. Dieses Verhalten, das erhebliche Auswirkungen auf den Kondensationsvorgang hat, wird später noch in verschiedenen Zusammenhängen ausführlich diskutiert werden.

b) Versuchstyp 2:

Abb. 16 zeigt den Versuch 14/35 mit mittlerem Siedeverzug. Aufgetragen sind einige charakteristische Temperaturen, die Geschwindigkeiten,

die Blasenlänge und die gemessenen Druckpulsationen. Zum Zeitpunkt 3,4 s wird bei einem Siedeverzug von etwa 40 °C eine erste Blase gebildet, deren Wachstum jedoch bei einer Länge von 1 cm zum Stehen kommt. Die durch die Verzögerung der Natriumsäule verursachte Druckabsenkung läßt offenbar einen weiteren Siedekeim aktiv werden, und eine zweite, größere Blase wird gebildet. Der Verlauf der Blasenlänge zeigt, daß die Gesamtblase bei etwa $t = 3,6$ s vollständig kollabiert. Das wird auch durch den Druckpuls (ΔP_2) bestätigt. Zu diesem Zeitpunkt ist jedoch die durch den Siedeverzug in der Wand gespeicherte Energie noch nicht vollständig abgebaut, so daß sofort eine Nachfolgeblase gebildet werden kann. Nach fünf Blasen ist bei $t = 4$ s ein neuer Gleichgewichtszustand erreicht. Alle Temperaturen im Siedebereich sind um einen etwa den Anfangssiedeverzug entsprechenden Betrag gesunken. Der nach dieser Übergangsphase erreichte neue Gleichgewichtszustand entspricht dem Versuchstyp 1, und der weitere Ablauf ist bei beiden Versuchstypen identisch.

c) Versuchstyp 3:

Abb. 17 zeigt den Versuch 14/40, bei dem ein Siedeverzug von etwa 100 °C auftrat. Bedingt durch die Höhe des Siedeverzugs wird das flüssige Natrium nach beiden Seiten aus der Teststrecke ausgetrieben. Der rasche Anstieg von \mathcal{J}_g auf die Sättigungstemperatur zeigt an, daß die Blase den gesamten Teststreckenquerschnitt einnimmt. Die Blasenlänge nimmt mit jeder Oszillation zu, die Kondensation ist unvollständig. Dieser Vorgang kann natürlich nicht mehr als "lokales" Sieden bezeichnet werden, Es handelt sich vielmehr um eine durch die lokale Störung ausgelöste hydrodynamische Instabilität, die zum integralen Sieden in der gesamten Teststrecke führt. Dieses Problem, das auch von erheblicher Bedeutung für das Brennelement ist, wird in Abschnitt 4.2.2.5 ausführlicher behandelt.

Ein unterschiedliches Verhalten zeigen die beiden Wandtemperaturen. Thermoelement 4 befindet sich unmittelbar hinter der Blockade. Hier wird die Wand offenbar durch das nach der Ejektion von unten wieder eintretende Natrium benetzt, so daß die Temperatur stetig abfällt. Bei Thermoelement 9 zeigt sich zunächst durch die Verdampfung des bei der Blasenbildung an der Wand haften gebliebenen Restfilms eine Abkühlung. Aus dem sich daran anschließenden Wiederanstieg der Temperatur kann

jedoch geschlossen werden, daß der Film vollkommen abgedampft und die Kühlung unterbrochen ist (Dryout). Es ist jedoch zu betonen, daß dieser Dryout keine direkte Folge der lokalen Störung, sondern der durch sie verursachten hydrodynamischen Instabilität ist.

Aus dem Verlauf der Wandtemperatur kann berechnet werden, welche Natrium-Filmstärke effektiv für die Kühlung der Wand zur Verfügung gestanden hat. Diese Rechnung wird in Abschnitt 4.2.2.4 durchgeführt.

Eine weitergehende Diskussion der drei Versuchstypen und einiger Sonderfälle wird im Anhang A4 durchgeführt. Die kompletten Plots von 5 charakteristischen Versuchen sind in den Abb. 34 - 39 dargestellt.

4.2.2 Diskussion der thermo-hydrodynamischen Vorgänge

4.2.2.1 Bewegungsgleichungen für die Flüssigkeitsströmung

Einer der wichtigsten Parameter beim lokalen Sieden ist der zeitliche Verlauf des Dampfdruckes in der Blase. Er konnte bei den Experimenten nicht direkt gemessen werden. Auch die gemessenen Temperaturen liefern nur eine ungenaue Aussage. Der Druck an der Phasengrenzfläche und die Bewegung der verdrängten Flüssigkeit sind jedoch über die instationäre Bernoulli-Gleichung miteinander verknüpft, so daß aus den gemessenen Geschwindigkeiten eine Aussage über den Druckverlauf gewonnen werden kann. Die Schwierigkeit dabei ist, daß sich die Phasengrenzflächen zwischen Blase und Flüssigkeit in axialer und azimuthaler Richtung bewegen, das Problem also zweidimensional behandelt werden müßte.

Gast [3] hat sich ausführlich mit diesem Problem befaßt und festgestellt, daß wegen des großen Verhältnisses von Länge zu Durchmesser der Brennelemente die radialen Komponenten der Reibungs- und Beschleunigungskräfte gegenüber den axialen vernachlässigt werden können, so daß eine eindimensionale Behandlung des Problems zulässig ist. Die Ableitung der Bewegungsgleichung wird also so durchgeführt, als würde die Blase den gesamten Querschnitt einnehmen und die Flüssigkeit wie einen Kolben vor sich herschieben. Außerdem wird vorausgesetzt, daß die Blase unmittelbar hinter der Blockade entsteht und daß der Reibungsdruckverlust an der Blockade der Flüssigkeitssäule unterhalb der Blase zugeordnet werden kann.

Mit den geometrischen und hydraulischen Daten des Kreislaufs und der Teststrecke 14 erhält man folgende Bewegungsgleichung für die Flüssigkeitssäule im Bereich 2 zwischen der Blase und der freien Oberfläche des Kreislaufs (s. Anhang A3):

$$P_{BL} = P_0 + 28,5 \cdot (0,295 - L_{BL}) \cdot \frac{\rho_2}{2} \cdot v_2^2 + (0,528 - L_{BL}) \cdot \rho_2 \cdot \frac{dv_2}{dt} + 9 \cdot \rho_2 \cdot (1,169 - L_{BL}) \quad [N/m^2] \quad (18)$$

Die entsprechende Beziehung für den Bereich 1 unterhalb der Blase lautet:

$$P_{BL} = P_0 + 30,1 \cdot \frac{\rho_1}{2} \cdot v_1^2 + 1,169 \cdot g \cdot \rho_1 - 21,34 \cdot \frac{\rho_1}{2} \cdot v_1^2 - 3,4 \cdot \rho_1 \cdot \frac{dv_1}{dt} \quad [N/m^2] \quad (19)$$

In Gl. (18) und (19) bedeuten:

v_1, v_2	die Geschwindigkeiten der Natriumsäulen,
P_{BL}, P_0	der Druck in der Blase bzw. an der freien Oberfläche des Kreislaufs,
L_{BL}	die auf den gesamten Querschnitt der Teststrecke bezogene Blasenlänge,

Die Blasenlänge L_{BL} und die Geschwindigkeiten v_1 und v_2 sind über die Beziehung

$$L_{BL} = \int v_2 dt - \int v_1 dt \quad (20)$$

miteinander verknüpft.

Die Gl. (18), (19) und (20) stellen ein System von nichtlinearen Differentialgleichungen 2. Ordnung dar, das nicht exakt lösbar ist. Zu seiner Lösung sind spezielle Computer-Programme wie z.B. DYSIS [44] erforderlich. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein vereinfachtes Lösungsverfahren mit Hilfe eines PDP8-Computers angewandt, das in Abschnitt 4.2.4 näher erläutert wird.

Bei der Auswertung der Versuche ist es jedoch zunächst nicht erforderlich, das Gleichungssystem zu lösen, da die Geschwindigkeiten v_1 und v_2 direkt gemessen wurden. Aus den Meßwerten lassen sich deshalb leicht die Beschleunigungen $\frac{dv_1}{dt}$ und $\frac{dv_2}{dt}$ und nach Gl. (20) die Blasenlänge ermitteln. Mit diesen Daten kann der Druck in der Blase P_{BL} direkt aus Gl. (18) und (19) berechnet werden. Dieses Verfahren wird im folgenden Abschnitt angewandt.

4.2.2.2 Vergleich des Dampfdruckes in der Blase mit der Ausgangstemperaturverteilung

Für den Dampfdruck in der Blase bei nicht gleichförmiger Temperaturverteilung der die Blase einschließenden Wände wurde von Schlechten-dahl folgende Beziehung abgeleitet [40]:

$$j_{BL} = \frac{\int \sqrt{\rho \cdot c_p \cdot \lambda} \cdot j_0 \cdot dF}{\int \sqrt{\rho \cdot c_p \cdot \lambda} \cdot dF} \quad (21)$$

Darin bedeutet j_0 die Temperatur des Flächenelements dF vor dem Eintauchen in die Blase. Bei der Teststrecke 14 bestehen Außenrohr und Verdrängerkörper aus unterschiedlichen Materialien (Nickel und Edelstahl). Setzt man die Stoffwerte und die beteiligten Flächen beider Werkstoffe zueinander ins Verhältnis, dann ergibt sich ein Faktor 1,18. Das Rohr und der Verdränger beeinflussen die Blasentemperatur also etwa in gleichem Maße, so daß sich Gl. (21) vereinfacht zu

$$j_{BL} = \frac{\int j_0 \cdot dF}{\int dF} \quad (22)$$

Bei der Auswertung der Versuche wurde diese Beziehung näherungsweise durch eine Summenformel ersetzt:

$$j_{BL} = \frac{\sum j_{0,i} \cdot F_i}{\sum F_i} \quad (23)$$

Gl. (23) schreibt also vor, daß bei der Berechnung der Blasentemperatur jede der gemessenen Temperaturen $j_{0,i}$ entsprechend der dem Thermoelement TE_i zuzuordnenden Fläche F_i zu wichten ist.

Zwei weitere unbekannte Größen bei der Berechnung der Blasentemperatur sind der Ort der Blasenbildung und die Form der Blase. Die Versuche

haben gezeigt, daß der Ort der Blasenentstehung nicht immer mit dem Ort der maximalen Temperatur übereinstimmen muß. Dabei spielen eine ganze Reihe von Faktoren eine Rolle, wie z.B. die Existenz von Siedekernen, die Druckverteilung, Druckpulsationen, statistische Effekte u.a.. Außerdem ist bei den Versuchen oft eine sichere Aussage über den Ort der Blasenbildung nicht möglich. Im Rahmen dieser Versuchsanalyse wird deshalb angenommen, daß die Blase immer unmittelbar hinter der Blockade entsteht. Die möglichen Abweichungen zwischen dem angenommenen und wirklichen Ort der Blasenbildung können zu Fehlern bei der Berechnung der Blasentemperatur führen, solange die Blasengröße etwa dieser Abweichung entspricht. Ist die Blase wesentlich größer, hat der Ort ihrer Entstehung keinen wesentlichen Einfluß mehr auf ihre Temperatur.

Bezüglich der Form der Blase sind zwei Phasen zu unterscheiden. Bei sehr kleinen Blasen spielen Druck- und Strömungsverteilung kaum eine Rolle; die Wachstumsgeschwindigkeit wird im wesentlichen durch den Druck in der Blase und die Trägheit der zu verdrängenden Flüssigkeit in ihrer unmittelbaren Umgebung bestimmt. Deshalb kann angenommen werden, daß sich die Phasengrenze in jeder Richtung gleich schnell bewegt. Später, wenn die Blase etwa der Blockade vergleichbare Abmessungen erreicht hat, gilt diese Annahme nicht mehr. Für diese Phase wurde entsprechend den bei den Versuchen beobachteten Blasenformen (Abschnitt 4.2.1 und Anhang A4) angenommen, daß die Blase in axialer Richtung viermal so schnell wächst wie in azimuthaler Richtung.

In Abb. 18 wurde für den Versuch 14/35 (Typ 2, mittlerer Siedeverzug) der aus der Temperaturverteilung und aus der Geschwindigkeit der oberen Natriumsäule v_2 berechnete Druckverlauf in der Blase in Abhängigkeit von der Zeit aufgetragen. Bei der allgemeinen Diskussion dieses Versuchs in Abschnitt 4.2.1 (Abb. 16) wurde bereits gezeigt, daß die Blase nicht an der Stelle mit der maximalen Temperatur gebildet wurde. Das erklärt die Abweichungen unmittelbar nach Siedebeginn (3,4 s). Im weiteren Verlauf stimmen dann die beiden Kurven recht gut überein; besonders die Minimalwerte zum Zeitpunkt der größten Blasenausdehnung und die Maximalwerte bei Bildung der nächsten Blase sind nahezu identisch. Allerdings weist der unstetige Verlauf des aus der Geschwindigkeit berechneten Drucks während der Kondensationsphase darauf hin, daß die beim Kollabieren der Blase

ablaufenden Vorgänge durch eine isotherme oder adiabate Kondensation nur unzulänglich beschrieben werden.

Bei den nachfolgenden Blasen macht sich in zunehmendem Maße bemerkbar, daß bei der Berechnung der Blasentemperatur aus der stationären Temperaturverteilung bei Siedebeginn die instationären Energietransportvorgänge innerhalb und außerhalb der Blase nicht berücksichtigt werden. Der gemessene Druck in der Blase liegt deutlich unter dem nach Gl. (23) berechneten. Beim Auftreten von Blasenketten liefert Gl. (23) demnach nur für die erste Blase brauchbare Ergebnisse.

In Abb. 19 sind die gleichen Variablen für den Versuch 14/32 (Versuchstyp 3, hoher Siedeverzug) aufgetragen. Wegen der großen Ausdehnung der Blase spielen hier die Unsicherheiten bezüglich ihres Entstehungsortes und ihrer Form keine große Rolle, so daß eine gute Übereinstimmung zwischen dem aus der Bewegung der Natriumsäule und der Temperaturverteilung errechneten Blasendruck festzustellen ist. Der Druckaufnehmer P2 zeigt ziemlich genau einen dem Siedeverzug entsprechenden Druckstoß und später, nachdem die Blase den Ort der Druckmessung erreicht hat, auch den Dampfdruck an. Durch die Verdampfungs- und Kondensationsvorgänge erfolgt wie bei Versuch 14/32 ein teilweiser Ausgleich der Temperaturdifferenzen, was dazu führt, daß der Druck in der zweiten Blase (17,85 - 18,15 s) nicht mehr die aus den Ausgangstemperaturverteilungen berechneten Maximalwerte erreicht.

4.2.2.3 Bildung von Nachfolgeblasen

In diesem Abschnitt sollen die Vorgänge während der Phase des stetigen Siedens mit zeitlich unmittelbar aufeinander folgenden Blasen näher untersucht werden (Versuchstyp 1, Abb. 15 und Versuchstyp 2 nach Abbau des Siedeverzugs). Dabei interessiert besonders die Frage, warum Nachfolgeblasen ohne Wartezeit gebildet werden.

Abb. 20 zeigt im oberen Teil die bei Versuch 14/35 (ca. 40 s) gemessene Blasenlänge. Aus ihr lassen sich einfach die zeitlichen Bereiche für Blasenwachstum und Kondensation bestimmen. Im mittleren Bildteil ist die unter Verwendung von Gl. (18) und unter der Annahme von thermodynamischem Gleichgewicht berechnete Blasentemperatur aufgetragen; dazu die stationäre Sättigungstemperatur \overline{T}_g , die bei konstanter Kühlmittelgeschwindigkeit im Bereich der Blase vorliegen würde. Trotz der Blasen-

länge von 0,09 m liegt die minimale Blasentemperatur nur etwa 10°C unter der stationären Sättigungstemperatur. Das kalte Natrium in der Umgebung der Blockade ($\vartheta_8 = 710^{\circ}\text{C}$, $\vartheta_{12} = 725^{\circ}\text{C}$) hat keinen wesentlichen Einfluß auf die Kondensationstemperatur, da die Blase aus hydrodynamischen Gründen nicht in der Lage ist, seitlich über den Bereich der Blockade hinauszuwachsen. Durch den geringen, fast linearen Temperaturabfall in axialer Richtung findet die Kondensation deshalb bei nur wenig unter der Sättigung liegender Temperatur statt. Auch das beim Kollabieren der Blase zurückströmende Natrium kommt nicht aus der Hauptströmung, sondern tritt von oben in das Rückströmgebiet ein, denn die niedrigste von TE 5 angezeigte Temperatur entspricht etwa der minimalen Blasentemperatur.

Bei idealer isothermer Kondensation würde auch bei dieser Kondensationstemperatur eine Wartezeit eintreten. Die Blasentemperatur ϑ_{BL} ist jedoch nur im ersten Teil des Kondensationsvorgangs etwa konstant. Daran schließt sich eine zweite Phase an, während der die Temperatur wieder stetig ansteigt. Zum Zeitpunkt des Verschwindens der Blase ist die Sättigungstemperatur schon wieder erheblich überschritten. Die Annahme eines isothermen Kondensationsvorgangs beruht auf der Vorstellung des forminstabilen Kollabierens der Blase. Diese Vorstellung trifft offenbar für die zweite Phase des Kondensationsvorgangs nicht mehr zu. Hier laufen wahrscheinlich Vorgänge ab, die besser als eine adiabate Kompression beschrieben werden können. Durch die dadurch verursachte Temperaturerhöhung in der Blase wird die Filmverdampfung reduziert, so daß auch die Wandtemperaturen wieder ansteigen.

Zur Unterstützung der oben entwickelten Vorstellung wurde der mit den Verdampfungs- und Kondensationsvorgängen verbundene Energietransport und die instationäre Temperaturverteilung mit Hilfe des TIGER-Rechenprogramms [45, 46] näher untersucht. Dabei wurde von folgenden Annahmen ausgegangen:

- a) Das Blasenzentrum ist ortsfest. Nur diese Stelle wird betrachtet.
- b) Es besteht thermodynamisches Gleichgewicht zwischen der Blase und der Oberfläche der die Blase einschließenden Flüssigkeit.
- c) Die Temperaturdifferenzen in dem an der Wand haftenden Film können gegenüber denen in der Wand vernachlässigt werden.

Die Ergebnisse wurden ebenfalls in Abb. 20 eingetragen und sollen nun

kurz diskutiert werden. Im unteren Bildteil ist die in Abhängigkeit von der Blasentemperatur durch Verdampfung von Natrium abgegebene Wärmestromdichte aufgetragen. Der Verlauf der Kurve zeigt, daß trotz des Wiederanstiegs der Blasentemperatur eine kontinuierliche Verdampfung stattfindet. Der während der Blasenwachstumsphase erzeugte steile Temperaturgradient in der Wand ermöglicht einen schnellen Wiederanstieg der Innenwandtemperatur, so daß die Sättigungstemperatur auch ohne Energiezufuhr aus der Blase noch vor dem Zeitpunkt des Blasen-kollapses erreicht und überschritten wird. Damit ist die Voraussetzung für das Wachstum der neuen Blase vorhanden. Während der Lebensdauer der Blase wird der Wand durch die Abdampfung des Films eine Energie von $32 \cdot 10^4 \text{ Ws/m}^2$ entzogen. Sie reicht zur Verdampfung einer Schicht von 0,113 mm aus. Dieser Zahlenwert wird im nächsten Abschnitt noch eingehend diskutiert.

Bei den Versuchen endete der Kondensationsvorgang manchmal mit einem vollständigen, manchmal mit einem unvollständigen Kollabieren der Blasen (Abschnitt 4.2.1). Im Falle des unvollständigen Kollabierens ist die kleine fortbestehende Blase Ausgangspunkt für die Nachfolgeblase. Nach einem vollständigen Kollabieren ist der Bildungsmechanismus für die Neublase weniger klar. Denkbar wäre, daß im Augenblick des Verschwindens der Blase örtlich eine Temperatur erreicht wird, die die Bildung einer neuen Blase zuläßt. Nicht ausgeschlossen werden kann auch, daß in der gering überhitzten Flüssigkeit durch das Druckminimum nach dem auf der Rückseite des Kollabierungs-Druckstoß ein neuer Siedekeim aktiv wird.

Bei den Versuchen des Typs 2 (Abb. 16), bei denen der Siedevorgang mit einem Siedeverzug einsetzte, erfolgt die Bildung der Nachfolgeblasen ebenfalls ohne Wartezeit. Dieses Verhalten, das in Abschnitt 4.2.1 bereits qualitativ beschrieben und begründet wurde, soll nun auch quantitativ diskutiert werden. Bei der Rechnung wurde von denselben Voraussetzungen ausgegangen wie oben bei der Untersuchung des stetigen Siedevorgangs ohne Siedeverzug. Die Blasentemperatur wurde für die Wachstumsphase nach Gl. (23) berechnet und für die Kondensationsphase als konstant angenommen. Abb. 21 zeigt die Ergebnisse für die erste Blase. Die durch Verdampfung von Natrium entzogene Wärmestromdichte ist im Gegensatz zu Abb. 20 während der Blasenlebensdauer stets höher als die erzeugte. Aus dem Integral der Differenz beider Werte und der

Wärmekapazität der Teststrecke läßt sich leicht berechnen, daß die mittlere Wandtemperatur während dieser Zeit um etwa 15°C abnimmt. Dieser Wert ist wesentlich niedriger als der gemessene Siedeverzug von maximal 40°C (\mathcal{J}_9). Dieses Ergebnis zeigt, daß auch die energetischen Voraussetzungen für die sofortige Bildung einer neuen Blase vorhanden sind.

4.2.2.4 Restfilmstärke

In Abschnitt 4.2.1 wurde bei der allgemeinen Beschreibung der Versuche des Typs 3 auf das Auftreten eines lokalen Dryouts hingewiesen. Dieser Vorgang soll nun einer quantitativen Analyse unterzogen werden. Für die Berechnung der instationären Temperaturverteilung und der durch Verdampfung des Natrium-Restfilms der Wand entzogenen Energie wurde wieder der TIGER-Code [45, 46] verwendet. In der Rechnung werden drei aufeinanderfolgende Phasen berücksichtigt:

- a) Der stationäre Zustand vor Siedebeginn.
- b) Die Abkühlphase durch die Verdampfung des Films. Dabei wurde wieder angenommen, daß an der Phasengrenzfläche thermodynamisches Gleichgewicht besteht, so daß die aus der Bewegung der Natriumsäule berechnete Blasentemperatur als Grenzflächentemperatur eingesetzt werden kann.
- c) Die Dryout-Phase nach der vollständigen Abdampfung des Films.

Der Zeitpunkt des Übergangs von b) auf c) wurde solange variiert, bis der berechnete und gemessene Verlauf der Wandtemperatur übereinstimmten.

Im TIGER-Code kann zu einem beliebigen Zeitpunkt die Wärmeübergangszahl geändert werden. Das thermodynamische Gleichgewicht während der Verdampfungsphase wurde durch eine sehr hohe Wärmeübergangszahl berücksichtigt; sie wurde nach dem Auftreten des Dryouts auf Null zurückgesetzt.

Als typisches Beispiel ist in Abb. 22 der Versuch 14/40 (43 s) aufgetragen. Links vom Zeitpunkt des Siedebeginns (43,31 s) liegt der stationäre Gleichgewichtszustand. Der berechnete und gemessene Verlauf von \mathcal{J}_9 stimmen überein, wenn mit einer Dauer der Verdampfungs-

phase von 50 ms gerechnet wird. Während dieser Phase steigt die Wärmestromdichte vom stationären Wert $1 \cdot 10^6 \text{ W/m}^2$ auf $9,5 \cdot 10^6 \text{ W/m}^2$ an (Abb. 22 unten). Bestimmt man daraus durch Integration die abgegebene Energie und rechnet über die Verdampfungswärme die äquivalente Natriummenge aus, erhält man eine effektive Filmstärke von 0,093 mm. Dieser Zahlenwert soll hier kurz diskutiert werden. Die Restfilmstärke bei der Ejektion von Flüssigmetallen aus engen Kanälen wurde eingehend von Kottowski untersucht [47]. Die von ihm angegebenen Restfilmstärken liegen für vergleichbare Bedingungen im Bereich von einigen Zehntelmillimetern. Fauske [48] hat darauf hingewiesen, daß die effektiv wirksame Filmstärke erheblich geringer sein kann als die Anfangsfilmstärke, wenn es bei hohen Dampfgeschwindigkeiten im Inneren der Blase zu einem Aufreißen des Natriumfilms kommt. Diese Aussage wurde von Pepler [24] bestätigt, der aus den von ihm durchgeführten Experimenten Filmstärken von weniger als 0,1 mm berechnete. Der oben genannte Wert von 0,093 mm läßt vermuten, daß es auch bei diesem Experiment zu einer Beeinflussung des Natriumfilms durch die Dampfströmung kam. Die auf das Blasenzentrum bezogene Rechnung liefert keine genaue Information, welche Dampfgeschwindigkeiten auftreten; eine Abschätzung der Größenordnung ist jedoch leicht möglich. Aus der maximalen Wärmestromdichte von $9,5 \cdot 10^6 \text{ W/m}^2$ erhält man senkrecht zur Wand eine Dampfgeschwindigkeit von etwa 70 m/s und daraus bei eindimensionaler Betrachtung bereits nach einer Blasenlänge von 1 cm eine Dampfgeschwindigkeit von etwa 300 m/s parallel zur Wand!

Bemerkenswert an Abb. 22 ist noch der sehr schnelle Wiederanstieg der Innenwandtemperatur nach dem Dryout (etwa 50°C in 10 ms).

Die bei Versuch 14/35 (Abb. 20 und 21) berechneten maximalen Abdampfraten betragen $3,75 \cdot 10^6$ bzw. $2,1 \cdot 10^6 \text{ W/m}^2$; die der Energieabgabe entsprechenden Filmschichtstärken betragen 0,13 bzw. 0,078 mm. Diese Werte liegen im Bereich des oben genannten Grenzwertes. Wegen der wesentlich niedrigeren Dampfgeschwindigkeit ist jedoch nicht anzunehmen, daß bei jenen Versuchen Dryout auftrat. Damit scheidet eine lokale Überhitzung der Wand als Ursache für die spontane Blasenbildung aus.

4.2.2.5 Hydrodynamische Instabilität

Zum Problem der hydrodynamischen Instabilität des Kühlmittel-Gesamtdurchsatzes wurden bereits von Gast qualitative Überlegungen angestellt [3]. Da theoretische Ansätze bisher kaum vorliegen, soll untersucht werden, welche Aussagen die Versuche des Typs 3 zu diesem Problem liefern. In Abb. 23 sind die aus der Bewegung der oberen und unteren Flüssigkeitssäule berechneten Druckverläufe für Versuch 14/40 aufgetragen. Beim Vergleich der beiden Kurven fällt zunächst auf, daß die beiden Säulen mit unterschiedlichen Frequenzen oszillieren. Im Bereich der unteren Säule steht im Gegensatz zu oben nach kurzem Weg Kondensationsfläche mit sehr niedriger Temperatur zur Verfügung. Dadurch fällt der an der unteren Säule angreifende Druck sehr schnell ab, es kommt zur Bewegungsumkehr. Diese Druckänderungen beeinflussen jedoch die Bewegung der oberen Säule nicht. Das bedeutet, daß in der Blase Dampfströmungen mit erheblichen Druckverlusten in axialer Richtung auftreten müssen. Die Annahme von thermodynamischem Gleichgewicht in der Blase ist deshalb in diesem Fall nicht mehr gerechtfertigt. Eine exakte Berechnung dieser Vorgänge würde die Berücksichtigung des lokalen instationären Wärme- und Stofftransportes erforderlich machen. Sieht man jedoch von den schnellen Schwingungen der unteren Säule ab, dann ist eine gewisse Übereinstimmung der Grundfrequenz der beiden Druckkurven festzustellen. Eine Abschätzung der Bewegung der unteren Säule mit Hilfe von Gl. (19) und der nach Gl. (23) berechneten Blasentemperatur ist deshalb möglich. Sie wird im Rahmen der in Abschnitt 4.2.4 beschriebenen Vergleichsrechnungen durchgeführt.

Als mögliche Ursache für das Umschlagen des lokalen Siedevorgangs in integrales Sieden zog Gast den erhöhten Druckverlust der Zweiphasenströmung und die Strömung des Gesamtdurchsatzes durch Zunahme des Volumens der aufeinanderfolgenden Blasen in Betracht. Er kam zu dem Ergebnis, daß das Auftreten dieser Mechanismen sehr unwahrscheinlich ist. Diese Aussage wird durch die Experimente bestätigt. Selbst im Fall des stetigen Siedens mit zeitlich unmittelbar aufeinanderfolgenden Blasen und mit einer 75 % des Querschnitts einnehmenden Blockade reichte die Kühlwirkung des wiedereintretenden Natriums aus, um die aus der Verdampfungszone in die Kondensationszone transportierte Wärme abzuführen. Die Siedevorgänge blieben solange quasistationär mit etwa gleicher Blasengröße und konstanter Blasenfrequenz, bis ein Versuchsparameter geändert wurde.

Die in den Experimenten des Typs 3 beobachtete hydrodynamische Instabilität hatte eine Ursache, die von Gast nicht in Betracht gezogen wurde: Bereits die erste Siedeblase verursachte eine Unterbrechung des Kühlmitteldurchsatzes. Das ist jedoch nur möglich, wenn der Dampfdruck in der Blase so hoch ist und zeitlich so lange aufrecht erhalten bleibt, daß die Geschwindigkeit des von unten einströmenden Natriums auf mindestens den Wert verzögert wird, der zum integralen Sieden am Austritt führt. Voraussetzung dafür ist wiederum, daß die im Bereich der Blockade gespeicherte, den Sättigungszustand überschreitende Energie höher ist als die Aufnahmefähigkeit des die Blockade umgebenden ungestörten Bereichs. Diese Bedingungen waren bei den Experimenten des Typs 3 erfüllt:

- durch den hohen Anteil der Blockade am Gesamtquerschnitt;
- durch die geringe Differenz zwischen Eintritts- und Sättigungstemperatur (260 °C);
- durch den hohen Siedeverzug (mehr als 100 °C);
- durch die geringe Länge der zu verzögernden Flüssigkeitssäule und deren niedrige Geschwindigkeit. Beides führt, wie Gl. (18) zeigt, zu hohen Verzögerungswerten dv_1/dt .

Vergleicht man das SNR-Brennelement mit diesen Versuchsbedingungen, dann kann festgestellt werden, daß

- der Abstand zwischen der Eintritts- und der Sättigungstemperatur mehr als doppelt so hoch ist;
- die Kühlmittelgeschwindigkeit auch bei sehr großen Blockaden fast eine Größenordnung höher ist;
- die zu verzögernde Natriumsäule etwa vier mal länger ist.

Unter diesen Bedingungen muß der zur Erzeugung einer Instabilität erforderliche Blasendruck etwa mindestens so hoch sein wie der Druck am Brennelementeintritt. Ein solcher Siedeverzug ist jedoch so unwahrscheinlich, daß das Auftreten hydrodynamischer Instabilitäten als Folge eines lokalen Siedevorgangs mit großer Sicherheit ausgeschlossen werden kann. Ausreichend hohe Druckwerte können jedoch auftreten, wenn es zusätzlich im Störbereich zu einer lokalen Brennstoff-Natrium-Reaktion kommt. Dieser Problemkreis soll jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht diskutiert werden.

4.2.3 Detektion lokaler Siedevorgänge

Eines der in der Problemstellung genannte Versuchsziele war die Beantwortung der Frage, ob lokales Sieden charakteristische Signale erzeugt, die eine rasche und sichere Siededetektion gestatten. Grundsätzlich sind dafür drei Arten von Sensoren geeignet: Durchflußmesser, Temperaturfühler und Druck- oder Schallaufnehmer. Die beiden erstgenannten haben den Nachteil, daß jedes Brennelement mit einem Sensor versehen werden muß. Dafür liefern sie nicht nur die Information, daß eine Störung aufgetreten ist, sondern zeigen gleichzeitig an, welches Brennelement betroffen ist. Druck- oder Schallaufnehmer gestatten eine integrale Überwachung des ganzen Cores mit einem oder einigen Sensoren, liefern aber keine Aussage über den Ort der Störung.

Die bei den Versuchen durch lokales Sieden hervorgerufenen Signaländerungen sind in Abb. 24 aufgetragen. Die linke Seite des Bildes zeigt zunächst typische Signale ohne Sieden, die wesentlich nur die 50 Hz-Netzfrequenz enthalten. Beim Druck sind außerdem Oberwellen mit höheren Frequenzen zu erkennen. In der Bildmitte ist der Verlauf der beiden Signale nach Siedebeginn ohne Siedeverzug dargestellt. Es ist eine deutliche Veränderung gegenüber dem Signal ohne Sieden festzustellen, besonders beim Drucksignal. Rechts im Bild wird ein Ausschnitt aus einer Versuchsphase mit intensivem Sieden gezeigt, Durch den unter Bildung von Einzelblasen ablaufenden Siedevorgang werden Oszillationen der Natriumsäule erzeugt, die wegen der Inkompressibilität des Natriums ungedämpft am Austritt der Teststrecke registriert werden. Im gezeigten Beispiel beträgt die Amplitude der Durchsatzschwankungen mehr als 100 % des Mittelwertes. Allgemein hängt das Verhältnis vom Nutzsignal zum Grundsignal von der mittleren Geschwindigkeit, der Blasengröße und der Lebensdauer ab. Die beim SNR zu erwartenden relativen Geschwindigkeitsschwankungen am Brennelementaustritt wurden von Gast berechnet [3]. Sie können ebenfalls mehr als 100 % betragen.

Auch das Signal des Druckaufnehmers ist stark verändert. Neben den deutlich erkennbaren niederfrequenten Druckschwankungen werden charakteristische Druckstöße beim Kollabieren der Blasen registriert.

Eine weitergehende Information liefert die spektrale Zusammensetzung der Signale. Sie wurde mit Hilfe der im SEDAP-Programmsystem implementierten schnellen Fourier-Transformation [29, 30] untersucht. Die Abb. 25 - 27 zeigen die spektrale Leistungsdichteverteilung für die drei Fälle ohne Sieden, mit schwachem Sieden und mit intensivem Sieden, jeweils in beliebigen Einheiten aufgetragen über den Bereich von 0 - 80 Hz. Beim Durchfluß- und Drucksignal ist ohne Sieden nur die Netzfrequenz 50 Hz deutlich sichtbar. Das Maximum in Abb. 25 bei Frequenzen < 2 Hz, das auch bei den in Abb. 27 gezeigten Temperaturspektren auftritt, ist durch die Art der Versuchsdurchführung bedingt (stufenweise Durchsatzreduktion) und ohne Bedeutung für die Siededetektion. Während der Phase des schwachen Siedens ist eine deutliche Veränderung des Spektrums festzustellen, besonders wieder beim Drucksignal (Abb. 26, Bereich von 30 bis 70 Hz). Eine eindeutige Siedefrequenz läßt sich jedoch nicht ermitteln. Immerhin zeigt die Änderung des Spektrums deutlich an, daß der Siedevorgang begonnen hat.

Eine eindeutige Aussage ist während der Phase des intensiven Siedens möglich. Sowohl das Durchfluß- als auch das Druckspektrum zeigen klar die Siedefrequenz von etwa 7 Hz. Daneben sind andere Frequenzen vertreten, die nicht direkt mit der Blasenbildungsfrequenz zusammenhängen, aber eindeutig durch den Siedevorgang erzeugt werden.

Als dritte für die Siededetektion in Betracht zu ziehende Signalart wurden die Temperaturmessungen genannt. Abb. 27 zeigt die spektrale Zusammensetzung der am Teststreckenaustritt gemessenen Temperatur ϑ_{20} , wieder für die drei diskutierten Fälle. Bereits ohne Sieden zeigt das Thermoelement Temperaturschwankungen im gesamten betrachteten Frequenzbereich, die offenbar durch die Blockade hervorgerufen werden. Durch den Siedevorgang ändert sich die Zusammensetzung des Spektrums nur wenig. Nur beim intensiven Sieden ist andeutungsweise die Blasenfrequenz zu erkennen.

Welche Relevanz haben nun die Versuchsergebnisse für die Siededetektion in natriumgekühlten Reaktoren? Bei der Beantwortung dieser Frage ist zu beachten, daß sich die Meßfühler in der Teststrecke in 0,5 - 1 m Abstand vom Siedeort befanden. Die Temperaturschwankungen werden mit zunehmender Entfernung vom Siedeort immer schwächer und sind am Brennelementaustritt sicher überhaupt nicht mehr meßbar. Thermoelemente

scheiden deshalb für die Siededetektion aus. Für die Messung der Durchsatzschwankungen spielt die Entfernung von der Blockade keine Rolle, sie muß nur unmittelbar am oder besser im Brennelementaustritt durchgeführt werden. Besonders bei größeren Siedebblasen liefert dieses Signal eine sichere Information. Die Amplitude der Druckschwankungen wird mit zunehmendem Abstand vom Siedeort immer stärker gedämpft. Außerdem ist nicht bekannt, wie sich die Kerneinbauten und das Verhältnis von Strukturmaterial zu Kühlmittel auf ihre Ausbreitung auswirken. Selbst bei mäßigem Sieden ist die Änderung des Druckspektrums jedoch so eindeutig, daß sie auch in größerer Entfernung registrierbar sein sollte. Weitere Ergebnisse zu dieser Frage werden die geplanten Experimente in großen Bündeln liefern.

4.2.4 Vergleich der Versuche mit dem Siedemodell von K. Gast

Eine kurze Beschreibung des von K. Gast entwickelten Rechenmodells für lokale Siedevorgänge wurde in Abschnitt 1 gegeben. Deshalb soll an dieser Stelle darauf verzichtet werden, Einzelne Annahmen des Modells wurden bereits bei der Analyse der thermo-hydraulischen Vorgänge diskutiert. In diesem Kapitel soll nun die Gültigkeit des Modells als Ganzes durch Nachrechnung einzelner Versuchsabschnitte überprüft werden.

Die Bewegung der von der Blase verdrängten Flüssigkeit kann durch die in Abschnitt 4.2.2.1 für die Teststrecke 14 abgeleitete instationäre Bernoulli-Beziehung beschrieben werden (Gl. 18, 19). Für die Berechnung des Druckes in der Blase wird Gl. (23) verwendet, aus der sich durch Einsetzen der gemessenen Temperaturen und Flächenanteile eine Beziehung in der Form

$$P_{BL} = f(L_{BL}) \quad (24)$$

gewinnen läßt. Außerdem gelten wieder die in Abschnitt 4.2.2.2 getroffenen Annahmen für den Blasenentstehungsort und die Form der Blase. Die beiden nichtlinearen Differentialgleichungen 2. Ordnung Gl. (18) und (19) sind über Gl. (20) miteinander gekoppelt. Außerdem sind folgende Randbedingungen zu beachten (mit $t = t_0$ zum Zeitpunkt des Siedebeginns):

$$(L_{BL})_{t=t_0} = 0 \quad (25)$$

$$(v_1)_{t=t_0} = \bar{v}_1 \quad (26)$$

$$(v_2)_{t=t_0} = \bar{v}_1 \frac{\rho_1}{\rho_2} \quad (27)$$

Dieses Gleichungssystem wurde näherungsweise durch schrittweise Integration mit Hilfe eines PDP8-Computers gelöst. Die Schrittlänge betrug dabei 0,1 - 0,2 ms. Für jeden Zeitschritt wurden zunächst aus Gl. (18) und (19) die Beschleunigungswerte dv_1/dt und dv_2/dt berechnet, daraus dann durch Multiplikation mit dem Zeitschritt die Änderungen der Flüssigkeitgeschwindigkeit und der Blasenlänge. Die Genauigkeit des Lösungsverfahrens wurde durch Variation der Schrittlänge überprüft.

In Abb. 28 sind die Ergebnisse für die erste Siedeblase des Versuchs 14/35 (Typ 2) aufgetragen. In Abschnitt 4.2.2.2 wurde bereits bei der Diskussion dieses Versuchs darauf hingewiesen, daß der Ort der Blasenentstehung nicht genau bekannt ist. Die Annahme, daß die Blase unmittelbar hinter der Blockade im Bereich maximaler Temperatur entsteht, liefert deshalb eine zu hohe Blasenwachstumsgeschwindigkeit und eine zu kurze Dauer der Wachstumsphase. Die Maximalgeschwindigkeit und die Blasenlänge stimmen jedoch recht gut überein. Auch für die Kondensationsphase ergeben sich bei der Annahme eines isothermen Prozesses einige Abweichungen bei der Geschwindigkeit und der Kondensationszeit. Trotzdem kann eine prinzipielle Übereinstimmung festgestellt werden. Dagegen liefert die Rechnung mit adiabater Kondensation keine Übereinstimmung, da dabei die Blase wegen der reibungsbehafteten Strömungsvorgänge nicht vollständig kollabiert.

Abb. 29 zeigt die Ergebnisse der Vergleichsrechnungen für den Versuch 14/32 (Typ 3 mit hohem Siedeverzug). Während der Wachstumsphase der Blase sind die gemessene und berechnete Geschwindigkeit v_2 und die Blasenlänge nahezu identisch. Da der Siedevorgang bei diesem Versuch jedoch nicht auf den Störbereich beschränkt bleibt, bestätigt diese Übereinstimmung nur den Teilbereich des Modells, der die Berechnung der Blasentemperatur bei nicht gleichförmiger Temperaturverteilung betrifft. Aus demselben Grund entfallen auch die Voraussetzungen für

die isotherme Kondensation. Außerdem wird der Wiedereintritt des Natriums durch Druckaufbau bei der Wiederbenetzung der ausgetrockneten Stellen behindert. Die Annahme einer adiabaten Kondensation liefert in diesem Fall eine befriedigende Übereinstimmung. Dieses Ergebnis soll jedoch nicht weiter diskutiert werden, da es für lokale Siedevorgänge ohne Bedeutung ist.

Wie nach den Betrachtungen in Abschnitt 4.2.2.5 zu erwarten war, weichen die berechneten und die gemessenen Geschwindigkeiten der unteren Säule (v_1 , Abb. 29) zeitweise voneinander ab. Trotzdem kann eine prinzipielle Übereinstimmung festgestellt werden, so daß das Modell auch für eine erste Abschätzung des Gesamtdurchsatzes beim Übergang vom lokalen zum integralen Sieden brauchbar ist.

Für Berechnung ganzer Blasenketten, die z.B. bei Versuch 14/35 auftraten, kann das Modell nicht verwendet werden, da es keine Aussage über die zum Zeitpunkt des Kollabierens der Blase vorliegende Temperaturverteilung liefert. Dazu müßte eine dreidimensionale Berechnung der instationären Wärmetransportvorgänge innerhalb und außerhalb der Blase durchgeführt werden, wobei besonders die Beschreibung der komplexen Vorgänge während der Kondensationsphase erhebliche Schwierigkeiten bereiten würde. Ähnliches gilt auch für die Phase des stetigen Siedens ohne Siedeverzug (Typ 1).

5. Anwendung der Versuchsergebnisse auf natriumgekühlte Reaktoren

5.1 Übertragbarkeit der Versuchsergebnisse auf Stabbündelgeometrien

In Tabelle 1 sind die wichtigsten geometrischen und thermohydraulischen Eigenschaften für die beiden Teststrecken Nr. 10 und 14 und für das SNR-Brennelement zusammengestellt. Ein Vergleich der Daten zeigt, daß die Unterkanalgeometrien recht gut übereinstimmen. Bei den Teststrecken ist ein Teil der dem Natrium zugewandten Oberfläche unbeheizt. Eine dem Brennelement entsprechende, auf das Natriumvolumen bezogene Leistungsdichte kann durch eine um 70 - 80 % höhere Wärmestromdichte erreicht werden. Erhebliche Unterschiede bestehen bei den beheizten Längen. Diese Abweichung ist für die stationäre Temperaturverteilung ohne Bedeutung, solange sich die Rezirkulationsströmung im beheizten Bereich befindet. Bei den dynamischen Siedevorgängen beeinflussen die Kanallängen erheblich die Bewegung der Flüssigkeit. Das ist bei der Auswertung und Diskussion der Versuchsergebnisse bereits berücksichtigt worden.

Vergleicht man die Zahl der Unterkanalreihen in der Stabbündelgeometrie mit der Zahl der Unterkanäle in den Teststrecken, dann entspricht die Blockade in Teststrecke Nr. 10 etwa einem Siebenstabbündel, Teststrecke Nr. 14 etwa einem 37-Stabbündel. Diese Betrachtungsweise ist jedoch nur mit Einschränkungen gültig, da die Schnittlinien im Bündel keine Symmetrielinien sind.

Neben diesem mehr qualitativen Vergleich sollen zwei weitere Unterschiede auch quantitativ diskutiert werden:

- a) Das Unterkanalnetz der Teststrecke ist nur zweidimensional, d.h. die gestörte Zone hat vom Zentrum bis zum Rand die konstante Breite von diesem Unterkanal. Dagegen ist der Störbereich hinter der Blockade in einem Brennelement dreidimensional mit einer vom Zentrum zum Rand zunehmenden Zahl von Unterkanälen.
- b) Wandstärke und Wärmeleitfähigkeit des Wandmaterials sind bei der Teststrecke wesentlich höher als beim Reaktor-Brennstab.

Als Folge der fehlenden dritten Dimension ergibt sich bei der Teststrecke ein geringeres Verhältnis Oberfläche/Volumen der Störzone und ein größerer Anteil des Querwiderstandes am gesamten Strömungs-

widerstand. Beide Effekte beeinflussen die Strömungs- und damit auch die Temperaturverteilung. Als Folge davon ist der Wert der Konstanten k in Gl. (12) bei der Teststrecke etwa doppelt so hoch wie beim Stabbündel. Eine direkte Übertragung der in den Teststrecken gemessenen Temperaturverteilungen auf Blockaden in Stabbündeln ist damit nicht möglich.

Die fehlende dritte Dimension der Teststrecke beeinflusst beim Sieden auch die Bewegung der Phasengrenzfläche in radialer Richtung. Dieser Einfluß kann leicht abgeschätzt werden, wenn man von folgenden Annahmen ausgeht:

- Die verdrängte Flüssigkeit bewegt sich nur in radialer Richtung;
- Die das Blasenwachstum bewirkende Druckdifferenz ist in der Teststrecke und im Stabbündel gleich;
- Der Druckverlust zwischen zwei Unterkanälen ist bei gleicher Strömungsgeschwindigkeit in den 1,9 mm breiten Spalten identisch.

Mit diesen Annahmen kann abgeschätzt werden, wie sich die radialen Wachstumsgeschwindigkeiten der Blasen in der Teststrecke und im Stabbündel bei gleicher Ausdehnung der Blockade verhalten. Das Verhältnis der Geschwindigkeiten hängt davon ab, welche Ausdehnung die Blase gerade hat. Für die Blockadengröße der Teststrecke l^4 beträgt es 0,53 im ersten und 1,0 im sechsten Unterkanal. Der Mittelwert für eine vom Zentrum bis Rand der Blockade wachsende Blase beträgt 0,8. Die radiale Wachstumsgeschwindigkeit der Blasen ist also in der Teststrecke kleiner als im Stabbündel. Als Folge davon tritt in der Teststrecke eine etwas andere Blasenform auf. Der Unterschied ist jedoch nicht so erheblich, daß in Stabbündeln ein grundsätzlich anderes Verhalten der Blase zu erwarten ist.

Wandstärke und Wandmaterial können den lokalen Siedevorgang erheblich beeinflussen. Die 2 mm dicke Teststreckenwand ist in der Lage, wesentlich mehr Energie zu speichern als das Brennstabhüllrohr. Außerdem kann diese Energie wegen der guten Wärmeleitfähigkeit des Wandmaterials Nickel schneller durch die Oberfläche an den abdampfenden Natriumfilm abgegeben werden. Dieses Problem wurde quantitativ untersucht, wobei vorausgesetzt wurde, daß sich die Oberflächentemperatur entsprechend einer \cos -Funktion um 50°C ändert. Das Verhältnis der der Teststrecke und dem Brennstab entzogenen Energie ist in Abb. 30

als Funktion der Blasenfrequenz aufgetragen. Zum Beispiel ist bei $f = 5$ Hz der Energieumsatz in der Teststrecke um etwa einen Faktor 2,5 höher als beim Brennstab; bei hohen Frequenzen nähert sich das Verhältnis etwa dem Wert 1,5. Dieses Ergebnis besagt, daß unter vergleichbaren Bedingungen in der Teststrecke wesentlich höhere Film-Abdampfraten und entsprechend höhere Dampfgeschwindigkeiten in der Blase vorliegen. Die Versuchsbedingungen sind demnach in Bezug auf das Auftreten von Dryout konservativ. Daraus kann geschlossen werden, daß das experimentelle Ergebnis - kein Auftreten von Dryout, solange der Siedevorgang lokaler Art ist (Typen 1 und 2) - auf lokale Siedevorgänge in Reaktor-Brennelementen übertragen werden kann.

5.2 Temperaturerhöhung hinter lokalen Blockaden in SNR-Brennelementen

In Abschnitt 4.1.2 wurde ein Modell entwickelt, das die Abschätzung der hinter lokalen Blockaden in Stabbündelgeometrien auftretenden Temperaturerhöhungen in Abhängigkeit von der Größe der Blockade gestattet, wenn ein Meßergebnis mit einem Bündel aus Stäben desselben Durchmessers und derselben Stabteilung vorliegt. Aus diesem Meßwert kann über Gl. (11) die Konstante k in Gl. (12) bestimmt werden. Damit ist dann die Berechnung der Durchlaufzeit für andere Bündel- und Blockadengrößen möglich. Die Ermittlung der Temperaturerhöhung erfolgt dann wieder mit Hilfe der Gl. (11).

Für die Geometrie des SNR-Brennelements liegen bisher nur die Messungen der Temperaturverteilung von Grötzbach vor (zentrale Blockade in einem 169-Stabbündel mit einem Öffnungsverhältnis $A = 0,855$; Kühlmittel Wasser [17]). Aus diesen Versuchen wurde als Referenzpunkt die bei einer Geschwindigkeit $v_1 = 5,87$ m/s und einer Wärmestromdichte $\varnothing = 24,6 \cdot 10^4$ W/m² gemessene maximale Temperaturerhöhung $\vartheta - \vartheta_0 = 4,8$ °C ausgewählt. Aus diesen Werten erhält man für die Durchlaufzeit $\tau = 0,129$ s und für die Konstante in Gl. (24) $k = 0,015$ m^{1,5}. Dieser Wert für k ist etwas niedriger als der aus Konzentrationsmessungen [16] ermittelte. Kirsch [18] hat bereits auf diesen Unterschied hingewiesen und die Gründe dafür angegeben.

Mit dem oben genannten Zahlenwert von k und mit einer Wärmestromdichte an der Brennstaboberfläche von $\varnothing = 2,4 \cdot 10^6$ W/m² wurde die Temperaturerhöhung hinter lokalen Blockaden berechnet und als Funktion der Blockadengröße in Abb. 31 aufgetragen. Parameter ist die Kühlmittelgeschwindigkeit. Der Verlauf der Kurven ist ziemlich über-

- [31] U. Schumann: MAPLIB - Ein Programmsystem zur Bereitstellung von Stoffdaten für Rechenprogramme. KFK 1253 (1970).
- [32] A. Pee: Stoffdaten von Natrium. KFK 924 (1969).
- [33] T. Chawla, J.B. van Erp: Experimental Study of Coolant Crossflow and Subchannel Flow Blockage in a Simulated LMFBR Subassembly. Trans. Am. Nucl. Soc. 14, 746 (1971).
- [34] A.P. Colburn: A Method of Correlating Forced Convection Heat Transfer Data ... Trans. AIChE 29, 179 (1933).
- [35] R. Herrick: Liquid Metal Heat Transfer by Forced Convection. A Literature Survey. TRG Report 546 (1964).
- [36] T.A. Bovina: Studies of Exchange Between Re-circulating Zone Behind the Flame-Holder and Outer Flow. 7. Symp. on Combustion, Butterworth Scient. Publ. (1959).
- [37] A.W. Quick: Ein Verfahren zur Untersuchung des Austauschvorgangs in verwirbelten Strömungen hinter Körpern mit abgelöster Strömung. Arb. Gem. Forsch. NRW Heft 50 (1955).
- [38] F. Huber, R.A. Müller: The Karlsruhe Sodium Tank Test Facility. KFK 1203 (1970).
- [39] E.Y. Kerneman, V.Y. Nakoryakov: Fluid Flow and Heat Transfer in Slotted Channels with Obstacles. Heat Transfer-Soviet Research Vol. 4 No. 1 (1972).
- [40] E.G. Schlechtendahl: Sieden des Kühlmittels in natriumgekühlten schnellen Reaktoren. KFK 1020/EUR 4302 d (1969).
- [41] K. Schleisiek: Heat Transfer and Boiling during Forced Convection of Sodium in an Induction-Heated Tube. Nucl. Engineering and Design 14 (1970).
- [42] W. Peppler, K. Schleisiek: Hydrodynamic Instability in Parallel Channels with Sodium Two-Phase Flow. Int. Sem. Heat Transfer in Liquid Metals, Trogir, Yougosl. (1971).

- [20] A.J. Clare: Temperature Distribution in the Wake of a Flow Blockage in a Heated-Pin Cluster. Meeting of the Liquid Metal Boiling Working Group, Karlsruhe Nov. 6 - 7 (1972).
- [21] A.D. Gosman et al.: Heat and Mass Transfer in Recirculating Flows. London, Academic Press (1969) XII.
- [22] H.K. Fauske: Evaluation of Dryout and Flow Instability in the Wake Downstream of a Blockage in an LMFBR Subassembly. Trans. Am. Nucl. Soc. 15 (1), (1972).
- [23] P. Wirtz: Simulation von Natriumsieden bei lokalen Verstopfungen in Bündelgeometrien. Persönliche Mitteilung (IRE 5-Notiz Nr. 6/70).
- [24] W. Pepler: Experimentelle Untersuchungen der Siedevorgänge mit Natrium in engen Kanälen und deren Anwendung auf schnelle Reaktoren. KFK-Ext. Bericht 8/72/1 (1972).
- [25] A. Ernst: Die Reinigung von Flüssignatrium. Seminar über die Technologie des Reaktorkühlmittels Natrium, KFK-Ext. Bericht 8/68-4 (1968).
- [26] C.C. Mc Pheeters, J.C. Biery: The Dynamic Characteristics of a Plugging Indicator for Sodium. Nucl. Appl., Vol. 6 (1969).
- [27] Nickel - Eigenschaften, Verarbeitung, Verwendung. Nickel-Informationsbüro, Düsseldorf.
- [28] G. Rittirsch: Ein computergesteuertes Hybridsystem zur Datenerfassung in der Versuchstechnik. Veröffentlichung in Vorbereitung.
- [29] M. Audoux et al.: SEDAP-Rechnergestützte Auswertung technischer Versuche. KFK-Nachrichten 3/71 (1971).
- [30] M. Audoux et al.: SEDAP-An Integral System for Experimental Data Processing. KFK 1594 (1973).

- [10] J. Lafay: Boiling in the Wake Downstream of a Local Blockage in a 19-Rod Bundle-Water Simulation of a LMFBR-Subassembly. Meeting of the Liquid Metal Boiling Working Group, Karlsruhe Nov. 6 - 7 (1972).
- [11] K. Gast, E.G. Schlechtendahl: Schneller natriumgekühlter Reaktor Na-2. KFK 660/EUR 3706 d (1967).
- [12] J. Graham et al.: Hydrodynamic Characteristics of a Wake Behind a Fuel Assembly Local Flow Blockage. Trans. Am. Nucl. Soc. 14, 748 (1971).
- [13] G. Winterfeld: Rezirkulationsströmungen in Flammen. Zeitschrift Flugwissenschaft, Jg. 10, Heft 4/5 (1962).
- [14] T. Carmody: Establishment of the Wake Behind a Disk. J. Basic Eng. 84, 4, 869 (1964).
- [15] P. Basmer et al.: Phänomenologische Untersuchungen der Strömungsverteilung hinter lokalen Kühlkanalblockaden in Stabbündeln. KFK 1548 (1972).
- [16] D. Kirsch et al.: Zur Strömungsverteilung im Bereich lokaler Kühlkanalblockaden in Stabbündel-Brennelementen. Reaktortagung des Deutschen Atomforums/KTG, Bonn (1971).
- [17] G. Grötzbach: Messung der Temperaturverteilung im Totwasserbereich lokaler Blockaden in einem Brennelementmodell. Diplomarbeit Universität Karlsruhe, Lehrstuhl für Reaktortechnik (1972).
- [18] D. Kirsch: Untersuchungen zur Strömungs- und Temperaturverteilung im Bereich lokaler Kühlkanalblockaden in Stabbündel-Brennelementen. KFK 1794 (1973).
- [19] R.W. Moore: Local Flow Blockage Effects in an LMFBR Fuel Pin Bundle. ANS-Meeting: New Developments in Reactor Mathematics and Application, Idaho Falls, Mar. 29 - 31 (1971).

8. Literaturangaben

- [1] D. Smidt: Karlsruher Arbeiten zur Sicherheit des SNR. Atomwirtschaft 7, (1972)
- [2] K. Gast, D. Smidt: Cooling Disturbances in the Core of Sodium-Cooled Fast Reactors as Causes of Fast Failure Propagation. Nucl. Engineering and Design Vol. 14 No. 1 (1970).
- [3] K. Gast: Die Ausbreitung örtlicher Störungen im Kern schneller natriumgekühlter Reaktoren und ihre Bedeutung für die Reaktorsicherheit. KFK 1380 (1971).
- [4] K. Gast et al.: A Survey on Work in the IRE Karlsruhe Concerning Blockages and Boiling in LMFBR Subassemblies. Meeting of the Liquid Metal Boiling Working Group, Karlsruhe, Nov. 6 - 7 (1972).
- [5] J.F. Marchaterre et al.: Experimental Studies of Liquid-Metal Fast-Reactor Accident Conditions. Int. Conf. Engineering of Fast Reactors for Safe and Reliable Operation, Karlsruhe Oct. 9 - 13 (1972).
- [6] J.B. van Erp et. al.: Protection Against Local Core Accidents in Liquid-Metal Fast Breeder Reactors. Nucl. Engineering Design 15 (1971).
- [7] S. Kondo et al.: Simulation Experiments of Local Fuel Failure and its Propagation. Int. Conf. Engineering of Fast Reactors for Safe and Reliable Operation, Karlsruhe Oct. 9 - 13 (1972).
- [8] A Ohtsubo, S. Uruwashi: Stagnant Fluid due to Local Flow Blockage. J. of. Nucl. Science Techn. Vol. 9 No. 7 (1972).
- [9] J.P.H. Blake et al.: Theoretical Studies Related to Local Blockages in Fast Reactor Subassemblies. Int. Conf. Engineering of Fast Reactors for Safe and Reliable Operation, Karlsruhe Oct. 9 - 13 (1972).

ξ'	-	Druckverlustbeiwert einschl. Abstandshalter
ρ	kg/m^3	Dichte
τ	s	Durchlaufzeit des Kühlmittels durch das Rückströmgebiet
$\bar{\tau}$	s	mittlere Verweilzeit
\varnothing	W/m^2	Wärmestromdichte

Indizes:

A	Abstandshalter
B	Beschleunigung
BL	Blase
Bloc	Blockade
G	geodätische Höhe
P	Pumpe
R	Reibung
S	Sättigung
1	Bereich unterhalb der Blockade
2	Bereich oberhalb der Blockade

Nu	-	Nusseltzahl
P0	N/m ²	stat. Druck im Ausdehnungsbehälter
P1	N/m ²	stat. Druck am Eintritt der Teststrecke
ΔP	N/m ²	Druckdifferenz
ΔP2	N/m ²	schnelle Druckänderungen am Austritt der Teststrecke
Pe	-	Peclet-Zahl
Pr	-	Prandtl-Zahl
Q _{sp}	W/m ³	auf das Na-Volumen bezogene Leistungsdichte
Re	-	Reynolds-Zahl
t	s	Zeit
V _T	m ³	Kühlmittelvolumen im Rückströmgebiet
v	m/s	Geschwindigkeit
v _T	m/s	Geschwindigkeit der Rückströmung
\bar{v}	m/s	mittlere Geschwindigkeit
z	m	axiale Koordinate
ϑ	°C	Temperatur
ϑ_0	°C	Temperatur der Hauptströmung
$\bar{\vartheta}$	°C	mittlere Temperatur im Rückströmgebiet
ϑ_{max}	°C	maximale Temperatur im Rückströmgebiet
$\bar{\vartheta}_s$	°C	Sättigungstemperatur unter stationären Strömungsbedingungen
Δ ϑ_s	°C	Siedeverzug
η	kg/m s	dynamische Viskosität
λ	W/m grad	Wärmeleitfähigkeit
ξ	-	Druckverlustbeiwert

7. Nomenklatur

A	-	Öffnungsverhältnis der Blockade
b	m	Unterkanalbreite
b_m	m	mittlere Natriumspaltdicke
B_T	m	beheizter Umfang im Rückströmgebiet
c_p	Ws/kg·grad	spezifische Wärme
c/c_{max}	-	Konzentrationsverhältnis
d	m	Stabdurchmesser
d_h	m	hydraulischer Durchmesser des Unterkanals
f	Hz	Blasenfrequenz
F_T	m^2	freier Querschnitt der Teststrecke
F_u	m^2	Unterkanalquerschnitt
g	m/s^2	Erdbeschleunigung
H_2	m	Höhendifferenz zwischen Blockade und Natrium-Spiegel
k_1, k_2, k_3	-	Konstanten bei der Ableitung der Verweilzeit
k_4	m	" "
k	$m^{1,5}$	" "
L	m	Länge
L'	m	auf den Teststreckenquerschnitt bezogene Reibungslänge
L''	m	auf den Teststreckenquerschnitt bezogene Beschleunigungslänge
L_H	m	beheizte Länge
L_T	m	Länge des Rückströmgebietes
M_T	kg	Kühlmittelmasse im Rückströmgebiet
\dot{m}_T	kg/s	Kühlmittelmassenstrom durch das Rückströmgebiet
n	-	Radius der Blockade (angegeben als Anzahl der Unterkanäle)
N	-	Zahl der blockierten Unterkanäle im Stabbündel

Brennstab sind die Versuchsbedingungen konservativ, da durch die größere Speicherfähigkeit und Wärmeleitfähigkeit der Teststrecke höhere Abdampfzraten auftreten. Daraus kann geschlossen werden, daß auch beim lokalen Sieden im Brennelement kein Versagen der Stabkühlung zu erwarten ist.

Die Analyse der Versuche des Typs 3 zeigt, daß die aufgetretene hydrodynamische Instabilität durch die besonderen geometrischen und hydraulischen Bedingungen der Teststrecke stark begünstigt wird. Für ähnliche Vorgänge in Brennelementen sind Siedeverzüge und Blasenlebenszeiten erforderlich, die extrem unwahrscheinlich sind.

Durch lokale Siedevorgänge werden typische Durchsatz- und Druckpulsationen erzeugt, die direkt und über die Änderung der spektralen Zusammensetzung der Durchfluß- und Drucksignale eine Detektion ermöglichen. Die Temperatur am Austritt enthält dagegen kaum Informationen über lokale Siedevorgänge.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß die Experimente zum besseren Verständnis der Strömungs- und Siedevorgänge hinter lokalen Blockaden beigetragen haben. Die Übertragbarkeit der in Wasser gemessenen Temperaturverteilungen auf Natrium wurde experimentell nachgewiesen und die bisher durchgeführten theoretischen Arbeiten zum lokalen Sieden weitgehend bestätigt.

Trotzdem sind eine Reihe von Fragen offengeblieben, die durch die geplanten Großbündelexperimente beantwortet werden müssen.

Die Blasen kollabieren ebenfalls vollständig. Der weitere Ablauf des Siedevorgangs nach dieser Anlaufphase entspricht dem Typ 1.

c) Typ 3 - bei hohem Siedeverzug

Hierbei werden Blasen mit zunehmendem Volumen gebildet, die nicht mehr vollständig kollabieren. Sie nehmen schnell den gesamten Teststreckenquerschnitt ein und verursachen eine Unterbrechung des Kühlmitteldurchsatzes (hydrodynamische Instabilität).

Zur Nachrechnung der Dynamik einzelner Blasen wurde das von K. Gast entwickelte theoretische Modell für lokale Siedevorgänge herangezogen. In diesem Modell wird der Druck in der Blase aus der stationären ortsabhängigen Temperaturverteilung bei Siedebeginn berechnet. Blasendruck und die bei der Verdrängung der Flüssigkeit aufzubringenden Kräfte bestimmen die Wachstumsgeschwindigkeit. Für die Kondensationsphase wird ein isothermer Prozeß angenommen. Die Anwendung dieses Modells auf die Versuche mit Siedeverzug (Typ 2 und 3) liefert für die erste Siedeblase eine befriedigende Übereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment. Auf die nachfolgenden Blasen sowie auf Versuche des Typs 1 ist das Modell nicht anwendbar, da die instationären Wärmetransportvorgänge nicht berücksichtigt werden. Die vom Modell vorhergesagte Wartezeit bis zur Bildung einer neuen Blase wurde nicht beobachtet. Die Analyse zeigt, daß die Kondensationstemperatur der Blase wegen des flachen Temperaturabfalls in axialer Richtung nur wenig unter der Gleichgewichts-Sättigungstemperatur liegt. Die Kondensation ist zunächst isotherm, in ihrer letzten Phase jedoch adiabatisch. Der dadurch verursachte Anstieg der Blasentemperatur ermöglicht die sofortige Bildung einer neuen Blase.

Vergleichsrechnungen für das SNR-Brennelement mit neueren, experimentell ermittelten Temperaturverteilungen zeigen einen ähnlichen Verlauf der Kondensationstemperatur, so daß auch dort keine oder nur geringe Wartezeiten auftreten werden. Wegen der geringeren Wärmekapazität der Hüllrohre reicht jedoch eine Blase zum Abbau der Überhitzungsenergie aus. Die beim Versuchstyp 2 beobachteten Blasenketten sind deshalb im Brennelement nicht zu erwarten.

Ein Versagen der Oberflächenkühlung durch vollständige Abdampfung des bei der Blasenbildung entstandenen Natriumfilms (Dryout) wurde bei den Versuchen des Typs 1 und 2 nicht beobachtet. Im Vergleich zum

6. Zusammenfassung der Ergebnisse und Schlußfolgerungen

Hinter querstehenden Strömungshindernissen (Blockaden) geringer axialer Ausdehnung kommt es auch in stabbüdel-ähnlichen Geometrien zur Ausbildung ausgeprägter Rezirkulationsströmungen. Die Strömungsvorgänge können durch ein eindimensionales Konvektionsmodell beschrieben werden, das die Berechnung der Durchlaufzeit des Kühlmittels durch das Rückströmgebiet und der maximalen Kühlmitteltemperatur in Abhängigkeit von der Größe der Blockade der Kühlmittelgeschwindigkeit und der Wärmestromdichte gestattet. Die Anwendung des Modells auf die mit Wasser und Natrium in derselben Testanordnung durchgeführten Versuche zeigt, daß die Vernachlässigung anderer Transportmechanismen gegenüber dem konvektiven Wärmetransport zulässig ist. Daraus folgt, daß bei gleicher Geometrie die mit Wasser gemessenen Temperaturverteilungen direkt auf Natrium umgerechnet werden können.

Der Wärmeübergang in der Rezirkulationszone von Natrium kann durch eine konstante Nusseltzahl $Nu = 5$ beschrieben werden.

Der Ansatz zur Berechnung der Maximaltemperatur in der Rezirkulationsströmung in Abhängigkeit von der Blockadengröße bedarf noch weiterer experimenteller Überprüfung. Es zeichnet sich jedoch ab, daß die Temperaturen hinter lokalen Blockaden in SNR-Brennelementen nicht in dem bisher angenommenen Maße mit zunehmender Blockadengröße ansteigen.

Die Siedeveruche haben gezeigt, daß der lokale Siedeprozess unter Bildung von Einzelblasen abläuft. Trotz der turbulenten Rückströmung sind erhebliche Siedeverzüge möglich, deren Höhe den Siedevorgang wesentlich beeinflusst. Es wurden drei verschiedene charakteristische Siedeformen beobachtet:

a) Typ 1 - ohne Siedeverzug

Blasen mit etwa konstantem Volumen folgen einander ohne Wartezeit. Sie kollabieren vollständig oder nahezu vollständig. Bei Verringerung des Kühlmitteldurchsatzes werden größere Blasen mit längerer Lebensdauer gebildet.

b) Typ 2 - bei geringem Siedeverzug

Es tritt eine Kette von Blasen mit abnehmendem Volumen auf, bis der Gleichgewichtszustand bei Sättigungstemperatur erreicht ist.

übergehen. Ähnliches wäre auch zu erwarten, wenn bei Siedebeginn überhaupt kein Siedeverzug vorliegen würde (Versuchstyp 1). Für diesen Fall existieren heute noch keine theoretischen Ansätze. Andererseits sind solche Vorgänge für die Sicherheit des Reaktors ohne Bedeutung, solange die Blasen relativ klein sind. Mit zunehmender Blasengröße durch Anwachsen der Blockade oder Absinken des Kühlmitteldurchsatzes verbessern sich die Chancen für eine rechtzeitige Detektion der Siedevorgänge.

Die instationäre Temperaturverteilung und der Energietransport im ortsfest angenommenen Zentrum der Blase während des Siedevorgangs wurden wieder mit dem TIGER-Code berechnet. Die Annahmen bei diesen Rechnungen waren dieselben wie in Abschnitt 4.2.2.3; zusätzlich wurde jedoch die stationäre Temperaturverteilung im Brennstab bei Siedebeginn berücksichtigt. Die Ergebnisse sind ebenfalls in Abb. 33 eingetragen. Der untere Bildteil zeigt die bei der Verdampfung des Natriumfilms dem Hüllrohr entzogene Wärmestromdichte. Da die Temperaturdifferenz zwischen Hüllrohr und Brennstoff sehr groß ist, ändert sich dabei die dem Hüllrohr innen zugeführte Wärmestromdichte praktisch nicht. Die durch Verdampfung abgegebene Energie - das Integral der Differenz der beiden Wärmestromdichten - hat bei einem Siedeverzug von $\Delta T_s = 20^\circ\text{C}$ einen Wert von $4,7 \cdot 10^4 \text{ Ws/m}^2$. Daraus erhält man mit der Wärmekapazität des Hüllrohrs eine Abnahme der mittleren Hüllrohrtemperatur von 28°C . Der entsprechende Wert für 50°C Siedeverzug beträgt 67°C . Diese Temperaturabnahme wird durch die im oberen Bildteil eingetragenen Temperaturen der Hüllrohrmitte bestätigt. Der Energieentzug führt in den beiden betrachteten Fällen zu Temperaturänderungen, die höher als der Siedeverzug sind. Daraus folgt, daß trotz der relativ hohen Kondensationstemperatur eine Blase ausreicht, um den Zustand der Überhitzung zu beseitigen. Damit entfällt die energetische Voraussetzung für die Bildung der in den Experimenten beobachteten Blasenketten.

Die Wartezeit bis zur Bildung einer neuen Blase hängt von der Höhe des sich neu aufbauenden Siedeverzugs ab. Nimmt man an, daß sich ein Siedeverzug derselben Höhe einstellt, dann kann die Mindestdauer der Wartezeit leicht abgeschätzt werden, wenn man den Wärmetransport durch die Konvektion des Natriums vernachlässigt. Diese Vernachlässigung ist zulässig, da die Temperatur des in den Siederaum eintretenden Natriums nicht wesentlich niedriger ist als die Kondensationstemperatur (Abschnitt 4.2.2.3). Man erhält eine Wartezeit von 35 ms bei einem Siedeverzug von 20°C und 83 ms bei 50°C Siedeverzug.

Da sich der Kondensationsvorgang bei einer Temperatur abläuft, die nur unwesentlich niedriger als die Sättigungstemperatur ist, kann aber nicht ausgeschlossen werden, daß durch die in Abschnitt 4.2.2.3 beschriebenen Mechanismen der Aufbau eines neuen Siedeverzugs verhindert wird. In diesem Fall würde der Siedevorgang analog zum Versuchstyp 2 in einen Prozess dicht aufeinanderfolgender kleiner Blasen

Richtung nahezu konstant ist und in axialer Richtung etwa linear bis zum Ende des Rückströmgebietes abfällt. Es soll deshalb in Ergänzung zu den von Gast durchgeführten Rechnungen untersucht werden, wie sich diese Temperaturverteilung auf die Kondensationstemperatur auswirkt. Dabei wurde von folgenden Voraussetzungen ausgegangen:

- a) Die Blockade reicht über 40 % des Querschnitts. Dabei beträgt nach [18] die Länge des Rückströmgebiets etwa 120 mm. Entsprechend wurde angenommen, daß die Temperatur vom Maximalwert unmittelbar hinter der Blockade auf einer Länge von 120 mm linear auf die Temperatur der Hauptströmung abfällt. In radialer Richtung ist die Temperatur im Bereich der Blockade konstant.
- b) Die Einführung von Kugelkoordinaten für die Bewegung der Phasengrenzfläche der Blase hätte einen erheblichen Programmieraufwand für den PDP8-Computer erfordert. Deshalb wurde näherungsweise mit zylindrischen Blasen gerechnet (Verhältnis von Höhe zu Radius $H/R = 1$).
- c) Die geometrischen und hydraulischen Daten für das Brennelement wurden den neuesten verfügbaren Unterlagen [49] entnommen. Außerdem wurde angenommen, daß sich die Blockade 0,3 m unterhalb der Core-Oberkante gebildet hat; daß die mittlere Kühlmittelgeschwindigkeit 5 m/s und die auf die Hüllrohroberfläche der Brennstäbe bezogene Wärmestromdichte $240 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$ beträgt.

Die mit einem Siedeverzug von 20 und 50 °C berechneten zeitabhängigen Blasenradien sind in Abb. 32 aufgetragen. Der maximale Blasenradius beträgt bei einem Siedeverzug von 50 °C 3,3 cm, die Lebensdauer der Blase 47 ms. Zum Vergleich sind die von Gast unter vergleichbaren Bedingungen berechneten Blasenradien eingetragen [3]. Wie aufgrund der flacheren Temperaturverteilung zu erwarten war, erreichen die Neuberechneten Blasen eine größere Ausdehnung und eine längere Lebensdauer.

Im oberen Teil von Abb. 33 sind die Blasentemperaturen als Funktion der Zeit aufgetragen. Die minimale Blasentemperatur, die gleichzeitig die Kondensationstemperatur ist, nimmt mit zunehmendem Siedeverzug ab. Sie liegt aber selbst bei einem Siedeverzug von 50 °C nur 13 °C unter der Gleichgewichts-Sättigungstemperatur T_s .

raschend. Die Temperaturerhöhung erreicht bei einer Blockadengröße von etwa 30 % ($A = 0,7$) ein Maximum und nimmt mit zunehmender Blockadengröße wieder leicht ab. Offensichtlich überwiegt bei großen Blockaden wegen der stärkeren Strahleinschnürung der Einfluß der die Rückströmung antreibenden Druckkräfte.

Aus Abb. 31 erhält man für die Blockade von 14,5 % bei einer Kühlmittelgeschwindigkeit von 5,65 m/s eine Temperaturerhöhung von 245 °C und daraus bei 480 °C in der Hauptströmung eine Maximaltemperatur der Rückströmung von 725 °C. Kirsch hat für dieselbe Brennelementbedingungen aus den Messungen von Grötzbach eine Temperatur von 680 °C berechnet [18]. Die beiden Umrechnungsverfahren liefern also fast dieselben Werte.

Nach den in Abb. 31 dargestellten Ergebnissen würde bei einer Geschwindigkeit von 5 m/s die Maximaltemperatur im Rückströmgebiet etwa 800 °C betragen. Es ist sicher verfrüht, daraus schon jetzt zu schließen, daß lokales Sieden hinter Blockaden in SNR-Brennelementen überhaupt nicht auftreten wird. Die bei der Ableitung vorgenommenen Vereinfachungen sind so weitgehend, daß eine endgültige Aussage erst möglich ist, wenn neue Experimente über einen größeren Blockadenbereich vorliegen. Außerdem können Blockaden gleicher Größe an der Wand des Brennelementkastens oder andere Formen als die untersuchten ebenen Blockaden zu größeren Temperaturerhöhungen führen. Die Ergebnisse geben jedoch Anlaß zu der Vermutung, daß die Temperaturen im Bereich der Blockaden nicht in dem bisher angenommenen Maße mit zunehmender Blockadengröße ansteigen.

5.3 Lokales Sieden in SNR-Brennelementen

Bei seinen Untersuchungen zum lokalen Sieden wurde von Gast eine parabolische Temperaturverteilung angenommen [3]. Aufgrund dieser Annahme ergeben sich in der Kondensationszone sehr steile Temperaturgradienten. Die Folge davon ist ein relativ schnelles Absinken der Blasentemperatur, auch wenn die Blase nur wenig über den überhitzten Bereich hinauswächst. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen der Temperaturverteilung (Abschnitt 4.1.1) und auch die Messungen in Stabbündeln mit Wasser als Kühlmittel [17] haben jedoch gezeigt, daß die Temperatur im Bereich der Blockade in radialer

- [⁻43_] Dubbels Taschenbuch für den Maschinenbau (S. 286), 11. Auflage, Springer Verlag (1958).
- [⁻44_] E.G. Schlechtendahl: DYSIS - A Dynamic System Simulator for Continuons and Discrete Changes of State. KFK 1209 (1970).
- [⁻45_] D.L. Briggs: TIGER, Temperatures from Internal Generating Rates. KAPL-M-EC-29 (1963).
- [⁻46_] Y.S. Hoang: TIGER V-Temperaturberechnung in einem dreidimensionalen System. Kernforschungszentrum Karlsruhe, Institut für Reaktorentwicklung, Programmbeschreibung 234 (1970).
- [⁻47_] H. Kottowski: Über die Ausbildung einer Restschicht beim Sieden von Alkalimetallen in Kanälen. ATKE Bd. 15 Lfg. 2 (1970).
- [⁻48_] H.K. Fauske: Transient Liquid Metal Boiling and Two-Phase Flow. Int. Sem. Heat Transfer in Liquid Metals, Trogir, Yougosl. (1971).
- [⁻49_] SNR 300 MWe Prototyp-Kernkraftwerk mit schnellem natriumgekühlten Reaktor. Sicherheitsbericht INTAT 84 a (1971).

9. Anhang

A 1. Zusammenhang zwischen der maximalen lokalen Temperaturüberhöhung und der Kühlmittel-Durchlaufzeit bei Stabbündel-Geometrie

Wenn von der Blockade im Stabbündel N Unterkanäle der Fläche F_u und damit etwa $N/2$ Stäbe betroffen sind, dann ist die Kühlmittelmasse im Rückströmgebiet:

$$M_T = N \cdot F_u \cdot L_T \cdot \rho \quad (A1)$$

Der beheizte Umfang der Stäbe mit dem Durchmesser d beträgt:

$$B_T = \frac{N}{2} \cdot d \cdot \pi \quad (A2)$$

Die Energiebilanz für das Rückströmgebiet liefert mit Gl. (A2) folgender Beziehung:

$$\mathcal{J}_{max} - \mathcal{J}_0 = \frac{N}{2} \cdot \frac{d \cdot \pi \cdot L_T \cdot \phi}{\dot{m}_T \cdot c_p} \quad (A3)$$

Zwischen der Durchlaufzeit und dem Kühlmittel-Massenstrom besteht folgender Zusammenhang:

$$\tau = \frac{M_T}{\dot{m}_T} = \frac{N \cdot F_u \cdot L_T \cdot \rho}{\dot{m}_T} \quad (A4)$$

Durch Einsetzen von (A3) in (A4) erhält man:

$$\tau = \frac{2 \cdot F_u \cdot \rho \cdot c_p \cdot (\mathcal{J} - \mathcal{J}_0)}{d \cdot \pi \cdot \phi} \quad (A5)$$

Zur Vereinfachung setzen wir noch den hydraulischen Durchmesser

$$d_h = \frac{8 \cdot F_u}{d \cdot \pi} \quad (A6)$$

ein und erhalten für den Zusammenhang zwischen der Durchlaufzeit und der maximalen lokalen Temperaturüberhöhung

$$\tau = \frac{d_h}{4} \cdot \rho \cdot c_p \cdot \frac{\mathcal{J} - \mathcal{J}_0}{\phi} \quad (A7)$$

A 2. Abhängigkeit der Kühlmitteldurchlaufzeit von der Größe der Blockade

Die dieser Ableitung zugrunde gelegte Modellvorstellung und die angenommenen Vereinfachungen sind in 4.1.2 beschrieben. Für die Geschwindigkeit der Rückströmung erhält man mit Annahme a):

$$v_T = \frac{k_1 \cdot \dot{m}_T}{\rho \cdot F_u \cdot N} \quad (\text{A8})$$

Für den Druckverlust der Rückströmung liefert die bekannte Druckverlustbeziehung zusammen mit Annahme b):

$$\Delta P_R = f \cdot \frac{k_2 \cdot L_T}{d_h} \cdot \frac{\rho}{2} v_T^2 \quad (\text{A9})$$

Darin ist f der Druckverlustbeiwert für die reine Axialströmung. Mit der Annahme c) erhält man für den antreibenden Druck ΔP_T :

$$\Delta P_T = k_3 \cdot \frac{\rho}{2} \cdot \left(\frac{1}{A^2} - 1 \right) v_1^2 \quad (\text{A10})$$

Mit Gl. (9) und (A1) kann für die Durchlaufzeit geschrieben werden:

$$\tau = \frac{M_T}{\dot{m}_T} = \frac{N \cdot F_u \cdot L_T \cdot \rho}{\dot{m}_T} \quad (\text{A11})$$

Einsetzen von Gl. (A8) und Gl. (A11) in Gl. (A9) und Gleichsetzen mit Gl. (A10) liefert:

$$\frac{k_2 \cdot k_1^2}{k_3} \cdot f \cdot \frac{L_T^3}{d_h} = \tau^2 \left(\frac{1}{A^2} - 1 \right) v_1^2 \quad (\text{A12})$$

Mit Annahme d) erhält man für die Länge des Rückströmgebietes

$$L_T = k_4 \cdot r \quad (\text{A13})$$

r ist der Radius der Blockade, angegeben als Anzahl der Unterkanäle vom Zentrum bis zum Rand. Aus Gl. (A12) und (A13) findet man dann nach einigen Umformungen für die Durchlaufzeit:

$$\tau = k_1 \cdot \sqrt{\frac{k_2}{k_3} \cdot k_4^3} \cdot \sqrt{\frac{\xi \cdot n^3}{d_h \cdot v_1^2 \left(\frac{1}{A^2} - 1\right)}} \quad (\text{A14})$$

Die vier Konstanten $k_1 \div k_4$ werden zu einer neuen Konstante k mit der Dimension $\text{m}^{3/2}$ zusammengefaßt. Damit erhält man für die Durchlaufzeit

$$\tau = k \frac{n^{1,5}}{v_1} \cdot \sqrt{\frac{\xi}{d_h \left(\frac{1}{A^2} - 1\right)}} \quad (\text{A15})$$

A 3. Ableitung der Bewegungsgleichungen für die Flüssigkeitsströmung

Aus dem gemessenen Druckverlust in der Teststrecke P1 - P0 wird zunächst der Druckverlust an der Blockade bestimmt. Der dabei in der allgemeinen Beziehung für den Reibungsdruckverlust

$$\Delta P_R = \xi \cdot \frac{L}{d_h} \cdot \frac{\rho}{2} \cdot v^2 \quad (\text{A16})$$

verwendete Druckverlustbeiwert

$$\xi = \frac{0,46}{Re^{0,25}} \quad (\text{A17})$$

wurde in früheren Messungen mit glatten Nickelrohren ähnlicher Oberflächenbeschaffenheit ermittelt.

Der Anteil der durch die Abstandshalter verursachten Reibungsdruckverluste ist erheblich. Für jede Abstandshalterebene (2 im Bereich unter der Blockade, 4 darüber) wurde eingesetzt:

$$\Delta P_{R,A} = 1,3 \cdot \frac{\rho}{2} \cdot v^2 \quad (\text{A18})$$

Gl. (A16) - (A18) liefern zusammen mit dem gemessenen Druckverlust P1 - P0 folgende Beziehung für den Druckverlust an der Blockade:

$$\Delta P_{R,Bloc} = 15,78 \cdot \frac{\rho}{2} \cdot v_1^2 \quad (\text{A19})$$

Zum Vergleich wurde nach den in [43] angegebenen Daten berechnet, welcher bleibende Druckverlust an einer Blende gleicher Abmessungen auftreten würde. Er beträgt:

$$\Delta P_{\text{Blende}} = 14,75 \cdot \frac{\rho}{2} \cdot v_1^2 \quad (\text{A20})$$

Der an der Blockade entstehende Druckverlust ist bei Aufstellung der Bewegungsgleichung für die untere Säule (Bereich 1) zu berücksichtigen.

Der Reibungsdruckverlust im Bereich 2 zwischen der Blockade und dem Ausdehnungsgefäß kann bei variabler Blasenlänge durch folgende Beziehung beschrieben werden:

$$\Delta P_{R,2} = \frac{f'}{d_h} \cdot (L_2' - L_{B1}) \cdot \frac{\rho_2}{2} \cdot v_2^2 \quad (\text{A21})$$

f_2' ist der um den Anteil der Abstandshalter erhöhte Druckverlustbeiwert der Teststrecke; L_2' ist die auf den Teststreckenquerschnitt bezogene "reduzierte" Länge der einzelnen Abschnitte des Bereichs 2 mit unterschiedlichem Querschnitt.

Der Beschleunigungsdruck einer Flüssigkeitssäule der Länge L und der Dichte ρ beträgt allgemein:

$$\Delta P_B = \rho \cdot L \cdot \frac{dv}{dt} \quad (\text{A22})$$

Für den Abschnitt 2 erhält man daraus unter Einführung der reduzierten Stromfadenlänge L'' :

$$\Delta P_{B,2} = (L_2'' - L_{B1}) \cdot \rho_2 \cdot \frac{dv_2}{dt} \quad (\text{A23})$$

Außerdem ist die geodätische Höhe der Flüssigkeitssäule zu berücksichtigen:

$$\Delta P_{G,2} = g \cdot \rho_2 \cdot (H_2 - L_{B1}) \quad (\text{A24})$$

Für den Druck in der Blase gilt folgende allgemeine Beziehung:

$$P_{BL} = P_0 + \Delta P_{R,2} + \Delta P_{B,2} + \Delta P_{G,2} \quad (A25)$$

Bezüglich der Vorzeichen ist zu beachten, daß $\Delta P_{R,2}$ und $\Delta P_{B,2}$ positiv einzusetzen sind, wenn Geschwindigkeit und Beschleunigung nach oben gerichtet sind. Einsetzen der Gl. (A21), (A23) und (A24) in (A25) liefert die Bewegungsgleichung für die Natriumsäule im Bereich 2:

$$P_{BL} = P_0 + \frac{\xi'}{\alpha_h} (L_2' - L_{BL}) \cdot \frac{\rho_2}{2} \cdot v_2^2 + (L_2'' - L_{BL}) \cdot \rho_2 \cdot \frac{dv_2}{dt} + g \cdot \rho_2 (H_2 - L_{BL}) \quad (A26)$$

Mit den Daten der Teststrecke 14 und des Kreislaufs erhält man:

$$P_{BL} = P_0 + 28,5 \cdot (0,295 - L_{BL}) \cdot \frac{\rho_2}{2} \cdot v_2^2 + (0,528 - L_{BL}) \cdot \rho_2 \cdot \frac{dv_2}{dt} + g \cdot \rho_2 \cdot (1,169 - L_{BL}) \quad [N/m^2] \quad (A27)$$

Gl. (A27) ist nur gültig, solange sich die Phasengrenzfläche im Bereich des Verdrängers befindet ($L_{BL} < 0,28$ m). Wird die Blase länger, muß die Querschnittsänderung berücksichtigt werden. Man erhält eine zu Gl. (A27) analoge Beziehung, auf deren Angabe hier jedoch verzichtet werden soll.

Bei der Ableitung der Bewegungsgleichung für den Bereich 1 unterhalb der Blockade ist die Pumpenförderhöhe zu berücksichtigen. Sie wird nicht explizit gemessen und ändert sich von Versuch zu Versuch. Ihre Höhe wird deshalb aus der Bedingung bestimmt, daß die Pumpenförderhöhe und der Gesamtreibungsverlust im Kreislauf und in der Teststrecke im stationären Zustand gleich sind. Da die Geschwindigkeit v_1 in Bereich 1 beim lokalen Sieden schwanken kann, wird für die Berechnung der Pumpenförderhöhe die zeitlich gemittelte Geschwindigkeit \bar{v}_1 benutzt. Aus den Kreislauf- und Teststreckendaten erhält man folgende Gleichung:

$$\Delta P_p = 30,1 \cdot \frac{\rho_1}{2} \cdot \bar{v}_1^2 \quad (\text{A28})$$

Entsprechend der Annahme, daß die Siedeblase unmittelbar hinter der Blockade entsteht und dort mit ihrer unteren Phasengrenzfläche "hängen" bleibt, kann im Bereich 1 mit konstanter Flüssigkeitssäulenlänge gerechnet werden. Gl. (A21) und (A23) vereinfachen sich deshalb zu:

$$\Delta P_{R,1} = \frac{\xi_1'}{d_h} \cdot L_1' \cdot \frac{\rho_1}{2} \cdot v_1^2 \quad (\text{A29})$$

$$\Delta P_{B,1} = L_1'' \cdot \rho_1 \cdot \frac{dv_1}{dt} \quad (\text{A30})$$

Für den Druck in der Blase gilt nun folgender Ansatz:

$$P_{BL} = P_0 + \Delta P + \Delta P_{G,1} - \Delta P_{R,1} - \Delta P_{B,1} \quad (\text{A31})$$

Die negativen Vorzeichen von $\Delta P_{R,1}$ und $\Delta P_{B,1}$ ergeben sich durch die oben vereinbarten positiven Richtungen der Geschwindigkeit und Beschleunigung.

Einsetzen von Gl. (A28) - (A30) in (A31) liefert:

$$P_{BL} = P_0 + \Delta P_p + g \cdot \rho_1 \cdot H_1 - \frac{\xi_1'}{d_h} \cdot L_1' \cdot \frac{\rho_1}{2} \cdot v_1^2 - L_1'' \cdot \rho_1 \cdot \frac{dv_1}{dt} \quad (\text{A32})$$

Daraus erhält man dann wieder mit den Daten des Kreislaufs und der Teststrecke:

$$P_{BL} = P_0 + 30,1 \cdot \frac{\rho_1}{2} \cdot \bar{v}_1^2 + 1,169 \cdot g \cdot \rho_1 - 21,34 \cdot \frac{\rho_1}{2} \cdot v_1^2 - 3,4 \cdot \rho_1 \cdot \frac{dv_1}{dt} \quad (\text{A33})$$

A 4. Dokumentation der Siedeveruche

Die Abb. 34 - 39 zeigen Ausschnitte aus den Originalplots der verschiedenen Versuchstypen. Aufgetragen sind wieder Temperaturen, Geschwindigkeiten, Blasenlänge und Druck als Funktion der Zeit. Abb. 34 zeigt den Versuch 14/36, bei dem das Sieden ohne meßbaren Siedeverzug einsetzt (Typ 1). Es sind fünf Ausschnitte bei verschiedenen Natriumgeschwindigkeiten dargestellt. Der gezeigte Verlauf ist repräsentativ für folgende Versuche: 18/28, 18/29, 18/30, 18/34, 18/37, 18/38, 18/39, 18/41, 18/45 und 18/47.

Bei Versuch 14/35 lag bei Siedebeginn ein mittlerer Siedeverzug von etwa 35°C vor (Typ 2). In Abb. 35 ist der zeitliche Verlauf der Meßwerte unmittelbar vor und nach Siedebeginn aufgetragen. Ein ähnliches Verhalten wurde bei den Versuchen 14/26, 14/33 und 14/44 beobachtet.

In Abb. 36 ist der Versuch 14/32 aufgetragen, bei dem ein hoher Siedeverzug auftrat (Typ 3, Versuche 14/27, 14/31, 14/32, 14/40 und 14/46). Die Sättigungstemperatur im Bereich der Blockade betrug etwa 866°C ; ϑ_5 zeigt demnach einen im Natrium gemessenen Siedeverzug von 96°C . Der aus dem Meßwert von TE 9 berechnete Siedeverzug an der Innenwand beträgt sogar 127°C .

Die Thermoelemente im Natrium zeigen wegen ihrer geringen Ansprechzeit (10 ms) nach dem Eintauchen in die Blase sehr schnell die dem Dampfdruck in der Blase entsprechende Sättigungstemperatur an. Aus der zeitlichen Folge dieser Anzeige kann der Ort der Blasenentstehung und die Bewegung der Phasengrenzfläche bestimmt werden. Danach ist die Blase oberhalb der 3. Meßebene (TE 13, 14, 15) entstanden. Nach etwa 50 ms erreicht sie die Thermoelemente 5, 6 und 7 unmittelbar hinter der Blockade, nach 70 ms füllt sie den gesamten Teststreckenquerschnitt aus. Zu diesem Zeitpunkt hat sie bereits eine Länge von etwa 0,3 m. Hier wird die Aussage aus Abschnitt 4.2.1 bestätigt, daß die Blase in seitlicher Richtung erst dann über die Breite der Blockade hinauswächst, wenn sie eine erhebliche Länge erreicht hat. Die Ursache für dieses Verhalten ist wahrscheinlich, daß für die weitere Einschnürung des die Blockade umströmenden Flüssigkeitsstrahles ein erheblicher Druck aufgebracht werden muß. Dieser Vorgang wurde in einer zusätzlichen Versuchsreihe untersucht. In einer Teststrecke 14 entsprechenden Glasteststrecke wurden durch eine Injektionsapparatur Luftblasen im Bereich der

Blockade erzeugt. Dabei zeigte sich, daß z.B. bei einer Wassergeschwindigkeit von 1 m/s und einem Druck in der Blase von $0,6 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2$ über eine Zeit von 0,1 s keine vollständige Abschnürung des die Blockade umströmenden Flüssigkeitsstrahls auftrat.

Abb. 37 zeigt den Versuch 14/40, der zwar wegen des hohen Siedeverzugs dem Typ 3 zugeordnet wurde, jedoch zeitweise ein etwas anderes Verhalten zeigt. Vom Zeitpunkt $t = 15,4 \text{ s}$ an entspricht der Verlauf völlig dem oben gezeigten Versuch 14/32. Dieser Bereich ist in Abb. 37 nicht dargestellt und soll auch nicht weiter diskutiert werden. Vorher treten jedoch schon vereinzelt Blasen oder Blasenketten von wenigen cm Länge auf, die stets wieder vollständig verschwinden. Zwischen den einzelnen Ereignissen liegen mehr oder weniger lange Wartezeiten. Die Temperaturanzeigen geben nur wenig Aufschluß darüber, wo diese Blasen sich befinden; möglicherweise in der Nähe von Thermoelement 15, das Temperaturschwankungen im Bereich der Sättigungstemperatur zeigt. Das Bemerkenswerte an diesem Versuch ist jedoch, daß der Siedevorgang trotz eines Siedeverzugs von $90 \text{ }^\circ\text{C}$, (gemessen bei Thermoelement 5) nicht auf den überhitzten Bereich übergreift. Ein solches Verhalten ist bisher in Einkanal- oder Pool-Siedeversuchen nicht beobachtet worden. Es weist darauf hin, daß die stark strukturierte Geometrie und möglicherweise auch die Druck- und Strömungsverteilungen bei lokalen Blockaden nicht ohne Einfluß auf die Siedevorgänge sind.

Abb. 38 zeigt einen kurzen Ausschnitt aus dem Versuch 14/44. Dieser Versuch mit geringem Siedeverzug ist dem Typ 2 zuzuordnen. Die Wärmestromdichte betrug diesmal $235 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$. Sie ist damit wesentlich höher als bei den bisher diskutierten Versuchen und liegt im Bereich der Wärmestromdichte im Brennelement. Ein Vergleich z.B. mit Abb. 34 zeigt jedoch, daß der Versuchsablauf unverändert ist. Es werden auch hier Einzelblasen gebildet, die ohne Wartezeit aufeinanderfolgen und vollständig kollabieren. Die zeitlichen Mittelwerte der Innenwandtemperaturen liegen weiterhin nur unwesentlich über der Sättigungstemperatur. Aus diesem Verhalten kann geschlossen werden, daß lokale Siedevorgänge auch bei Wärmestromdichten, wie sie in natriumgekühlten Reaktoren auftreten, kein anderer Ablauf der Siedevorgänge zu erwarten ist.

Zum Schluß dieses Abschnitts soll am Beispiel von Versuch 14/39 (Abb. 39) gezeigt werden, daß in der Teststrecke trotz der lokalen Blok-

kade auch stabiles integrales Sieden möglich war. Bei diesem Versuch wurde der Kühlmitteldurchsatz bis zum Erreichen der Sättigungstemperatur am Teststreckenaustritt reduziert. Der Durchflußmesser am Austritt D2 zeigt jetzt nicht mehr die periodischen Schwingungen des lokalen Siedens, sondern den injektionsartigen Auswurf von Flüssigkeit in unregelmäßiger Folge, wie es z.B. auch bei Siedeversuchen in rohrförmigen Testanordnungen beobachtet wurde [41]. Das Fehlen von Druckpulsen bei ΔP_2 weist darauf hin, daß die Dampfblasen nicht mehr vollständig kondensieren. Durch dieses Dampfpolster wird die Natriumsäule am Austritt der Teststrecke vom Bereich der Blockade entkoppelt, so daß über die Durchflußmessung keine Aussage über die Vorgänge hinter der Blockade möglich ist. Die Tatsache, daß alle Thermoelemente in diesem Bereich die Sättigungstemperatur anzeigen und praktisch keine Temperaturschwankungen mehr registriert werden, weist darauf hin, daß auch hier eine stetige Verdampfung des Natriums stattfindet. Der Übergang vom lokalen zum integralen Sieden ist offenbar möglich, solange die Stabilitätsbedingungen für die Teststrecke erfüllt sind, und es nicht zur Ausbildung überhitzter Stellen kommt. In [42] wird ein einfaches Stabilitätskriterium angegeben und dabei auch auf die Bedeutung des Siedeverzugs für die Stabilität des Kühlmitteldurchsatzes hingewiesen.

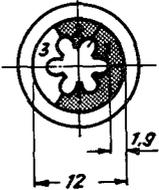
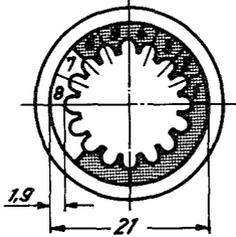
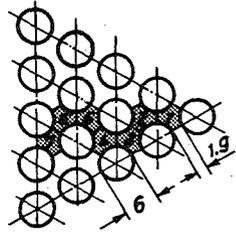
	Teststrecke 10	Teststrecke 14 u. 18	SNR - BE
			
<u>Unterkanal</u>			
freier Querschnitt F_u [m ²]	$0,135 \cdot 10^{-4}$	$0,094 \cdot 10^{-4}$	$0,129 \cdot 10^{-4}$
beheizter Umfang/Gesamtumfang [-]	0,50	0,44	1
hydraulischer Durchmesser d_h [cm]	$0,442 \cdot 10^{-2}$	$0,396 \cdot 10^{-2}$	$0,548 \cdot 10^{-2}$
Wärmestromdichte Φ [W/m ²]	$372 \cdot 10^4$	$390 \cdot 10^4$	$237 \cdot 10^4$
Leistungsdichte Q_{sp} [$\frac{W}{m^3}$ Na]	$1720 \cdot 10^6$	$1720 \cdot 10^6$	$1720 \cdot 10^6$
<u>Teststrecke</u>			
freier Querschnitt F_T [m ²]	$0,81 \cdot 10^{-4}$	$1,504 \cdot 10^{-4}$	
beheizte Länge L_H [m]	0,482	0,28	0,95
Öffnungsverhältnis der Blockade [-]	0,333	0,25	
mittlere Natriumspaltdicke b_m [m]	$0,215 \cdot 10^{-2}$	$0,228 \cdot 10^{-2}$	

Tabelle 1: Zusammenstellung der Daten für die Teststrecken 10, 14 und 18
und für das SNR - Brennelement

Versuch Nr.	Wärmestromdichte ϕ [W/m^2]	Geschwindigkeit v_1 [m/s]	Temperaturen [$^{\circ}\text{C}$]						
			ϑ_{13}	ϑ_2	ϑ_3	ϑ_4	ϑ_5	ϑ_6	ϑ_{10}
10/1	129 · 10 ⁴	3,32	13,75	32,3	25	30	27	25	27,5
10/2	129 · 10 ⁴	3,32	30,25	51,5	41,25	51	46,3	43,7	45,75
10/3	129 · 10 ⁴	3,32	44,25	64,8	54,75	65	59,8	58,3	58,75
10/4	56,6 · 10 ⁴	3,32	66,25	74,5	70,5	77,75	71,5	74,74	71,75
10/5	79,7 · 10 ⁴	3,32	64,0	76	70	78,75	72,75	74,25	72,25
10/6	103,3 · 10 ⁴	3,32	63,0	78,25	71	80,25	75,5	75,5	74,5
10/7	129 · 10 ⁴	3,32	60	80	70,25	81,25	76	74,25	74
10/8	159,3 · 10 ⁴	3,32	59,25	84,3	71,75	85	79,5	77,3	76,75
10/9	129 · 10 ⁴	5,17	64,75	77,5	71,25	79	75	73,5	74,25
10/10	129 · 10 ⁴	4,1	62,7	78,8	71	80,3	76	74,25	74,5
10/11	129 · 10 ⁴	2,58	57	80,5	69,6	80,25	77,8	76	75,2
10/12	129 · 10 ⁴	1,68	54,2	89,5	74	90,8	85,5	82,5	81
10/13	57,1 · 10 ⁴	1,47	60,5	78,75	70,75	83,75	76,75	78,5	74,5
10/14	75,7 · 10 ⁴	2,05	61	79,5	71,25	83,25	77,5	78	75
10/15	103,2 · 10 ⁴	2,66	60,5	79,75	70,75	82	77,75	76,5	74,75
10/16	129 · 10 ⁴	3,35	60,5	80,75	70,75	81,25	76,75	75	74,5
10/17	159,2 · 10 ⁴	4,1	60,75	80,75	71	80,75	77,75	74,75	75,2

Tabelle 2: Temperaturverteilung

Teststrecke 10 (Wasser)

Versuch Nr.	Wärmestromdichte ϕ [W/m^2]	Geschwindigkeit v_1 [m/s]	Temperaturen [$^{\circ}\text{C}$]						
			ϑ_{13}	ϑ_2	ϑ_3	ϑ_4	ϑ_5	ϑ_6	ϑ_{10}
10/21	$103 \cdot 10^4$	3,16	225	290	261,25	290,75	284,5	276,5	269,5
10/22	$103 \cdot 10^4$	3,01	309	379,75	349,75	379,25	365,8	364	355,4
10/23	$103 \cdot 10^4$	3,16	403,5	483	452,5	473,75	469,75	468	457,25
10/24	$103 \cdot 10^4$	3,16	515,25	587	549,8	587,5	574,5	571,8	560,4
10/25	$57 \cdot 10^4$	2,98	276,25	311,75	296,75	312,5	305	303,5	300,25
10/26	$78 \cdot 10^4$	2,98	270,25	321	300,25	320,75	311,25	309,6	304,75
10/27	$133 \cdot 10^4$	3,09	257,25	344,8	308,5	346,3	334,4	327,3	316,5
10/28	$173 \cdot 10^4$	3,05	243,25	357,3	307,5	357,25	342	333,5	318
10/29	$103 \cdot 10^4$	1,61	235,4	359,75	308,75	360,6	338,75	334,8	317,75
10/30	$103 \cdot 10^4$	3,09	241,25	306,5	278,25	306	298,75	291,5	285,25
10/31	$103 \cdot 10^4$	2,51	255,75	338,3	304	338,3	323	320,5	311,3
10/32	$103 \cdot 10^4$	2,95	267,25	335,75	307,5	335,75	325,25	322	302,6
10/33	$57 \cdot 10^4$	1,58	251	321,5	293,3	319	308,3	306	298
10/34	$78 \cdot 10^4$	2,26	262,75	333	303,75	333,5	321	318,5	309,8
10/35	$133 \cdot 10^4$	3,77	278,5	349	318,8	349,3	339,3	334	325

Tabelle 3: Temperaturverteilung
Teststrecke 10 (Natrium)

Versuch Nr.	Wärmestromdichte $\dot{\phi} \text{ [W/m}^2 \text{]}$	Geschwindigkeit $v_1 \text{ [m/s]}$	Temperaturen $[\text{°C}]$										
			ϑ_1	ϑ_4	ϑ_5	ϑ_6	ϑ_7	ϑ_8	ϑ_9	ϑ_{10}	ϑ_{11}	ϑ_{12}	ϑ_{13}
18/6	$81 \cdot 10^4$	3,39	12,8	135,2	28,3	28,2	27,6	13,4	151	30,7	32,2	31,7	31,2
18/7	$81 \cdot 10^4$	3,07	12,7	137,4	29,7	27,5	28,8	13,5	153	30,1	30,1	32,6	32,1
18/8	$81 \cdot 10^4$	2,51	12,8	154	-	31,8	32,7	13,6	161	29,7	29,6	28,3	27,5
18/10	$81 \cdot 10^4$	1,46	13,4	160,2	-	49,1	48,0	14,3	164,8	45,1	42,4	46,9	46,2
18/11	$81 \cdot 10^4$	1,10	13,3	183,5	59,0	61,3	61,3	14,4	183	56,2	56,4	46,5	46,6
18/12	$81 \cdot 10^4$	3,39	13,0	132,8	28,2	26,6	27,3	13,5	146,2	30,8	32,6	31,5	31,1
18/13	$59 \cdot 10^4$	2,06	13,0	118,3	30,6	29,3	29,9	13,3	134	29,6	27,7	33,7	28,8
18/15	$107 \cdot 10^4$	2,06	13,3	197,3	48,9	45,2	46,1	13,8	199,3	46	46,6	45,9	44,5
18/16	$137 \cdot 10^4$	2,06	13,4	216,8	57,9	61,5	63	14,3	230	53,9	55,4	45,8	46,3
18/17	$137 \cdot 10^4$	2,99	13,2	214,2	44,3	45,3	42,9	14,4	239,2	45,9	46,0	43,8	42,8
18/18	$137 \cdot 10^4$	2,59	13,0	215,6	51,3	45,4	46,3	14,4	231	46,1	46,1	45,8	45,6
18/19	$137 \cdot 10^4$	1,50	13,4	216,3	71,9	76,8	76,8	14,2	230,8	60,5	62	62,6	59

Tabelle 4: Temperaturverteilung

Teststrecke 18 (Wasser)

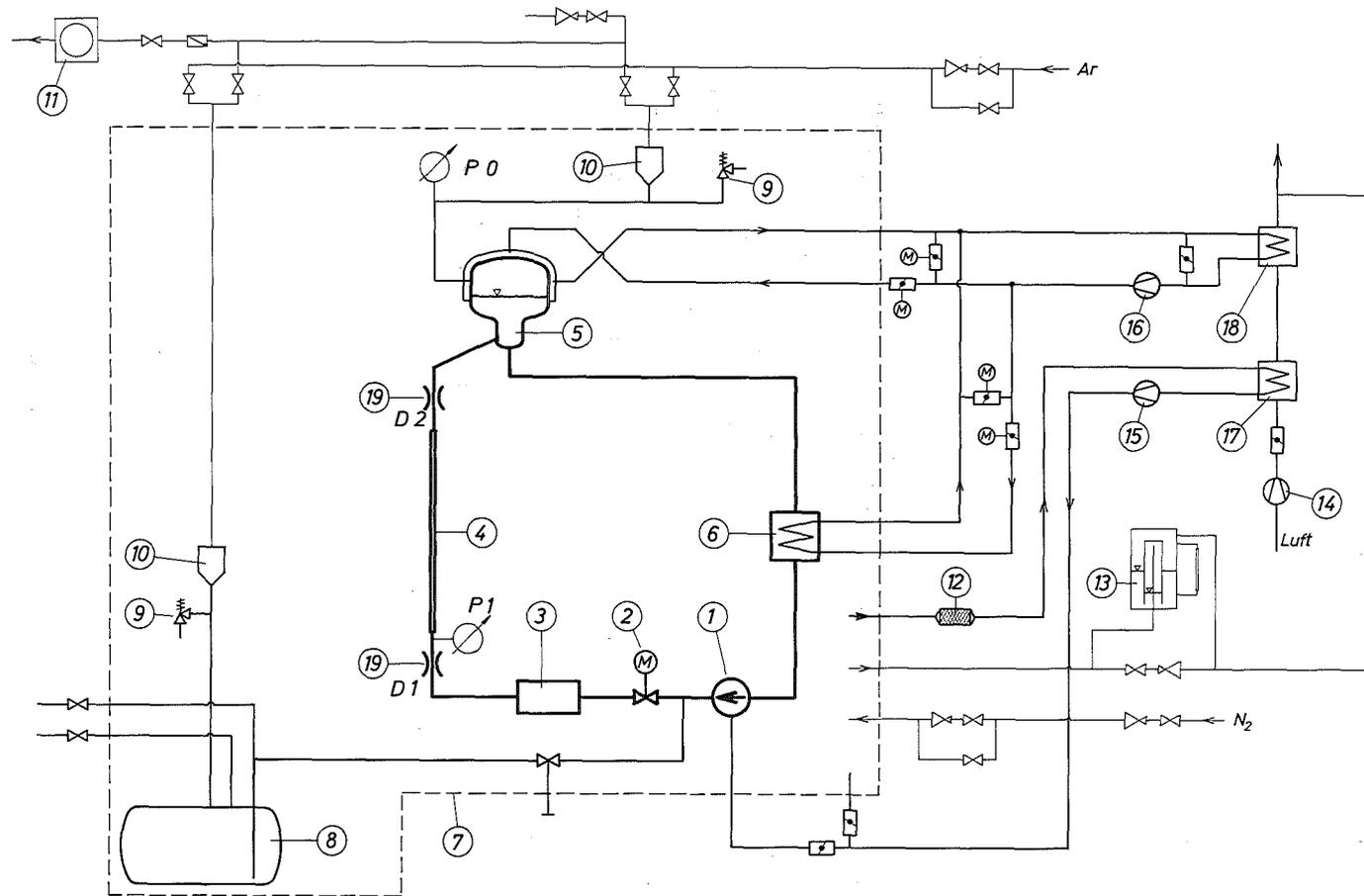
Versuch Nr.	Wärmestromdichte ϕ [W/m ²]	Geschwindigkeit v_1 [m/s]	Temperaturen [°C]										
			ϑ_2	ϑ_4	ϑ_5	ϑ_6	ϑ_7	ϑ_8	ϑ_9	ϑ_{10}	ϑ_{11}	ϑ_{13}	ϑ_{14}
18/26	81	2,4	367,5	499,8	448,0	451,3	449,5	378,5	496,0	438,0	443,5	431,5	436,5
18/27	81	1,93	379,8	528	478,8	481,3	479,8	391	525,5	466,0	473,0	457,8	463,3
18/28	81	1,39	390,8	572,0	525,3	528,3	527,8	408	574,0	511,4	523,0	499,2	512,3
18/29	81	1,05	395	614,3	572,5	575,4	571,2	414,5	624,4	556,3	575,6	539,8	561,3
18/30	81	0,70	394,6	621,3	655,8	657,3	657,8	425,3	715,5	640,0	670,8	614,0	640,5
18/32	58,5	1,66	384,3	503,2	468,8	470,8	469,3	396	500,0	458,2	463,8	451,5	456,3
18/33	81	1,67	381,3	543,3	495,0	498,0	497,0	395,8	541,8	481,8	491,0	472,3	480,8
18/34	106	1,62	388,3	610,3	544,0	549,0	547,0	405,5	608,3	525,8	539,0	512,0	524,5
18/35	136	1,67	390,0	670,8	589,6	594,5	592,5	411,6	670,3	563,6	582,0	547,0	562,0
18/36	78	1,66	507,2	665,6	624,0	625,0	621,5	521,3	655,5	607,8	609,4	597,2	597,0
18/38	82	1,67	306,8	476,5	423,5	425,5	422,8	320,0	466,2	408,0	411,5	397,8	400,0

Tabelle 5: Temperaturverteilung
Teststrecke 18 (Natrium)

1
2

Versuch Nr.	Eintrittstemp. ϑ_2 [°C]	Wärmestromdichte Φ [W/m ²]	Systemdruck P_0 [N/m ²]	Geschwindigkeit v_1 [-, s]	Versuchstyp	Bemerkungen
14/26	610	$61 \cdot 10^4$	$0,392 \cdot 10^5$	0,6-ca. 0,3	2	Siedeverzug 23,5°C
14/27	607	$83 \cdot 10^4$	$0,392 \cdot 10^5$	0,4	3	{Siedeverzug 84°C, hydrody- namische Instabilität
14/28	626	$108 \cdot 10^4$	$0,392 \cdot 10^5$	1,3 - 0,7	1	kein Siedeverzug
14/29	603	$135 \cdot 10^4$	$0,392 \cdot 10^5$	2,0 - 1,35	1	kein Siedeverzug
14/30	600	$165 \cdot 10^4$	$0,392 \cdot 10^5$	1,9 - 1,0	1	kein Siedeverzug
14/31	598	$106 \cdot 10^4$	$0,783 \cdot 10^5$	0,5	3	{Siedeverzug 100°C, hydrody- namische Instabilität
14/32	612	$106 \cdot 10^4$	$0,783 \cdot 10^5$	0,52	3	{Siedeverzug 127°C, hydrody- namische Instabilität
14/33	610	$133 \cdot 10^4$	$0,783 \cdot 10^5$	1,4 - 0,6	2	Siedeverzug 26°C
14/34	620	$163 \cdot 10^4$	$0,783 \cdot 10^5$	2,0 - 0,8	1	kein Siedeverzug
14/35	640	$131 \cdot 10^4$	$1,18 \cdot 10^5$	1,1 - 0,6	2	Siedeverzug 40°C
14/36	640	$161 \cdot 10^4$	$1,18 \cdot 10^5$	1,6 - 0,7	1	kein Siedeverzug
14/37	596	$108 \cdot 10^4$	$0,392 \cdot 10^5$	1,3 - 0,4	1	kein Siedeverzug
14/38	606	$135 \cdot 10^4$	$0,392 \cdot 10^5$	1,7 - 0,8	1	kein Siedeverzug
14/39	618	$165 \cdot 10^4$	$0,392 \cdot 10^5$	1,9 - 1,1	1	kein Siedeverzug
14/40	646	$106 \cdot 10^4$	$0,782 \cdot 10^5$	0,5	3	{Siedeverzug 115°C, hydrody- namische Instabilität
14/41	620	$163 \cdot 10^4$	$0,782 \cdot 10^5$	1,8 - 0,6	1	kein Siedeverzug
14/44	590	$235 \cdot 10^4$	$1,18 \cdot 10^5$	2,0 - 0,9	2	Siedeverzug 15,5°C
14/45	605	$240 \cdot 10^4$	$0,392 \cdot 10^5$	2,3 - 1,7	1	kein Siedeverzug
14/46	595	$131 \cdot 10^4$	$1,18 \cdot 10^5$	0,5	3	{Siedeverzug 140°C, hydrody- namische Instabilität
14/47	595	$131 \cdot 10^4$	$1,18 \cdot 10^5$	1,1 - 0,4	1	kein Siedeverzug

Tabelle 6: Zusammenstellung der durchgeführten Siederversuche
(Teststrecke 14)

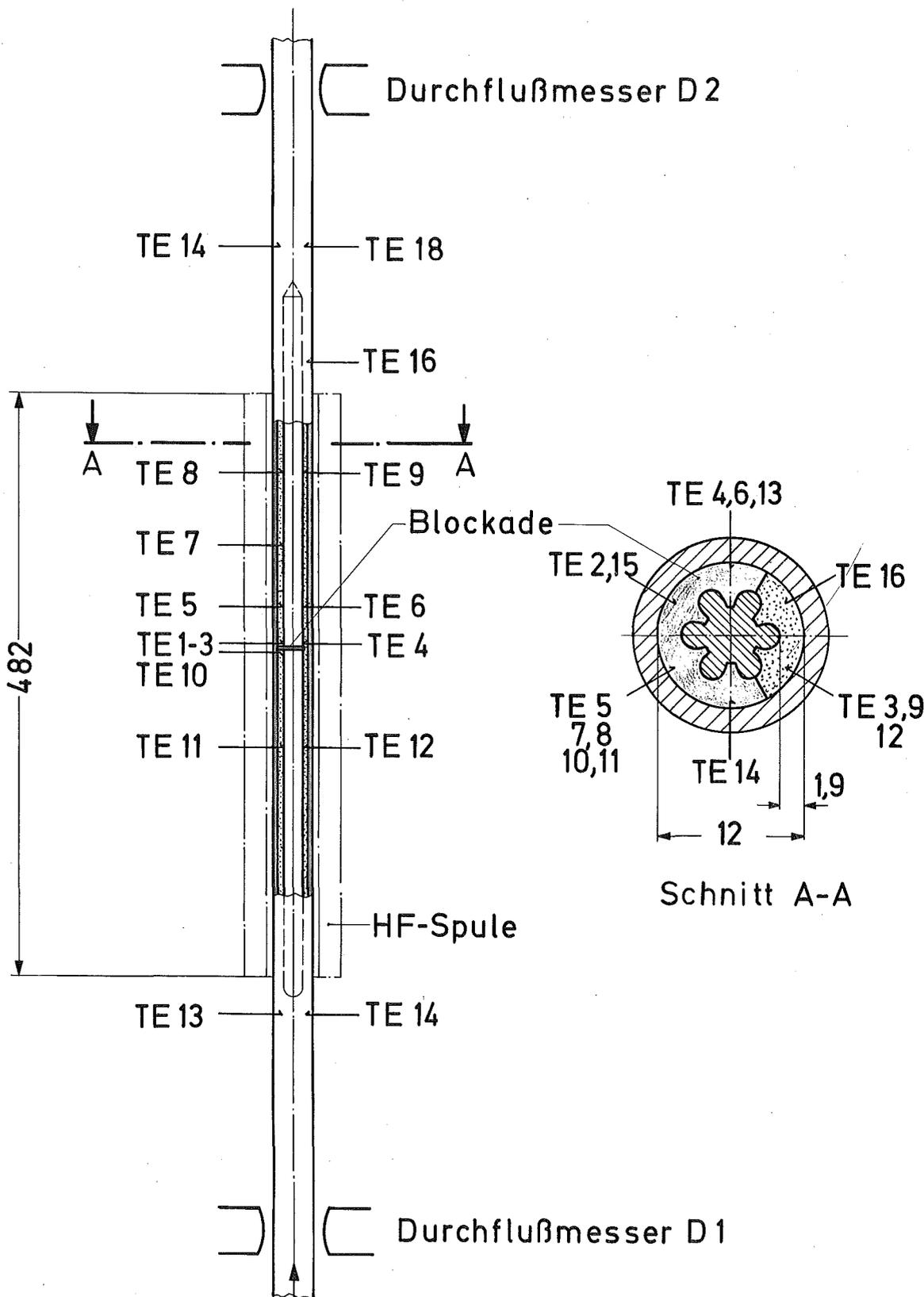


- | | | |
|--|--|--|
| 1 EM-Pumpe (3 at , 9 m ³ /h) | 8 Abfalltank (370 Liter , 500 °C , 2 atü) | 15 Stickstoffgebläse 2 (2200 m ³ /h , 100 kp/m ²) |
| 2 Pneum. Schnellschluß- und Regelventil | 9 Sicherheitsventil | 16 Stickstoffgebläse 3 (2200 m ³ /h , 75 kp/m ²) |
| 3 Vorheizer (18 kW) | 10 Dampffalle | 17 Wärmetauscher II N ₂ -Luft
A = 60 m ² , θ _m = 12,5 °C , 18 kW |
| 4 Teststrecke | 11 Vakuumpumpe | 18 Wärmetauscher III N ₂ -Luft
A = 9 m ² , θ _m = 90 °C , 20 kW |
| 5 Ausdehnungsbehälter (300 Liter , 700 °C , 10 atü) | 12 Filter | 19 Permanentmagnet - Durchflußmesser |
| 6 Wärmetauscher Na - N ₂ , A = 0,4 m ² , θ _m = 540 °C | 13 Abblas - System Schutzbehälter | |
| 7 Schutzbehälter | 14 Luftgebläse 1 (3500 m ³ /h , 80 kp/m ²) | |

GFK
IRE

Fließbild des Natriumsiedekreislaufs (NSK)

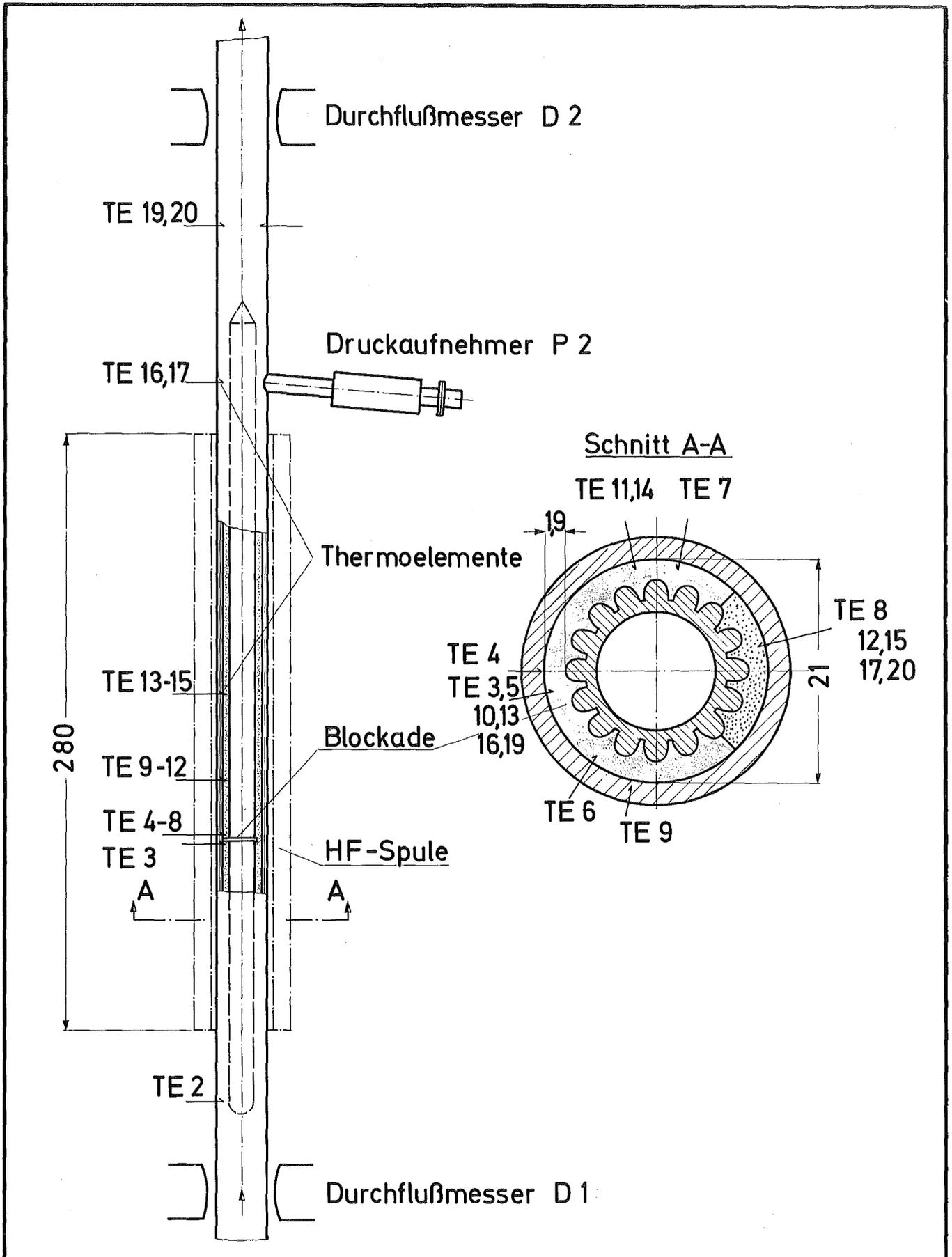
Abb. 1



GFK
IRE

Teststrecke Nr. 10

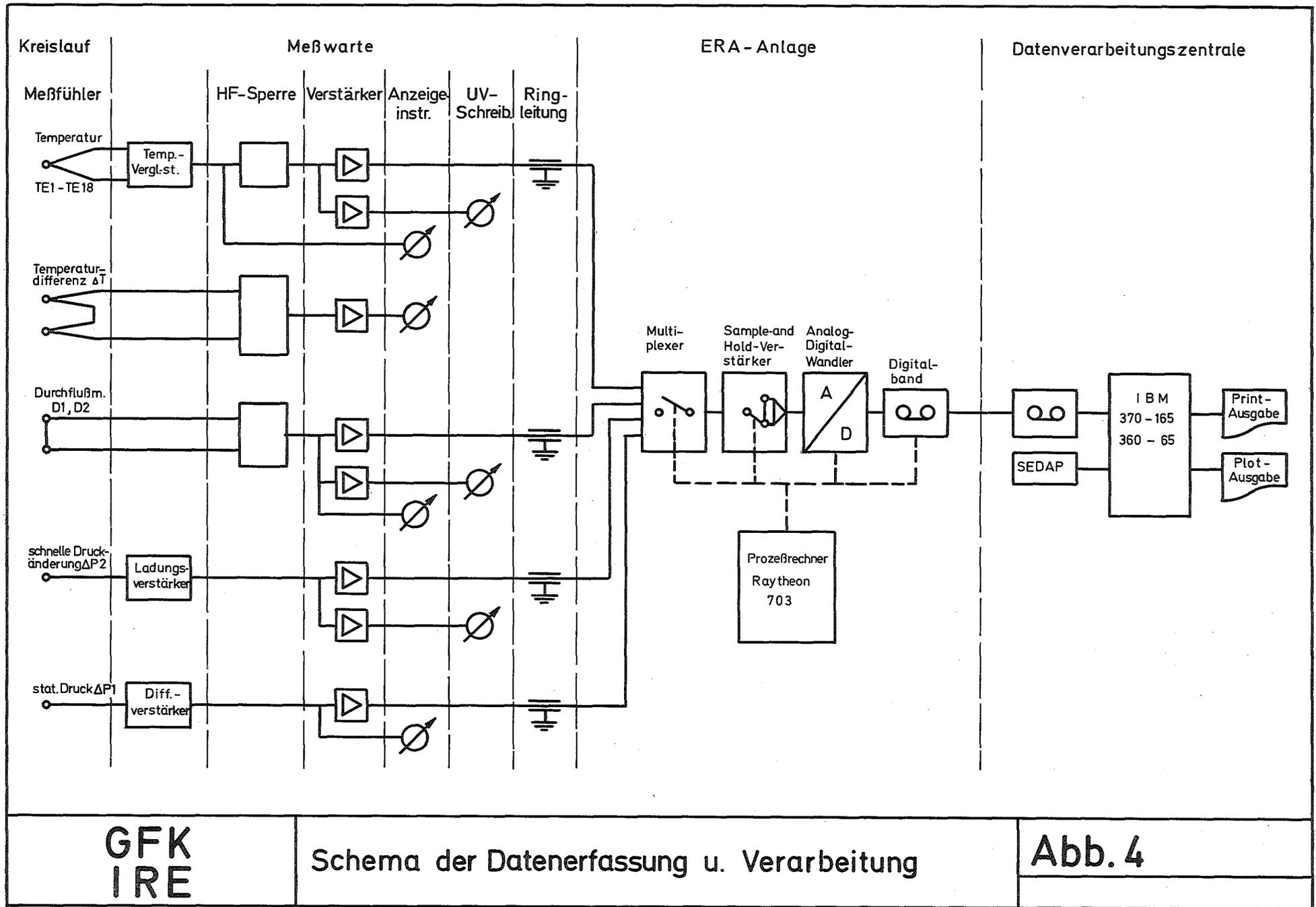
Abb. 2



GFK
I RE

Teststrecke Nr.14 und Nr.18

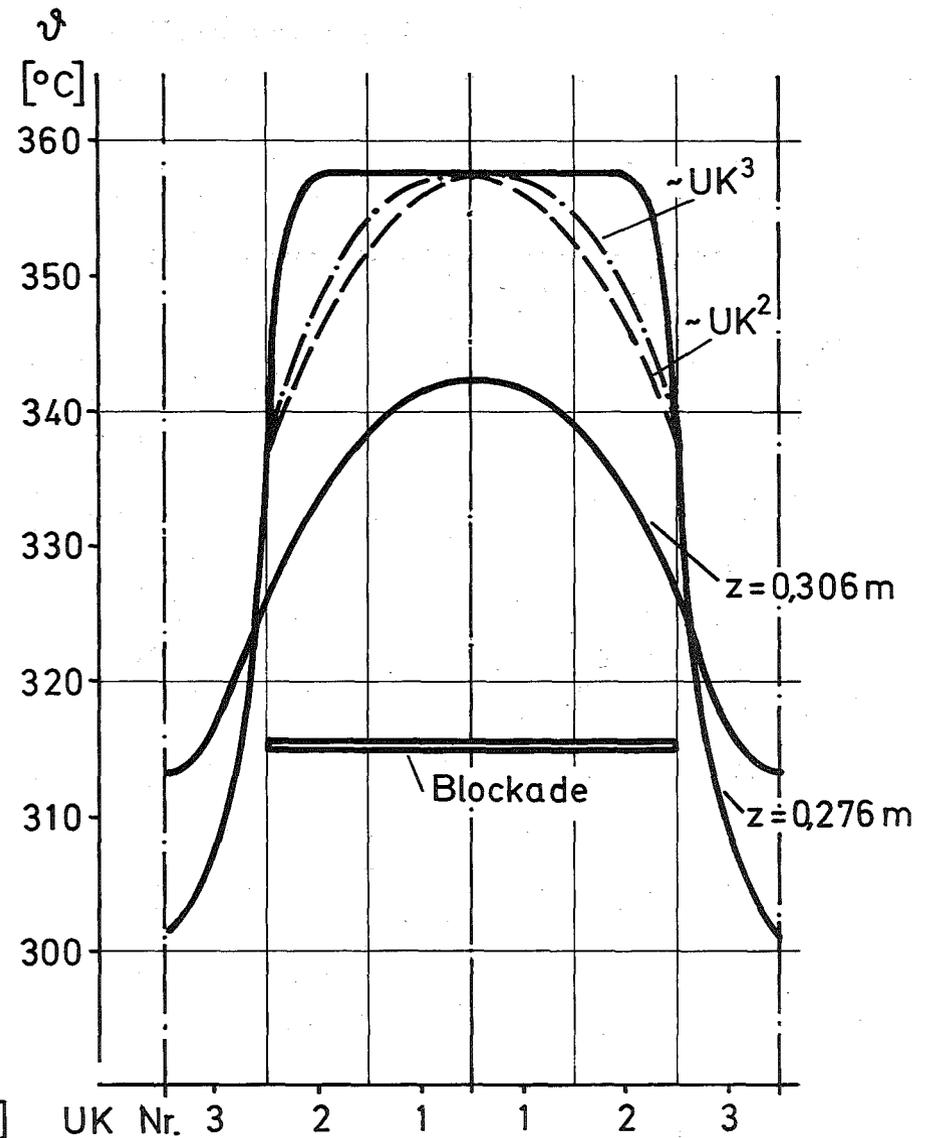
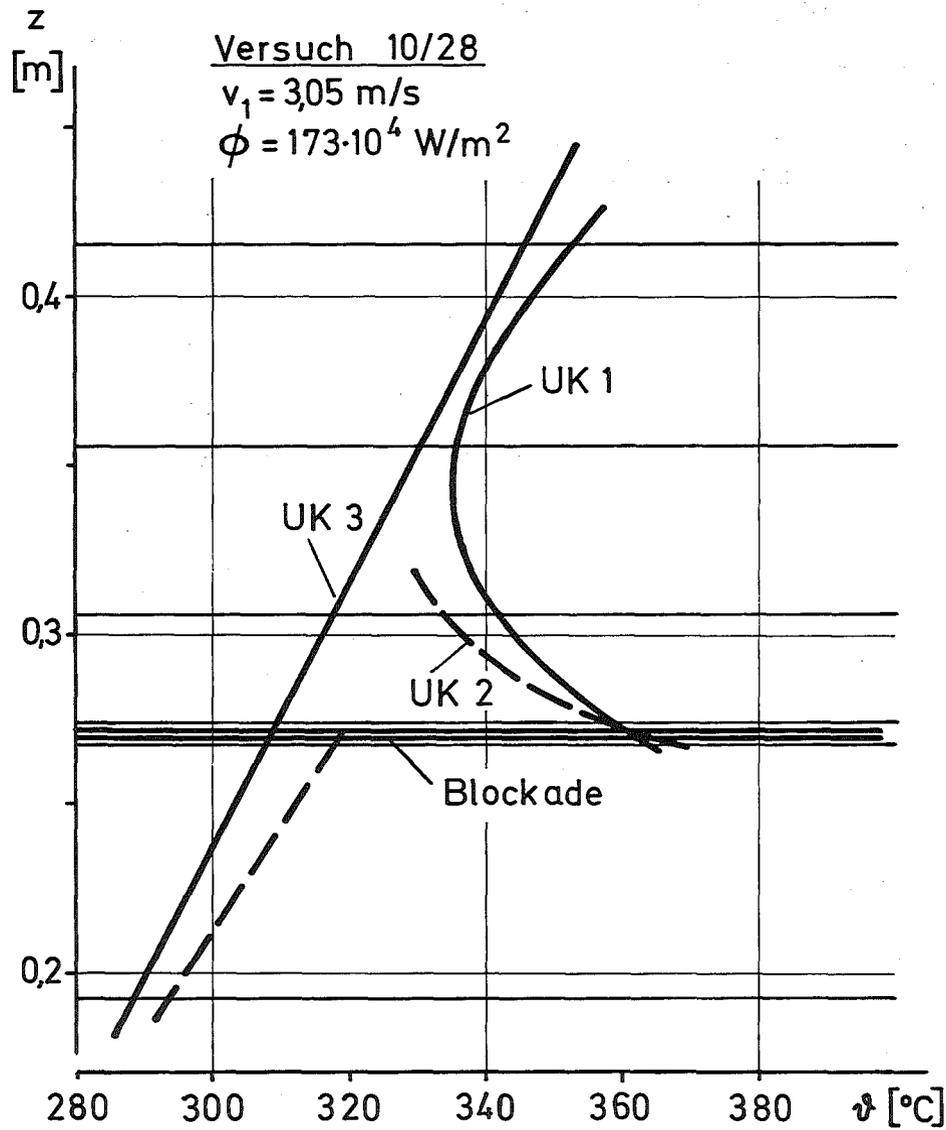
Abb. 3



GFK
IRE

Schema der Datenerfassung u. Verarbeitung

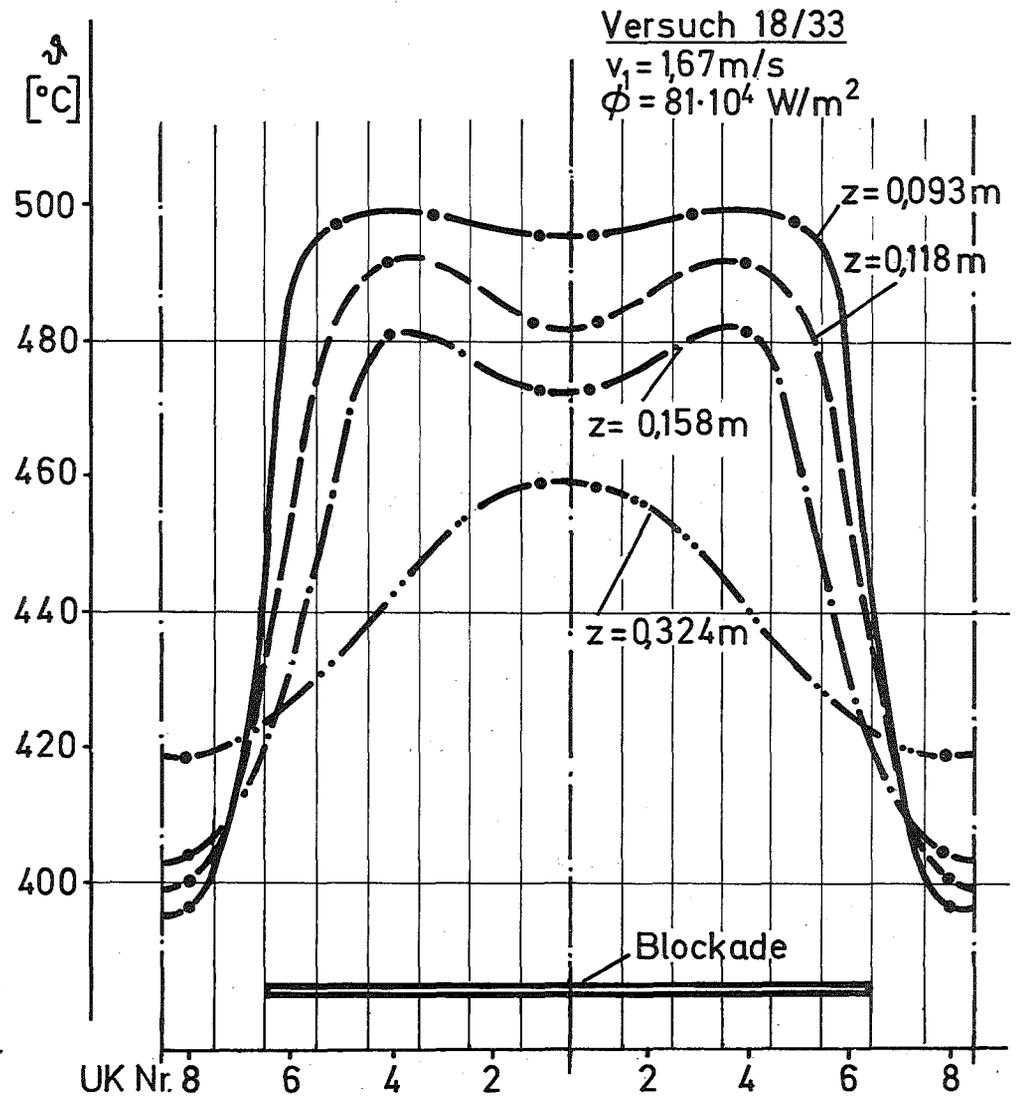
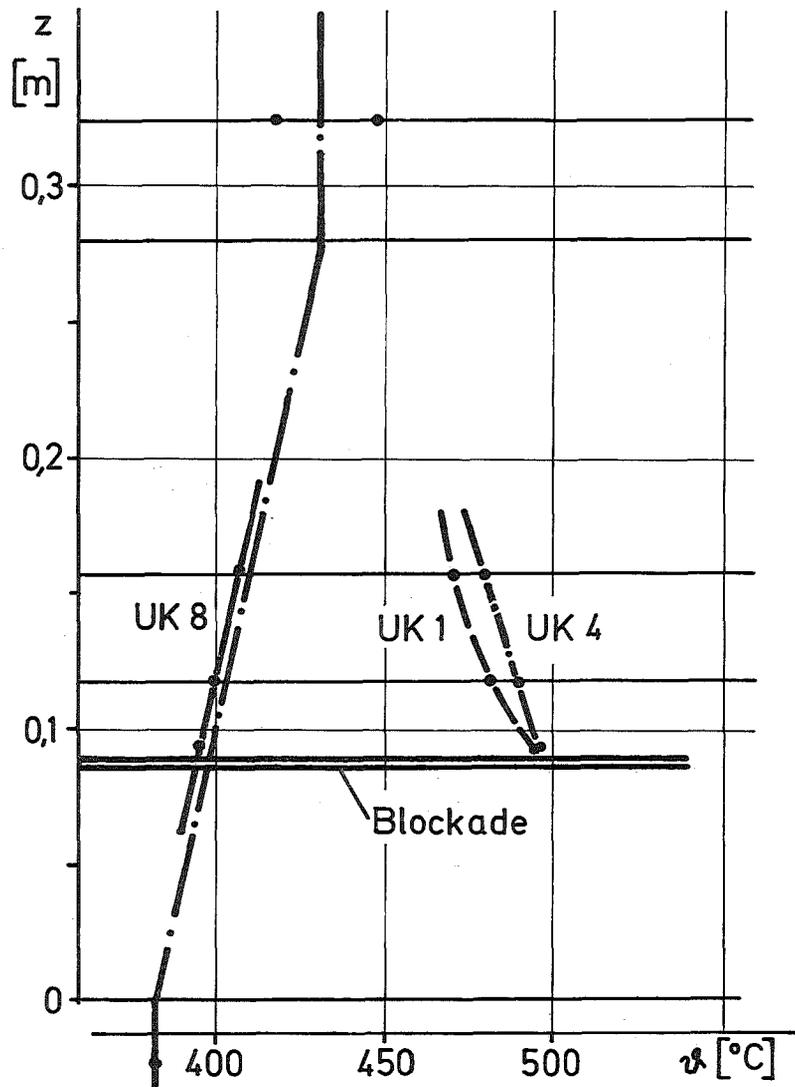
Abb. 4



GFK
IRE

Axiale und azimutale Temperaturverteilung
mit Natrium (Teststrecke 10)

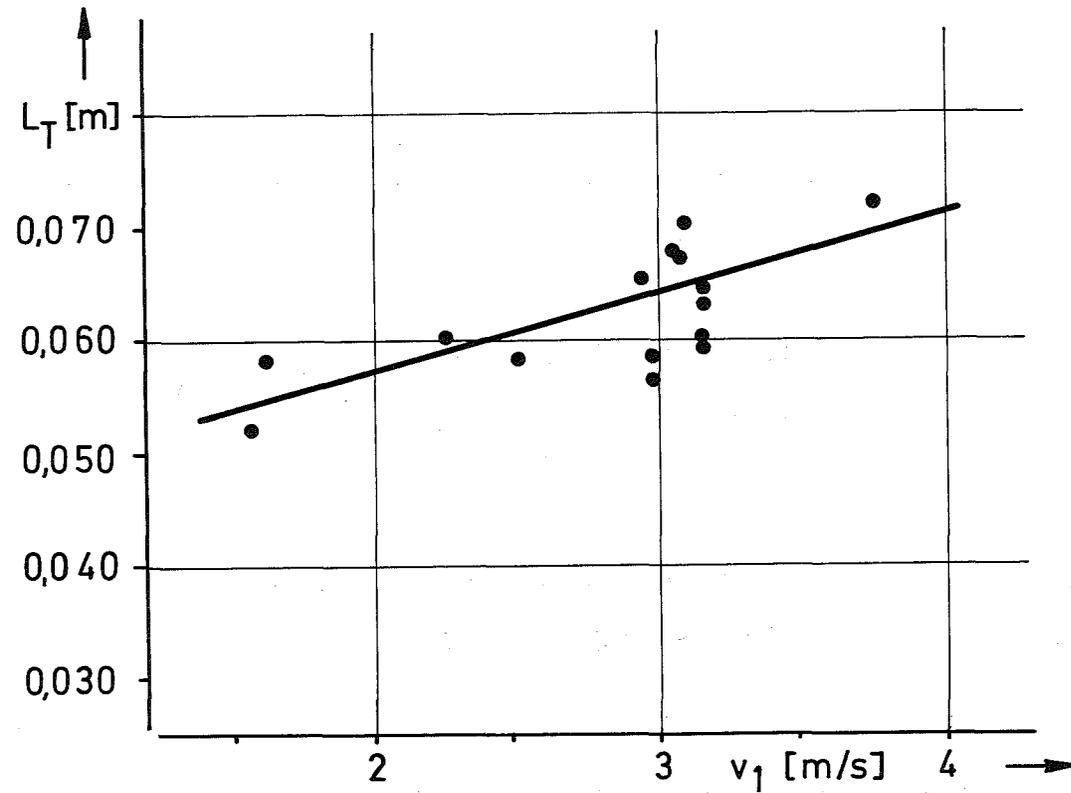
Abb. 5



GFK
IRE

Axiale und azimuthale Temperaturverteilung
mit Natrium (Teststrecke 18)

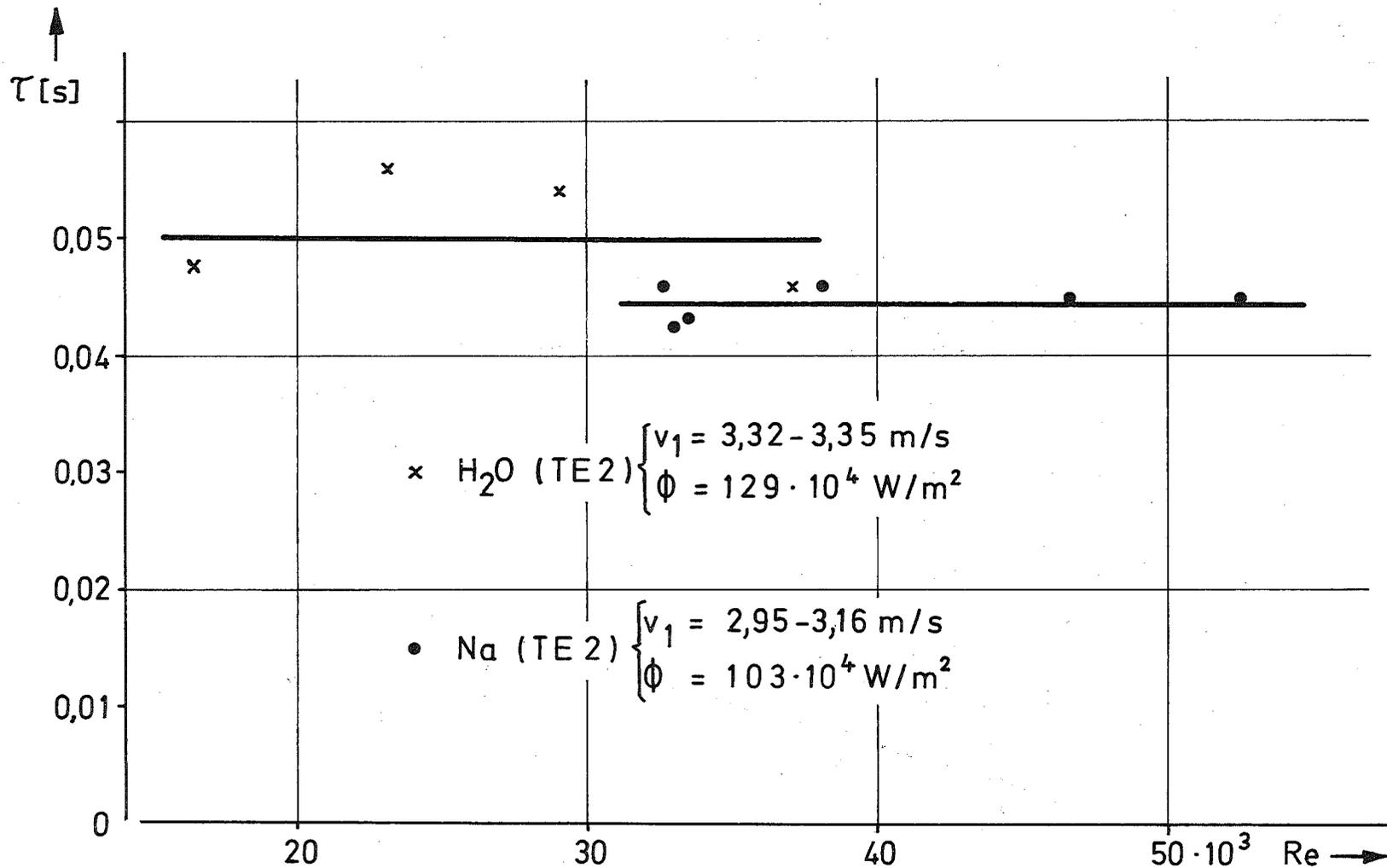
Abb. 6



GFK
IRE

Länge des Rückströmgebietes
(Natrium, Teststrecke 10)

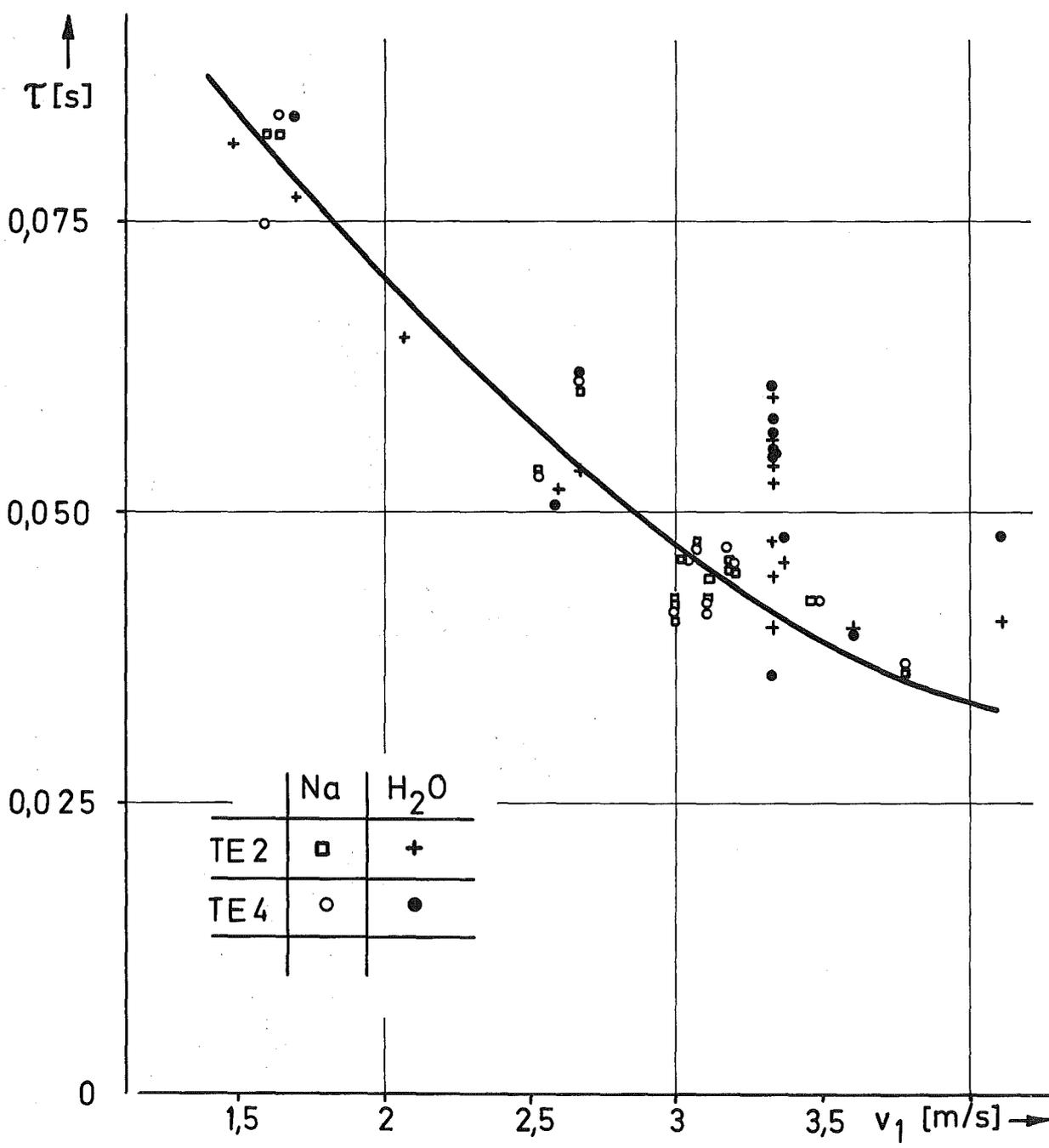
Abb. 7



GFK
IRE

Abhängigkeit der Durchlaufzeit von der
Reynoldszahl (Teststrecke 10)

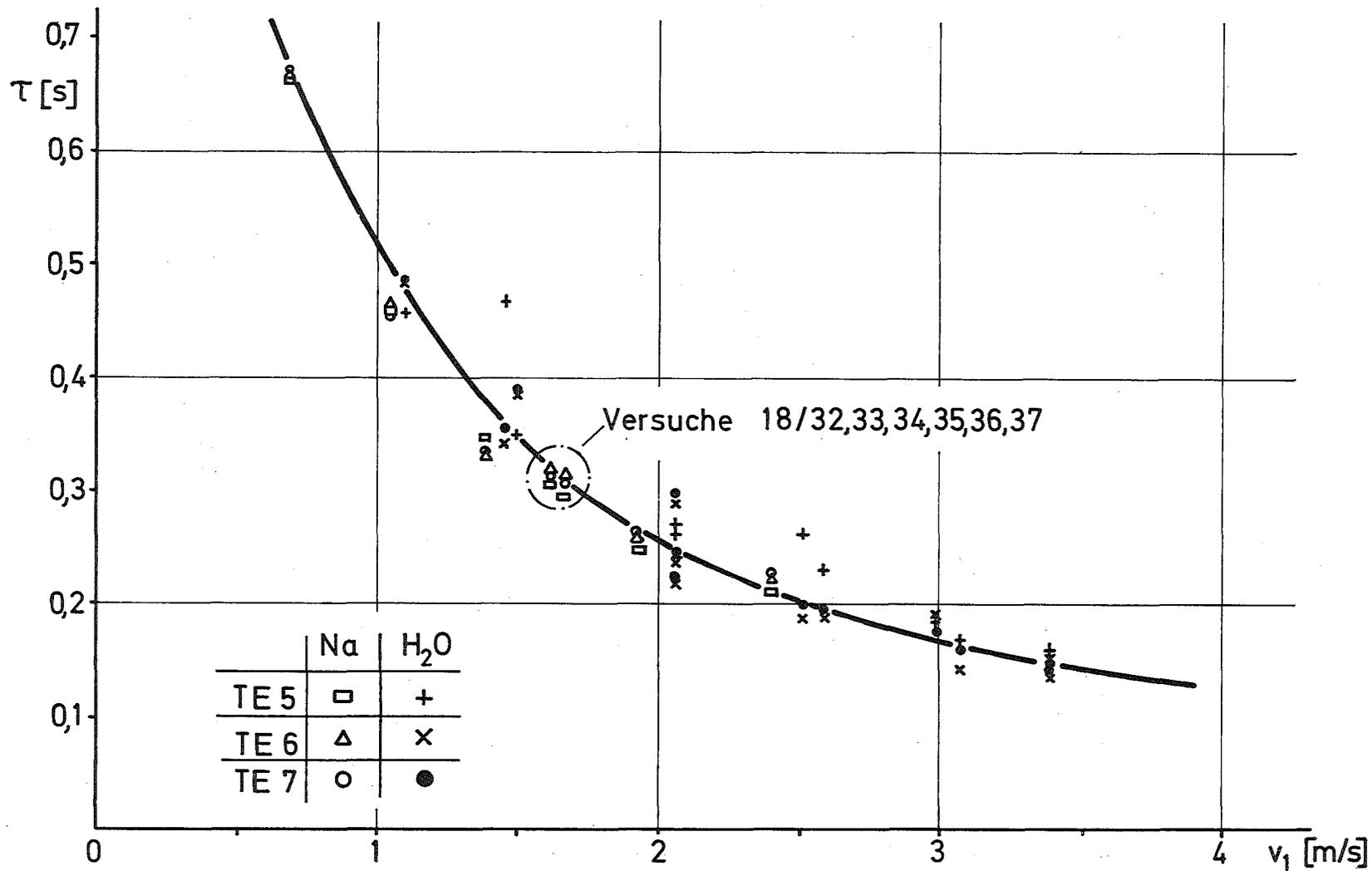
Abb. 8



GFK
IRE

Vergleich der Durchlaufzeiten von
Natrium und Wasser (Teststrecke 10)

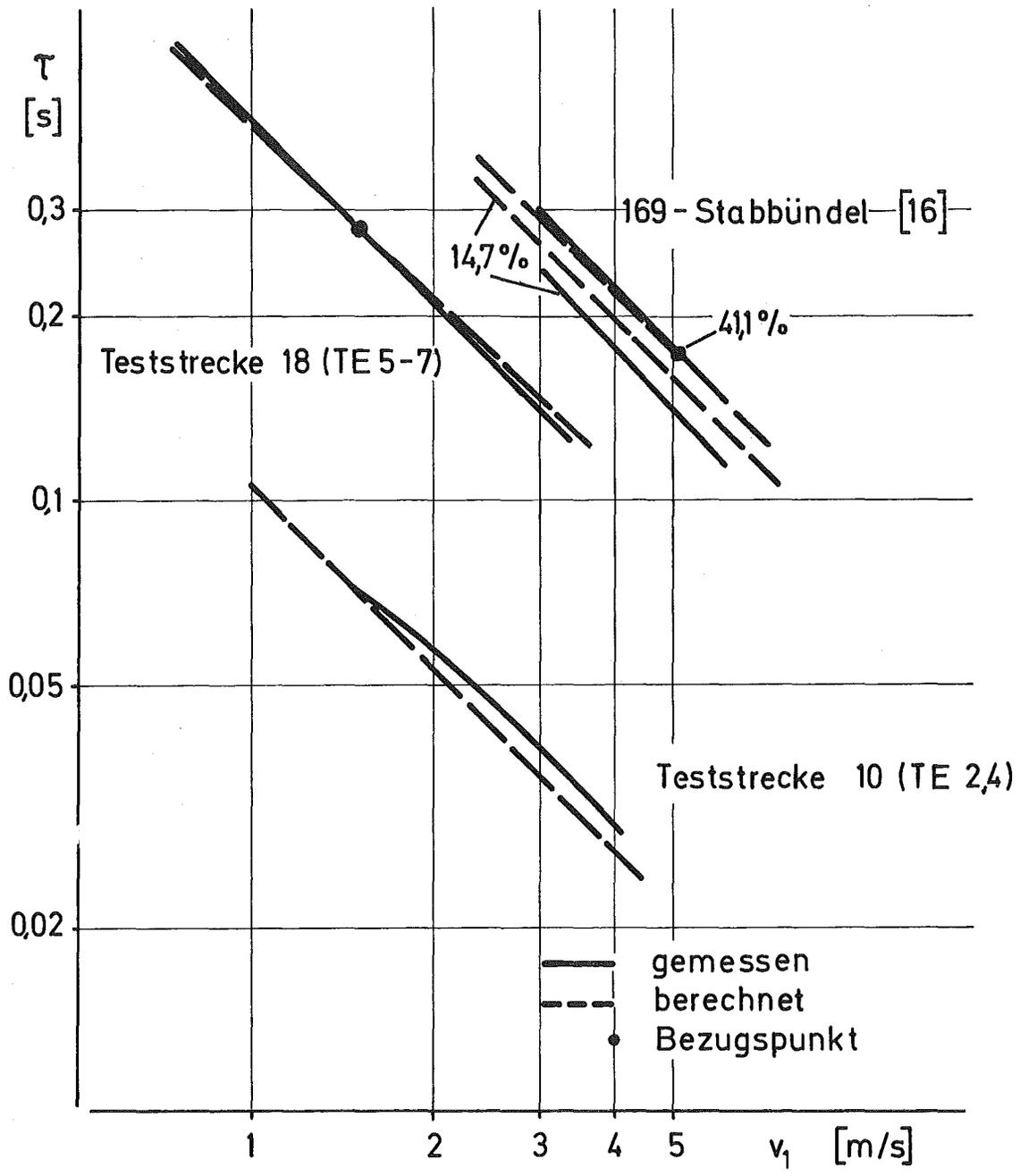
Abb. 9



GFK
IRE

Vergleich der Durchlaufzeiten von Natrium und Wasser (Teststrecke 18)

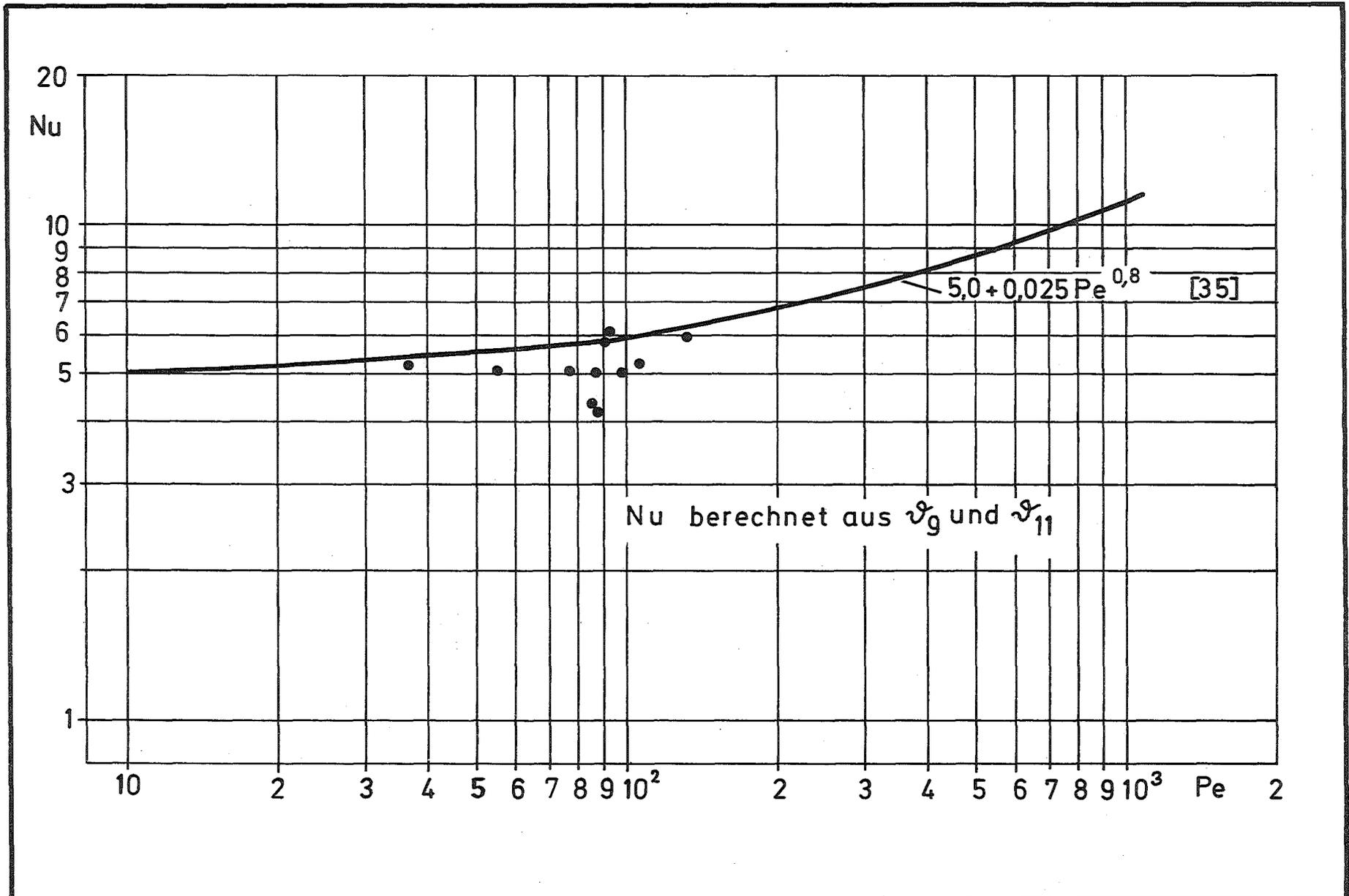
Abb. 10



GFK
IRE

Vergleich der gemessenen und berechneten Durchlaufzeit für verschiedene Testanordnungen

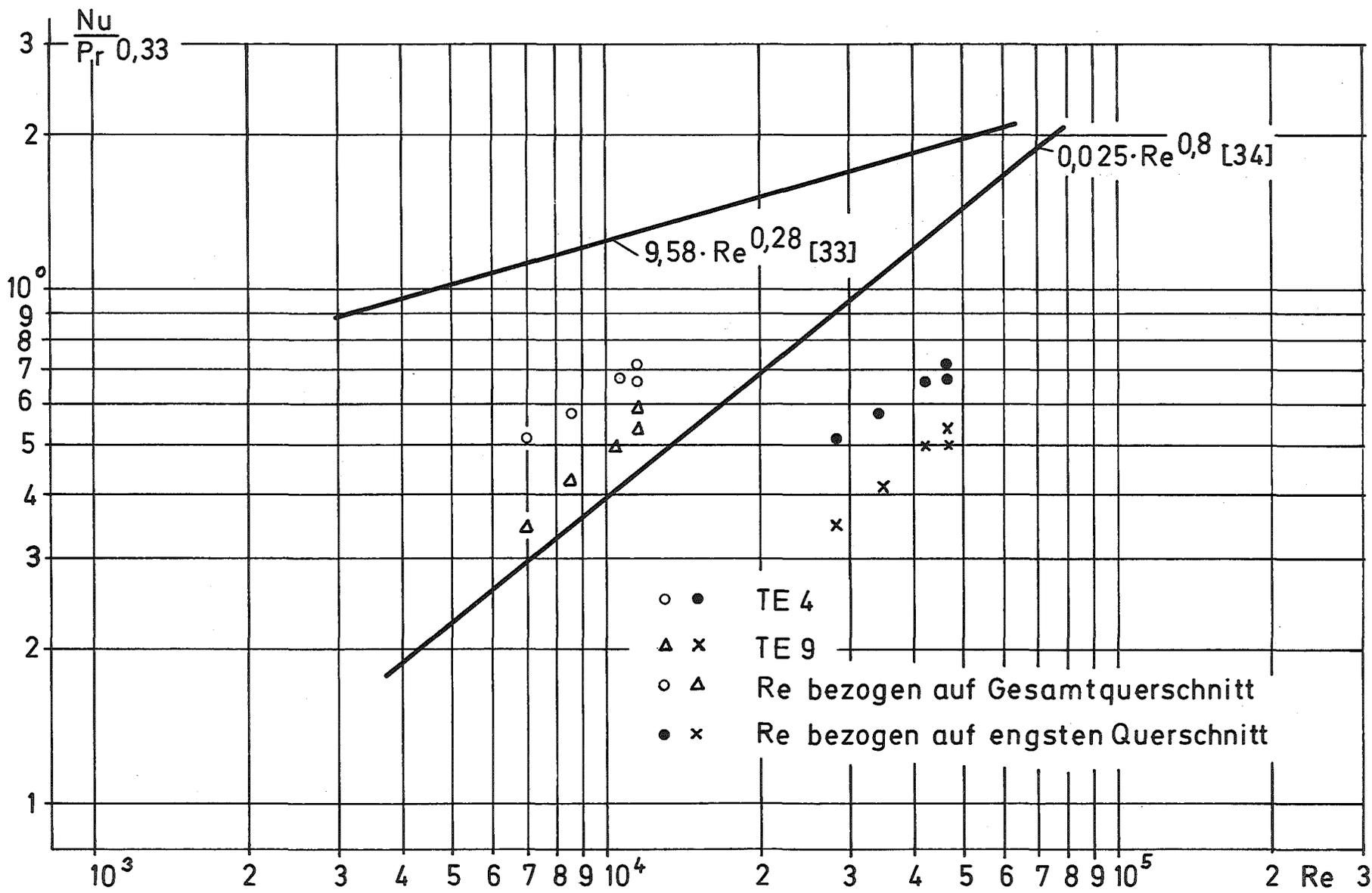
Abb. 11



GFK
IRE

Wärmeübergang im Rückströmgebiet
mit Natrium (Versuche 18/26-18/38)

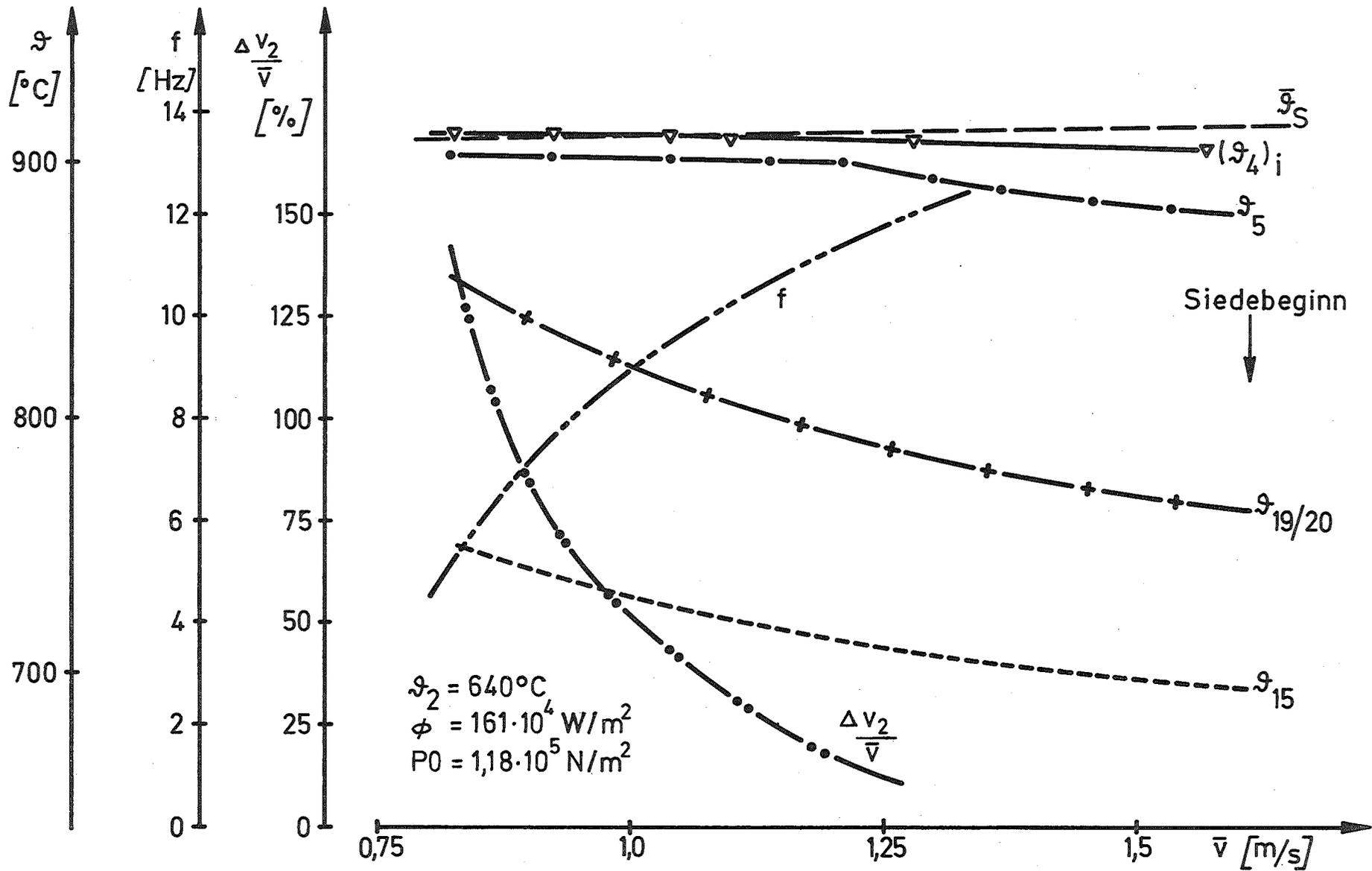
Abb. 12



GFK
IRE

Warmeübergang im Rückströmgebiet von
H₂O (Versuche 18/6 - 18/8 ; 18/12 ; 18/13)

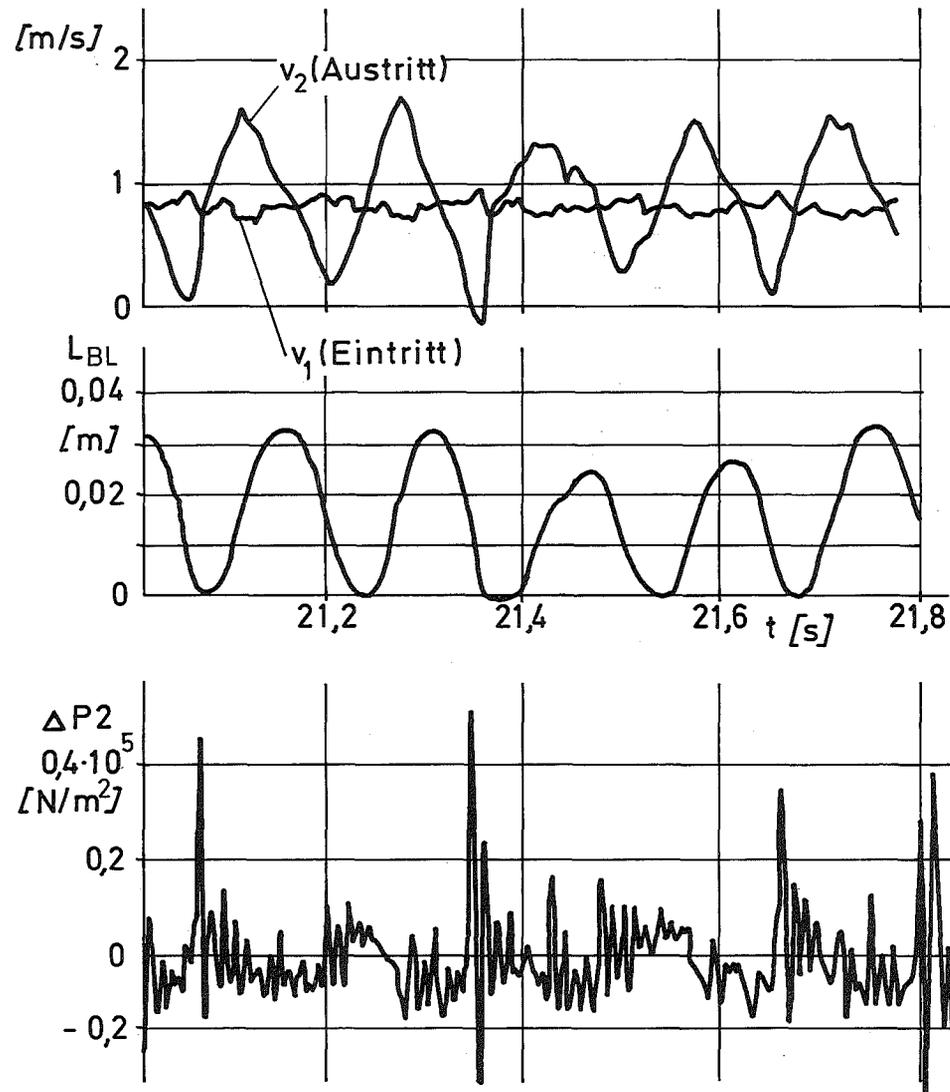
Abb.13



GFK
IRE

Versuchstyp 1: Temperaturen, Blasenfrequenz
und Schwankung der Geschwindigkeit
(Versuch 14/36)

Abb. 14



$$\phi = 161 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$$

$$P_0 = 1,18 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2$$

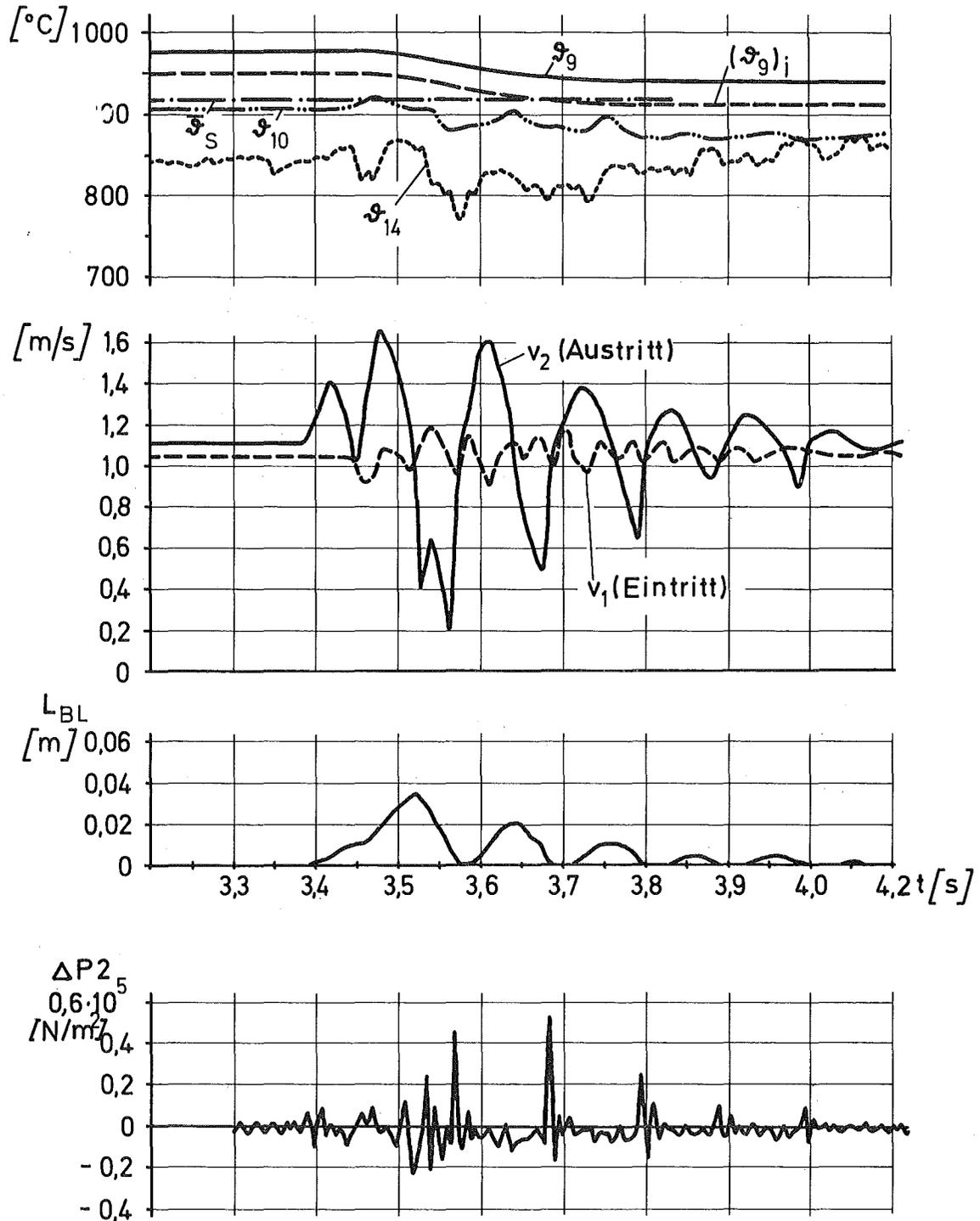
GFK
IRE

Versuchstyp 1: Geschwindigkeit, Blasenlänge
und Druckpulsationen (Versuch 14/36)

Abb. 15

$$\phi = 137 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$$

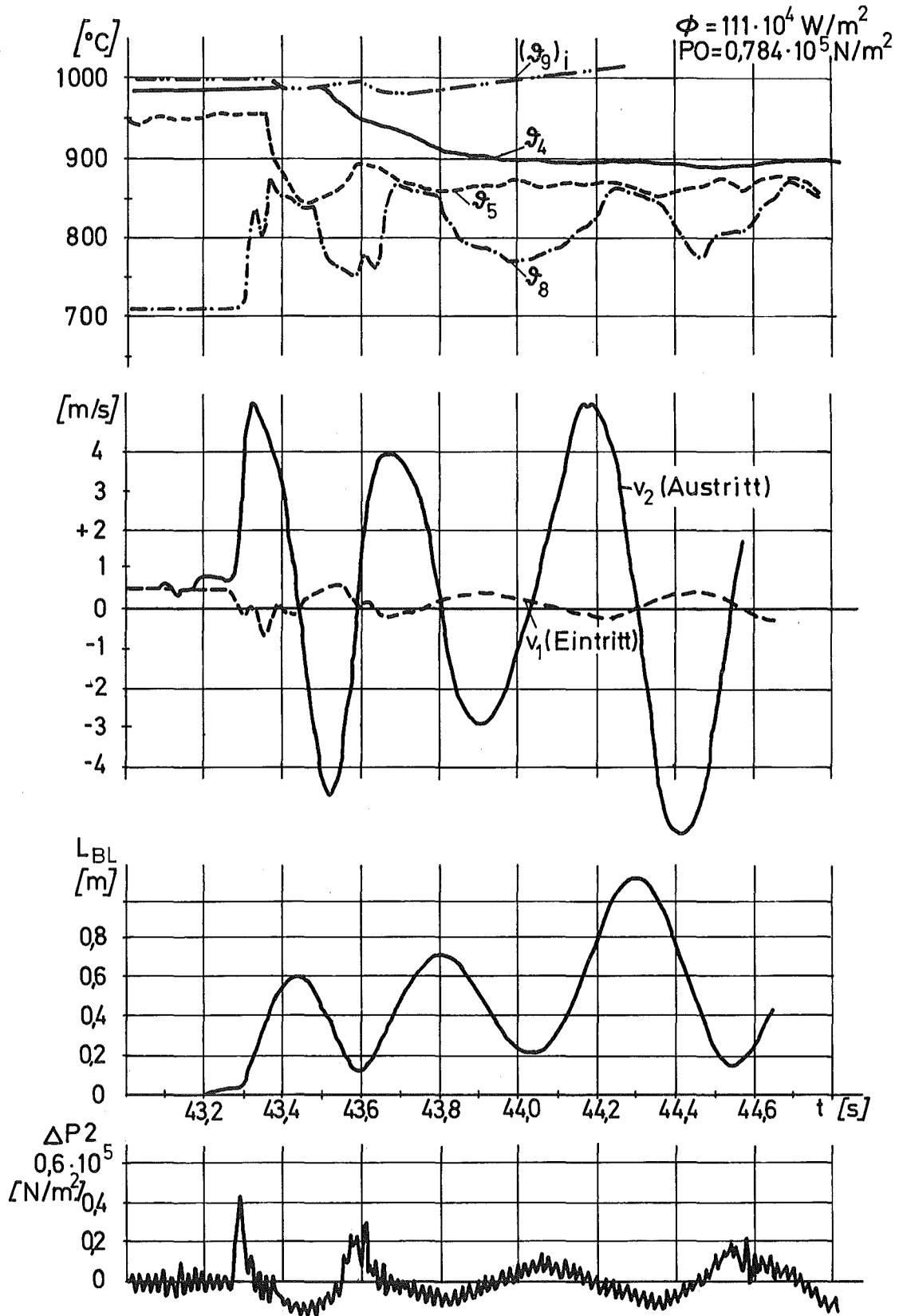
$$P_0 = 1,18 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2$$



GFK
IRE

Versuchstyp 2: Temperaturen,
Geschwindigkeiten, Blasenlänge und
Druckpulsationen (Versuch 14/35)

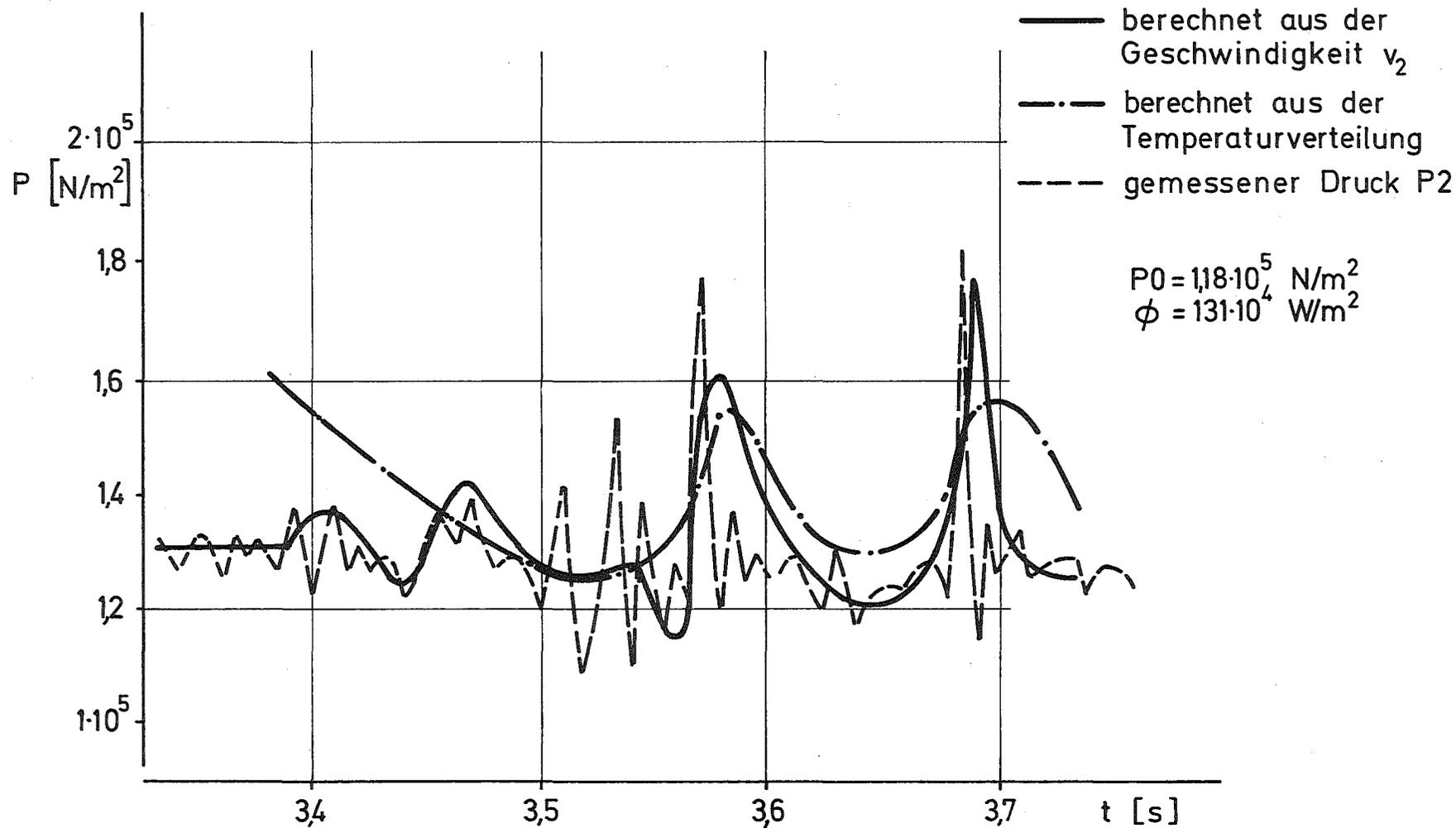
Abb. 16



**GFK
IRE**

Versuchstyp 3: Temperaturen,
 Geschwindigkeiten, Blasenlänge und
 Druckpulsationen (Versuch 14/40)

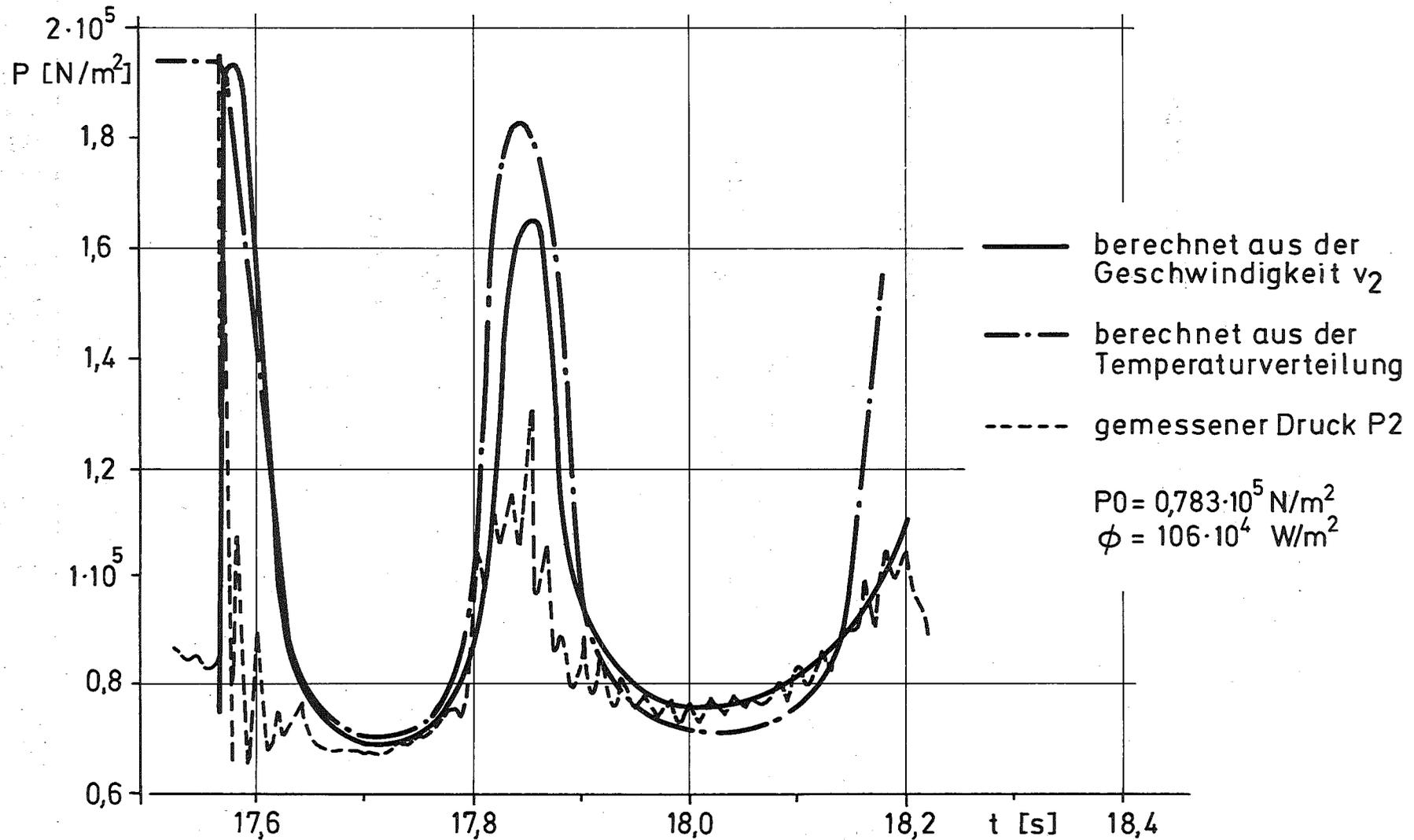
Abb.17



GFK
IRE

Druckverlauf in der Blase bei geringem
Siedeverzug (Versuch 14/35)

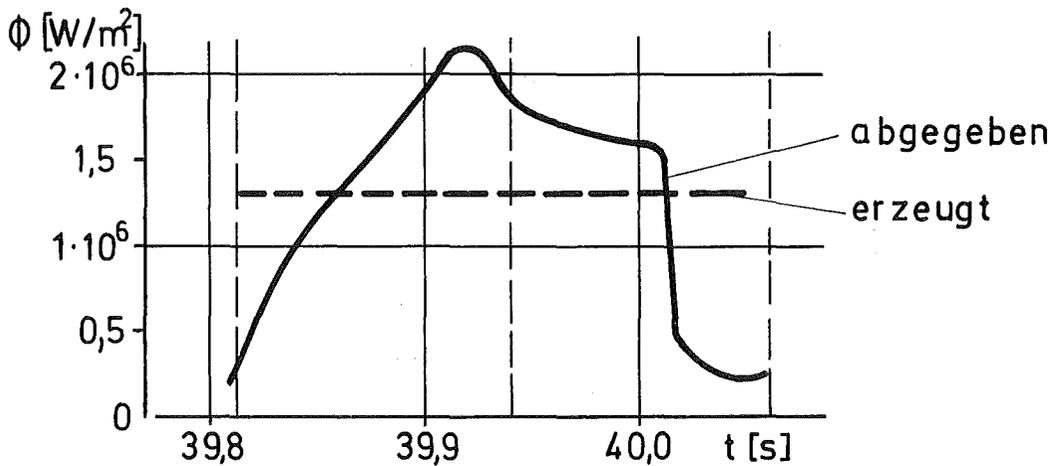
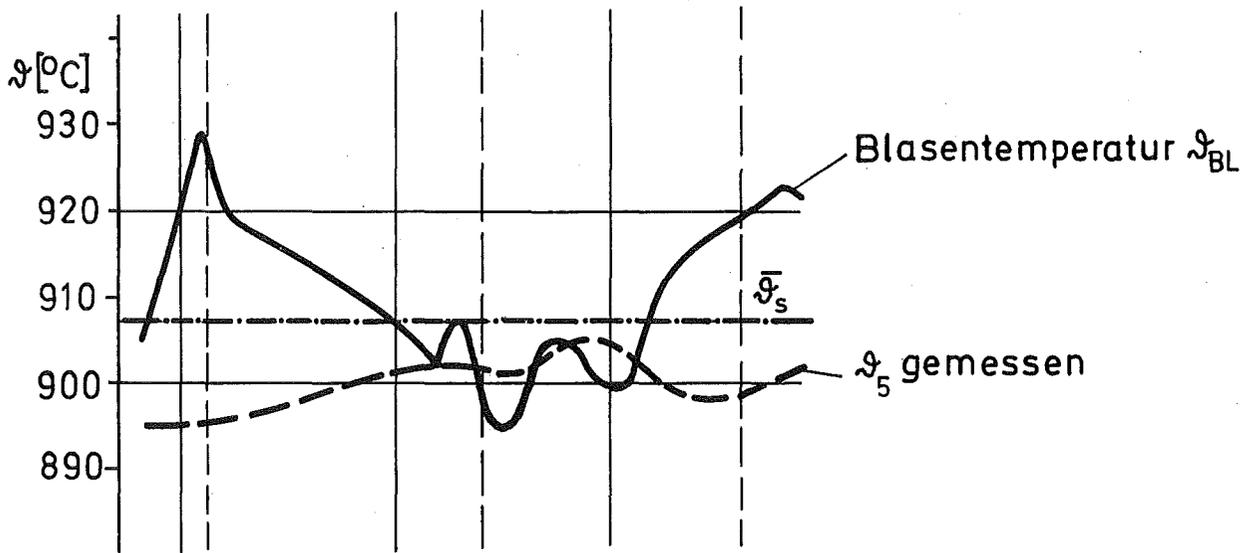
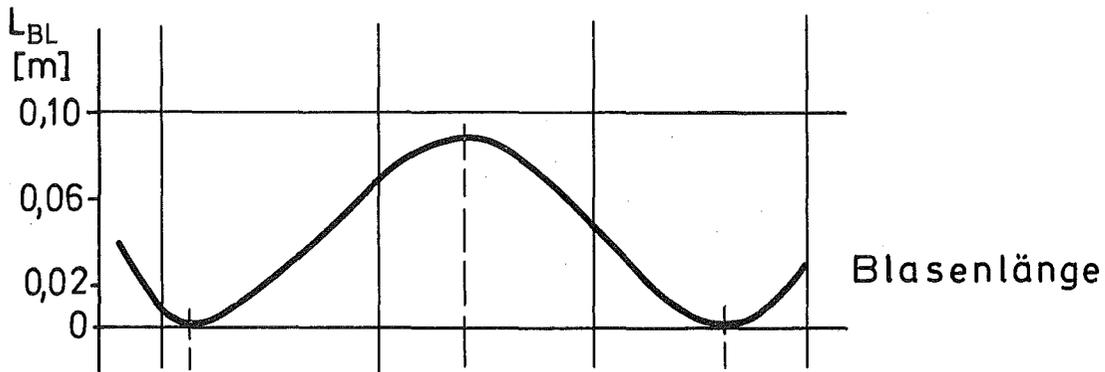
Abb. 18



GFK
IRE

Druckverlauf in der Blase bei hohem
Siedeverzug (Versuch 14/32)

Abb. 19

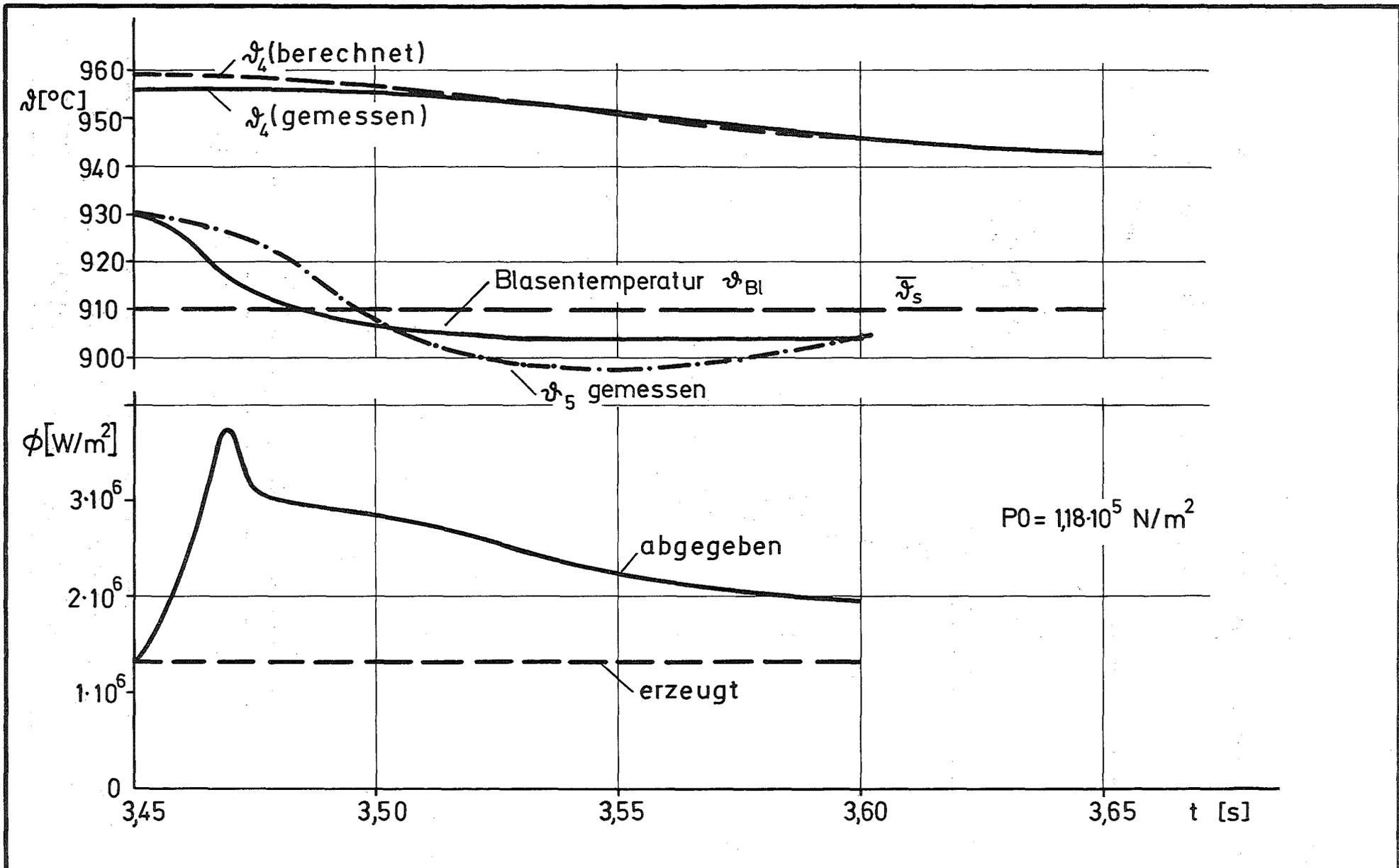


$$P_0 = 1,18 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2$$

GFK
IRE

Blasentemperatur und Wärme-
transport beim lokalen Sieden
ohne Wartezeit (Versuch 14/35)

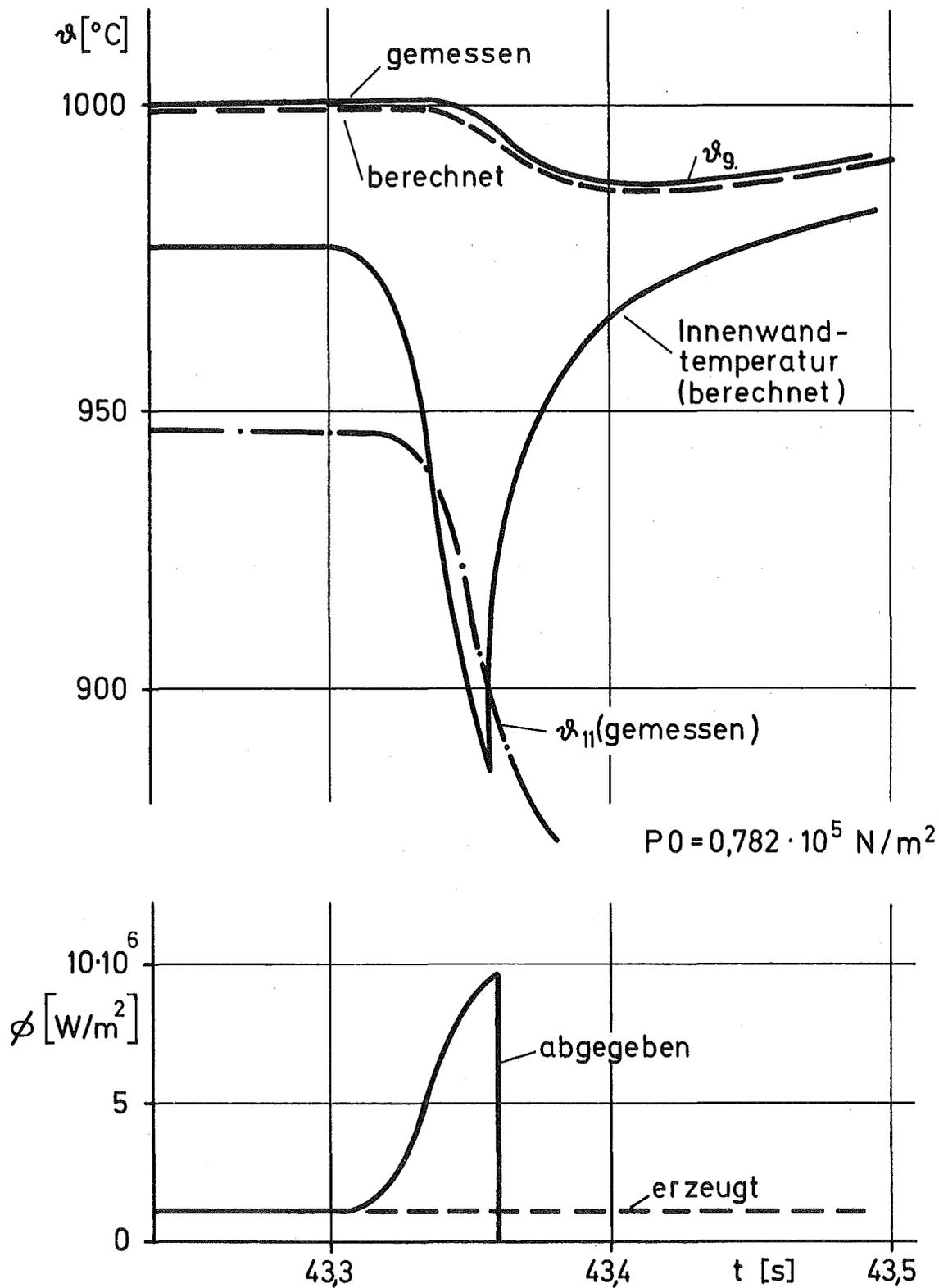
Abb. 20



GFK
IRE

Blasentemp. und Wärmetransport beim lokalen Sieden ohne Wartezeit (Versuch 14/35)

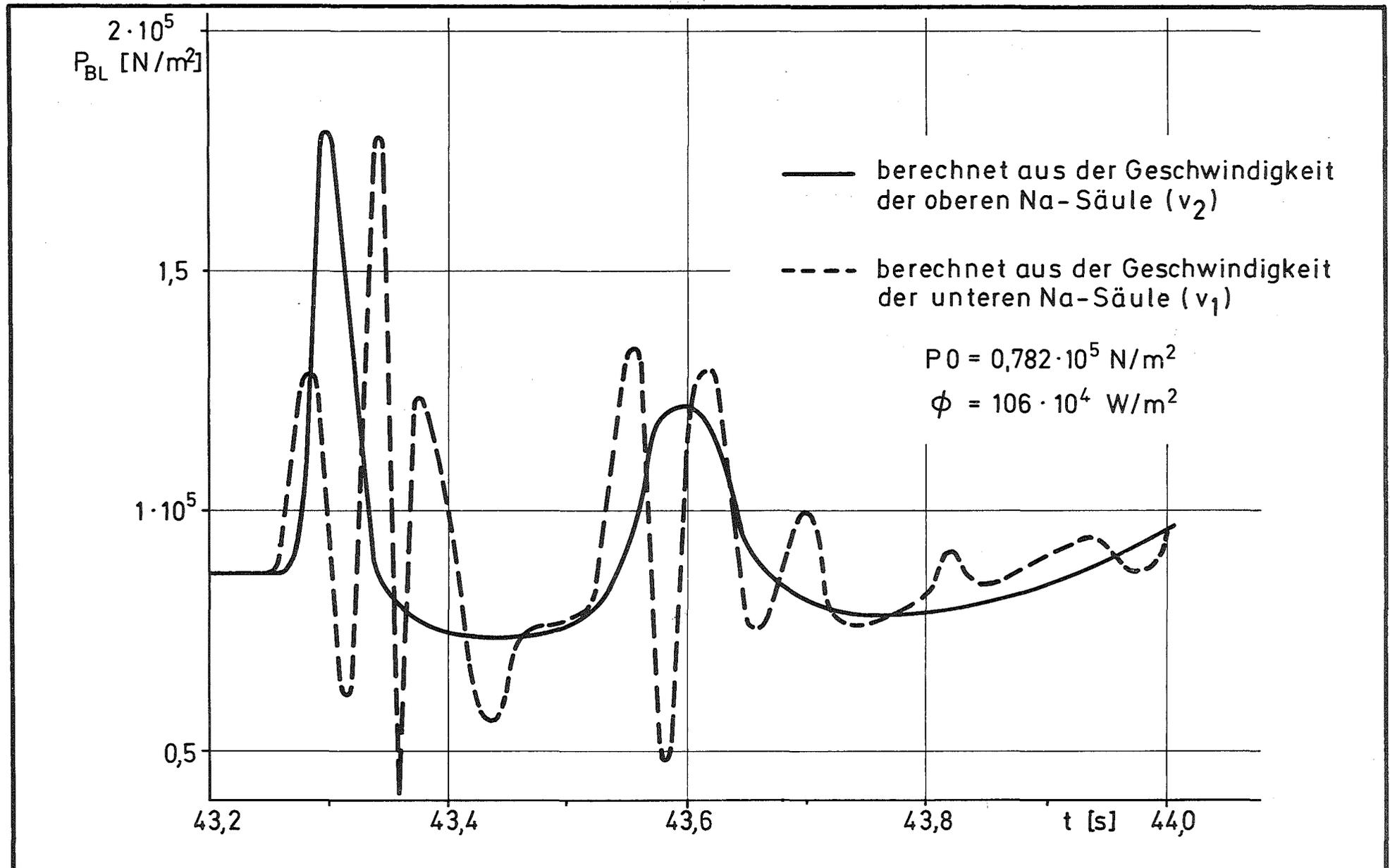
Abb. 21



GFK
 IRE

Ermittlung der effektiven
 Restfilmstärke (Vers. 14/40)

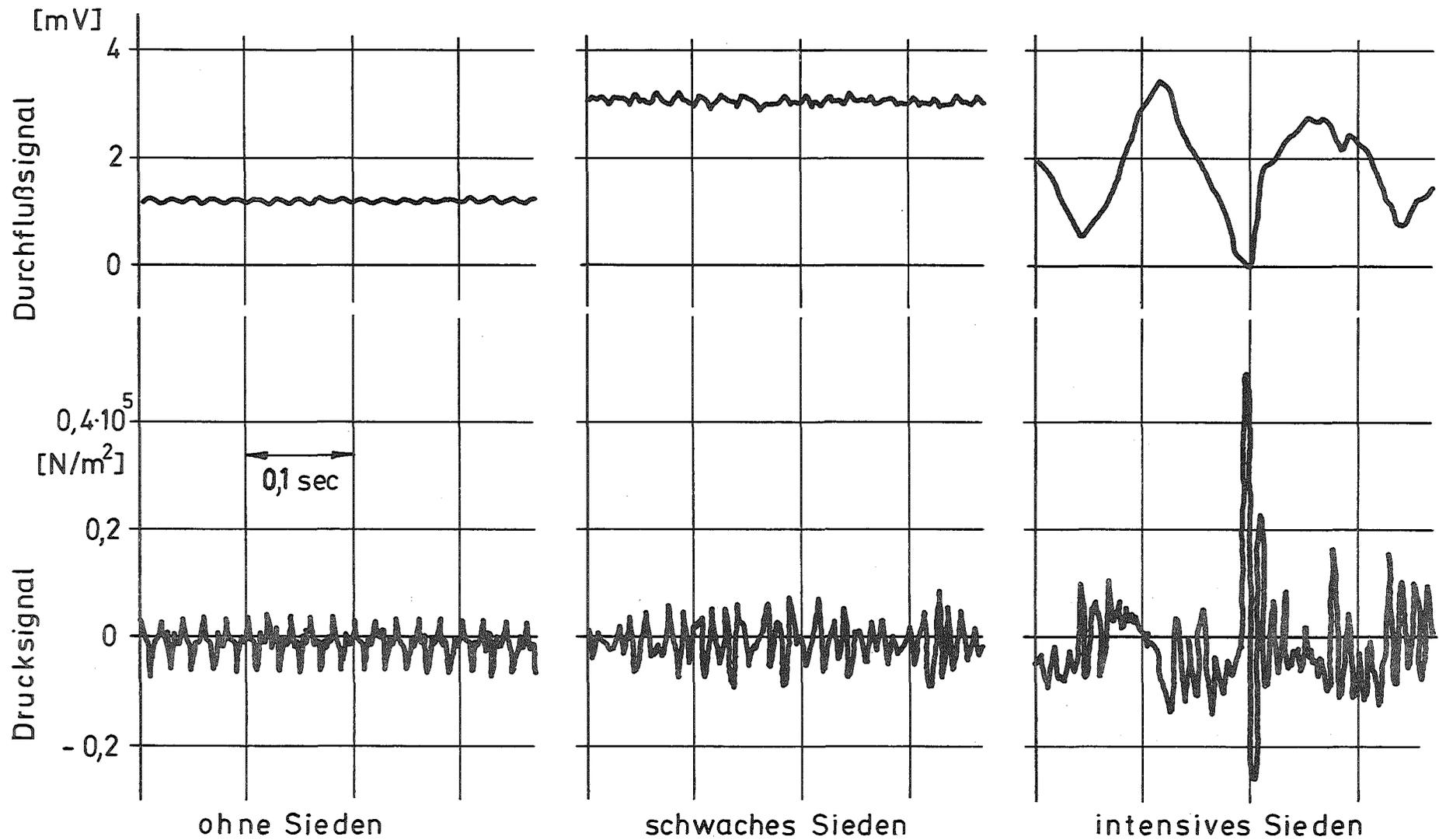
Abb. 22



GFK
IRE

Druckverlauf in der Blase bei hydrodyn.
Instabilität (Versuch 14/40)

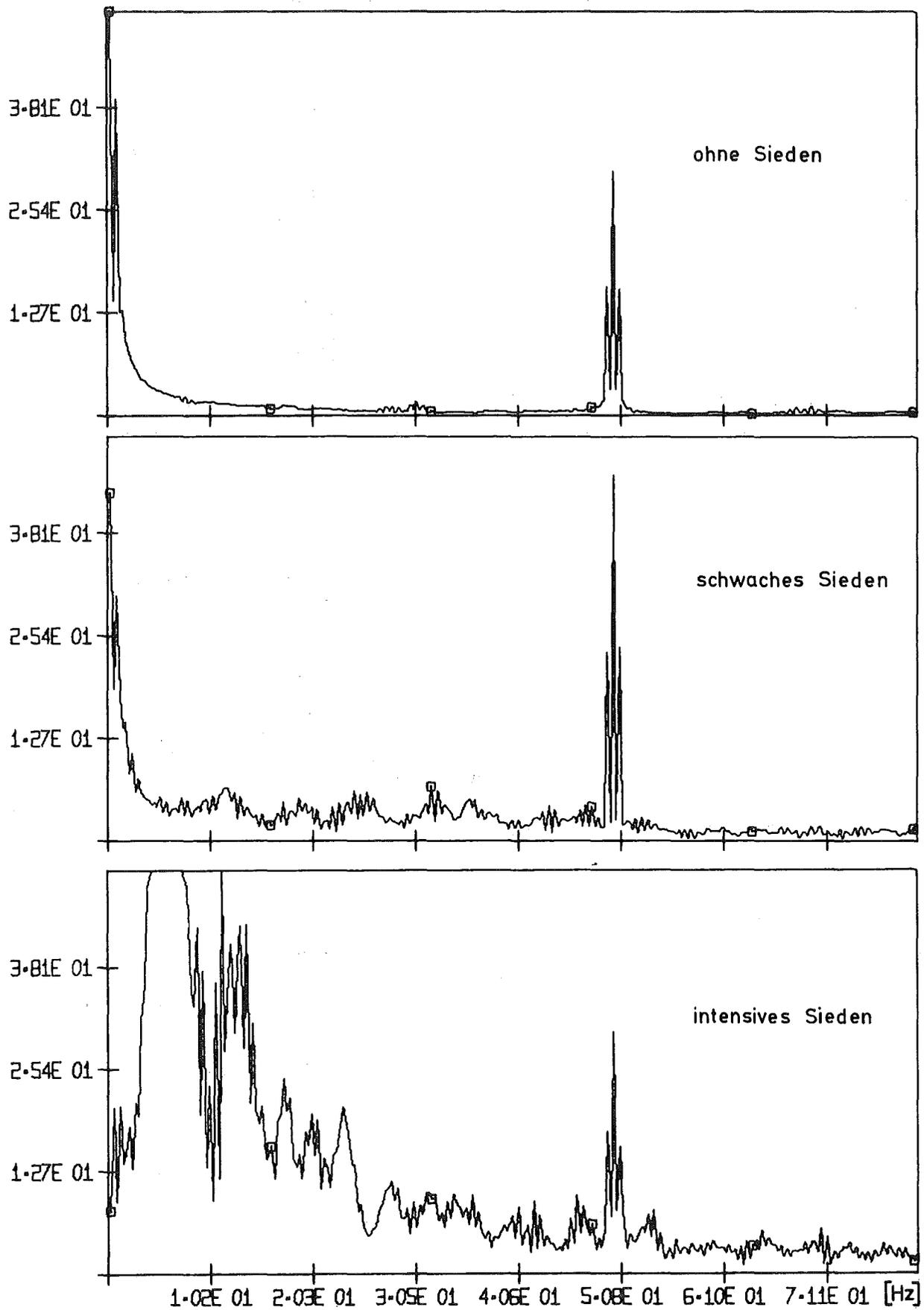
Abb. 23



GFK
IRE

Siededetektion: Typische Durchfluß- und
Drucksignale ohne und mit lokalem Sieden

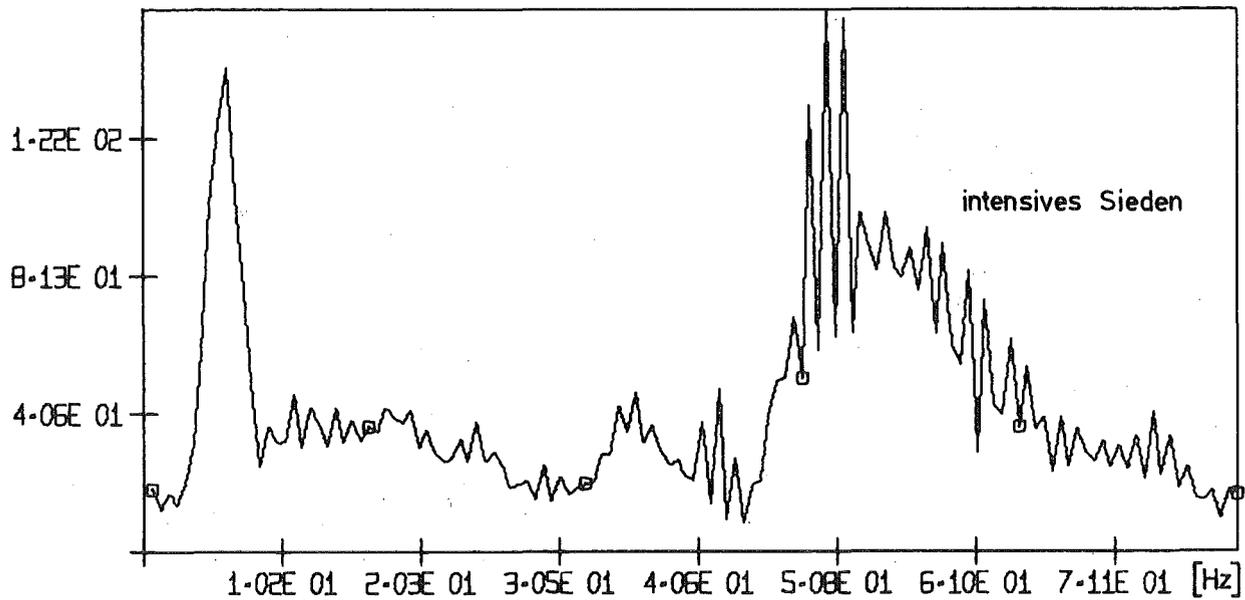
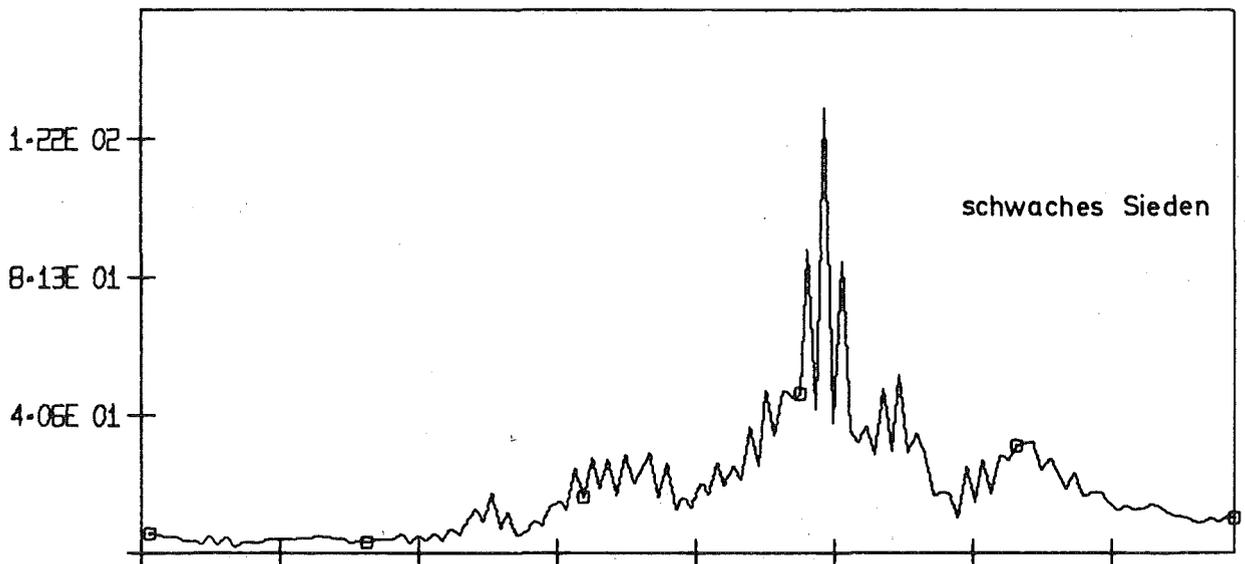
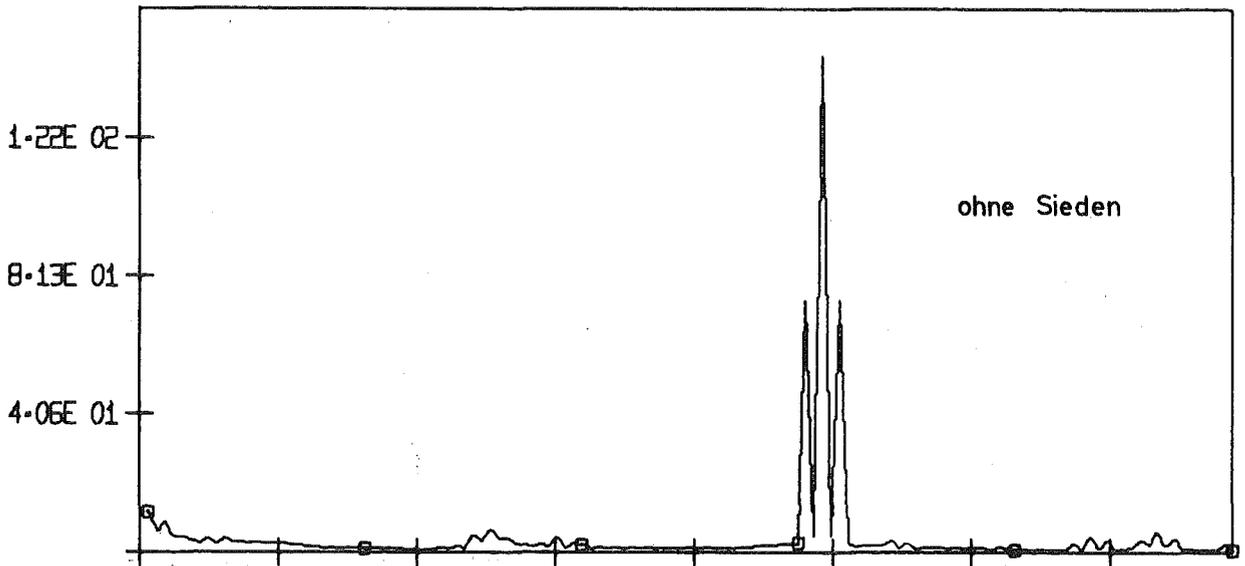
Abb. 24



GFK
IRE

Siededetektion: Spektrale Zusammensetzung des Durchflußsignals D₂

Abb. 25



GFK
IRE

Siededetektion: Spektrale Zusammensetzung des Drucksignals ΔP_2

Abb. 26

6-10E 00

4-06E 00

2-03E 00

ohne Sieden

6-10E 00

4-06E 00

2-03E 00

schwaches Sieden

6-10E 00

4-06E 00

2-03E 00

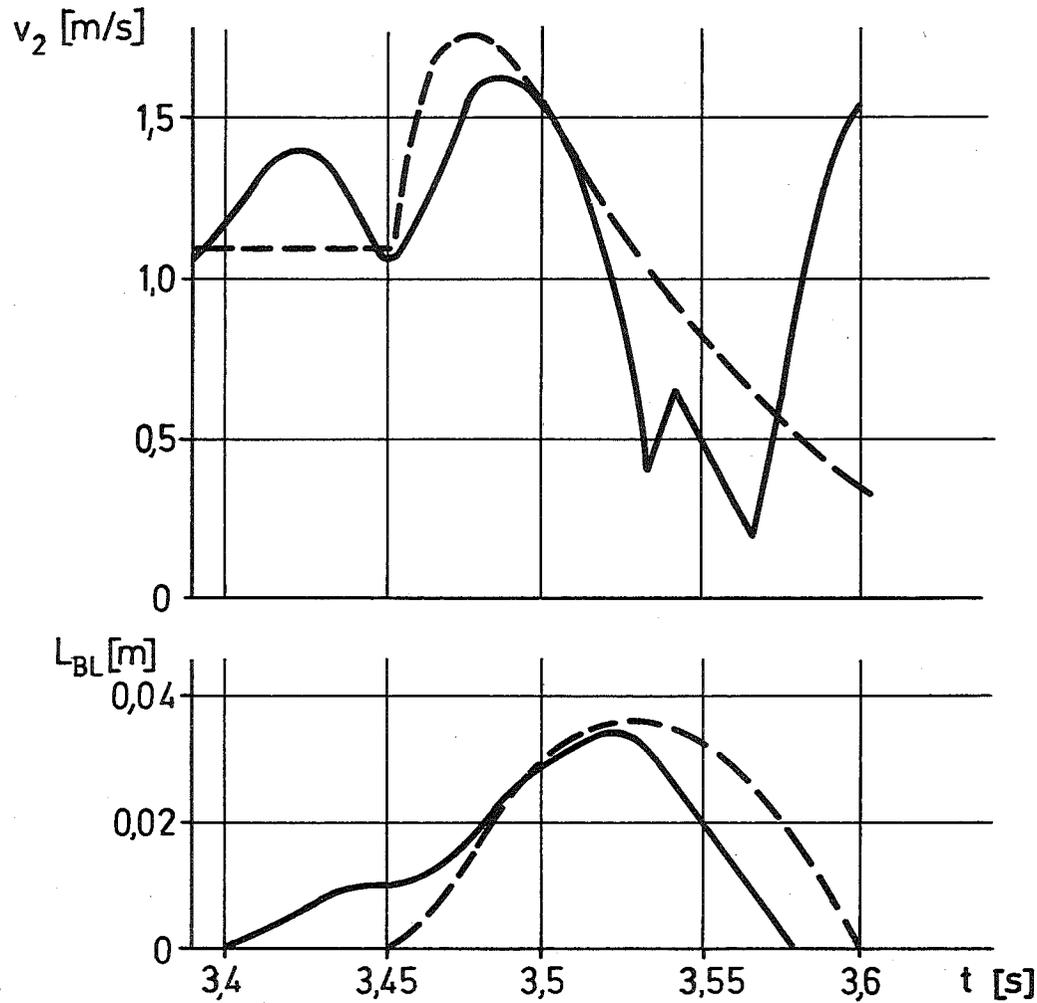
intensives Sieden

1-02E 01 2-03E 01 3-05E 01 4-06E 01 5-08E 01 6-10E 01 7-11E 01

GFK
IRE

Siededetektion: Spektrale Zusammensetzung des Temperatursignals $\varnothing 20$

Abb.27



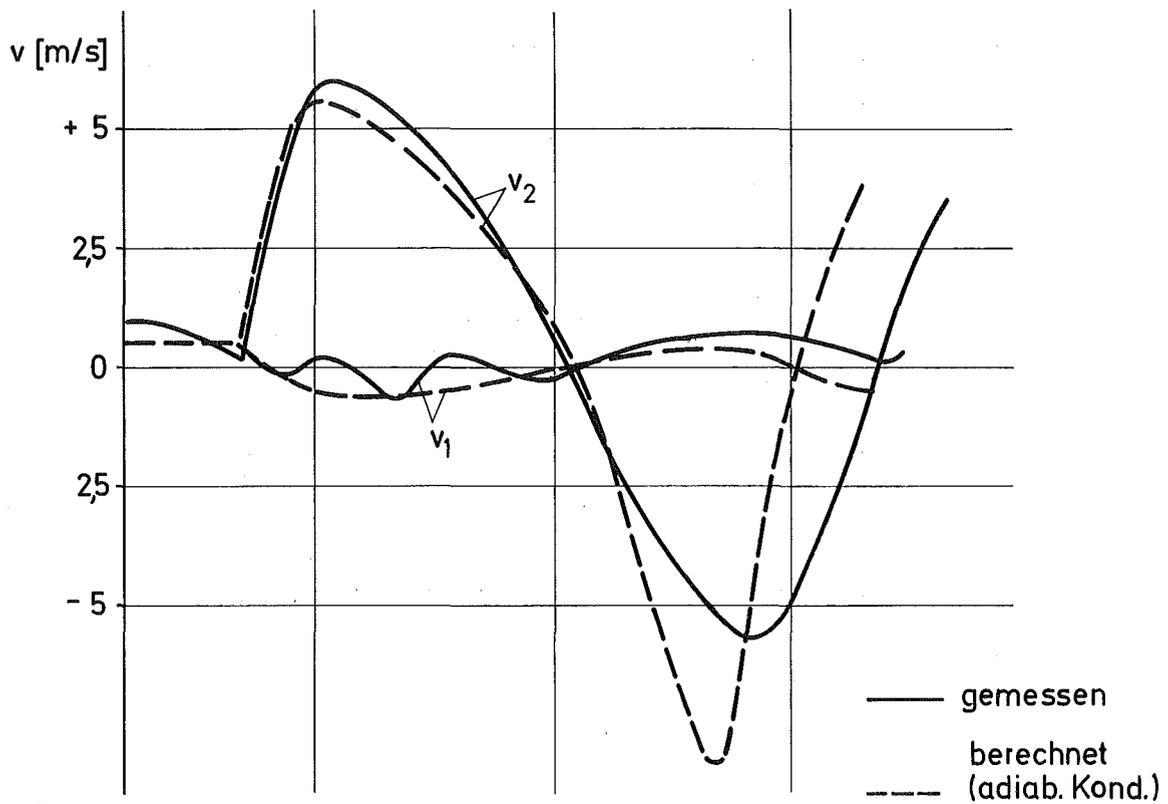
— gemessen
 - - - berechnet (isoth.Kond.)

$P_0 = 1,18 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2$
 $\Phi = 131 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$

GFK
 IRE

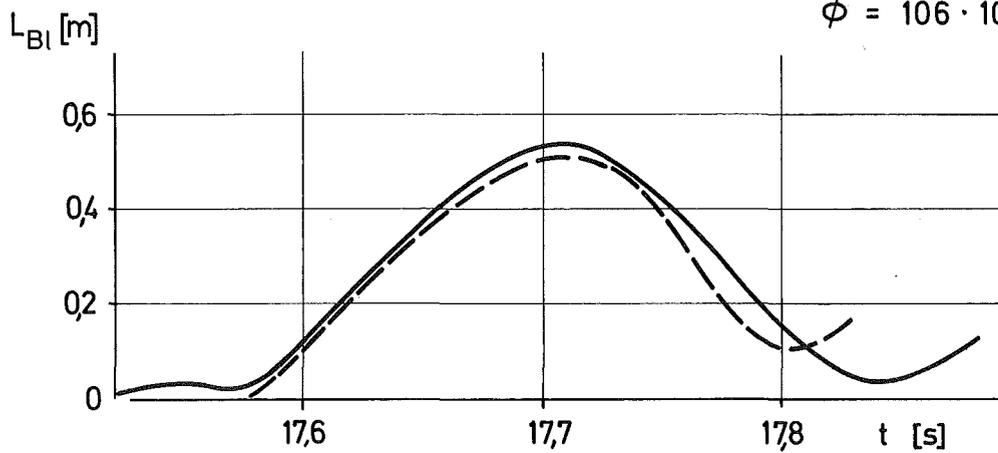
Vergleich der gemessenen und berechneten
 Blasenlänge u. Geschwindigkeiten (Vers.14/35)

Abb. 28



$$P_0 = 0,783 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2$$

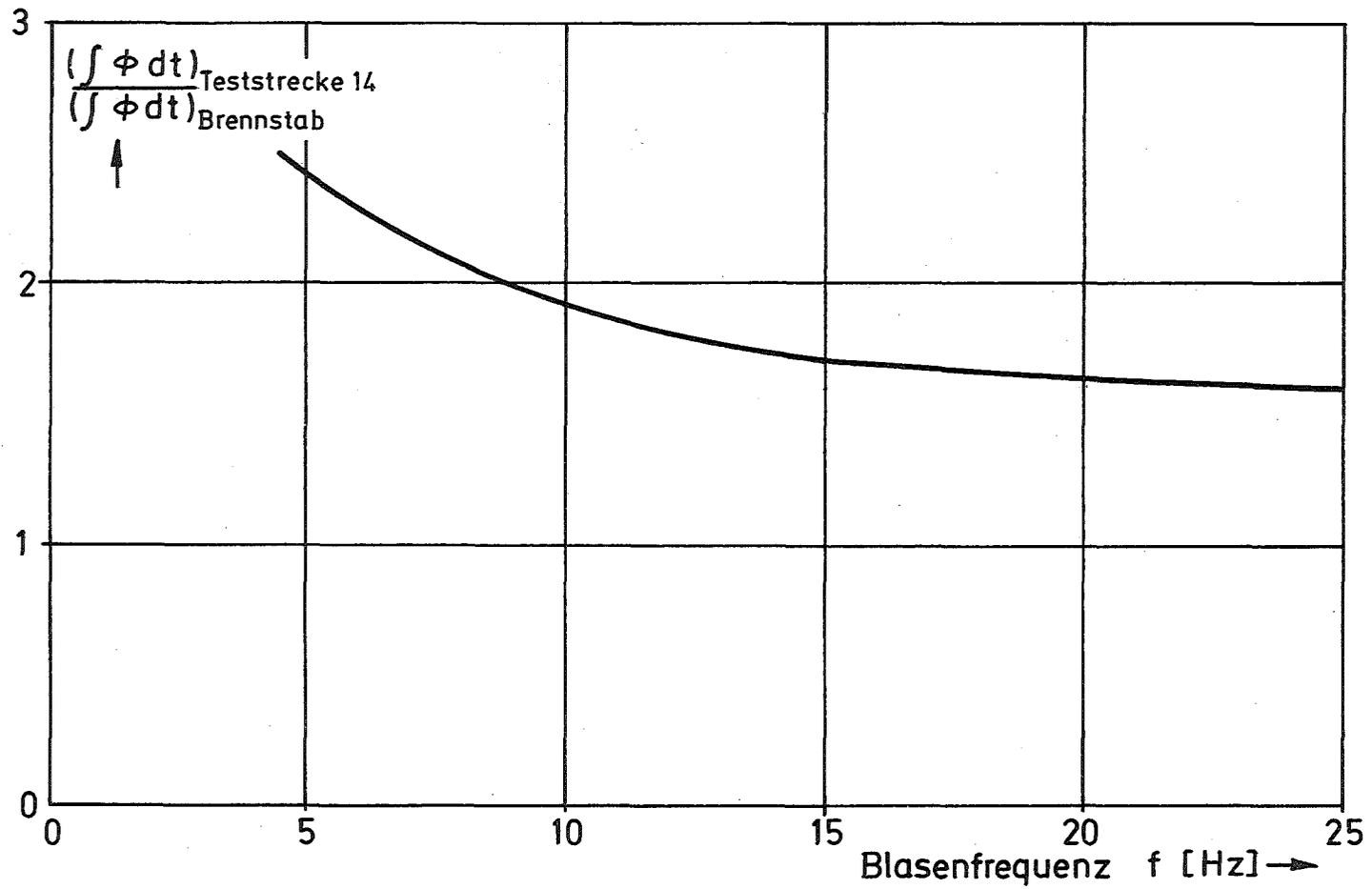
$$\phi = 106 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$$



**GFK
IRE**

Vergleich der gemessenen u. berechneten
Blasenlänge u. Geschwindigkeiten
(Versuch 14/32)

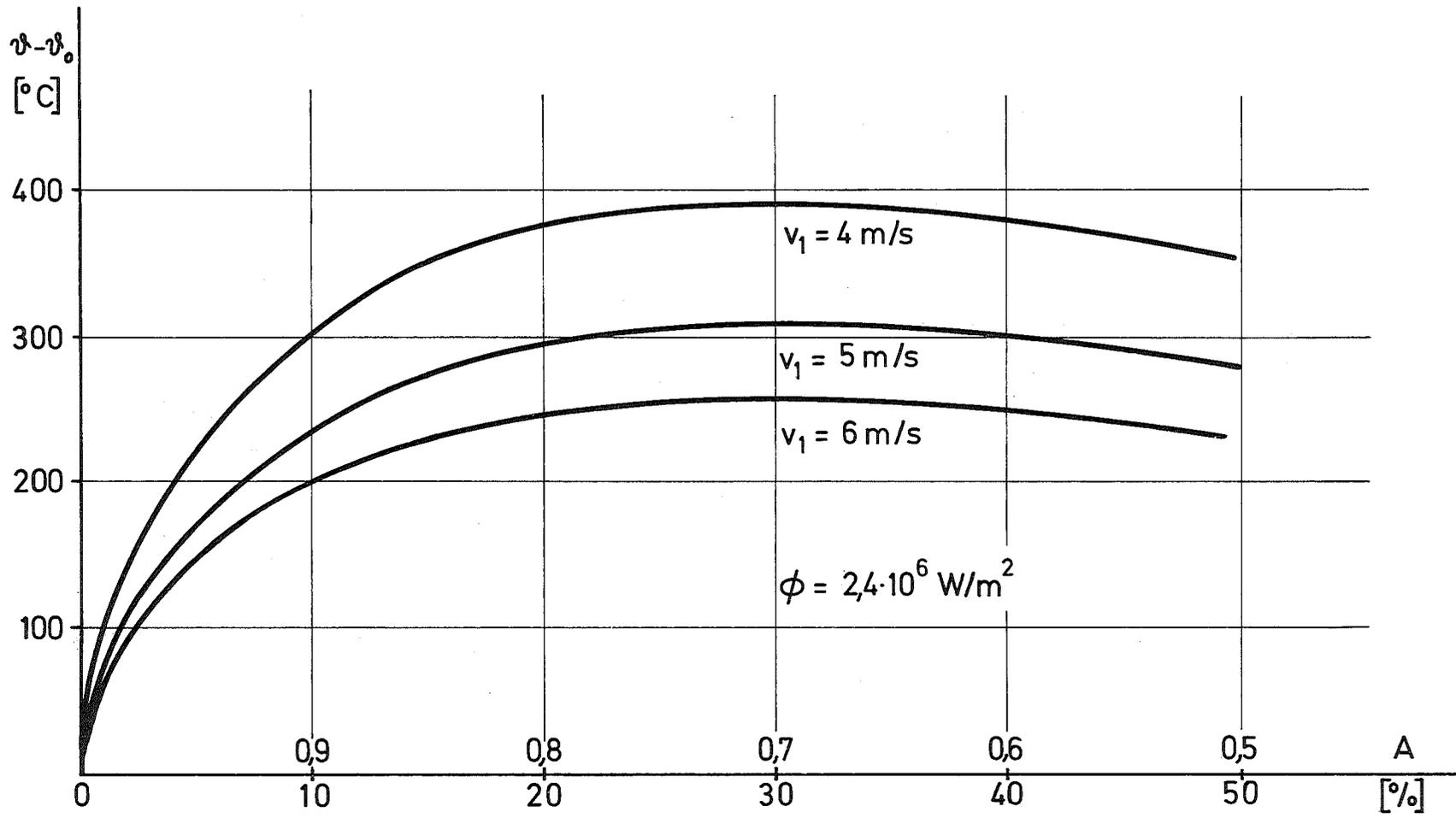
Abb.29



GFK
IRE

Vergleich der Energieabgabe beim
lokalen Sieden

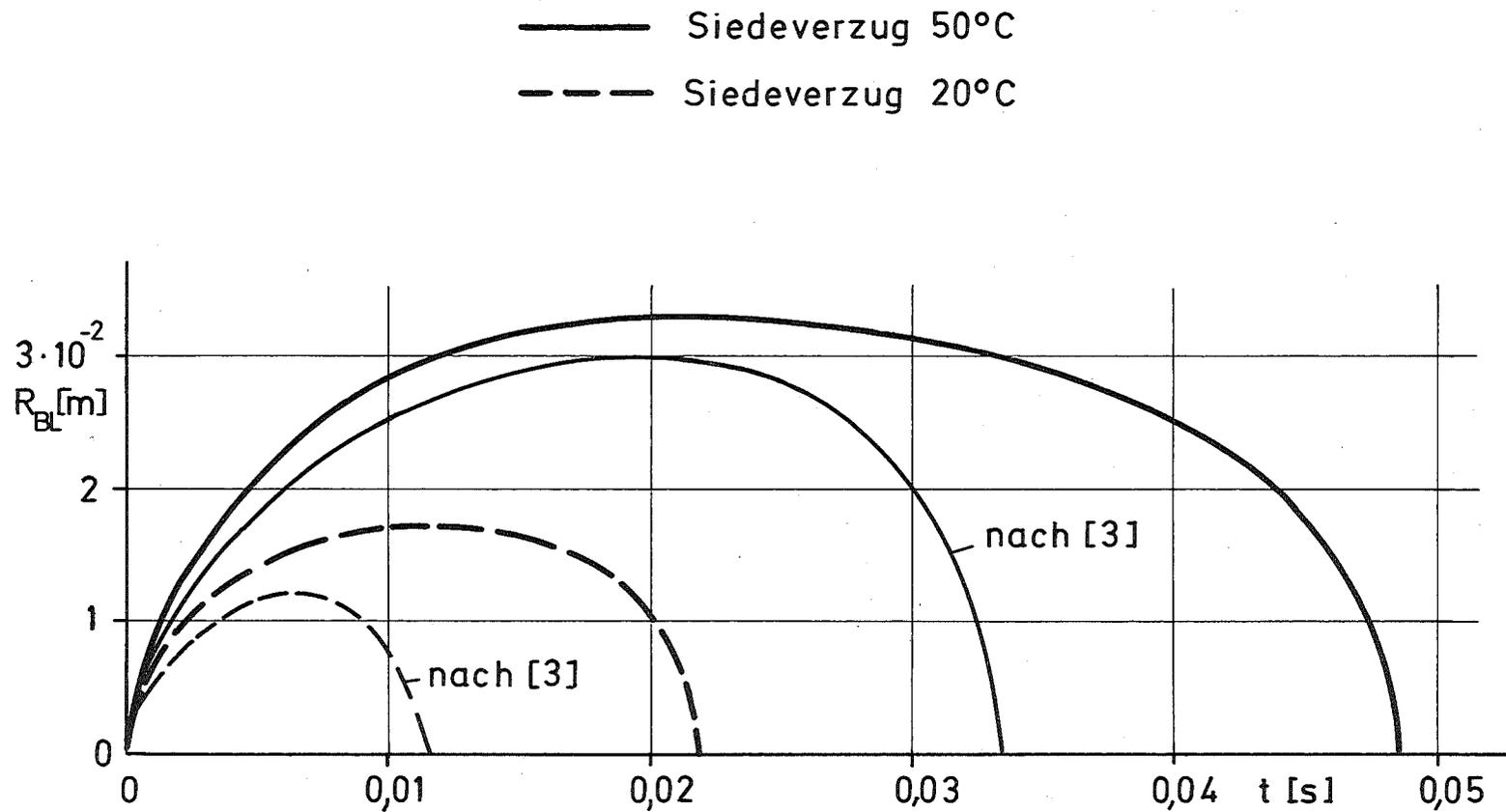
Abb. 30



GFK
IRE

Lokale Temperaturerhöhung im SNR-Brennelement
in Abhängigkeit von der Größe der Blockade

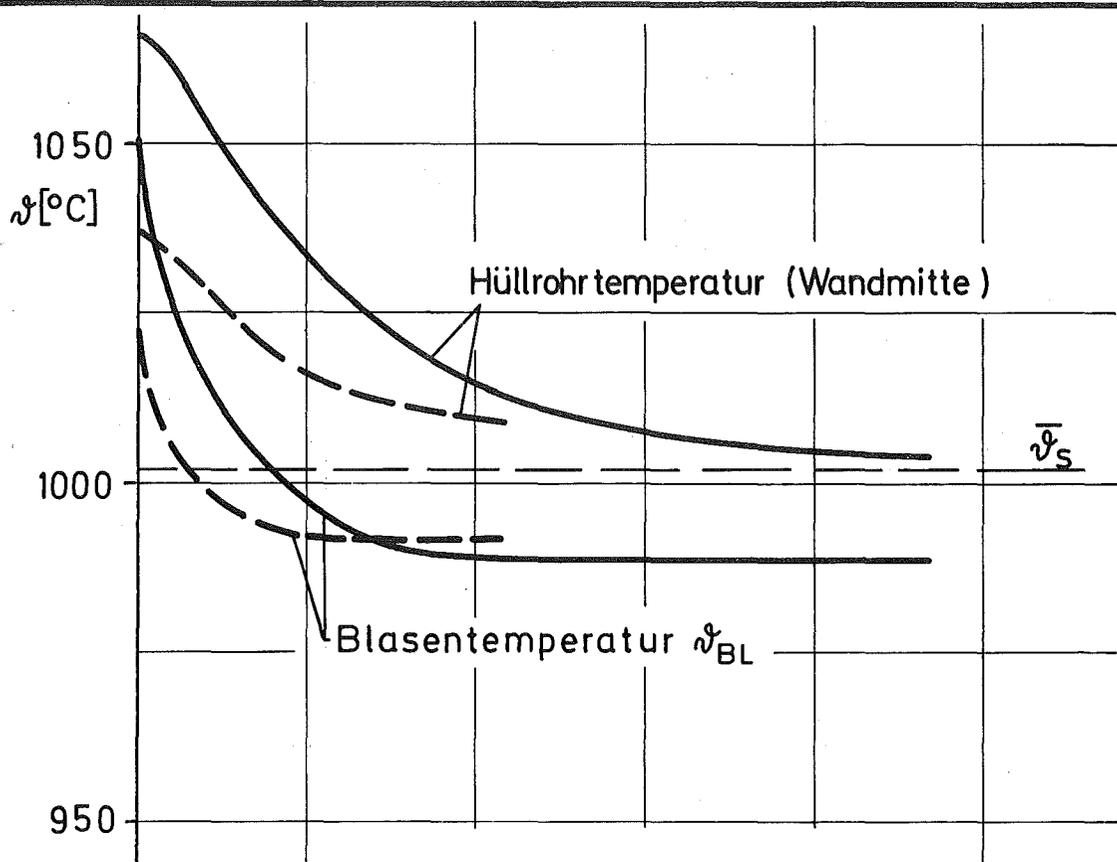
Abb. 31



GFK
IRE

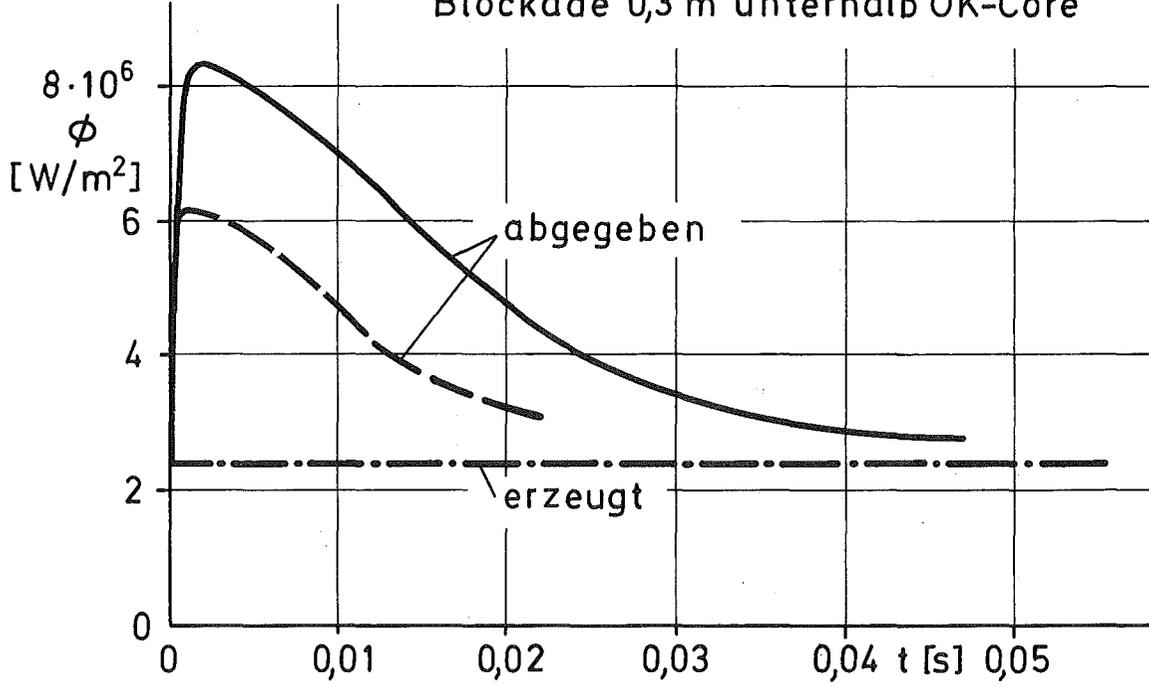
Lokales Sieden im SNR-Brennelement:
Blasenradius als Funktion der Zeit

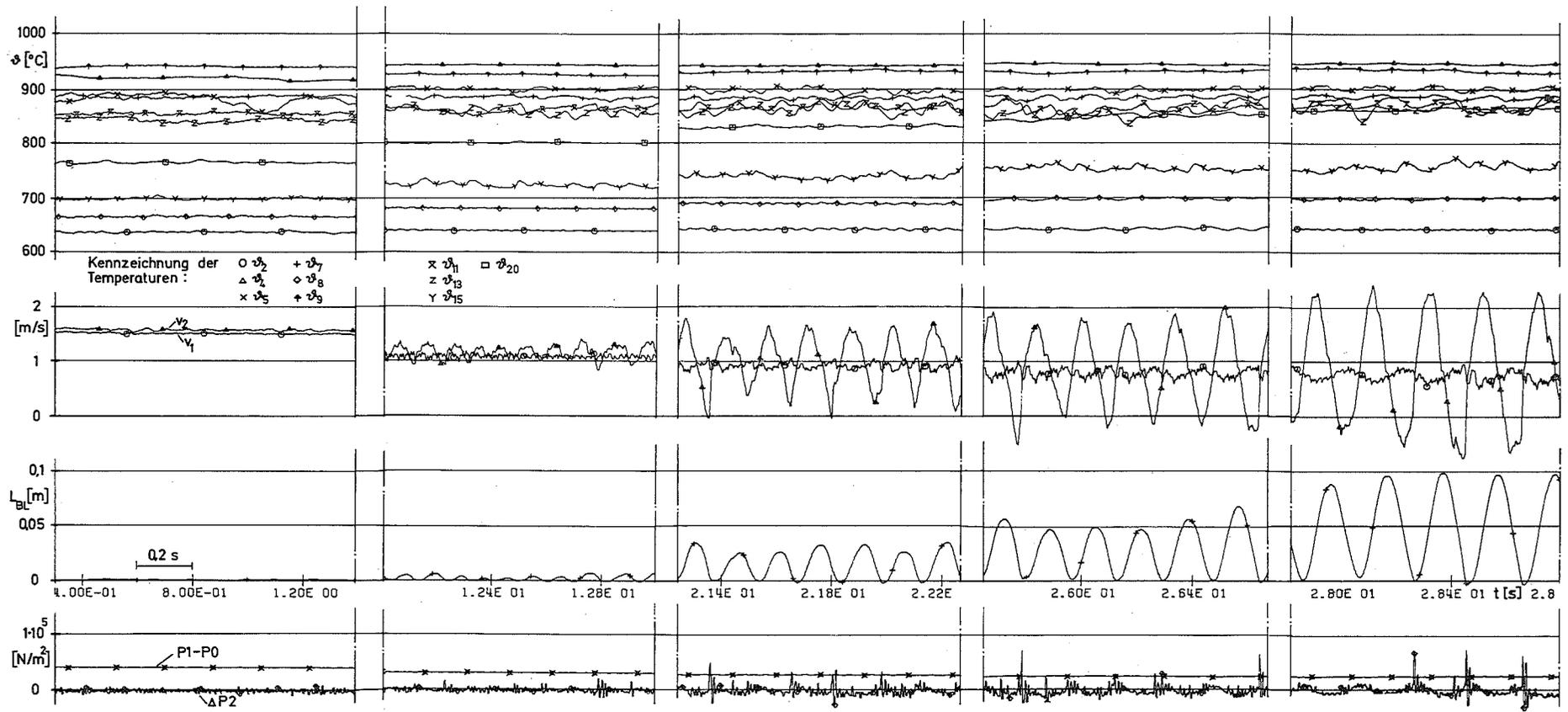
Abb. 32



——— Siedeverzug 50° C
 - - - Siedeverzug 20° C

$v_1 = 5 \text{ m/s}$
 Blockade 0,3 m unterhalb OK-Core



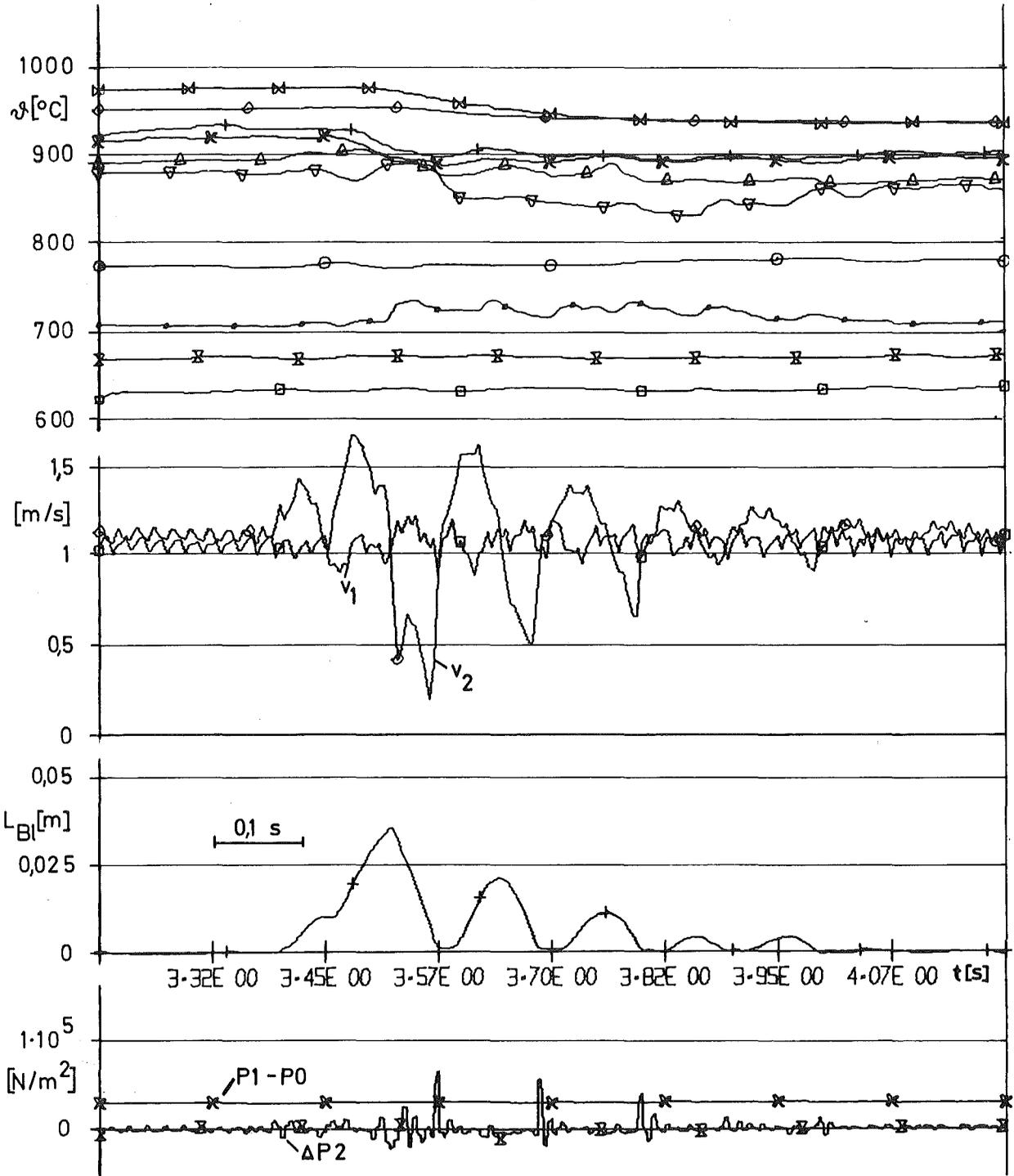


$P_0 = 1,18 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2$

$\phi = 161 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$

Kennzeichnung der Temperaturen

\square ϑ_2 $+$ ϑ_5 Σ ϑ_8 Δ ϑ_{11} \circ ϑ_{15}
 \diamond ϑ_4 \times ϑ_7 ∇ ϑ_9 ∇ ϑ_{13} \circ ϑ_{20}

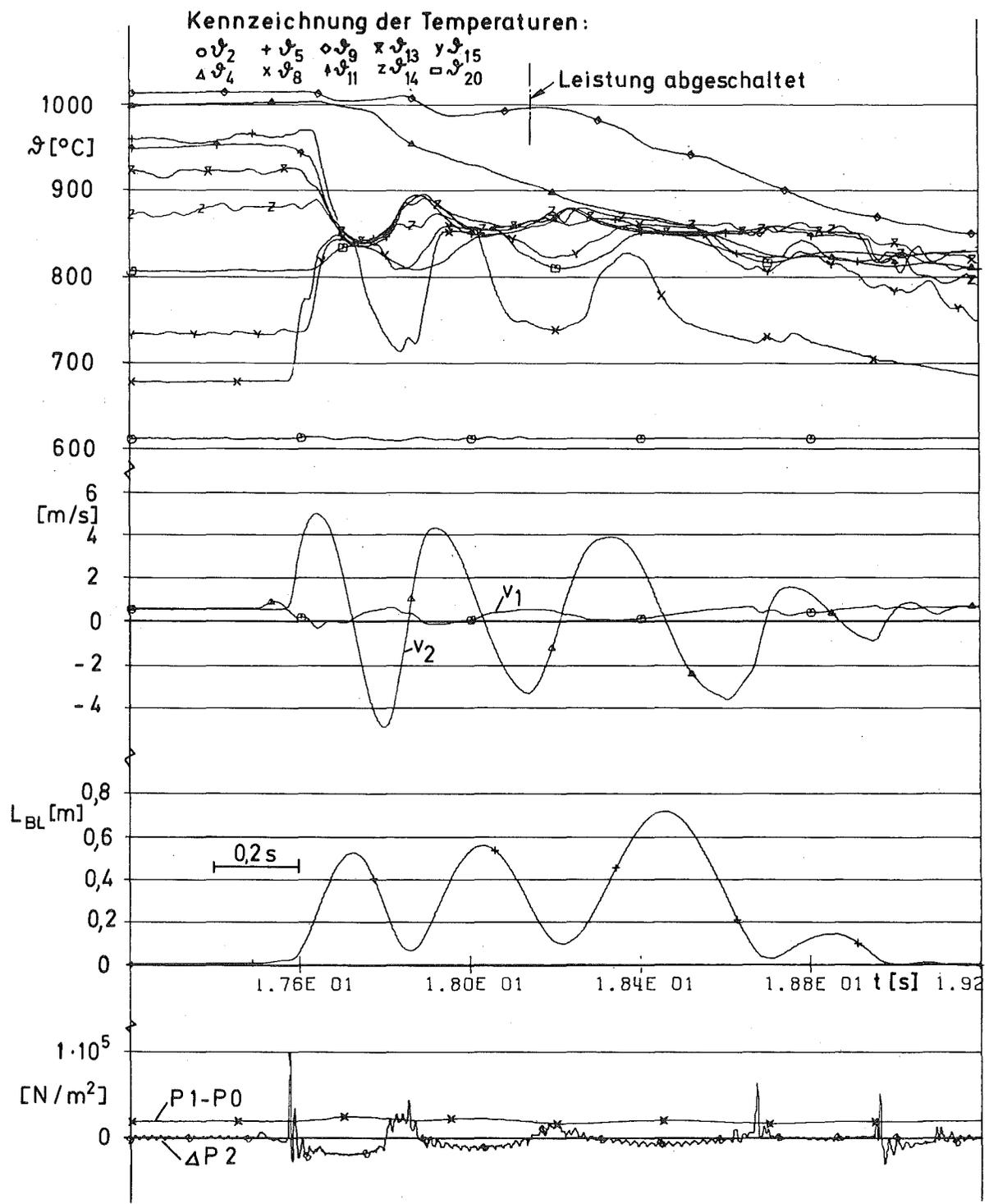


$$\begin{aligned}
 P_0 &= 1,18 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2 \\
 \phi &= 131 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2
 \end{aligned}$$

GFK
IRE

Siedever such 14/35

Abb. 35



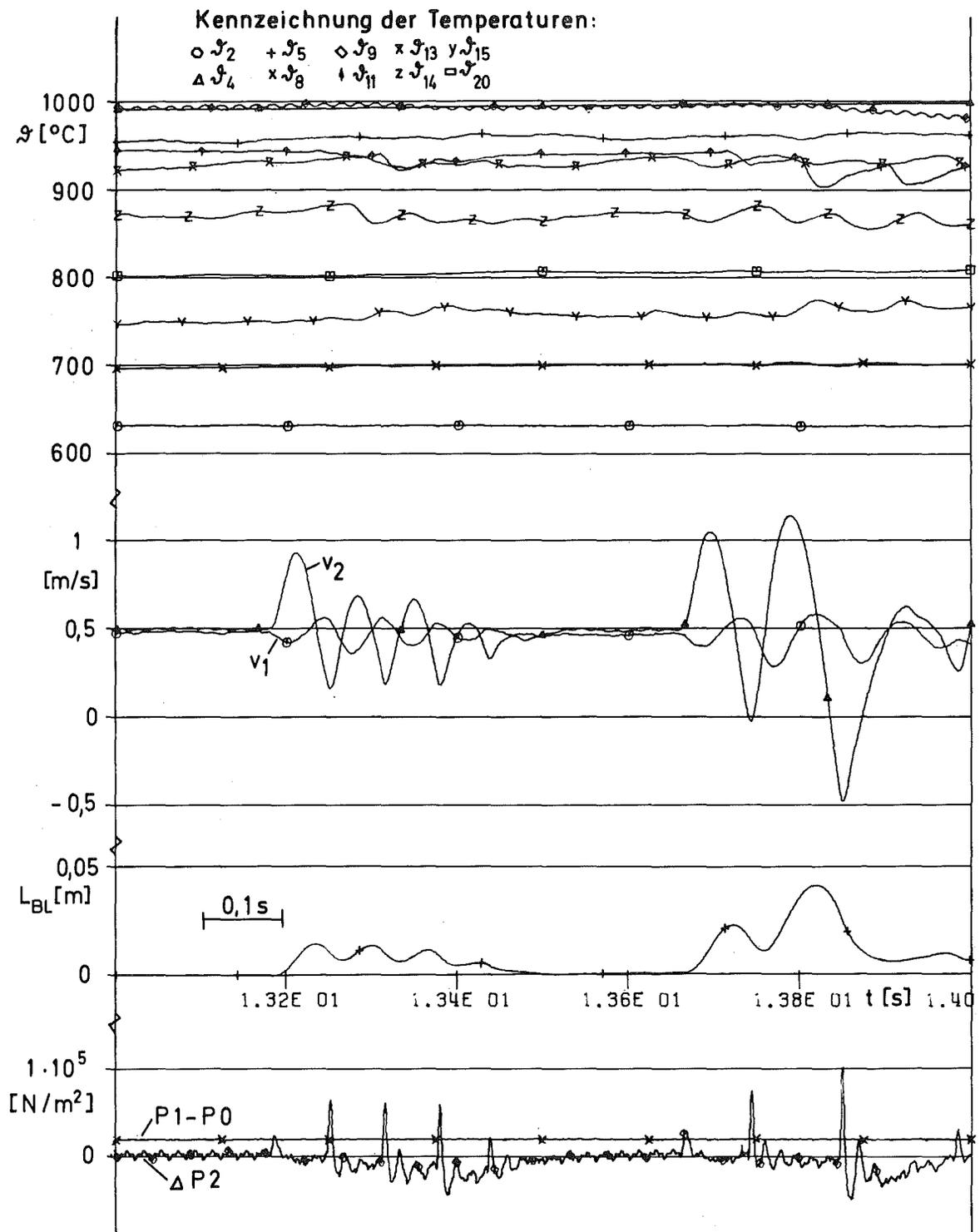
$$P_0 = 0,783 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2$$

$$\phi = 104 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$$

GFK
IRE

Siederversuch 14 / 32

Abb. 36



$$P_0 = 0,782 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2$$

$$\phi = 106 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$$

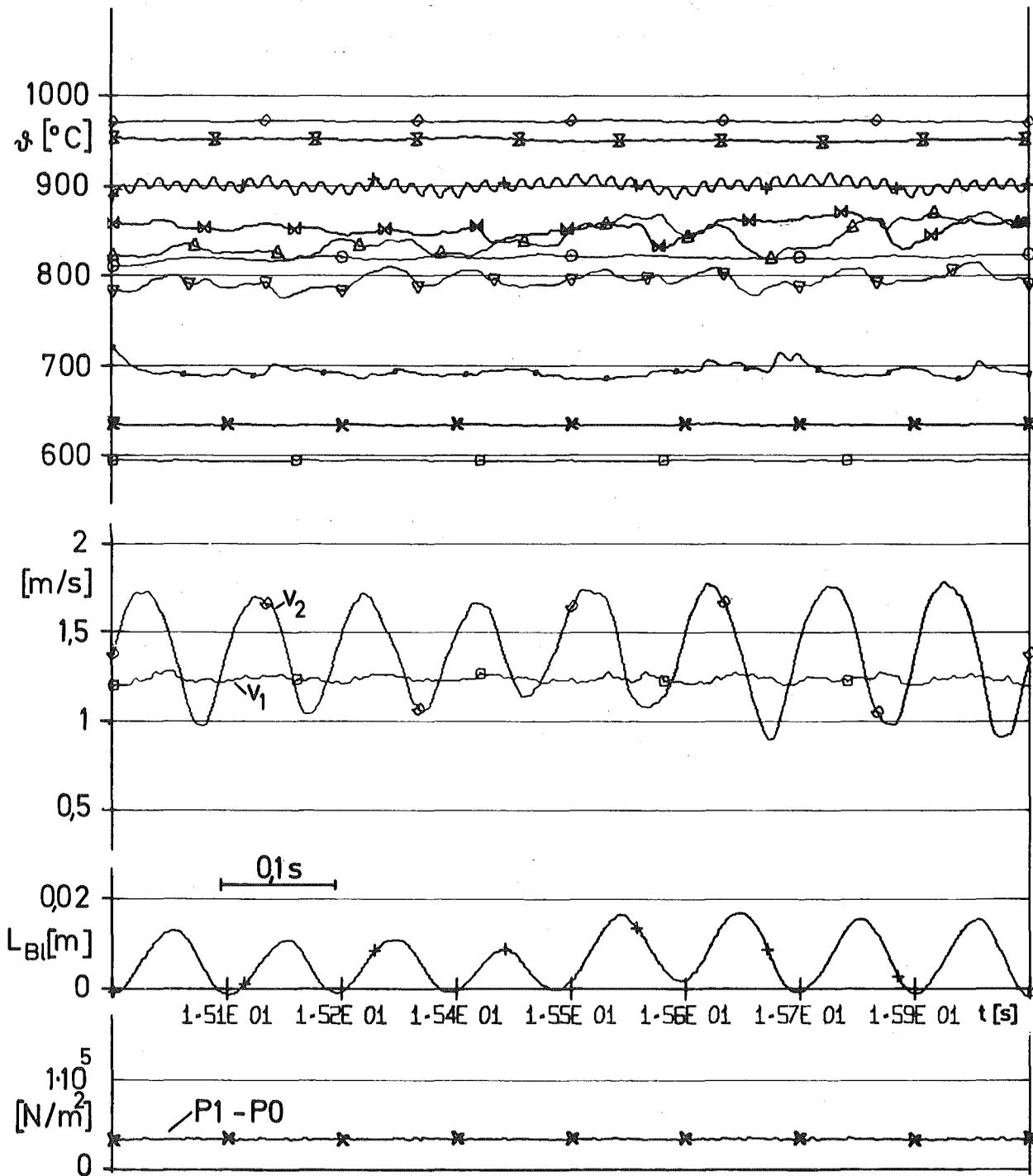
GFK
IRE

Siedeversuch 14/40

Abb. 37

Kennzeichnung der Temperaturen

\square ϑ_2 $+$ ϑ_6 \times ϑ_9 \triangle ϑ_{13} \circ ϑ_{15}
 \diamond ϑ_4 \times ϑ_8 \boxtimes ϑ_{11} ∇ ϑ_{14} \circ ϑ_{20}



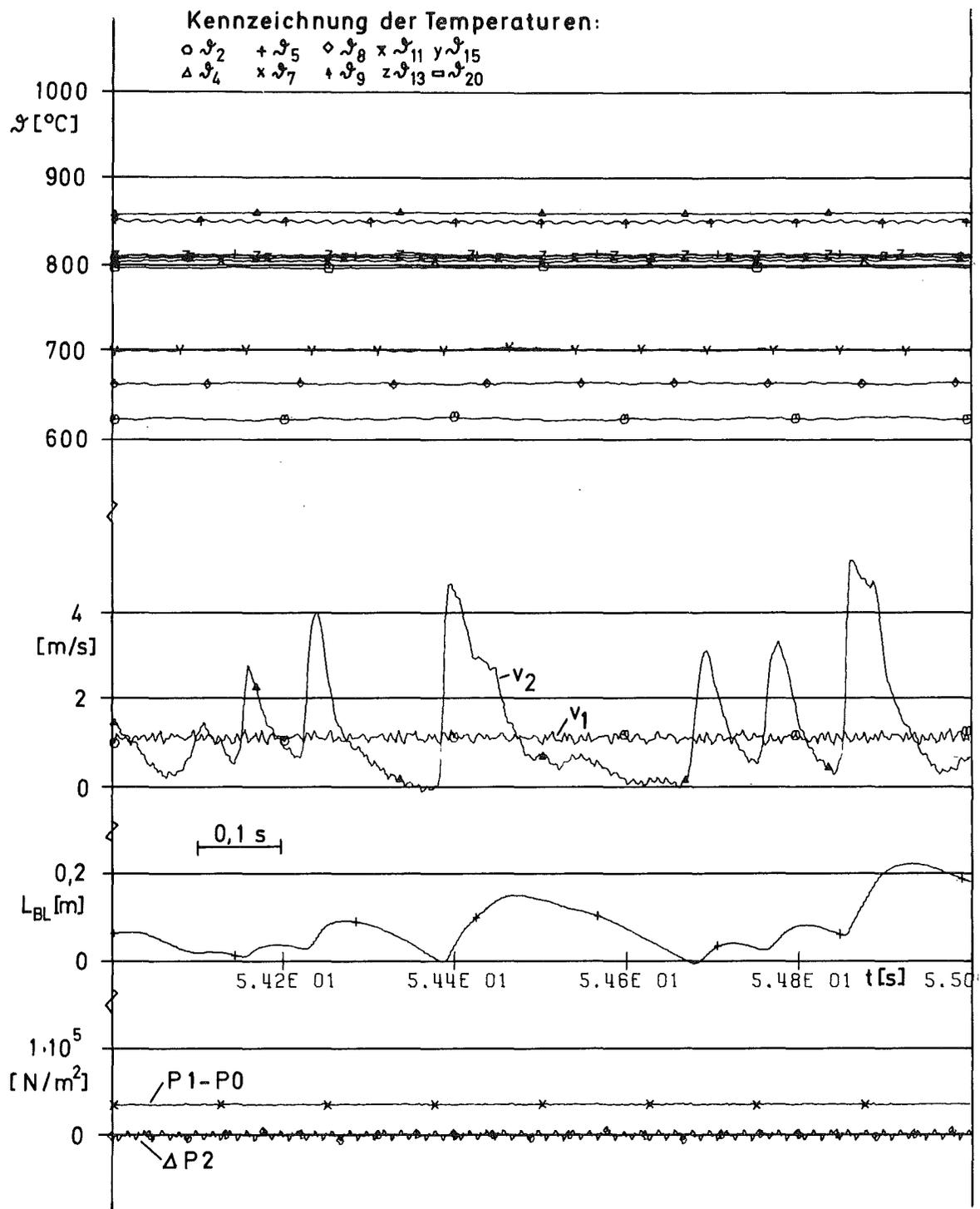
$$P_0 = 1,18 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2$$

$$\phi = 235 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$$

GFK
IRE

Siedeversuch 14/44

Abb. 38



$$P_0 = 0,392 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2$$

$$\phi = 165 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$$

GFK
IRE

Siederversuch 14/39

Abb. 39