

KERNFORSCHUNGSZENTRUM

KARLSRUHE

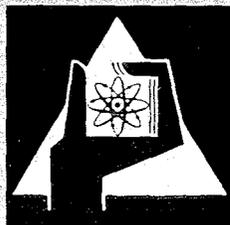
April 1969

KFK 964
EUR 4171 d

Institut für Reaktorentwicklung

ZUR ENTWICKLUNG SCHNELLER BRUTREAKTOREN

Beiträge zur Reaktortagung 1969 des Deutschen Atomforums
vom 15. -18. April 1969 in Frankfurt/M



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

April 1969

KFK 964

EUR 4171 d

Institut für Reaktorentwicklung

Zur Entwicklung Schneller Brutreaktoren *)

Beiträge zur Reaktortagung 1969 des Deutschen Atomforums
vom 15.-18. April 1969 in Frankfurt/M

Gesellschaft für Kernforschung mbH., Karlsruhe

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

INHALTSVERZEICHNIS

		<u>Seite</u>
I.	Untersuchung des ortsabhängigen dynamischen Verhaltens schneller Brutreaktoren unter Verwendung eines Variationsprinzips mit zeitlich diskontinuierlichen Schätzfunktionen.	G.Kessler D.Struwe I-1
II.	Ein Rechenverfahren zur festigkeitsmäßigen Auslegung der Brennstabhüllrohre beim natriumgekühlten schnellen Brüter.	G.Schmidt II-1
III.	Strukturausdehnungs- und Verbiegungseffekte im schnellen Reaktor.	Y.S.Hoang III-1
IV.	Untersuchungen der durch die hydrodynamischen Kräfte des Kühlmittels hervorgerufenen Schwingungen der Brennstäbe.	J.Kadlec IV-1
V.	Geschwindigkeits- und Temperaturfelder sowie thermische Stabilität in enggepackten asymmetrischen Brennstab-bündeln.	M.Fischer H.Shimamune V-1
VI.	Eine statistische Methode für die Berechnung des Heißkanalfaktors.	A.Amendola VI-1
VII.	Zur Löslichkeit von Edelgasen in Flüssigmetallen.	K.Thormeier VII-1
VIII.	Experimentelle Untersuchung des Siedeverzugs von Natrium.	G.F.Schultheiß VIII-1
IX.	Natrium-Siedestoßexperimente in einem größeren Kreislauf unter Verwendung induktiv beheizter Teststrecken.	W.Peppler IX-1
X.	Bestrahlungsexperimente zur Brennstoffelement-Entwicklung für schnelle Brutreaktoren.	E.Bojarsky X-1
XI.	Berechnung der Anlagekosten von Kernkraftwerken im Projektstadium mit Hilfe elektronischer Datenverarbeitungsanlagen.	A.Müller I.Schmidtborn K.Schramm XI-1

Untersuchung des ortsabhängigen dynamischen Verhaltens
schneller Brutreaktoren unter Verwendung eines Varia-
tionsprinzips mit zeitlich diskontinuierlichen Schätz-
funktionen

G. Kessler

D. Struwe

1. Einleitung

Die bei einer Leistungsexkursion durch externe Reaktivitätsstörungen und die thermodynamische Rückwirkung auftretenden ortsabhängigen Effekte führen zu lokalen Änderungen der Verteilungsfunktion des zeitabhängigen Neutronenflusses, die durch die Punktreaktorcinetik nicht berücksichtigt werden können. Eine total-numerische Berechnung des orts-, energie- und zeitabhängigen Neutronenflusses ist vor allem für zwei- und dreidimensionale Geometrien zu aufwendig. Daher wurden in den letzten Jahren eine Anzahl verbesserter Näherungsmethoden mit erträglichem Rechenaufwand entwickelt.

2. Das mathematische Modell und seine Anwendung zur Lösung der ortsabhängigen kinetischen Gleichungen

In der vorliegenden Arbeit wird ein zuerst von Yasinski [1] in die ortsabhängige Kinetik eingeführtes Syntheseverfahren verwendet, das zeitlich diskontinuierliche Schätzfunktionen für den ortsabhängigen Neutronenfluß zuläßt. Die Zeitachse wird während der betrachteten Leistungsexkursion in $K + 1$ Zeitschritte Δt_k aufgeteilt. In jedem Zeitintervall Δt_k werden der Fluß und der adjungierte Fluß sowie die Vorläufer der verzögerten Neutronen und die adjungierten Vorläufer der adjungierten verzögerten Neutronen nach Gl. (1) bis Gl. (4) entwickelt.

$$\Phi_k(\tau, z, t) = \sum_{p=1}^{P_k} \Psi_{p,k}(\tau, z) T_{p,k}(t) \quad (1)$$

$$\Phi_k^+(\tau, z, t) = \sum_{s=1}^{P_k} \Psi_{s,k}^+(\tau, z) T_{s,k}(t) \quad (2)$$

$$C_m(\tau, z, t) = \sum_{q=1}^{P_k} \Sigma_{m,q,k}(\tau, z) \gamma_{m,q,k}(t) \quad (3)$$

$$C_m^+(\tau, z, t) = \sum_{t=1}^{P_k} \Sigma_{m,t,k}^+(\tau, z) \gamma_{m,t,k}^+(t) \quad (4)$$

T , T^+ , ν_m und ν_m^+ sind unbekannte zeitabhängige Entwicklungskoeffizienten und Ψ , Ψ^+ , ξ_m und ξ_m^+ bekannte zweidimensionale Schätzfunktionen in Zylindergeometrie, die für jeden Zeitschritt Δt_k neu berechnet werden können. Wenn man mit diesem Ansatz in das dem Problem zugeordnete Funktional hineingeht und fordert, daß das Funktional gegenüber Änderungen der zeitabhängigen Entwicklungskoeffizienten stationär ist, erhält man

- (i) ein System gewöhnlicher Differentialgleichungen erster Ordnung für die Entwicklungskoeffizienten T und ν_m für jeden Zeitschritt Δt_k

und

- (ii) Anfangsbedingungen für den ersten Zeitschritt sowie Übergangsbedingungen für benachbarte Zeitschritte.

Bei der Auswahl der ortsabhängigen Schätzfunktionen hat man mehrere Möglichkeiten, insbesondere kann man durch iteratives Vorgehen eine laufende Verbesserung der Genauigkeit erreichen, mit der die tatsächlichen örtlichen Verteilungsfunktionen des Neutronenflusses und der Vorläufer der verzögerten Neutronen angenähert werden.

Bei dem in Bild 1 dargestellten Beispiel könnte man z. B. für den ersten Zeitschritt mit drei Schätzfunktionen arbeiten, die den Reaktivitätszuständen des Reaktors zur Zeit t_0 , $t_{1/2}$ und t_1 entsprechen, wenn die externe Reaktivitätsstörung durch kontinuierliches Herausziehen des Regelstabringes hervorgerufen wird. Das Temperaturfeld des Reaktors ist nur für den stationären Ausgangszustand t_0 bekannt. Zur Zeit $t_{1/2}$ und t_1 ist lediglich die externe Reaktivitätsstörung, nicht aber das sich im Laufe der Exkursion einstellende Temperaturfeld bekannt.

Für einen ersten Iterationsschritt kann man die Schätzfunktionen durch Lösung der zwei-dimensionalen Mehrgruppen-Diffusionsgleichung als Eigenwertproblem und der dazugehörigen Gleichungen für die Vorläufer der verzögerten Neutronen bestimmen. Mit diesen Schätzfunktionen kann man das gewöhnliche Differentialgleichungssystem erster Ordnung für die Entwicklungskoeffizienten T und ν_m für den ersten Zeitschritt lösen.

Das zu den Zeiten $t_{1/2}$ und t_1 ermittelte Temperaturfeld im Reaktor macht eine Korrektur der Schätzfunktionen zu diesen Zeitpunkten notwendig, die zur Nachrechnung des ersten Zeitschrittes in einem zweiten Iterationsschritt auf zweierlei Art durchgeführt werden kann.

- (i) Bei der adiabaten Näherung werden die Schätzfunktionen unter zusätzlicher Berücksichtigung des Temperaturfeldes in der gleichen Art bestimmt, wie schon für den ersten Iterationsschritt beschrieben.
- (ii) Verbesserte Schätzfunktionen kann man erhalten, wenn man die quasistatische Näherung von OTT [2] verwendet [3].

Diese Näherung faktorisiert die Orts- und Zeitabhängigkeit des Neutronenflusses, wie in Gl. (5) angegeben.

$$\Phi(r, z, t) = F(r, z, t) \cdot \varphi(t) \quad (5)$$

F ist eine nur gering zeitabhängige örtliche Verteilungsfunktion und φ eine reine Zeitfunktion. Da die Faktorisierung willkürlich ist, muß eine geeignete Nebenbedingung, wie die der Gl. (5a), für die örtliche Verteilungsfunktion eingeführt werden.

$$A_F \iiint_{(R)} \Sigma_f(r, z, t) F(r, z, t) dV = P_{th}(t_0) \quad (5a)$$

Mit A_F als Umrechnungsfaktor besagt sie, daß das Volumenintegral des Produktes aus der Verteilungsfunktion F und dem makroskopischen Spaltwirkungsquerschnitt immer konstant ist. Es läßt sich zeigen, daß mit dieser Nebenbedingung Gl. (5b) folgt.

$$\frac{\dot{\Phi}}{\Phi} = \frac{\dot{P}}{P} \quad (5b)$$

Damit läßt sich Gl. (6) mit der quasistatischen Näherung der Vernachlässigung der Zeitableitung der örtlichen Verteilungsfunktion ($\frac{\partial}{\partial t} F(r, z, t) = 0$) lösen, da die Operatoren \mathcal{O} und \mathcal{M} , die Zeitfunktionen φ und deren Zeitableitungen $\dot{\varphi}$ aus dem vorherigen Iterationsschritt bekannt sind. Die Konzentration der Vorläufer der verzögerten

Neutronen $C_m(r, z, t)$ läßt sich aus dem aus dem vorherigen Iterations-schritt bekannten Neutronenflußverlauf berechnen. Die Lösung der Gl. (6) zu den Zeiten $t_{1/2}$ und t_1 führt somit zu verbesserten Schätz-funktionen $F(r, z, t_{1/2})$, $F(r, z, t_1)$, $C_m(r, z, t_{1/2})$ und $C_m(r, z, t_1)$ für den nächsten Iterationsschritt.

$$\left[\alpha - \frac{1}{v} \frac{\partial \phi}{\partial t} \right] F(r, z, t) + \alpha \cdot F(r, z, t) + \sum_{m=1}^M f_m \lambda_m \frac{C_m(r, z, t)}{\phi(t)} =$$

$$= \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} F(r, z, t) \quad (6)$$

3. Das Temperaturfeld und die thermodynamische Rückwirkung

Das Temperaturfeld und die thermodynamische Rückwirkung werden jeweils in diskreten Zeitschritten innerhalb der Zeitintervalle Δt_k mittels eines in Bild 2 dargestellten Zellenmodells ortsabhängig berechnet [4]. Jede der radialen Ringzonen wird durch einen mittleren Kühlkanal gekennzeichnet, der axial in mehrere Zonen aufgeteilt ist. Zur Berechnung der Temperaturen an den diskreten Maschenpunkten kann wahlweise die Methode von Crank-Nicholson oder von Saul'yev verwendet werden. Auftretendes Brennstoffschmelzen wird in der im FORE-Code beschriebenen Art und Weise berechnet [5]. Die thermodynamische Rückwirkung umfaßt den Dopplereffekt, die thermische Ausdehnung des Brennstoffes, des Hüllmaterials, des Kühlmittels und des Strukturmaterials sowie die Änderung der Core-Geometrie. Zur Beschreibung des Dopplereffektes werden die Temperaturableitungen der effektiven makroskopischen Spalt- und "capture"-Wirkungsquerschnitte als exponentielle Funktionen der mittleren Brennstofftemperatur angenommen. Die Änderung der Core-Geometrie, die zu einer Änderung der Volumenintegrale nach jedem Zeitschritt führt, wird als homogene Ausdehnung des Maschennetzes, das über jeder Unterzone liegt, behandelt.

Es müssen drei Arten von Zeitschritten unterschieden werden:

- i) Makrozeitschritte Δt_k , zu denen jeweils die Schätz-funktionen in mehreren Iterationsschritten bestimmt werden.

- ii) Mikrozeitschritte Δt_h innerhalb der Makrozeitschritte, zu denen die Temperaturen, die thermodynamische Rückwirkung und die Änderung der Core-Geometrie bestimmt werden.
- iii) Zeitschritte, in denen die gewöhnlichen Differentialgleichungen erster Ordnung über jeden Mikrozeitschritt Δt_h integriert werden.

4. Ergebnisse

Mit dem Programm RADYVAR [6] wurden Testrechnungen für einen natriumgekühlten schnellen Brutreaktor mit 300 MW_{el} durchgeführt. Der Reaktor wurde in acht radiale Ringzonen mit jeweils sechs axialen Unterzonen aufgeteilt. Eine starke Exkursion wird durch Ersetzen von Bor durch Natrium in der zweiten Ringzone von innen hervorgerufen, was das Herausziehen eines Regelstabringes innerhalb von 0.1 sec aus dem Core simuliert.

Bei Anwendung der adiabaten Näherung mit zwei Schätzfunktionen entsprechend den Regelstabstellungen zu Beginn und am Ende des ersten Makrozeitschrittes folgt der in Bild 3 dargestellte Exkursionsverlauf der gesamten thermischen Reaktorleistung P_{th} . Das Syntheseverfahren wird für gruppenabhängige und gruppenunabhängige Entwicklungskoeffizienten mit den Ergebnissen der Punktreaktor kinetik verglichen. Bei beiden Verfahren tritt praktisch kein Unterschied in der thermischen Reaktorleistung bei Verwendung von gruppenabhängigen oder gruppenunabhängigen Entwicklungskoeffizienten auf. Dagegen liefert das Syntheseverfahren einerseits einen wesentlich schnelleren Exkursionsverlauf als die Punktreaktor kinetik, und zum anderen zwei Leistungspeaks während des ersten Makrozeitschrittes.

Die schnellere Energiefreisetzung führt zu einem schnelleren Anstieg der Brennstofftemperaturen, die, charakterisiert durch die maximale Zentraltemperatur jedes Kühlkanals, für die acht radialen Ringzonen in Bild 4 dargestellt ist. Am Ende des ersten Makrozeitschrittes liegt die nach dem Syntheseverfahren berechnete maximale Zentraltemperatur in der sechsten Ringzone um ca. 1000°C über der aus den Punktreaktor kinetikrechnungen folgenden.

Am Ende des ersten Makrozeitschrittes wurde die Schätzfunktion unter Berücksichtigung des Temperaturfeldes neu berechnet. Diese wurde zusammen mit der Schätzfunktion, die dem Reaktivitätszustand am Ende des zweiten Makrozeitschrittes entspricht, für die Berechnung des Exkursionsverlaufes während des zweiten Makrozeitschrittes verwendet. Auch im zweiten Makrozeitschritt, Bild 5, zeigt sich bei der Anwendung des Syntheseverfahrens eine schnellere Energiefreisetzung als bei der Punktreaktorkinetik. Nach 32 ms beginnt der Brennstoff zu schmelzen, nach 42 ms wird das Core durch verdampfenden Brennstoff zerstört. Bei der Punktreaktorkinetik tritt das Brennstoffschmelzen erst nach 44 ms, also wesentlich später, auf.

Der Grund für den unterschiedlichen Exkursionsverlauf bei den beiden verschiedenen Verfahren liegt darin, daß die Punktreaktorkinetik die durch das Herausnehmen von Bor hervorgerufene Änderung der örtlichen Verteilungsfunktion, insbesondere den Anstieg des Neutronenflusses in der Regelstabzone, nicht berücksichtigen kann. Dieses führt wiederum bei der Punktreaktorkinetik zu einer Unterschätzung der einlaufenden Störreaktivität und damit zu dem wesentlich langsameren Exkursionsverlauf.

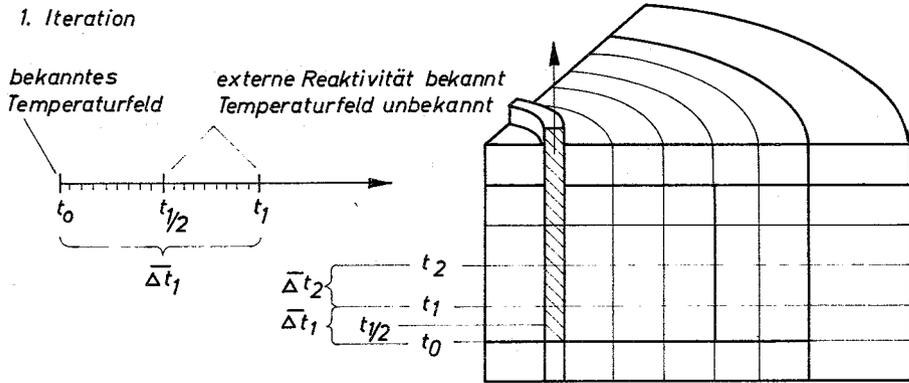
In Bild 6 sind die Ergebnisse zweier aufeinanderfolgender Iterationsschritte gegenübergestellt. Im Vergleich zu dem ersten Iterationsschritt ist der Exkursionsverlauf für den ersten Makrozeitschritt aufgetragen, wie er sich bei einer adiabaten Näherung aus einem zweiten Iterationsschritt ergibt. Die Exkursion verläuft um ein wenig schneller, die Maxima der Leistungspeaks liegen minimal höher. In Bild 7 wird der Exkursionsverlauf des ersten Iterationsschrittes mit zwei Schätzfunktionen mit dem einer Rechnung mit drei Schätzfunktionen verglichen. Die Exkursion verläuft etwas langsamer, die Maxima der Leistungspeaks liegen etwas niedriger. Diese beiden Vergleichsrechnungen zeigen, daß die Verwendung mehrerer Schätzfunktionen keinen Vorteil bringt, sondern es sinnvoller ist, wenige Schätzfunktionen in mehreren Iterationsschritten möglichst genau zu bestimmen und dafür, wenn es der Exkursionsverlauf verlangt, die Makrozeitschritte kleiner zu wählen.

Als Ergebnis dieser ersten Vergleichsrechnungen folgt, daß das Syntheseverfahren mit zeitlich diskontinuierlichen Schätzfunktionen eine gute Möglichkeit bietet, die Änderungen der örtlichen Verteilungsfunktion

des Neutronenflusses durch die externe Störreaktivität und die thermodynamische Rückwirkung während einer Leistungsexkursion laufend zu berücksichtigen, und damit das zeitliche Verhalten schneller Brutreaktoren gut zu beschreiben.

Literatur

- [1] J.B. Yasinsky:
Nucl. Sci. Eng. 29, 381 (1967)
- [2] K.O. Ott, D.A. Meneley:
Accuracy of the quasistatic treatment of spatial reactor kinetics,
Paper bei der Brookhaven Conf. on Industrial Needs and Academic Research in Reactor Kinetics,
Apr. 8 - 9, 1968, Upton, N.Y.
- [3] G. Kessler:
Space-dependent dynamic behaviour of fast reactors using the time-discontinuous synthesis method (noch nicht veröffentlicht)
- [4] G. Kessler:
Zur numerischen Lösung der ortsabhängigen dynamischen Gleichungen schneller Brutreaktoren mit Hilfe eines Variationsprinzips, KFK 781/I, August 1968
- [5] P. Greebler, D.B. Sherer, N.H. Walton:
FORE - A computational program for the analysis of fast reactor excursions,
GEAP-4090, October 1962
- [6] G. Kessler:
RADYVAR- Programm zur Berechnung des raumabhängigen dynamischen Verhaltens schneller Leistungsreaktoren mit Hilfe eines Variationsverfahrens,
KFK 781/II, August 1968



2. Iteration
3. Iteration

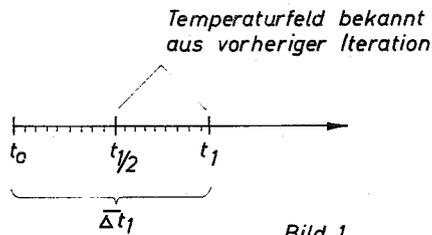


Bild 1

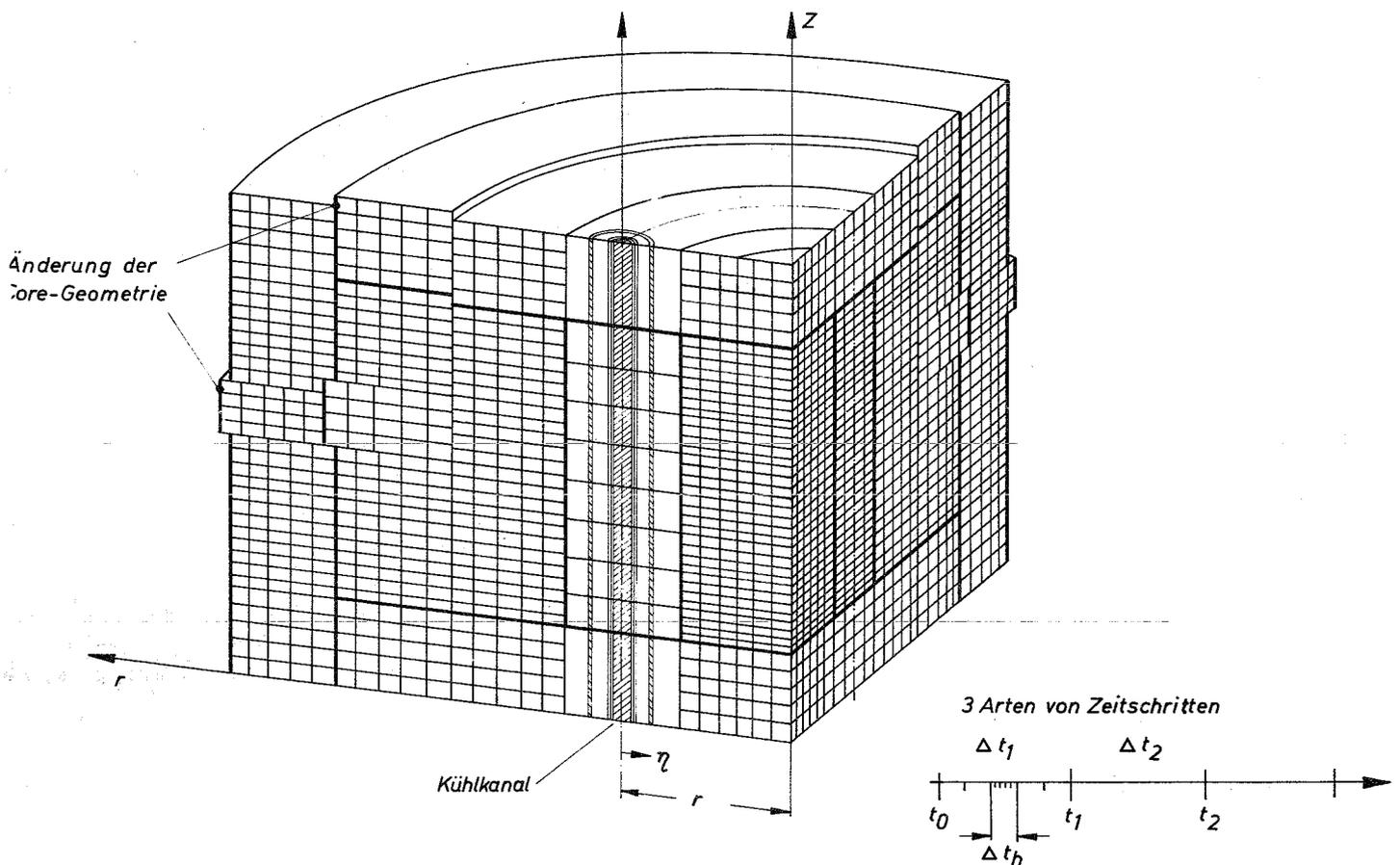
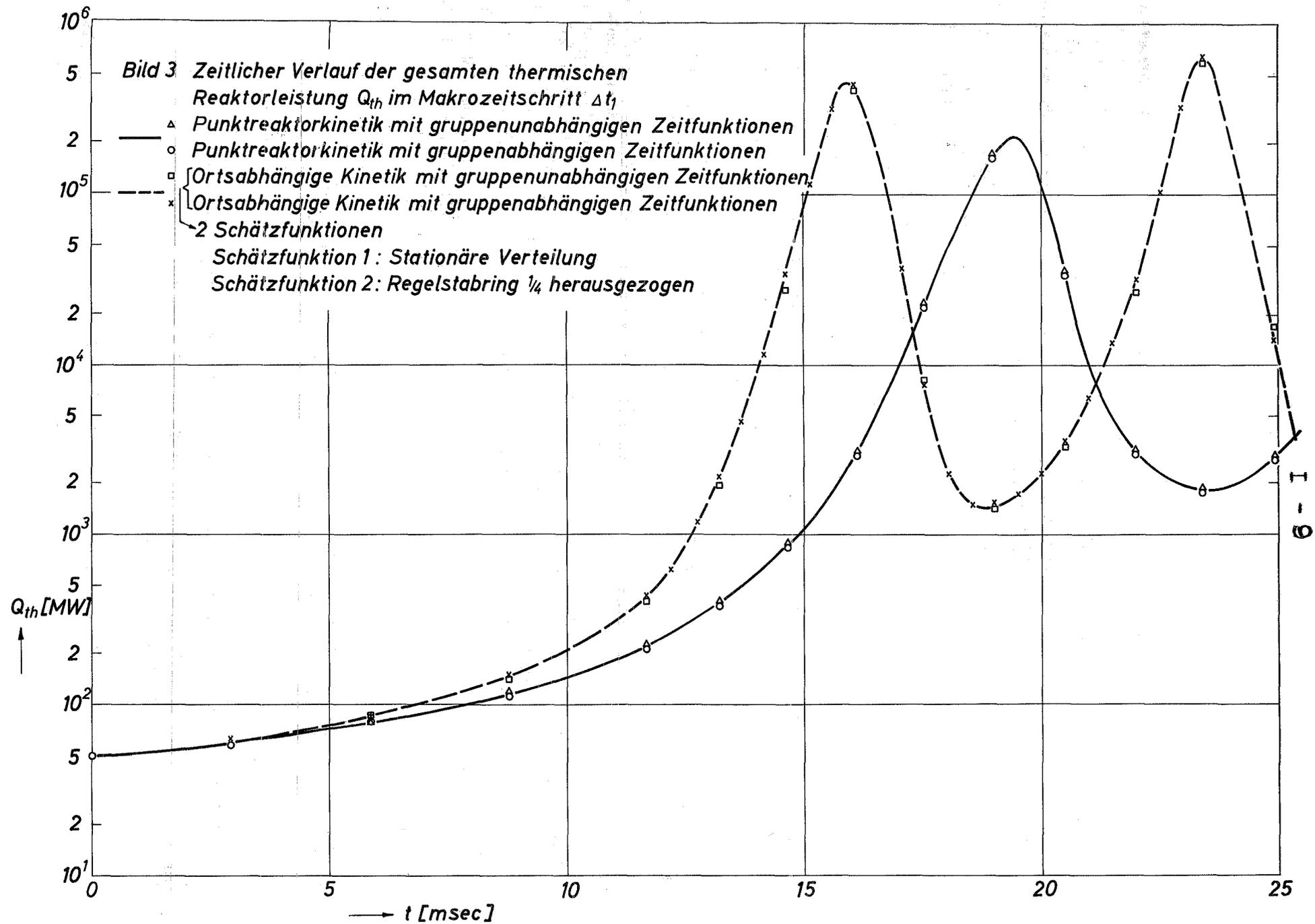


Bild 2 Ortsabhängiges Zellenmodell zur Berechnung der Temperaturen und der thermodynamischen Rückwirkung



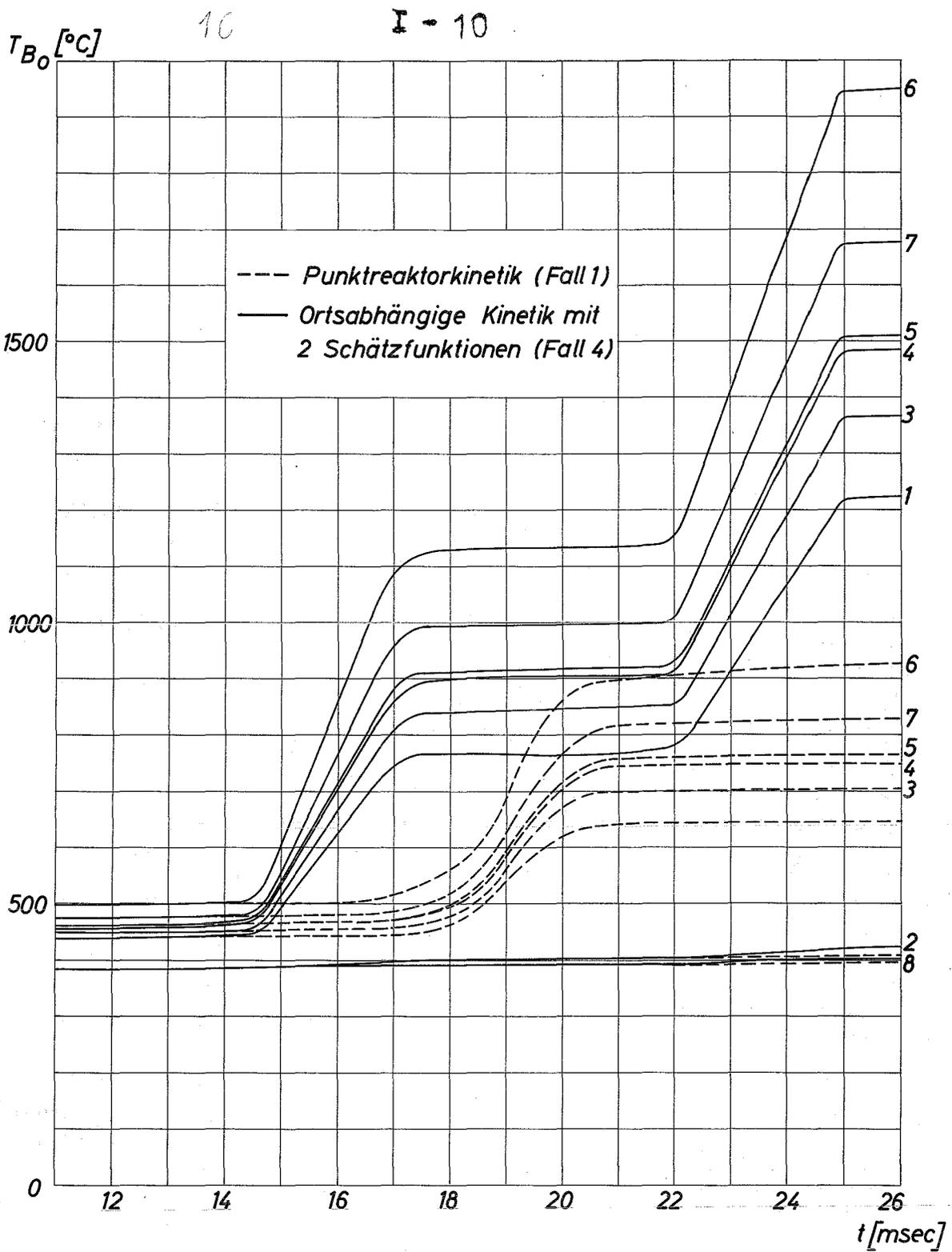
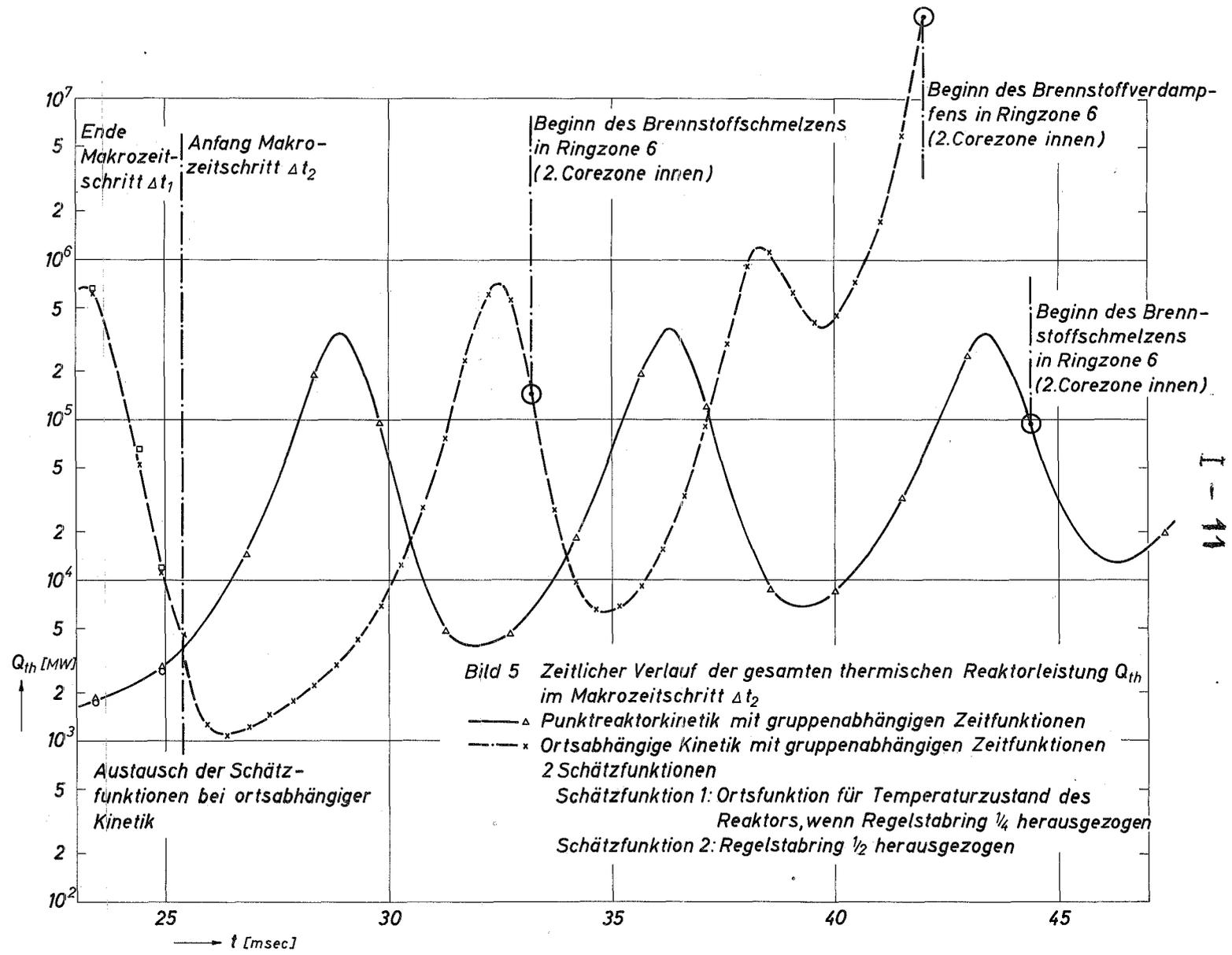


Bild 4 Zeitlicher Verlauf der maximalen Brennstofftemperatur T_{B_0} in der dritten axialen Zone der Kühlkanäle I bis VIII während des Makrozeitabschnittes Δt_1



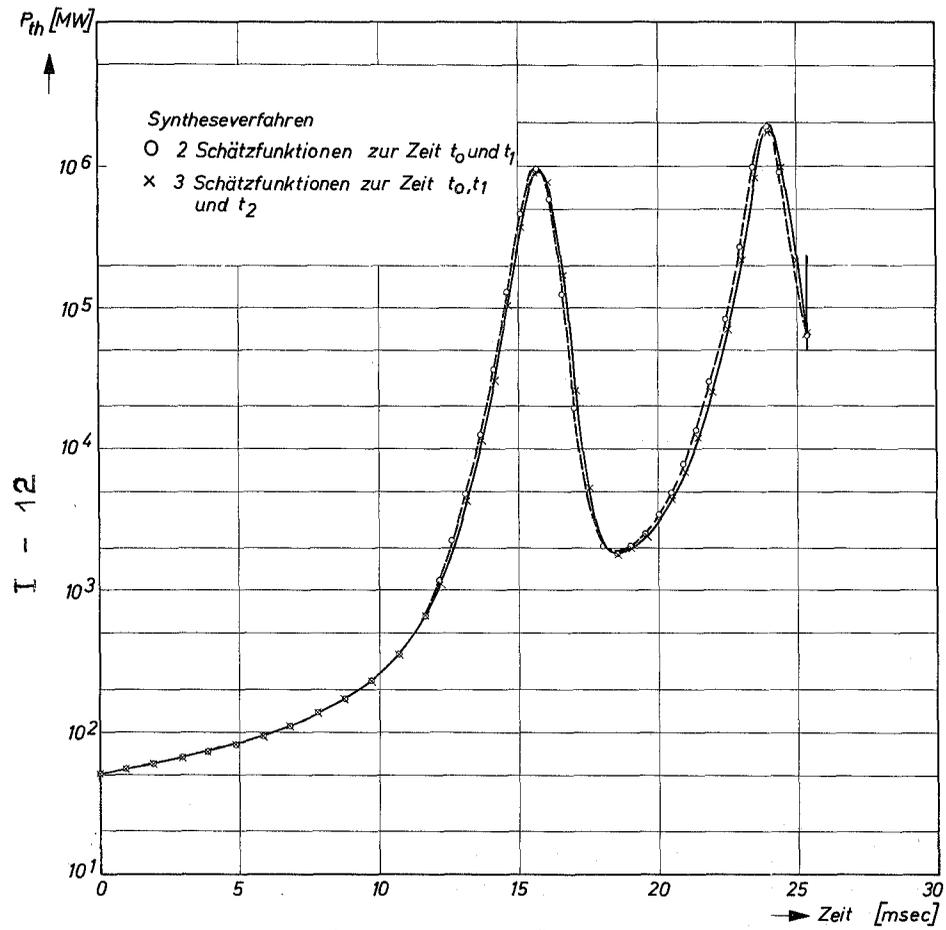


Bild 7 Gesamte Reaktorleistung während des 1. Zeitabschnitts

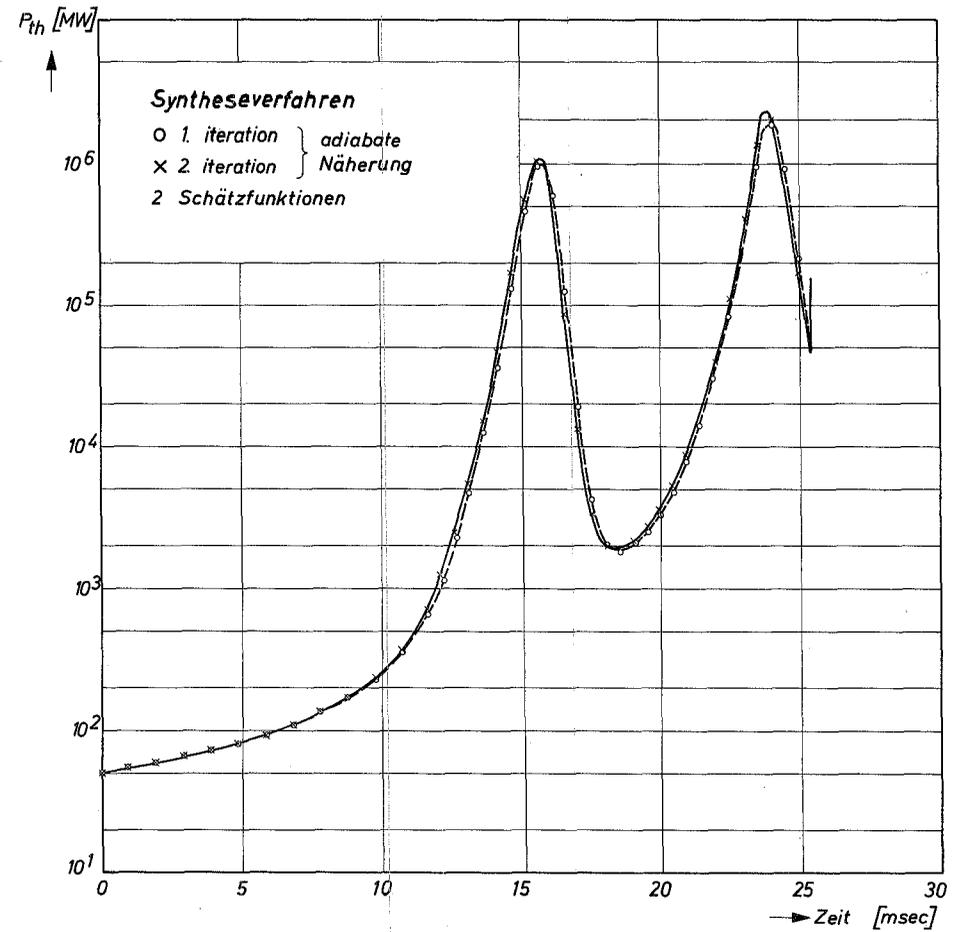


Bild 6 Gesamte Reaktorleistung während des 1. Zeitabschnitts

Ein Rechenverfahren zur festigkeitsmäßigen Auslegung
der Brennstabhüllrohre beim Na-gekühlten Schnellen
Brüter

G. Schmidt

Von den Brennstäben des genannten Reaktortyps wird verlangt, daß sie unter dessen besonderen Betriebsbedingungen sowohl sicher als auch wirtschaftlich arbeiten, d.h. störungsfrei einen sehr hohen Abbrand (ca. 80-100000 MWd/to) erreichen. Bei dem heute allgemein verfolgten "strong can/weak fuel"-Konzept mit keramischem Brennstoff ist dies in erster Linie eine Frage der Festigkeit der Hüllrohre.

Deren Beanspruchung rührt hauptsächlich vom Druck der freigesetzten Spaltgase her, zu dessen Begrenzung ein Sammel- bzw. Ausdehnungsraum (Plenum) von nicht unbeträchtlicher Länge am Ende des Brennstabes vorgesehen werden muß. Weitere Beanspruchungen werden durch den Schwell- druck des Brennstoffes sowie vom Wärmedurchgang in der Hüllrohrwand be- wirkt, welcher thermische Spannungen hervorruft. Ziel der Auslegung ist es, unter Einhaltung neutronen-ökonomisch sinnvoller Rohrwandstärken die Länge des Spaltgasraumes, der eine sehr unerwünschte Verlängerung des Brennstabes darstellt, so gering wie möglich zu halten bzw. anders ausgedrückt den höchsten Innendruck zu finden, den das Hüllrohr im Be- trieb ohne größere Gefahr einer Beschädigung aushalten kann.

Hierbei sind folgende Umstände zu berücksichtigen:

- a) Als Werkstoff für die Hüllrohre muß bis auf weiteres austenitischer Stahl betrachtet werden, da bisher allein dieser unter Na-Reaktor- Bedingungen ausreichend erprobt ist.
- b) Die Temperaturen im gefährdeten Bereich der Brennstäbe liegen so hoch, daß die Belastbarkeit der Hüllrohre durch die auftretenden Kriechverformungen begrenzt wird.

- c) Wie Rohrrinnendruck-Versuche gezeigt haben [1], besteht bereits bei sehr geringen Umfangskriechdehnungen die Gefahr des Undichtwerdens infolge Bildung von Mikrorissen. Die zulässige Aufweitung muß daher sicherheitshalber auf wenige Zehntel % beschränkt werden, wodurch zugleich das im Normalfall schärfste Kriterium für die Hüllrohrauslegung gegeben ist.

Die rechnerische Erfassung wird durch den Umstand erschwert, daß Belastung und Temperaturverteilung im Hüllrohr zeitlich nicht konstant sind. Insbesondere kann die Kriechaufweitung durch die überlagerten wechselnden Wärmespannungen gegenüber der Wirkung von reinem Innendruck beträchtlich erhöht werden, und zwar analog zur Erscheinung des sog. "thermal ratcheting" [2] im elastisch-plastischen Fall.

Zur rechnerischen Behandlung dieses Vorganges wird im folgenden ein neuer Weg angegeben, der im Gegensatz zu den bisher bekannten rein numerischen Methoden [3,4,5] stärker analytisch verläuft und zudem deutlich weniger Rechenaufwand erfordert, ohne jedoch so drastische Vereinfachungen vorauszusetzen wie Arbeiten von Bree [6] bzw. Hibbeler und Mura [7] zum gleichen Problem. Vor allem aber ermöglicht er die Herleitung einfacher und konservativer Näherungslösungen, die auch für umfangreiche Parameterstudien geeignet sind.

Im ersten Hauptabschnitt des Verfahrens wird untersucht, wie sich ein gegebener, z. B. rein elastischer Spannungszustand im Hüllrohr durch Kriechen zeitlich ändert.

Die wichtigsten Voraussetzungen dabei sind:

- a) Für mehrachsiges Kriechen gelten die Söderberg'schen Beziehungen, wonach die Hauptkriechraten den jeweiligen deviatorischen Spannungen proportional sind.
- b) Es wird mit der Vergleichsspannung nach Mohr bzw. Tresca gerechnet.
- c) Die Spannungsabhängigkeit soll durch das Norton'sche Kriechgesetz beschrieben werden, das für primäres Kriechen lediglich durch einen Zeitverfestigungsfaktor modifiziert wird, also

$$\epsilon_K = K \cdot \sigma^n \cdot t^m$$

bzw.

$$\dot{\epsilon}_K = mK \cdot \sigma^n \cdot t^{m-1}$$

mit ϵ_K = Kriechdehnung, σ = Spannung, K und m = Kriechkonstanten.

d) Die Temperaturabhängigkeit der Kriechparameter K und n muß in irgend einer Form gegeben sein.

Es werden nur elastische und Kriechverformungen betrachtet, welche zusammen die Gesamtverformung ergeben; dementsprechend gilt

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_K + \dot{\epsilon}_{el} \quad (1)$$

(Gesamtdehnungsrate = Kriechrate + elast. Dehnungsgeschwindigkeit)

Ausgeschrieben und auf die drei Hauptspannungsrichtungen in der Rohrwand angewendet folgt daraus das Grundgleichungssystem:

$$\dot{\epsilon}_t = Km \sigma_V^{n-1} t^{m-1} [\sigma_t - 0,5(\sigma_a + \sigma_r)] + \frac{1}{E} [\dot{\sigma}_t - \nu(\dot{\sigma}_a + \dot{\sigma}_r)] \quad (2a)$$

$$\dot{\epsilon}_r = Km \sigma_V^{n-1} t^{m-1} [\sigma_r - 0,5(\sigma_t + \sigma_a)] + \frac{1}{E} [\dot{\sigma}_r - \nu(\dot{\sigma}_t + \dot{\sigma}_a)] \quad (2b)$$

$$\dot{\epsilon}_a = Km \sigma_V^{n-1} t^{m-1} [\sigma_a - 0,5(\sigma_r + \sigma_t)] + \frac{1}{E} [\dot{\sigma}_a - \nu(\dot{\sigma}_r + \dot{\sigma}_t)] \quad (2c)$$

(E = E-Modul, ν = Querszahl, σ_V = Vergleichsspannung)

Die Indices t, r und a bezeichnen hierbei Tangential-, Radial- und Axialrichtung; das erste Glied rechts stellt die jeweilige Kriechrate dar (entsprechend den genannten Voraussetzungen), das zweite die zeitliche Änderung der elastischen Dehnung nach dem Hooke'schen Gesetz. Gesucht sind die Spannungen an jeder Stelle des Rohrquerschnitts als Funktion der Zeit. Die Lösung verläuft in großen Zügen folgendermaßen:

1. Die drei Grundgleichungen (2a, b, c) werden über die gesamte Wandstärke integriert, wodurch man integrale Mittelwerte der Dehnungsraten erhält

$$\bar{\dot{\epsilon}} \sim \int_{r_i}^{r_a} \dot{\epsilon} \, d r \quad (3)$$

(r = Radius, i = innen, a = außen)

Diese hängen praktisch nur von den Kriechraten $\dot{\epsilon}_K$ und somit von der Spannungsverteilung ab, da die $\dot{\sigma}$ -Glieder bei der Integration aus Gleichgewichtsgründen alle annähernd Null ergeben.

2. Aus den so erhaltenen Mittelwerten $\bar{\dot{\epsilon}}_a$ und $\bar{\dot{\epsilon}}_t$ lassen sich $\dot{\epsilon}_a$ und $\dot{\epsilon}_t(r)$ bestimmen, da deren Verteilung im ersten Fall genau, im zweiten mit guter Näherung bekannt ist. Mit der ebenfalls gut erfüllten Annahme $\dot{\sigma}_r \equiv 0$ erübrigt sich die weitere Betrachtung von Gl. (2b), und man erhält nach Einsetzen von $\dot{\epsilon}_a$ und $\dot{\epsilon}_t$ in (2a) und (2c) zwei Beziehungen zwischen σ_t , σ_a und deren Ableitungen.
3. Die darin, d.h. in $\dot{\epsilon}_a$ und $\dot{\epsilon}_t$, noch enthaltenen integralen Mittelwerte der Kriechraten ändern sich nun so langsam, daß $\dot{\epsilon}_t$ und $\dot{\epsilon}_a$ zumindest in den Randbereichen, wo starke Spannungsänderungen auftreten, gegenüber den örtlichen Kriechgeschwindigkeiten über relativ lange Zeit hinweg als konstant - z.B. gleich ihren leicht zu bestimmenden Anfangswerten - angesehen werden können. Es genügt daher, den betrachteten Zeitraum in verhältnismäßig wenige Schritte zu unterteilen.
4. Innerhalb derselben wird dann der zeitliche Spannungsverlauf an jeder Stelle durch zwei gewöhnliche Dgln. beschrieben, die sich mit recht guter Näherung entkoppeln und analytisch lösen lassen.

Abb. 1 zeigt das hiermit gewonnene Ergebnis einer Testrechnung für ein dünnwandiges Rohr konstanter Temperatur, in dem eine lineare Ausgangsverteilung σ_{to} , σ_{ao} angenommen wurde. Nach nur fünf Zeitschritten ergibt sich der dargestellte Verlauf: Links Annäherung an die asymptotische Endverteilung (gestrichelt) fast unabhängig vom Anfangszustand, rechts dagegen weitgehende Parallelität zu diesem. Bemerkenswerterweise bleibt die mittlere Umfangsspannung nahezu erhalten (schraffierte Flächen fast gleich groß), was auf recht gute Genauigkeit des Ergebnisses schließen läßt, da diese Forderung im Ansatz nicht enthalten ist. Sogar mit nur einem einzigen Zeitschritt werden so oft noch brauchbare Lösungen erhalten. Für umfangreichere Parameterstudien erscheint aber auch dies noch etwas zu aufwendig, und man ersetzt hierzu das Ergebnis zweckmäßig durch eine noch einfachere und zugleich konservative Näherungslösung [8].

Das geschieht in der Weise, daß man eine sog. "Grenzspannung" analog zur Streckgrenze des Materials definiert und den Ausgangs-Spannungszustand in Umfangsrichtung so behandelt, als würde er - mit dieser Grenzspannung als Fließgrenze - plastisch abgebaut, wodurch sich eine

elastisch-plastische Ersatzverteilung ergibt.

Ein sinnvoller Wert für σ_G ist dabei diejenige Spannung, welche im betrachteten Zeitintervall gerade um den Betrag durch Kriechen abgebaut wird, der einer vorgegebenen zulässigen Umfangsdehnung entspricht. Sie läßt sich mit guter Näherung in einem einzigen vereinfachten Rechenschritt aus dem oben hergeleiteten Verfahren gewinnen [8].

Die damit entstehenden Verhältnisse zeigt Abb. 2. Während der wirkliche Spannungsverlauf aus den schon bekannten Teilen I und II sowie einem Übergangsbereich III besteht, setzt sich der Ersatzverlauf aus σ_G und einer Parallele zu σ_{t_0} zusammen, wobei das Gleichgewicht in Umfangsrichtung erhalten bleiben muß.

Auf diesen elastisch-plastischen Ersatzzustand kann jetzt das "thermal ratcheting"-Kriterium nach D.R. Miller [2] in verallgemeinerter Form angewendet werden. Den prinzipiellen Ablauf der einzelnen Phasen hierbei zeigt Abb. 3.

In der 1. Phase wird der Ausgangszustand, der hier als elastische Spannungsverteilung infolge Innendruck (σ_m) und Wärmedurchgang (σ') angesetzt werden kann (σ_t ist sicherheitshalber durch $\sigma_v = \sigma_t - \sigma_r$ ersetzt), in seinem die Grenzspannung σ_{G1} überschreitenden Teil abgebaut und auf der anderen Seite angelagert, was durch die Gleichheit der schraffierten Flächen verdeutlicht wird.

Beim folgenden Abschalten des Reaktors werden diesem neuen Verlauf die inversen Wärmespannungen überlagert, was die Verteilung O_1 FIJO₂ ergibt. Gleichzeitig steigt die Grenzspannung infolge der niedrigeren Temperatur auf den Wert σ_{G2} an. Wird dieser von der neuen Spannungsverteilung überschritten, so erfolgt neue Umlagerung, welche in gleichem Maße auch bei jeder weiteren Phase auftritt und dabei jeweils unzulässige Umfangsdehnungen bewirkt.

Ein sicheres Kriterium, dies zu vermeiden, ist die Forderung

$$\Delta \sigma_3 < 0,$$

d.h. der Spannungszustand zu Beginn der 2. Phase darf σ_{G2} nicht überschreiten.

Dieses Kriterium begrenzt nun den zulässigen Innendruck und liefert über die Gasgleichung schließlich die benötigte Länge des Spaltgasraumes.

Die wichtigsten Ergebnisse seien noch kurz diskutiert:

Im Normalfall, wie etwa bei der Referenzauslegung der Na 2-Studie, bereitet die Aufnahme des Spaltgasdruckes auch bei 100 % Freisetzung nach dieser Rechnung keine Schwierigkeiten, und es kann sogar noch ein Brennstoffschwelldruck von ca. 40 at hinzukommen, bevor der Spaltgasraum länger als die Spaltstoffzone werden muß.

Den Einfluß der interessantesten Parameter zeigen Abb. 4 und 5. Aufgetragen ist im oberen Diagramm der zulässige Innendruck über der dimensionslosen Wandstärke ($x = \frac{r_a - r_i}{r_a}$) für verschiedene Stableistungen, im unteren Schaubild die zugehörige Gasraumlänge bei 95 cm Corehöhe. Zum Vergleich sind oben noch die zulässigen Innendrucke ohne Berücksichtigung der Wärmespannungseffekte eingezeichnet. Man sieht, daß diese zwar erst ab einer gewissen Wandstärke wirksam werden, dann aber schließlich sogar ein Wiederabsinken des zulässigen Innendruckes bewirken. Es existiert also eine optimale Wandstärke, die bei hohen Stableistungen recht gering werden kann. Schließlich geht aus den Rechnungen noch deutlich hervor, welche wichtige Rolle die zulässige Kriechaufweitung ϵ_{tK} der Rohre für deren Belastbarkeit spielt. Dies geht so weit, daß bei sehr hohen Stableistungen mit erhöhter Duktilität des Rohrerwerkstoffes u.U. mehr zu erreichen ist als mit erhöhter Festigkeit.

Schlußbemerkung: Das gezeigte Verfahren ist nicht nur zur endgültigen Auslegung der Brennstäbe gedacht, sondern soll auch Hinweise zur gezielten Ansetzung der notwendigen Bestrahlungsvorversuche geben und deren spätere Interpretation erleichtern.

Für die Auslegung von Probestäben wurde davon auch schon Gebrauch gemacht; Ergebnisse stehen allerdings bis jetzt noch aus.

Literatur

- [1] H. Böhm, H.J. Hauck, H.J. Laue:
 Multiaxial In-Reactor Stress Rupture Strains of Austenitic
 Stainless Steels and a Nickel Alloy,
 Int. Symp. on Effects of Radiation on Struct. Metals,
 San Francisco, June 1968
 KFK 814, Aug. 1968
- [2] D.R. Miller:
 Thermal-Stress Ratchet Mechanism in Pressure Vessels,
 Trans. ASME, Journal of Basic Engineering, June 1959, 190 - 196
- [3] A. Mendelson, M.H. Hirschberg, S.S. Manson:
 A General Approach to the Practical Solution of Creep Problems,
 Trans. ASME, Journal of Basic Engineering, Dec. 1959, 585 - 598
- [4] H. Poritsky, F.A. Fend:
 Relief of Thermal Stresses Through Creep,
 Trans. ASME, Journal of Applied Mechanics, Dec. 1958, 589 - 597
- [5] J.P. Yalch, J.E. McConnelee:
 Plain Strain Creep and Plastic Deformation Analysis of a
 Composite Tube,
 Nucl. Eng. and Design, Feb. 1967, 52 - 62
- [6] J. Bree:
 Elastic-Plastic Behaviour of Thin Tubes Subjected to Internal
 Pressure and Intermittent High-Heat Fluxes with Application to
 Fast-Nuclear-Reactor Fuel Elements,
 J. of Strain Analysis, Vol. 2, No. 3, 1967, 226 - 238
- [7] R. Hibbeler, T. Mura:
 Viscous Creep Ratcheting of Nuclear Reactor Fuel Elements,
 Nucl. Eng. and Design 9 (1969), 131 - 143.
- [8] G. Schmidt:
 Ein Rechenverfahren zur festigkeitsmäßigen Auslegung der Brenn-
 stabhüllrohre bei flüssigmetallgekühlten schnellen Reaktoren,
 KFK 808, Juli 1968

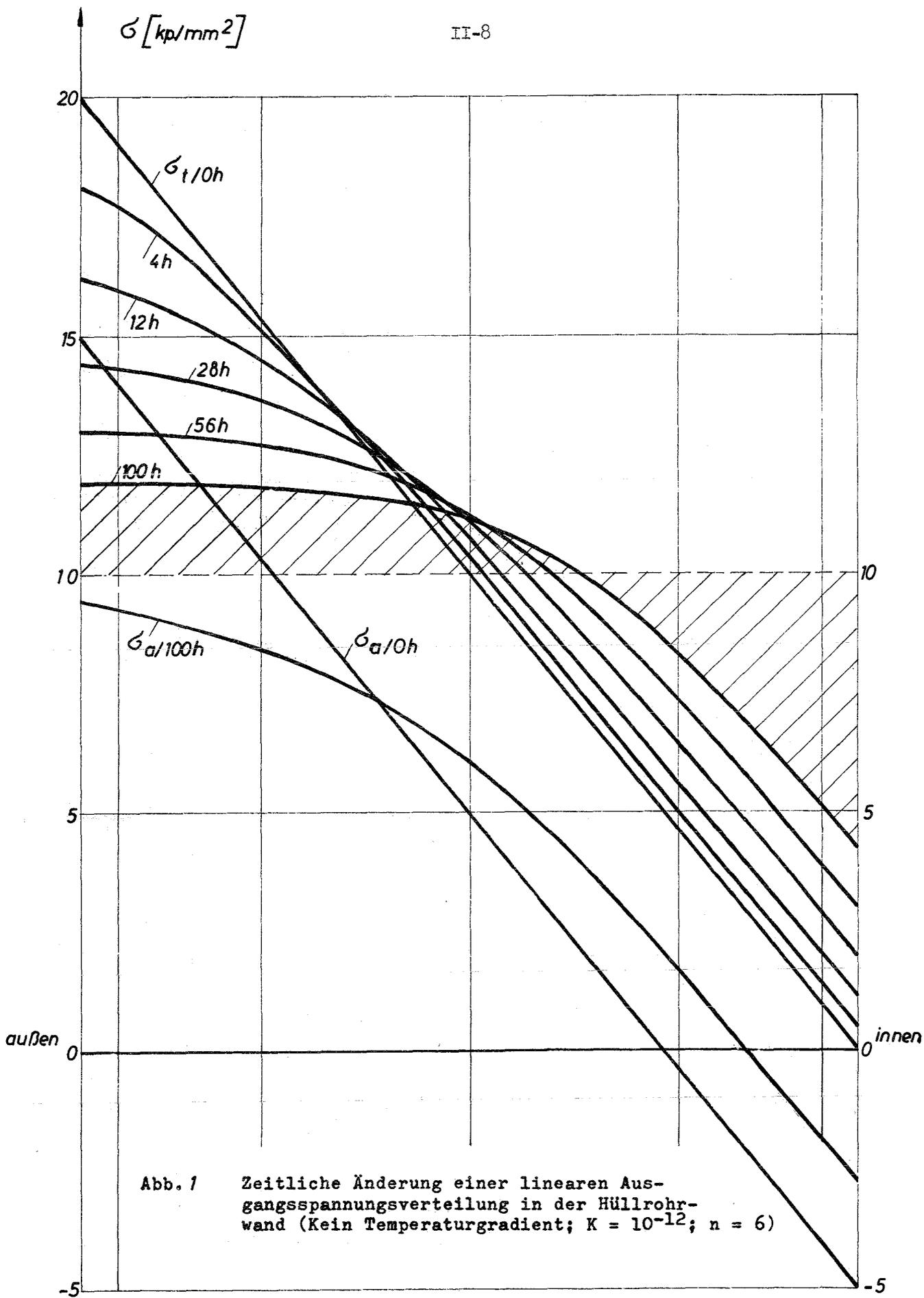


Abb. 1 Zeitliche Änderung einer linearen Ausgangsspannungsverteilung in der Hüllrohrwand (Kein Temperaturgradient; $K = 10^{-12}$; $n = 6$)

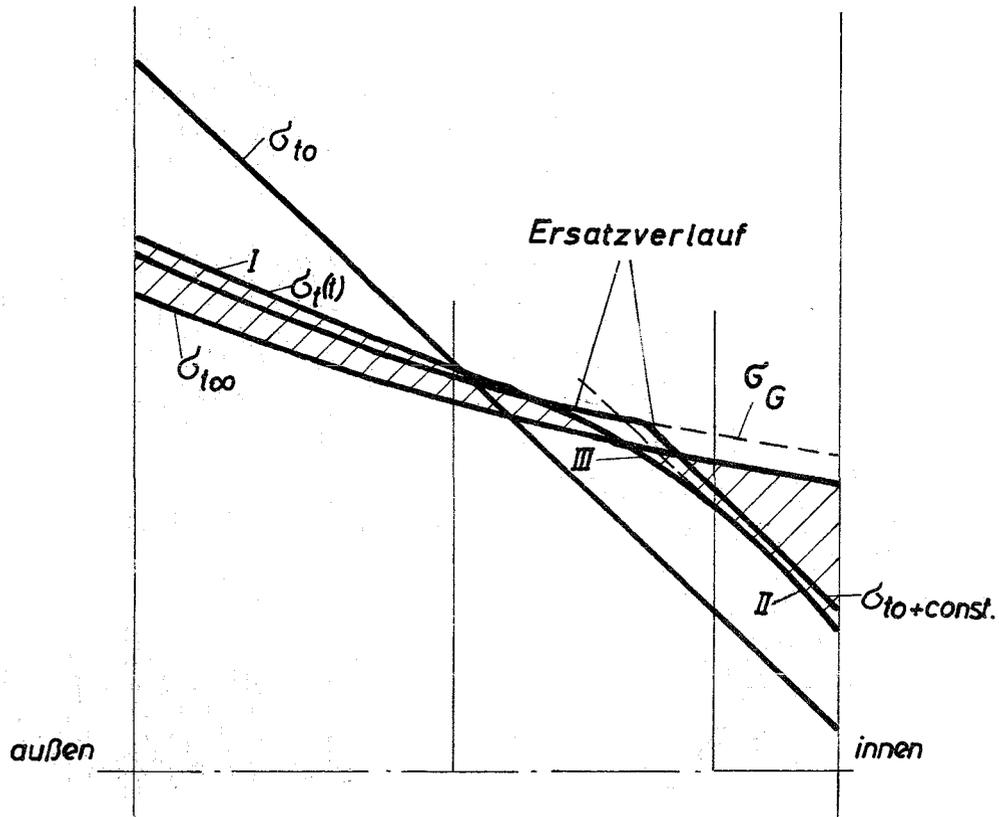


Abb. 2: Annäherung der wirklichen Endspannungsverteilung durch einen Ersatzverlauf.

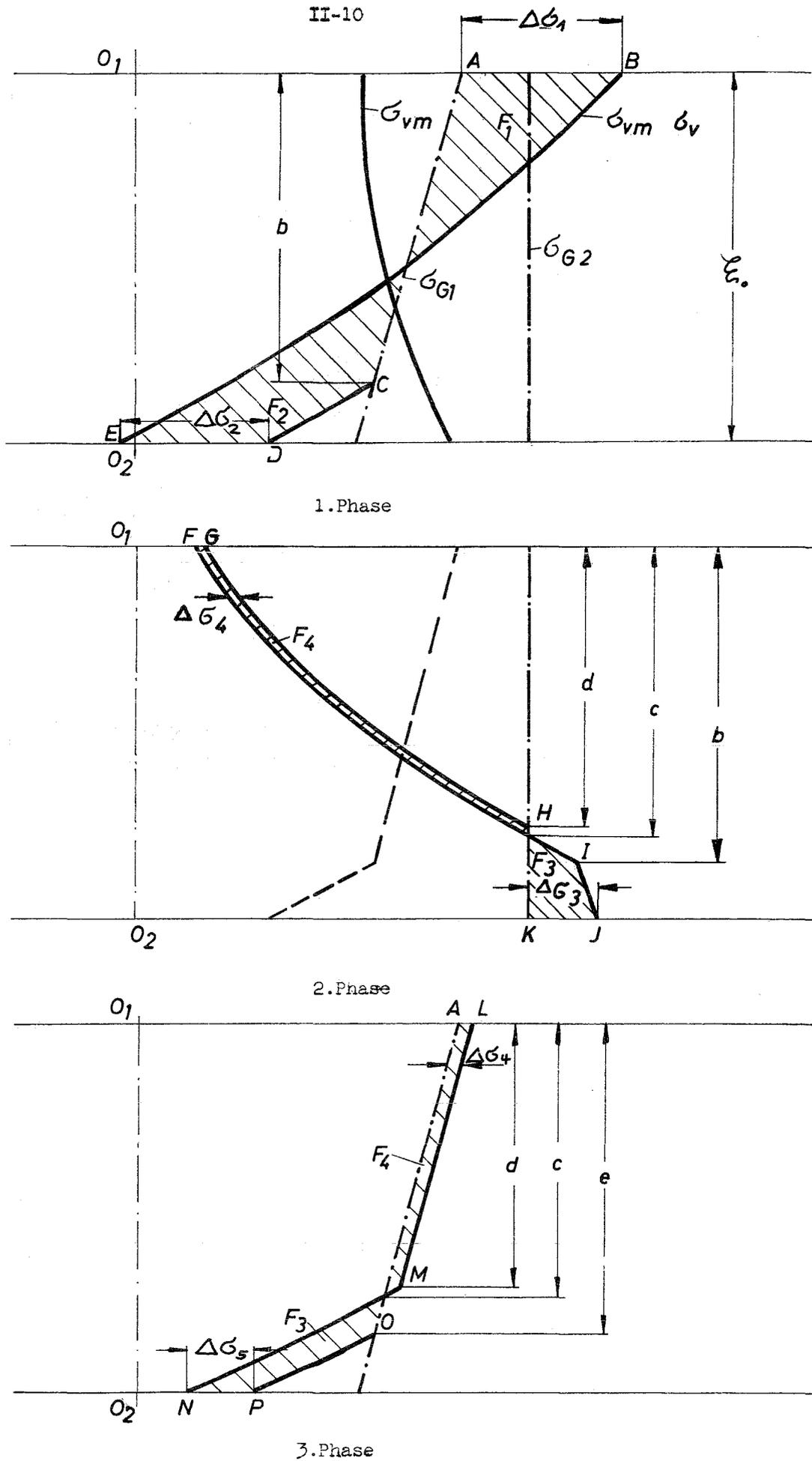


Abb. 3 Umlagerung des Ersatzspannungsverlaufes in den einzelnen Betriebsphasen

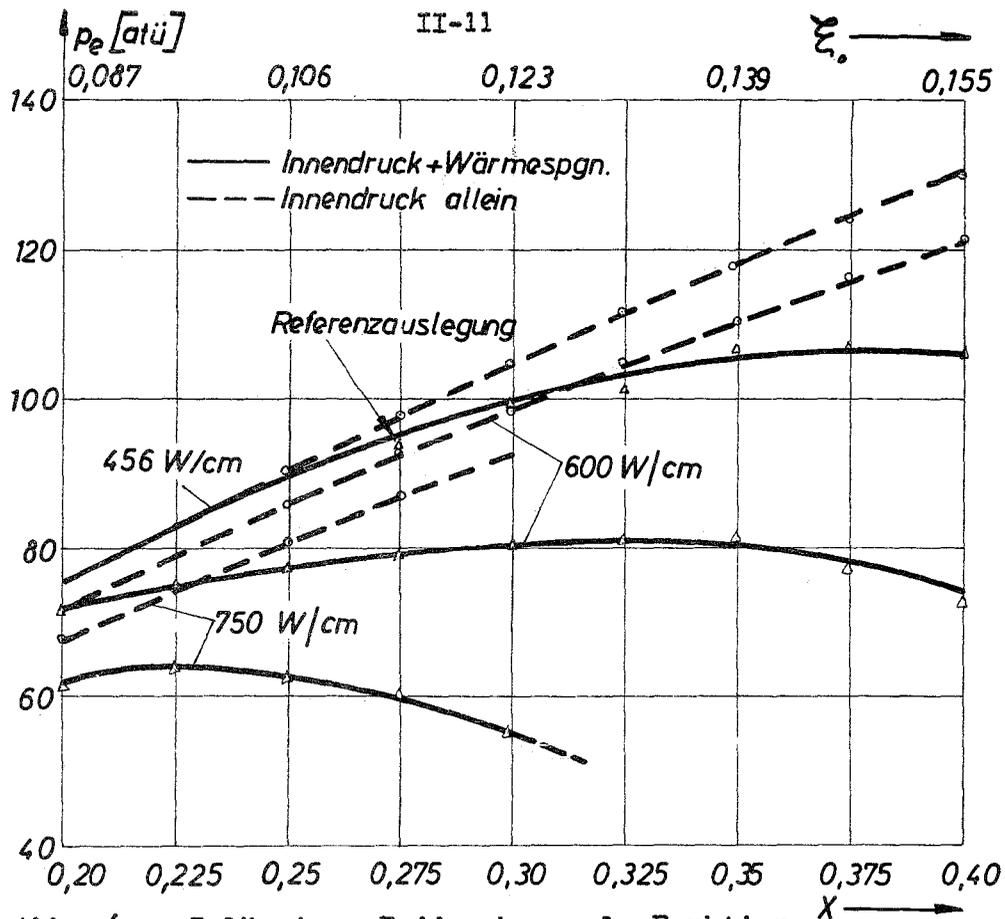


Abb. 4 Zulässiger Enddruck p_e als Funktion der relativen Wandstärke für verschiedene Stableistungen χ_{\max} ($K = 10^{-12}$, $n = 6$ bei 650°C ; $\epsilon_{tK} = 0,1\%$)

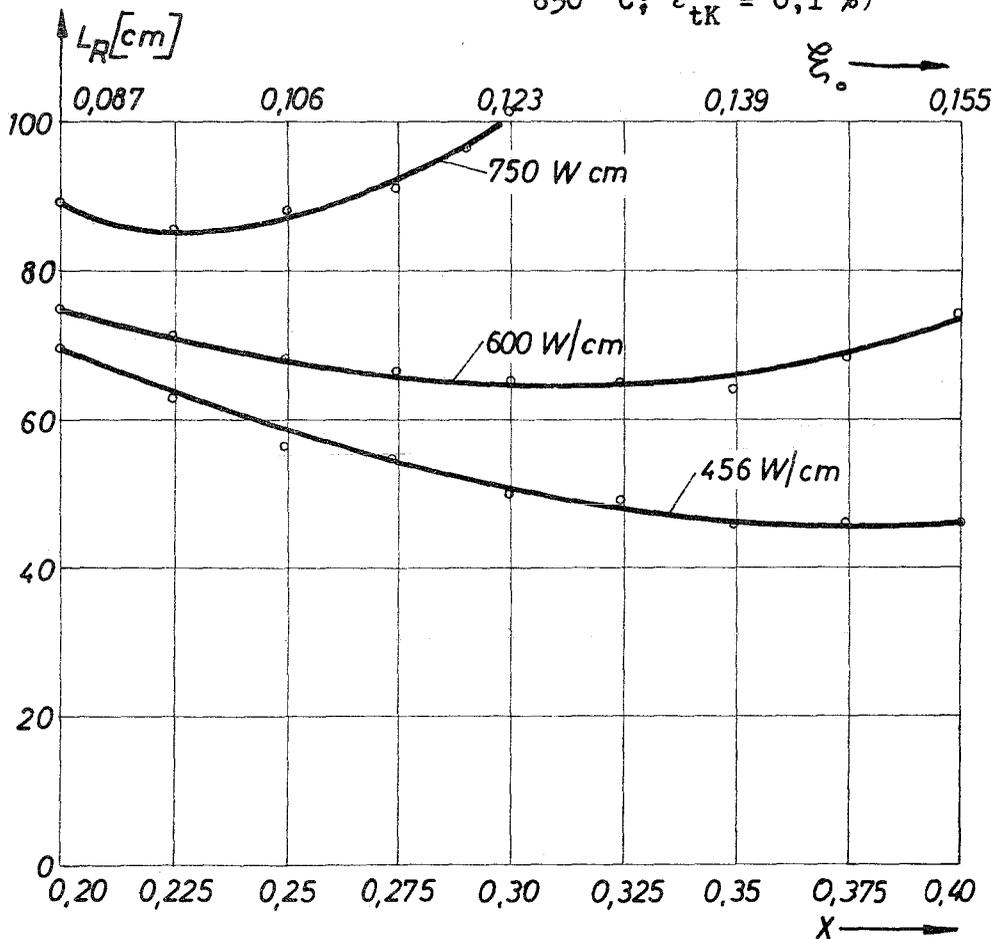


Abb. 5 Zugehörige Mindestlänge L_R des erforderlichen Spaltgasraumes

Strukturausdehnungs- und Verbiegungseffekte
im Schnellen Reaktor

Y.S. Hoang

1. Grundlage und Aufgabe der Untersuchung

In der vorliegenden Arbeit werden die bei der Leistungsänderung auftretende Verformung der Brennelemente im schnellen Reaktor sowie die dadurch hervorgerufene Änderung der Reaktivität und die entsprechenden Biegespannungen behandelt. [4,5,6,7]

Bei einem stationären Leistungsbetrieb stellt sich im Reaktor eine ortsabhängige Leistungsverteilung und hieraus folgend ein ortsabhängiges Temperaturfeld ein. Dies verursacht wiederum die Verformung der Brennelemente im Reaktor. Eine Änderung der Leistung bedeutet daher über eine Änderung der Kühlmittel- und Strukturtemperaturen auch eine Änderung der Verformung. Diese Verformungen bewirken durch die Materialverschiebungen eine Änderung des Multiplikationsfaktors. [7,8,9,10]

Die Bedeutung dieser Verformungseffekte wurde zuerst nach dem EBR I-Unfall richtig erkannt, bei dem sich die Core-Brennelemente zur Coremitte hin verbiegen konnten und so einen positiven Reaktivitätsbeitrag verursachten, der zum Niederschmelzen des Cores führte. Diese Tatsachen führten beim Bau des Enrico Fermi Fast Breeder Reactor zu genaueren theoretischen Studien von Storrer und Doyle. [2,3]

Gegenstand der Untersuchungen:

1. Die Verbiegung der Brennelemente durch den Temperatureinfluß und durch die Auflagerbedingungen. [6,7,8,10]

2. Die dabei auftretenden Biegespannungen. [6,7,8]
3. Die Ermittlung der Reaktivitätsänderung infolge der dabei auftretenden Materialverschiebungen innerhalb des Neutronenflusses mit Hilfe der Störungstheorie. [2,3]

Die zeitliche Änderung der Reaktivität eines Volumenteilchens im Reaktor wird aus der zeitlichen Änderung der Materialverschiebung und aus dem Gradienten der Dangerkoeffizienten der beteiligten Materialien berechnet.

Es gilt für die Reaktivitätsänderung die allgemeine Gleichung:

$$\frac{d\rho(\bar{r}, t)}{dt} = \sum_{m=1}^M \frac{d\eta_m(\bar{r}, t)}{dt} \cdot \text{grad } D_m(\bar{r}, t) \cdot \Delta V_m$$

aus der für den gesamten Reaktor für einen quasistationären Fall die folgende Gleichung resultiert:

$$\Delta k(T_0, T) = \sum_{m=1}^M \int_{(R)} \eta_m(\bar{r}, T_0, T) \cdot \text{grad } D_m(\bar{r}) dV_m$$

Sie stellt die Änderung des Multiplikationsfaktors dar.

T_0	Bezugstemperatur
T	Betriebstemperatur
M	Anzahl der Materialien
η	Materialverschiebung
D_m	Dangerkoeffizient des m-ten Materials
\bar{r}	Geometrie-Vektor
ΔK	Änderung des Multiplikationsfaktors
	Reaktivität

2. Anwendung auf den Na 1-Reaktor

Am Beispiel des Na 1-Reaktors [1] sollen die zuvor dargestellten Effekte näher untersucht werden [11].

Abb. 1 zeigt eine Skizze vom Reaktorkern mit zwei Corezonen und vier Brutzonen.

Abb. 2 stellt einen Axialschnitt durch den Reaktorkern des Na 1-Entwurfes mit Brennelementen dar.

Die einzelnen Brennelemente sind auf einer bestimmten Höhe durch die Stützscheiben spielfrei gegeneinander fixiert.

Für den Na 1-Reaktor sind die Eintrittstemperatur des Kühlmittels $T_{\text{ein}} = 430 \text{ }^{\circ}\text{C}$, die Kühlmittelaustrittstemperatur $T_{\text{aus}} = 580 \text{ }^{\circ}\text{C}$ und die Brennelementschlüsselweite $B = 18 \text{ cm}$ festgelegt. Die Fixierebene wurde knapp oberhalb der oberen axialen Brutzone vorgesehen.

Für den der physikalischen Auslegung zugrunde liegenden, unverbogenen Reaktor wird eine einheitliche Temperatur von $500 \text{ }^{\circ}\text{C}$ angenommen.

Mit Hilfe eines Rechenprogramms werden Parameter-Studien durchgeführt, die es erlauben, eine optimale Lage der Fixierebenen an den Brennelementkästen zu bestimmen, sowie die Wahl einer günstigen Brennelement-Schlüsselweite und die Angabe eines sinnvollen Bereiches für die Kühlmittelaufheizspanne zu ermöglichen.

Für die Rechnung wurden folgende Annahmen getroffen:

1. Achsensymmetrische Zylinder-Koordinaten.
2. Unverbogene Tragplatte.
3. Die Verbiegung der Brennstäbe gegenüber der zugehörigen Subassemblywand sind unberücksichtigt.
4. Die Subassemblies sind spielfrei aufgelagert.
5. Keine Durchmischung des Kühlmittels zwischen den benachbarten Kühlkanälen.

6. Schwelleffekte werden nicht berücksichtigt.
7. Rein radiale Verbiegungseffekte.
8. Annähernd elastische Strukturmaterialeigenschaften.

Für die Rechnung wurden die Temperaturen (Eintritts-, Austritts- und Basistemperatur und Kühlmittelheizspanne ΔT), die Subassembly-Schlüsselweite B und die Fixierstellen (Ein- und Mehrstellen-Fixierung) als Parameter gewählt.

Dabei wurden folgende Größen genau untersucht:

1. Verbiegungswerte

a) Mindestabstand

Als Mindestabstand ist derjenige minimale Abstand zwischen den Brennelementkästen definiert, der bei auftretender Verbiegung die Berührung benachbarter Brennelemente verhindern würde.

b) Max. Ausfächerung

Die maximale Ausfächerung ist die Verschiebung des äußersten Brennelementkastens gegenüber seiner Ausgangslage.

c) Max. Ausbiegung

Sie ist die im Core maximal auftretende Verbiegung eines Brennelementes.

2. Biegespannungen

3. Reaktivitätskoeffizienten [$1/^\circ\text{C}$] bezogen auf die Aufheizspanne ΔT .

Die Verbiegungswerte und Biegespannungen müssen in erträglichen Grenzen bleiben, während der negative Reaktivitätskoeffizient gewährleistet sein muß.

Die Abb. 3 zeigt schematisch einen Teil der Brennelementachsen im verbogenen Zustand. Dabei ist das Brennelement Nr. 10 das radial äußerste im Core, die Brennelemente Nr. 11 bis 13 stellen der Reihe nach von innen nach außen die Brennelemente in den radialen Brutzonen dar.

Hier sieht man deutlich, daß die Brennelemente Nr. 9 - 12 einander berühren, wobei die Biegespannung $\sigma_b = 6,6 \text{ kp/mm}^2$ und der Reaktivitätswert $\rho = 1,154 \cdot 10^{-3}$ beträgt. Dieser Reaktivitätswert hat zunächst keine praktische Bedeutung, viel wichtiger ist die Änderung der Reaktivität bezogen auf die Änderung der Aufheizspanne, d.h. bezogen auf unterschiedliche Verbiegungszustände des Reaktors.

Für eine Aufheizspanne von $\Delta T = 150 \text{ }^\circ\text{C}$ beträgt er:

$$\left[\frac{\Delta \rho}{\Delta(\Delta T)} \right]_{\Delta T = 150^\circ\text{C}} = -0,2 \cdot 10^{-5} \text{ [}^\circ\text{C}^{-1}\text{]}$$

Wie die Ergebnisse zeigen, liegt es nun nahe, eine günstigere Lage der Fixierebene zu suchen oder aber mehr als nur eine Fixierstelle anzubringen.

Die Abb. 4, 5 und 6 zeigen die Verbiegungswerte, Biegespannungen und Reaktivitätskoeffizienten bei verschiedenen Lagen der Fixierebenen.

In der Abb. 4 sieht man, daß der notwendige Mindestabstand bei Lage der Fixierebene oberhalb der mittleren Höhe der oberen Brutzone sehr groß ist, obwohl die anderen Verbiegungswerte verhältnismäßig klein sind.

Die Abb. 5 zeigt, daß die Biegespannungen für eine Fixierebene unterhalb der mittleren Höhe der oberen Brutzone kleiner als 5 kp/mm^2 sind. Abb. 6 zeigt günstige negative Reaktivitätskoeffizienten für Stützebenen im Core und unmittelbar über dem Core.

Dabei sieht man, daß eine Auswahl der Fixierebene in der Umgebung von Core mitte oder etwas darüber sehr günstig erscheint. Bei einer anderen Aufheizspanne erhält man ähnliche Tendenzen, wobei die betrachteten Größen der Aufheizspanne fast linear proportional sind.

Dabei kann die Änderung der Verbiegungswerte, insbesondere die des Mindestabstandes, zu größeren Schwierigkeiten führen, die unter Umständen durch Anbringung mehrerer Fixierebenen verhindert werden können.

Bei geschickter Auswahl mehrerer Fixierebenen erhält man günstigere Verbiegungswerte und Reaktivitätskoeffizienten, während die Biegespannungen erheblich zunehmen.

3. Verschiedene Schlüsselweiten

Die im Abschn. 2 beschriebenen Untersuchungen wurden auch für 2 verkleinerte Brennelement-Schlüsselweiten von 12 cm und 9 cm durchgeführt.

Dabei ergeben sich geringfügig bessere Verbiegungswerte und kaum geänderte Reaktivitätskoeffizienten, während sich die Biegespannung bei einer Halbierung der Schlüsselweite um 60-65% vermindert. Bei einer Mehrfachfixierung ist die Tendenz wie im Abschn. 2 beschrieben.

4. Zusammenfassung

Die Parameter-Studie für den Na 1-Reaktor liefert einen interessanten Überblick der Variationsmöglichkeiten hinsichtlich der Festlegung von Fixierebenen, Aufheizspanne usw. Eine geeignete Auswahl der Fixierstellen ermöglicht es, genügend große negative Reaktivitätskoeffizienten, erträgliche Spannungen und Verbiegungswerte zu erzielen. Eine wesentliche Verbesserung sowohl der Bowing-Reaktivitätskoeffizienten als auch der Verbiegungswerte läßt sich durch Fixierung in zwei oder mehr Ebenen erreichen. Es treten dabei jedoch erheblich höhere Spannungen auf. Dieser Nachteil kann ausgeglichen werden, indem man zu kleineren Schlüsselweiten der Subassemblies oder/und zu einer (auch teilweise) kleineren Aufheizspanne übergeht.

Die Variationsmöglichkeiten

- a) des Übergangs zu mehreren Fixierebenen
 - b) der Wahl verschiedener Schlüsselweiten und
 - c) verschiedener Aufheizspannen
- sind voneinander unabhängig.

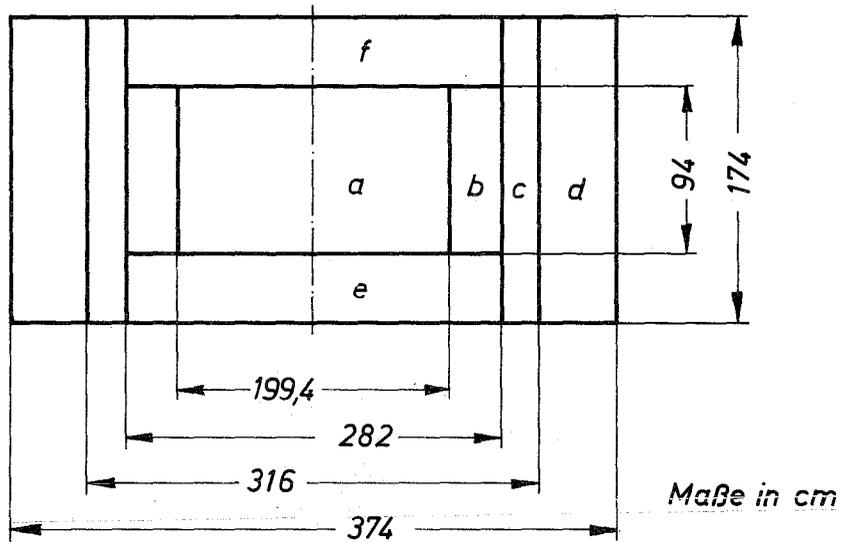
Bei einer geschickten Auslegung des Reaktors könnte man durch die Änderung der Auflagerbedingungen oder/und durch die geschickte Ausnutzung der Spiele zwischen Bauteilen usw. eine teilweise wesentliche Verbesserung der oben aufgeführten Daten erzielen.

Diese Behandlung läßt ohne großen Aufwand das Studium interessanter Teilprobleme zu. Außerdem kann durch die Kopplung mit den anderen Reaktivitätskoeffizienten (Dopplereffekt, Brennstoffdehnung, Kühlmittelkoeffizient usw.) eine umfassende Untersuchung durchgeführt werden.

Literatur

- [1] D. Smidt, et al.:
Referenzstudie für den natriumgekühlten schnellen Brutreaktor (Na 1), KFK 299, Dez. 1964
- [2] Tobias and Fowler:
Twenty Grand Program for the numerical solution of few-group neutron diffusion equations in two dimensions,
ORNL 3200, Feb. 1962
- [3] F. Storrer:
Courbes d'influence pour le calcul de l'effet des distorsions de la structure sur la reactivite,
Physics of fast and intermediate Reactors, Proceedings of the Seminar on the physics of fast and intermediate reactors, IAEA-Conference, Vienna 1961
- [4] Chaumont and Koerner:
2 D-Pert (A two-dimensional perturbation code),
ANL 6555, May 1962

- [5] Timischenko and Coodier:
Theory of Elasticity, 1951
Second Edition, International student edition New York,
Toronto, London/Mc Graw-Hill Book Company, Inc.
TOKYO, KOGAKUSHA Company, Ltd.
- [6] Szabo':
Einführung in die Technische Mechanik, 4. Aufl., 1959
Springer-Verlag, Berlin/Göttingen/Heidelberg
- [7] Szabo':
Höhere Technische Mechanik, 2. Aufl., 1958
Springer-Verlag, Berlin/Göttingen/Heidelberg
- [8] Hütte I, 28. Aufl., 1955
Verlag von Wilhelm Ernst u. Sohn, Berlin
- [9] Dubbel I. Aufl.
Springer-Verlag, Berlin/Göttingen/Heidelberg
- [10] H.Wolf:
Ausgleichsberechnung nach der Methode der kleinsten
Quadrate Hanseatische Verlagsanstalt GmbH, Hamburg
- [11] Y.S.Hoang:
Struktur-, Ausdehnungs- und Verbiegungseffekte
im schnellen Reaktor, Teil I-III
KFK 539/I-III, EUR 3951 d (1967)



- a* innere Spaltzone
- b* äußere Spaltzone
- c* innere rad. Brutzone
- d* äußere rad. Brutzone
- e* untere ax. Brutzone
- f* obere ax. Brutzone

Bild 1: Skizze vom Reaktorkern

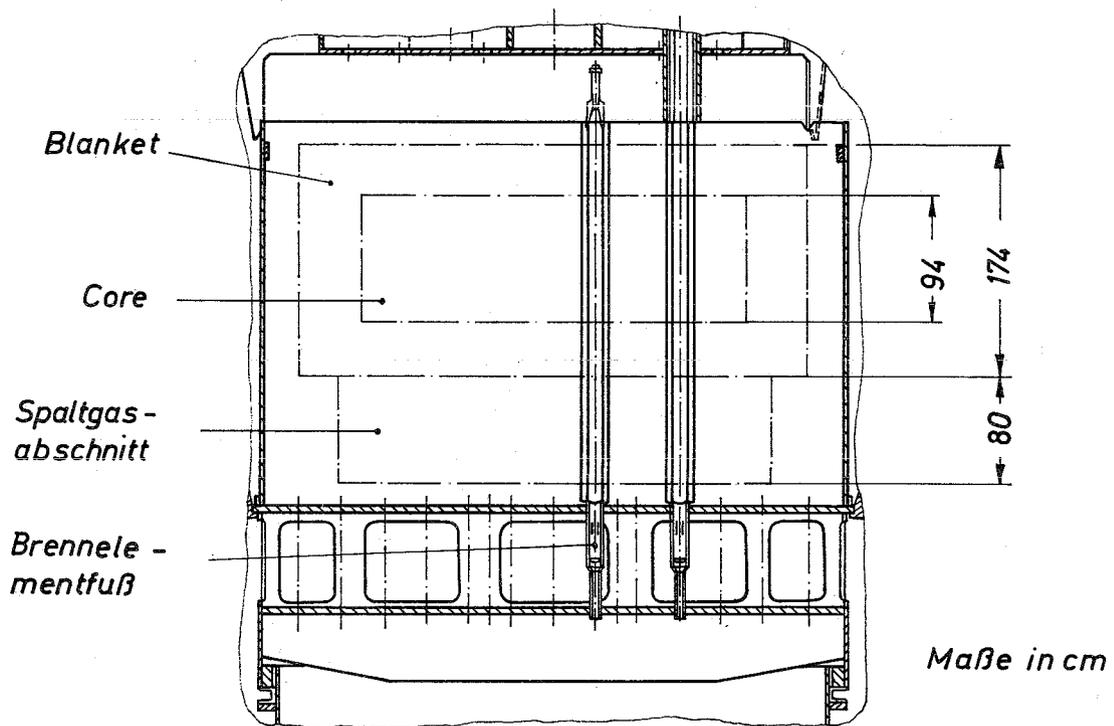


Bild 2 : Axialschnitt des Reaktorkerns

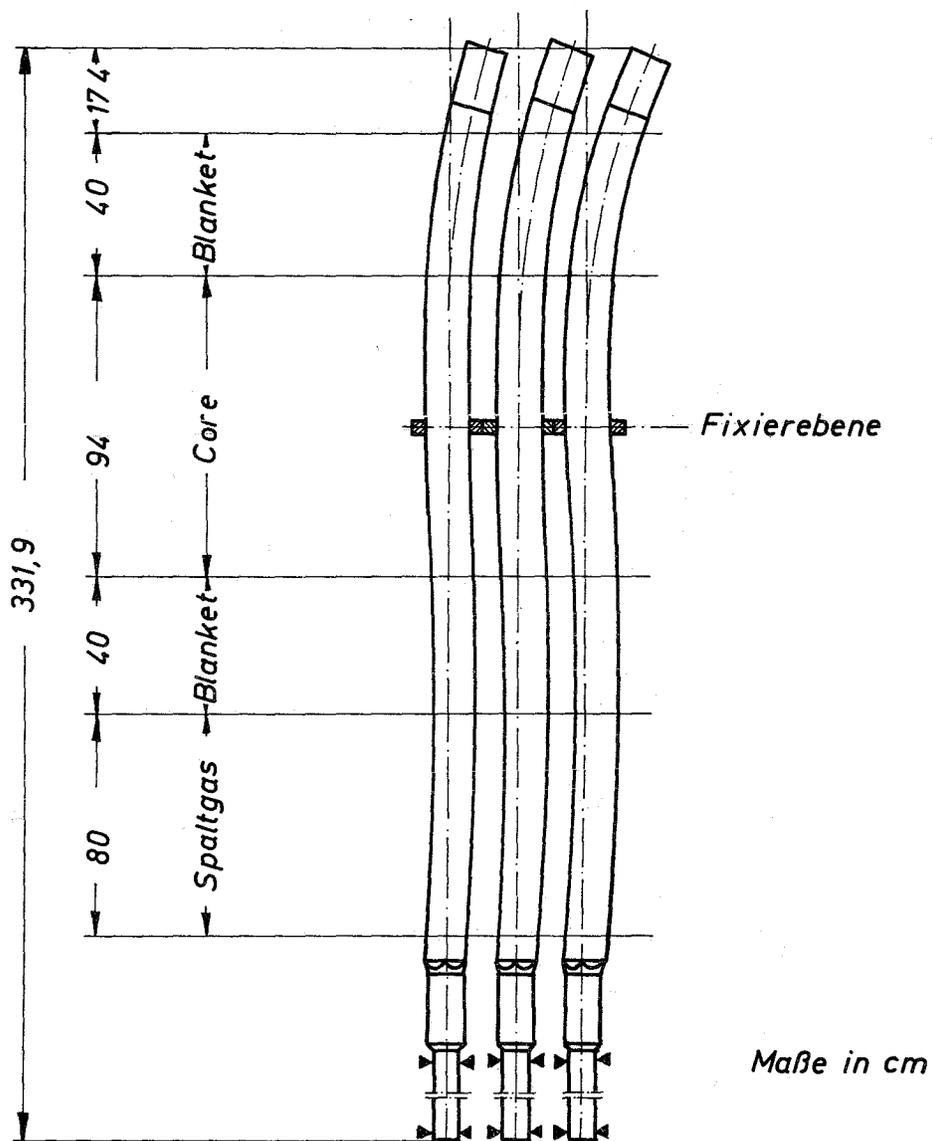


Bild 3a: Lage und Krümmung der Brennelemente

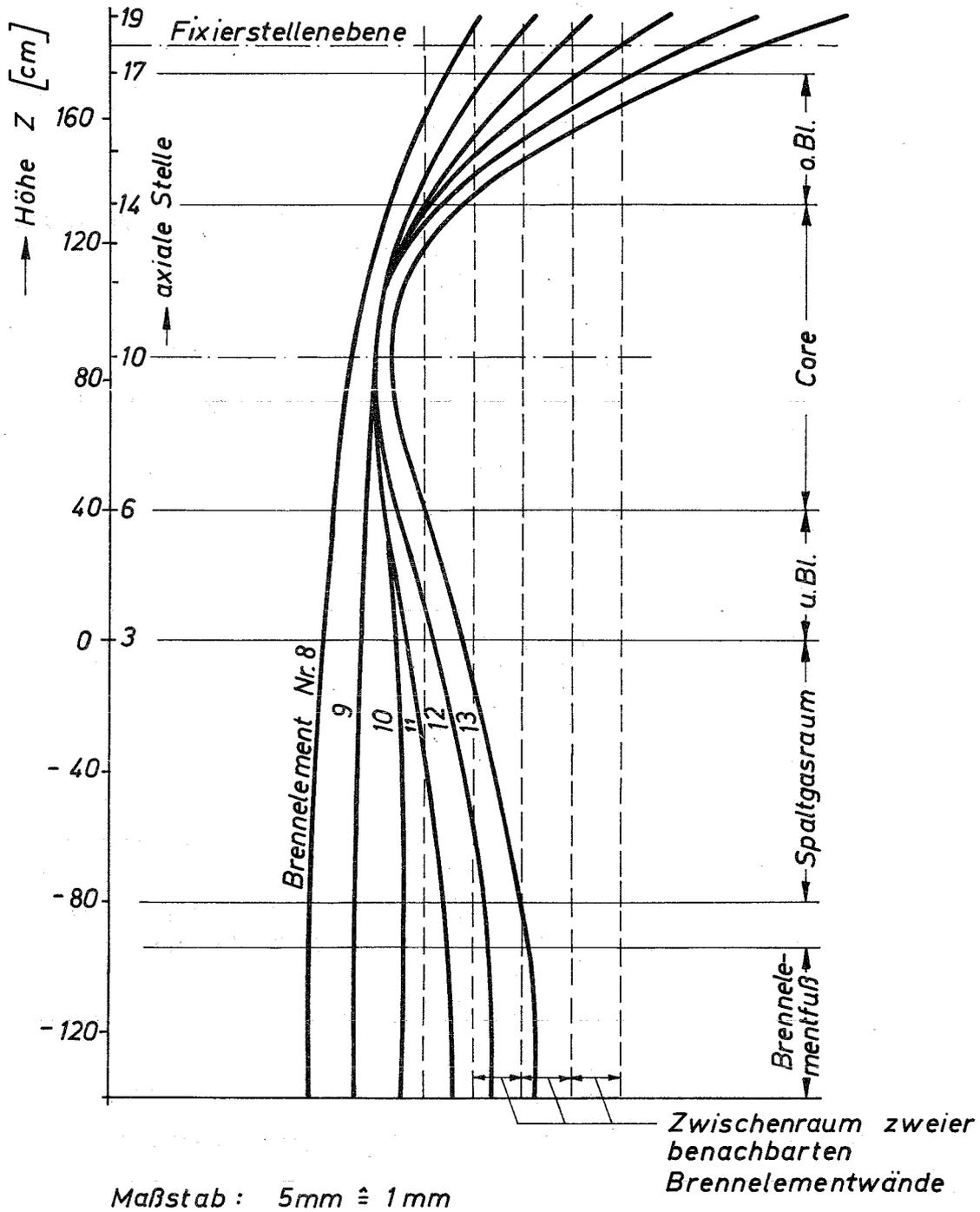


Bild 3b : Schematische Darstellung von Verbiegungs-
zuständen der Brennelemente Nr. 9 - 13

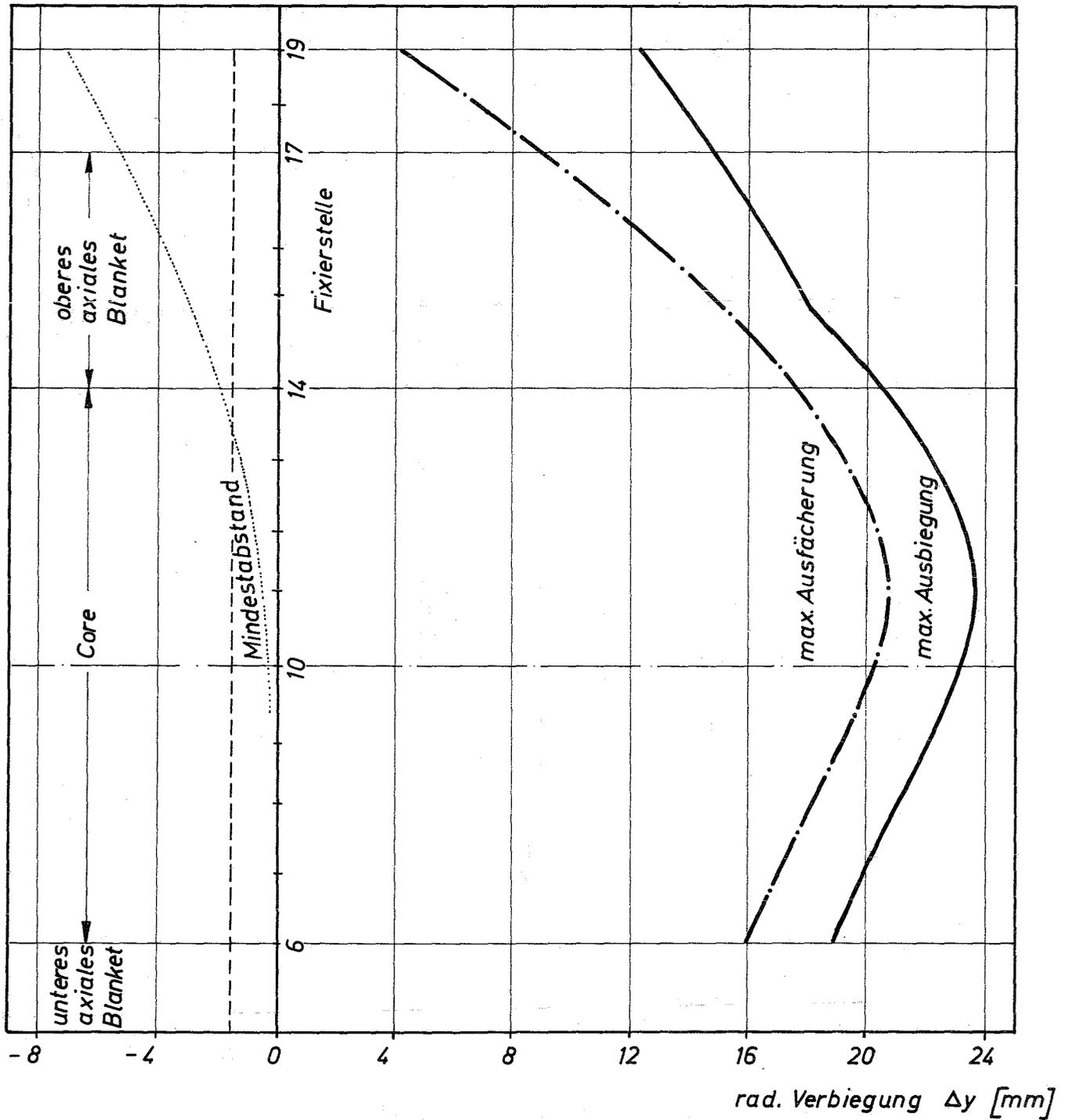


Bild 4: Verbiegungskennwerte der Brennelemente für verschiedene Lagen der Fixierebene ($\Delta T = 150 \text{ }^\circ\text{C}$)

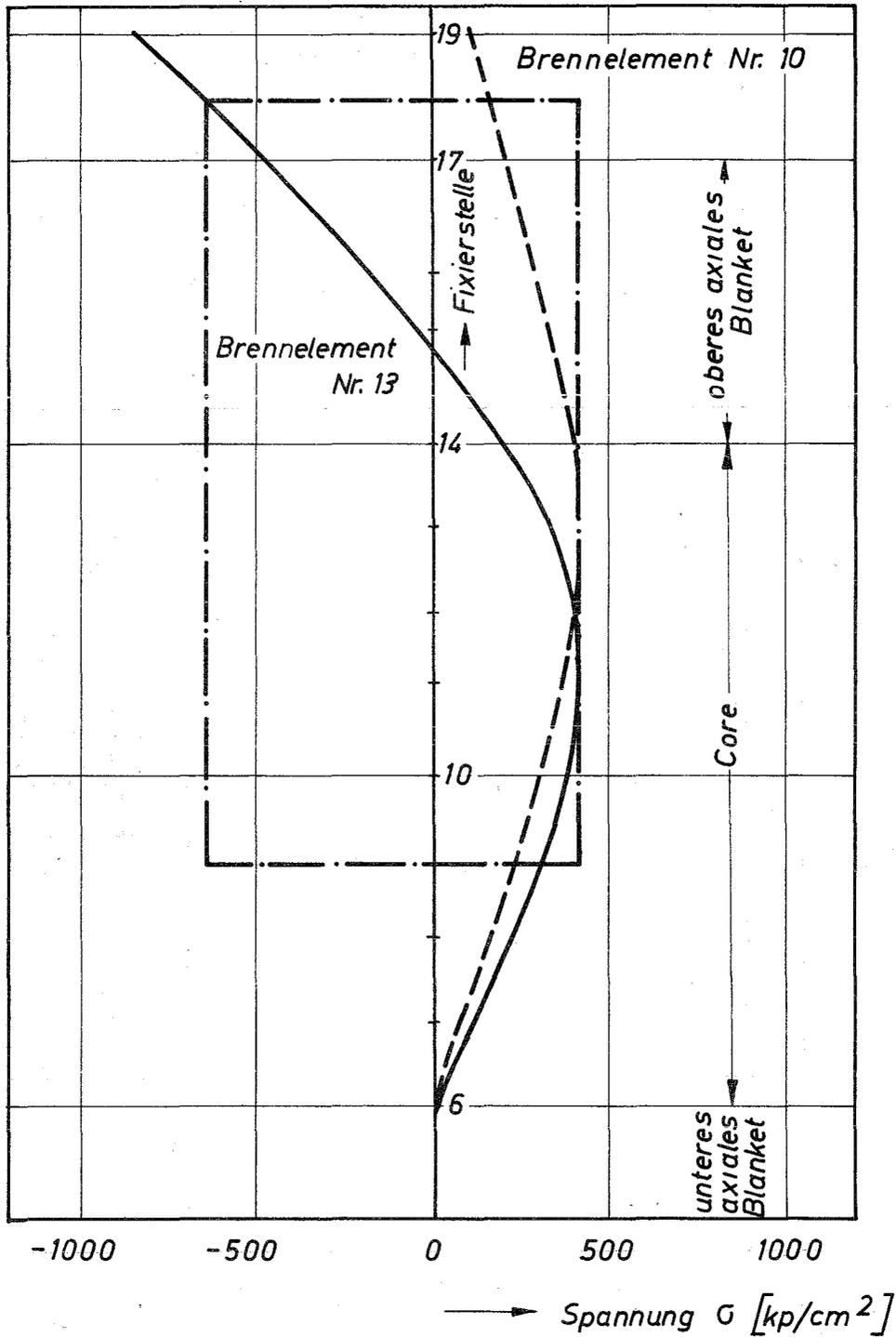


Bild 5: Maximale Biegespannung im Brennelement Nr. 10 und Nr. 13 des Na 1 - Reaktors für verschiedene Lagen der Fixierebene.

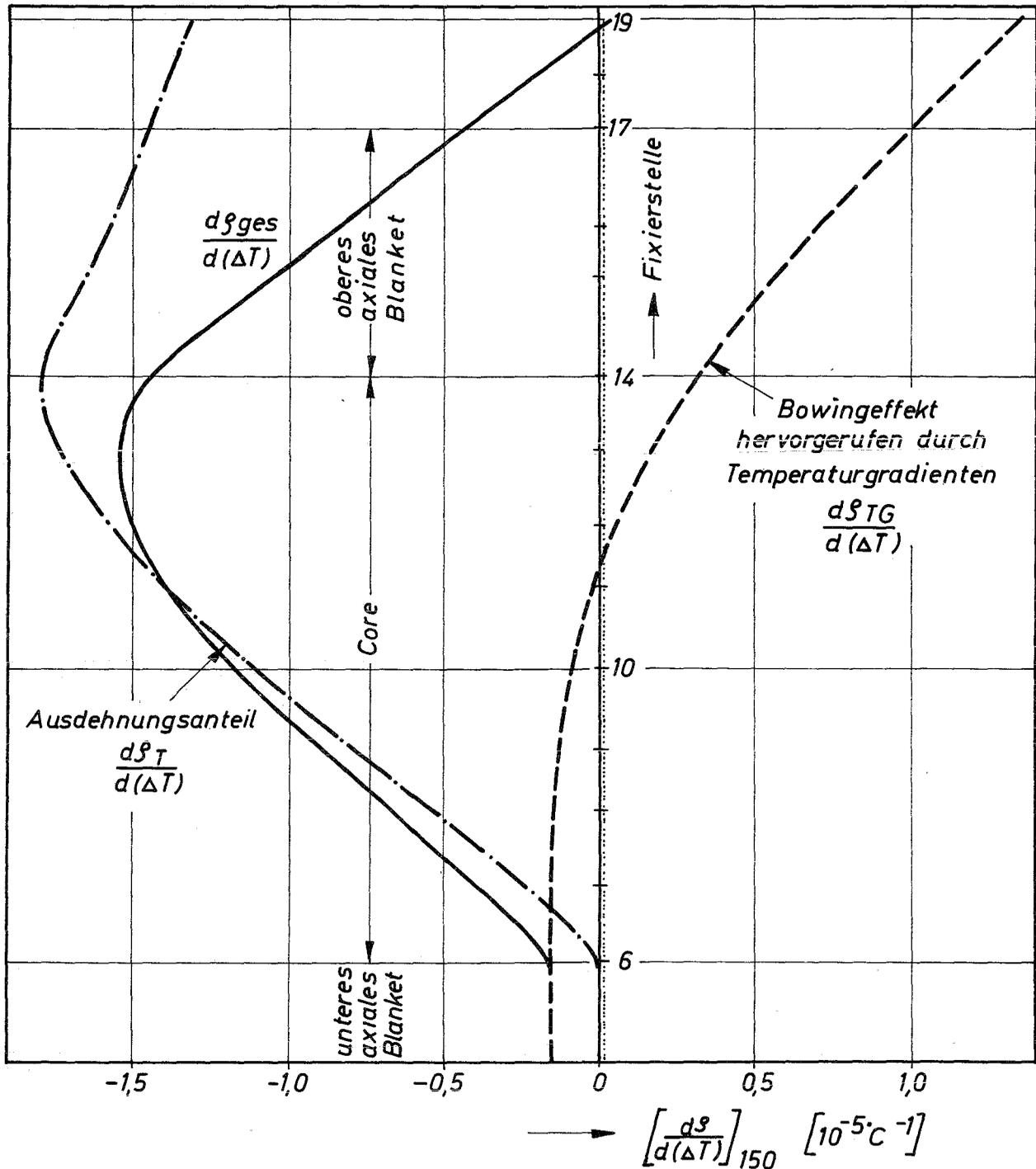


Bild 6: Reaktivitätskoeffizient bezogen auf die Änderung der Kühlmittelaufheizspanne ΔT für verschiedene Lagen der Fixierebene.
(eine Fixierung bei $\Delta T = 150 \text{ } ^\circ\text{C}$)

Untersuchungen der durch die hydrodynamischen Kräfte des
Kühlmittels hervorgerufenen Schwingungen der Brennstäbe.

J. Kadlec

Aufgrund von physikalisch-technischen Überlegungen konstruiert man die Brennelemente eines schnellen Reaktors in der Form von Bündeln mit verhältnismäßig langen und nachgiebigen Stäben mit kleinem Außendurchmesser. Ein Beispiel einer solchen Konstruktion ist auf dem ersten Bild dargestellt. Dabei handelt es sich um ein Modellsubassembly der Na 1 - Studie [1] mit 37 Modellstäben. Die Stäbe sind etwa 2700 mm lang, haben einen Außendurchmesser von 6,7 mm und sind in Abständen von 320 mm mit den Abstandshaltern unterstützt (Bild 2). Unter der Wirkung der im Kühlmittel immer vorhandenen, zeitlich veränderlichen Radialkräfte kann sehr leicht eine Biegeschwingung der Stäbe entstehen. Die dabei erzeugten Biegespannungen und Metallabreibungen an den Berührungsstellen des Brennstabes mit den Abstandshaltern, können, im Zusammenwirken mit statischer Vorspannung, Korrosion, hoher Betriebstemperatur und langer Betriebszeit zu Schäden an der Brennstabhülle führen, und dadurch die Einsatzzeit des Brennelementes im Reaktor verkürzen. Aus diesem Grund wird das Phänomen der durch die dynamischen Einwirkungen der Kühlmittelströmung hervorgerufenen Brennstabschwingung ausführlich untersucht.

Die Erfahrung zeigt, daß die Brennstabschwingung einen unregelmäßigen, stochastischen Zeitverlauf hat (obere Kurve im Bild 3). Dieser Umstand weist zwei Gründe auf:

- 1.) Der Zeitverlauf der die Brennstabschwingung hervorgerufenen Druckpulsationen im Kühlmittel ist ebenfalls stochastisch (untere Kurve im Bild 3);
- 2.) der Brennstab hat viele, dicht nebeneinander liegende Frequenzbänder, in denen die schwingungserzeugende Energie absorbiert wird.

Der stochastische Charakter der Brennstabschwingung hat zur Folge, daß sie als stationärer stochastischer Prozess betrachtet werden muß. Dabei sind zwei Größen von besonderem Interesse (Bild 4):

- 1.) der quadratische Mittelwert der Auslenkung $y(t)$ (oder der relat. Dehnung $\varepsilon(t)$) $\sqrt{\overline{y^2}}$ bzw. $\sqrt{\overline{\varepsilon^2}}$

$$\sqrt{\overline{y^2}} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T y^2(t) dt}, \quad (1)$$

(T ist die Registrierzeit);

- 2.) die Spektraldichte $S_y(f)$ (bzw. $S_\varepsilon(f)$)

$$S_y(f) = \lim_{\Delta f \rightarrow 0} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{\Delta f T} \int_0^T y^2(t, f, \Delta f) dt, \quad (2)$$

welche den Spektralaufbau des quadratischen Mittelwerts beschreibt. $y(t, f, \Delta f)$ ist der aus dem ursprünglichen Signal $y(t)$ ausgefilterte Anteil mit der Mittelfrequenz f und der Frequenzbandbreite Δf . Diese beiden Größen sind durch die Gleichung (3) miteinander verknüpft.

$$\sqrt{\overline{y^2}} = \sqrt{\int_0^\infty S_y(f) df}. \quad (3)$$

Aus der analytischen Betrachtung der Brennstabschwingung [2] folgt:

- 1.) für die Spektraldichte der Auslenkung $y(x, t)$ des schwingenden Brennstabes aus der Ruhelage (x ist die Koordinate in der Längsrichtung) gilt die Gleichung (4):

$$S_y(x, t) = \sum_{j=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{G_j(x) G_k(x)}{Z_j(-f) Z_k(f)} S_{\Phi_{j k}} \quad (4)$$

$$S_{\Phi_{j k}} = \iint_0^l G_j(\xi_1) G_k(\xi_2) S_F(\xi_1, \xi_2, f) d\xi_1 d\xi_2$$

Dabei bedeuten:

$G_j(x)$	Normalfunktion der j-ten Schwingungsform des Brennstabes
$Z_j(f)$	mechanische Impedanz der j-ten Schwingungsform des Brennstabes
$S_F(\xi_1, \xi_2; f)$	Kreuzspektraldichte der durch die Brennstabschwingung hervorgerufenen Radialkräfte im Kühlmittel.

Für die Spektraldichte der Biegespannungen bekommt man die Gleichung (5)

$$S_\sigma(x, t) = E^2(x) \sum_{j=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{E_j(x) E_k(x)}{Z_j(-f) Z_k(f)} S_{F_{jk}} \quad (5)$$

wo $E(x)$ den Elastizitätsmodul des Hüllrohrwerkstoffes und $E_j(x)$ die Dehnungsfunktion der j-ten Schwingungsform des Brennstabes bezeichnen. Wegen der prinzipiellen Wichtigkeit der beiden Spektraldichtefunktionen für die Beschreibung des Schwingungszustands des Brennstabes werden alle Funktionen, welche in den Gleichungen (4) und (5) auftreten, ausführlich untersucht.

Die Normalfunktion $G_j(x)$ und die Dehnungsfunktion $E_j(x)$ beschreiben die Amplitude der Auslenkung und die Amplitude der relativen Biegedehnung der j-ten Schwingungsform des Brennstabes (Bild 5). Auf den Diagrammen sind die berechneten Normal- und Dehnungsfunktionen für die drei ersten Eigenfrequenzen des Brennstabes der Na 1-Studie aufgezeichnet. Bei näherer Betrachtung dieser Diagramme fallen zwei Besonderheiten auf:

- 1.) Die erste Schwingungsform hat eine Tendenz zu "divergieren", so daß im Bereich der höchsten Betriebstemperatur der Brennstabhülle die größten Biegungen auftreten;

- 2.) bei den höheren Schwingungsformen treten im Bereich der hohen Betriebstemperatur an den Berührungsstellen des Brennstabes mit den Abstandshaltern Biegespannungsspitzen auf.

Diese beiden Erscheinungen sind unerwünscht und können durch die Lageänderung der Abstandshalter eliminiert werden. Um eine schnelle Errechnung der Eigenfrequenzen und der entsprechenden Eigenfunktionen des Brennstabes mit beliebiger Zahl und Lage der Abstandshalter durchführen zu können, wurde ein Rechenprogramm für die Rechenanlage^{IBM} 7074 aufgestellt [3]. Zur Verifizierung der Berechnungen werden die Eigenfrequenzen und die entsprechenden Eigenfunktionen experimentell ermittelt [4]. Das geschieht mit Hilfe einer Versuchseinrichtung mit elektromagnetischer Schwingungserregung, welche auf dem Bild 6 dargestellt wird. Die bisher durchgeführten Messungen zeigten, daß die Übereinstimmung zwischen den berechneten und gemessenen Größen sehr gut ist [4, 5]. Mit der gleichen Versuchsanlage (Bild 6) werden auch die mechanischen Impedanzen $Z_j(f)$ untersucht.

Die Resultate der erwähnten Berechnungen und Messungen werden bei der Vorbereitung und bei der Auswertung der Messung der durch die Kühlmittelströmung hervorgerufenen Brennstabschwingungen benutzt. Solche Messungen werden an Versuchsmodellen mit Originalgeometrie (wie es z.B. im Bild 1 dargestellt wird) durchgeführt. Dabei sind gewöhnlich folgende Schwierigkeiten zu überwinden:

- 1.) Mangel an Raum für die Befestigung und Verkabelung der Schwingungsaufnehmer;
- 2.) Auslenkungen und Biegespannungen sind kontinuierliche Funktionen der Längskoordinate, während man nur in der Lage ist, sie an einigen diskreten Orten zu messen;
- 3.) die gemessenen Größen sind stochastische Funktionen der Zeit.

Vorausgesetzt, daß die vorher erwähnten Normal- und Dehnungsfunktionen bekannt sind, können diese Schwierigkeiten überwunden werden. In einem solchen Fall reicht es aus, den zeitlichen Verlauf der Auslenkung oder noch einfacher, der relativen Dehnung an nur einer, gut zugänglichen Stelle aufzunehmen, weil alle anderen Daten nach dem Ablauf der Messung aus dem aufgenommenen Signal rechnerisch bestimmt werden können.

Auf diese Weise wird es möglich, die Spektraldichte der Auslenkung und der relativen Dehnung sowie auch die für die Ermüdungsversuche benötigten Mittelwerte der Amplitude der Auslenkung und der Biegespannung sowie auch der Frequenz zu bestimmen. Für diesen Zweck wurde im Institut für Reaktorentwicklung eine universelle Datenerfassungsanlage angeschafft (Bild 7). Mit dieser Anlage wird es möglich, bis zu 16 Signale von den Dehnungsmeßbrücken oder an anderen Aufnehmern zu verstärken, schnell abzufragen, zu digitalisieren und auf einem Magnetband für weitere Verarbeitung zu speichern. Die Anlage wird z.Zt. in Betrieb genommen. Die Rechenprogramme zur Berechnung der stochastischen Funktionen - der Korrelationsfunktionen und der Spektraldichten, werden getestet. Es ist vorgesehen, die Gesetzmäßigkeiten bei der turbulenten Strömung durch die Brennstabbündel mit dieser Anlage ausführlich zu untersuchen.

Eines der ersten Ergebnisse ist auf dem Bild 8 dargestellt. Es handelt sich dabei um die Resultate der Messung der durch die Wasserströmung hervorgerufenen Schwingung des Brennstabes der Na 1-Studie. Gemessene Größe war in diesem Fall die mit Dehnungsmeßstreifen aufgenommene relative Biegedehnung ε des schwingenden Brennstabes. Auf dem Diagramm ist der quadratische Mittelwert $\sqrt{\varepsilon^2}$ der aufgenommenen relativen Dehnung, dividiert durch den entsprechenden mittleren dynamischen Druck q , über einer mittleren Reynoldsschen Zahl Re aufgetragen. Aus dem Diagramm folgt, daß für hohe Reynoldssche Zahlen die gemessenen Werte zu einer Konstante konvergieren. Dieses Resultat, zusammen mit anderen Ergebnissen der Analyse und des Experiments [5, 6], gibt uns die Möglichkeit, die Formel (6) für die Abschätzung des quadratischen Mittelwertes der Auslenkung der durch die Kühlmittelströmung hervorgerufene Brennstabschwingung aufzustellen:

$$\sqrt{\overline{\varepsilon^2}} = 4,4 \cdot 10^{-7} \frac{q D}{\sqrt{\varepsilon_1} \eta \nu_1^{3/2}} \quad (6)$$

In der Formel (6) bedeuten:

q mittlerer dynamischer Druck des strömenden Kühlmittels $[kp/m^2]$

D Außendurchmesser des Brennstabes $[m]$

- ξ Dämpfungsquotient $[-]$
- m mittlere Masse eines 1 m langen Abschnittes des Brennstabes $[\text{kg/m}]$
- ν_1 erste Eigenfrequenz des Brennstabes.

Diese einfache Formel kann für eine erste Orientierung über die erwartete Brennstabschwingung benutzt werden.

Literatur:

- $[-1]$ Smidt D., Müller A.: Referenzstudie für den 1000 MWe natriumgekühlten Brutreaktor (Na 1).
KFK-Bericht Nr. 299 , Kernforschungszentrum Karlsruhe, Dez. 1964.
- $[-2]$ Kadlec J.: Allgemeine Betrachtung über die durch die Kühlmittelströmung hervorgerufenen Schwingungen der Brennstoffstäbe des schnellen Brutreaktors 1000 MW,
Externer Bericht 8/66-5, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Institut für Reaktorentwicklung, Dezember 1966.
- $[-3]$ Kadlec J.: Rechnungsverfahren für die Bestimmung der Eigenfrequenzen, der Normalfunktionen und der Dehnungsfunktionen querschwingender Brennstäbe,
Externer Bericht 8/66-9, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Institut für Reaktorentwicklung, September 1966.
- $[-4]$ Kadlec J., Pfrommer V.: Methode für experimentelle Untersuchung der Eigenfrequenzen, der Normal- und der Dehnungsfunktionen sowie der Dämpfung der querschwingenden Brennstäbe,
KFK-Bericht Nr. 731, EUR 3718d,
Kernforschungszentrum Karlsruhe, März 1968.
- $[-5]$ Appelt K., Kadlec J.: Untersuchung der Eigenfrequenzen, der Normal- und der Dehnungsfunktionen sowie der Dämpfung des querschwingenden Brennstabes der NaI-Studie,
KFK-Bericht Nr. 923, EUR 3977d,
Kernforschungszentrum Karlsruhe, Januar 1969.

[6]

Kadlec J., Pfrommer V.: Abschätzung der optimalen Anzahl
der Gitterabstandshalter für Na²-Subassembly,
Externer Bericht Nr. 8/67-2,
Kernforschungszentrum Karlsruhe, Institut für Reaktorentwicklung,
Januar 1967.

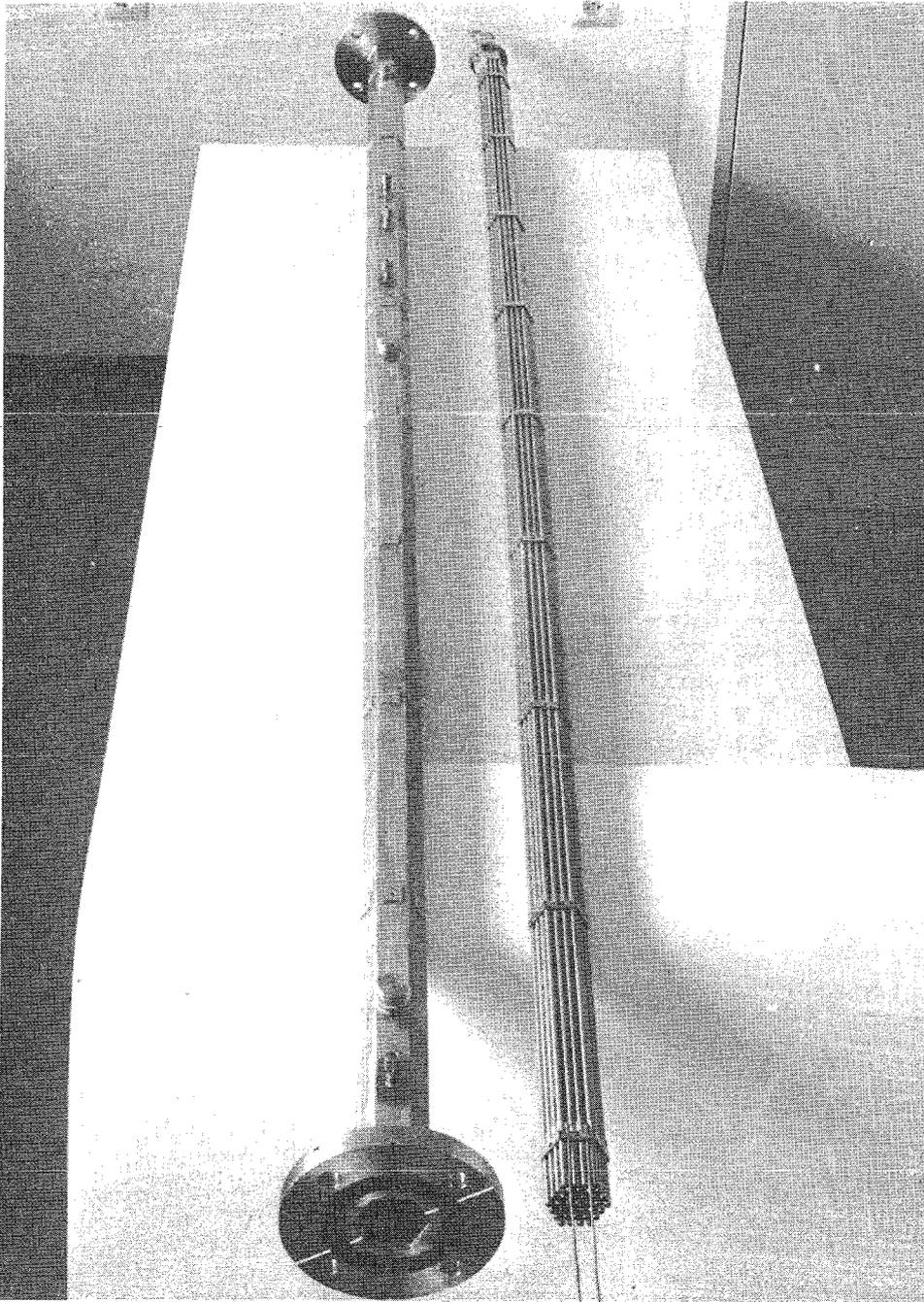


Bild: 1 Modellsubassembly

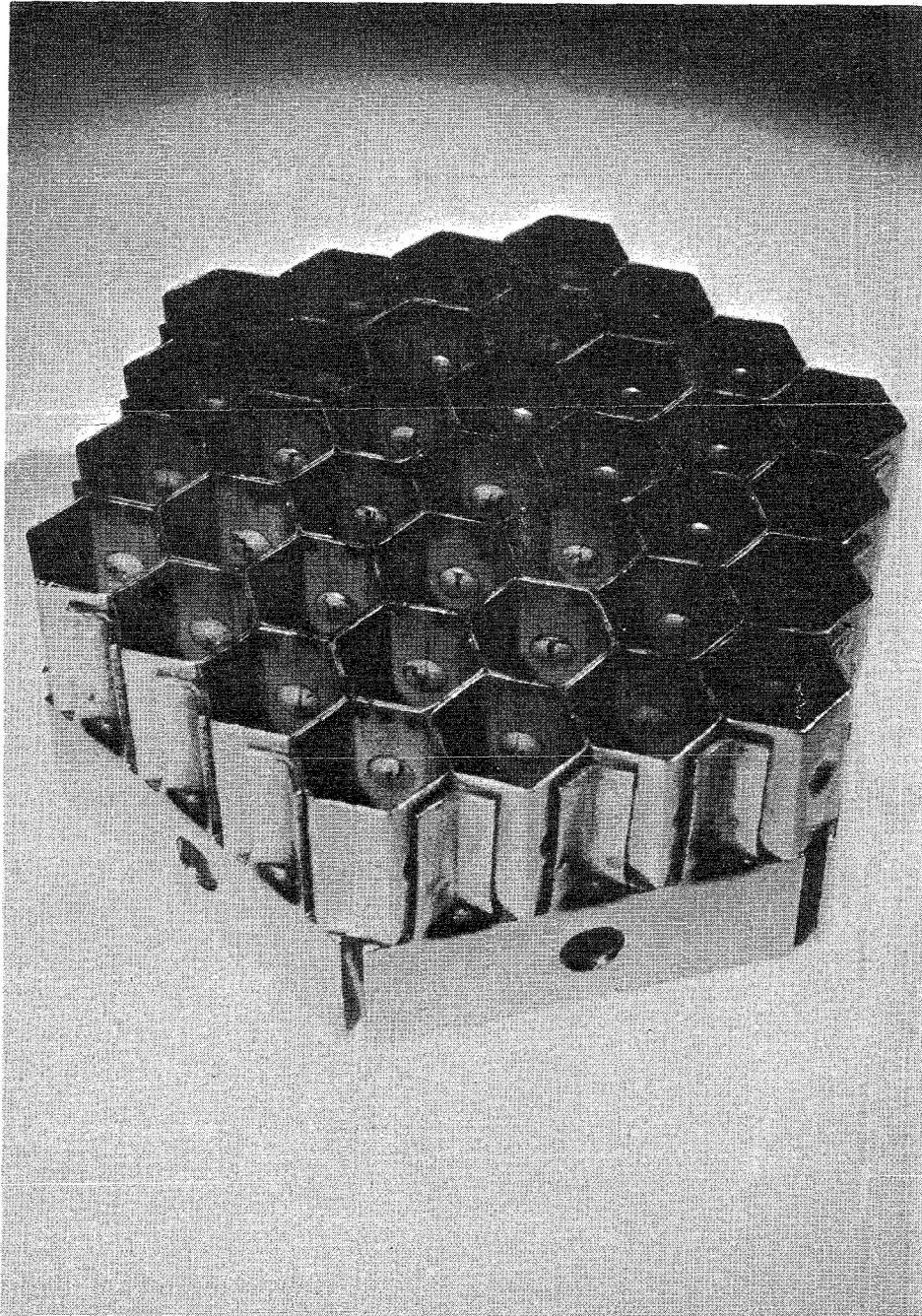


Bild: 2 Abstandshalter

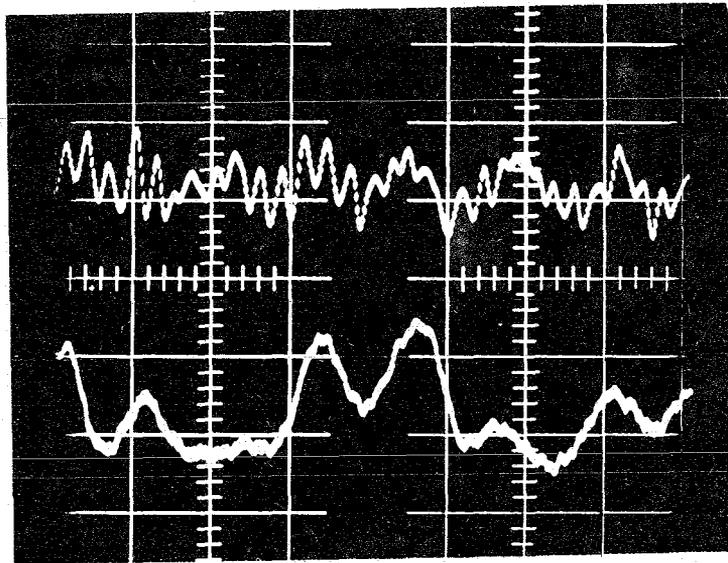


Bild: 3 Zeitverlauf der Brennstabschwingung und der Druckpulsationen

Mathematische Beschreibung der Brennstabschwingung

Quadratischer Mittelwert:
$$\sqrt{y^2} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T y^2(t) dt} \quad (1)$$

Spektraldichte
$$S_y(f) = \lim_{\Delta f \rightarrow 0} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{\Delta f T} \int_0^T y^2(t, f, \Delta f) dt \quad (2)$$

$y(t)$ Auslenkung des Brennstabes aus der Ruhelage
$$\sqrt{y^2} = \sqrt{\int_0^\infty S_y(f) df} \quad (3)$$

t Zeit
f Frequenz
 Δf Frequenzbandbreite

$$S_y(x, t) = \sum_{j=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{G_j(x) G_k(x)}{Z_j(t) Z_k(-t)} S_{\Phi_{jk}} \quad (4)$$

$$S_{\Phi_{jk}} = \int_0^l \int_0^l G_j(\xi_1) G_k(\xi_2) S_F(\xi_1, \xi_2, f) d\xi_1 d\xi_2$$

$G_j(x)$ Normalfunktion der j-ten Schwingungsform des Brennstabes

$Z_j(x)$ Mechanische Impedanz

x Koordinate in der Längsrichtung; l = Länge des Brennstabes

$S_F(\xi_1, \xi_2, f)$ Kreuzspektraldichte der die Brennstabschwingung hervorrufenden Radialkräfte

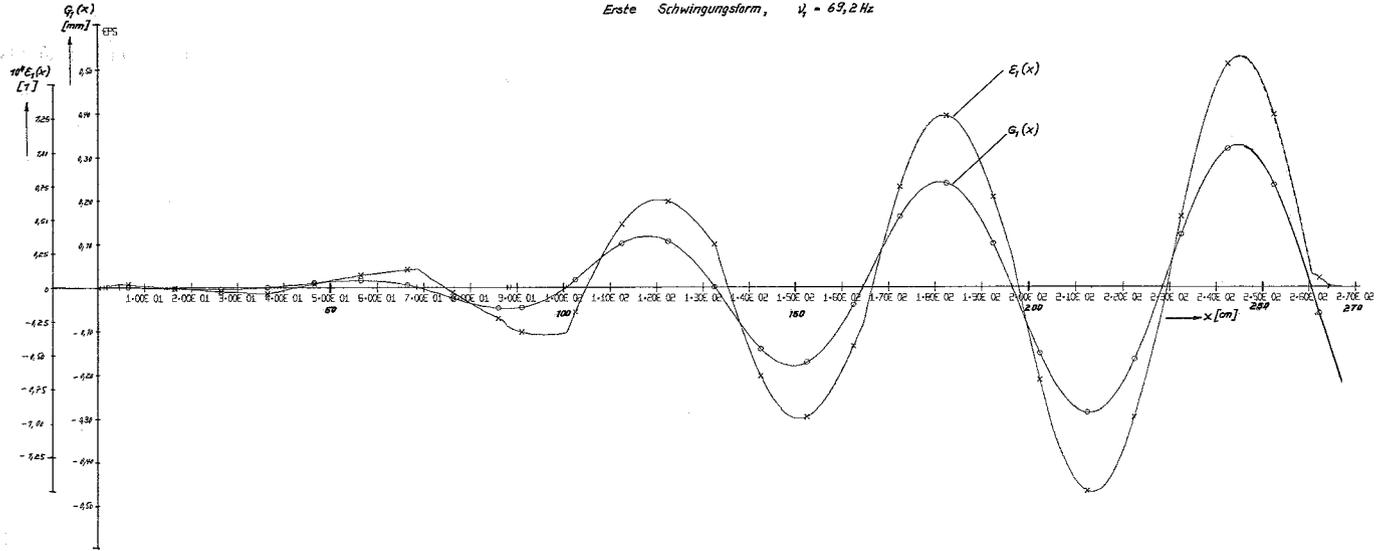
$$S_{\sigma}(x, t) = E^2(x) \sum_{j=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\mathcal{E}_j(x) \mathcal{E}_k(x)}{Z_j(t) Z_k(-t)} S_{\Phi_{jk}} \quad (5)$$

$E(x)$ Elastizitätsmodul des Hüllrohrwerkstoffes

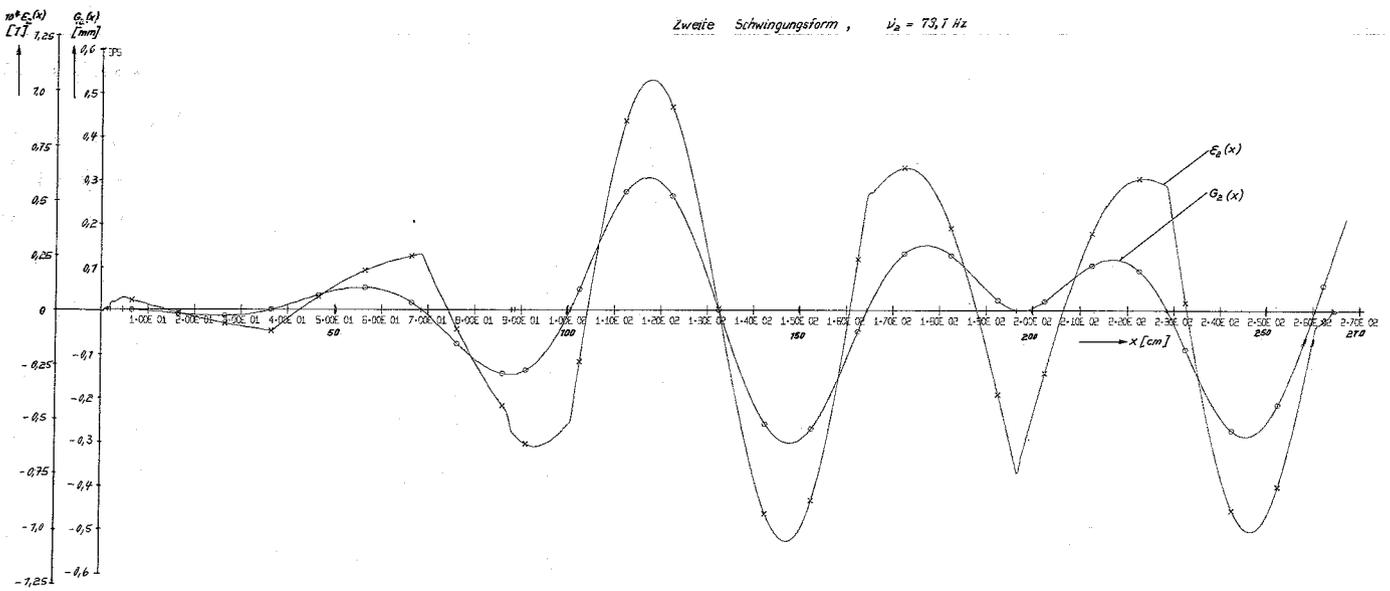
$\mathcal{E}_j(x)$ Dehnungsfunktion der j-ten Schwingungsform des Brennstabes

Bild 4 : Mathematische Beschreibung der Brennstabschwingung

Erste Schwingungsform, $\nu_1 = 69,2 \text{ Hz}$



Zweite Schwingungsform, $\nu_2 = 79,7 \text{ Hz}$



Dritte Schwingungsform, $\nu_3 = 96,3 \text{ Hz}$

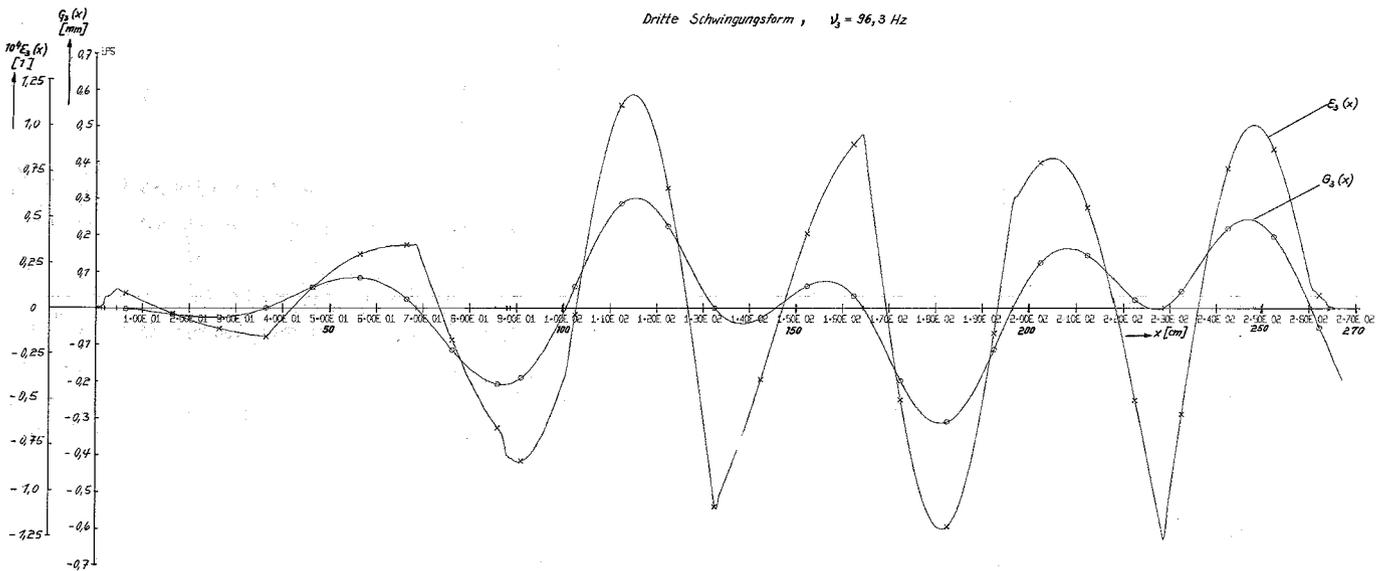


Bild 5: Eigenfunktionen

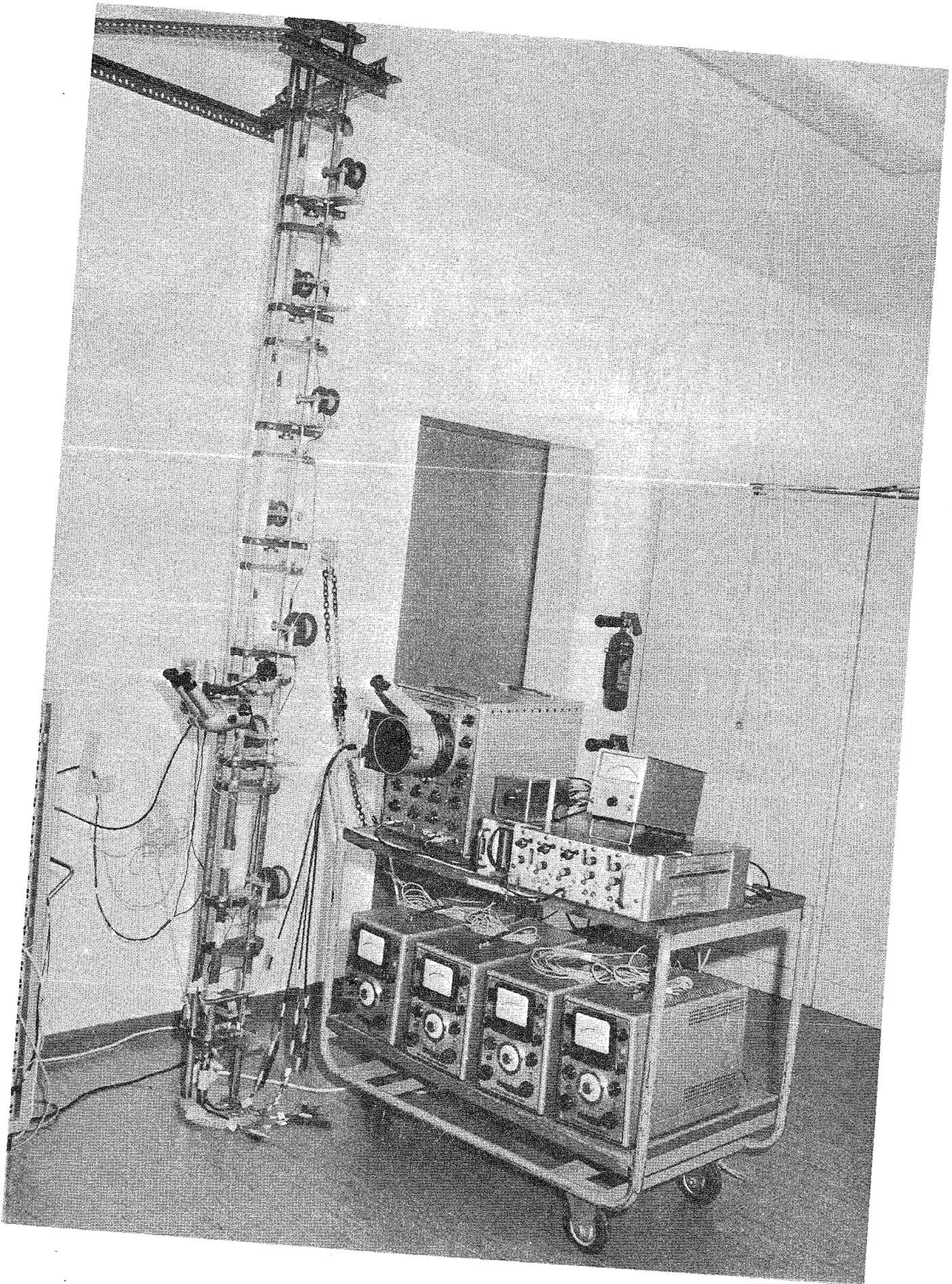


Bild: 6 Versuchsanlage

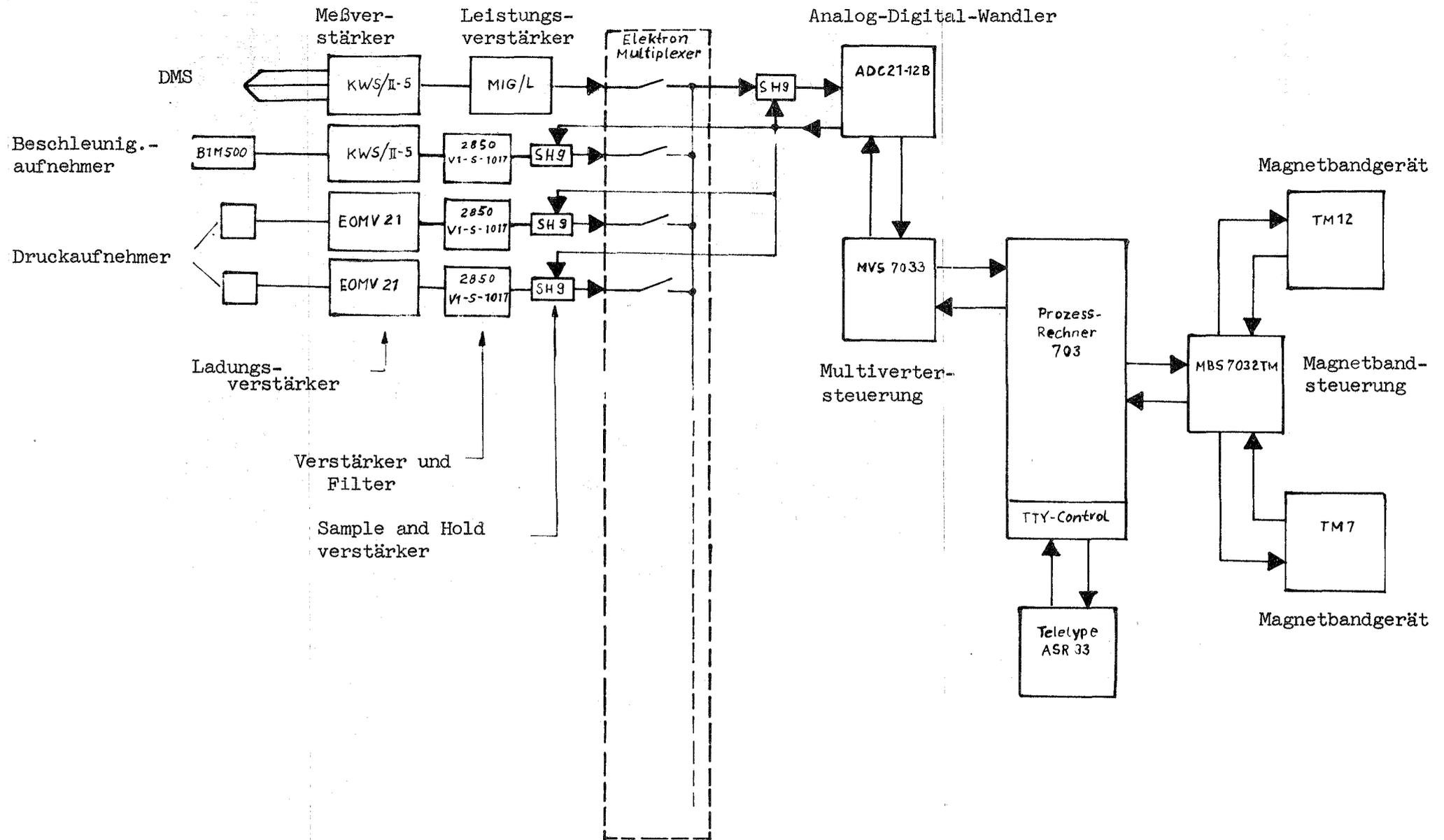


Bild 7 : Datenerfassungsanlage

- 2. Messreihe, ($t_m = 20.0^\circ\text{C}$)
- 3. Messreihe, ($t_m = 19.2^\circ\text{C}$)
- 4. Messreihe, ($t_m = 27.35^\circ\text{C}$)
- 5. Messreihe, ($t_m = 22.6^\circ\text{C}$)

$\frac{10 \cdot 1.5}{9}$
 $\frac{10}{9}$
 $\frac{10}{9}$

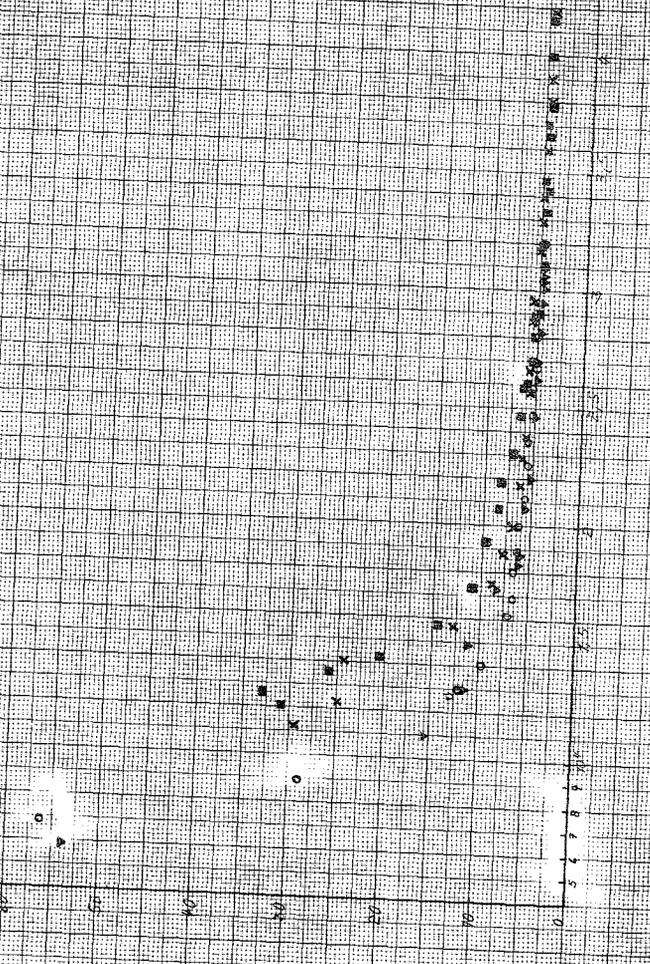


Bild 10: Abgleichmaß für Bruchteilbruch/Anzahl von
 den Bruchteilbrüchern

Re 177

Geschwindigkeits- und Temperaturfelder sowie thermische
Stabilität in enggepackten asymmetrischen Brennstabbündeln

M.Fischer
H.Shimamune

Die Brennelemente der schnellen Brutreaktoren zeichnen sich, unabhängig vom Kühlmittel, durch eine besonders hohe Leistungsdichte aus, denn sie sind bei gleichzeitig hoher Stableistung und kleinem Brennstabdurchmesser auch noch enggepackt.

Während man heute die Geschwindigkeits- und Temperaturverteilung in turbulent durchströmten Kühlkanälen mit Kreis- und Kreisringgeometrie genügend genau berechnen kann, herrschen in dieser Hinsicht bei der turbulenten Durchströmung von Brennstabbündeln noch erhebliche Unsicherheiten.

Bei der thermo-hydraulischen Auslegung der Brennelemente schneller Reaktoren hat man sich, sozusagen der Einfachheit halber, zunächst ganz auf die Wärmeübergangsverhältnisse im nominellen Brennstabbündel konzentriert. D.h. also auf vollkommen symmetrisch angeordnete Hexagonalbündel.

Es ist jedoch unmittelbar einleuchtend, daß sich gerade in solch enggepackten Brennelementen, wie wir sie in Hochleistungsbrutreaktoren haben werden, Toleranzen bei der Herstellung, ungenaue Stabdistanzierung und Ungleichmäßigkeiten bei der Spaltstoffanreicherung besonders stark in Störungen der Geschwindigkeits- und Temperaturfelder und damit auf den Wärmeübergang auswirken werden.

Die dadurch hervorgerufenen lokalen Temperaturunterschiede am Stabumfang sind dann nicht mehr rotationssymmetrisch verteilt und führen daher zum thermischen Ausbiegen der Brennstäbe und damit zu einer Vergrößerung der ursprünglichen Störung.

Dieser Mechanismus wirkt solange, bis sich entweder eine stabile Lage infolge der Rückstellkräfte oder aber u.U. benachbarte Brennstäbe zur Berührung kommen, was zum Aufschmelzen der Hüllrohre führen würde.

In der vorliegenden Arbeit wurde nun eine Methode entwickelt, die Geschwindigkeits- und Temperaturverteilung in turbulent und einphasig durchströmten asymmetrischen Brennelementen zu berechnen. Besonders das Verständnis des Geschwindigkeitsfeldes ist von primärer Bedeutung für eine genaue Analyse der Wärmeübergänge im Brennelement.

In Abb. 1 sehen Sie die zugrunde gelegte Geometrie: In einem hexagonalen Brennstabbündel ist ein Brennstab aus seiner Nominalposition heraus um die Distanz f im Winkel \ominus parallel ausgelenkt. Der Strömungsquerschnitt um diesen Stab ist aufgeteilt in 12 Elemente, die untereinander in Wechselwirkung stehen. Jedes Element wiederum in einzelne Segmente.

Jedes Segment ist begrenzt von der Staboberfläche, zwei radialen Geschwindigkeitsgradienten und der Linie maximaler Geschwindigkeit.

Der Untersuchung wurden folgende Annahmen zugrunde gelegt:

1. Die Stoffgröße Dichte ρ , spezifische Wärme c_p und dyn. Viskosität μ_d sind Funktionen der mittleren Temperatur in jedem Segment und damit Funktionen vom Umfangswinkel φ .
2. Der Druck ist konstant in jedem Subkanal.
3. Der turbulente Impulstransport, dargestellt durch \mathcal{E}_M , ist gleich dem turbulenten Wärmetransport dargestellt durch \mathcal{E}_H für Prandtlzahlen um 1 wie bei Dampfkühlung, während nach den Ergebnissen von Eickhoff und anderen für Na-Kühlung $\mathcal{E}_H(\text{Na}) = 0,6 \times \mathcal{E}_M(\text{Luft})$ gewählt wird.
4. Der Wärmefluß am Stabumfang ist konstant bei großen p/d -Werten und großem Impuls- und Wärmetransport. Der Wärmefluß ist jedoch eine Funktion vom Umfangswinkel φ bei kleinen p/d -Werten und kleinem Impuls- und Wärmetransport.

5. Über die Linie maximaler Geschwindigkeit hinweg herrscht kein Wärme- und Impuls-Nettostrom.
6. Stationäre Strömung.
7. Inkompressible Strömung.
8. Konstante Leistungsdichte im Brennstoffquerschnitt.

Es soll hier nur auf einige der wichtigen Gesichtspunkte der Analyse eingegangen werden.

Bei der Bestimmung der turbulenten Geschwindigkeitsverteilung spielt die Navier-Stokes'sche DGL die dominierende Rolle. Sie wird mit der Kontinuitätsgleichung für jedes Segment angewandt und lautet in unserem Fall für die axiale x-Komponente:

$$\frac{1}{s} \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{1}{s r} \frac{\partial}{\partial r} (r \tau_r) + \frac{1}{s r} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\tau_\varphi)$$

hierbei ist τ_r eine Schubspannung, die am Stabumfang und an jedem Radius r wirkt, während τ_φ eine Schubspannung ist, die an der radialen Segmentbegrenzung angreift.

In turbulenter Strömung setzt sich die Schubspannung bekanntlich aus zwei Teilen zusammen:

$$\tau_r = (\mu_d + \epsilon_{Mr}) \frac{\partial u}{\partial r}$$

$$\tau_\varphi = (\mu_d + \epsilon_{M\varphi}) \frac{\partial u}{r \partial \varphi}$$

nämlich aus der Schubspannung infolge molekularer Viskosität μ_d und aus der Schubspannung durch turbulenten Impulsaustausch ϵ_M .

Es ist nun sehr wichtig, welche Funktion für den turbulenten Impulstransport ϵ_M eingesetzt wird.

Wir haben die Korrelation von Rapier benutzt und mit einem Faktor F versehen, den wir an die Ergebnisse anderer Autoren anpassen können.

$$\mathcal{E}_{M\varphi} = F \frac{u^* \cdot \hat{\gamma}}{10}$$

Diese Funktion wurde experimentell auch bestätigt, doch herrschen auf diesem Sektor noch ganz erhebliche Schwierigkeiten.

Damit ergibt sich schließlich für das Geschwindigkeitsfeld im asymmetrischen Stabbündel um den ausgelenkten Brennstab eine DGL 2. Ordnung für die Schubspannungsgeschwindigkeit $u^*(\varphi)$ und damit auch für die mittlere Kühlmittelgeschwindigkeit in jedem Segment.

Für das Temperaturfeld im Kühlmittel folgt aus der Energiegleichung ebenfalls eine DGL 2. Ordnung.

Beide Differentialgleichungen werden simultan für jedes Segment numerisch integriert.

In asymmetrischen Brennstabbündeln ist nun schon wie erwähnt, der Wärmefluß am Stabumfang nicht konstant, besonders in enggepackten BE, sondern eine Funktion von der Umfangskoordinaten φ . Denn zwischen der heißen und der kalten Stabseite wird sich ein Temperaturgefälle ausbilden, so daß ein Teil der erzeugten Energie im Stab selbst von der heißen zur kalten Seite strömt.

Die exakte Lösung dieses Wärmeleitungsproblems im Brennstab ist jedoch recht schwierig. Wir haben daher für diese Arbeit zunächst eine modifizierte cos-Verteilung für den Wärmefluß am Stabumfang angenommen. Dabei wurden die ersten und zweiten Harmonischen berücksichtigt.

Es sollen nun einige Resultate für die Geschwindigkeits- und Temperaturverteilungen in asymmetrischen dampfgekühlten Brüterelementen gezeigt werden.

In Abb. 2 sehen Sie die in jedem Segment gemittelte Kühlmittelgeschwindigkeit \bar{u} bei verschiedenen Auslenkungen f unter einem Winkel $\Theta = 30^\circ$.

Sie sehen, wie die Kühlmittelgeschwindigkeit in dem verengten Subkanal deutlich reduziert wird, besonders aber in den verengten Spalten zu den beiden nächsten Brennstäben. Wegen des dadurch verschlechterten

Wärmeübergangs werden daher die höchsten Hüllrohrtemperaturen genau an diesen Stellen auftreten, wie Sie sehen werden.

In Abb. 3 sehen Sie die Temperaturverteilung im Kühlmittel in Funktion vom Umfang φ bei verschiedenen Auslenkungen f . Die turbulente Austauschgröße wurde nach Rapiert berechnet, d.h. F ist gleich 1.

Während im symmetrischen Fall bei $f = 0$ die maximale Temperaturdifferenz im Kühlmittel 20°C beträgt, ergibt sich bei einer Auslenkung um $4/10$ mm bereits eine Temperaturdifferenz von 145°C zwischen der heißen und der kalten Seite in Richtung der Auslenkung.

Wie stark sich der Wert der turbulenten Austauschgrößen auf das Temperaturfeld auswirkt, sehen Sie in Abb. 4:

F ist hier 13,4, d.h. der turbulente Impuls- und Wärmeaustausch ist 13 mal größer als Rapiert. Während die Kühlmitteltemperatur T in der vorherigen Abbildung in Richtung der Auslenkung $f = 0,4$ mm eine Differenz von 145°C aufwies, haben wir hier nur noch 16°C .

Es zeigt sich also ein überaus starker Einfluß der turbulenten Impuls- und Wärmeaustauschgrößen.

In Abb. 5 wird die Hüllrohroberflächentemperatur T_w des ausgelenkten Brennstabes in Funktion vom Umfangswinkel φ dargestellt.

Auch die Hüllrohrtemperatur reagiert empfindlich auf Auslenkungen aus der Nominallage.

In dieser Abbildung sehen Sie aber auch besonders deutlich, daß die maximalen Hüllrohrtemperaturen genau an den Stellen auftreten, wo vorher die Kühlmittelgeschwindigkeit ihre Minimas hatte.

Alle Kurven zeigen ein hohes Temperaturniveau im ersten verengten Subkanal. Das bedeutet, daß durch Herstellungstoleranzen hervorgerufene Brennstabverbiegungen einen erheblichen Einfluß auf die Heißkanalsituation haben können.

Wir haben bis jetzt für eine vorgegebene Auslenkung die Umfangsverteilung der Hüllrohroberflächentemperatur ermittelt und insbesondere die zwischen der heißen und kalten Seite auftretende Temperaturdifferenz ΔT_w .

Um einen Brennstab, der in den Abständen l durch Abstandshalter gestützt wird, thermisch um einen bestimmten Betrag anzubiegen, ist eine Temperaturdifferenz ΔT_n zwischen der heißen und kalten Seite notwendig.

In Abb. 6 ist die vorhandene Temperaturdifferenz ΔT_w und die kritische Temperaturdifferenz ΔT_n aufgetragen als Funktion von der Auslenkung ξ , wobei der Stützabstand l und die turbulenten Austauschgrößen, dargestellt durch F , die Parameter sind.

Wenn für die gleiche Ausbiegung das nötige oder kritische ΔT_n größer ist als das tatsächlich auftretende ΔT_w , dann haben wir eine stabile Bündelkonfiguration und umgekehrt.

Wir sind jetzt dabei, durch Vergleich der analytischen Resultate, mit experimentell gewonnenen Temperaturverteilungen die turbulenten Austauschgrößen genauer zu bestimmen und die Analyse nach einer Reihe weiterer Verbesserungen auf natriumgekühlte Brennelemente anzuwenden.

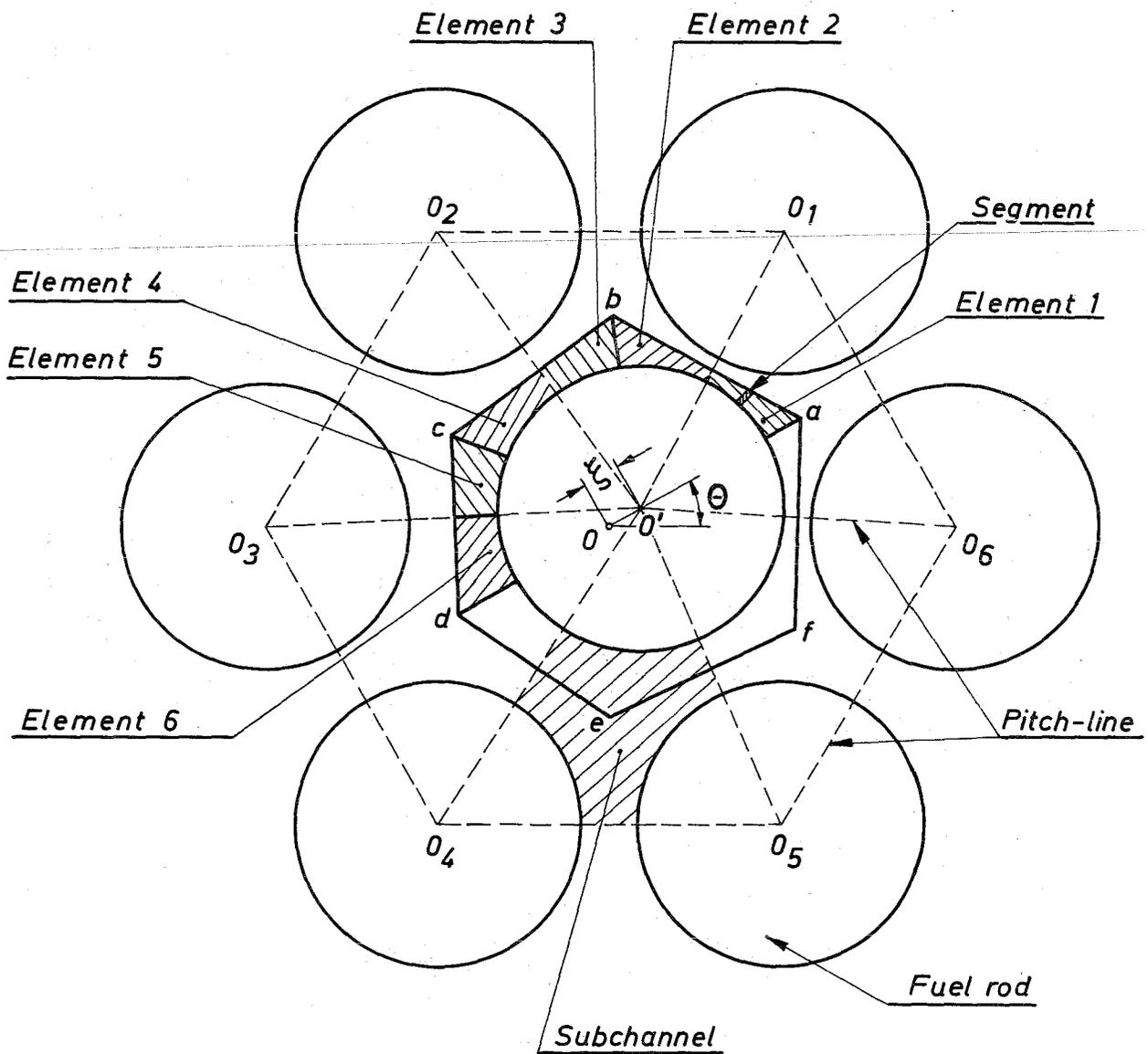


Abb. 1: Querschnitt eines asymmetrischen Brennstabbbündels bei Dreiecksanordnung

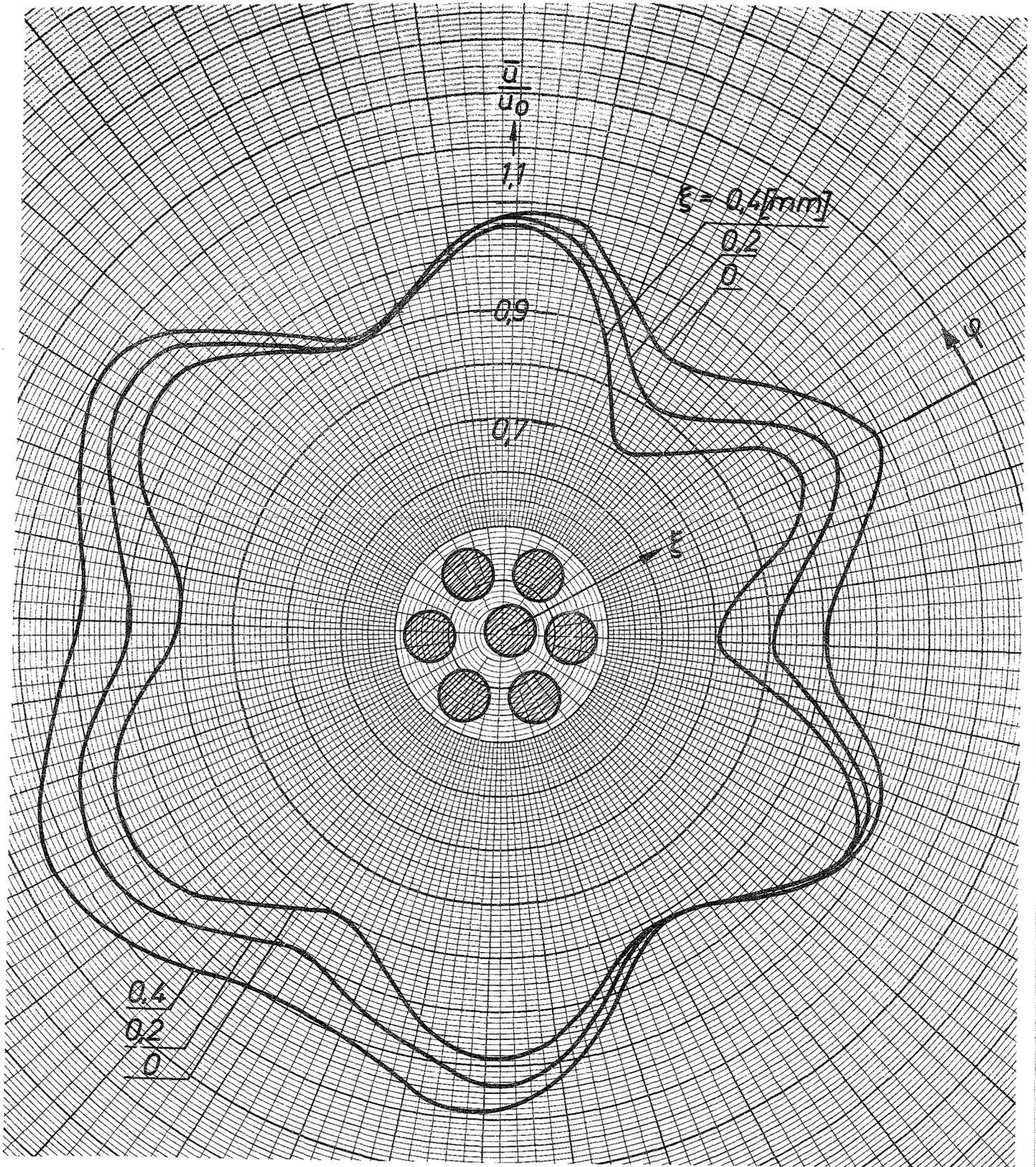


Abb. 2: Mittlere Kühlmittelgeschwindigkeit $\frac{w}{u_0}$ als Funktion von φ

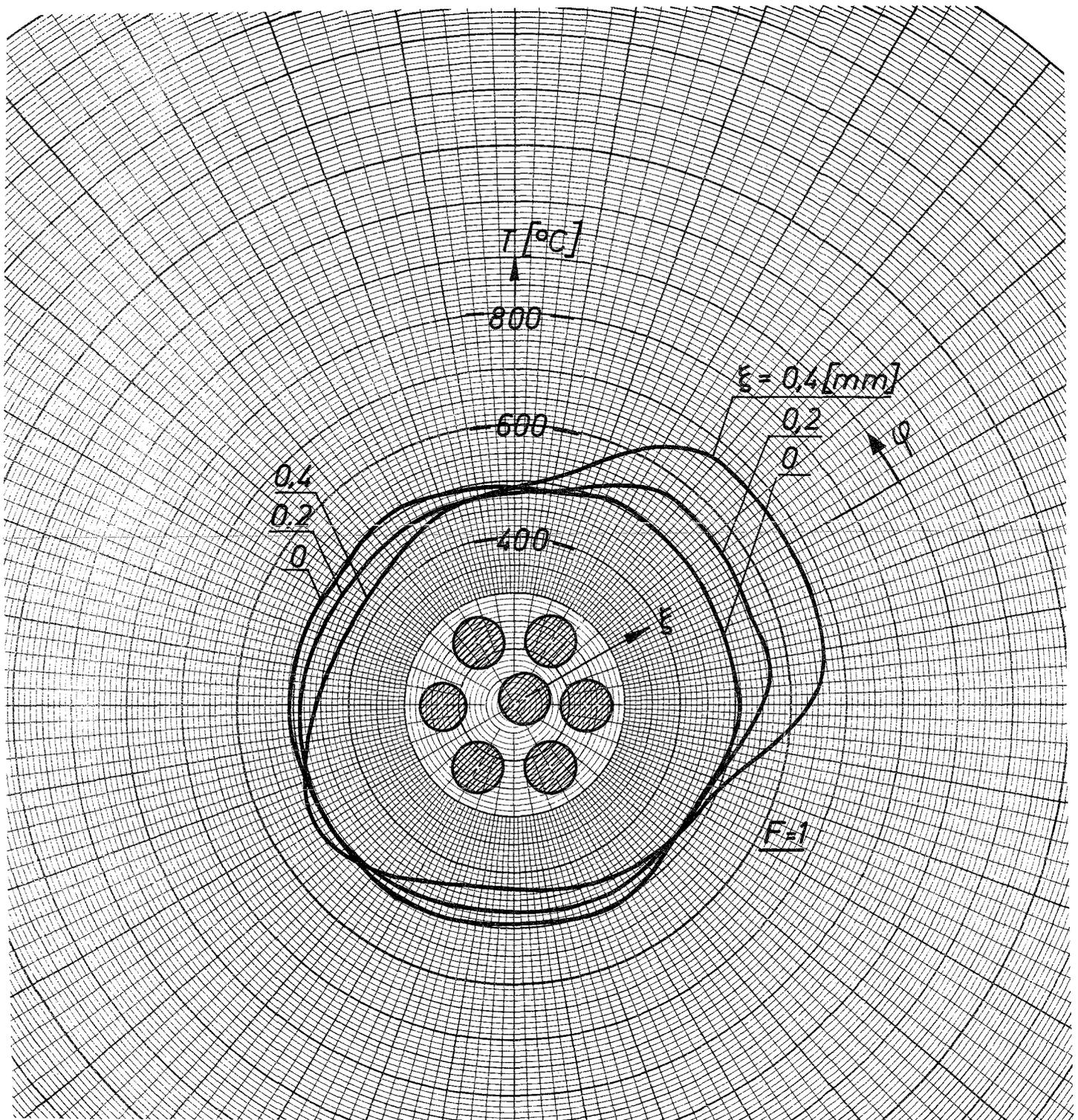


Abb. 3: Mittlere Kühlmitteltemperatur T als Funktion von φ bei $F = 1$ (nach Rapier)

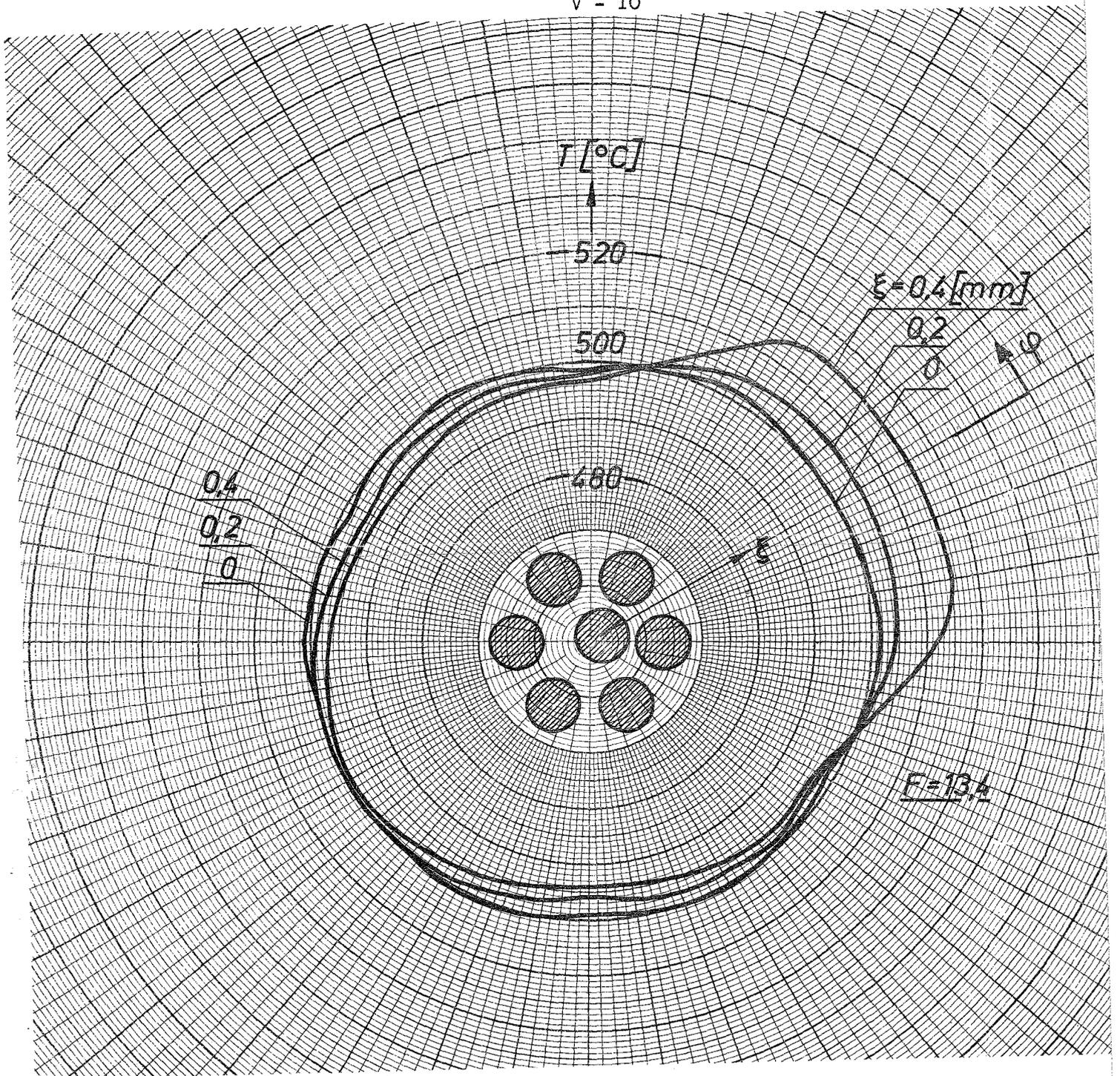


Abb. 4: Mittlere Kühlmitteltemperatur T als Funktion von φ bei $F = 13,4$ (Mittelwert)

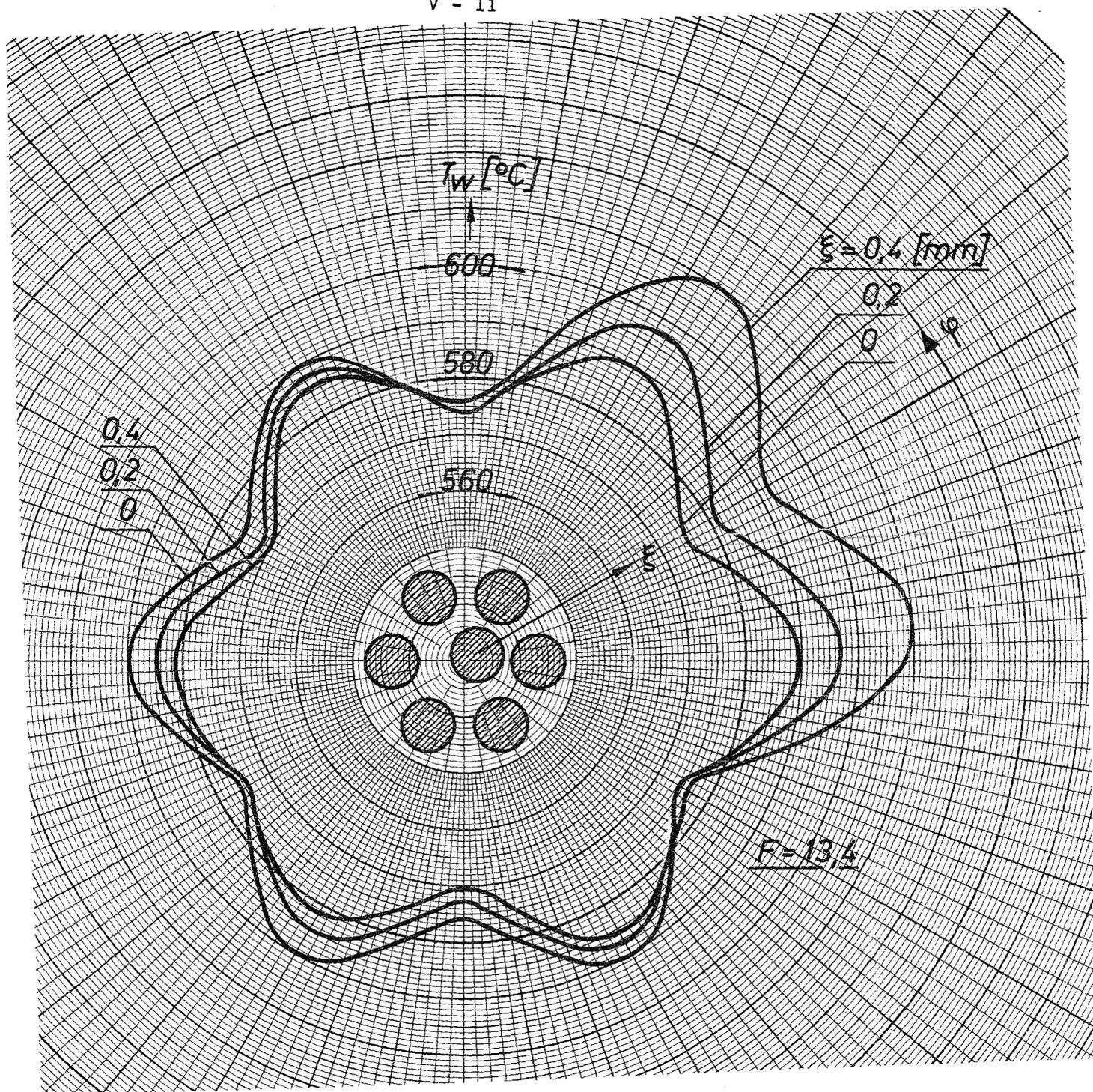


Abb. 5: Brennstab-Oberflächentemperatur T_w als Funktion von φ
 bei $F = 13,4$ (Mittelwert)

— ΔT_w : Max.auftretende Temperatur-Differenz im Hüllrohr am Stabumfang
 - - - ΔT_n : Kritische Temperaturdifferenz zur Erzeugung definierter Stab-
 Auslenkungen bei bestimmten Stützweiten.

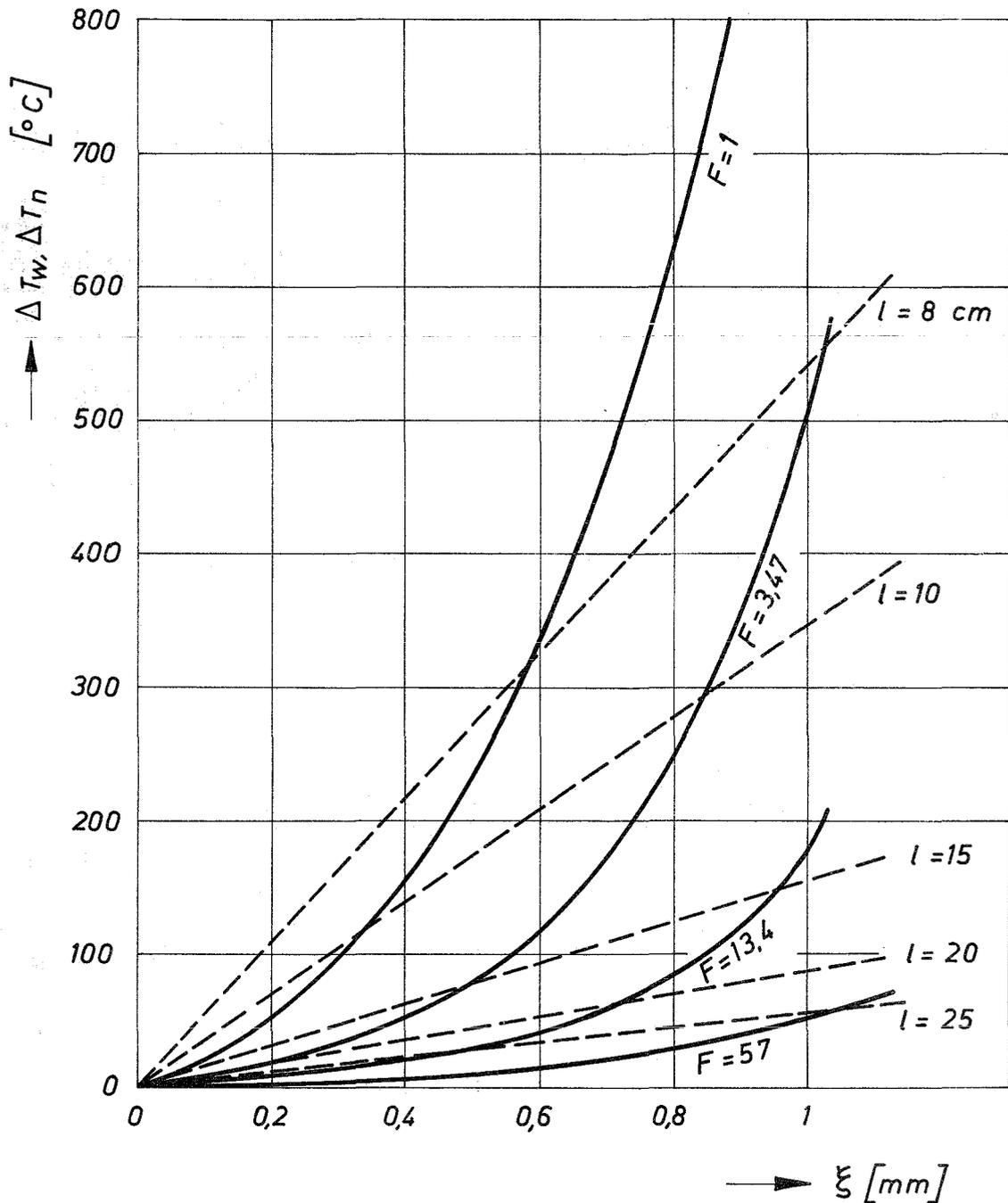


Abb. 6: Max. auftretende und kritische Temperaturdifferenz $\Delta T_w, \Delta T_n$ am Stabumfang als Funktion der Auslenkung ξ bei verschiedenen Stützweiten l und F-Werten

Eine statistische Methode für die Berechnung
des Heißkanalfaktors

A. Amendola *)

1. Einleitung

Während des Reaktorbetriebes dürfen bestimmte kritische Temperaturen im Reaktorkern nicht überschritten werden. So werden z.B. bei der thermischen Auslegung eines schnellen natriumgekühlten Reaktors Beschränkungen hinsichtlich der Natrium-, Hüllwand- und Brennstofftemperatur gestellt. Deswegen ist es nötig, angemessene Sicherheitsfaktoren, die sogenannten Heißkanal- und Heißstellenfaktoren, zu ermitteln, die die verschiedenartigen Unsicherheiten in der Bestimmung der Reaktortemperaturen in geeigneter Weise berücksichtigen. Für die Berechnung des Heißkanalfaktors wurde eine neue statistische Methode entwickelt [1]; zur Zeit wird an der Erweiterung dieser Methode auf die Berechnung der Heißstellenfaktoren für die Hüllwand- und Brennstofftemperaturen noch gearbeitet. Deswegen begrenzen wir die Analyse auf die Heißkanalwahrscheinlichkeit.

2. Definition des Heißkanalfaktors

Definieren wir als Heißkanalfaktor den Sicherheitsfaktor F_{hc} , der alle Unsicherheiten berücksichtigt, so daß für Kühlmittelaustrittstemperatur folgende Gleichung gilt:

$$T_a = T_{e-nom} + F_{hc} \Delta T_{nom} \leq T_{krit} \quad (1)$$

wo

- T_a = Austrittstemperatur des Kühlmittels,
- T_{e-nom} = Nominelle Eintrittstemperatur des Kühlmittels,
- ΔT_{nom} = Nominelle Aufheizspanne des Kühlmittels,
- T_{krit} = Kritische Temperatur, die nicht überschritten werden darf.

Diese Definition ist auf einzelne Kanäle des Kerns oder auf den ganzen Kern zu beziehen, wie im folgenden noch näher erklärt wird.

Die Unsicherheiten, die bei einem natriumgekühlten Reaktor, wie z.B. Na-2 [2], die Austrittstemperatur des Kühlmittels beeinflussen, sind in Abb. 1 zusammengefaßt. In dieser Tabelle sollen die Unsicherheiten als normal verteilt angenommen werden; angegeben sind jeweils geschätzte

*) Delegiert von EURATOM, Brüssel

Standardabweichungen mit Bezug auf die nominelle Aufheizspanne.

Wenn man die statistische Natur der Unsicherheiten berücksichtigt, ist F_{hc} kein absoluter Faktor, sondern eine Funktion der gewünschten Sicherheit, die bei der Auslegung angenommen werden soll:

$$F_{hc} = F_{hc}(\text{confidence level}) \quad (2)$$

Als "confidence level" bezeichnen wir die Wahrscheinlichkeit, daß T_{krit} nicht überschritten wird, und zwar an keiner Stelle des Reaktorkernes überschritten wird.

3. Bisherige Methoden der Heißkanalanalyse

Die bisherigen Methoden für die Berechnung des Heißkanalfaktors sind in Abb. 2 zusammengefaßt. Alle partiellen Faktoren sind bei dem gleichen "confidence level" angegeben: nämlich bei 97,7 %, der einer 2σ Abweichung bei einer Normalverteilung entspricht.

Annahme der kumulativen oder deterministischen Methode [3] ist, daß sich alle Unsicherheiten höchst ungünstig summieren könnten in genau demjenigen Kanal, in dem die nominelle Aufheizspanne maximal ist. Die einzelnen partiellen Faktoren werden einfach miteinander multipliziert. Das Verfahren ist mathematisch korrekt, wenn wirklich absolut obere Grenzen der Unsicherheiten eingesetzt werden. Dann, aber nur dann, gibt es absolute Sicherheit, daß die kritische Temperatur nicht erreicht wird. Es sind jedoch die absoluten Grenzen der Unsicherheiten durchaus nicht bekannt, auch ist es technisch nicht sinnvoll, sondern nur kostspielig, hier absolute Sicherheit anzustreben.

Die erste statistische Methode berücksichtigt nur noch einen Kanal, nämlich denjenigen mit der maximalen Aufheizspanne. Nach dem Gesetz der Fehlerfortpflanzung werden die partiellen Standardabweichungen statistisch summiert, um die Standardabweichung der Aufheizspanne zu berechnen [4]. Der entsprechende Heißkanalfaktor berücksichtigt nicht, daß im ganzen Kern mehrere Kanäle die gleiche maximale Temperatur haben können und daß auch andere Kanäle einen nicht vernachlässigbaren Beitrag zur gesamten Heißkanalwahrscheinlichkeit geben. Das Verfahren ist also zu optimistisch.

Mit der semistatistischen Methode wird eine willkürliche Trennung zwischen sogenannten statistischen und sogenannten systematischen Unsicherheiten gemacht [2,5]. Gewöhnlich werden diejenigen Unsicherheiten, die den ganzen Kern beeinflussen, als nichtstatistisch angenommen. Der statistische Anteil am Heißkanalfaktor berücksichtigt nur noch einen Kanal. Die Trennung zwischen statistischen und systematischen Unsicherheiten ist willkürlich. Diesem semistatistischen Verfahren liegt die Erkenntnis zugrunde, daß zwischen den verschiedenen Brennelementen eines Kernes bezüglich einer Anzahl von Unsicherheiten (nämlich der systematischen) eine Korrelation besteht, bezüglich anderer Unsicherheiten jedoch nicht. Diese Erkenntnis ist zwar richtig, sie wurde aber nicht mathematisch einwandfrei behandelt.

Die letzte statistische Methode [6] gibt einen Heißkanalfaktor mit Bezug auf den ganzen Kern. Wenn $P_{hc}^i(z)$ die Wahrscheinlichkeit ist, daß der Kanal "i" die Abweichung "z" der nominellen Aufheizspanne überschreitet, dann ist $[1 - P_{hc}^i(z)]^N$ die Wahrscheinlichkeit, daß die Abweichung "z" in N Kanäle nicht überschritten wird, wenn diese Kanäle voneinander unabhängig sind und die gleiche nominelle Aufheizspanne des Kühlmittels haben. In dem Fall von nicht gleichmäßiger Leistungsverteilung wird die entsprechende Wahrscheinlichkeit von der Formel

$$P_{hc}(z) = 1 - \prod_{i=1}^N [1 - P_{hc}^i(z)]$$

gegeben. Das Verfahren ist zwar korrekt, aber die Voraussetzung, daß die Brennelemente voneinander statistisch unabhängig sind, ist falsch.

4. Vorgeschlagene Methode

Die im folgenden kurz erläuterte Methode berücksichtigt dagegen die Verschiedenartigkeit der Einflüsse der Unsicherheiten, je nachdem, ob sie auf einzelne Elemente des Cores, auf Gruppen von Elementen, oder auf das ganze Core korreliert oder nicht korreliert wirken. Deswegen wurden in Abb. 1 die Unsicherheiten in drei Gruppen eingeteilt. Die Toleranzen der Drosselbohrungen am Brennelementfuß beeinflussen z.B. in gleicher Weise alle Kanäle eines Brennelementes, während die Toleranzen des Abstandes der Brennstäbe nur jeweils einzelne Kanäle des Brennelementes beeinflussen; in gleicher Weise wirkt ein Meßfehler in der Reaktorleistung auf den ganzen Kern, während die Toleranzen der Brennstoffanreicherung von Pellet zu Pellet variieren. Deswegen dürfen die Kanäle eindeutig nicht

als voneinander gänzlich unabhängig angenommen werden.

Wir können aber, wie in Abb. 1, die Unsicherheiten gruppenweise zusammenfassen und eine gesamte Standardabweichung für jede der verschiedenen Gruppen berechnen. Eine schematische Darstellung der Unsicherheiten ist in Abb. 3 gegeben. In dieser Abbildung ist N_c die Anzahl der Kanäle in einem Brennelement, N_s die Anzahl der Brennelemente im Kern. Eine Normalverteilung wird mit einem Block (m, σ) (Mittelwert, Standardabweichung) bezeichnet. Der Einfachheit halber nehmen wir zunächst an, daß die nominelle Aufheizspanne in allen Kanälen gleich ist. Die Kanäle werden nur in den einzelnen Brennelementen als voneinander unabhängig betrachtet. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung, daß eine gewisse Abweichung von mindestens einem der N_c Kanäle überschritten wird, kann durch eine neue, und zwar pessimistischere Normalverteilung approximiert werden. Das Mittel und die Standardabweichung dieser neuen Verteilung werden durch die Koeffizienten $h_{N_c}^m$ und $h_{N_c}^\sigma$ berechnet, welche abhängen von der Anzahl N_c der Kanäle und von dem "confidence level", der der Approximation zugrunde gelegt wird (für die Mathematik der Methode siehe Ref. [17]). Die so gewonnene Verteilungsfunktion wird mit den Unsicherheiten, die brennelementspezifisch sind, zusammengefaßt. In gleicher Weise fassen wir nun alle Brennelemente zusammen und erhalten schließlich eine gleichwertige Normalverteilung für die Heißkanalwahrscheinlichkeit des ganzen Reaktorkernes. Die einzelnen Schritte dieses Berechnungsverfahrens zeigt Abb. 3. Der so ermittelte Heißkanalfaktor für den Reaktor Na-2 ist $\sim 5\%$ niedriger als der Faktor, der mit der Annahme völlig voneinander unabhängiger Kanäle berechnet wurde.

Die Rechnung ist nicht mehr so einfach, wenn die wirkliche Verteilung der nominellen Leistung im Kern in Betracht gezogen wird. In diesem Fall wird die wirkliche Anzahl von Kanälen je Brennelement durch eine "gleichwertige Anzahl" ersetzt [7], und es wird ein gewisser numerischer Aufwand erforderlich, der aber bei Einsatz digitaler Rechenmaschinen keine wesentliche Schwierigkeit bietet. Die Ergebnisse sind für den Reaktor Na-2 in Abb. 4 angegeben. Der Heißkanalfaktor ist hier als Funktion des "confidence level" dargestellt. Dieser "confidence level" bedeutet, wie schon erwähnt, die Wahrscheinlichkeit, daß kein Kanal im Kern "heiß" ist: sein Komplement, die Wahrscheinlichkeit, daß mindestens 1 Kanal im Kern "heiß" ist.

Das entwickelte Programm erlaubt weiter eine Schätzung der Wahrscheinlichkeit, daß in genau n Brennelementen Heißkanäle auftreten (Abb. 5). Dies geschieht nach einer Methode, die im Anhang angegeben ist.

Die entwickelte Methode erlaubt erstmals eine quantitative Ermittlung der Sicherheit der thermischen Auslegung eines Reaktorkernes gegen Über-temperaturen und gestattet es, die Kosten der Anlage gegen die Risiken je nach Auslegung abzuwägen. Die Methode wurde am Beispiel des natriumgekühlten Brutreaktors Na-2 zahlenmäßig durchgeführt, die Methode und das Programm SHOCA, das nach dieser Methode rechnet, sind jedoch für alle Reaktoren mit stabförmigen Brennelementen anwendbar.

Der Autor möchte Herrn Schlechtendahl für viele wertvolle Anregungen bei dieser Arbeit danken.

A n h a n gWahrscheinlichkeit von n "heißen" Brennelementen

Die Abb. 4 zeigt den Heißkanalfaktor als Funktion der Wahrscheinlichkeit, daß kein Kanal im Kern "heiß" ist. Das Komplement dieser Wahrscheinlichkeit ist die Wahrscheinlichkeit, daß mindestens 1 Kanal "heiß" ist. Um eine bessere Schätzung der Sicherheit zu haben, wenn der Heißkanalfaktor wirklich im Kern überschritten wird, ist es nötig zu wissen, wie groß die betroffenen Bereiche sein können, d.h. wieviele Kanäle von dieser Überschreitung betroffen sind. Wir können das Problem vereinfachen, wenn wir nach der Anzahl der "heißen" Brennelemente statt der Kanäle fragen (als "heißes" Brennelement bezeichnen wir ein Brennelement, in welchem mindestens 1 Kanal "heiß" ist); dies ist auch insofern sinnvoll, weil man ohnehin das ganze Brennelement wechseln muß, wenn einige Brennstäbe in dem Brennelement durch Übertemperatur schwer beschädigt werden.

In der folgenden Analyse nehmen wir an, daß alle Brennelemente die gleiche nominelle Aufheizspanne und die gleichen Unsicherheiten haben. Ist dies nicht der Fall, so kann trotzdem mit der Annahme weiter gerechnet werden, daß in allen Brennelementen die gleichen Bedingungen herrschen wie in dem am höchsten belasteten: diese Annäherung erlaubt in der Tat eine pessimistischere Schätzung.

Nach dieser Annahme ist die Wahrscheinlichkeitsverteilung $P_{nhB}(z)$ zu berechnen, daß in genau n Brennelementen eine gewisse Abweichung z der Aufheizspanne überschritten wird. Diese Berechnung soll die folgenden Unsicherheitsverteilungen berücksichtigen:

$(0, \sigma_3)$ = globale Unsicherheit, die alle Brennelemente beeinflusst

(M'_s, σ'_s) = gleichwertige Normalverteilung, die die einzelnen Brennelemente beeinflusst (siehe Abb. 4).

Die gewünschte Verteilung ist dann gegeben aus:

$$P_{nhB}(z) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(y) \binom{N_s}{n} [Q(z-y)]^{N_s-n} [P(z-y)]^n dy, \quad (4)$$

wo

$f(y)$ = Häufigkeitsfunktion der globalen Unsicherheit $(0, \sigma_3)$,

$[P(z-y)]^n$ = die Wahrscheinlichkeit, daß die Abweichung $z-y$ in n Brennelementen überschritten wird, wenn die globale Unsicherheit gleich y ist.

$$P(z-y) = \int_{z-y}^{+\infty} p(x) dx, \text{ wo } p(x) \text{ die Häufigkeitsfunktion der Verteilung } (M'_s, \sigma'_s) \text{ ist. (Deswegen } x+y \geq z)$$

$[Q(z-y)]^{N_s-n}$ = die Wahrscheinlichkeit, daß die Abweichung $z-y$ in den übrigen N_s-n Brennelementen nicht überschritten wird.

$$Q(z-y) = 1 - P(z-y)$$

und

$\binom{N_s}{n}$ = die Anzahl der entsprechenden möglichen Kombinationen (Binomialkoeffizient).

Die Abb. 5 zeigt die numerisch ermittelten Ergebnisse für den Reaktor Na 2. Aus dieser Abbildung wird deutlich, daß mit großer Wahrscheinlichkeit eine große Anzahl von Brennelementen kleine Abweichungen der Aufheizspanne überschreiten; aber bei großen Abweichungen ist die Wahrscheinlichkeit, genau ein "heißes" Brennelement vorzufinden, fast gleich der gesamten Heißkanalwahrscheinlichkeit, d.h. der Wahrscheinlichkeit für mindestens ein "heißes" Brennelement.

Referenzen

- [1] A. Amendola:
A Statistical Method for Evaluation of Hot Channel Factors
in Reactor Design.
KFK 843, Juli 1968, Kernforschungszentrum Karlsruhe
- [2] K. Gast, E.G. Schlechtendahl:
Schneller Natriumgekühlter Reaktor Na-2.
KFK 660, Oktober 1967, Kernforschungszentrum Karlsruhe
- [3] B.W. Le Tourneau and R.E. Grimble:
Engineering Hot Channel Factors for Nuclear Reactor Design.
Nuclear Science and Engineering 1, 359 - 369 (1956)
- [4] F.H. Tingey:
Error Propagation in Hot-Spot, Hot-Channel Analysis.
Nuclear Science and Engineering 9, 1961
- [5] H. Chelemer and L.S. Tong:
Engineering Hot-Channel Factors for Open-Lattice Cores.
September 1962, Nucleonics
- [6] F.D. Judge and L.S. Bohl:
Effective Hot Channel Factors for "Flat" Power Reactors.
Nuclear Science and Engineering 28, (1967)
- H. Fenech and H.M. Guéron:
The Synthesis Method of Uncertainty Analysis in Nuclear
Reactor Thermal Design.
Nuclear Science and Engineering 31, (1968)
- [7] F.D. Judge:
A Study Concerning the Number of "Effective" Equally Limiting
Hot Channels in a Reactor with a Cosine Power Distribution.
Nuclear Science and Engineering, 31 (1968)

Kanal	Brennelement	Reaktorkern
Brennstababstand $\sigma_{\Delta T}^P = 0,012$	Drosseleinstellung $\sigma_{\Delta T}^F = 0,023$	Leistungsmeßfehler $\sigma_{\Delta T}^L = 0,035$
Brennstabdurchmesser $\sigma_{\Delta T}^{do-e} = 0,001$ (in einer Charge)	Neutronenflußverteilung (Steuerelement einfluß) $\sigma_{\Delta T}^{\phi R} = 0,039$	Natriumeintritts-temperatur $\sigma_{\Delta T}^{\psi_i} = 0,006$
Brennstoffdichte $\sigma_{\Delta T}^{\delta} = 0,001$		Brennstabdurchm. (in verschiedenen Chargen) $\sigma_{\Delta T}^{do} = 0,008$
Anreicherung $\sigma_{\Delta T}^a = 0,001$		Neutronenflußverteilung (Berechnungsungenauigkeit) $\sigma_{\Delta T}^{\phi} = 0,020$
Kanal aktive Höhe $\sigma_{\Delta T}^l = 0,002$		
$\sigma_i = \sqrt{\sum \sigma_{\Delta T_j}^2}$ $\sigma_1 = 0,012$	$\sigma_2 = 0,045$	$\sigma_3 = 0,043$

Abb.1 Unsicherheiten der Austrittstemperatur des Kühlmittels

Partielle Faktoren $F_i = 1 + 2 \sigma_{\Delta y}^i$	Methoden			
	Kumulativ	Statistisch 1 Kanal	Semistatistisch	Statistisch N unabhängige Kanäle
Brennstab-Abstand - Durchmesser (in einer Charge) 1,024 1,002	$F_{hc} = \pi F_i$	$F_{hc} = 1 + \sqrt{\sum (F_i - 1)^2}$	$F_1 = 1 + \sqrt{\sum (F_i - 1)^2}$	$P_{hc}(z) = 1 - [1 - P_{hc}^i(z)]^N$
Brennstoffdichte 1,002				
Anreicherung 1,002				
Kanal aktive Höhe 1,004				
Drosseleinstellung 1,046				
Neutronenfluß			$F_2 = \pi F_i$	
- Steuerelement Einfluß 1,078				
- Berechnung 1,040				
Reaktorleistung 1,070				
Natriumeintritts- temperatur 1,012				
Brennstabdurch- messer 1,016 (in verschiedenen Chargen)	$F_{hc} = F_1 \times F_2$	(N = 50.400 bei Na-2)		
Heißkanalfaktor F_{hc}	1,34	1,18 Conf. level 97,7 %	1,22	1,31 Conf. level 97,7 %

Abb. 2 Zusammenfassung der bisherigen Methoden für die Berechnung des Heißkanalfaktors

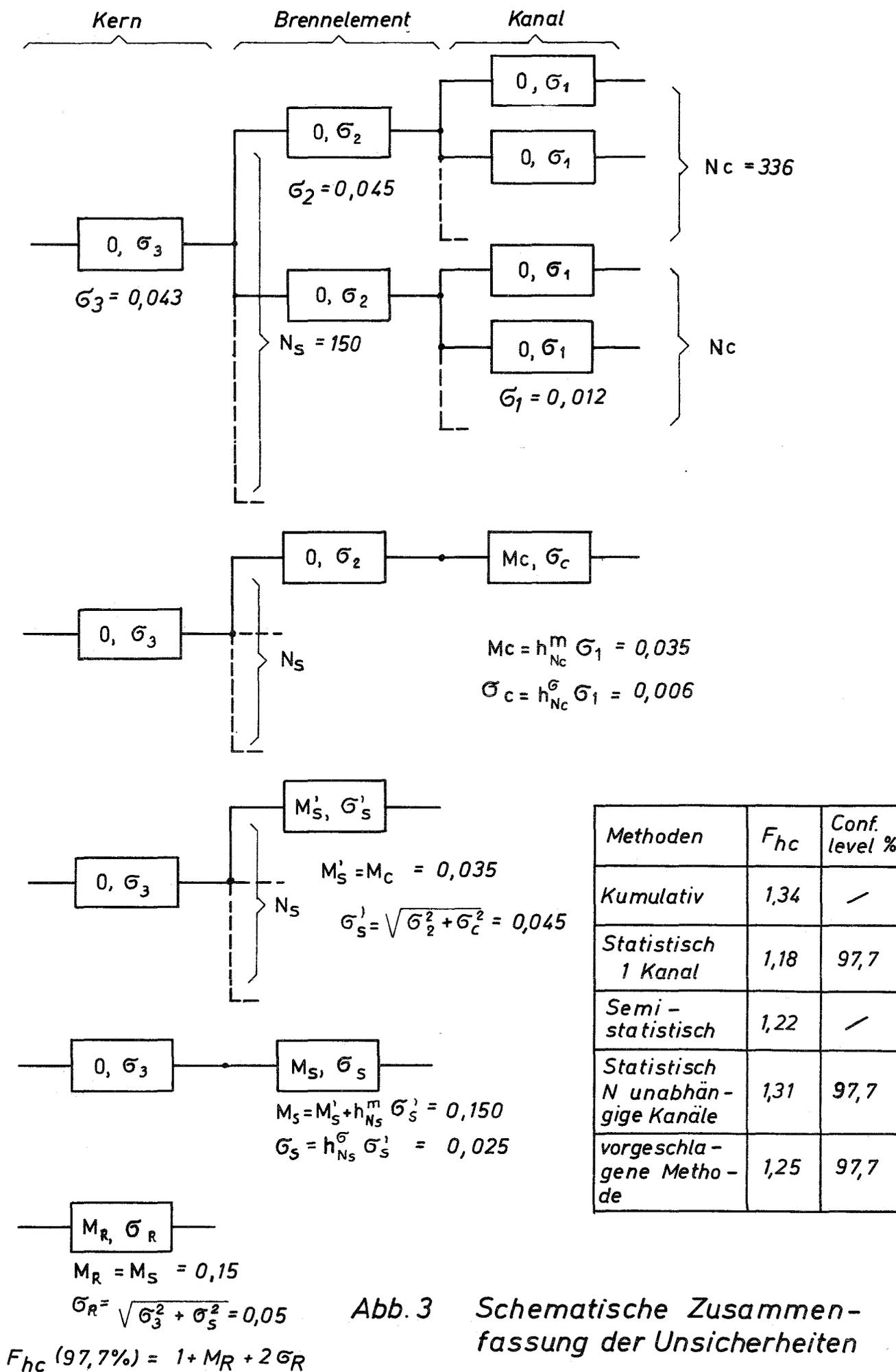


Abb. 3 Schematische Zusammenfassung der Unsicherheiten

$F_{hc} (97,7\%) = 1 + M_R + 2\sigma_R$

VI-12

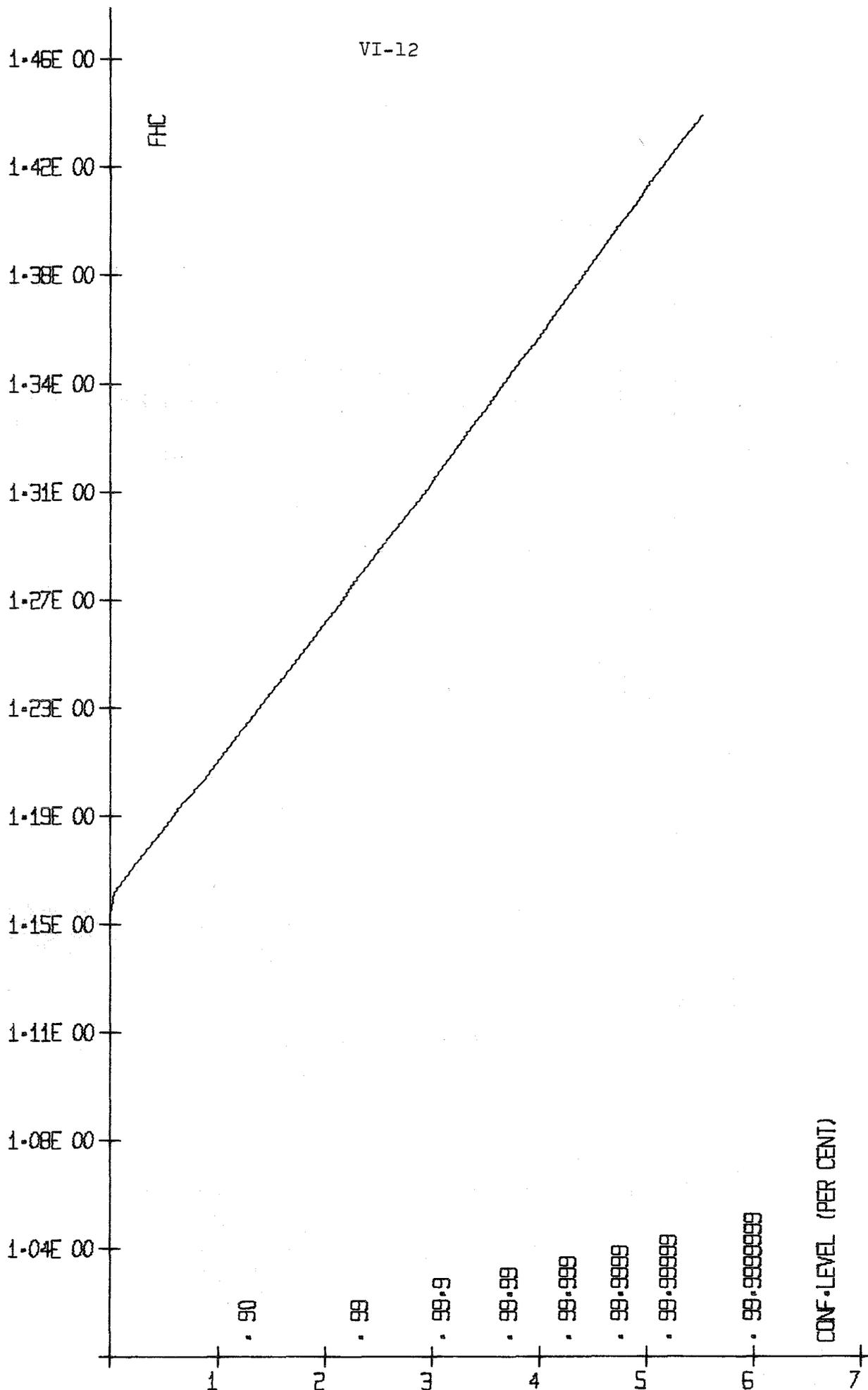


ABB. 4

HOT CHANNEL FACTOR VERSUS PROBABILITY

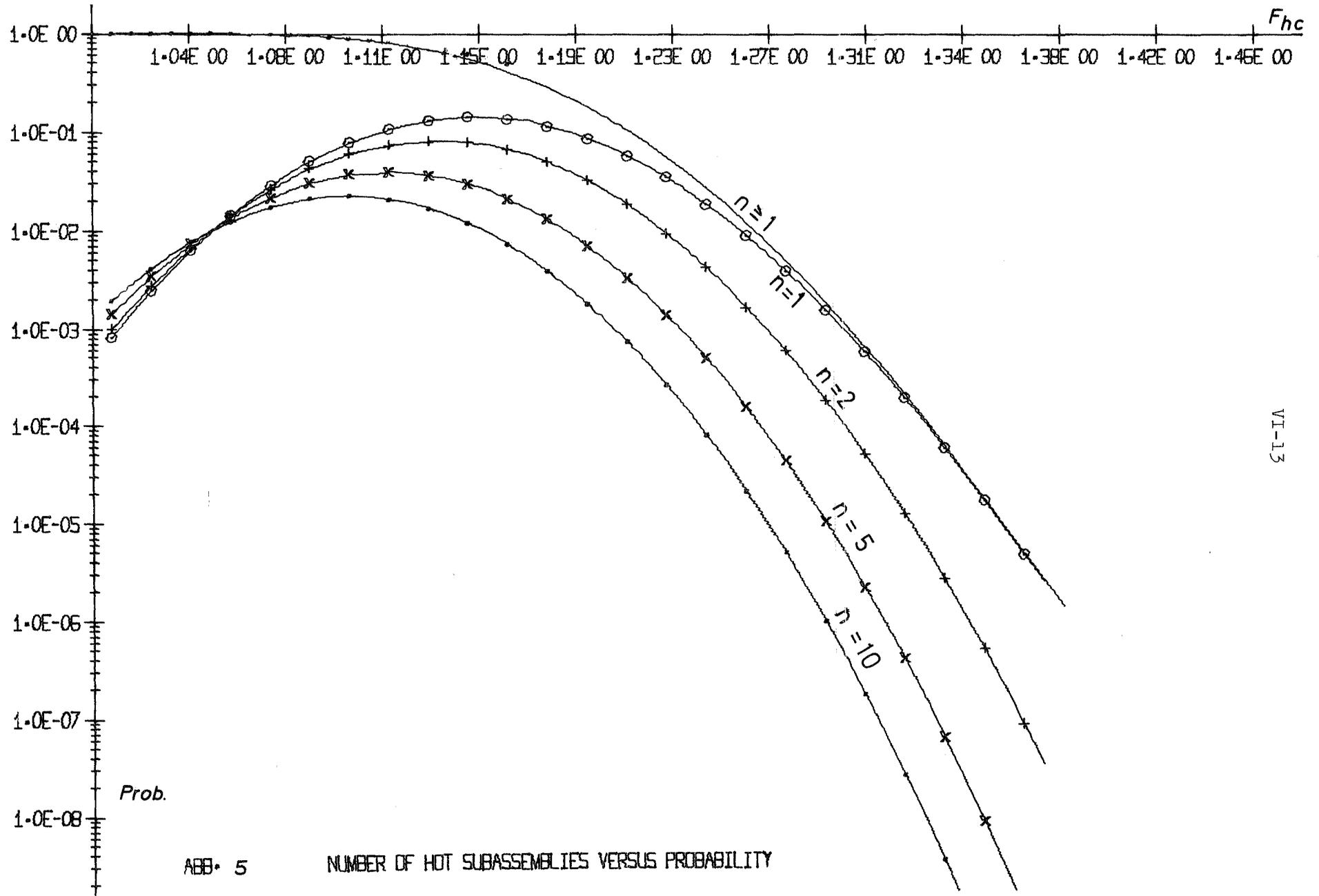


ABB. 5 NUMBER OF HOT SUBASSEMBLIES VERSUS PROBABILITY

Zur Löslichkeit von Edelgasen in Flüssigmetallen

K. Thormeier

1. Einleitung

Die Kenntnis der Löslichkeit von Gasen im Flüssigmetall-Kühlmittel Schneller Brüter (Natrium) sowie die sich daraus ergebenden Folgerungen können für die Sicherheit von erheblicher Bedeutung sein.

Einer der Einflußparameter für das Kühlmittelsieden und den Siedeverzug ist die im Flüssigmetall gelöste Menge der als Schutzgase verwendeten Edelgase. Bei hinreichendem Partialdruck können sie in Form von winzigen Bläschen als Siedekeime eine Überhitzung des Flüssigmetalls wesentlich verringern (vgl. Collier [1], MacPherson [2], Singer und Holtz [3]).

Abgesehen von der Lösung eines Teils des verwendeten Schutzgases im Flüssigmetall ist es aber auch möglich, daß gasförmige Spaltprodukte durch einen Brennelementscha-den in das Flüssigmetall gelangen und dort teilweise gelöst werden. Die Wirksamkeit der Entfernung dieser Spaltgase aus dem Flüssigmetall - beispielsweise zum Nachweis eines Brennelementscha-dens - hängt ebenfalls von ihrer Löslichkeit darin ab (vgl. Saroul [4], Keilholtz und Battle [5]).

Über die Löslichkeit von Edelgasen in Flüssigmetallen liegen bisher nur sehr wenige Veröffentlichungen vor. Gerade für die uns ganz besonders interessierenden Natrium-Edelgas-Systeme sind - außer für Natrium/Argon und Natrium/Krypton bei nur verhältnismäßig niedrigen Temperaturen - noch keinerlei Ergebnisse bekannt.

2. Versuchsanlage

Zur experimentellen Bestimmung der Löslichkeit von Edelgasen in Natrium in Abhängigkeit von Temperatur, Druck, Sauerstoff- und Kohlenstoffgehalt und Zeit sowie des umgekehrten Vorganges, der Gas-Freisetzung aus dem Natrium, wurde eine Versuchsanlage erstellt, die es gestattet, Konzentrationen zwischen etwa $1 \cdot 10^{-10}$ und $3 \cdot 10^{-5}$ mol Gas/mol Na sicher zu messen; d.h. der Meßbereich erstreckt sich über mehr als fünf Zehnerpotenzen.

Es wurde hierbei eine in anderen Zusammenhängen bereits bekannte, für den hiesigen Anwendungszweck allerdings neuartige Meßmethode entwickelt. Das Meßprinzip beruht auf der Lösung des Gases in der Flüssigkeit unter Druck und der Entgasung unter Vakuum; als Meßwert dient der Druckanstieg während der Entgasung.

Die Versuchsanlage besteht im wesentlichen aus drei miteinander verbundenen Behältern aus Stahl (vgl. Abb. 1). Zwei dieser Behälter dienen als Lösungsbehälter; mittels einer elektromagnetischen Pumpe kann das Natrium - wenn erforderlich - kontinuierlich umgepumpt werden. Nach erfolgter Anreicherung mit dem entsprechenden Edelgas wird das Natrium in den evakuierten sog. Entgasungsbehälter überführt.

Bei der hier beschriebenen Meßmethode kommt es ganz besonders darauf an, daß der Entgasungsbehälter und die daran anschließenden Ventile vakuumdicht sind. Entsprechende Helium-Lecktests wurden durchgeführt.

Bei Inbetriebnahme der nach den für Natrium-Anlagen üblichen Methoden gereinigten Versuchsanlage wurde das Natrium in einen weiteren (nicht mit in Abb. 1 eingezeichneten) mit den Lösungsbehältern verbundenen Behälter eingefüllt. Von dort wurde das Natrium durch Destillation in einen der beiden Lösungsbehälter überführt. Dadurch gelangte nur verhältnismäßig reines Natrium

in den eigentlichen Teil der Versuchsanlage. Nachdem das Natrium einige Tage bei höheren Temperaturen durch die Anlage gepumpt worden war, wurde das Natrium durch wiederholte Destillation und mittels einer außerdem vorhandenen Heißfalle erneut gereinigt.

Da dieser Reinigungsprozeß prinzipiell beliebig oft wiederholt werden kann, ist es möglich, den Reinheitsgrad des verwendeten Natriums in gewissen Grenzen zu steuern. Mittels einer ebenfalls an der Versuchsanlage vorhandenen Meßeinrichtung kann der Gehalt an Sauerstoff und Kohlenstoff im Natrium recht gut bestimmt werden.

3. Versuchsdurchführung

Zu Beginn jedes Versuchs wird während der Phase 1 (Lösungsvorgang; vgl. Abb. 1) in den Lösungsbehältern bei bestimmtem und konstant gehaltenem Edelgas-Partialdruck $p_{G,1}$ und bestimmter und konstant gehaltener Lösungstemperatur \mathcal{T}_1 das Edelgas im Natrium gelöst. Das Natrium kann dabei durch beide Lösungsbehälter gepumpt werden oder in einem der beiden oder in beiden Lösungsbehältern ruhen. Vorversuche haben ergeben, daß eine Umpumpzeit von 46 Stunden in jedem Falle ausreicht, um sicher die entsprechende Sättigungskonzentration c_s zu erreichen. Nach dem Umpumpen ruhte das Natrium mindestens 10 Stunden, um den eventuell mitgerissenen Gasbläschen Gelegenheit zu geben, an die freie Oberfläche aufzusteigen.

Während des Lösungsvorganges wird der Entgasungsbehälter ausgeheizt und gleichzeitig auf etwa 10^{-4} Torr evakuiert ($p_{V,eg}$).

Wenn das gewünschte Vakuum im Entgasungsbehälter erreicht ist und sich während einer etwa einstündigen Vakuumkontrolle nicht mehr ändert, wird Natrium aus den Lösungsbehältern in den Entgasungsbehälter eingelassen.

Wegen des im Entgasungsbehälter erheblich niedrigeren Drucks und des Absenkens der Temperatur des Natriums auf $200\text{ }^{\circ}\text{C}$ ($\mathcal{S}_{\text{Na, eg}}$) nach dem Einfüllen ist das Natrium dort gegenüber seinem vorherigen Zustand stark mit Edelgas übersättigt. Infolgedessen wird das im Natrium gelöste Edelgas bei allseitig geschlossenen Ventilen nach und nach in den verbleibenden Gasraum im Entgasungsbehälter freigesetzt (Phase 2: Entgasung). Dadurch steigt dort allmählich der Druck an ($p_{\text{G, eg}}$); dieser wird unter Verwendung eines Kompressions-Vakuummeters gemessen.

Während der Entgasung wird mittels einer in vertikaler Richtung verschiebbaren γ -Durchstrahlungseinrichtung am Bypass-Rohr des Entgasungsbehälters der Füllstand des Natriums ermittelt. Daraus lassen sich unter Verwendung der vor Versuchsbeginn aufgenommenen Eichkurve des Entgasungsbehältervolumens die eingefüllte Natriummenge und das verbliebene Gasvolumen bestimmen.

Das Natrium ist bei den sich im Entgasungsbehälter einstellenden Bedingungen zwar noch nicht vollständig entgast, aber wegen des gegenüber $p_{\text{G, 1}}$ erheblich niedrigeren Drucks $p_{\text{G, eg}}$ und der gegenüber \mathcal{S}_1 geringeren Temperatur $\mathcal{S}_{\text{Na, eg}}$ ist die Löslichkeit des Gases im Natrium so verschwindend gering, daß die im Natrium verbleibende Restkonzentration vernachlässigt werden kann. Infolgedessen kann die aus dem Natrium freigesetzte Gasmenge, die aus den Meßwerten errechnet wird, auf die in den Entgasungsbehälter eingefüllte Natriummenge bezogen und den Lösungsbedingungen ($\mathcal{S}_1, p_{\text{G, 1}}$) zugeordnet werden.

4. Versuchsergebnisse

Um die Meßmethode überhaupt erst einmal zu testen und die verwendeten Meßgeräte zu erproben, sind mit einer im Prinzip sehr ähnlichen, aber einfacheren Versuchsanlage Vorversuche mit

Wasser und Luft durchgeführt worden [6]. Die dabei erhaltenen Versuchsergebnisse stimmen sehr gut mit den in der Literatur angegebenen Werten überein. Diese Vorversuche haben die Anwendbarkeit des gewählten Meßprinzips voll bestätigt.

Daraufhin wurden zunächst Versuche zur Bestimmung der Löslichkeit von Argon in Natrium im Temperaturbereich 350 bis 600 °C und im Druckbereich 0,5 bis 4 kp/cm² durchgeführt. Das System Natrium/Argon wurde als erstes gewählt, weil hierfür Vergleichsliteratur vorliegt.

Vorversuche haben ergeben, daß der Einfluß des Sauerstoff- und Kohlenstoffgehaltes im Natrium auf die Löslichkeit von Argon nicht groß ist. Aus diesem Grunde wurde dieser mögliche Parameter zunächst nicht weiter untersucht. Die im folgenden mitgeteilten Versuchsergebnisse gelten daher alle für einen Sauerstoffgehalt von 60 bis 90 ppm und für einen Kohlenstoffgehalt von etwa 6 bis 9 ppm.

In Abb. 2 ist beispielsweise die Löslichkeit von Argon in Natrium bei 400 °C in Abhängigkeit vom Argon-Partialdruck aufgetragen. Es ist zu ersehen, daß das Henry'sche Gesetz erfüllt wird, d.h. die Sättigungskonzentration ist proportional dem Gas-Partialdruck.

In ähnlicher Weise sind auch für die übrigen Temperaturen die Löslichkeiten in Abhängigkeit vom Argon-Partialdruck bestimmt worden. Das Henry'sche Gesetz wird stets erfüllt.

Wenn man für jede Temperatur alle Werte für die Sättigungskonzentration auf den Druck $p_{G,1} = 1 \text{ kp/cm}^2$ bezieht, also den jeweiligen Henry-Koeffizienten K_H bildet, und die zu jeder Temperatur gehörigen Mittelwerte über der Lösungstemperatur aufträgt, ergibt sich die Darstellung in Abb. 3. Die Löslichkeit

von Argon in Natrium nimmt mit steigender Temperatur stark zu, d.h. bei einem Druck $p_{G,1} = 1 \text{ kp/cm}^2$ von $5,87 \cdot 10^{-10}$ mol Ar/mol Na (etwa $1,2 \text{ mm}^3$ Ar/l Na) bei $350 \text{ }^\circ\text{C}$ auf $4,72 \cdot 10^{-8}$ mol Ar/mol Na (etwa 123 mm^3 Ar/l Na) bei $600 \text{ }^\circ\text{C}$.

Zum Vergleich mit unseren Versuchsergebnissen sind die von Veleckis et al. [7] veröffentlichten und auf den Druck 1 kp/cm^2 umgerechneten Meßwerte und die sich daraus ergebende Kurve mit in Abb. 3 eingetragen. Diese Vergleichswerte wurden mit einer gänzlich anderen Meßmethode gewonnen und sind die einzigen, die bisher von anderer Seite über das System Natrium/Argon veröffentlicht wurden; sie erklären die von Dhar [8] früher mitgeteilten Werte für ungültig, da sie mit einer gegenüber der von Dhar beschriebenen verbesserten Versuchsanlage erarbeitet wurden. Wie zu ersehen ist, stimmen diese neuen und unsere Versuchsergebnisse gut überein.

5. Weiteres Versuchsprogramm

Die Versuche zur Bestimmung der Zeitabhängigkeit der Lösung und Entgasung am System Natrium/Argon werden zur Zeit durchgeführt.

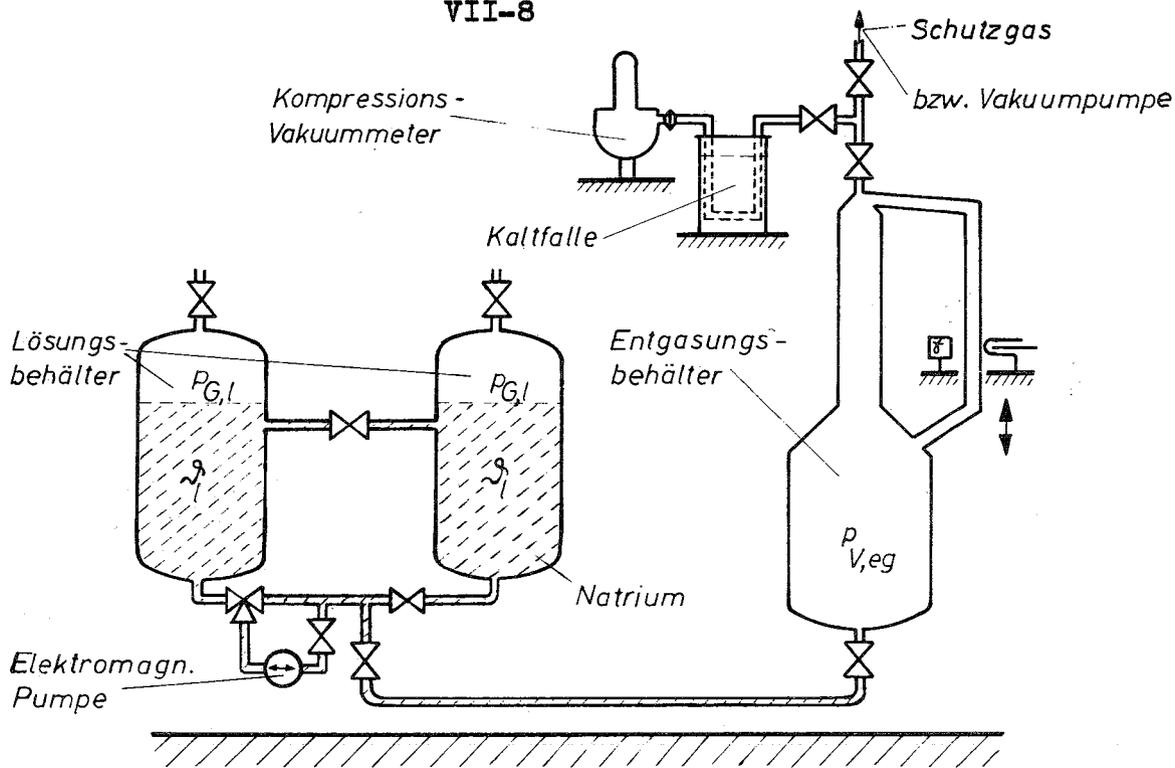
Der mögliche Einfluß von Natriumoxid auf die Löslichkeit wird demnächst untersucht.

Nach Abschluß dieser Versuche wird das Versuchsprogramm erweitert, und zwar einerseits auf andere Natrium-Edelgas-Systeme, beispielsweise Natrium/Helium und Natrium/Xenon, und andererseits evtl. auch zu höheren Temperaturen.

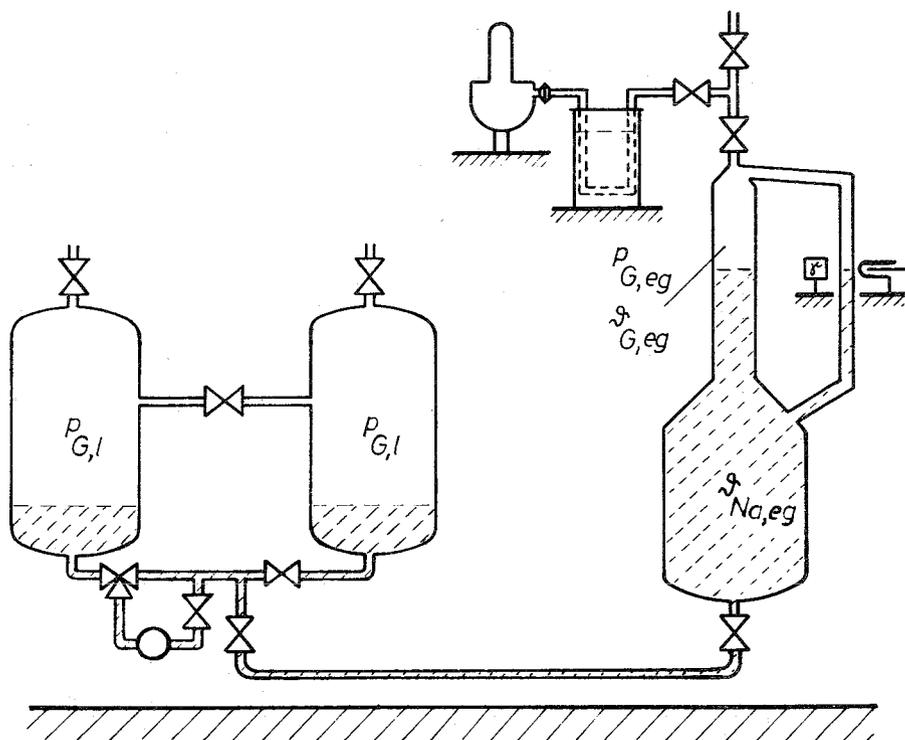
Literatur

- [1] Collier, J.G.: Boiling of Liquid Alkali Metals, Chemical and Process Engineering Heat Transfer Survey (Aug. 1968), S. 167-173
- [2] MacPherson, R.E.: Techniques for Stabilizing Liquid Metal Pool Boiling, Conference Internationale Sur la Sureté des Reacteurs A Neutrons Rapides, Aix-en-Provence, 19.-22.9. 1967, Paper-Nr. II-B/11 (1967), AED-Conf. 1967-288-033 (1967)
- [3] Singer, R.M.; Holtz, R.E.: On the Role of Inert Gas in Incipient Boiling Liquid Metal Experiments, demnächst in: International Journal of Heat and Mass Transfer
- [4] Saroul, J.: Investigation on the Behaviour of Fission Products in Sodium and Argon - PIRANA Experiments, Conference Internationale Sur la Surete des Reacteurs A Neutrons Rapides, Aix-en-Provence, 19.-22.9.1967, Paper-Nr. VI/13 (1967), AED-Conf. 1967-288-030 (1967)
- [5] Keilholtz, G.W.; Battle, G.C.: Fission-Product Release and Transport in Liquid-Metal-Cooled Fast Breeder Reactors, Nuclear Safety 9 (1968), Nr. 6, S. 494-509
- [6] Thormeier, K.: Vorversuche mit einer Anlage zur Untersuchung der Löslichkeit von Edelgasen in Flüssigmetallen, IRE-Bericht (intern, nicht veröffentlicht)
- [7] Veleckis, E.; Blomquist, R.; Yonco, R.; Perin, M.: Solubility of Argon in Liquid Sodium, ANL-7325 (April 1967), S. 128-131
- [8] Dhar, S.K.: Solubility of Argon in Liquid Sodium, ANL-6800 (1963), S. 183-187

VII-8



Phase 1 : Lösung



Phase 2 : Entgasung

Abb. 1 : Versuchsdurchführung (schematisch)
der Gaslöslichkeitsmessung

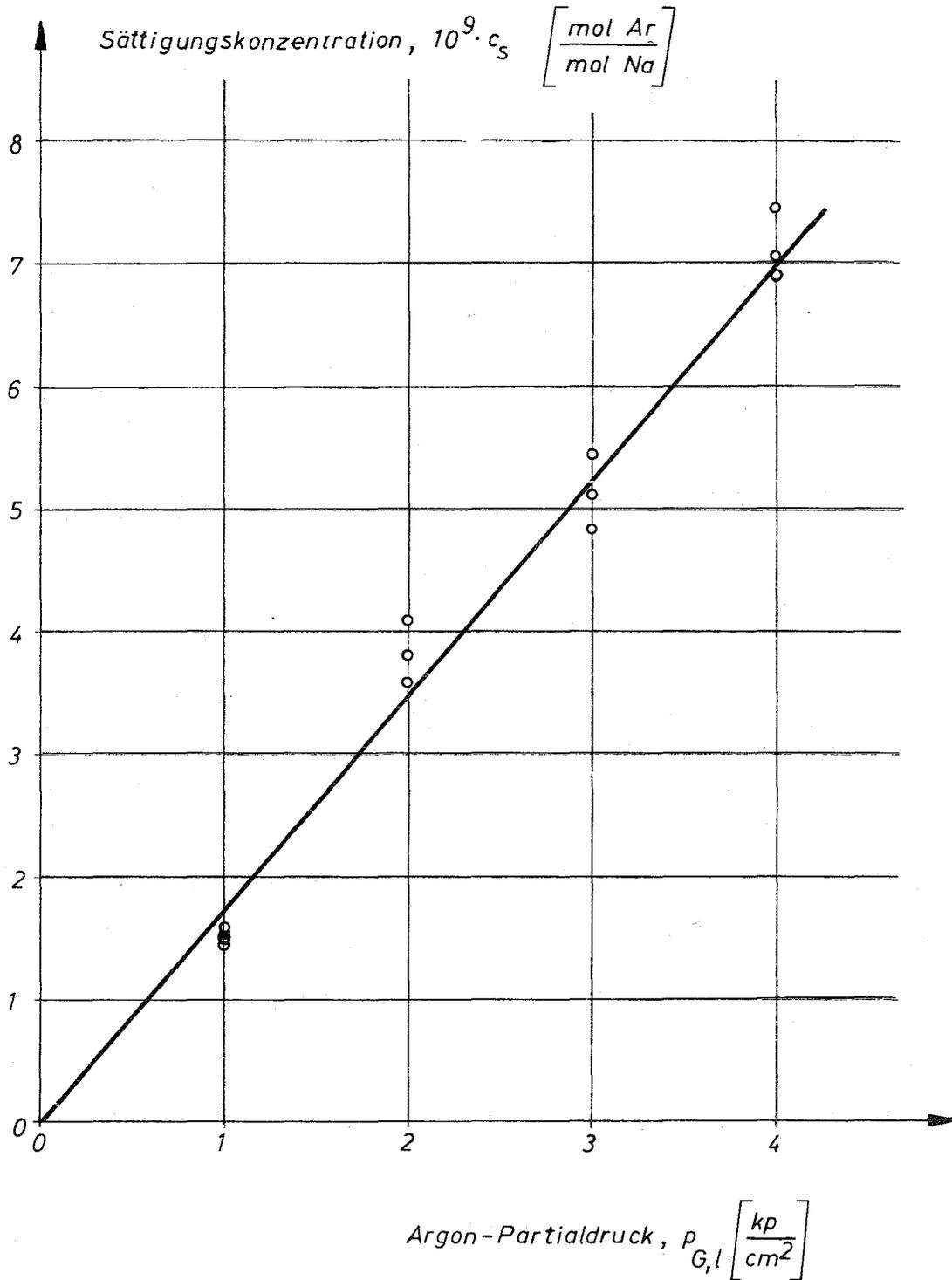


Abb. 2: Löslichkeit von Argon in Natrium
bei 400 °C

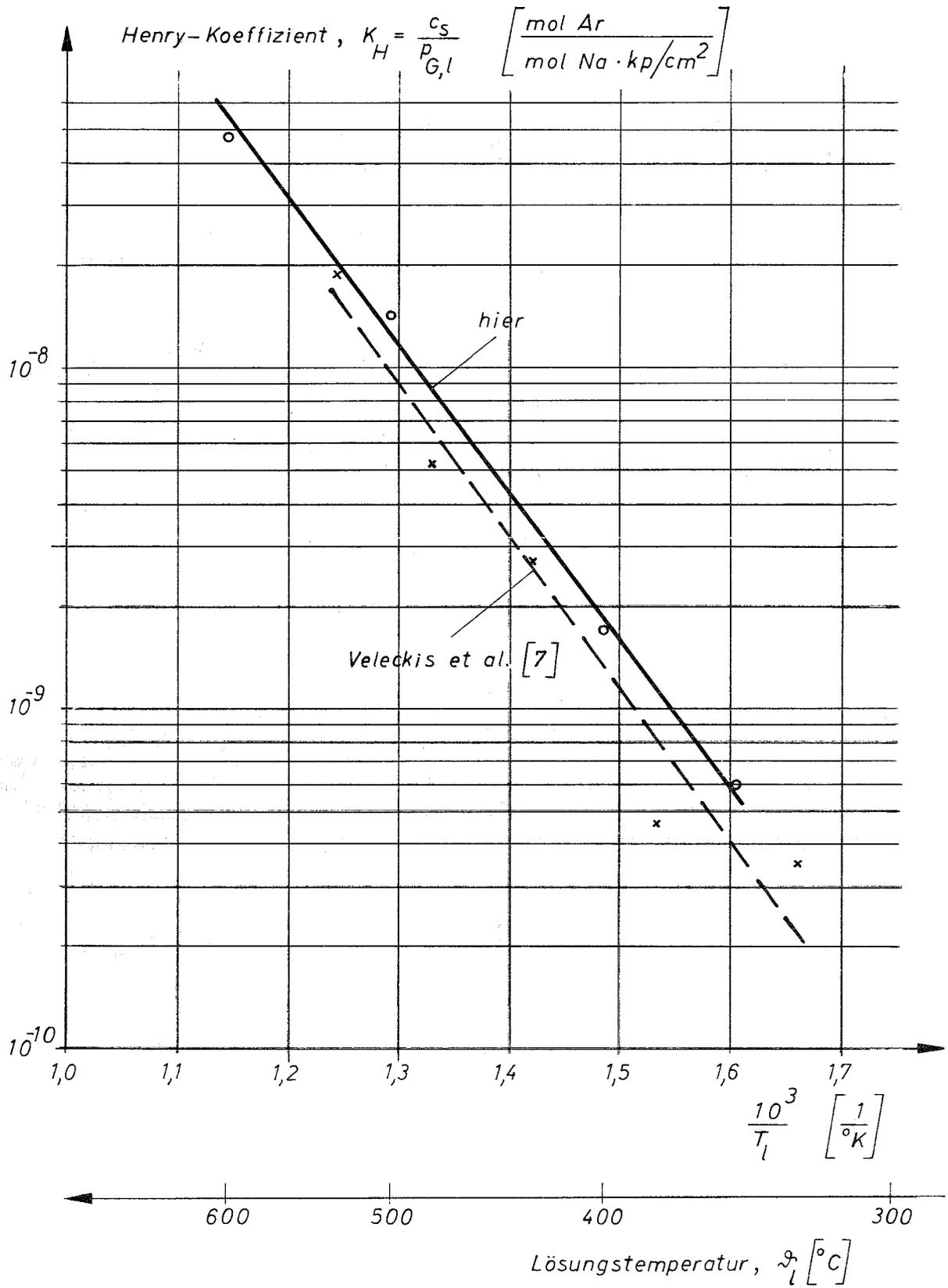


Abb. 3: Löslichkeit von Argon in Natrium

EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNG DES SIEDEVERZUGES VON NATRIUM

G.F.Schultheiß

Die hier zusammengefaßten Teilergebnisse wurden in einem Grundlagenexperiment ermittelt, das im Zusammenhang mit Sicherheitsüberlegungen zu schnellen natriumgekühlten Brutreaktoren [1,2] durchgeführt wird.

Ganz allgemein ist der Siedeverzug von Flüssigkeiten und die damit direkt verknüpfte Bildung eines ersten Siedekeimes von den thermo-hydraulischen und physikalisch-chemischen Verhältnissen innerhalb eines betrachteten heterogenen Wärmeübertragungssystemes abhängig, wie z.B. von

Druck,
Temperatur,
Heizflächenbelastung,
Oberflächenstruktur und der
Zusammensetzung aller beteiligten Phasen.

Bei den aggressiven Alkalimetallen, wie Natrium, werden die chemischen Eigenschaften bei den für die Siedevorgänge erforderlichen hohen Temperaturen besonders wichtig für eine Betrachtung möglicher Siedekeime in Form von adsorbiertem Restgas oder von Oberflächenbelägen und damit für das Benetzungsverhalten der flüssigen Phase. Die Parameter bei den im folgenden erläuterten Experimenten sind:

die Geometrie von künstlichen Oberflächenrauigkeiten und der Gehalt an Verunreinigungen (im wesentlichen in Form von Natriumoxid, jedoch stets weit unterhalb der Sättigung).

Die Experimente werden in einem Siedebehälter durchgeführt, der mit einem Naturkonvektionskreislauf verbunden ist. Abb. 1 zeigt ein Fließbild der Anlage. Zur Reinigung und zur Variation des Oxidgehaltes ist sowohl eine

Kaltfalle als auch eine Heißfalle mit einer Füllung aus Zirkonspänen in den Kreislauf eingebaut. Über die Bypassleitungen wird der unabhängige Betrieb der Reinigungseinheiten durchgeführt. Der Speicherbehälter nimmt bei Umbauten in der Anlage das Natrium aus den betroffenen Einheiten auf. Ein Vakuumpumpstand und die Schutzgasversorgung sind an die Apparatur angeschlossen. Die Temperaturregelung im kalten Abschnitt des Kreislaufes und an einem piezo-elektrischen Druckaufnehmer im Testbehälter erfolgt über zwei Öl-Thermostate. Alle natriumführenden Teile sind mit elektrischer Schutzheizung versehen.

Die Anlage wird im wesentlichen mit 50 Thermoelementen überwacht. Davon sind allein 20 im eigentlichen Testbehälter angeordnet, den Abb. 2 zeigt. Der untere Behälterteil befindet sich in einem elektrisch beheizten Ofen, mit welchem das jeweils gewünschte thermische Gleichgewicht zwischen flüssiger Phase und Dampfphase eingestellt wird, während der isolierte Kondensatorteil nach oben aus dem Ofen herausragt. Das Gleichgewicht wird über die in der Behälterachse angeordneten Thermoelemente kontrolliert, die außerdem zur Feststellung des Flüssigkeitsniveaus dienen. Die polierte Testfläche ist im Boden des Behälters eingeschweißt. In ihrem Zentrum, an der Stelle der künstlichen Höhlung, wird über einen sog. "heißen Finger" durch eine gesonderte elektrische Heizung der Siedevorgang eingeleitet.

In Abb. 3 ist die eigentliche Testzone dargestellt. Bisher wurden zylindrische Bohrungen mit verschiedenen Abmessungen untersucht. Die eingezeichneten Thermoelemente Nr. 22 und Nr. 23 dienen einer rechnerischen Ermittlung des Wärmeflusses im "heißen Finger" und liefern außerdem mit den Thermoelementen Nr. 40 und Nr. 32 eine empfindliche Anzeige für eine Blasenbildung an der Höhlung. Aus der Anzeige der Thermoelemente TE 22 und TE 23 wird durch lineare Extrapolation während des quasistationären Zustandes vor der ersten Blasenbildung die Wandtemperatur auf dem Grund der Höhlung errechnet. Die Sättigungstemperatur ergibt sich aus der Dampfdruckkurve unter Berücksichtigung der über der Höhlung stehenden Flüssigkeitssäule.

Die Registrierung der Meßwerte erfolgt auf einem 12-Kanal-Kompensationsdrucker und nach Verstärkung auf einem 12-Kanal-UV-Lichtstrahloszillographen, auf dem auch die Signale des Piezoquarz-Druckaufnehmers sowie eines magnetischen Stereophonoknopfes aufgezeichnet werden. Sie dienen als weitere Detektionsmöglichkeiten für den Siedebeginn. Die in den fol-

genden Abbildungen dargestellten Versuchsergebnisse wurden mehrfach auf ihre Reproduzierbarkeit überprüft. Die Darstellung erfolgt in Diagrammen, in welchen der Siedeverzug ΔT_{H} über der Sättigungstemperatur T_{SAT} aufgetragen ist. Die eingezeichnete Kurvenschar stellt Linien mit konstantem kritischem Keimradius dar, die aus der Gleichgewichtsbedingung zwischen Dampfdruck und Oberflächenspannung $\Delta p = 2\sigma/r$ mit Stoffwerten aus dem ANL-Report 7323 [3] errechnet wurden.

Die Ergebnisse liegen im Sättigungstemperaturbereich von 500 °C bis 900 °C. In Abb. 4 sind die Versuchsergebnisse für heißfallengereinigtes Natrium für zylindrische Bohrungen mit 0,4 mm ϕ bei 2 mm Tiefe und 0,2 mm ϕ bei 1 mm Tiefe mit den theoretischen Werten verglichen. Die Übereinstimmung ist überraschend gut. Bei einer Variation des Oxidgehaltes durch Veränderung der Kaltfallentemperatur wurden für die Bohrung mit 0,4 ϕ mm - 2 mm die in Abb. 5 dargestellten Ergebnisse erzielt. Warum bei einer Kaltfallentemperatur von 127 °C, das entspricht etwa 12 ppm Oxidgehalt [4], höhere Werte auftraten als bei heißfallengereinigtem Natrium, ist noch ungeklärt. Für Kaltfallentemperaturen von 164 °C, entsprechend ca. 23 ppm Oxid, bzw. 180 °C, entsprechend ca. 32 ppm Natriumoxid, kann jedoch gesagt werden, daß der Siedeverzug mit steigendem Oxidgehalt sinkt. Diese Aussagen treffen auch für die zweite untersuchte Bohrung (0,2 ϕ mm - 1,0 mm tief) zu, wie Abb. 6 zeigt. Auch hier trat eine Erhöhung des Siedeverzuges bei geringem Oxidgehalt auf, während eine weitere Steigerung der Oxidkonzentration wieder zu einer Verminderung des Siedeverzuges führte.

Alle bisherigen Ergebnisse werden mit vollentgastem Natrium erzielt. Als Kontrolle dafür diente außer den Instrumenten des Vakuumsystemes auch das Wärmeübergangsverhalten im Kondensationsbereich des Testbehälters, welches sich bei Anwesenheit von geringsten Mengen Fremdgas stark verschlechtert. In einer gesonderten Versuchsreihe wurde auch untersucht, ob gelöstes Schutzgas einen Einfluß auf den Siedeverzug hat. In Abb. 7 sind die Ergebnisse von Versuchen mit gelöstem Argon mit denjenigen für entgastes Natrium verglichen. Dabei wurden zwei Serien mit 1 ata und 2 ata Argonpartialdruck und je 10 Stunden Lösungsdauer bei 500 °C Natriumtemperatur durchgeführt. Wie die Abbildung zeigt, ergab sich abgesehen von der bei diesen Versuchen üblichen Streuung kein Unterschied. Es konnte auch kein systematischer Einfluß festgestellt werden.

Untersuchungen hinsichtlich eines Einflusses der Temperatur-Druck-Vorge-

schichte [5,6,7] des Systems auf den Siedeverzug verliefen ebenfalls ergebnislos.

Die erste Testfläche wurde nach mehr als 6-monatigem Betrieb ausgebaut und metallurgisch mit der Elektronenstrahlmikrosonde und röntgenologisch untersucht. Es wurden keine Veränderungen gefunden, aus denen sich Hinweise auf bestimmte Keimbildungsmechanismen ergeben könnten.

Überhaupt war die stabile Aktivität der Keime über Monate hin trotz der extrem wechselnden Bedingungen überraschend. Alle unternommenen Inaktivierungsversuche, wie Dauersieden und Druckaufgabe, verliefen erfolglos. Dieses und die anderen vorgetragenen Ergebnisse deuten darauf hin, daß auch bei Siedevorgängen in natriumgekühlten Reaktoren - um zum Abschluß noch einmal den Bezug herzustellen - kein großer Siedeverzug zu erwarten ist. Die Spalte zwischen Brennstäben und Abstandshaltern weichen in der geometrischen Form zwar ab, aber in den Dimensionen liegen sie in der gleichen Größenordnung, so daß sie - z.B. neben mitgeschwemmten Schutzgasbläschen - als eine weitere Möglichkeit zur Verminderung des Siedeverzuges bei entsprechenden Störfällen zu betrachten sind. Weitere Untersuchungen, insbesondere auch über die Übertragbarkeit der gezeigten Versuchsergebnisse auf andere Hohlungsgeometrien, werden vorbereitet.

Referenzen

- [1] Smidt, D., Fette, P., Peppler, W., Schlechtendahl, E.G.,
Schultheiß, G.F.:
Problems of Sodium Boiling in Fast Reactors,
KFK 790, EUR 3960e, June 1968
- [2] Peppler, W., Schultheiß, G.F.:
Liquid Metal Boiling Research,
KFK 874, EUR 4157e, October 1968
- [3] Golden, G.H., Tokar, J.V.:
Thermophysical Properties of Sodium,
ANL 7323, August 1967
- [4] Claxton, K.T.:
Contribution on the Solubility of Oxygen in Liquid Sodium,
J. Nuclear Energy 1967, Vol. 21, pp. 351-357
- [5] Holtz, R.E.:
The Effect of the Pressure-Temperature History upon
Incipient-Boiling Superheats in Liquid Metals,
ANL 7184, June 1966
- [6] Holtz, R.E., Singer, R.M.:
On the Superheating of Sodium at Low Heat Fluxes,
ANL 7383, November 1967
- [7] Chen, J. et al.:
Heat Transfer Studies, BNL 50 089,
December 1967, pp. 153 - 154

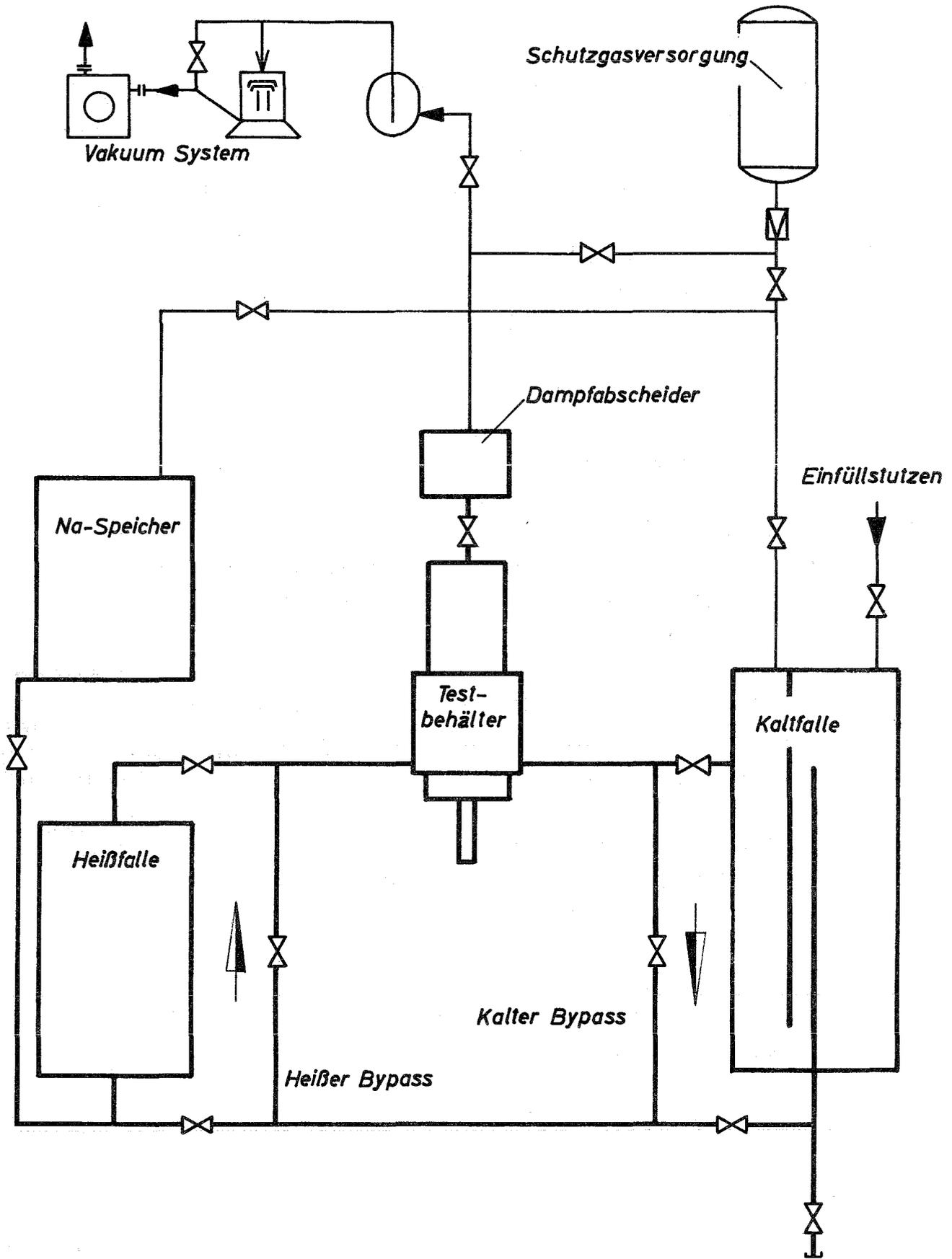


Fig.1 Fließbild der Apparatur

VIII-7

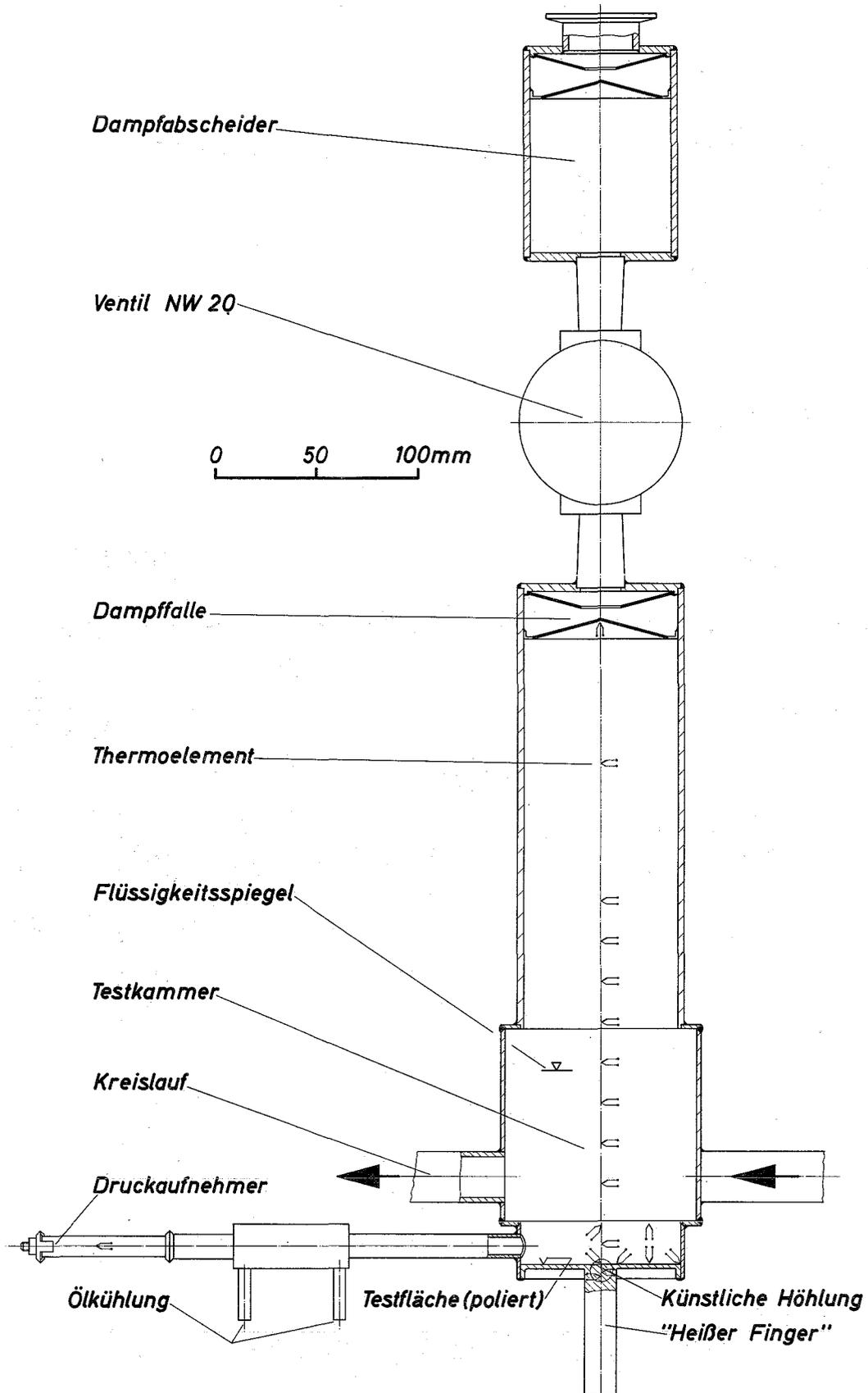


Fig.2 Versuchsbehälter

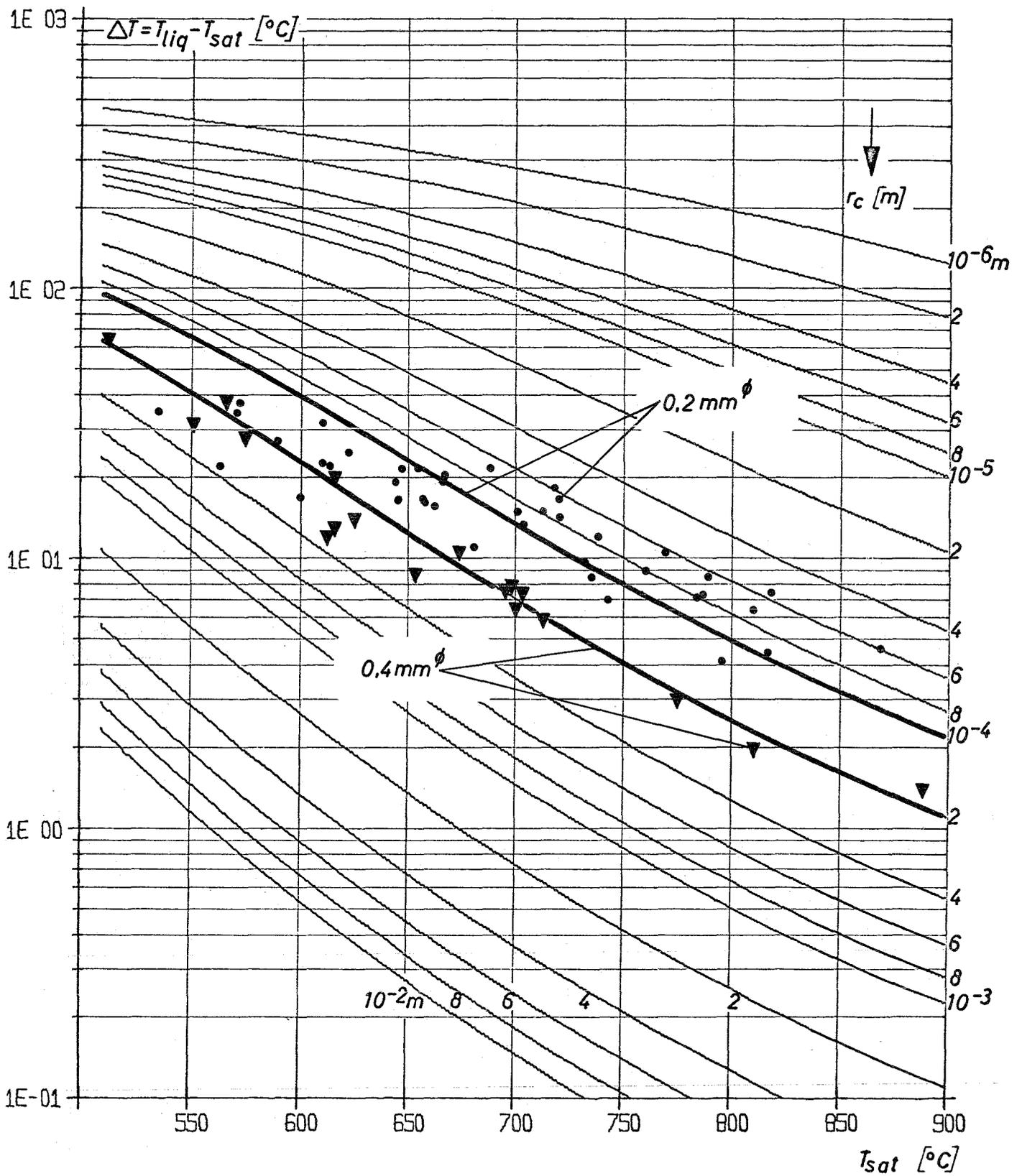


Fig.4 Siedeverzug von reinem Natrium
 Höhlung: Zylindrisch, $H/D=5$

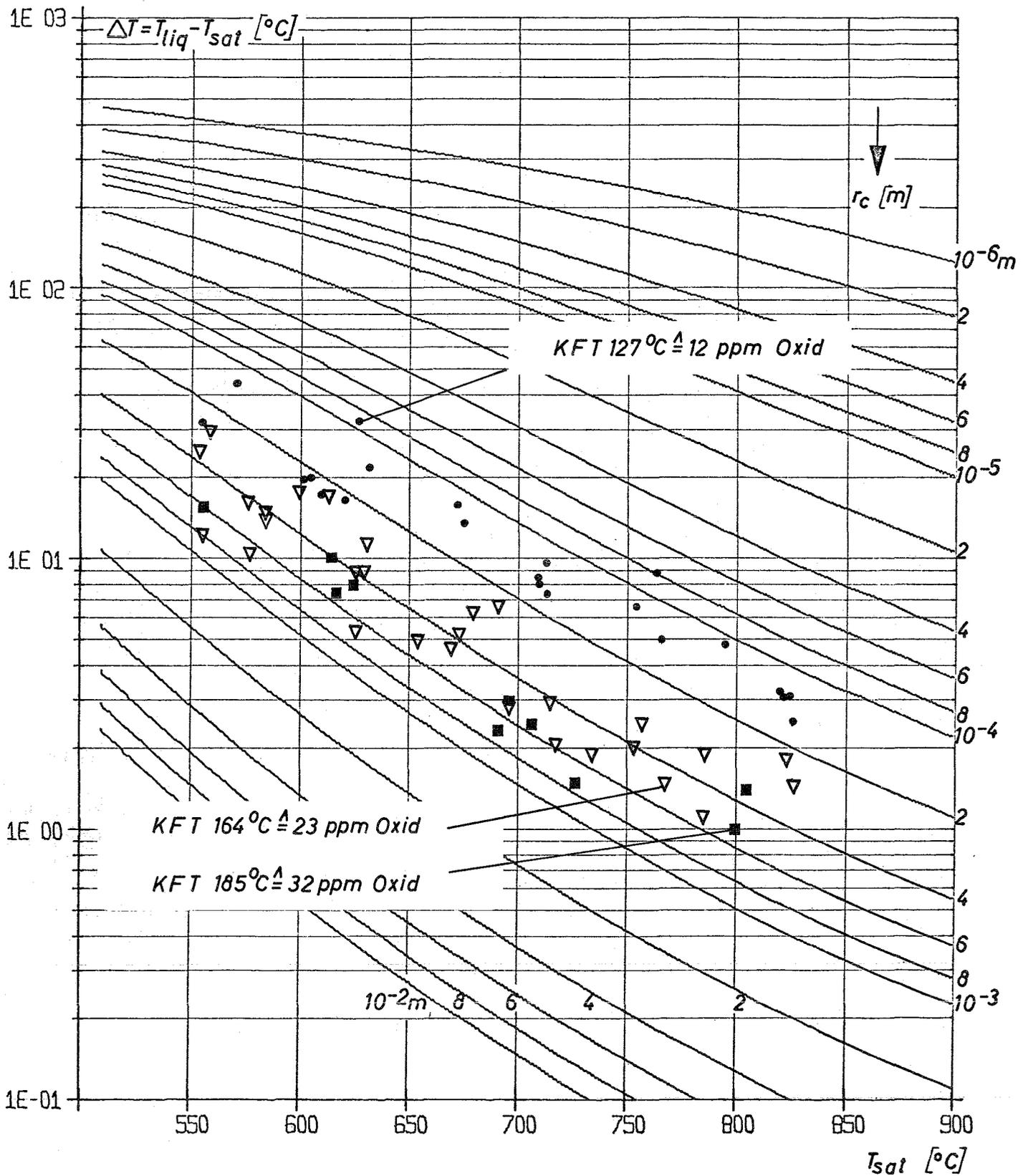


Fig. 5 Siedeverzug von Natrium mit verschiedenem Oxidgehalt ($\hat{=}$ KFT (Kaltfalltemperatur))
 Höhlung: Zylindrisch, $D = 0,4\ mm\ \phi$, $H/D = 5$

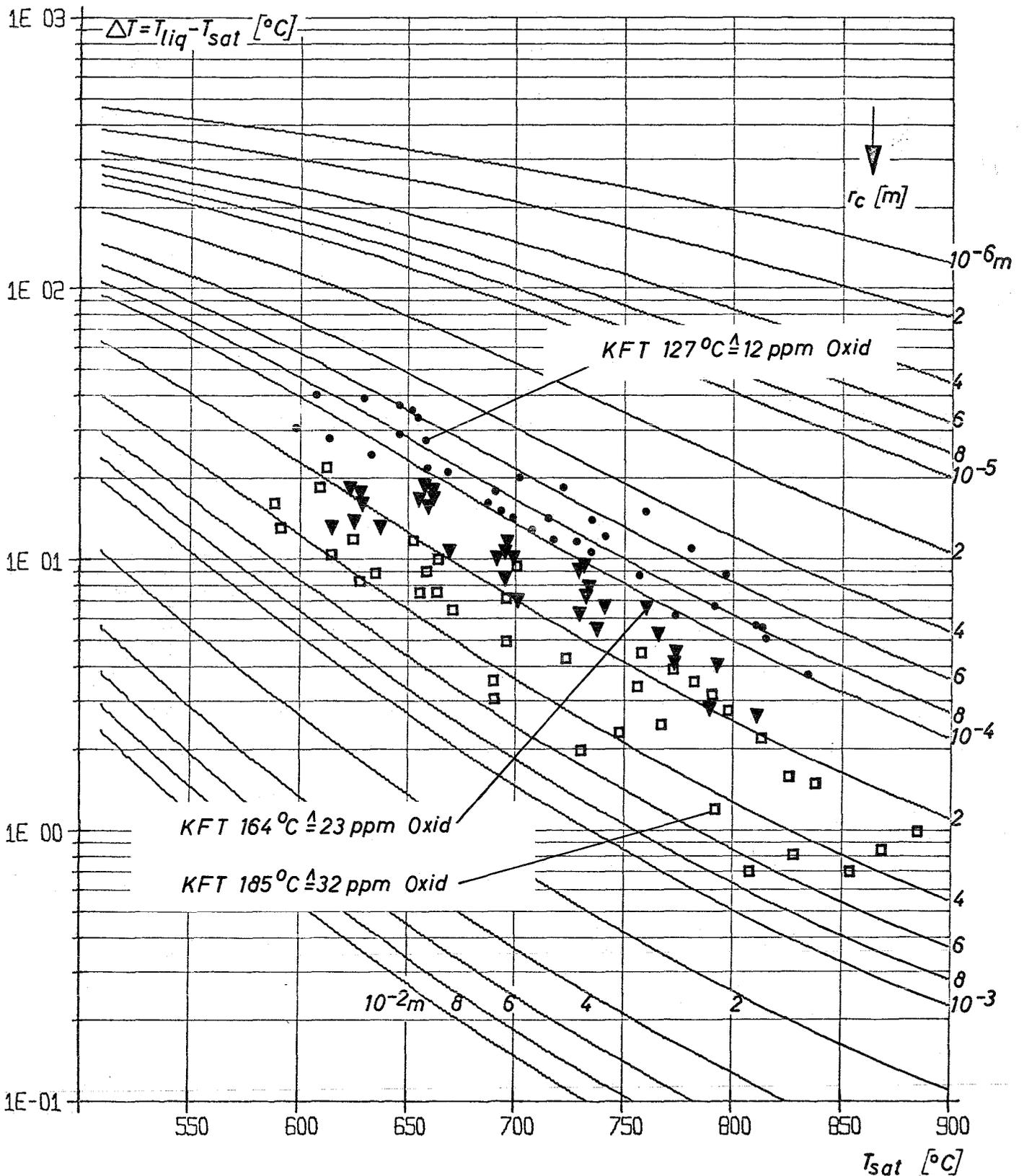


Fig. 6 Siedeverzug von Natrium mit verschiedenem Oxidgehalt (\triangleq KFT (Kaltfalltemperatur))
 Höhlung: Zylindrisch, $D=0,2mm \phi$, $H/D=5$

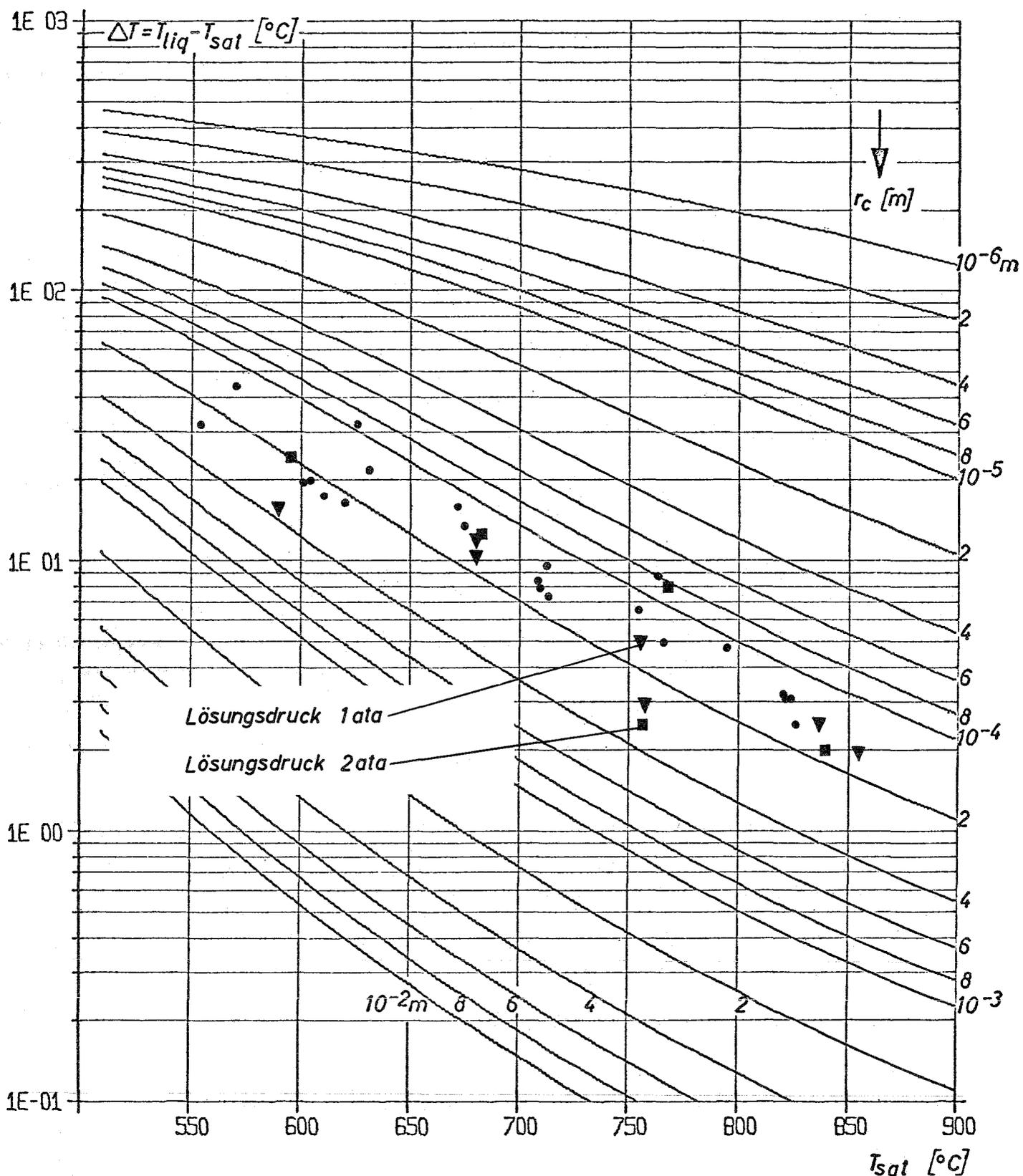


Fig.7 Siedeverzug von Natrium mit
 ca. 12 ppm Oxidgehalt und gelöstem Argon
 Höhlung: Zylindrisch, $D=0,4\text{ mm}^{\phi}$, $H/D=5$

Natrium-Siedestoßexperimente in einem größeren Kreislauf
unter Verwendung induktiv beheizter Teststrecken

W. Peppler

1. Problem

Die thermodynamischen und hydrodynamischen Vorgänge bei Kühlungsstörungen in Brennelementen von schnellen natriumgekühlten Reaktoren werden im Institut für Reaktorentwicklung des Kernforschungszentrums Karlsruhe experimentell untersucht.

Es ist insbesondere zu klären, ob das in einem nichtgekühlten Brennelement rasch einsetzende heftige Aufsieden des Na mit seinen Begleiterscheinungen auf dieses beschränkt bleiben wird, oder ob in der Folge auch Nachbarelemente geschädigt werden. Eine schnelle Proagation könnte auf Grund des positiven Na-Void-Koeffizienten zu einer Leistungsexkursion führen.

2. Versuchsaufbau

Da die Simulierung auch nur eines Brennelementes aus wärmetechnischer Sicht bereits 5 MW an zu installierender Leistung überschreitet, mußte die Versuchsanordnung noch wesentlich kleiner geplant werden. Aus verschiedenen Überlegungen ergaben sich für die Bestimmung der Größe der Versuchsanordnung 3 Hauptkriterien:

1. Die spezifische Flächenleistung der Teststrecke soll voll der eines Brennstabes entsprechen.
2. Die aktive Länge des Cores von 1 m wird im Versuch auf die Hälfte reduziert.

3. Als Teststrecke wird ein von außen beheiztes Rohr verwendet, dessen hydraulischer Durchmesser ähnlich dem einer Dreistab-anordnung innerhalb eines Brennelementes ist.

Die Überlegungen führten zum Bau dieses Kreislaufes (Fig.1). Dem Fließbild (Fig.3) der Anlage ist folgende Komponenten-Anordnung zu entnehmen: Das Natrium fließt von der elektromagnetischen Pumpe zum Regel- bzw. Schnellschlußventil, zum Vorheizler, durch die Teststrecke in den Ausdehnungstank und von dort zurück in einen Nachkühler. Die Versuchsstrecke (Fig.2) selbst besteht aus einem VA- oder Reinnickelrohr von 1 m Länge bei einem äußeren Durchmesser von 15 bzw. 12 mm und einer Wandstärke von 1,5 bzw. 2 mm. Die Beheizung geschieht von außen durch Hochfrequenz. Die Entwicklung dieser Methode erforderte viel Zeit und erheblichen Aufwand. Sie ist inzwischen so weit gereift, daß bei Wasser eine spezifische Oberflächenleistung von 700 W/cm^2 erreicht werden könnte. Dies entspricht mehr als dem 3-fachen Wert der Brennstäbe im natriumgekühlten Brutreaktor. Bei Versuchen mit Natrium wurden die spezifischen Leistungen, die am Brennstab vorliegen, verwirklicht.

Instrumentierung

Während der Versuche werden alle Daten, die benötigt werden, um das dynamische Verhalten zu analysieren, wie Temperaturen, Drucke, Durchflüsse und Leistungseingabe, auf einem 24-Kanal-Lichtschreiber registriert. Während der letzten 100 Versuche wurden zusätzlich einzelne Meßwerte auf Magnetband gespeichert, um sie anschließend mit dem Computer auswerten zu können.

Die schwierigste Aufgabe der Instrumentierung ist die Anbringung der Meßfühler an der Teststrecke (Fig.4). So wurden die Thermoelemente in 0,5 mm weite Rillen, die in den beheizten Teil der Versuchsstrecke reichen, eingelegt und anschließend durch ein Hochtemperaturlot verlötet. Weitere Thermoelemente zur Messung der Kanalinnentemperatur befinden sich am oberen und unteren Ende der Teststrecke.

Zur Aufnahme schneller Druckänderungen erwies sich ein piezoelektrisches System als besonders zuverlässig. Die Druckaufnehmer müssen jedoch durch Öl gekühlte Adapter vor dem heißen Natrium geschützt werden.

Der Na-Durchsatz an beiden Enden der Teststrecke wird mit elektromagnetischen Durchflußmessern gemessen.

3. Versuchsergebnisse

In der skizzierten Versuchsanlage wurden 2 Versuchsserien durchgeführt: Die erste Serie mit 47 Experimenten lag in einem Siededruckbereich von 0,5 bis 1,3 ata; die zweite mit 100 Experimenten in einem Bereich von 0,5 bis 1,5 ata, entsprechend einer maximalen Siedetemperatur von 930 °C.

3.1 Typischer Versuchsablauf

An einem für alle ausgewerteten Versuche gültigen Beispiel wird der Versuchsablauf geschildert (Fig.6). Die Vorgeschichte ist folgende: Im Kreislauf wird Natrium bei etwa 580 °C umgepumpt. Die Teststreckenbeheizung ist auf den gewünschten Leistungswert eingestellt. Dann wird das Schnellschlußventil geschlossen. In der Folge steigen die Temperaturen in dem beheizten Teil der Teststrecke rasch an bis Sieden einsetzt. In Fig.6 ist die letzte Phase des Anstieges anhand einer Wandtemperatur gezeigt. Sie bleibt dann für eine gewisse Zeit etwa konstant und steigt schließlich wieder sehr schnell weiter an. Wenig später wird die Teststreckenbeheizung abgeschaltet.

Die allgemein bei Flüssigmetallen beobachtete Neigung zu hoher Überhitzbarkeit bevor Sieden einsetzt, wurde in diesem Versuch mit 50 °C über der stationären Siedetemperatur liegend gemessen. Diese Überhitzung bewirkt, daß sobald die Blasenbildung einsetzt, fast momentan Natriumdampfmengen gebildet werden, die den ganzen Kanalquerschnitt ausfüllen und die darüber liegende Natriumsäule

wie einen Kolben in die Höhe treiben. Die Dampffront dringt bei diesem Primärausstoß bis in den unbeheizten Teil der Versuchsstrecke vor. Dort setzt die Kondensation ein, die, sobald genügend Fläche freigesetzt ist, das Übergewicht über die Verdampfung im Kanal erlangt, so daß letztlich, wie aus der Geschwindigkeit der Natriumsäule (Fig.6) zu erkennen ist, eine Strömungsumkehr stattfindet und das Natrium wieder in Richtung auf die Teststrecke fließt. Die erste Ableitung der Geschwindigkeit ist in dem darunter stehenden Diagramm aufgetragen. Im Wechselspiel zwischen Verdampfung und Kondensation treten Beschleunigungen bis zu 200 m/sec^2 bzw. Verzögerungen bis zu 800 m/sec^2 auf. Die beiden eingezeichneten Maximalwerte haben eine andere Ursache. Der 1. Wert von etwa 2100 m/sec^2 tritt dann auf, wenn eine 2. Natrium-Teilsäule, die aus dem unteren Bereich der Teststrecke ausgestoßen wird, mit der 1. zurückkommenden Natriumsäule zusammenprallt. Am Ort der Kondensation bzw. des Zusammenpralls entsteht eine Druckwelle, die von dem oberhalb der Teststrecke liegenden Druckaufnehmer registriert wurde und im dritten Diagramm der Fig.6 gezeigt ist. Ähnliche Druckwellen ergeben sich nach Abschalten der Heizleistung sobald das flüssige Natrium wieder in die Teststrecke eindringt und die letzte Kondensation, diesmal innerhalb des zuvor beheizten Teils, stattfindet.

Diese Vorgänge sind in Fig.5 besser zu erkennen. Hier sind die jeweiligen Void Maxima also Dampfvolumen (Phase a) und Minima (Phase b) während der Oszillation dargestellt. Auf der linken Seite von Fig.5 ist die Teststrecke symbolisch eingetragen. Sie ist unterteilt in beheizte Länge und Gesamtlänge, außerdem ist noch der Abstand der Unterkante der Versuchsstrecke bis zum Durchflußmesser eingetragen. Die Phase 1a beschreibt den maximalen Void des Primärausstoßes, die Phase 1b den zugehörigen minimalen Void. Das flüssige Natrium dringt nicht mehr in den beheizten Teil der Teststrecke ein. Inzwischen hat sich das erwähnte zweite Blasenzentrum gebildet, das in der Folge den

noch im unteren Drittel verbliebenen Natriumrest (siehe Phase 2a) vor sich herschiebt. Der Natriumdampf dringt wieder bis in den unbeheizten Teil der Teststrecke vor. Sobald das obere Ende des Natriumkolbens die beheizte Länge der Versuchsstrecke verläßt, wird die Nachspeisung von Dampf in den oberen Dampfraum unterbrochen. Der Rest des eingeschlossenen Dampfes kondensiert bei K. Von K geht die bereits erwähnte Druckwelle aus. In dem gezeigten Beispiel wurde nur ein sogenannter Sekundärausstoß beobachtet. In anderen Versuchen konnten bis zu 4 solcher Ausstöße festgestellt werden:

Mit Phase 3a beginnt dann das eigentliche Oszillieren der Natriumsäule. Solange die Heizleistung auf der Teststrecke belassen wird, dringt die Natriumsäule nicht mehr oder nur unwesentlich in den beheizten Teil der Teststrecke ein. Da sich dieses Verhalten auch nach vielen Oszillationen nicht ändert, muß offensichtlich immer ein Natriumrest - und sei es nur an den Randgebieten des beheizten Teils der Versuchsstrecke - zur Verdampfung zur Verfügung stehen. - Nach Abschalten der Leistung dringt die Flüssigkeitsfront immer weiter in den zuvor beheizten Teil ein bis es bei 12b zur letzten Kondensation kommt.

Nachdem der typische Versuchsablauf bekannt ist, wird noch auf einige einzelne Ergebnisse eingegangen.

3.2 Überhitzung zu Beginn des Siedens

Die Anfangsüberhitzung bestimmt durch den Aufbau des Beschleunigungsdruckes wesentlich die Geschwindigkeit des Primärausstoßes. In der Tabelle Fig.7 wurden die gemessenen Überhitzungen, in Gruppen unterteilt, eingetragen. Die ersten 45 Versuche, bei einem Sauerstoffgehalt im Natrium von 40 ppm, ergaben ein Schwergewicht zwischen 0 und 50 °C. Höhere Werte sind relativ selten. Dies gilt auch für die Versuche 64 - 80, die mit einer neuen Teststrecke durchgeführt wurden. Mit derselben Teststrecke wurden die Versuchsreihen 81 - 145 aufgenommen. Es ist auffallend,

daß sich das Überhitzungsspektrum zu wesentlich höheren Werten verschoben hat. Dies bestätigt erneut die bekannte Tatsache, daß durch wiederholtes Aufsieden und Kondensieren ein Teil der ursprünglichen Siedekeime entaktiviert wird. Die verbleibenden aktiven Keime haben zudem kleinere Abmessungen und benötigen dadurch höhere Überhitzungen um kritisch zu werden, d.h. die Blasenbildung einzuleiten.

Im Hinblick auf das Core kann die Höhe der sich einstellenden Überhitzung nicht mit Sicherheit vorhergesagt werden. Mit großer Wahrscheinlichkeit ist jedoch damit zu rechnen, daß, da es sich bei einer Reaktorkühlungsstörung stets um das erste Aufsieden handelt, die Überhitzung relativ niedrig sein wird. Dies wird noch durch ein weiteres Versuchsergebnis bestätigt. Die gleichen Siedestoßexperimente mit derselben Teststrecke wurden vor und nach einem 48-stündigen Kreislaufbetrieb durchgeführt. Ein Unterschied in den Versuchsergebnissen konnte nicht festgestellt werden, d.h. weitere Siedekeime wurden nicht zerstört.

3.3 Kühlung während der Oszillation

Es wird nun auf einige Beobachtungen im Hinblick auf die Kühlung der Teststrecke während der Oszillationen eingegangen. Wie schon aus dem Beispiel (Fig.6) zu ersehen war, bleibt die Wandtemperatur im beheizten Teil der Teststrecke während mehrerer Oszillationen konstant. Die Temperatur entspricht dabei der Siedetemperatur im Testrohr. D.h. die Kühlung wird für eine gewisse Zeit durch die Abdampfung des vom Ausstoß zurückgebliebenen Natriumfilms aufrecht erhalten. Mit den bekannten Wärmeflüssen in der Wand der Teststrecke lassen sich die Filmstärken, die einer Verdampfung zur Verfügung standen, errechnen; sie liegen zwischen 0,1 und 0,8 mm.

3.4 Instationäre Kondensationswärmeflüsse

Im Zusammenhang mit der Verdampfung im beheizten Teil der Versuchsstrecke steht die Frage der Kondensation im unbeheizten Teil. Aus Fig.5 - Void Maxima und Minima während der Pulse -

war zu erkennen, daß die Verdampfungsfläche größer ist als die Kondensationsfläche. Der Kondensationswärme fluß muß daher größer sein als der eingeprägte Wärme fluß im beheizten Teil der Teststrecke, bzw. der Verdampfungswärme fluß. In der Tabelle Fig.8 sind für einige Versuche, die mit Hilfe der Anstiegsgeschwindigkeit der Wandtemperatur im unbeheizten Teil errechneten Kondensationswärme flüsse zusammengestellt. Sie erreichen immerhin Werte zwischen 500 und 1200 W/cm².

3.5 Energieinhalt von Druckstößen

Zum Schluß sei noch auf die bei Siedebeginn, Zusammenprall von Na-Säulen und Kondensation in dem erkalteten Kanal auftretenden Druckstöße eingegangen. In Fig.9 sind die Ergebnisse einiger Versuche zusammengestellt. Es wurden demnach Druckstöße bis zu 10 at gemessen. Die Dauer dieser Druckstöße ist jedoch so klein, meist unter 1 msec, daß sie eine wesentliche zerstörende Wirkung nicht ausüben können. Das Integral der Druckwerte des 2. Typs entspricht der kinetischen Energie der aufeinanderprallenden Natriumsäulen. Im Falle unserer Experimente lagen diese in einer Größenordnung von 0,1 mkp.

Bei den zuletzt durchgeführten Versuchen wurden im Falle von hohen Überhitzungen auch zu Beginn des Siedens Druckstöße festgestellt. Sie entsprechen in ihrer Höhe meist den den Überhitzungstemperaturen zugeordneten Dampfdrücken.

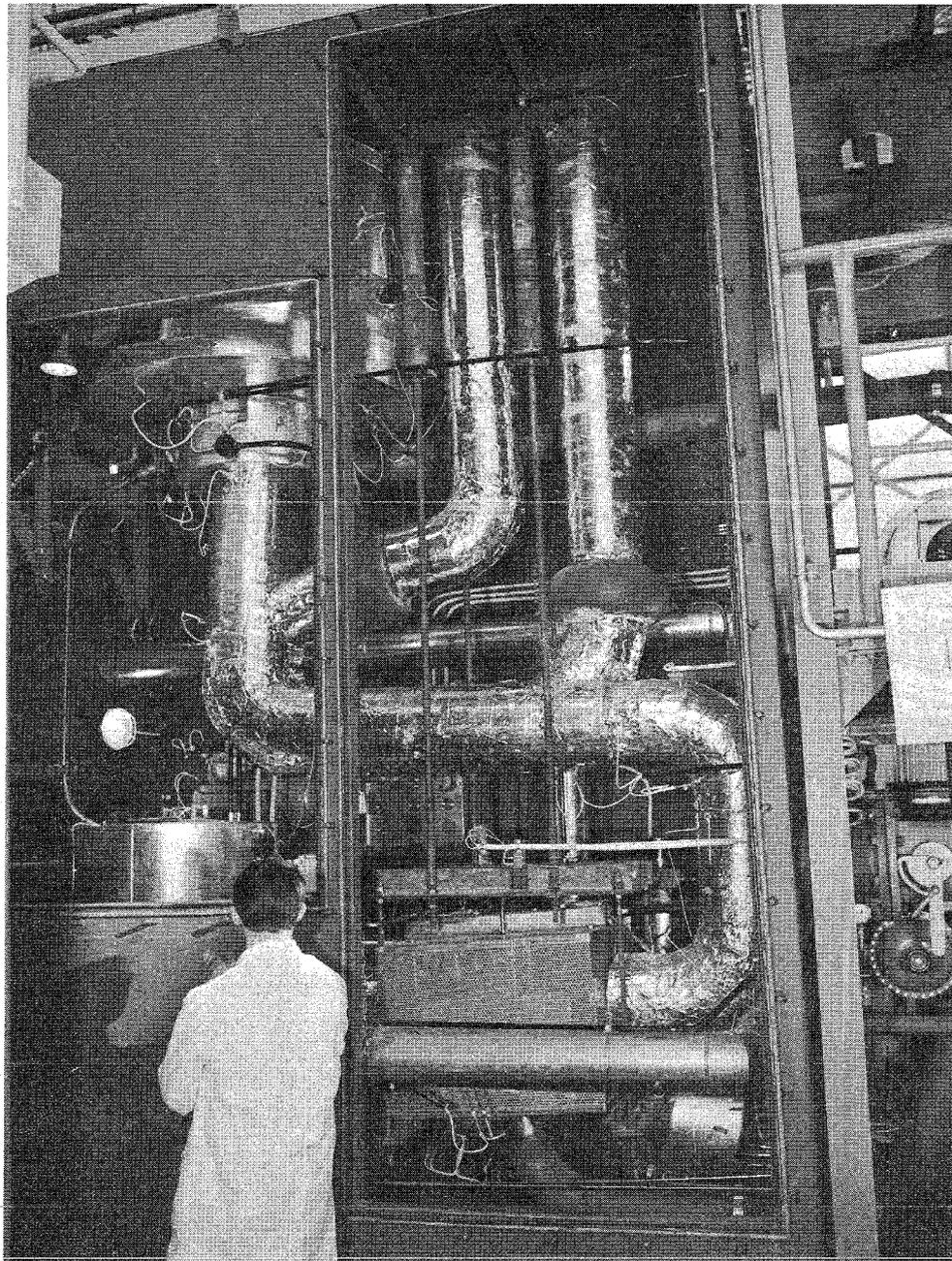


Fig.1 *NSK Ansicht des Natriumsiedekreises*

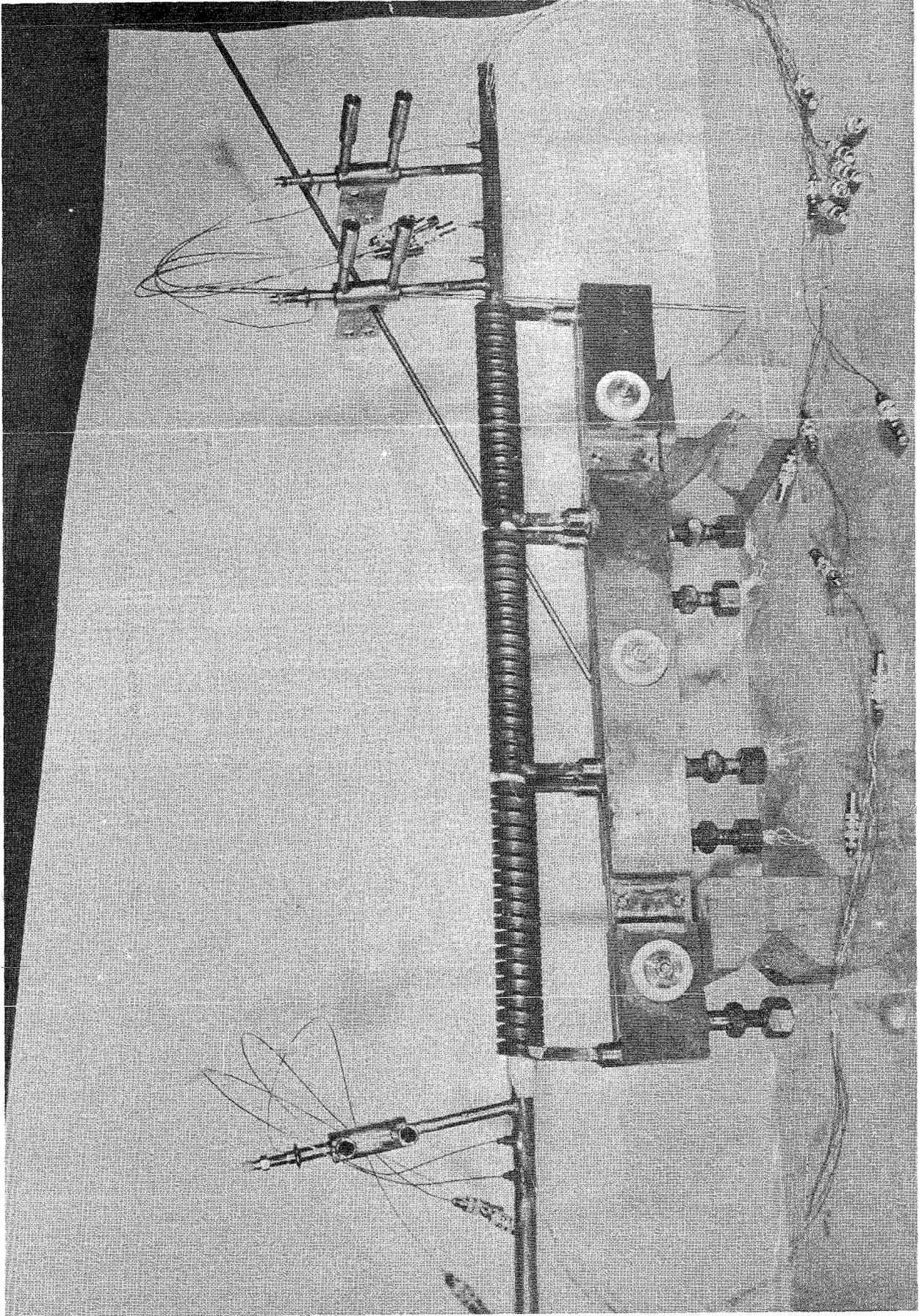
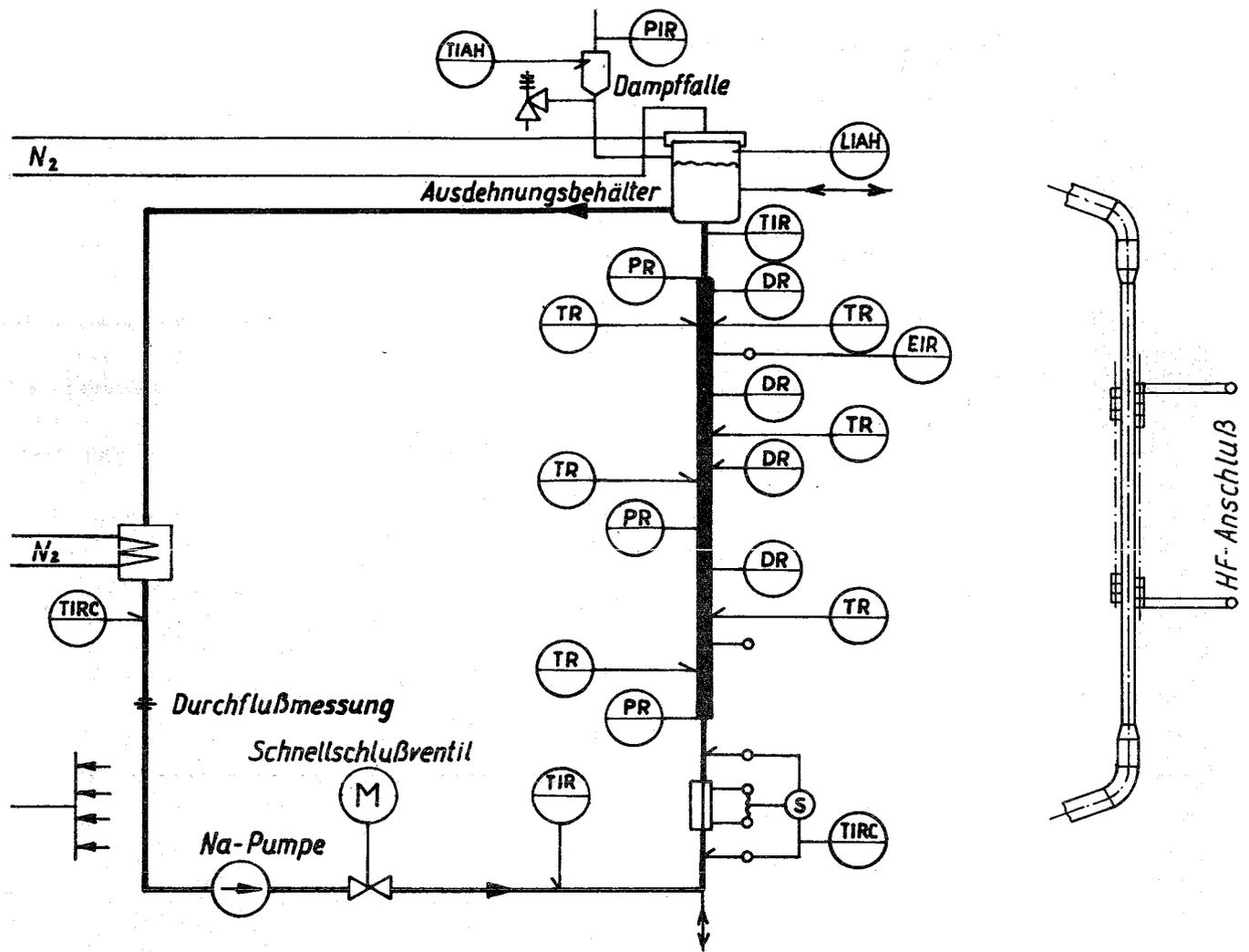


Fig. 2 NSK Versuchsstrecke



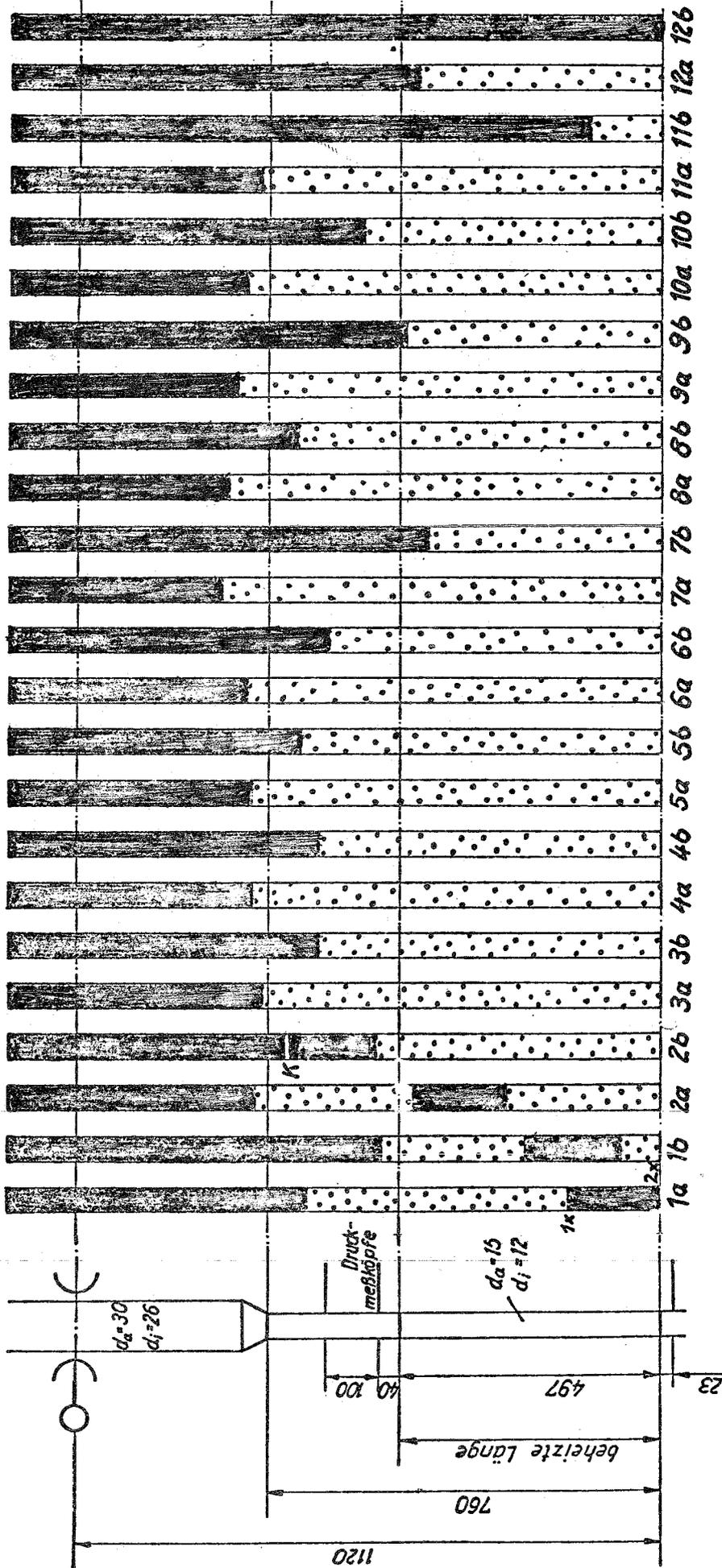
Leistung	E	Füllstand	L
Temperatur	T	Anzeige	I
Durchfluß	F	Registr.	R
Druck	P	Alarm	A[HL]
Dichte	D	Regelung	C
○ Anzeige örtlich		◐ Anzeige für Warte	

Kreislauf

Teststrecke

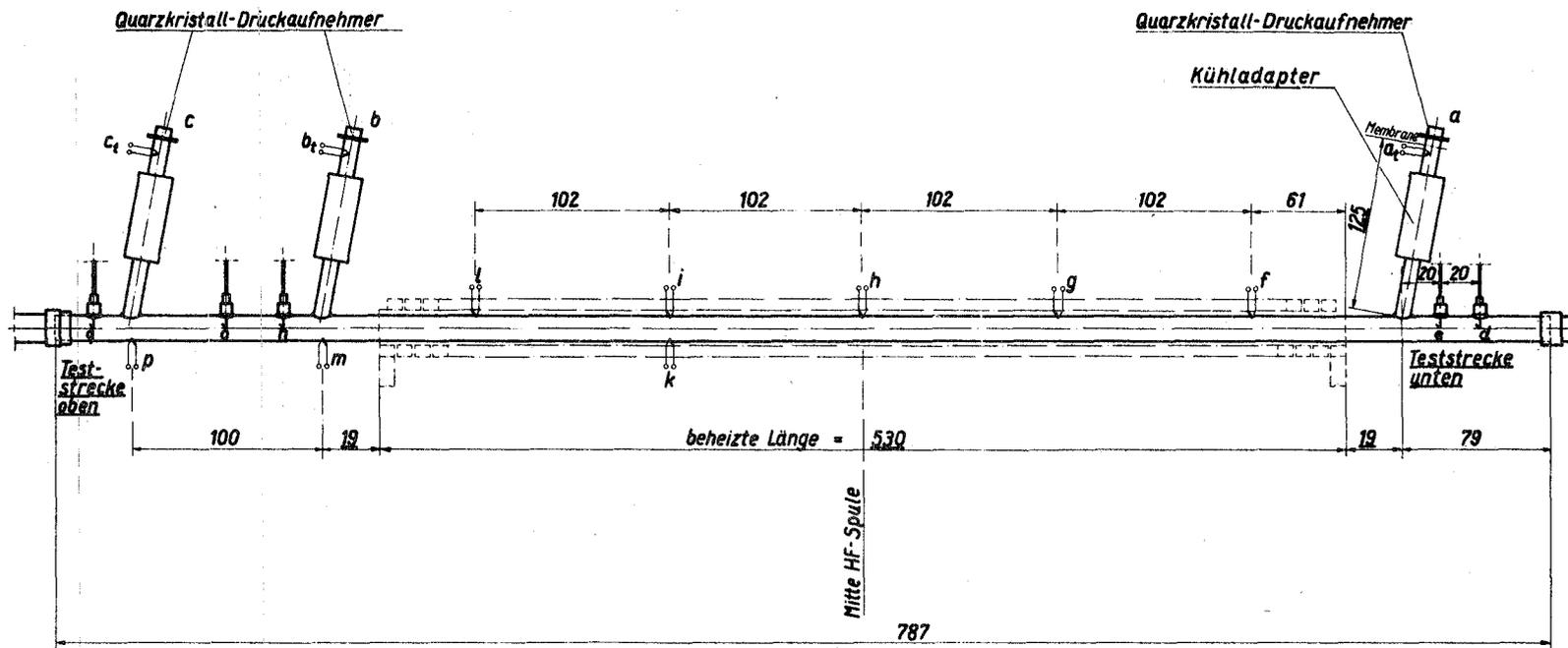
Fig. 3 NSK Kreislauf

Leistung abgeschaltet



Versuch Nr.: 18 - NSK Void Maxima und Minima während der Pulse
Fig. 5

Spez. Leistung = 730 W/cm
bzw. 194 W/cm²



HF-Spule: $d_a = 30$
 $d_i = 18$
 Linkssteigung
 mittlere Steigung = 9,25

Teststrecke: Außen- ϕ : 13 mm
 Innen- ϕ : 9 mm
 äußerer Umfang : 40,84 mm
 innerer Umfang : 28,274 mm
 innerer Querschnitt : 63,62 mm²

Thermoelemente: f, g, h, i, k, l, m, p: 0,5 mm ϕ TM-Meßstelle
 e, n, q : 1 mm ϕ TM-Meßstelle
 a, b, c, d, o : 1 mm ϕ TI-Meßstelle
 mit Microbraz 30-S im Hochvakuum eingelötet

Fig. 4 NSK Teststrecke

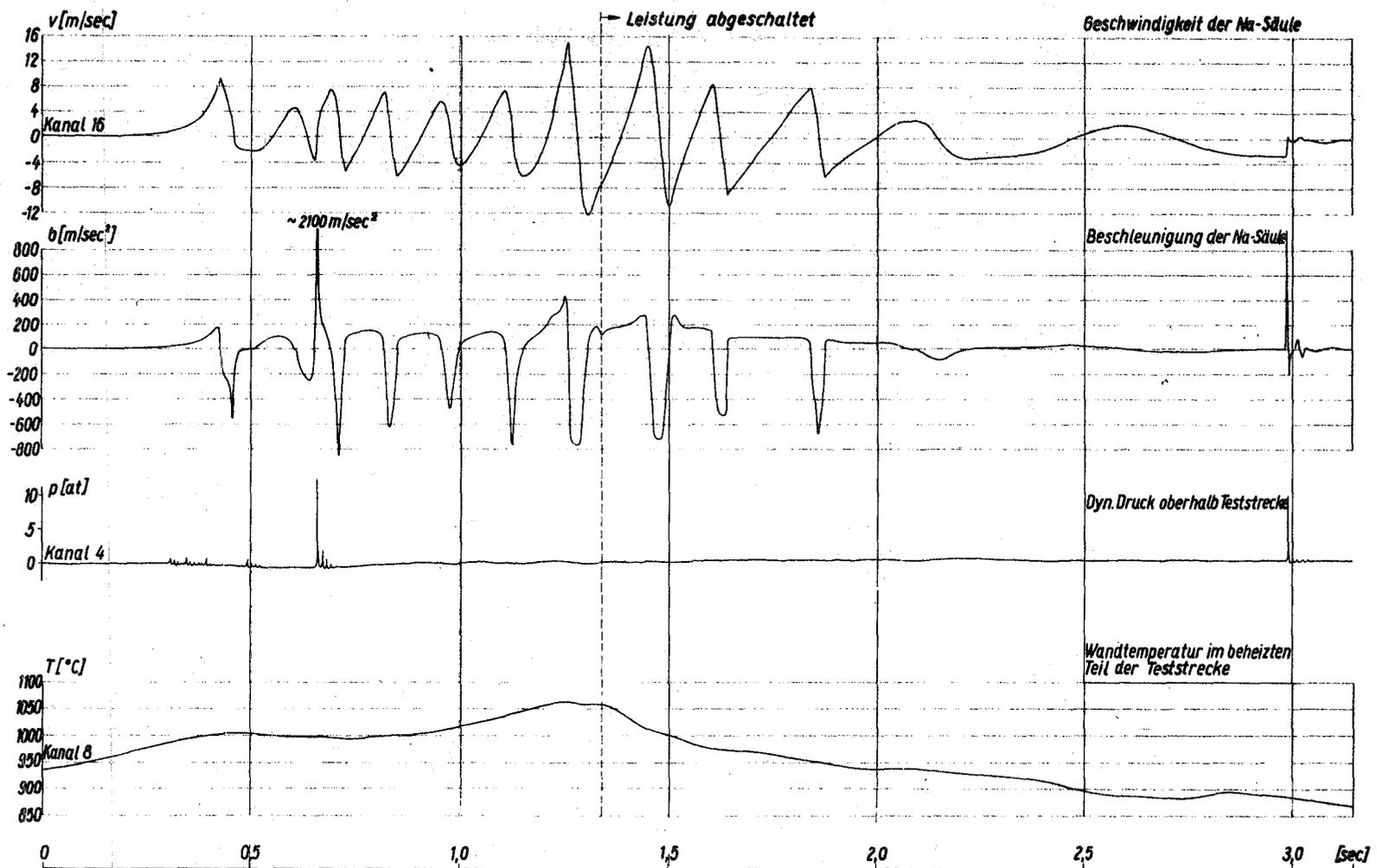


Fig. 6 NSK Versuch Nr.: 18

ΔT_u °C	Anteil des ΔT_u an den Versuchen in % bezogen auf jeweilige Versuchsreihe					
	1-45	64-80	81-145	1-45	64-80	81-145
Siededruck p_s [Torr]	< 750			750 - 1139		
O ₂ -Gehalt	~40ppm	~10ppm	~10ppm	~10ppm	~10ppm	~10ppm
0- 30	11	100*	84	9	69,5	27,5
30- 50	58			50	23	11
50- 70	5			4,5	7,5	9
70- 90	16			14		6,5
90-110	5		11	9		6,5
110-130				4,5		20
130-150						13
>150	5		5	9		6,5
Maximum ΔT_u [°C] bei p_s [Torr]	259,3 380		210,6 425	168,8 825	67,9 814,5	160,9 1019

*Wert ist nicht zuverlässig, da ein kleines Leck aufgetreten ist.

Fig. 7
NSK Gemessene Überhitzung zu Beginn der ersten Verdampfung

Versuch Nr.:	/KV	82/4,5	83/5	84/5	87/3,5	93/4,5
Temperaturänderungs- geschwindigkeit unbeheizter Teil	$^{\circ}\text{C}/\text{s}$	485	1085	817	827	1096
Kondensationswärmefluß	W/cm	1571,4	3515,4	2647,08	2679,48	3551,04
	W/cm^2	556	1243,9	936,68	948,15	1256,5
Temperaturänderungs- geschwindigkeit beheizter Teil	$^{\circ}\text{C}/\text{s}$ (b. 700 $^{\circ}\text{C}$)	61 K/9	79 K/9	~77 K/9	25,3 K/9	57,5 K/9
Verdampfungswärmefluß	W/cm	235,7	305,3	297,5	97,76	222,18
	W/cm^2	83,4	108,01	105,2	34,59	78,61

Fig. 8 *NSK* Instationärer Kondensationswärmefluß

Versuch Nr.	Kanal Nr.	Max. Druckpulse über dem stat. Systemdruck			Anstiegszeiten für Druckpulse bis zum Maximalwert			Abklingzeit für Druckpulse bis zum stat. Systemdruck		
		1	2	3	1	2	3	1	2	3
		kp/cm ²	kp/cm ²	kp/cm ²	/us	/us	/us	/us	/us	/us
113	2	2,0	-	5,5	-	-	-	-	-	-
	4	3,14	5,5	1,0	436	310	-	625	500	-
	5	1,81	6,5	0,62	-	125	-	500	310	-
124	2	5,25	-	1,5	690	-	250	375	-	500
	4	2,0	2,25	1,0	900	750	-	650	750	-
	5	3,13	6,4	1,25	2000	350	-	1000	350	-
125	2	1,69	-	2,25	1000	-	X	1000	-	X
	4	4,25	1,0	1,25	1500	-		1000	-	
	5	2,5	4,5	0,81	~2000	500		1500	750	
129	2	> 5,0	-	2,87	700	-	175	500	-	-
	4	~10,0	~10,0	1,75	850	450	-	650	600	-
	5	3,0	~ 6,0	0,87	1250	500	-	700	500	425
128	2	4,12	0,0	1,75	750	X	100	310	-	X
	4	2,37	3,5	0,87	-		-	-	-	
	5	1,56	5,25	0,62	-		-	-	500	
130	2	2,75	-	1,12	X	-	X	X	-	X
	4	5,00	4,5	1,12		625			375	
	5	3,25	2,25	0,62		125			400	
131	2	4,0	-	5,0	-	-	X	-	-	X
	4	~14,0	5,5	1,0	224	288		375	300	
	5	~10,0	4,0	0,5	316	100		625	350	

1. bezeichnet Druckpuls zu Siedebeginn
2. bezeichnet Druckpuls bei Kollision von Na-Säulen
3. bezeichnet Druckpuls bei der Endkondensation nach Abschalten der Heizleistung zur Teststrecke

Fig. 9 *Druckpulse, Anstiegs- und Abklingzeiten*

Bestrahlungsexperimente zur Brennstoffelemententwicklung
für schnelle Brutreaktoren

E. Bojarsky

1. Einleitung

Die Entwicklung geeigneter Brennelemente für schnelle Brutreaktoren erfordert zweifellos Bestrahlungsexperimente, und zwar sowohl zur Erforschung einzelner Eigenschaften und Phänomene als auch zum Studium des integralen Betriebsverhaltens unter den verschiedenen Reaktorbedingungen.

Es sollen nun einige unserer Bestrahlungsmöglichkeiten kurz umrissen werden, ohne auf die Versuchsprogramme oder bisherigen Ergebnisse näher einzugehen.

2. FR2-Heliumloop

Unser Forschungsreaktor FR2 in Karlsruhe, der mit Schwerwasser moderiert und gekühlt wird, hat einen maximalen thermischen Neutronenfluß von etwa $1 \cdot 10^{14}$ n/cm²s. Der schnelle Neutronenfluß beträgt nur wenige Prozent davon. Für diesen Reaktor haben wir u.a. eine Helium-Kreislaufanlage gebaut.

Dieses Loop für besondere Untersuchungen an Brennstabproben ist seit Mitte 1966 in Betrieb. Der Kühlgasdruck beträgt etwa 30 at. Die mittlere Heliumtemperatur in der Teststrecke wird zwischen 120 und 200°C gehalten.

Wir können eine Wärmestromdichte an der Brennstaboberfläche von max. 400 W/cm^2 beherrschen. Das entspricht einer maximalen Stableistung von z.B. 750 W/cm Brennstablänge mit 6 mm äußerem Durchmesser bzw. 1000 W/cm mit $8 \text{ mm } \phi$.

Die erste Abbildung zeigt das vereinfachte Fließschema der Heliumanlage. Der Bestrahlungseinsatz wird von unten her in den Zentralkanal des Reaktors eingebaut. Im Hauptkühlkreis sind 2 völlig gekapselte Verdichter hintereinandergeschaltet, deren Rotoren eine dynamische Gaslagerung besitzen. Die Brennstaboberflächentemperatur kann mittels Durchsatzregelung automatisch auf dem gewünschten Wert konstant gehalten werden. Der Tieftemperaturteil, der bei Flüssigstickstofftemperatur arbeitet, dient der Gasreinigung, und zwar insbesondere nach einem Brennstabschaden zur Abscheidung der Spaltedelgase (Krypton und Xenon). Für die Herausfilterung der noch gefährlicheren Spalthalogene (hauptsächlich Jod) sind unmittelbar im Hauptkreis mehrere Filter bzw. Adsorber vorhanden.

Für das Heliumloop gibt es verschiedene Bestrahlungseinsätze (Abb.2). Alle bestehen im Prinzip aus 2 Hauptbauteilen: dem äußeren druckfesten Behälter, der für längere Zeit fest im Reaktor eingebaut bleibt, und dem darin befindlichen Versuchseinsatz.

Links ist der zuerst gebaute normale Einsatz schematisch dargestellt. Er ist für einen längeren Bestrahlungsbetrieb vorgesehen, da sich die Prüflinge - z.B. 4 parallel angeordnete Brennstäbe - nur bei abgeschaltetem Reaktor auswechseln lassen. Gemessen werden können: die Oberflächentemperatur, der Innendruck und die Zentraltemperatur der Brennstäbe sowie die Gastemperaturen vor und hinter der Prüfstrecke. Der Versuchseinsatz ist als geschlossener Behälter ausgebildet. Kühlgaszuströmung und -abströmung verlaufen durch Ringplattenventile, so daß auch schadhafte Prüflinge ohne Zwangskühlung ausgebaut werden können.

Der zweite Einsatz ist so ausgebildet, daß die Brennstabprobe bei vollem Reaktorbetrieb ein- und ausgeschleust werden kann. Er ist also speziell für Kurzzeitbestrahlungsversuche geeignet. Das lange Probenträgerrohr mit der Brennstabprobe, den Meßfühlern und Leitungen ist mit dem Hubwerk in der Wechselflasche, die im sub pile-Raum steht, verbunden und kann fernbedient axial verschoben werden. Dadurch sind auch die genaue Einregelung der Probenleistung sowie zyklische Leistungsänderungen möglich. Ein frei beweglicher Kolben sorgt dabei stets für eine sichere Kühlgaszufuhr zum Prüfling. Im unteren Teil befinden sich die Gasschleuse und das Stopfbuchssystem zur Abdichtung. Diese Einrichtung hat sich seit etwa 2 Jahren ausgezeichnet bewährt.

Neu im Bau befindet sich der 3. Einsatztyp. Er ist ein Hochdruck-Bestrahlungseinsatz, in dem Brennstäbe im Heliumstrom bis 150 at getestet werden können. Der innere Einsatz enthält einen geschlossenen Druckgaskreislauf mit eigenem Verdichter. Im Wärmetauscher wird die Prüflingsleistung von max. 40 kW an den Heliumstrom des normalen Loopsystems übertragen. Bei einer mittleren Kühlgastemperatur in der Teststrecke zwischen 150 und 250°C können damit auch die hohen Stableistungen künftiger Karbid-Brennstäbe erreicht werden, nämlich bis 1700 W/cm Brennstablänge. Darüber hinaus bietet sich die Möglichkeit, die äußere Brennstabelastung durch den Kühlmitteldruck entsprechend den Bedingungen im Dampfbrüter und Heliumbrüter einzustellen.

3. FR2-Bestrahlungskapseln

Daneben verwenden wir im FR2 auch zahlreiche Kapselversuchseinsätze. Sie werden in Brennelement- oder Zwischengitterpositionen installiert mit normaler Reaktorkühlwasserversorgung.

Die 3. Abbildung zeigt im Prinzip den Aufbau eines seit längerer Zeit bewährten Kapseltyps. Mehrere Brennstabproben befinden sich in den inneren instrumentierten Stahl-Kapseln, die mit Natrium oder NaK als wärmeübertragendes Medium ausgefüllt sind.

Das äußere Kapselrohr aus Zircaloy 2 umschließt das Ganze. Der Spalt dazwischen ist mit eutektischem PbBi gefüllt. Das Oberteil des Einsatzes ist wiederholt verwendbar. Stableistungen bis 700 W/cm lassen sich ohne weiteres abführen.

Solche Kapselinsätze sind vielseitig nutzbar bezüglich Probenform und Versuchsziel. Wir haben z.B. mit brüterähnlichen Brennstabproben Abbrände bis etwa 70 000 MWd/t bisher erreicht. Man hat Cermet-Brennstabproben bestrahlt und Kapselbauarten zur Untersuchung des Brennstoffkriechens entwickelt.

Mit Abbildung 4 soll ein anderer Kapseltyp angedeutet werden, bei dem zwischen Außen- und Innenkapsel ein definierter Gasspalt vorhanden ist. In der dickwandigen Innenkapsel aus Molybdän kann z.B. karbidischer Brennstoff bei hoher Temperatur bestrahlt werden. Der Temperaturabfall im äußeren Gasspalt würde dann ungefähr 700°C betragen.

Man kann etwa 20 Kapseln gleichzeitig im Reaktor betreiben.

4. MZFR-Druckwasserloop für Kapselbestrahlungen

Der Mehrzweckforschungsreaktor MZFR in Karlsruhe ist ebenfalls mit Schwerwasser moderiert und gekühlt. In den vorgesehenen Bestrahlungspositionen beträgt der ungestörte thermische Neutronenfluß maximal $2 \cdot 10^{14}$ n/cm²s. Für diesen Reaktor ist eine Druckwasser-Kreislaufanlage für Kapselbestrahlungen im Bau. Das Loopsystem ist in der Lage, zwei Bestrahlungseinsätze mit je max. 2 MW Leistung unabhängig voneinander mit Kühlwasser - und zwar D₂O - zu versorgen.

Bei etwa 80 at Betriebsdruck kann die Wassertemperatur zwischen 110 und 250°C eingeregelt werden. Damit lassen sich hohe Stableistungen beherrschen. Die zu testenden Brüterbrennstäbe werden in je eine mit Na oder NaK ausgefüllte lange Kapsel eingebaut (Abb. 5).

Wesentlich für dieses Doppelloopsystem ist es noch, daß mit Hilfe einer variablen Borsäurevergiftung des Kühlwassers die Leistung der Brennstäbe in einem weiten Bereich geregelt werden kann.

Die einzelnen instrumentierten Kapseln sind im Bestrahlungseinsatz ringförmig angeordnet, und zwar in 2 bis 3 Ebenen je etwa 8 bis 10 Stück.

5. Experimente im belgischen Materialtestreaktor BR2 und im britischen schnellen Versuchsreaktor DFR

Der belgische Materialtestreaktor BR2 mit Beryllium-Moderator und mit seinen H_2O -gekühlten, rohrförmigen Brennelementen bietet einen relativ hohen harten Neutronenfluß, und zwar max. etwa $6 \cdot 10^{14}$ n/cm²s thermisch und etwa $5 \cdot 10^{14}$ n/cm²s $> 0,1$ MeV.

Dort werden insbesondere Versuche an Hüllrohrmaterialien durchgeführt. Z.B. gibt es Bestrahlungseinrichtungen für viele kleine, unbelastete Materialproben sowohl für Reaktorkühlwassertemperatur - also unter $100^\circ C$ - als auch für Temperaturen zwischen 500 und $800^\circ C$. Auf Abbildung 6 ist die Anordnung des Hochtemperatureinsatzes skizzenhaft dargestellt. Die mit Thermoelementen instrumentierten Probenpakete werden entweder von einer metallischen Matrize (z.B. Kupfer) oder von einer mit Natrium ausgefüllten Kapsel umschlossen. Zur Erzielung der gewünschten Temperatur wird die γ -Heizung ausgenutzt. Die Temperaturregelung geschieht durch Veränderung der Zusammensetzung des He-Ne-Gemisches, das sich im äußeren Gasspalt befindet.

Seit längerer Zeit ist auch eine Anlage in Betrieb, mit der Hüllrohrproben bei hoher Temperatur unter Innendruckbelastung bis zum Bruch getestet werden können (Abb. 7). Die Probertemperaturen regelt man automatisch mit Hilfe einer elektrischen Heizung sehr genau auf den gewünschten konstanten Wert zwischen 550 und $800^\circ C$. Der Innengasdruck kann in einem weiten Bereich bis 500 at eingestellt werden.

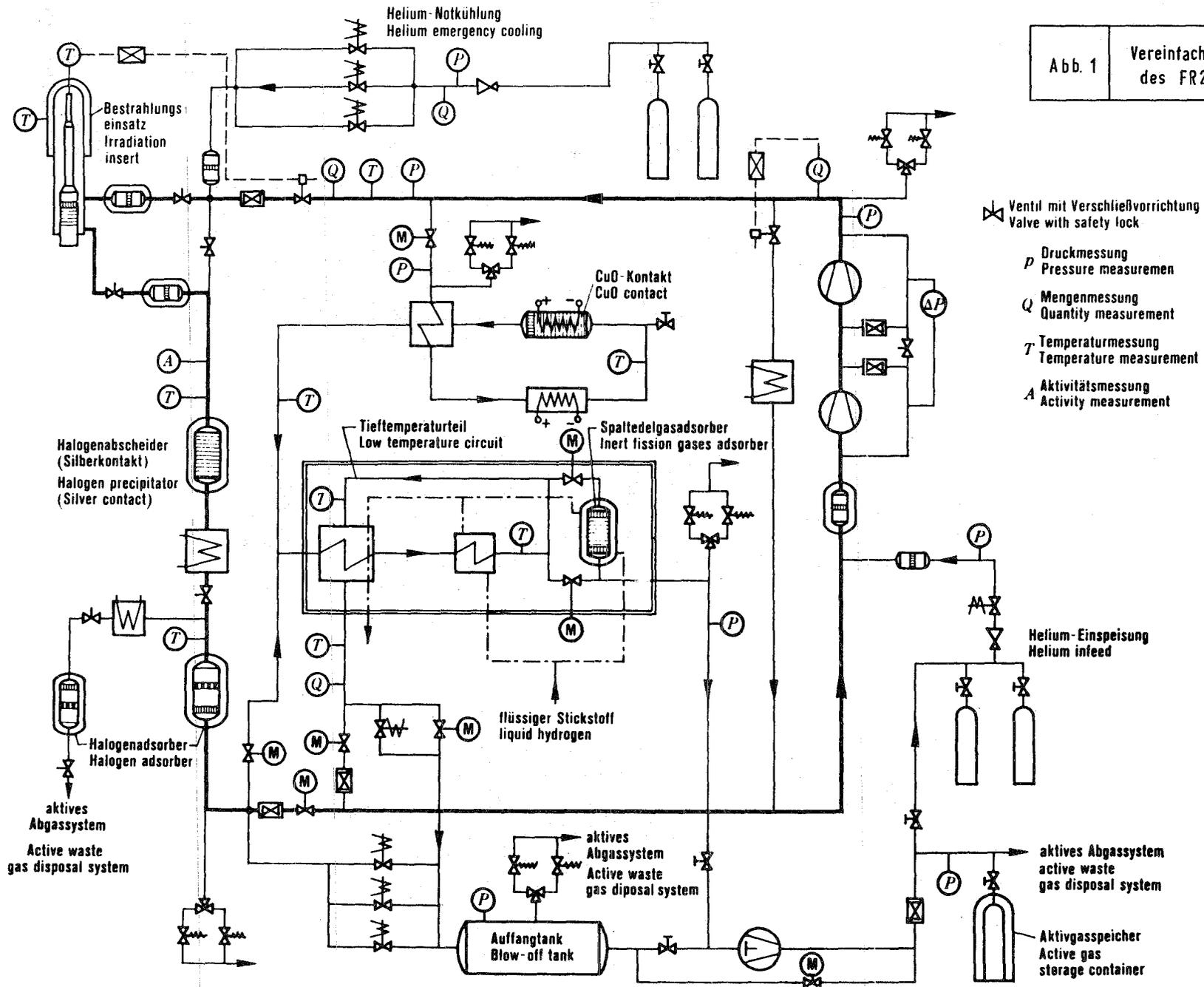
Mit einer anderen Anlage, die sich z.Z. im Bau befindet, wird es möglich sein, Hüllrohrproben nicht nur mit einem Innengasdruck zu belasten, sondern auch mit Außendruck. Dabei sollen die Prüflinge außerdem zyklischen Druck- und Temperaturschwankungen unterworfen werden.

Schließlich seien noch die sogenannten Kriechkapseln für den BR2 erwähnt. In ihnen wird während des Betriebes der Dehnungsverlauf von einachsiger belasteten Materialproben bei konstanter hoher Temperatur gemessen. Wir wollen verschiedene Bauarten verwenden. Eine davon ist als Beispiel auf Abb. 8 im Prinzip dargestellt. Mit Hilfe eines pneumatischen Belastungssystems läßt sich die gewünschte Zugspannung in der Rundprobe feinfühlig einstellen. Die γ -Heizung in der Probe zusammen mit einer automatisch geregelten, elektrischen Heizung sorgt für die konstante Temperatur der Meßstrecke. Die Probendehnung wird auf den magnetischen Kern eines Spulensystems übertragen, dessen Induktivität sehr empfindlich auf eine axiale Kernverschiebung reagiert. Die Übertragung der Meßwerte nach außen geschieht also nur über elektrische Leitungen.

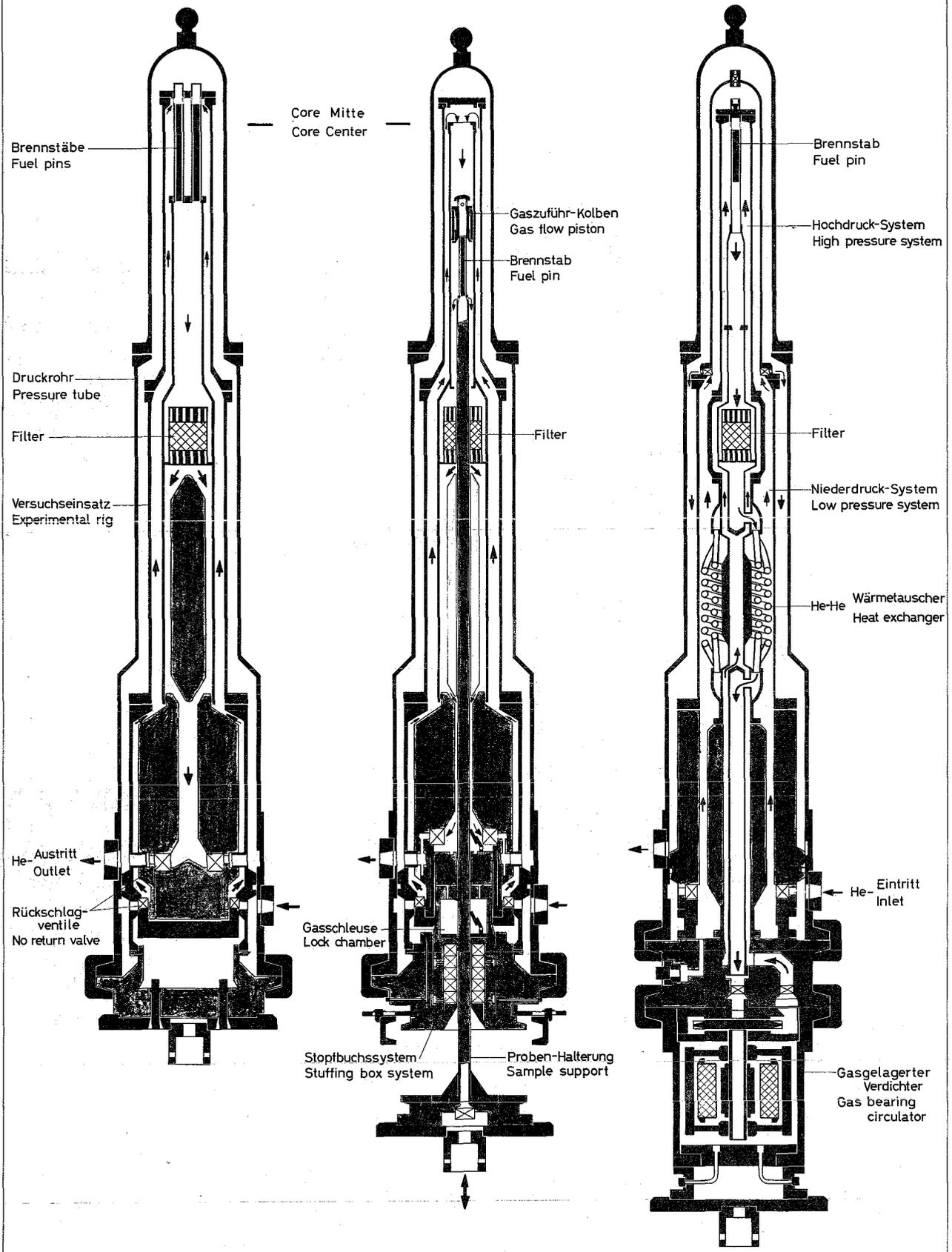
Für Brennstabbestrahlungen im BR2 benutzen wir ein Natriumloop und Natriumkapseln. Bei beiden wird durch eine rohrförmige Kadmiumabschirmung der thermische Neutronenfluß von den Prüflingen ferngehalten, so daß die Spaltungen im wesentlichen durch epithermische und in gewissem Maße durch schnelle Neutronen ausgelöst werden.

Diesen knappen unvollkommenen Überblick über Bestrahlungsmöglichkeiten für unsere Brutreaktorentwicklung möchte ich abschließen mit der Erwähnung des britischen schnellen Versuchsreaktors DFR. Dort werden Experimente durchgeführt bzw. vorbereitet sowohl mit Brennstäben als auch Hüllmaterialproben im schnellen Neutronenfluß von max. etwa $2,5 \cdot 10^{15}$ n/cm²s, d.h. unter Bedingungen, die denen in großen Brutreaktoren nahekommen.

Abb. 1 Vereinfachtes Fließschema des FR2-Heliumloops



X-8

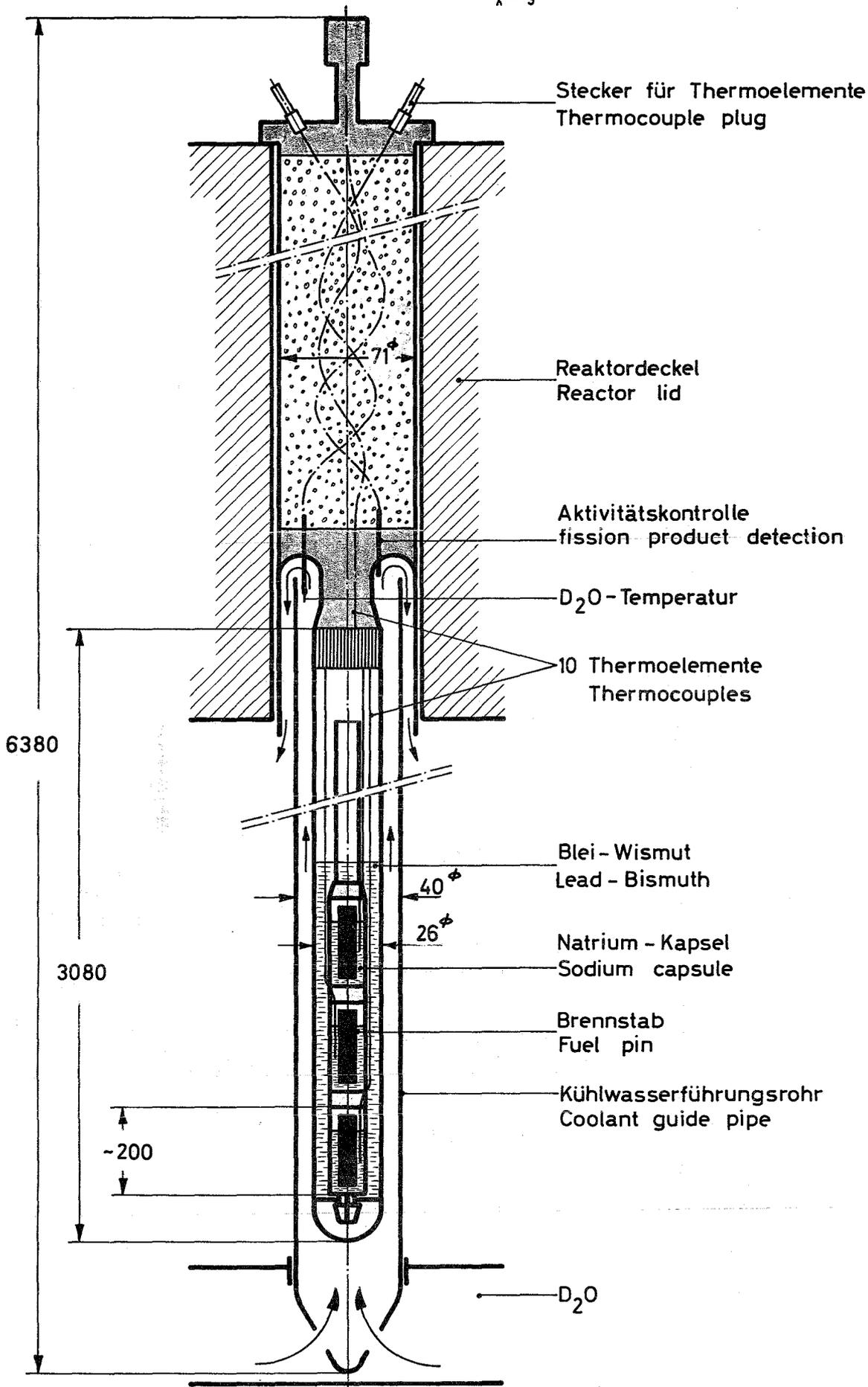


Normaler Langzeit-Einsatz
Normal long term rig

Kurzzeit-Einsatz
Short term rig

Hochdruck-Einsatz
High pressure rig

Abb. 2	Bestrahlungseinsätze für
	FR 2 - Heliumloop



<p>Abb. 3</p>	<p>Na/PbBi - Doppelkapsel für FR2-Kapselversuchseinsätze</p>
---------------	--

X - 10

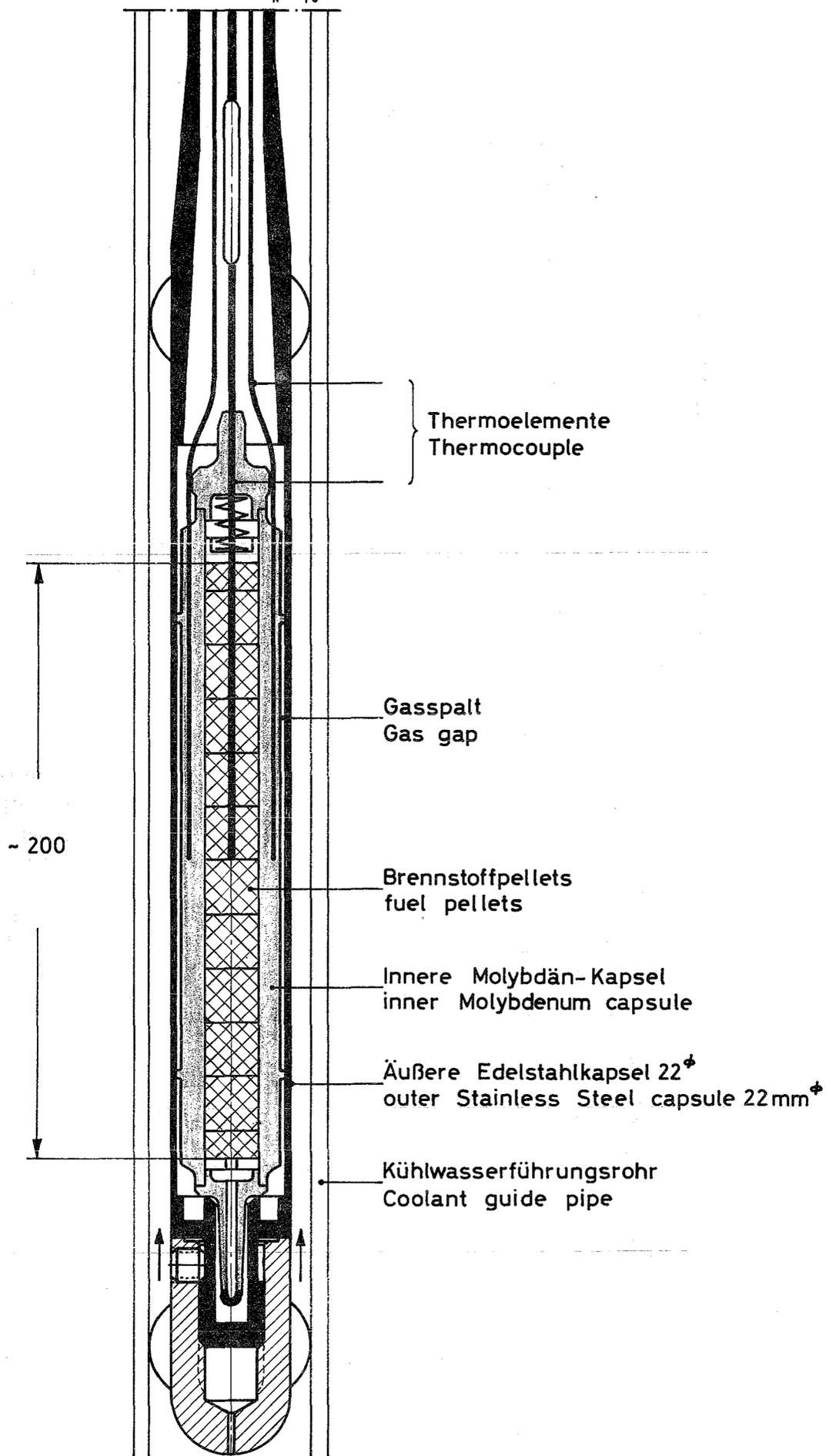


Abb.4	Gasspalt - Doppelkapsel für FR2 - Kapselversuchseinsätze
-------	--

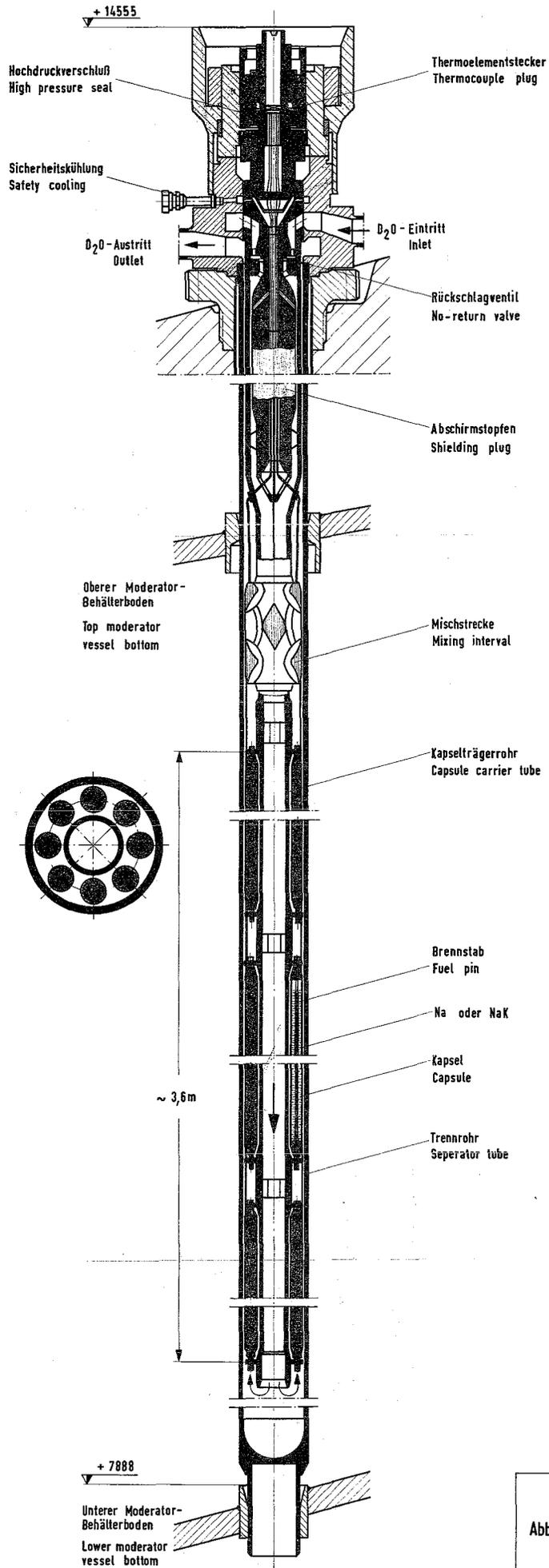


Abb. 5	Kapselversuchseinsatz
	für
	MZFR-Schwerwasserloop

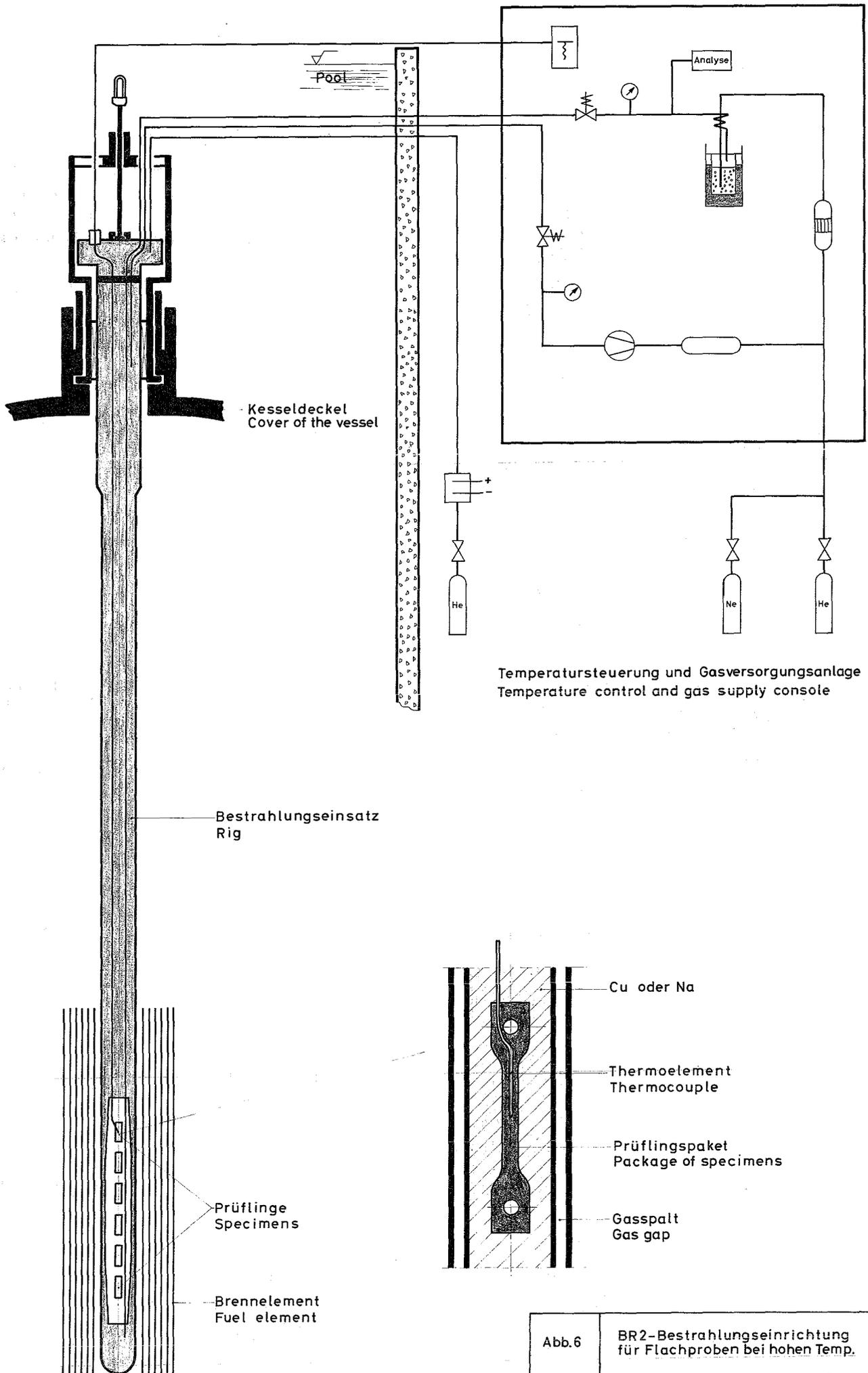


Abb.6

BR2-Bestrahlungseinrichtung für Flachproben bei hohen Temp.

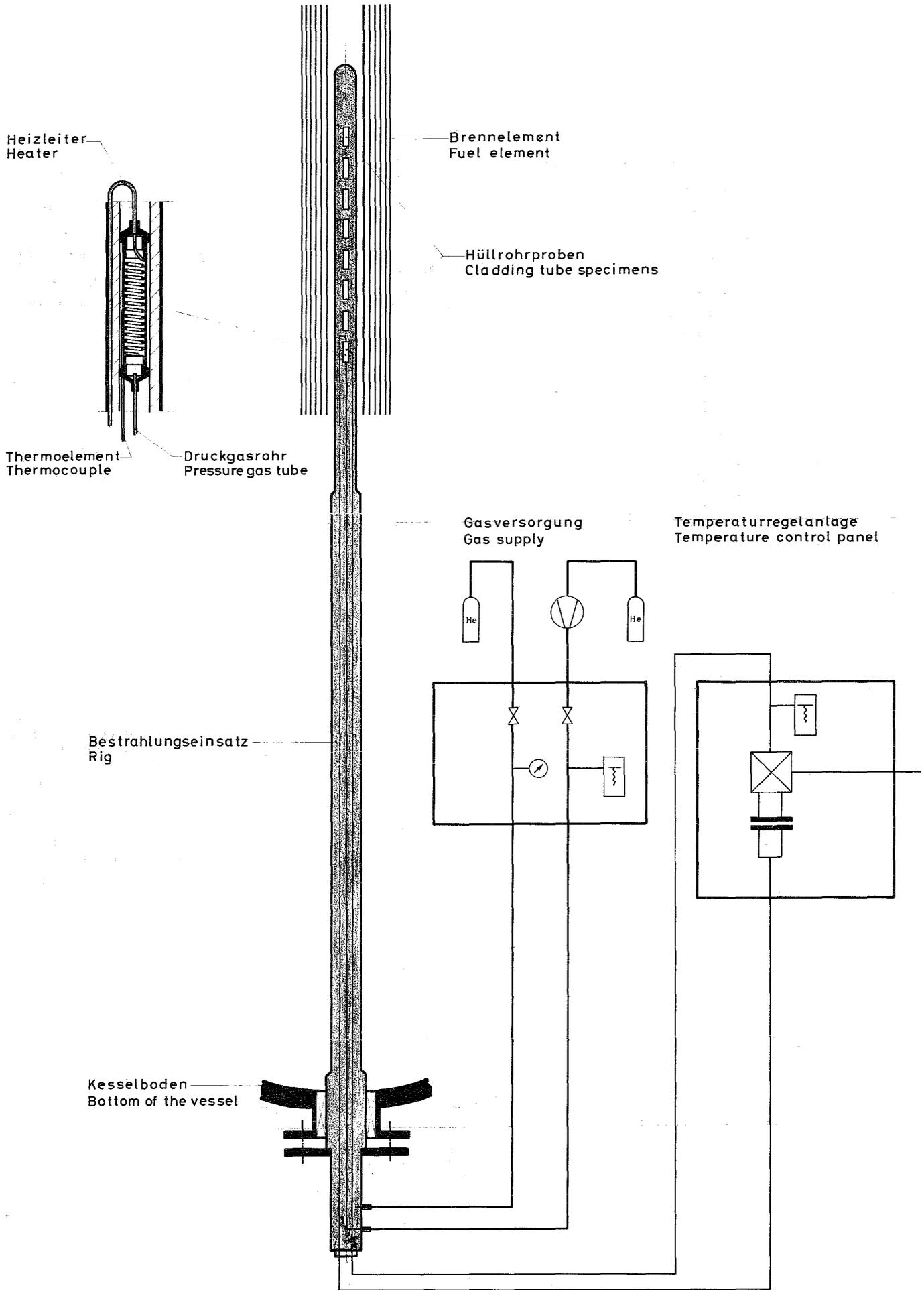


Abb. 7 BR2 - Bestrahlungseinrichtung für beheizte Hüllrohrproben mit Innendruckbelastung

Heizleiter
Heater

Thermoelement
Thermocouple

Prüfling
Specimen

Dehnungsmeßgeber
Creep transducer

Belastungssystem
Load system

Druckgasrohr
Pressure gas tube

Brennelement
Fuel element

Zugproben
Tensile specimens

Bestrahlungseinsatz
Rig

Kesselboden
Bottom of the vessel

Gasversorgung
Gas supply

Temperaturregelanlage
Temperature control panel

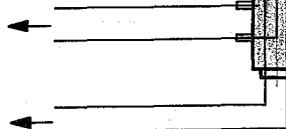


Abb.8

BR2 - Bestrahlungseinrichtung
für Kriechversuche an beheizten
Zugproben

Berechnung der Anlagekosten von Kernkraftwerken im Projektstadium
mit Hilfe elektronischer Datenverarbeitungsanlagen.

A.Müller
I.Schmidtborn
K.Schramm

Aufgrund der erfreulicher Weise recht niedrigen Kosten des nuklearen Brennstoffes wird der Preis des in Kernkraftwerken erzeugten Stromes entscheidend, d.h. deutlich stärker als bei konventionellen Kraftwerken, durch die Höhe der Anlagekosten bestimmt. Eine möglichst frühzeitige, verlässliche Abschätzung der zu erwartenden Anlagekosten ist deshalb von größter Bedeutung, wenn neue Kraftwerkstypen studiert werden, bzw. wenn über die Vor- und Nachteile verschiedener Auslegungs- und Bauvarianten entschieden werden soll.

Nun stößt leider die Ermittlung der Anlagekosten im Projektstadium auf sehr große Schwierigkeiten. Will man diese Aufgabe ihrer Bedeutung und ihrer Konsequenzen gemäß erfüllen, so ist das Zusammenwirken von Spezialisten vieler Fachbereiche erforderlich, die, jeder auf seinem Gebiet, fundierte Kenntnisse über die einzelnen Kostenstrukturen besitzen und über entsprechende, den jeweiligen Stand der Technik repräsentierende Unterlagen verfügen. Es ist dann außerdem dafür zu sorgen, daß alle Einzelbeiträge nach einheitlichen, bzw. zumindest klar definierten Gesichtspunkten fixiert werden. Dies betrifft z.B. die im Einzelfall zu berücksichtigenden Entwicklungs- und Vorrichtungskosten, die Höhe der Risikozuschläge, des Gewinnes usw. Ein solcher Aufwand kann in den seltensten Fällen getrieben werden. Die meisten der veröffentlichten Kostenschätzungen über Kernkraftwerke, die sich noch in einer frühen Entwicklungsphase befinden, sowie die daraus abgeleiteten Aussagen über die Wirtschaftlichkeit haben deshalb nur eine entsprechend bedingte Aussagekraft. Ein echter Vergleich zwischen verschiedenen Systemen, Auslegungs- und Bauvarianten ist damit oft überhaupt nicht möglich, da der Vertrauensbereich der Einzelwerte die Differenz häufig weit überdeckt.

In den meisten Fällen ist aber gerade ein derartiger Vergleich sehr viel wichtiger als die genaue Kenntnis des absoluten Betrages der Kosten. Für die Preisermittlung im Projektstadium wird deshalb vor allem ein System

benötigt, welches es gestattet, für die verschiedenen betrachteten Systeme und Varianten auf der Grundlage klar definierter, einheitlicher Kostenunterlagen schnell und zuverlässig repräsentative Vergleichspreise zu ermitteln.

Für diese Aufgabe wurde ein elektronisches Programmsystem entwickelt, dessen funktionelle Gliederung auf Abb. 1 dargestellt ist. Rückgrad und Grundlage des gesamten Systems ist eine auf einem elektronischen Datenträger gespeicherte Kostenbank, in der alle verfügbaren und in Zukunft anfallenden Kosteninformationen gespeichert sind. In einem 2. Schritt werden die für die einzelnen Anlagenteile, Komponenten, Halbzuge usw. gespeicherten Kosten abgerufen und zu Kostenfunktionen verdichtet. Diese Kostenfunktionen hängen im einfachsten Fall nur von einem Parameter ab, d.h. es sind die bekannten in der Technik oft verwendeten Einheitspreise in DM/kg Gewicht, DM/m² Heizfläche, DM/m³ umbauten Raum usw. oder sie können durch mehrere Parameter wie Druck, Durchsatz, Temperatur usw. bestimmt sein. Alle in dieser Weise abgeleiteten Kostenfunktionen werden dann als Unterfunktionen dem eigentlichen Programm zur Berechnung der Anlagenkosten (ANKO) zur Verfügung gestellt.

Zur Kalkulation einer Anlage wird in dieses Programm eine Liste mit den Hauptdaten der zu kalkulierenden Anlage und eine Stückliste mit den Daten der einzelnen Bauteile und zusätzlichen Anweisungen für den Programmablauf eingegeben. Das Programm ermittelt für jedes Anlagenteil einen Preis, faßt diese Einzelpreise zu Summenpreisen größerer Baugruppen zusammen und ermittelt den Gesamtpreis der Anlage einschließlich der indirekten Anlagenkosten. Das Ergebnis der Rechnung wird in Form einer Stückliste mit Preisen ausgedruckt.

Aufbau der Kostenbank

Abb. 2 zeigt wie die Handhabung der Kostenbank im Detail abläuft. Alle Preisinformationen werden ungeordnet in der Kostenbank gespeichert. Sie sind dort durch ein Schlüsselwort, das im allgemeinen mit dem Namen des Artikels identisch ist, identifiziert und ggf. durch kennzeichnende Größen spezifiziert. Außerdem wird jeder gespeicherte Preis durch einen formlosen Kommentar erläutert.

Zur Handhabung der Kostenbank dient das Rechenprogramm KOBA, das bestimmte Informationen aus der Kostenbank abrufen und in einer für die Auswertung geeigneten Form zur Verfügung stellt. Der Abruf kann entweder durch einen allgemeinen Suchauftrag für alle gleichnamigen Artikel oder durch einen spezifizierten Suchauftrag für einen bestimmten Artikel erfolgen.

Im ersten Fall enthält der Suchauftrag nur den Namen des gesuchten Artikels. Das Programm durchsucht an Hand dieses Auftrags die Kostenbank und druckt alle Preisinformationen aus, die durch ein gleichnamiges Schlüsselwort identifiziert sind. Diese Programmausgabe entspricht einer Preisliste für das gesuchte Anlagenteil, aus der eine Funktion abgeleitet werden kann, die in das Programm ANKO übernommen und dort zur Anlagenkalkulation benutzt wird.

Im zweiten Fall wird der Suchauftrag durch Angabe von kennzeichnenden Größen spezifiziert. Dieser spezifizierte Suchauftrag bewirkt eine weitere Auslese unter den gefundenen Anlagenteilen, um diejenigen zu finden, die dem gesuchten am ähnlichsten sind. Dazu werden die Differenzen zwischen den vorgegebenen und den in der Kostenbank gefundenen kennzeichnenden Größen gebildet. Aus diesen wird nach entsprechender Wichtung mit eingegebenen Bewertungsfaktoren der Grad der vorhandenen Abweichung ermittelt. Die 5 Anlagenteile, die dem gesuchten nach dem eingegebenen Bewertungsmaßstab am ähnlichsten sind, werden ausgedruckt. Durch Interpolation läßt sich aus ihnen der Preis des gesuchten Anlagenteils ermitteln, der direkt in das Programm ANKO eingegeben werden kann. Dieses Verfahren wird angewendet, wenn für ein zu kalkulierendes Anlagenteil noch keine geeignete Kostenfunktion vorliegt.

Das Rechenprogramm ANKO

Das zur Kalkulation der Anlagenkosten dienende Programm ANKO ist auf Abb. 3 in seiner funktionellen Gliederung dargestellt. Es besteht aus einem Steuerprogramm, den Kostenfunktionen, den Dimensionierungsvorschriften und einigen Hilfsprogrammen.

Das Steuerprogramm regelt die Zusammenarbeit der verschiedenen Programmteile, führt die Preissummenkonten und veranlaßt den Stücklisten Ausdruck.

Die Kostenfunktionen und Dimensionierungsvorschriften führen die Kalkulation der Anlagenteile aus. Die Hilfsprogramme dienen zur Berechnung der indirekten Anlagenkosten und zu untergeordneten Aufgaben.

Die in das Programm einzugebenden Werte bestehen aus Kostenermittlungsanweisungen und aus Steuerbefehlen. Sie werden in der Reihenfolge ihrer Eingabe ausgeführt.

Die Kostenermittlungsanweisungen enthalten Rufnummern, Auslegungsdaten und ein Schriftfeld. Die Rufnummern wählen die geeigneten Kostenfunktionen und Dimensionierungsvorschriften aus den Sammlungen aus, die Auslegungsdaten beschreiben das jeweilige Bauteil und das Schriftfeld dient auf der später anzufertigenden Stückliste der Anlage zur Benennung des Bauteiles.

Die Steuerbefehle regeln die Arbeiten, die das Programm neben dem Kalkulieren der Einzelpreise ausführt. Solche Arbeiten sind das Eröffnen von Summenkonten für zusammengehörige Bauteile zusammen mit dem Schreiben von Überschriften in der Stückliste, die Bildung von Zwischensummen oder das Einleiten der Endabrechnung.

Die Kalkulation der Anlagenteile erfolgt in zwei Schritten in den Teilprogrammen, die die Kostenfunktionen und die Dimensionierungsvorschriften enthalten. Zuerst wandeln die Dimensionierungsvorschriften die Eingabewerte in geeignete Preisbemessungsgrundlagen um. Zur bequemen Handhabung des Programms sind nur solche Werte als Eingabewerte verwendet worden, die normalerweise als bekannt vorauszusetzen sind, also Konstruktionsmaße, Drücke, Temperaturen u.ä. Der Preis eines Bauteils läßt sich aber normalerweise nur als Funktion des Materialaufwandes (Gewichtes), der Wellenleistung, des Volumendurchsatzes oder ähnlicher Größen angeben. Die Dimensionierungsvorschriften dienen daher zur Verdichtung der bekannten Eingabewerte zu wenigen, für die Kostenfunktionen geeigneten Zwischenwerten, den sog. Preisgrundlagen.

Der zweite Schritt errechnet den Preis des Bauteils. Durch die eingegebene Rufnummer wird aus den vorhandenen Kostenfunktionen die für das jeweilige Bauteil geeignete ausgewählt. Durch sie wird dann mit Hilfe der Preisgrundlagen der Einzelpreis ermittelt. Dieser Preis wird dann dem Steuerprogramm übergeben.

Zur näheren Erläuterung dieses Verfahrens soll es anhand eines einfachen Beispiels erklärt werden. Die Aufgabe sei die Kostenberechnung für einen Wärmetauscher vorgegebenen Typs.

Aus der Berechnung der Kühlkreise sind die Durchsätze, Drücke und Temperaturen des primär- und sekundärseitigen Kühlmittels bekannt. Diese Werte bilden die Eingabewerte für das Kalkulationsprogramm. In der entsprechenden Dimensionierungsvorschrift werden nun aus diesen Werten die erforderliche Heizfläche, die Abmessungen der Tauscherrohre und die Abmessungen und Gewichte des Druckbehälters für den Wärmetauscher berechnet. Das erfolgt hier jedoch nicht nach ausführlichen thermodynamischen- und Festigkeitsrechnungen, sondern die Dimensionierungsvorschriften stellen ihrerseits wieder den Extrakt ausführlicher Parameterstudien dar.

Die Heizfläche mit den Rohrabmessungen und das Behältergewicht sind die Preisgrundlagen. Sie werden von den Dimensionierungsvorschriften an die Kostenfunktion weitergegeben. In der Kostenfunktion werden die Preise für das Rohrbündel als Funktion der Heizfläche und der Rohrabmessungen und der Preis des Druckbehälters als Funktion des Behältergewichtes berechnet und daraus der Preis des Wärmetauschers gebildet. Die Kostenfunktionen sind so abgestimmt, daß die Endpreise die Preise für die Lieferung des jeweiligen Bauteils und deren Vorprüfung und Montage an der Baustelle beinhalten.

Das Ergebnis einer Anlagenkostenrechnung mit dem beschriebenen Programm ist ein mehrseitiger Ausdruck der neben einem Deckblatt eine Zusammenstellung der Hauptdaten der Anlage, die Auflistung der Anlagenteile mit Preisen und Zwischensummen, eine Zusammenfassung der Hauptbaugruppen der Anlage mit den Hauptbaugruppenpreisen und eine Auflistung der indirekten Anlagenkosten enthält.

Die Anzahl der verfügbaren Kostenfunktionen und Dimensionierungsvorschriften ist z.Zt. noch recht begrenzt. Eine laufende Erweiterung und Ergänzung ist jedoch vorgesehen.

Die Programme sind in FORTRAN 4 für die IBM-Rechenanlage 7074 abgefaßt.

Eine erweiterte Version des Programmes berücksichtigt für jeden Preis einen Streubereich. Dafür wird für jedes Bauteil eine zusätzliche Größe, die relative Preisunsicherheit, eingegeben. Das ist die erwartete rela-

tive Abweichung des Preises, die mit einer gewählten Wahrscheinlichkeit, z.B. in 80 % aller Fälle, nicht überschritten wird. Im Programm werden die Streubereiche der Einzelteile nach den Gesetzen der Fehlerfortpflanzung behandelt und zusätzlich zum wahrscheinlichsten Anlagenpreis ein oberer und ein unterer Grenzpreis errechnet. Der zu erwartende Anlagenpreis liegt dann mit der gleichen für die Einzelpreise gewählten Wahrscheinlichkeit innerhalb der ausgewiesenen Grenzpreise.

Diese Version des Programms eignet sich besonders für die Berechnung des Einflusses der relativ großen Preisunsicherheit neuartiger Anlagenteile auf den Gesamtpreis. Da der Preisanteil der mit großer Unsicherheit behafteten Anlagenteile an der Gesamtanlage bei Kernkraftwerken nicht allzu hoch ist, läßt sich meist ein Gesamtpreis mit befriedigender Genauigkeit angeben.

Sind die Kosten mehrerer Reaktoranlagen, die sich weniger im Aufbau als stärker in der Auslegung unterscheiden, zu berechnen, was z.B. bei Systemanalysen erforderlich ist, dann ist es zweckmäßig, hierfür ein spezielles Zusatzprogramm zu erstellen. Dieses Zusatzprogramm hat die Aufgabe, die sonst recht umfangreiche Eingabe, ausgehend von den Anlagenhauptdaten, selbst zusammenzustellen. Dazu ist es notwendig, die Verknüpfungen der einzelnen Anlagenteile mit den Anlagenhauptparametern quantitativ zu definieren.

Ein solches Zusatzprogramm wurde bisher noch nicht angefertigt. Bei Parameterstudien von dampfgekühlten schnellen Brutreaktorkraftwerken fand ein ähnliches Programmsystem, das allerdings speziell auf diesen Reaktortyp beschränkt war, Anwendung. Damit ergaben sich die in Abb. 4 gezeigten Abhängigkeiten vom Dampfdruck und von der Dampftemperatur.

Auf dem oberen Diagramm ist die Veränderungen der Preise einiger Hauptanlagenteile dargestellt. Die Einflüsse auf den Preis der Turbinenanlage und der Kühlkreise sind gut ausgeprägt. Sie bewirken einen sinkenden Preis bei steigendem Dampfdruck. Bei anderen Anlagenteilen, z.B. beim Reaktordruckbehälter ist die Tendenz umgekehrt. Die Summe der gezeigten Preise und einer Reihe weiterer Teilpreise, die hier nicht dargestellt sind, ergab den im unteren Diagramm dargestellten Verlauf des Gesamtanlagenpreises. Vergleicht man den höchsten hier ermittelten Preis mit dem niedrigsten, so stellt man eine Differenz von nur etwa 7 %

fest, allerdings repräsentieren diese 7 % einen Wert von etwa 20 Mio DM. Ähnlich ist es meist beim Vergleich verschiedener Anlagentypen.

Diese relativ geringe Preisdifferenz muß zur Entscheidung über die Auswahl und Auslegung einer Anlage mit verwendet werden. Das beschriebene Programmsystem soll diesen Vergleich mit möglichst einheitlichen Grundlagen und einem erträglichen Aufwand ermöglichen.

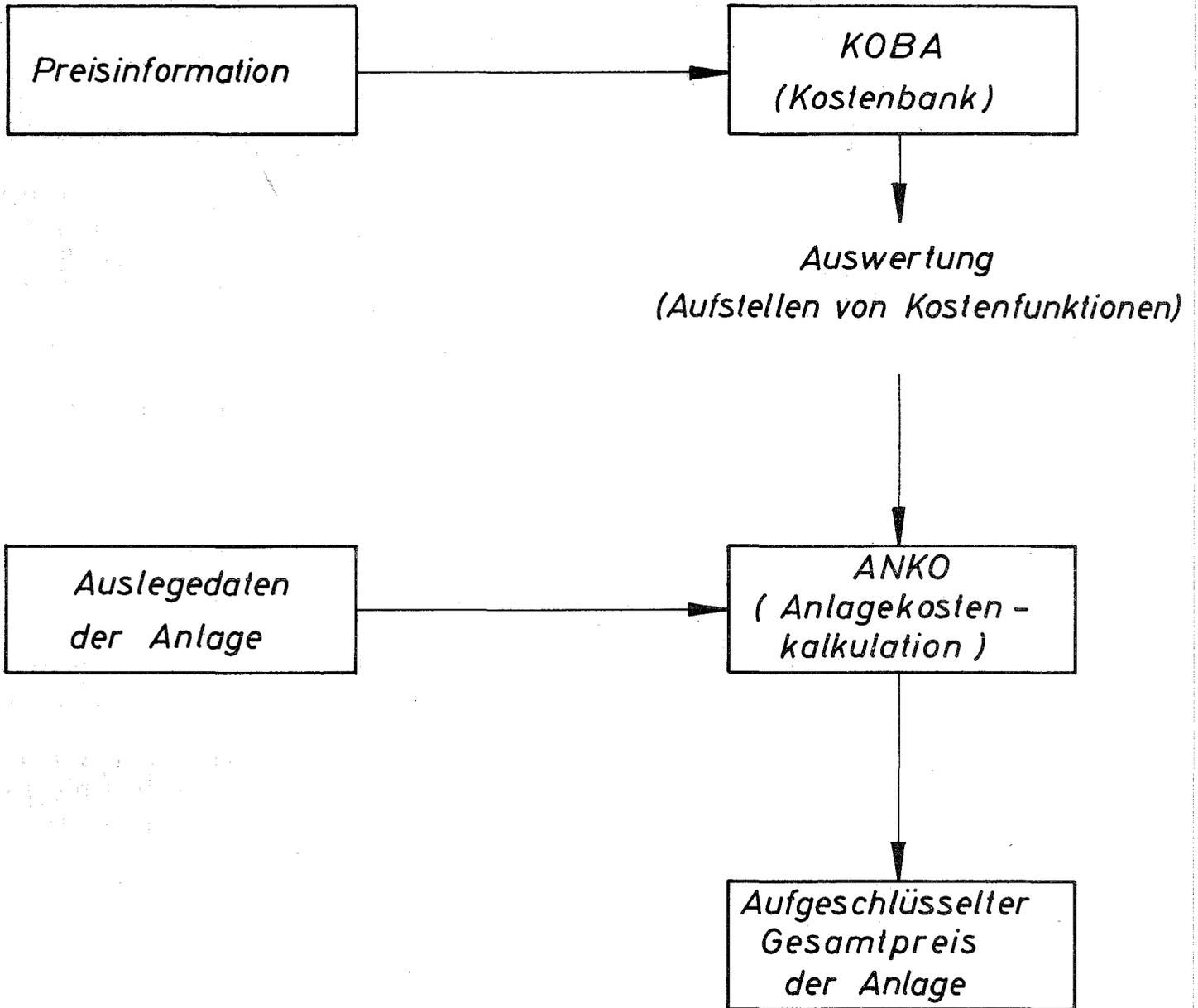


Abb.1

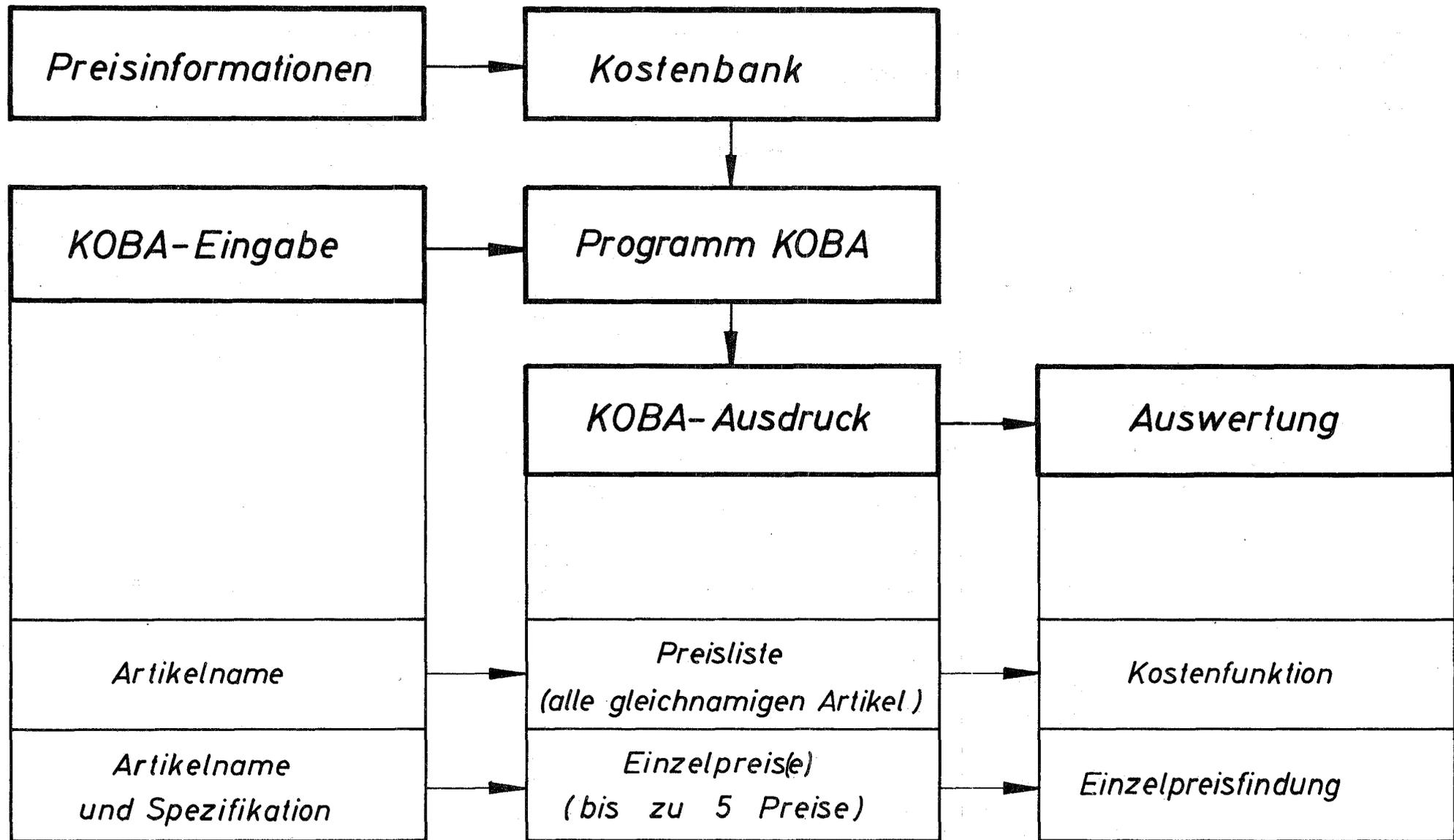


Abb. 2

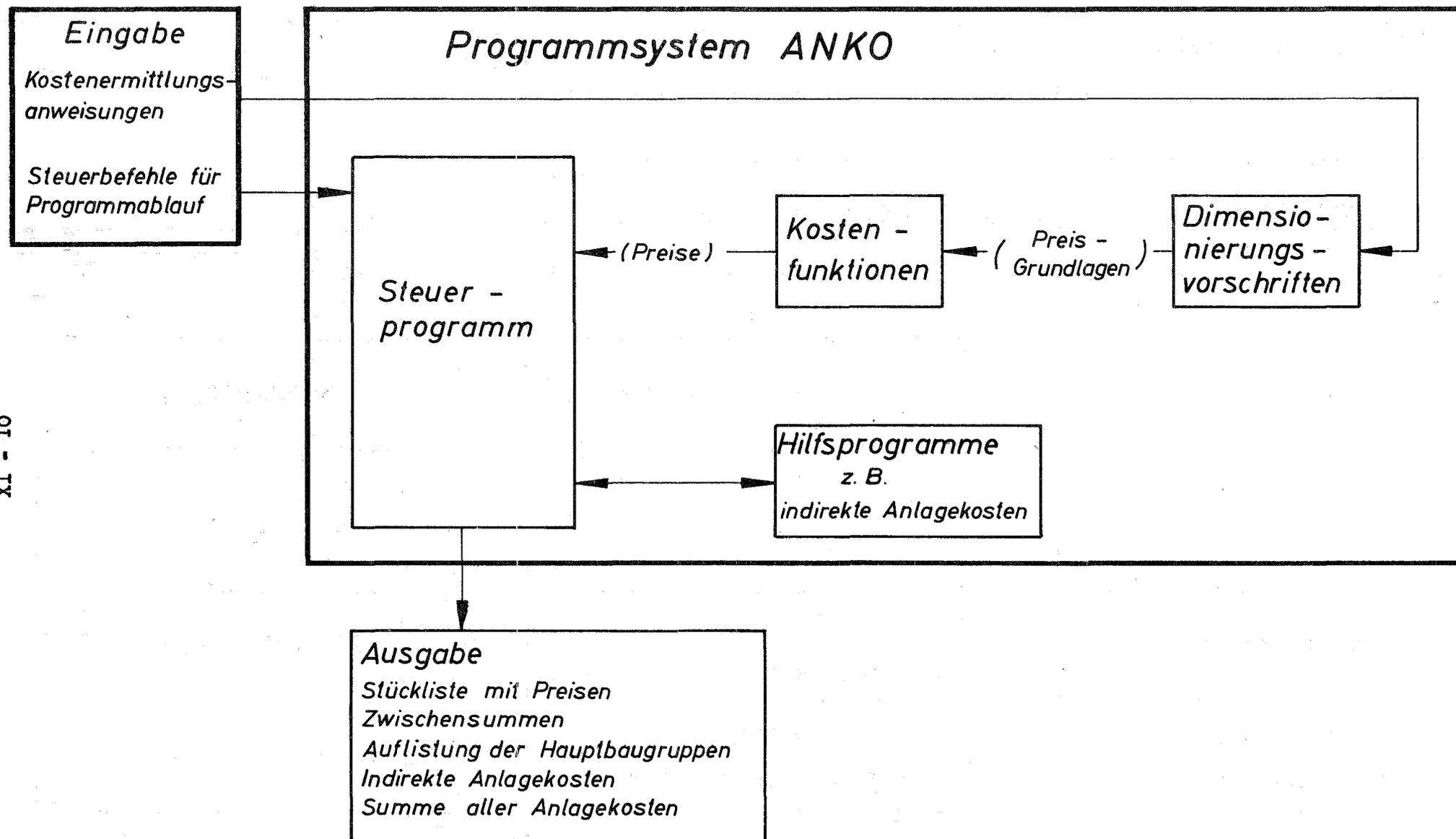
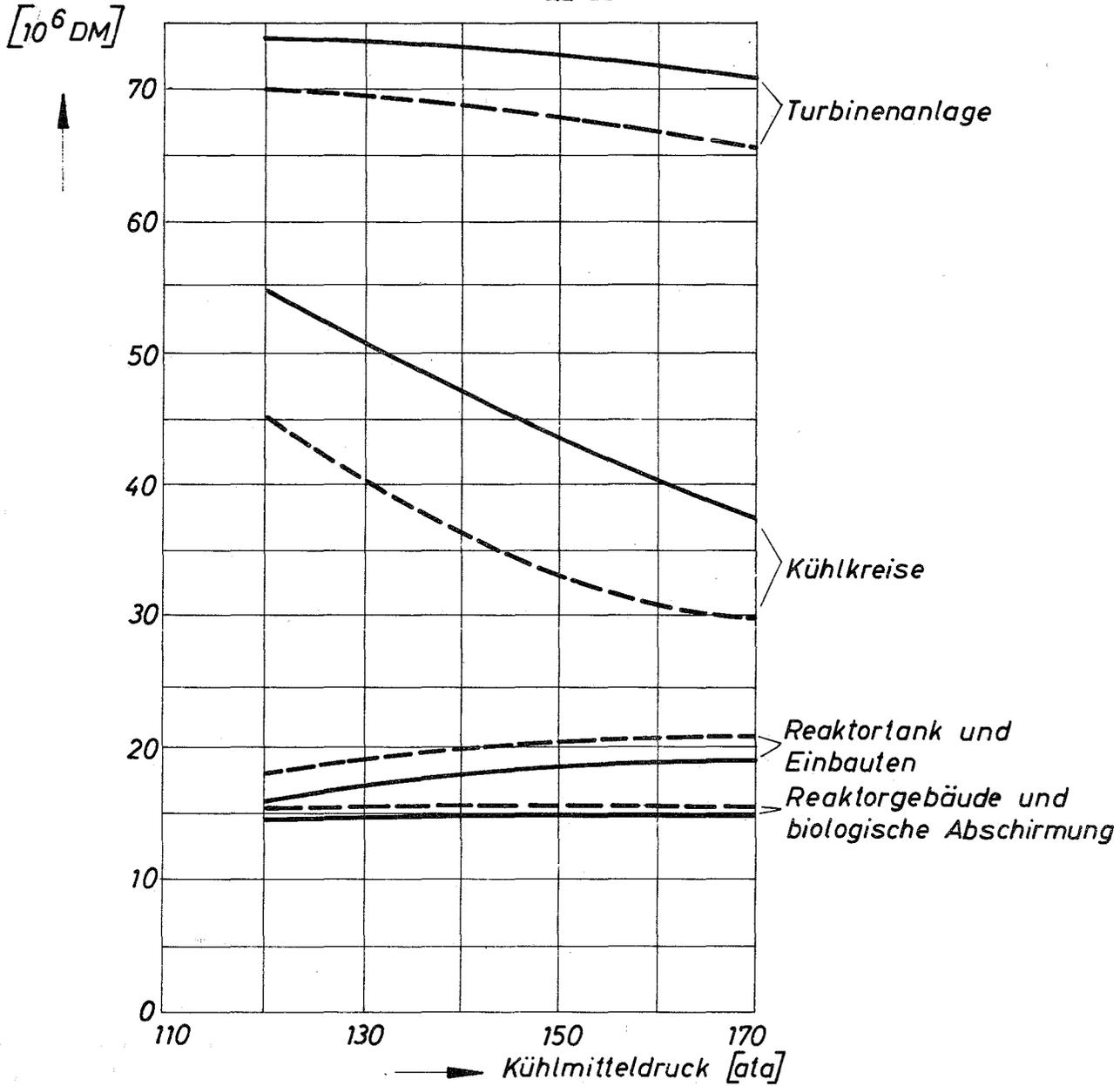
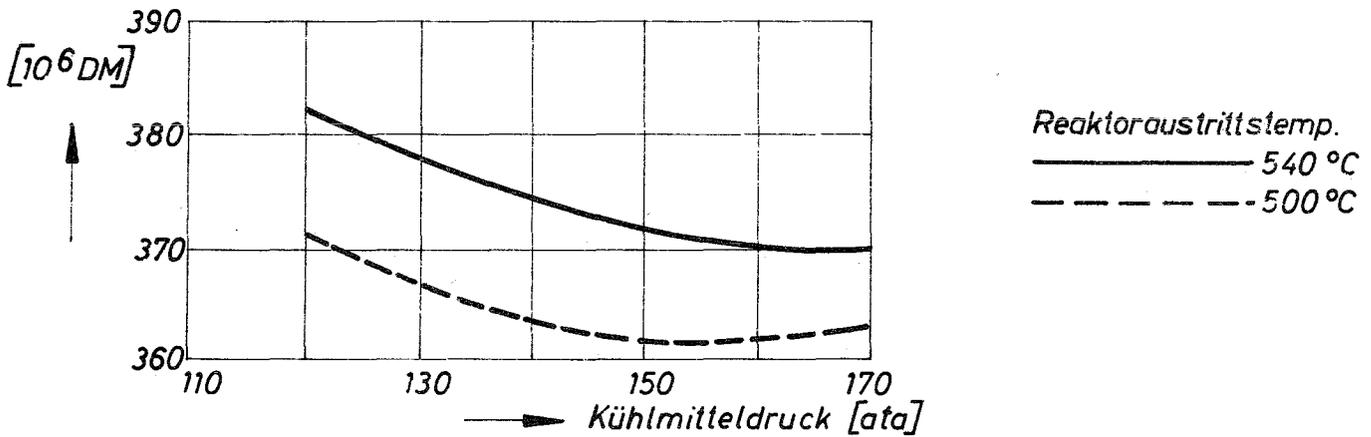


Abb. 3

XI-11



Kosten einiger Anlageteile



Summe der direkten Anlagekosten

Abb. 4