

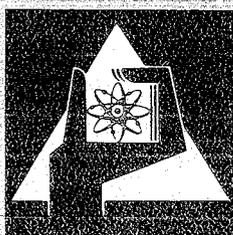
**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

Dezember 1975

KFK 1275/3
EUR 5206 d

Projekt Schneller Brüter

3. Vierteljahresbericht 1975



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

KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 1275/3

EUR 5206 d

Projekt Schneller Brüter

3. Vierteljahresbericht 1975

Gesellschaft für Kernforschung mbH, Karlsruhe

1. The first part of the document is a list of names.

2. The second part of the document is a list of names.

3. The third part of the document is a list of names.

4. The fourth part of the document is a list of names.

5. The fifth part of the document is a list of names.

Zusammenfassung

Der Bericht beschreibt Arbeiten des 3. Vierteljahres 1975, die im Rahmen des Projektes Schneller Brüter (PSB) bei der Gesellschaft für Kernforschung mbH Karlsruhe oder in deren Auftrag durchgeführt worden sind.

Einige der wesentlichen Ergebnisse aus den Teilprojekten:

Brennstabentwicklung (112):

In Kapsel-Bestrahlungsversuchen (FR 2 Versuchsgruppe 5 b) wurde der Einfluß hoher Leistungsdichte auf dünne Oxidbrennstäbe untersucht. Es sind Hülldehnungen festgestellt worden, die nicht auf Kriechvorgänge, sondern auf plastische Dehnungen zurückzuführen sind. Leistungssprünge bei Zykluswechsel führten aufgrund der thermischen Differenzdehnung zu einer Belastung der Hülle durch Brennstoffdruck. Die Geometrieänderung oxidischer Brennstofftabletten bei Lastwechseln wurde modelltheoretisch untersucht.

Die Vg. 5 b wurde auch im Hinblick auf Pu-Umverteilung untersucht, mit dem Ergebnis sehr hoher Pu-Anreicherung am Zentralkanal und nahezu Pu-freier Außenzonen bald nach Bestrahlungsbeginn, möglicherweise infolge der hohen spez. Leistung und Zentraltemperatur und des hohen PuO_2 -Gehaltes (35 %) des Brennstoffs.

Zwei Beiträge befassen sich u.a. mit Porosität von Brennstoff im Zusammenhang mit Gefügeanalysen und bestrahlungsbedingtem Kriechen. Der Pu-Gehalt an sich scheint nicht die Kriechrate bedeutend zu erhöhen.

Weitere Nachuntersuchungsergebnisse liegen von den Oxid-Bestrahlungsversuchen Mol-7B und DFR-435 vor. Der Hauptschadensbereich der Mol-7B-Stäbe liegt am oberen Ende der Brennstoffsäule; die Stabstruktur ist selbst hier im wesentlichen erhalten geblieben; die ausgetragenen Brennstoffmengen sind nicht so groß wie bei den Schadstellen von DFR-435.

Materialuntersuchungen und Korrosion (113 und 114):

Die Zeitstandfestigkeit von Hüllmaterial unter Innendruck war Gegenstand von in-pile- und Na-Loop-Versuchen. Der 10 000 h - Korrosionsversuch ist abgeschlossen; beim Werkstoff Nr. 1.4970 sind die Kriechkurven im Vakuum

und im Natrium annähernd gleich, im Gegensatz zu 1.4981. Im Hochtemperaturversuchsstand waren neben den Innendruck-Hüllrohrproben auch Flachproben aus Strukturwerkstoffen eingesetzt; über ihren Materialverlust im Natrium liegen Messungen vor, ebenso über die Korrosion von Sonderwerkstoffen wie Stellite 6.

Physik (121 und 122):

In der Anordnung SNEAK-9C wurden erstmals Miniaturspaltkammern eingesetzt, die eine störungsfreie Messung von Spaltraten höherer Pu- und Am-Isotope ermöglichen. Die Ergebnisse werden mit Berechnungen verglichen.

Die meisten Rechenprogramme des bisherigen NUSYS-Systems wurden als Modul in KAPROS eingebracht. Im Hinblick auf Testloops wie Mol-7C wurden neutronenphysikalische Heterogenitätseffekte experimentell und theoretisch untersucht.

Sicherheit (123):

Zur Berechnung von Spaltgaskonzentrationen und Brennstabschwellen, auch unter Transientenbedingungen, ist ein Programmsystem erstellt worden, das in das System KADIS (Disassembly-Vorgänge) integriert wird. KADIS ist daraufhin überprüft worden, wie weit die Abschaltwirkung von Materialbewegungen berücksichtigt wird. Bei allen für den SNR 300 berechneten Rampenunfällen zeigte dabei die KADIS-Formel ein konservatives Verhalten im Vergleich zu k_{eff} -Diffusionsrechnungen.

In mehreren Beiträgen werden die Untersuchungen zur "Brennstoff-Natrium-Reaktion" fortgeführt, ebenfalls mit dem Ziel der Entwicklung und Eingliederung eines entsprechenden Moduls in KADIS.

Ausführliche Berichte behandeln Zustandsgleichungen von Kernbrennstoffen und Natrium bei Höchsttemperaturen im Hinblick auf den Einfluß der Dampfdrücke bei (hypothetischen) Disassembly-Unfällen.

Rechnungen und Versuche zum Verhalten von Reaktorbauteilen unter dynamischer Belastung zeigen, daß das nicht-lineare Verformungsverhalten eines Brennelements in starkem Maße von Wandstärke und Werkstoff abhängt. Auch die Last- und Auflagerbedingungen sind von Bedeutung.

Die Ergebnisse der erfolgreich abgeschlossenen Natriumsiedeversuche in zwei 7-Stabbündeln sind tabellarisch zusammengefaßt.

Erste Versuchsergebnisse zur Frage des Wärmetransports aus Kernschmelzen werden gezeigt.

Instrumentierung (124):

Zur Entwicklung von Werkstoffen für Dauermagnet-Durchflußmesser liegen erste Versuchsergebnisse von Temperatur-Dauerstandtests vor. Von den voll aufmagnetisierten Proben zeigen nur die bei 600°C Ofentemperatur untersuchten bereits nach 100 Tagen einen Abfall in der Feldstärke.

Für die kontinuierliche Überprüfung der Funktionsfähigkeit der Neutronendetektoranlage wurde eine auf der Rauschanalyse basierende Methode entwickelt, die von einer dauernden Reaktivitätsmodulation durch das Regelsystem Gebrauch macht. Hierdurch soll die Zuverlässigkeit des Nachweises einer beginnenden Exkursion erhöht werden.

Technologie (126 bis 129):

Nach lokalen Wärmeübergangsmessungen an Bündelgeometrien in Natrium treten beim Eckstab die höchsten Temperaturen an der engsten Stelle zum Nachbarstab in Richtung Bündelmitte, die tiefsten - wie auch beim Wandstab - im Bereich der Wandkanäle auf.

Die Heizstäbe für Natriumsiedeversuche (vgl. 123) der Stufe I sind erprobt und konnten bisher ohne Schaden auch für transientes Sieden (mit dry-out) eingesetzt werden. Der Beitrag diskutiert Vor- und Nachteile der nunmehr in Entwicklung befindlichen Heizstäbe der Stufe II.

Auswirkungen des Gasblasenanteils des Natriums auf den zeitlichen Temperaturverlauf an einer Staboberfläche am Ende der Brutzone wurden theoretisch analysiert. Ein weiterer theoretischer Beitrag behandelt Austauschkoefizienten für Impuls und Enthalpie in turbulenter Kanalströmung.

Mehrere Beiträge behandeln Wärmeübergang und Druckverlust in gasdurchströmten Stabbündeln, z.T. mit rauher Oberfläche.

Dieser Bericht wurde zusammengestellt von R. Hüper.

S u m m a r y

This report describes work performed within the framework of the Fast Breeder Project with Gesellschaft für Kernforschung mbH, Karlsruhe, or on its behalf during the 3rd quarter of 1975.

These are some major results obtained in the sub-projects:

Fuel Rod Development (112):

In capsule irradiation tests (FR 2 test group 5b) the influence was studied which is exerted by high power densities on thin oxide fuel rods. Cladding expansions have been observed which are not attributable to creep but to plastic strains. Power jumps during load cycling resulted in stress to the cladding through fuel pressure due to thermal differential strain. - Changes in geometry of oxide fuel pellets during cycling were investigated theoretically using models.

The test group 5b was also studied with a view to plutonium redistribution. A very high plutonium enrichment was found at the central channel, and outer zones nearly free from plutonium soon after the beginning of irradiation, which might be due to the high specific power and central temperature and the high PuO_2 -content (35 %) of the fuel.

Two contributions include as subjects the porosity of fuel in the context of structural analyses and creep caused by irradiation. The plutonium content itself does not seem to increase substantially the creep rate.

Further results of post-examinations are available from the oxide irradiation tests Mol-7B and DFR-435. The zone of maximum damage of the Mol-7B-rods occurs at the upper end of the fuel column; even here the structure of the rod has essentially remained unchanged. The amount of fuel escaping is not as great as at the damaged points of DFR-435.

Material Testings and Corrosion (113 and 114):

The creep rupture strength of the cladding material exposed to internal pressure was the subject of in-pile and sodium-loop tests. The 10 000 h corrosion test has been terminated; for material No. 1.4970 the creep plots are nearly identical in vacuum and in sodium as opposed to 1.4981 material. In addition to cladding tube specimens exposed to internal pressure flat specimens made of structural materials had been used in the high-temperature test rig; measurements are available on their material losses and also with respect to corrosion of special materials such as stellite 6.

Physics (121 and 122):

In the SNEAK-9C assembly miniature fission chambers have been used for the first time, which allow non-disturbed measurement of fission rates of higher plutonium and americium isotopes. The results are compared with the calculations.

The majority of computer programs under the previous NUSYS-system have been incorporated in KAPROS as a module. With a view to test loops such as Mol-7C neutron-physical heterogeneity effects were investigated experimentally and theoretically.

Safety (123):

To calculate fission gas concentrations and fuel rod swelling also under transient conditions a program system has been established which will be integrated into the KADIS-system (disassembly processes). Thereupon, KADIS was checked for its taking into account the effects on shutdown of material movements. In all ramp accidents calculated for SNR 300 the KADIS formula exhibited a conservative behavior as compared to k_{eff} -diffusion calculations.

In several contributions the investigations into "fuel-sodium reactions" have been continued also with the aim of developing and including in KADIS an appropriate module.

Detailed reports deal with equations of state of nuclear fuels and sodium at maximum temperatures with a view to the influence exerted by vapor pressures in (hypothetical) disassembly accidents.

Calculations and experiments on the behavior of reactor components under dynamic load show that the non-linear deformation behavior of the fuel element strongly depends on the wall thickness and on the material. Also the conditions of load and support are of some significance.

The results of sodium boiling tests with two 7-rod bundles, which have been terminated successfully, are indicated in a table.

First test results are stated on the question of heat transport from core meltdowns.

Instrumentation (124):

First test results of temperature endurance tests are available on the development of materials to be used for permanent magnet flowmeters. Of the fully magnetized specimens only those examined at 600°C furnace temperature exhibit a decrease in the field strength after 100 days already.

For continuous examination of the performance of the neutron detector system a method based on noise analysis was developed which uses permanent reactivity modulation through the control system. This is to increase the reliability of detection of an incipient excursion.

Technology (126 through 129):

According to local heat transfer measurements performed at bundle geometries in sodium maximum temperatures of the corner rods occur at the point of narrowest spacing with respect to the neighboring rod towards the center of the bundle while the lowest temperatures appear in the zone of wall channels as is also the case in the wall rod.

The heater rods for sodium boiling tests (cf. 123) of stage I have been tested and used so far also for transient boiling (including dryout) without suffering damage. The advantages and drawbacks of stage II heater rods under development are discussed.

The effects of sodium gas bubble fractions on the development with time of temperature at a rod surface at the end of the fertile zone have been subjected to a theoretical analysis. Another theoretical contribution deals with the exchange coefficients for pulse and enthalpy in the turbulent channel flow.

Several contributions are concerned with the heat transfer and pressure loss in rod bundles with gas flow, part of which have roughened surfaces.

This report was compiled by R. Hüper.

Erläuterungen

Die Einzelbeiträge sind durch +, F und/oder G gekennzeichnet, je nachdem ob sie vorwiegend dem Bauzugehörigen F+E-Programm des SNR 300, dem SNR-Folgeprogramm (für einen Demonstrations-SNR) oder dem Grundlagenprogramm (Material- bzw. Kühlmittelalternativen, reaktorphysikalische Grundlagen) zuzuordnen sind.

Zur Erleichterung der Suche nach früheren Berichten, deren Fortsetzung der jeweils vorliegende Beitrag bildet, wird der betr. frühere PSB-Vierteljahresbericht zitiert. Fehlendes Zitat bedeutet stets, daß der letzte Beitrag im unmittelbar vorhergehenden PSB-Vierteljahresbericht erschienen ist.

Die folgenden Institute der GfK haben zu dem vorliegenden Vierteljahresbericht beigetragen:

IMF = Institut für Material- und Festkörperforschung

INR = Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

IRB = Institut für Reaktorbauelemente

IRCh = Institut für Radiochemie

IRE = Institut für Reaktorentwicklung

Ferner liegt ein Bericht der Technischen Universität Hannover (Pkt. 1234.3) vor.

Inhaltsübersicht +)

- 112 BRENNSTABENTWICKLUNG
- 113 MATERIALUNTERSUCHUNG UND-ENTWICKLUNG
- 114 KORROSIONSVERSUCHE UND KÜHLMITTELANALYSEN
- 121 PHYSIKALISCHE EXPERIMENTE
- 122 REAKTORTHEORIE
- 123 SICHERHEIT SCHNELLER REAKTOREN
- 124 INSTRUMENTIERUNG UND SIGNALVERARBEITUNG ZUR KERNÜBERWACHUNG
- 125 AUSWIRKUNGEN AUF DIE UMWELT
- 126 NATRIUM-TECHNOLOGIE-VERSUCHE
- 127 THERMO- UND FLUIDDYNAMISCHE VERSUCHE IN GAS
- 129 ENTWURFSSTUDIEN ZU NATRIUMGEKÜHLTEN BRUTREAKTOREN

+)

Teilprojekte mit den zugehörigen PSB-Kennzahlen.

Die Seiten sind innerhalb jedes Teilprojektes durchnummeriert.

Zum Druck eingereicht im November 1975

CONTENTS

PREFACE	vii
CHAPTER I	1
CHAPTER II	15
CHAPTER III	30
CHAPTER IV	45
CHAPTER V	60
CHAPTER VI	75
CHAPTER VII	90
CHAPTER VIII	105
CHAPTER IX	120
CHAPTER X	135
CHAPTER XI	150
CHAPTER XII	165
CHAPTER XIII	180
CHAPTER XIV	195
CHAPTER XV	210
CHAPTER XVI	225
CHAPTER XVII	240
CHAPTER XVIII	255
CHAPTER XIX	270
CHAPTER XX	285
CHAPTER XXI	300
CHAPTER XXII	315
CHAPTER XXIII	330
CHAPTER XXIV	345
CHAPTER XXV	360
CHAPTER XXVI	375
CHAPTER XXVII	390
CHAPTER XXVIII	405
CHAPTER XXIX	420
CHAPTER XXX	435

THE AUTHOR'S NOTE

THE AUTHOR'S NOTE

THE AUTHOR'S NOTE

THE AUTHOR'S NOTE

112

BRENNSTABENTWICKLUNG

1120

Brennstabmodelltheorie, Brennstabauslegung und -spezifikation1. Untersuchungen zur mechanischen Wechselwirkung zwischen Brennstoffund Hülle^F (H. Steiner, D. Freund, IMF)

Die im FR2 bestrahlte Kapselversuchsgruppe 5b besteht aus 18 Kurzbrennstäben mit UO_2 - PuO_2 -Tabletten von 86 % theoretischer Dichte. Sie diente dazu, den Einfluß einer hohen Leistungsdichte auf dünne Oxidstäbe zu testen /1/. Die 12 Prüflinge der 4 Kapselversuchseinsätze KVE 77, 80, 81 und 82 haben die Bestrahlung ohne Hüllrohrbruch überstanden. Für diese wird hier die Hüllaufweitung als Folge mechanischer Wechselwirkung zwischen Brennstoff und Hülle näher untersucht.

Was die Hülldehnungen anbetrifft, so findet man bereits große Unterschiede bei den verschiedenen Prüflingen innerhalb eines bestimmten Kapselversuchseinsatzes. In Abb. 1 sind für die 3 Prüflinge des KVE 77 die lokalen Hülldehnungen entlang des Brennstabes angegeben. Die schraffierten Markierungen bei den Prüflingen 5B/2 und 5B/3 deuten an, daß an diesen Stellen der Brennstoff im Stabzentrum geschmolzen war.

Da die Hülltemperaturen niedrig, nämlich bei $400 - 500^{\circ}C$ lagen, kommen Kriechprozesse als Ursache der Verformungen nicht in Frage. Die Hüllen müssen also durch zeitweiliges Überschreiten der Fließgrenze plastische Dehnungen erfahren haben.

Aus dem Verlauf der (über die Zyklusdauer) gemittelten Stableistungen lassen sich die großen Unterschiede in den Hülldehnungen nicht erklären; entscheidend ist der tatsächliche zeitliche Verlauf der Stableistung. In Abb. 2 ist dieser genaue zeitliche Verlauf der Stableistung für die 3 Prüflinge des KVE 77 wiedergegeben, und zwar ohne Berücksichtigung der Zwischenabschaltungen /2, 3/.

Es kommt hierbei nur auf die Leistungssprünge zwischen Ende eines Zyklus und Beginn der Volleistung des nächsten Zyklus an. Aufgrund der thermischen Differenzdehnung führen die Leistungssprünge zu einer Belastung der Hülle durch Festkörperdruck. Es existiert nun ein eindeutiger Zusammenhang zwischen der Summe der Leistungssprünge und der Hülldehnung /2/.

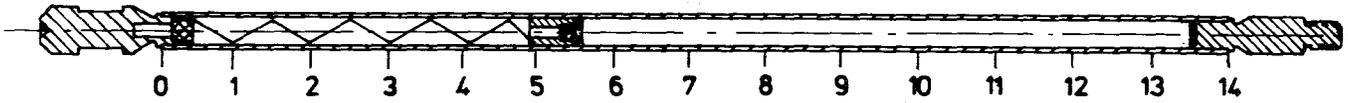
In Abb. 3 ist dieser Zusammenhang deutlich gemacht. Auf der Abszisse ist die Summe der einzelnen positiven Leistungssprünge $\Sigma\Delta\chi$, die ein einzelner Prüfling erlebt hat, aufgetragen. Die Ordinate enthält den Maximalwert der Hülldehnung. Für jeden Prüfling entsteht so ein Auswertungspunkt im Diagramm. Diese "Meßpunkte" fallen mehrheitlich in den schraffierten Bereich.

Langzeitvorgänge wie Brennstoffschwellen haben offenbar keinen unmittelbaren Einfluß auf die mechanische Wechselwirkung zwischen Brennstoff und Hülle, denn alle Prüflinge haben nahezu denselben Abbrand erreicht. Die Hülldehnung ist vielmehr weitgehend von der Anzahl und der Größe der positiven Leistungssprünge innerhalb des Bereiches der Betriebsleistung bestimmt.

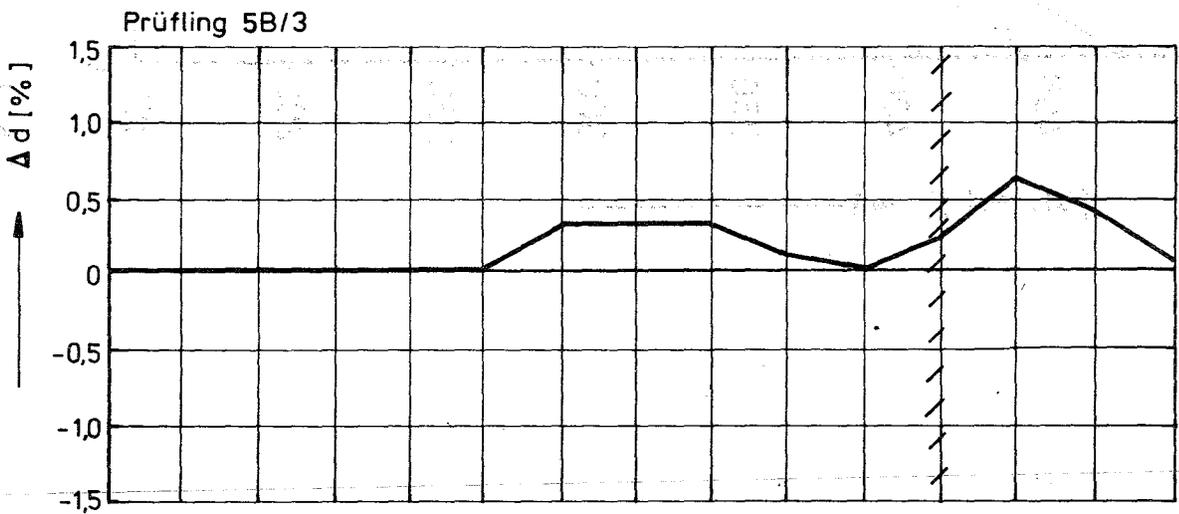
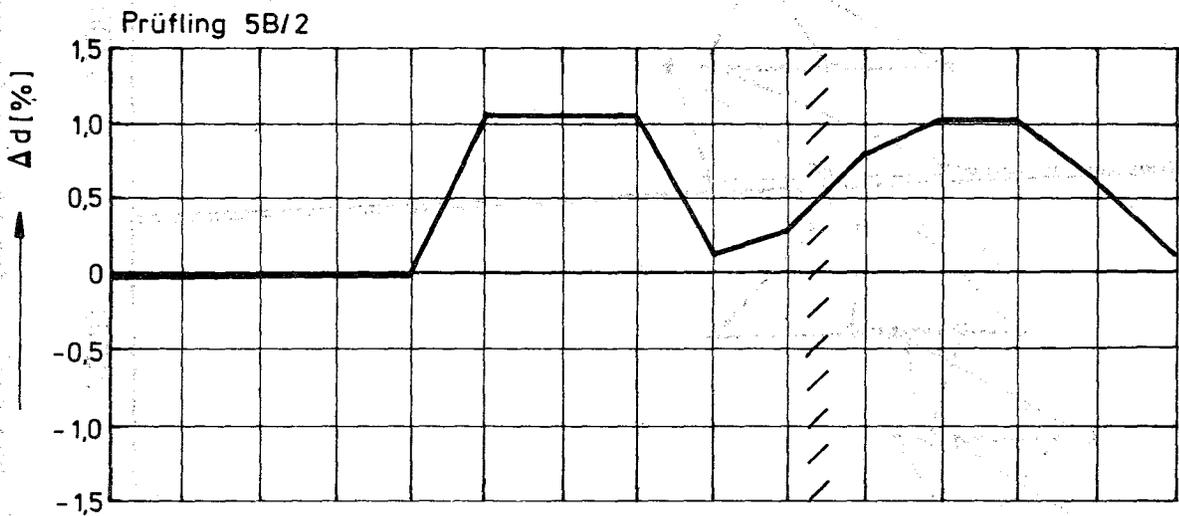
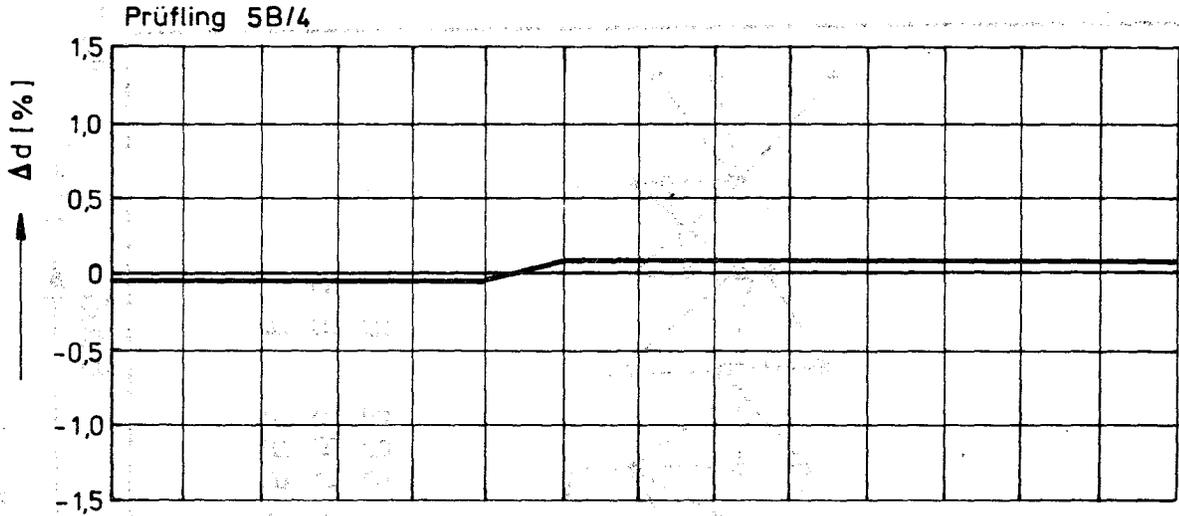
/1/ P. Weimar, D. Freund, H. Steiner; KFK 2222 (im Druck)

/2/ H. Steiner, interne Notiz

/3/ A. Gerken; KFK 1913



KVE 77



Veränderungen der Stab-Außendurchmesser

Abb. 1

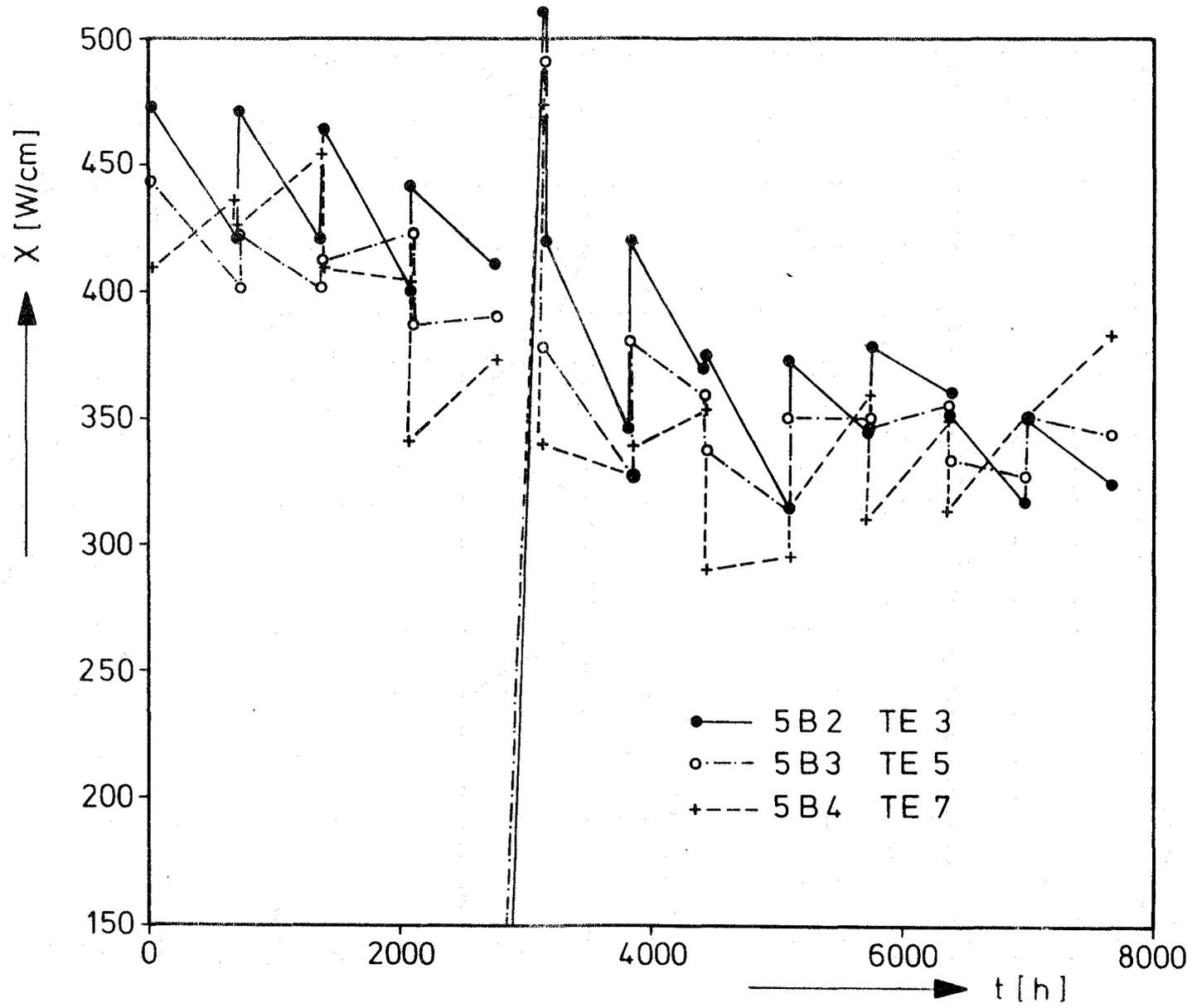


Abb. 2 Zeitlicher Verlauf der Stableistungen im KVE-77

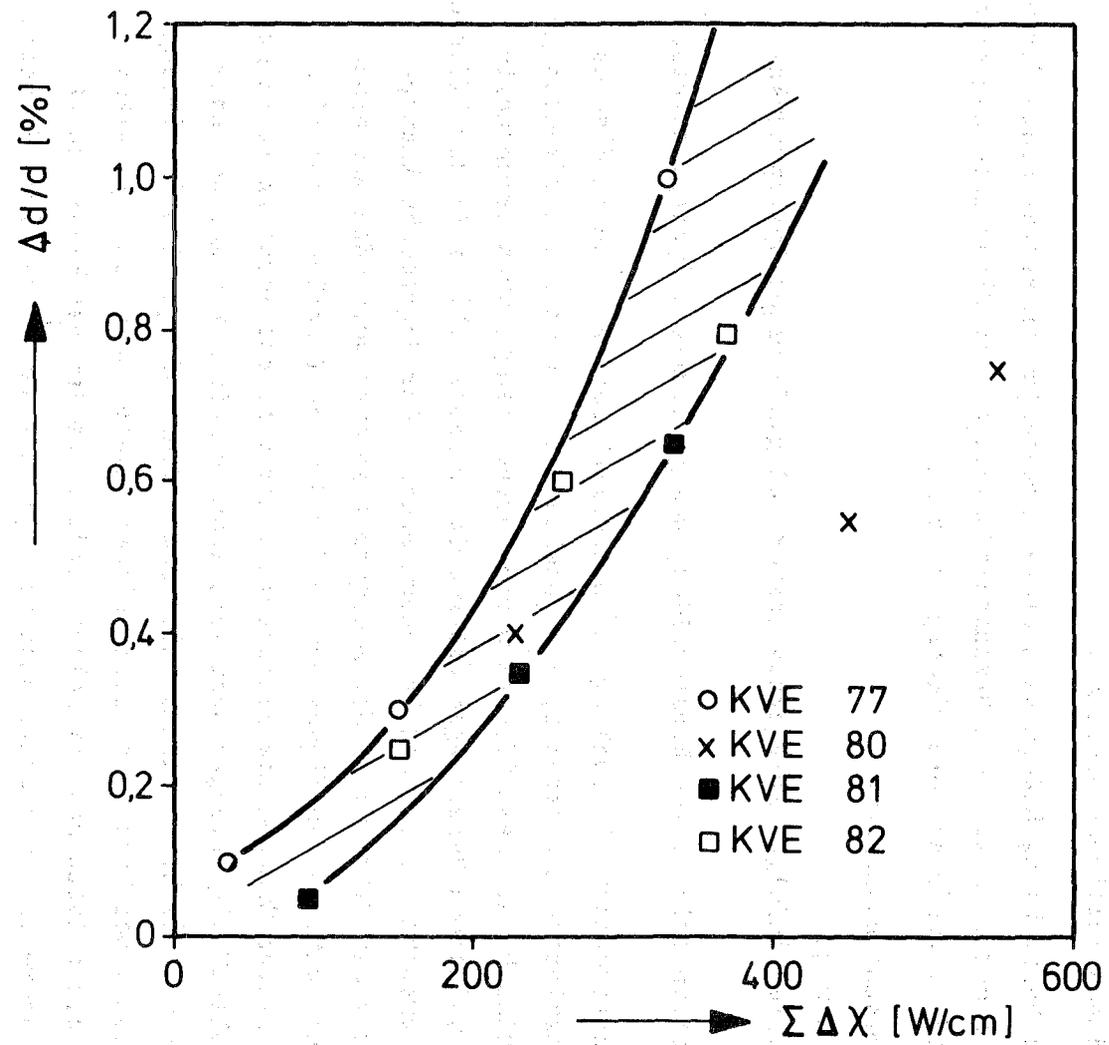


Abb. 3 Hülldehnungen in Abhängigkeit von der Summe der positiven Leistungssprünge

2. Geometrieänderung oxidischer Brennstofftabletten bei Lastwechseln^F

(H. Elbel, IMF)

Die thermische Belastung des in stabförmigen Brennelementen eingesetzten nuklearen Tablettenbrennstoffs hängt sehr wesentlich von den Wärmeleitungseigenschaften des Übergangsbereiches zwischen den Brennstofftabletten und dem Hüllrohr ab. Diese Wärmeleitungseigenschaften werden sowohl durch das Material, das jenen Bereich ausfüllt, als auch durch die geometrischen Abmessungen jenes Bereiches bestimmt.

Während der Bestrahlung ändern sich diese Abmessungen in erster Linie durch die Änderung der Geometrie der Brennstofftabletten. Für diese Änderung gibt es verschiedene Ursachen. Die wichtigsten sind

- thermische Ausdehnung,
- Rißbildung,
- Schwellen infolge Einlagerung fester und gasförmiger Spaltprodukte und
- Schwellen infolge von Blasenbildung aus gasförmigen Spaltprodukten.

Die modelltheoretische Behandlung der Geometrieänderungen von oxidischen Brennstofftabletten hat gezeigt, daß daneben noch mit weiteren Effekten gerechnet werden kann. Diese Effekte werden vorausgesagt, wenn Brennstofftabletten zyklischen Belastungen unterworfen werden/1/. Einer dieser Effekte kann dadurch verursacht werden, daß bei einem Wechsel der Betriebsbedingungen eine Änderung der Rißstruktur der Brennstofftablette verbunden mit einer Änderung der mechanischen Eigenschaften der Brennstofftablette auftritt: Während im kalten Zustand die Brennstofftablette in der Regel in radialer Richtung vollständig durchgerissen ist, kann im heißen Zustand bei entsprechender thermischer Belastung die innere Zone infolge Plastifizierung rißfrei werden. Der Wechsel zwischen diesen beiden Zuständen, Aufreißen der Brennstofftablette und teilweises Wiederausheilen der Risse, führt der modelltheoretischen Beschreibung zufolge zu einer sukzessiven Verschiebung des Brennstoffs in Richtung Hüllrohr.

Das Ergebnis einer Modellrechnung, durchgeführt mit dem Rechenprogrammsystem SATURN-1a /2/, wird in der Abb. 4 gezeigt. Brennstab- und Betriebsdaten sind in der Tabelle 1 zusammengestellt.

In SATURN-1a wird der Zustand einer gerissenen bzw. teilweise plastischen Brennstofftablette auf der Basis einer "plane stress"-Näherung beschrieben.

Die Überprüfung des erwähnten Effekts anhand von Ergebnissen aus den üblichen Bestrahlungsversuchen ist sehr schwierig, da daneben weitere Geometrieänderungen der Brennstofftablette durch Schwellen bzw. durch zufällige und systematische Umlagerungen berücksichtigt werden müssen.

Referenzen:

- /1/ Y.R. Rashid:
Mathematical Modeling and Analysis of Fuel Rods,
Nucl. Eng. and Des. 29 (1974) 22
- /2/ H. Kämpf, H. Elbel, F. Depisch:
Das Rechenprogramm SATURN-1a für Brennstäbe,
KFK 1575, Sept. 1972

hfg 2214

Tabelle 1: Brennstab- und Betriebsdaten

Brennstoff:	
Material	UO ₂
theoretische Dichte	10,95 g/cm ³
Tablettendichte	92,5 % th.D.
O/Me	2,00
Außenradius	2,7875 mm
Hülle:	
Material	AISI 316
Innenradius	2,900 mm
Außenradius	3,350 mm
Stableistung:	
Maximum	400 W/cm
Minimum	0 W/cm
Hülloberflächentemperatur:	
Maximum	500 °C
Minimum	20 °C
Abbrandzustand:	~ 0 MWd/kg M

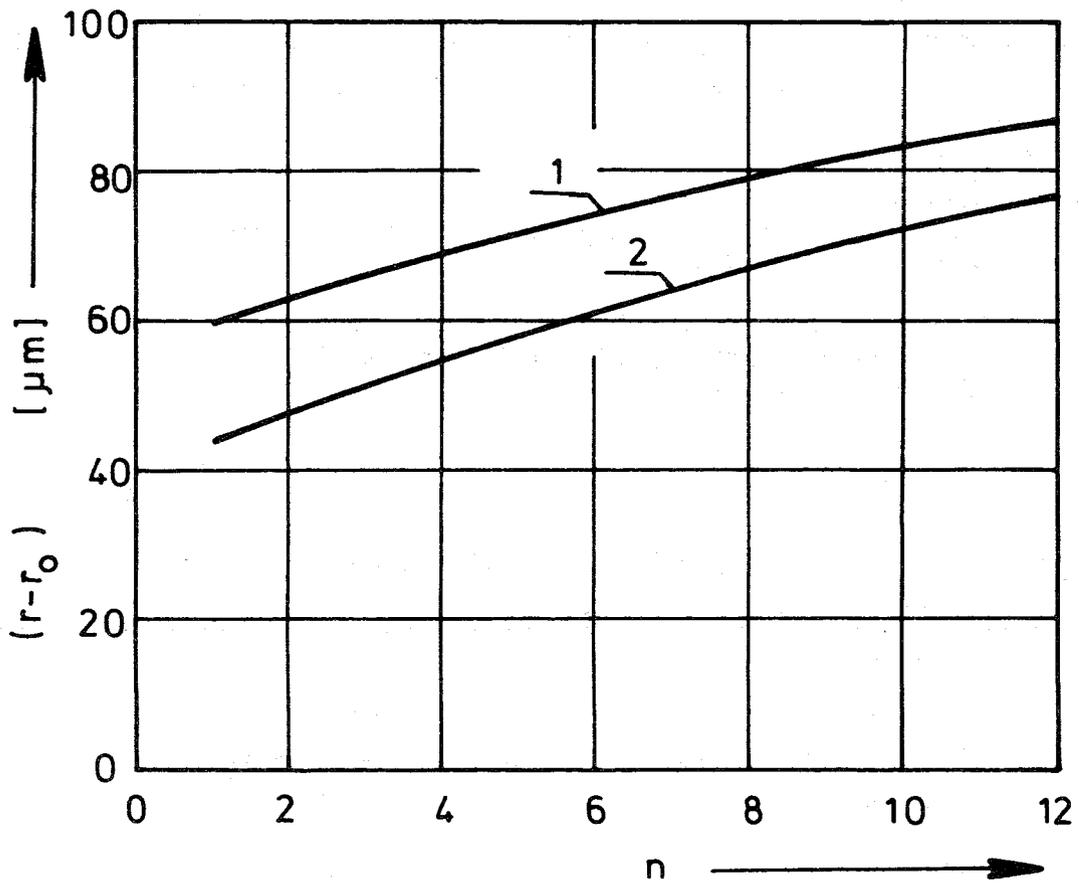


Abb. 4: Zuwachs des Brennstoffaußenradius als Funktion der Anzahl der Lastwechsel

- 1 : im Heißzustand
2 : im Kaltzustand
 r_0 : ursprünglicher Außenradius

1121 Oxidischer Brennstoff-Laboruntersuchungen1121.1 Charakterisierende Untersuchungen und Qualitätskontrolle
an MischoxidCharakterisierung der Plutoniumverteilung in UO_2 - PuO_2 -Sinterkörpern mit
Hilfe der Autokorrelationsfunktion^G (D. Vollath, I. Nicolaescu, IMF)

Die Verteilung des PuO_2 in einer Schnittebene einer UO_2 - PuO_2 -Tablette kann auf verschiedene Weise dargestellt werden. Die Art der Darstellung ist nicht zuletzt auch eine Funktion der Information, die man aus einer solchen Verteilung bekommen möchte. Spezifikationsgemäß soll das Plutonium homogen in der Probe verteilt sein. Wenn die Plutoniumverteilung nicht homogen und regellos ist, so ist das auf Mischungsfehler zurückzuführen. Solche Mischungsfehler können dann im ungünstigsten Fall Anlaß für größere Abweichungen im Plutoniumgehalt der einzelnen Tabletten sein. Zum Aufsuchen von geordneten Strukturen in einer scheinbar regellosen Anordnung hat sich die Autokorrelationsfunktion im allgemeinen gut bewährt. Im folgenden soll nun die Anwendung dieser Funktion auf das vorliegende Problem erläutert und die Ergebnisse diskutiert werden. Die Autokorrelationsfunktion $h(x,y)$ einer Konzentrationsverteilungsfunktion $f(u,v)$ ist definiert als

$$h(x,y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(u,v) f(u+x, v+y) du dv$$

Dabei ist (u,v) die Ebene der Tablette,

(x,y) die Ebene der Korrelationsfunktion.

Da die Funktion $f(u,v)$ mit Ausnahme des Bereiches der Ebene, in der die Schnittebene der Tablette zu liegen kommt, null ist und in diesem auch nicht divergiert, existiert das oben angegebene Integral für jeden experimentell möglichen Fall. Bei der praktischen Bestimmung der Funktion $h(x,y)$ geht man so vor, daß man die Probe in N Felder - im vorliegenden Fall in $16 \times 16 = 156$ Felder - teilt und in jedem dieser Felder die Plutoniumkonzentration mit Hilfe eines Bildanalysators mißt. Mit dieser experimentell bestimmten Funktion $f(u,v)$ wird das Integral

berechnet. Für eine weitgehend regellose Probe nimmt die Korrelation weitgehend gleichmäßig mit zunehmender Entfernung vom Ursprung ($x=0$, $y=0$) ab. Die Linien gleicher Korrelation sind im idealen (isotropen) Fall Viertelkreise. Dieser Fall ist aber selten. Zumeist ist es so, daß diese Viertelkreise in der Preßrichtung verformt sind.

Aber nicht selten weisen Proben eine geordnete Struktur auf. Dann treten Korrelationsmaxima auf. Die Struktur kann linienförmig oder schachbrettartig sein. Man erhält z.B. in x-Richtung ein Korrelationsmaximum bei ca. 1,1 mm und 2,2 mm, in y-Richtung entsprechende Maxima bei ca. 1,5 mm und 2,9 mm. Aus diesen vier Maxima kann man folgern, daß bei Verschiebung der Probe um 1,1 bzw. 2,2 mm in x-Richtung oder 1,5 und 2,9 mm in y-Richtung die verschobene Probe mit der ursprünglichen wieder weitgehend deckungsgleich ist. Auch hier läßt sich eine stark ausgeprägte Anisotropie feststellen, wobei sich die Preßrichtung der Tablette durch eine Verminderung der Korrelationsstrecke bemerkbar macht.

Wie die Beispiele zeigen, ist die Autokorrelation im Falle der Plutoniumverteilung ein geeignetes Mittel, um periodische Strukturen oder Anisotropien aufzudecken.

1121.4 Mikrosondenuntersuchungen an Oxid-BrennstoffenNachuntersuchungen an der Versuchsgruppe 5b der FR2-Kapselbestrahlungen* (H.Kleykamp, IMF)

Die Versuchsgruppe 5b der Kapselbestrahlungen im thermischen Reaktor FR2 ist durch die Bestrahlung von Mischoxid-Prüflingen mit einem sehr geringen Brennstabdurchmesser, einem hohen Pu-Anteil und einer hohen spezifischen Leistung charakterisiert. Dieser Brennstabtyp war für den geplanten schnellen Testreaktor FR3 vorgesehen. Der hohe Pu-Anteil hat jedoch auch eine weitreichende Bedeutung für Aussagen zum Brennstabverhalten des SNR-300, weil mit der Versuchsgruppe 5b erstmals ein Mischoxid bestrahlt wurde, das in seiner Zusammensetzung (35% PuO₂ und U-nat im UO₂) dem SNR-Brennstab in der Core-Außenzone nahe kommt.

Die Prüflinge haben eine Gesamtlänge von 172 mm, die Brennstofflänge beträgt 80 mm. Der Mischoxid-Brennstoff hat die Ausgangszusammensetzung ${}^{\text{nat}}\text{U}_{0,65}\text{Pu}_{0,35}\text{O}_{1,985}$, eine Dichte von 86% th.D. und einen Tabletten-durchmesser von 3,95 mm. Der diametrale Gasspalt beträgt 135 µm. Je drei der 18 Prüflinge wurden in sechs Kapselversuchseinsätzen (KVE) bis zu einem Abbrand von 12% bestrahlt. Die maximale Stableistung der hier untersuchten Prüflinge beträgt 480 W/cm, die maximale Hüllaußentemperatur 450°C (1).

Die Pu-Umverteilung im Brennstoff bildete den Schwerpunkt der Nachuntersuchungen mit der Elektronenstrahl-Mikrosonde. Dabei wurde insbesondere die Pu-Anreicherung am Zentralkanal bestimmt, die in der α-Autoradiographie Pu-frei erscheinende Außenzone des Brennstoffs untersucht und eine Abbrandabhängigkeit der Pu-Anreicherung am Zentralkanal geprüft. Hierzu wurden eine Probe (KVE 77-5B.3-2) mit dem höchsten mittleren Abbrand von 12% und zwei Proben mit einem niedrigen Abbrand von 1,2% (KVE 83) ausgewählt. Die niedrig abgebrannten KVE waren keramographisch jedoch nicht untersucht worden. Aus dem noch vorhandenen Probenmaterial wurde daher durch visuelle Betrachtung ein etwa 18 mm langer Prüflingsabschnitt aus der Mitte einer Brennstoffzone ausgewählt, an dessen Enden ein Zentralkanal mit extrem großen Durchmesserunterschieden von 4% und 32% des Tablettendurchmessers beobachtet werden konnte. Von den beiden Enden wurde je ein Querschliff präpariert.

* BzFE Nr. 461.1

Das Gefüge, die α -Autoradiographie und die radialen bzw. diametralen U- und Pu-Konzentrationsprofile sind in den Abb. 5, 6 und 7 dargestellt. In allen drei untersuchten Proben wird eine sehr hohe Pu-Anreicherung am Zentralkanal festgestellt; die Außenzonen sind jedoch nahezu Pu-frei. In der 12% abgebrannten Probe (Abb. 5) beträgt die Anreicherung am Zentralkanal 50% PuO_2 , während die Konzentration in der konzentrischen Außenzone - in der α -Autoradiographie nicht mehr sichtbar - auf 3% PuO_2 abfällt. Der Mittelwert in dieser Querschnittsebene des Prüflings beträgt 21% PuO_2 und liegt unterhalb des bei 12% Abbrand zu erwartenden Mittelwertes, was darauf hindeutet, daß neben dem radialen auch ein starker axialer Materialtransport stattgefunden hat. Der Übergang von der Pu-reichen zur Pu-armen Zone bei etwa 85% des Tablettenradius ist im Gefüge durch die unterschiedliche Morphologie der beiden Zonen deutlich erkennbar. Die Außenzone ist nahezu spaltproduktfrei, was auf eine Brennstoffumlagerung zu Bestrahlungsbeginn während der Restrukturierungsphase hindeutet.

In einem Prüfling werden je nach Tablettenlage konzentrisch und exzentrisch angeordnete Brennstoffzonen beobachtet. Ferner ist der Zentralkanal nicht gleichmäßig ausgebildet. Es wechseln in einem Prüfling zentralkanalfreie Abschnitte mit Bereichen stark schwankenden Zentralkanaldurchmessers ab. Je kleiner der Zentralkanal, desto breiter ist im allgemeinen die Pu-arme Außenzone. In den Schnittebenen des mit 1,2% niedrig abgebrannten Prüflings beträgt die Anreicherung am Zentralkanal 55% PuO_2 , während die Außenzone nahezu Pu-frei ist ($< 1\% \text{PuO}_2$). Die Schnittebenen der beiden Proben (Abb. 6 und 7) liegen etwa 18 mm voneinander entfernt. Aus dem Vergleich der beiden Pu-Profile folgt, daß in einem Prüfling radialsymmetrische Umverteilungen mit radialunsymmetrischen in unmittelbarer Nachbarschaft abwechseln, letztere oft mit einem Pu-Maximum in der Mitte des Brennstoffradius. Der Übergang zur Pu-armen Außenzone ist bei den niedrig abgebrannten Prüflingen sehr scharf, wogegen in den hoch abgebrannten ein diffusionsprofilartiger Übergang durch Interdiffusion von U und Pu während des Bestrahlungsfortschritts auftritt. Dieser Effekt wird durch den Flußabsenkungs- und Abbrand-Einfluß verstärkt. Auch dieser Sachverhalt weist darauf hin, daß die Brennstoffumlagerung zu Bestrahlungsbeginn während der Umstrukturierungsphase oder in einem der ersten Zyklen stattgefunden haben muß.

Der U- und Pu-Konzentrationsverlauf ist insbesondere im niedrig abgebrannten Prüfling mit einer Bestrahlungszeit von 30 Tagen atypisch und kann durch Thermodiffusion des Pu oder durch UO_2 - und UO_3 -Sublimation und entsprechende Porenwanderung nicht erklärt werden. Vielmehr haben die hohe spezifische Leistung und der starke Pu-Anteil im Mischoxid während der Restrukturierungsphase ein Aufschmelzen des Brennstoffs in einigen Abschnitten des zentralkanalnahen Bereichs zur Folge gehabt, das durch die Pu-Anreicherung am Zentralkanal, also durch die Wärmequell-dichteverlagerung nach innen und die damit verbundene weitere Temperaturerhöhung über 2600°C am Zentralkanal ermöglicht oder verstärkt wurde /1/. Über der Schmelze herrscht ein wesentlich höherer Dampfdruck als über der festen Phase. Uranoxide sind die dominierende Spezies in der Gasphase. Die Moleküle werden in den Spalt transportiert und kondensieren an der Hülle mit einer nahezu azimutalunabhängigen Innentemperatur als hochdichtes, nahezu wärmequellfreies UO_2 . Der Transport tritt deshalb besonders stark und bis zur Hülle auf, weil der Temperaturgradient wegen des kleineren Stabdurchmessers größer und die Brennstofftemperatur im gesamten Bereich höher als im 6 mm-Brennstab mit mäßiger spezifischer Leistung sind. Eine exzentrisch gelagerte Tablette führt nur aus räumlichen Gründen zu einem azimutalabhängigen Materietransport. Die Pu-reichere Restschmelze kondensiert nach Beendigung der Restrukturierungsphase durch Absinken der Zentraltemperatur weit unter die Solidustemperatur des Brennstoffs während des weiteren Bestrahlungsablaufs und bildet mit dem ungeschmolzenen festen Mischoxid einen Mischkristall. Die in diesem Brennstoffbereich beobachteten Poren sind abbrandbedingte Spaltgasblasen.

Das Schmelzen findet nicht im gesamten Prüfling, sondern nur in einigen Tabletten im Flußmaximum mit ungünstigem Wärmeübergang statt. Die Solidustemperatur beträgt bei 55% PuO_2 im reinen Mischoxid 2580°C ; sie wird während des Abbrands durch Lösung der entstehenden Spaltprodukte weiter herabgesetzt /2/, aber durch die Abnahme der Pu-Konzentration im Mischoxid während des Spaltungsprozesses zum Teil kompensiert.

Die offensichtlich zu hohe anfängliche Stableistung von 480 W/cm sowie der schlechte Wärmeübergang durch verunreinigende Gase haben zu einem zentralen Schmelzen der Prüflinge geführt. Bei Auslegungsrechnungen muß

/1/ H.Kleykamp, Reaktortagung 1974, Berlin, Tagungsber. S. 253

/2/ H.Kleykamp, Reaktortagung 1975, Nürnberg, Tagungsber. S. 451

mit einer Pu-Anreicherung am Zentralkanal am Ende der Restrukturierungsphase um den Faktor zwei, bezogen auf die mittlere Ausgangskonzentration, gerechnet werden. Bei einer Pu-Ausgangskonzentration von 35% PuO₂ darf somit die Zentraltemperatur den Wert von 2500°C auf keinen Fall überschreiten.

Veröffentlichung

(1) P.Weimar, D.Freund, H.Steiner, KFK-2222, in Vorbereitung

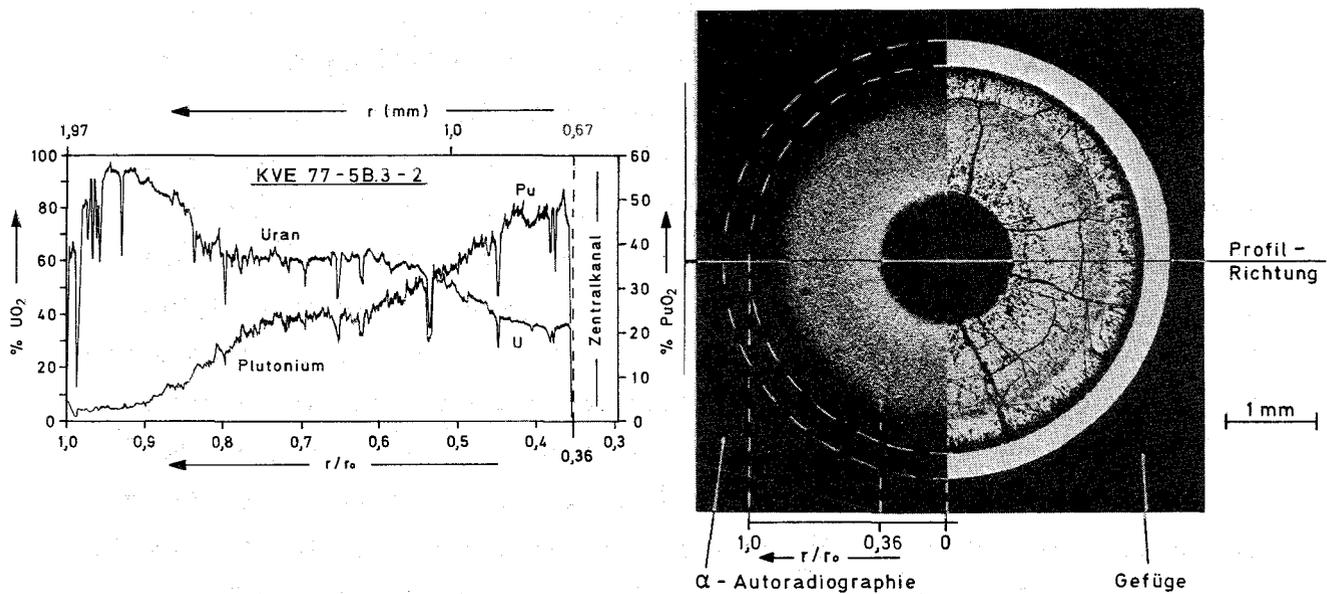


Abb. 5 : Gefüge, α -Autoradiographie sowie radiales U- und Pu-Konzentrationsprofil eines Brennstabquerschnitts nach 12% Abbrand (KVE 77-5B.3-2), Ausgangszusammensetzung U_{0,65}Pu_{0,35}O_{1,985}

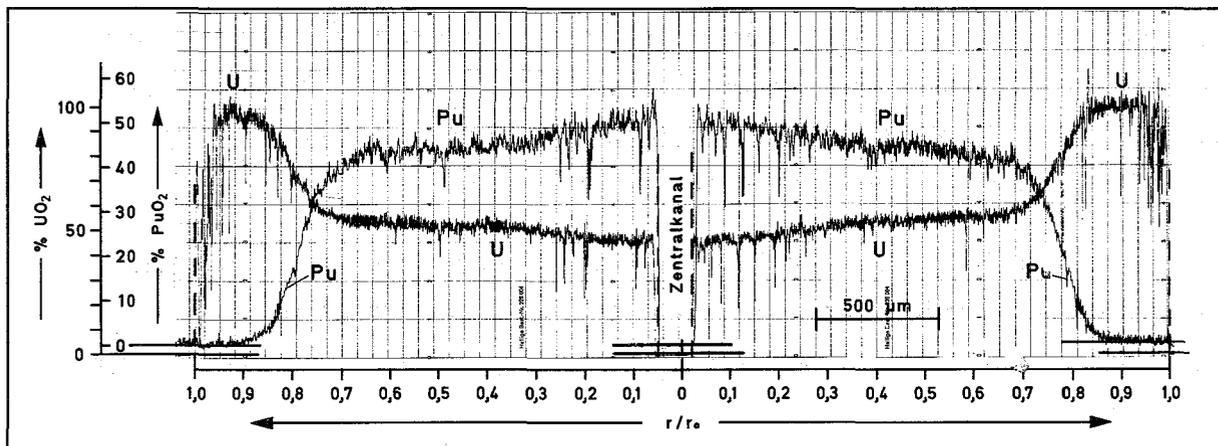


Abb. 6 : Diametrales U- und Pu-Konzentrationsprofil eines Brennstabquerschnitts aus dem KVE 83 nach 1,2% Abbrand

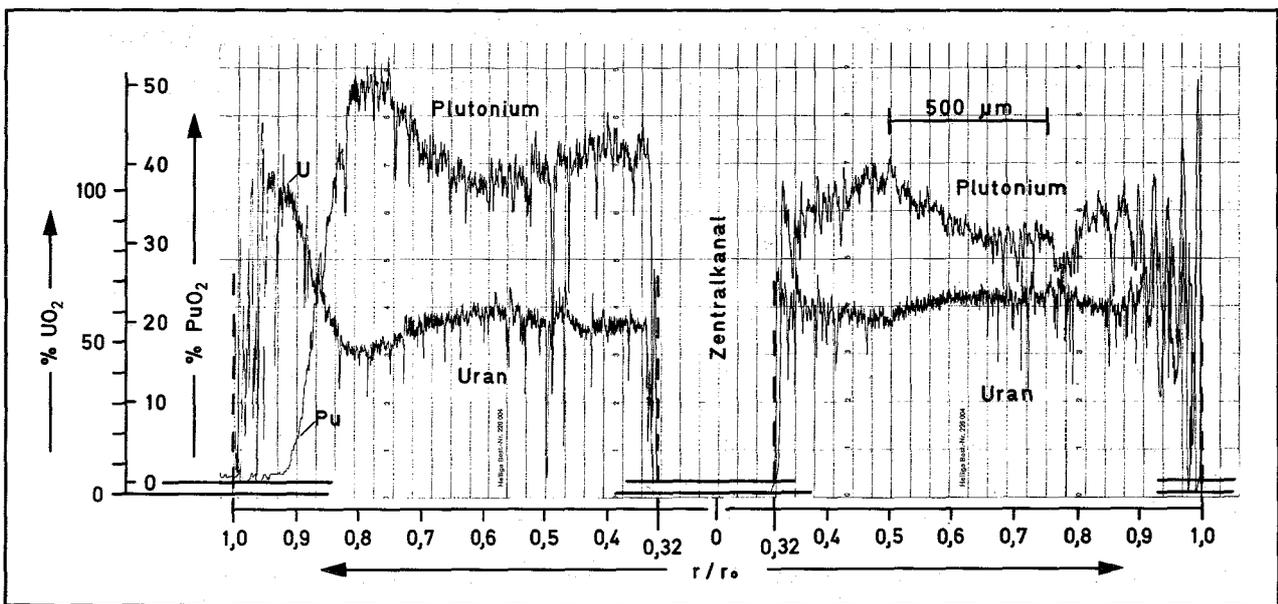
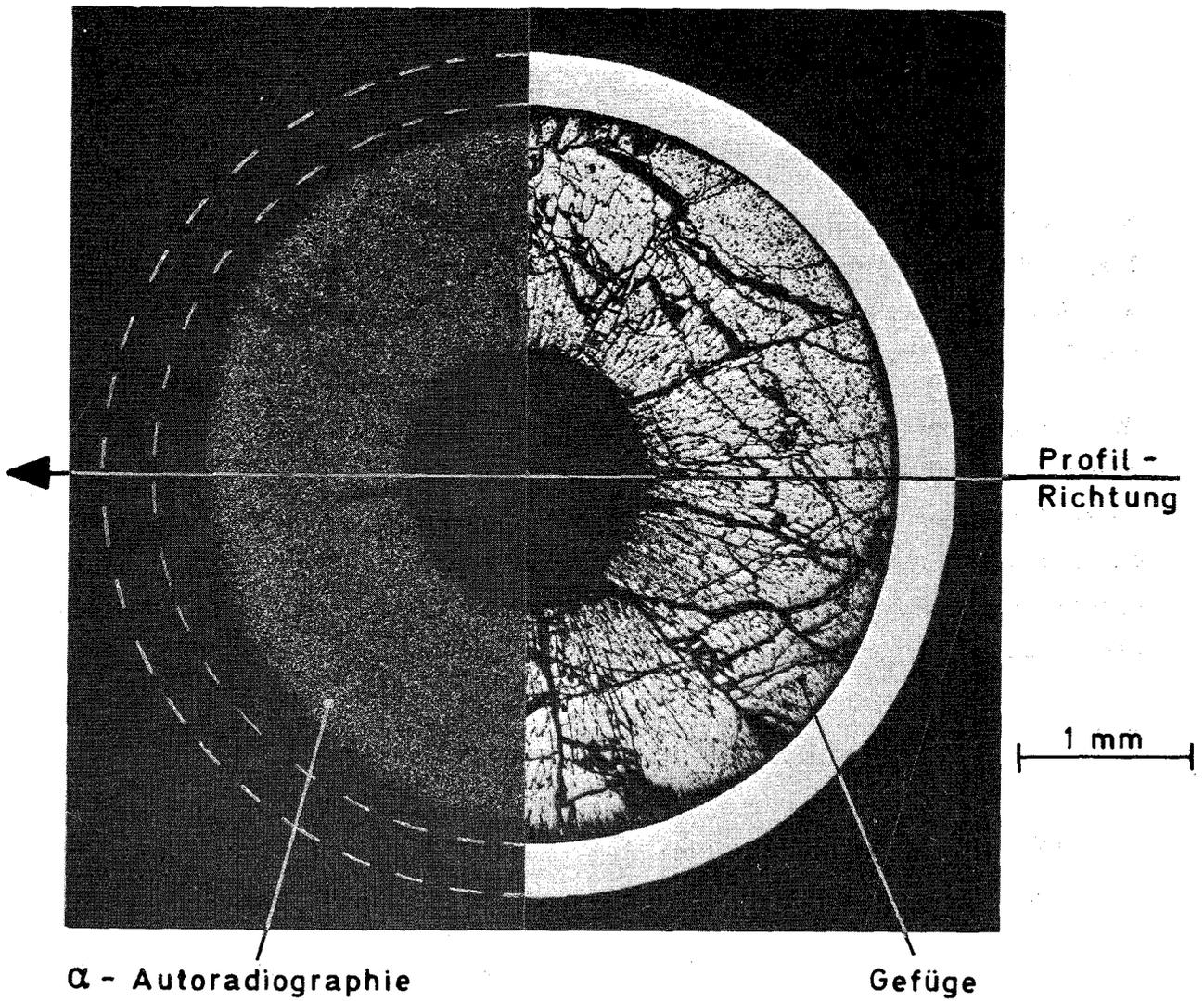


Abb. 7 : Gefüge, α-Autoradiographie sowie diametrales U- und Pu-Konzentrationsprofil eines Brennstabquerschnitts aus dem KVE 83 nach 1,2% Abbrand mit exzentrischer Lage des an die Hülle transportierten UO₂

1121.6 Gefügeuntersuchungen und thermische Analyse an Brennstäben*

(B.Schulz, IMF)

Mit der Porositätsmessung an ausgewählten Proben intakt gebliebener Brennstäbe der Versuchsgruppe Mol 8C mit oxidischem Brennstoff wurde die Gefügeanalyse an bestrahlten Oxidbrennstäben, was die Erfassung von Porositätsprofilen angeht, abgeschlossen.

Die Versuchsgruppe Mol 8C zeichnet sich durch den Einsatz von Mischoxidpellets mit deutlich verschiedenen Ausgangsdichten aus, die bis zu hohen Abbränden ($\sim 10\%$) im Einsatz waren. Unter der Beachtung, daß nur ein Parameter bei der Gefügeanalyse variiert werden sollte, wurden entsprechend den Schnittplänen der Heißen Zellen folgende Schiffe mit folgenden Daten /4/ ausgewählt:

Probe	Dichte % T.D.	Spalt μm radial	Abbrand (%)	mittl.Stableistung W/cm
8C - 3-8	95,2	70	10,5	482
8C - 5-3	86,7	70	10,8	488
8C - 5-6	86,7	70	10,8	480

Außerdem wurden einige Messungen an der Versuchsgruppe FR2 4A /1/ mit herangezogen. Die Charakterisierung dieser Proben nach Ausgangsdichte, Ausgangsspalt und Abbrand, Hüllaußentemperatur und Stableistung ist folgende:

Probe	Dichte % T.D.	Spalt μm radial	Abbrand (%)	mittl.Stableistung W/cm
4A - 21-4	83,6	65	9,5	421
4A - 21-2	83,6	65	9,5	421
4A - 25-4	84,6	70	9,7	456
4A - 27-4	84,0	75	10,2	440

In Abb.8 sind die Porositäten als Funktion des normierten Radius r' + wiedergegeben. Der Mittelwert der Porositäten aus den Versuchsgruppen

+ $r' = \frac{r - r_Z}{r_B - r_Z}$, r - laufende Ortskoordinate, r_B , r_Z - Brennstoff- bzw. Zentralkanalradius

* BzFE Nr. 462.9. Zuletzt berichtet in KFK 1275/1, S.112-17.

Mol 8C und FR2-4A für die mittlere Ausgangsdichte von 85% für diese Proben stimmt mit dem repräsentativen Porositätsprofil bis auf Randzonen gut überein. Die Einzelmessung an der Probe Mol-8C mit 95,2% Dichte zeigt jedoch außerhalb des Fehlers der Einzelmessung von $\pm 3,5\%$ Porosität systematische Abweichungen vom repräsentativen Profil. Dies konnte bisher nicht festgestellt werden. Die Ergebnisse /1/ an der Versuchsgruppe FR2 5a, ebenfalls ein Bestrahlungsversuch mit Variation der Ausgangsdichte zeigen bei einem Abbrand von 5% (Abb.9) nicht diese Systematik. Es kann daher bei sehr hohen Ausgangsdichten des Mischoxids, die sich deutlich von den Schnellbrüter-Spezifikationsdichten unterscheiden, nicht ausgeschlossen werden, daß bei hohen Stabileistungen und hohen Abbränden solche hohen Dichteunterschiede zu Porositätsverläufen führen können, die vom repräsentativen Porositätsprofil abweichen.

Weiterhin wurde die Gefügeänderung des bestrahlten Mischoxids gegenüber dem unbestrahlten Material quantitativ erfaßt. Dies bedeutet eine Klärung der Frage, ob die Porosität im bestrahlten bzw. unbestrahlten Brennstoff offene oder geschlossene Porosität ist. Die Art der Porosität beeinflußt bekanntlich die Porositätskorrektur für die Wärmeleitfähigkeit /2/. Diese Frage läßt sich gefügeanalytisch klären /3/. Ermittelt wird dabei eine Größe, die die Wahrscheinlichkeit W zur Bildung unendlich langer Ketten beschreibt, und hieraus kann der Anteil der geschlossenen Porosität P_s und über Differenzbildung zur Gesamtporosität P_g der Anteil der offenen Porosität P_o erhalten werden. Das Verfahren wurde zunächst an UO_2 -Proben mit 13,2% Gesamtporosität erprobt. An diesem Material wurden über Dichtemessungen nach der Auftriebsmethode mit benetzenden und nicht benetzenden Flüssigkeiten die Anteile P_o und P_g getrennt ermittelt. Sodann wurde das Verfahren auf unbestrahltes Mischoxid (Abb.10) angewendet. Die Ergebnisse waren wie folgt:

	P_{ges} /%/	P_o /%/		P_s /%/	
		aus Dichtem.	Gefügean.	aus Dichtem.	Gefügean.
UO_2	13,2	11,2	11,7	2,0	1,5
$(U,Pu)O_2$	14,0		12,9		1,1

Hiernach ergibt sich, daß die Herstellungsporosität im Mischoxid als offe-

ne Porosität angesetzt werden muß. Demgegenüber zeigen Untersuchungen an bestrahlten Querschliffen nur geschlossene Porosität. Sie weist sich am Brennstoffrand und in der Mitte als sphärische Porosität aus. Zum Zentralkanal hin, treten auch längliche Poren auf, die im wesentlichen parallel zum Temperaturgradienten orientiert sind. Der Effekt dieser Orientierung in der Porositätskorrektur für die Wärmeleitfähigkeit ist jedoch so gering, daß er nicht berücksichtigt zu werden braucht. Damit kann für die Porositätskorrektur der Wärmeleitfähigkeit bestrahlter Oxide über den ganzen Stabquerschnitt angesetzt werden:

$$\lambda_P = \lambda_0 (1 - P)^{3/2} \quad \text{mit } \lambda_{0,P} = \text{Wärmeleitfähigkeit der Probe ohne und mit Porosität } P$$

Weiterhin wurde gefügeanalytisch an Proben der Bestrahlungsversuche Rapsodie-Monitor und Rapsodie I die radiale Verteilung der ausgeschiedenen Spaltprodukte gemessen. Dies geschah, um eine Vorstellung über den Volumenanteil der ausgeschiedenen Spaltprodukte zu gewinnen. Bekanntlich können die genaueren Konzentrationsmessungen der Mikrosondenanalyse nur bei bekannten Dichten der Spaltprodukte auf Volumenanteile umgerechnet werden. Denn nur diese gehen als Parameter in die Wärmeleitfähigkeit des abgebrannten Brennstoffs ein. Zunächst stellte sich heraus, daß die oxidischen Spaltprodukte, selbst bei Einsatz eines Zusatzgerätes zur genaueren Diskriminierung der Kontraststufen im Bildanalysator nicht gemessen werden können. So geben die in Abb 11 dargestellten Verteilungen die metallischen Spaltprodukte wieder, dies sind die Mittelwerte aus Messungen an den Stäben AU 34, 31 (5,7% Abbrand) und AM 16, AM 07, AU 20 (10% Abbrand). Alle Proben hatten die Ausgangsstöchiometrie 1,98 bis 2,0 /4/. Die Ergebnisse zeigen eine eindeutige Abbrandabhängigkeit nur im mittleren Radienbereich. Eine weitere Interpretation der Ergebnisse kann jedoch nur im Zusammenhang mit den Ergebnissen aus Mikrosondenanalysen geschehen.

Literatur

- /1/ G.Ondracek, B.Schulz
Reaktortagung 1974, Berlin, S. 265/268
- /2/ B.Schulz, KFK 1988, (1974)
- /3/ B.Schulz, KFK-Ext. 6/74-4 (1974)
- /4/ G.Gausmann, GfK/IMF, pers.Mitteilung

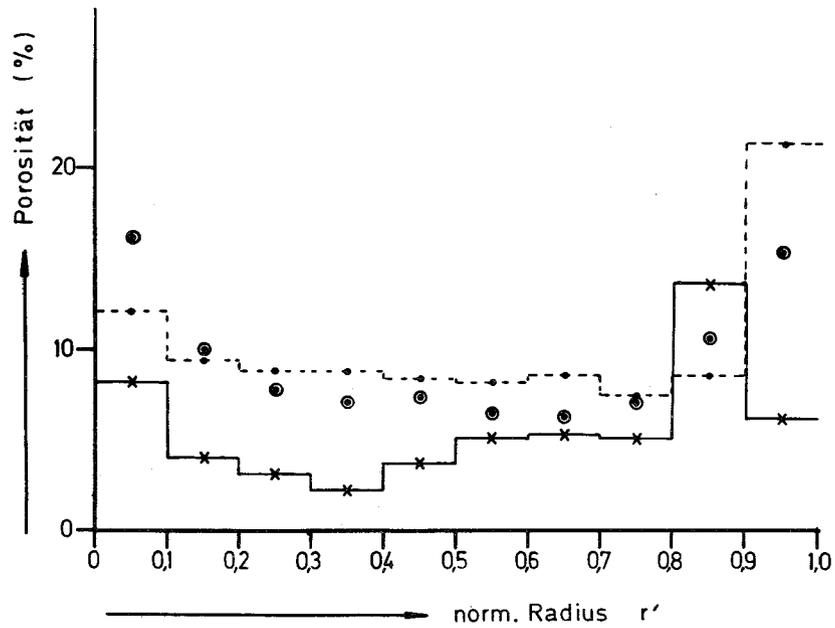


Abb. 8: Porosität als Funktion des normierten Radius r'

- · - Mittelwert der Porositäten aus Mol 8C und
FR2 - 4A ~ 85% Dichte ~ 10% Abbrand

⊙ Repräsentatives Porositätsprofil /1/

X Mol 8C - Probe mit Ausgangsdichte 95,2% T.D.

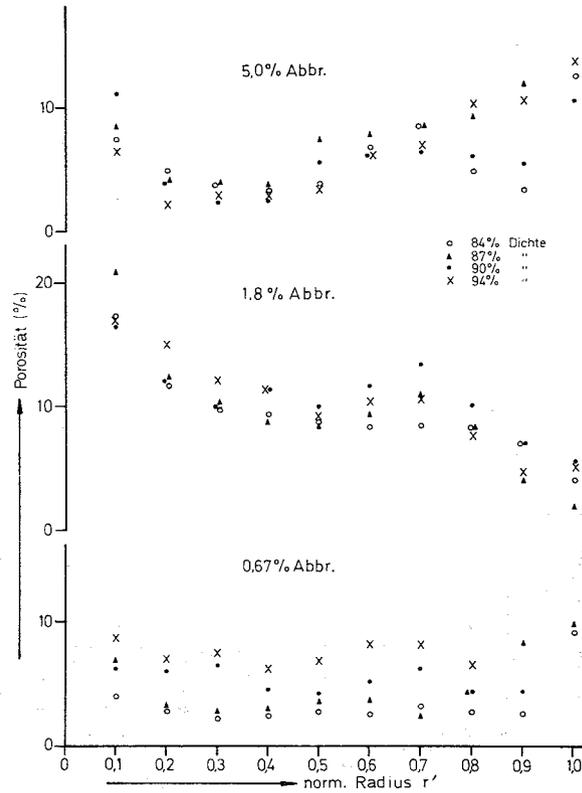


Abb.9 : Porositätsverläufe des integrierten Dichteversuches FR2-5a /1/

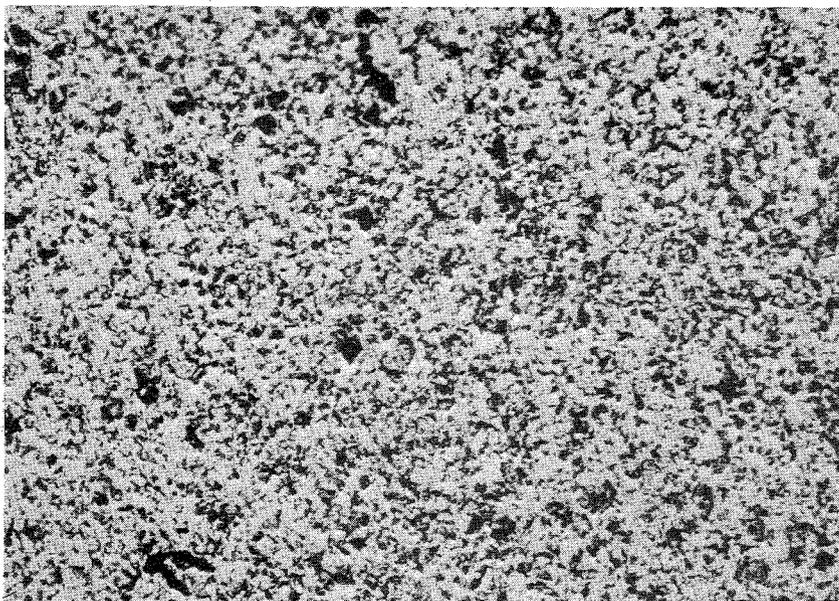


Abb.10: Gefüge des unbestrahlten $(U,Pu)O_2$ -Mischoxids mit 14% Porosität, 100 x /5/

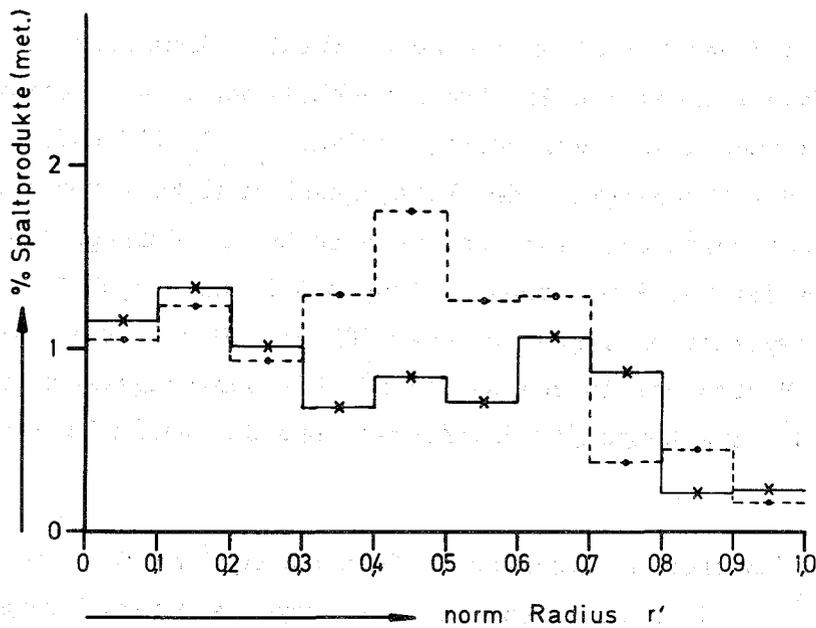


Abb. 11: Verlauf des Anteils der metallischen Spaltprodukte als Funktion des normierten Radius für 5,7% (x) und 10% Abbrand (---•---

1122 Bestrahlungsexperimente

1122.11 Bestrahlungsbedingtes Kriechen von mechanisch gemischtem, porösen UO_2 - PuO_2 -Brennstoff *
(W.Dienst, IMF)

Im Hinblick auf das Verhalten von Schnellbrüter-Brennstoff bei mechanischer Wechselwirkung mit der Brennstabhülle wurde das Bestrahlungskriechen von mechanisch gemischtem, porösen $U_{nat}O_2$ -15% PuO_2 untersucht. Zur Klärung der Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit von Spannung und Temperatur wurde auch auf Messungen an UO_2 zurückgegriffen. Die Sinterdichte der UO_2 - PuO_2 -Proben betrug 86% TD und 93,5% TD, ihre Bestrahlungstemperaturen lagen zwischen 300 und 1000°C, die Druckspannung in den Proben bei 15 und 40 MN/m², die Spaltungsraten zwischen 2,5 und $5 \cdot 10^{-9}$ Spaltungen/(U+Pu)-Atom·s, und der maximale Abbrand bei etwa 1%.

Die im FR 2 (Karlsruhe) eingesetzte Bestrahlungskapsel wurde früher beschrieben^{†)}. Die Kriechprobe ist als Stapel aus ringförmigen UO_2 - PuO_2 -Tabletten und zwischenliegenden Molybdän-Ringen ausgebildet, um möglichst kleine Temperaturdifferenzen und einen guten Zusammenhalt in der Probe zu gewährleisten. Die Probe befindet sich in einer mit Na-K gefüllten Probenkapsel und wird durch einen unveränderlichen äußeren Helium-Druck axial belastet. Die Probentemperatur wird durch den Gasspalt zwischen Probenkapsel und Druckkapsel eingestellt. Die Probenlängenänderung wird mit einem induktiven Verlagerungsaufnehmer kontinuierlich gemessen.

Nach 0,1 bis 0,2% Abbrand entsprechend einer Zeit von etwa 50 bis 200 h, je nach Spaltungsrate, wurde stets stationäres Kriechen gefunden. Abb. 12 zeigt die an UO_2 - PuO_2 gemessenen Werte in Abhängigkeit von der Temperatur und nach der Tablettendichte unterschieden. Zum Vergleich sind Ergebnisse des BMI^{††)}(Columbus, Ohio) von $(U,Pu)O_2$ -Proben mit 22% PuO_2 und eigene Ergebnisse von hochdichtem UO_2 eingetragen. Alle Messwerte wurden unter der Annahme normiert, dass die Kriechgeschwindigkeit proportional zur Spaltungsrate und zur Druckspannung in der Brennstoffprobe ist.

^{†)} D.Brucklacher, W.Dienst, J.Nucl.Mater.42 (1972) 285

^{††)} Battelle Memorial Institute

* BzFE - Nr. 315

Die Darstellung der Temperaturabhängigkeit für $T < 650^\circ\text{C}$ ist jedoch nur der Form nach dem Arrhenius-Diagramm angepasst und soll hier keinen thermisch aktivierten Festkörpertransportprozess mit einer relativ sehr niedrigen Aktivierungsenergie von etwa 5000 cal/mol beschreiben. Es ist vielmehr daran zu erinnern, dass das bestrahlungsbedingte Kriechen in früheren theoretischen Erwägungen⁺⁺⁾ auf eine starke lokale Überhitzung in der Umgebung der Spaltfragmentbahnen zurückgeführt wurde. Die in Abb. 12 dargestellte Abhängigkeit von der (mittleren) Proben temperatur könnte demnach einfach durch deren Beitrag zur Temperaturverteilung in den überhitzten Bereichen gedeutet werden. Näherungsweise wäre dann

$$\Delta \log \dot{\epsilon} \approx \frac{Q}{RT_{\ddot{u}}} \cdot \frac{\Delta T}{T_{\ddot{u}}},$$

wenn sich der Überhitzungseffekt durch eine Arrhenius-Beziehung mit der Aktivierungsenergie Q beschreiben lässt, und wenn ΔT die relativ geringe Änderung der lokalen Überhitzungstemperatur $T_{\ddot{u}}$ durch Verschiebung der mittleren Proben temperatur innerhalb des hier betroffenen Intervalles von etwa $500 \pm 150^\circ\text{C}$ ist. Mit $T_{\ddot{u}} \approx 3000\text{ K}$ würde sich aus Abb. 12 $Q \approx 80\,000$ cal/mol ergeben.

Zur Berücksichtigung der Abhängigkeit der bestrahlungsbedingten Kriechgeschwindigkeit von der Porosität wurde die Beziehung $\dot{\epsilon}_p/\dot{\epsilon}_0 = 1 + P^2/8$ vorgeschlagen, in der P die Porosität in Vol.-% ist⁺⁾ . In Tab. 1 sind die Werte dieses Porositätsfaktors angegeben, wie sie sich aus der relativen Dichte der vier verschiedenen Probenmaterialien in Abb. 12 ergeben. Daneben stehen die für 500°C aus Abb. 12 entnommenen Kriechgeschwindigkeiten. Es zeigt sich, dass die hier an mechanisch gemischtem UO_2 - PuO_2 gemessenen Werte im Vergleich zum hochdichtem UO_2 viel höher liegen, als es dem Verhältnis der Porositätsfaktoren entsprechen würde.

Diese Überhöhung der Kriechgeschwindigkeit wurde qualitativ auf einen "Poreneffekt" der PuO_2 -Teilchen im Brennstoffgefüge zurückgeführt⁺⁺⁺⁾, die in dem hier verwendeten Brennstoff bei nur geringer Mischkristallbildung in der $\text{U}_{\text{nat}}\text{O}_2$ -Matrix dispergiert vorlagen. Der "Poreneffekt"

⁺⁺⁾ W.Dienst, KFK 1215 (1970)

⁺⁺⁺⁾ D.Brucklacher, I. Alecu, KFK 1272/3 (1972) 112-31

ergibt sich dadurch, dass in den PuO_2 -Teilchen die Spaltungsdichte und damit die bestrahlungsbedingte Plastizität viel grösser ist als in der umgebenden UO_2 -Matrix.

In Tab. 1 sind für die Proben aus dem hier verwendeten mechanisch gemischtem UO_2 - PuO_2 effektive Porositätsfaktoren angegeben, die unter der Annahme erhalten wurden, dass der PuO_2 -Volumenanteil (15 Vol.-%) voll als effektive Porosität wirksam wird. Der Vergleich der Verhältnisse dieser modifizierten Porositätsfaktoren für die verschiedenen Brennstoffsorten in Tab. 1 mit den entsprechenden Kriechgeschwindigkeitsverhältnissen ergibt dann, dass die effektive Spaltungsrate in der UO_2 -Matrix um den Faktor 3 niedriger anzusetzen ist als die mittlere Spaltungsrate, damit gute Übereinstimmung erzielt wird.

Wie Abb. 12 zeigt, trat oberhalb von etwa 650°C (bis 1000°C) eine beträchtliche Absenkung der stationären Kriechgeschwindigkeit des poröseren UO_2 - PuO_2 mit steigender Temperatur ein. Die Absenkung könnte durch eine schnelle Verdichtung der Proben durch Drucksintern und/oder eine Homogenisierung der Pu-Verteilung durch bestrahlungsbedingte Diffusion verursacht sein. Beide Vorgänge führen zu einer Verminderung der effektiven Porosität und damit auch der Kriechgeschwindigkeit. Ein Vergleich der quantitativen Auswirkung mit der oben eingeführten Beziehung (mit \dot{S} = Spaltungsrate)

$$\dot{\epsilon}_{\text{UO}_2\text{-PuO}_2} = \frac{\dot{\epsilon}_{\text{UO}_2}}{1+P_{\text{UO}_2}^2/8} \cdot \frac{\dot{S}_{\text{Matrix}}}{\dot{S}_{\text{mittl.}}} \left[1 + \frac{1}{8} (P+P_{\text{eff. PuO}_2})^2 \right]$$

zeigt sich, dass weder eine vollständige Verdichtung ($P = 0$) noch eine vollständige Pu-Homogenisierung ($P_{\text{eff. PuO}_2} = 0$; $\dot{S}_{\text{Matrix}}/\dot{S}_{\text{mittl.}} = 1$) für die beobachtete Absenkung der UO_2 - PuO_2 -Kriechgeschwindigkeit oberhalb 650°C ausreicht. Beide Vorgänge müssen kombiniert in Betracht gezogen werden. Das gemessene Verhältnis $\dot{\epsilon}_{\text{UO}_2\text{-PuO}_2}/\dot{\epsilon}_{\text{UO}_2}$ würde sich bei Verdichtung des UO_2 - PuO_2 auf eine Restporosität von $P = 7(\%)$ und bei vollständiger Pu-Homogenisierung ergeben. Diese Lösung erscheint sinnvoll, weil auch die Längenänderung der betreffenden Proben während der Bestrahlung sowie die Nachvermessung der Brennstofftabletten nach

Bestrahlung auf eine schnelle axiale Verdichtung um etwa 6 - 7% schliessen liess, d.h. von ursprünglich 14% auf 7 - 8% Porosität. Ausserdem ist aus anderen Untersuchungen bekannt, dass UO_2 - PuO_2 -Brennstoff des verwendeten Typs unter Bestrahlung auf eine Restporosität von etwa 7 Vol.-% nachsinterte.

Alle Messergebnisse lassen sich ohne die Annahme deuten, dass der Pu-Gehalt an sich zu einer bedeutenden Erhöhung der bestrahlungsbedingten Kriechrate führt.

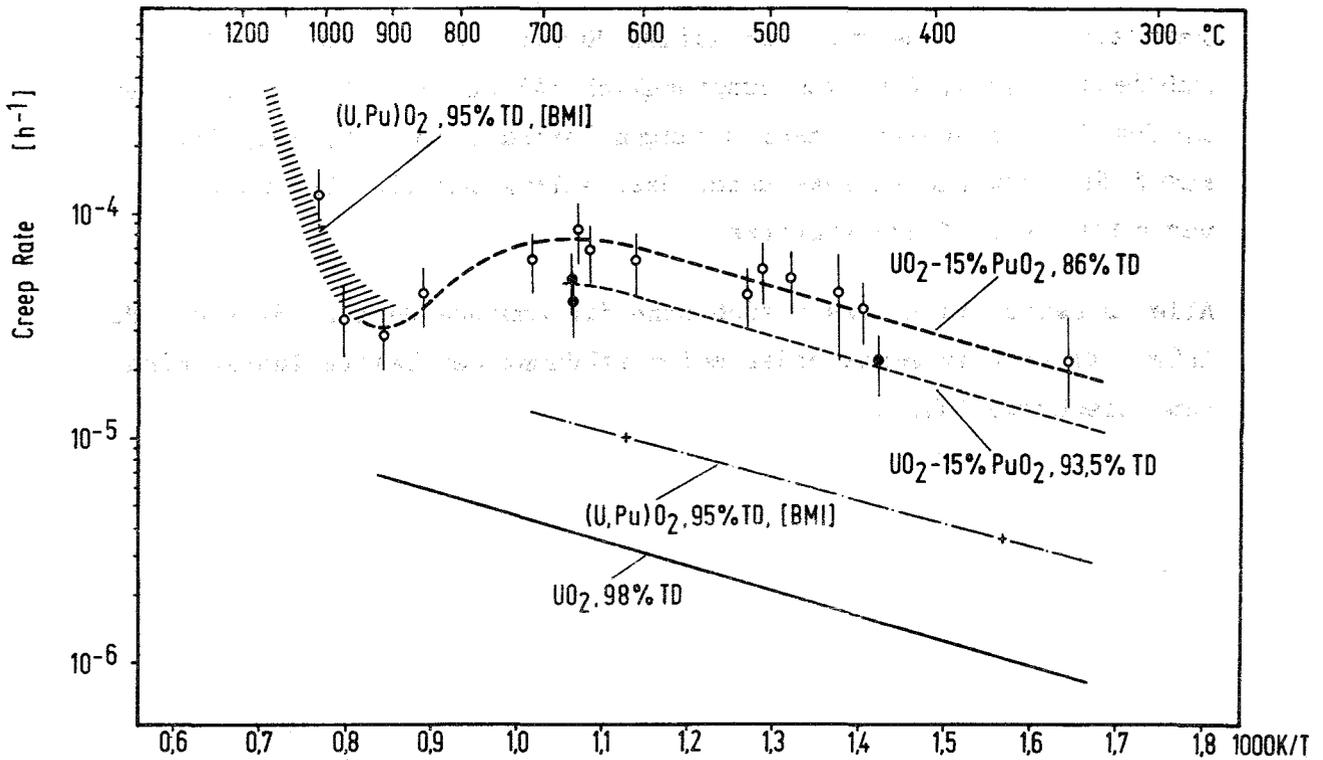


Abb. 12 : Stationäre Kriechgeschwindigkeit von Oxidbrennstoffen unter einer Spannung von 10 MN/m^2 bei einer Spaltungsrate von $3 \cdot 10^{-9}$ Spaltungen/(U+Pu)-Atom·s in Abhängigkeit von der Temperatur

Brennstoff	Dichte % TD	$\dot{\epsilon} (500^\circ\text{C})$ $10^{-6}/\text{h}$	$1 + \frac{1}{8} P^2$	$1 + \frac{1}{8} P^2_{\text{eff}}$	$\frac{1}{3} (1 + \frac{1}{8} P^2_{\text{eff}})$
UO_2	98	2	1,5		
$(\text{U,Pu})\text{O}_2$	95	6	4,1		
$\text{UO}_2 - 15\% \text{PuO}_2$	93,5	27	6,3	59	20
$\text{UO}_2 - 15\% \text{PuO}_2$	86	47	25,5	104	35

Tab. 1 : Porositätsfaktoren für verschiedene Brennstoffe im Vergleich mit Kriechgeschwindigkeiten aus Abb. 1

1123 Nachuntersuchung bestrahlter Oxid- und Absorberstäbe

1. Nachuntersuchung von bestrahlten Oxid-Brennstäben und
Absorbermaterial

Durchleuchtung des Brennstab-Bündels M61-7B * (D. Geithoff, IMF)

Im Bestrahlungsexperiment M61-7B wurde ein Brennstab-Bündel mit $18 \text{ UO}_2/\text{PuO}_2$ -Mischoxidstäben im BR-2-Reaktor in Mol bis zu einem Abbrand von etwa 8 % Fima bestrahlt. Lange vor Erreichen des Abbrandziels wurde durch Spaltgasmessung ein Hüllrohrschaden detektiert, das Bündel aber dennoch weiterbestrahlt. Damit war klar, daß für die Nachuntersuchung mit erheblichen Schäden gerechnet werden mußte, zumal die maximale Hüllmittentemperatur mit 700°C noch ungewöhnlich hoch war.

Bereits für die Zerlegung des Bestrahlungseinsatzes war es notwendig, Umfang und Art des Schadens zu kennen. Der Bestrahlungseinsatz wurde daher gleich am Bestrahlungsort in Mol mit Neutronen durchleuchtet. Das Ergebnis dieser Untersuchung war insofern unbefriedigend, als es nicht gelang, das Bündel in der Aufnahme-richtung so zu orientieren, daß man durch die Spalte zwischen den Stabreihen hindurchsehen konnte. Ein Schaden im Innern des Bündels war damit auch nicht erkennbar. Lediglich an einer Stelle wurde an der Außenseite des als Block dargestellten Stabbündels eine Beule sichtbar. Die außerdem im Bereich des durchleuchteten Abschnitts erkennbaren ausgeschwemmten Brennstoffpartikel konnten nur wenig über den Schadensumfang aussagen.

Die Durchleuchtung wurde daher in den Heißen Zellen der GfK wiederholt. Hier steht für diese Untersuchung ein Betatron zur Verfügung (mittlere γ -Energie 10 MeV), das zusammen mit einem kürzlich in Betrieb genommenen Bleiturm (sogen. Röntgenturm) eingesetzt wurde. Schon früher wurde in den Heißen Zellen der GfK ein Bündel erfolgreich durchleuchtet, allerdings nur mit sieben Stäben (Experiment Mol 7A).

* BzFE Nr. 464.1a

Da am Bestrahlungseinsatz keinerlei Markierung für die Winkelorientierung des Stabbündels angebracht war, wurde zunächst durch Probeaufnahmen eine Orientierung gesucht, bei der die Stäbe als Reihen genau hintereinander stehen. In der hexagonalen Anordnung ergeben sich für das 18-Stab-Bündel (Abb.13) 5 Stabreihen, in denen jeweils 3 bzw. 4 Stäbe hintereinander stehen. Nach dem Einstudieren wurde dann entlang der ganzen Bündellänge eine Serie von Aufnahmen gemacht. Abb. zeigt den Bereich des oberen Brennstoffsäulenendes an dem auch die maximalen Hüllrohrtemperaturen geherrscht haben. Zunächst einmal ist gut erkennbar, daß es hier gelungen ist, durch die Stabreihen des Bündels hindurchzusehen, wobei nun Brennstoff in diesen Spalten zu finden ist - zweifellos ein Zeichen für starke Stabschäden. Die Tatsache, daß man durch das Bündel hindurchsehen kann, obgleich die Spalte von Stab zu Stab in der Bildebene nur 0,9 mm betragen, wird leichter verständlich, wenn man berücksichtigt, daß das Hüllmaterial für die harte γ -Strahlung des Betatrons nahezu transparent ist, wodurch sich der Spalt zwischen den Brennstoffsäulen auf 1,7 mm erweitert. Aber auch die hintereinander gestellten Stäbe sind noch gut durchleuchtet. Man erkennt die Zentralkanäle, Brennstoffrisse und im oberen Bereich der Brennstoffsäulen größere Hohlräume. Eine genaue Zuordnung der Schäden zu den einzelnen Stäben ist bei der Vielzahl der Defekte naturgemäß nicht möglich, auch nicht, wenn - wie in unserem Fall - aus zwei anderen Orientierungen (um 60° und 120° gedreht) weitere Aufnahmen gemacht wurden.

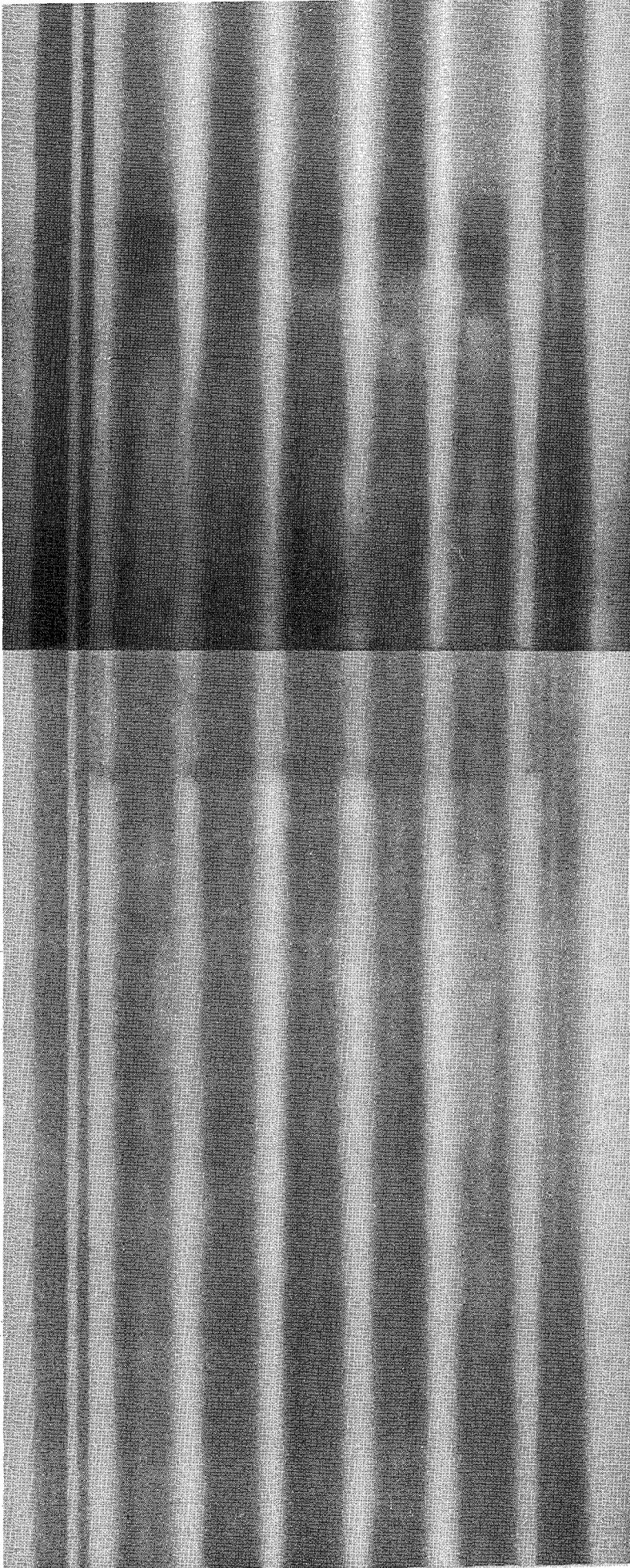
Die wichtigsten Ergebnisse der Untersuchung sind in folgenden Punkten zu sehen:

1. Der Hauptschadensbereich befindet sich am oberen Ende der Brennstoffsäule (nicht, wie aus der Neutronografie zu folgern, in Säulenmitte).
2. Die Stabstruktur des Bündels ist auch im Schadensbereich noch erhalten. Eine völlige Zerstörung hat nicht stattgefunden.
3. Fast alle Stäbe lassen einen Hüllrohrschaden erwarten.
4. Die ausgetragenen Brennstoffmengen sind nicht alarmierend groß (im Unterschied zum Experiment DFR-435).

Nach dem Vorliegen des obigen Befundes konnte die Zerlegung des Stabbündels ohne Überraschungen durchgeführt werden. Die inzwischen erfolgte zerstörungsfreie Untersuchung der Einzelstäbe hat alle Befunde der Durchleuchtung bestätigt.

unten

oben



Brennstoff

GfK Karlsruhe

IMF/III

Experiment Mol 7 B
Betatron - Durchleuchtung des Bündels

Abb. 13

2. Spaltgasverhalten in den DFR-435-Brennstäben *

(H.Zimmermann, IMF)

Das Experiment DFR-435 war die Weiterbestrahlung einiger Brennstäbe des DFR-350-Bündels in Trefoileinsätzen. Die Untersuchungen zum Spaltgasverhalten beinhalten die Ermittlung der freigesetzten Menge und die Bestimmung der im Brennstoff, entweder in Blasen und Poren oder im Kristallgitter, gespeicherten Spaltgasmengen.

Tab. 2 enthält die für die Auswertung erforderlichen Daten der Stäbe.

Tab. 2 : Brennstoffmenge und Abbrand

Stab	Brennstoffmenge in g ⁺)	mittl. Abbrand in % ⁺⁺⁾
G 8	55,3	9,00
G 9	55,7	7,61
G 12	54,5	9,00
G 17	55,3	6,39
G 19	56,4	6,39

In Abb. 14 sind die in verschiedenen axialen Positionen gefundenen Werte des gebundenen Spaltgases und seiner Anteile, des Poren- und des Gitterspaltgases, eingetragen. Zusätzlich wurden noch die axialen Verläufe der Stableistung und der Hüllmittentemperatur gegen Bestrahlungsende⁺⁺⁾ eingezeichnet. Die Konzentration des gebundenen Spaltgases liegt an den unteren Brennstabenden (niedrige Stableistung) bei ca. $2 \cdot 10^{-3}$ Gasatomen pro U- und Pu-Atom. Sie sinkt dann mit steigender Stableistung auf Werte um $1 \cdot 10^{-3}$ Gasatome/Metallatom.

Die Mengen des freigesetzten und des gebundenen Spaltgases gestatten die Aufstellung einer Spaltgasbilanz für die unbeschädigten Stäbe G 9, G 17 und G 19. Die über die Brennstoffsäulenlängen aller untersuchten Stäbe gemittelte Konzentration des gebundenen Spaltgases beträgt $1,2 \cdot 10^{-3}$ Gasatome/Metallatom. Sie gilt im einzelnen auch für die Stäbe G 9 und

⁺) nach D. Geithoff, K.Kummerer, KFK 1377 (1972)

⁺⁺⁾ nach D. Geithoff, W.Ernst, GfK/IMF, interner Bericht, 1973

G 19. Die Konzentration des Stabes G 17 liegt etwas höher. Sie wird zu $1,4 \cdot 10^{-3}$ Gasatome/Metallatom abgeschätzt. Die Konzentration des gebundenen Spaltgases und die freigesetzten Mengen sowie die Summen beider Mengen sind in der Tab. 3 aufgeführt. Mit den entstandenen Spaltgasmengen und den Brennstoffgewichten und Abbränden der Tab. 2 wurde die Zahl der pro Spaltung entstandenen Spaltgasatome berechnet. Sie ist ebenfalls in der Tab. 3 aufgeführt. Die für die drei Brennstäbe erhaltenen Werte liegen ca. 20% über den üblicherweise in der Literatur angegebenen Werten (0,25 - 0,26). Ursachen dieser Diskrepanz können sein: zu niedrig berechneter Abbrand und/oder Fehler bei den Spaltgasbestimmungen. Die gute Übereinstimmung zwischen experimentell gefundenen und berechneten Spaltgasmengen bei thermischen Bestrahlungen lässt jedoch vermuten, dass die Fehler bei den Spaltgasbestimmungen relativ klein sind und nicht allein für die Differenz verantwortlich sein können. Die Hauptursache der Differenz ist also vermutlich in den benutzten Abbrandwerten zu suchen, unter der Voraussetzung, dass die Spaltgasausbeuten von 0,25 - 0,26 Gasatomen pro Spaltung richtig sind.

Beim Vergleich der Konzentrationen der gebundenen Spaltgase der DFR-435-Stäbe mit denen der DFR-350-Stäbe fällt auf, dass die Konzentration während der Weiterbestrahlung abgenommen hat. Ursache hierfür könnte eine break-away-Freisetzung aus den kälteren Brennstoffzonen sein, wie sie auch bei anderen Experimenten beobachtet wurde⁺⁺⁺). Ähnlich niedrige Konzentrationen des gebundenen Spaltgases wurden gefunden bei den DFR-304-Brennstäben mit niedrigerem Abbrand und höherer Stableistung sowie bei den Stäben Mol 8 B 1 und B 2 mit vergleichbaren Bestrahlungsbedingungen.

⁺⁺⁺) H. Zimmermann, KFK 2057 (1974)

Tab. 3 : Spaltgasbilanz der DFR-435-Brennstäbe

Stab	Freies Spaltgas		Gebundenes Spaltgas		entstandenes Spaltgas cm ³	<u>Gasatome</u> Spaltung
	cm ³	%	<u>Gasatome</u> Metallatom	cm ³		
G 9	97,04	94,6	$1,2 \cdot 10^{-3}$	5,55	102,59	0,289
G 17	93,37	93,5	$1,4 \cdot 10^{-3}$	6,48	99,85	0,338
G 19	95,93	94,4	$1,2 \cdot 10^{-3}$	5,66	101,59	0,337

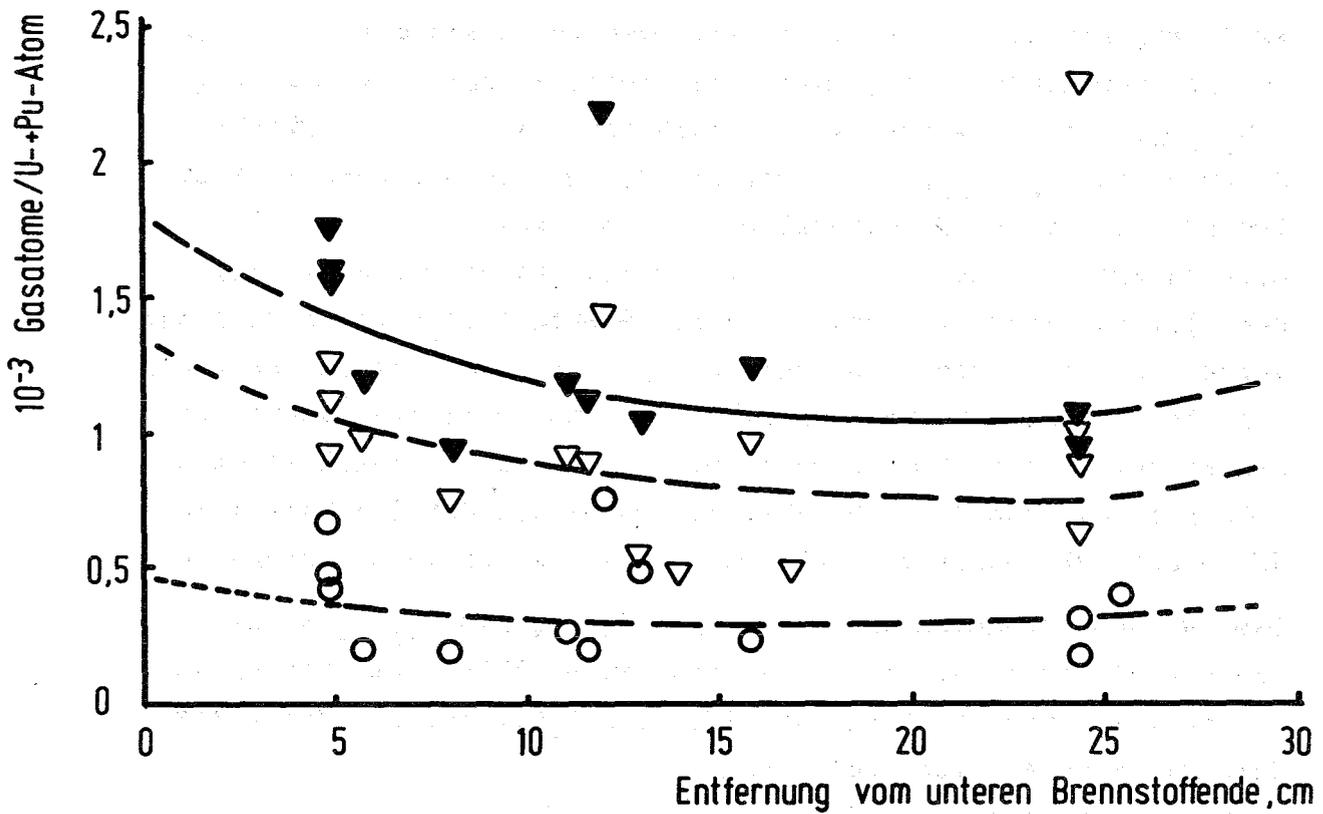
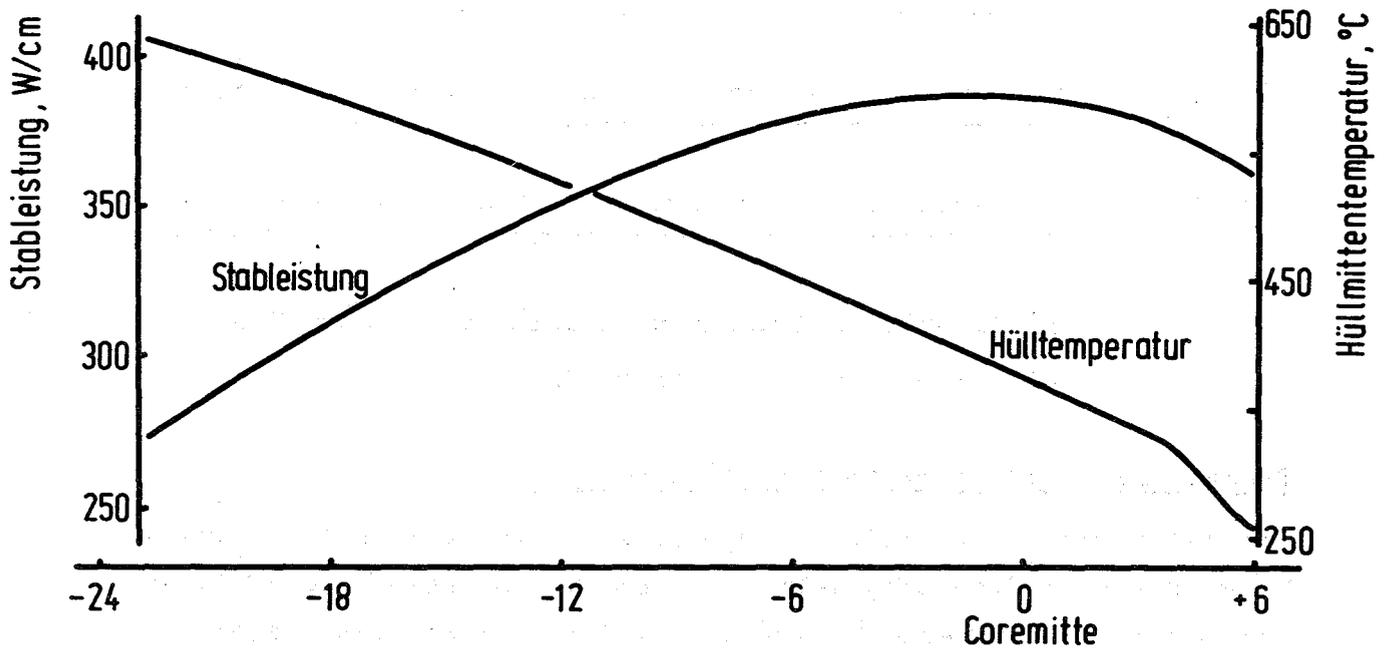


Abb. 14 : Verteilung des gebundenen Spaltgases in den DFR-435-Brennstäben

- Gitterspaltgas G, ▽ Porenspaltgas P,
- ▼ gebundenes Spaltgas P+G

- 1124 Brennstäbe mit karbidischem Brennstoff^G
- 1124.1 Herstellung von Brennstoffen bzw. Brennstoffproben
- 1124.11 Herstellung von Karbidbrennstoffen im Labormaßstab

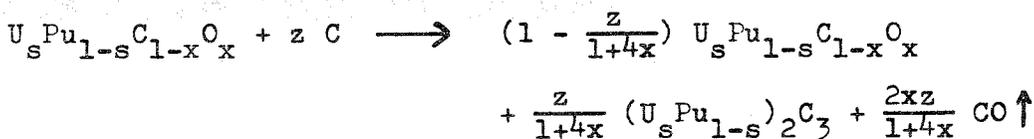
Beobachtungen zur Stöchiometrie des Mischkarbids

(H. Wedemeyer, E. Günther, **IMF**)¹⁾

Theoretische Überlegungen zur Stöchiometrie

Das reine Plutoniumkarbid, ist unterstöchiometrisch, PuC_{1-x} . Dabei beträgt der Kohlenstoffgehalt bei Temperaturen unterhalb 575°C an der oberen Phasengrenze 48 At% und an der unteren Phasengrenze 45 At% / 1/. Wird stöchiometrisches Plutoniumkarbid aus Plutoniumoxid hergestellt, so verbleibt ein Rest an Sauerstoff, der zusammen mit dem Kohlenstoffgehalt eine stöchiometrische Verbindung, $\text{PuC}_{1-x}\text{O}_x$, ergibt; dieses sollte auch für das stöchiometrische Mischkarbid, $\text{U}_s\text{Pu}_{1-s}\text{C}_{1-x}\text{O}_x$, gelten / 2, 3/. Hieraus ergeben sich Grenzwerte für den Nichtmetallgehalt des Karbids, die bei der karbothermischen Reduktion nicht unterschritten werden können; denn bei der Reduktion sollte keine Defektgitterstruktur gebildet werden. An der oberen Phasengrenze enthält somit das stöchiometrische Karbid mit 4,60 Gew.% Kohlenstoff etwa 2550 ppm Sauerstoff und an der unteren Phasengrenze mit 4,31 Gew.% Kohlenstoff etwa 6390 ppm Sauerstoff (siehe Abb. 15). Dabei beträgt der Wert x an der oberen Phasengrenze 0,04 und 0,10 an der unteren Phasengrenze.

Das "überstöchiometrische" Mischkarbid, $(\text{U},\text{Pu})\text{C}'_{1+z}$, enthält einen Kohlenstoffüberschuß, der mit dem stöchiometrischen Karbid als zweite Phase das Sesquikarbid, $(\text{U},\text{Pu})_2\text{C}_3$, bildet. Mit z als Variable ergeben sich somit aus



Grenzwerte für den Sesquikarbid-, Kohlenstoff- und Sauerstoffgehalt für das "überstöchiometrische" Mischkarbid (siehe Abb. 15, 16).

¹⁾ Die Analysen wurden vom IRCh durchgeführt.

Beobachtungen am stöchiometrischen Karbid

Im Anschluß an die karbothermische Reduktion, die bei maximal 1450°C durchgeführt wurde, sind an plutoniumreichen Mischkarbidproben die in der Tabelle 4 wiedergegebenen Werte für die Nichtmetallanteile analytisch bestimmt worden.

Tabelle 4 Nichtmetallgehalte stöchiometrischer
 $U_{0,2}Pu_{0,8}C_{1-x}O_x$ -Proben

C Gew.%	O ppm	N ppm	ECC Gew.%	Nicht-M. At.%	x
4,59	2668	20	4,79	49,78	0,040
4,56	2682	40	4,76	50,03	0,046
4,43	3851	43	4,72	50,25	0,073
4,35	3457	21	4,61	49,40	0,090

Hiernach steigt der Sauerstoffgehalt des Mischkarbids mit abnehmendem Kohlenstoffgehalt an, jedoch nicht in dem Maße wie es sich aus den theoretischen Überlegungen ergibt (siehe Abb. 15). Innerhalb gewisser Grenzen, die sich aus den vorliegenden Versuchen nicht bestimmen lassen, entsteht auch bei der karbothermischen Reduktion eine Defektgitterstruktur des Karbids.

Beobachtungen am "überstöchiometrischen" Karbid

Im Anschluß an die karbothermische Reduktion wurde plutoniumreiches Mischkarbid, $U_{0,2}Pu_{0,8}C'$, zusammen mit Urankarbid 8, 16 bzw. 32 Std. gemahlen, sodaß eine Brennstoffmischung mit 24 Gew.% Plutonium für Sinterversuche an "überstöchiometrischem" Mischkarbid zur Verfügung stand. In der Tabelle 5 sind die analytisch bestimmten Nichtmetallgehalte zusammengestellt.

Während die Sinterdichten sowohl mit der Sintertemperatur wie mit der Mahldauer stetig zunehmen, ist ein ähnlich eindeutiger Zusammenhang bei den Nichtmetallgehalten nicht zu beobachten. Trotz starker Streuungen läßt sich jedoch ein gewisser Trend erkennen, wonach unabhängig von der Mahldauer die Kohlenstoff- und Sauerstoffanteile und damit auch die ECC-Gehalte²⁾ mit steigender Sintertemperatur stetig abnehmen (siehe Abb. 17). Trägt man unabhängig von der Mahldauer und der Sintertemperatur die gemessenen Kohlenstoff- und Sauerstoff-

²⁾ ECC = „equivalent carbon content“

gehalte gegen die ECC-Werte auf, so ergibt sich ein eindeutiger Zusammenhang, wonach mit abnehmenden ECC-Werten sowohl die Kohlenstoff- als auch die Sauerstoffgehalte abnehmen (siehe Abb. 18). Aus der Steigung der Geraden ergibt sich ein C/O-Verhältnis von $\Delta C/\Delta O = 0,4$. Dieses entspricht etwa dem C/O-Molgewichtsverhältnis im CO_2 von 0,375. Zusammen mit dem in der Abb. 17 wiedergegebenen Trend, kann hieraus geschlossen werden, daß mit steigender Sinter-temperatur und damit auch längerer Glühbehandlung Sauerstoffverunreinigungen an der Oberfläche der Karbidpulver durch CO_2 -Bildung abgebaut werden. Solche Verunreinigungen an der Oberfläche der Pulverteilchen sind durch die Handhabung der Pulver in der Schutzgaslinie nicht vollständig auszuschließen.

Tabelle 5 Nichtmetallgehalte "überstöchiometrischer"

$U_{0,75}Pu_{0,25}C'$ -Proben

Sintertemp. °C	Mahldauer Std.	C Gew.%	O ppm	N ppm	ECC Gew.%
1500	8	4,78	2677	11	5,08
	16	4,83	1830	13	4,97
	32	4,87	2820	30	5,08
1600	8	4,78	2950	8	5,08
	16	4,75	2490	25	4,94
	32	4,78	870	4	4,85
1700	8	4,80	1508	12	4,91
	16	4,78	901	3	4,85
	32	4,76	1408	3	4,87

Literatur

- /1/ R.E. Skavdahl, T.D. Chikalla :
in O.J. Wick (Hrsg.), Plutonium Handbook, Bd. 1, S. 269,
Gordon & Breach Inc., London, 1967
- /2/ R.E. Skavdahl, T.D. Chikalla :
in O.J. Wick (Hrsg.), Plutonium Handbook, Bd. 1, S. 278,
Gordon & Breach Inc., London 1967
- /3/ N.H. Brett, E.A. Harper, H.J. Hedger, J.S. Pottinger :
in L.E. Russell et al (Hrsg.), Carbides in Nuclear Energy,
Bd. 1, S. 162-181, Macmillan & Co. Ltd., London 1964

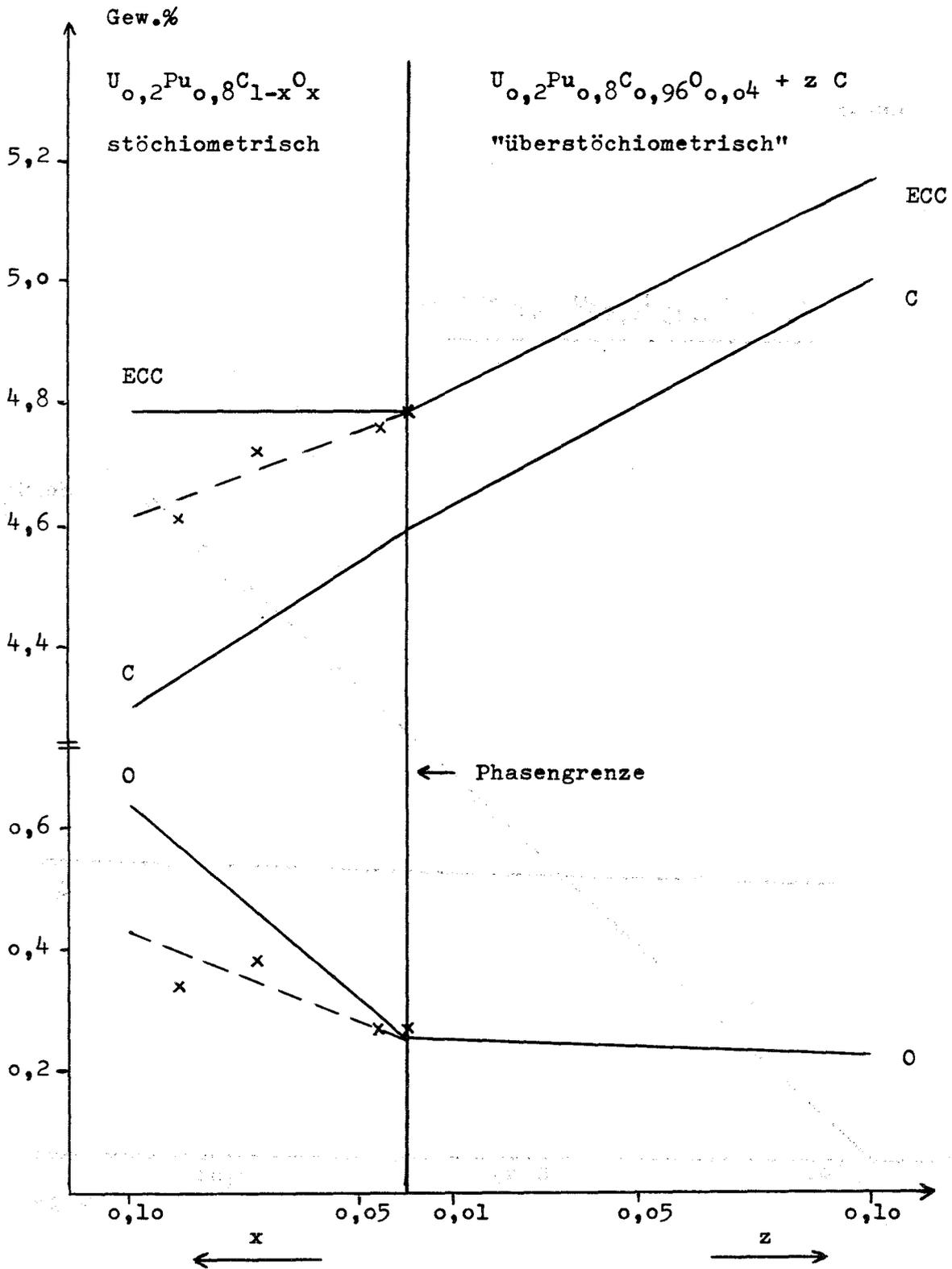


Abb. 15: Grenzwerte für ECC-, Kohlenstoff- und Sauerstoffgehalte im Mischkarbid

———— : theoretisch - - - - - : gemessen

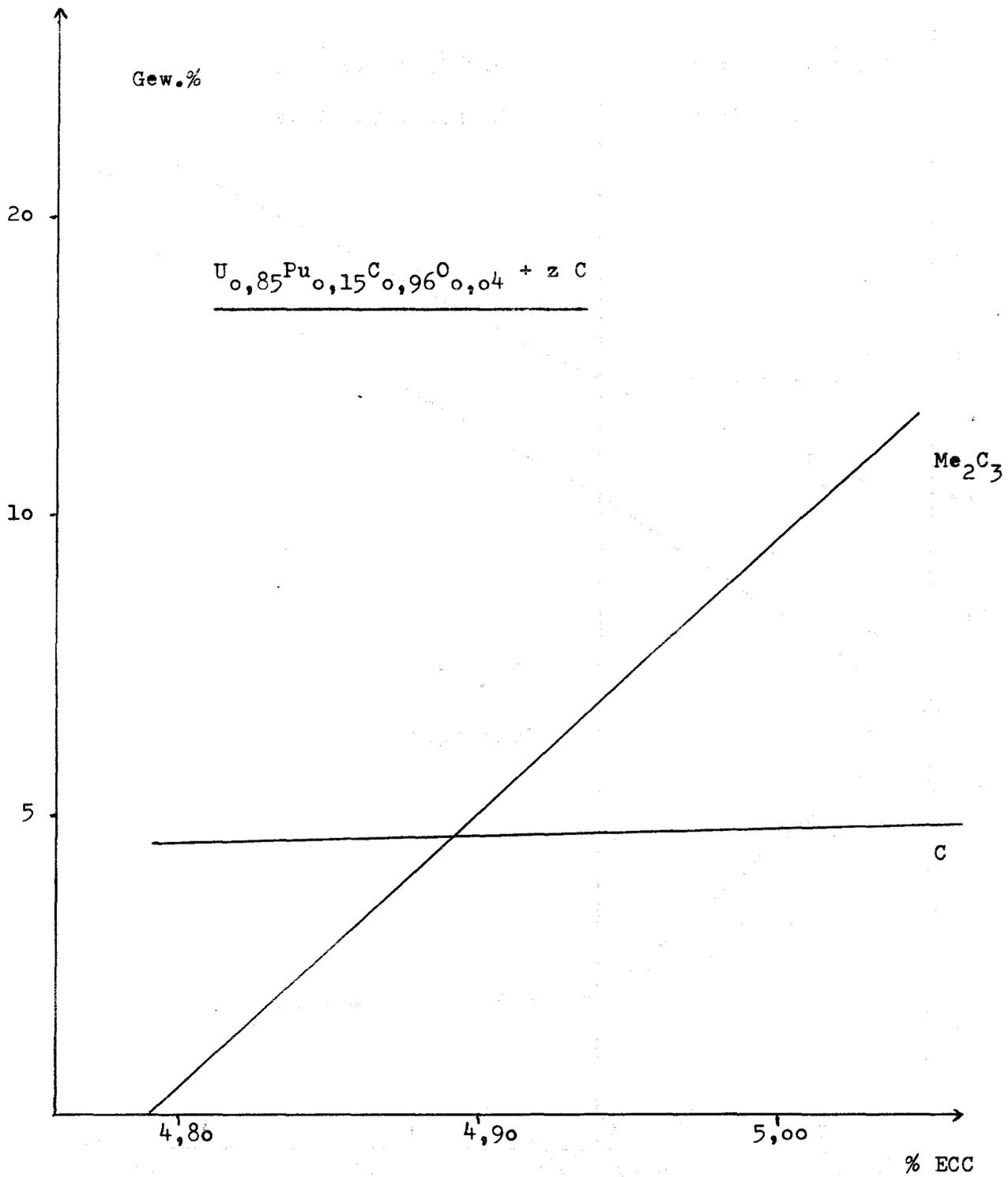


Abb. 16 : Grenzwerte für Me_2C_3 - und Kohlenstoffgehalte im Mischkarbid (theoretisch)

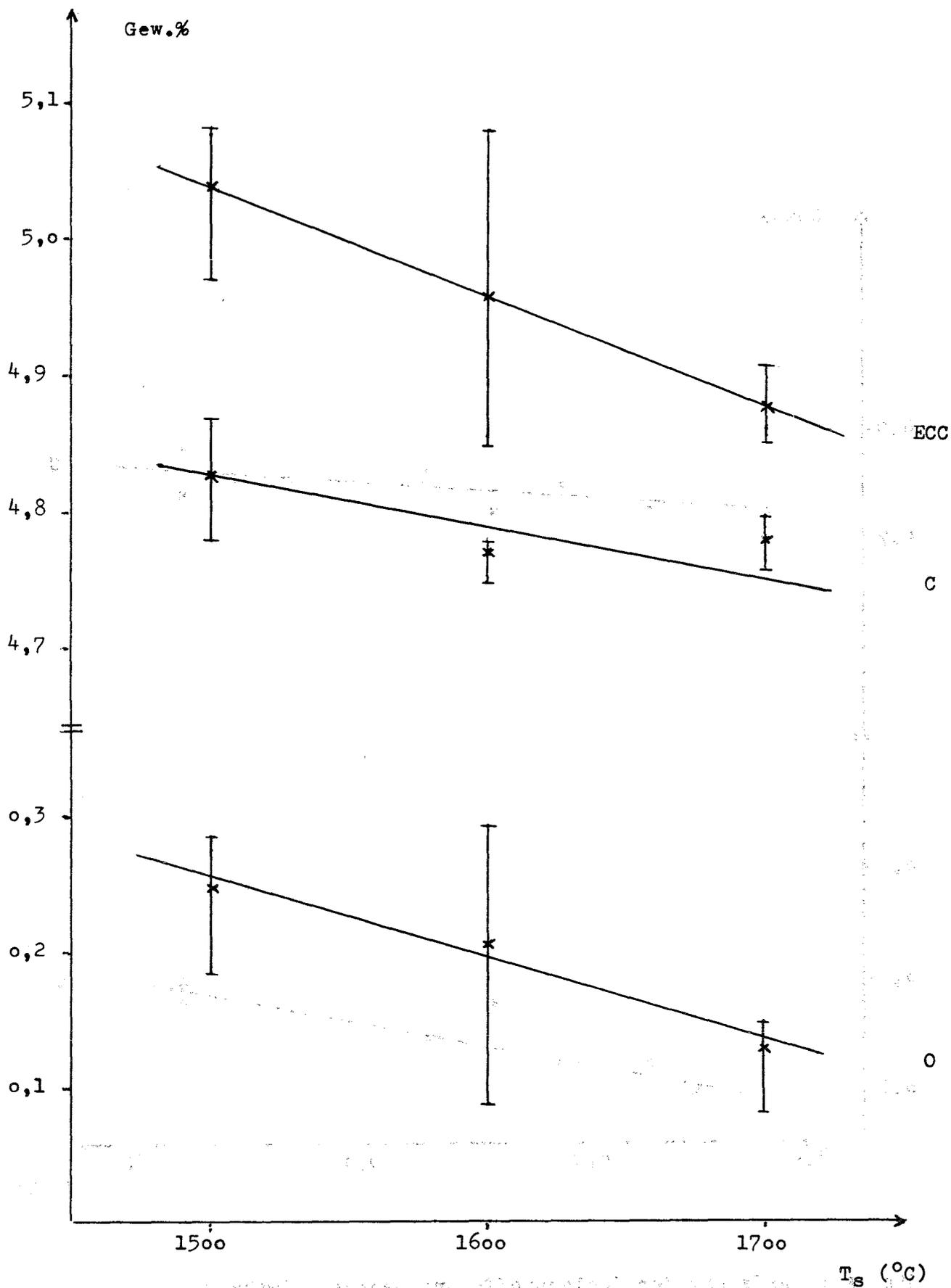


Abb.17 : ECC-, Kohlenstoff- und Sauerstoffgehalte im Mischkarbid nach dem Sintern

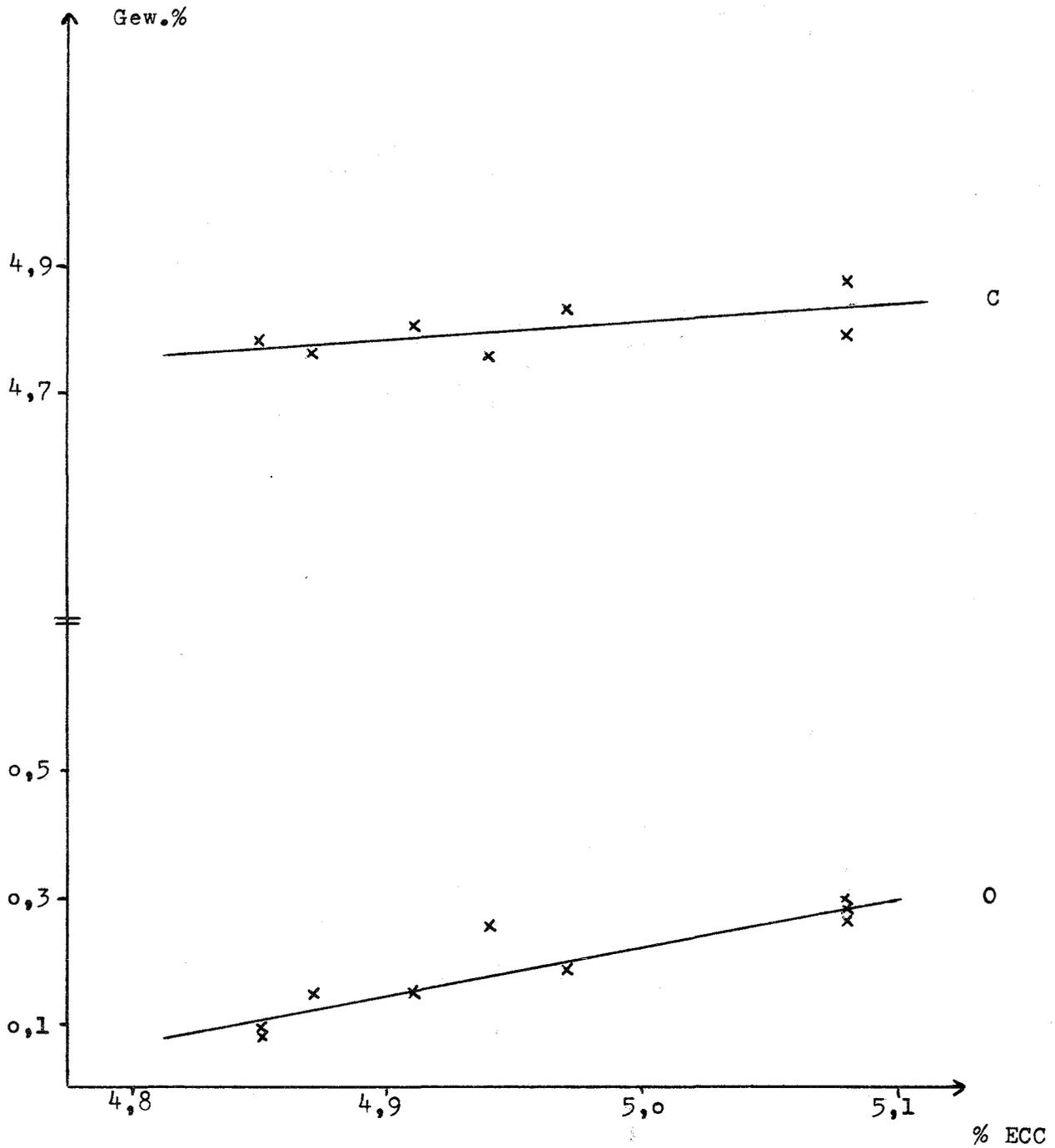


Abb. 18 : Änderung der Kohlenstoff- und Sauerstoffgehalte im Mischkarbid nach dem Sintern

113 MATERIALUNTERSUCHUNG UND -ENTWICKLUNG1131 Materialuntersuchungen an technischen Legierungen1131.1 Mechanische und physikalische Eigenschaften technischer Legierungen1. Mechanische Eigenschaften von Hüllmaterial*

(L. Schäfer, M. Schirra, IMF)

In diesem Abschnitt werden zwei Paralleluntersuchungen zu in-pile- bzw. Na-Loop-Versuchen beschrieben.

- a) Im Rahmen der Paralleluntersuchungen für Bestrahlungsexperimente (Mol 2, Rapsodie) wurde die Untersuchung der Zeitstandfestigkeit unter Innendruck an Rohren aus dem Stahl 1.4970 dahingehend fortgesetzt, daß die Charge 8-29052 im Industriezustand (lg. + 16 % kv. + 800°C/2 h) ergänzend zu den bisherigen Untersuchungen bei 600 und 700°C auch bei 650°C und 800°C getestet worden ist. Damit soll ein besseres Verständnis für die Temperaturabhängigkeit der Zeitstandfestigkeit unter normalen sowie unter extremen Betriebsbedingungen erzielt werden. Neu in das Versuchsprogramm wurde die Charge 8-22075 aufgenommen (Mark II -Abmessungen), die bisher in zwei Vorbehandlungszuständen bei 700°C geprüft wurde. Die im letzten Quartal angefallenen Ergebnisse sind in Abb. 1 wiedergegeben.

Vergleicht man die Ergebnisse der Charge 8-22075 im Zustand lg. + 14 % kv. + 800°C/2 h mit den früher veröffentlichten Ergebnissen der Charge 8-29052 bei 700°C, so liegt die Standzeit der neu aufgenommenen Charge etwa um den Faktor 10 niedriger. Ein derart starker Einfluß der Rohrabmessungen (Ch. 8-29052 : 6 mm ϕ x 0,38 mm; Ch. 8-22075 / 7,6 mm ϕ x 0,5 mm) auf die Zeitstandfestigkeit kann ausgeschlossen werden. Es muß jetzt geklärt werden, ob der niedrigere Ti-Gehalt der Charge 8-22075 oder der Herstellungsprozeß der Rohre für das unterschiedliche Verhalten verantwortlich ist. Es zeigt sich ferner, daß die Zeitstandfestigkeit wesentlich höher liegt, wenn nach dem Lösungsglühen zuerst die Kaltverformung und dann die Auslagerung vorgenommen wird. Geplante Mol 2-Versuche werden Auskunft darüber geben, wie diese beiden Zustände sich unter Neutronenbestrahlung verhalten.

*

BzFE Nr. 221.1

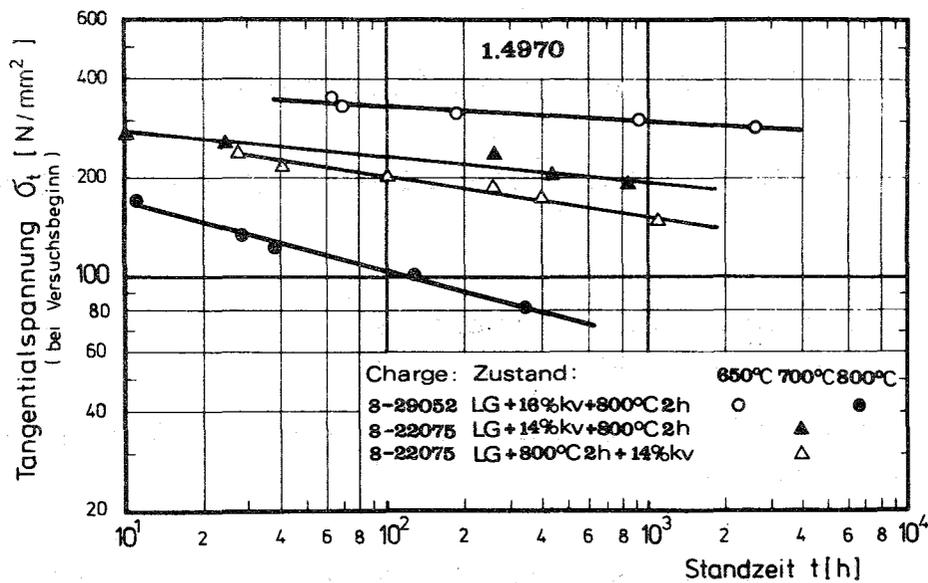


Abb. 1: Zeitbruchlinien von drei Rohrorten des Stahles 1.4970

- b) Im Na 2-Loop des CEN/SCK werden in Mol einachsige Kriechversuche bei 700° in strömendem Natrium an Rohrproben der Stähle X10NiCrMoTiB 1515 (1.4970) und X8CrNiMoVNb 1613 (1.4988) durchgeführt. Als Vergleichsversuche werden Rohrproben aus dem gleichen Rohrausgangsmaterial im IMF in der Vakuum-Zeitstandanlage untersucht. Die Rohrabschnitte (ϕ 6 x 0,38 mm) ($l_0 = 40$ mm) sind mit Gewindeköpfen (Stopfen) versehen, die noch Meßkragen zur Befestigung der induktiven Wegaufnehmer aufweisen. Die Verwendung der induktiven Wegaufnehmer erlaubt eine kontinuierliche Erfassung und Registrierung der Kriechdehnung.

Über die Ergebnisse der Vergleichsversuche an dem 15/15 CrNi-Stahl (1.4970) ist in einem früheren Beitrag [1] berichtet worden. Ein weiterer Beitrag [2] gab einen vorläufigen Stand der Versuche an dem 16/13 CrNi-Stahl (1.4988) wider. Der vorliegende Beitrag umfaßt abschließend alle Versuchsergebnisse an diesem Stahl innerhalb dieses Programmes.

Die Rohrabschnitte entstammen der Charge-Nr. 70095 und lagen in dem Zustand 1100° + 7 % kv. + 800° 1 h vor. Die Ergebnisse der chemischen, physikalischen und technologischen Prüfung der Rohre sind in dem Werksabnahmezeugnis

[1] KFK 1273/3 [2] KFK 1274/2

der Firma Mannesmann **enthalten.**

Zunächst wurde bei RT bis 700° je ein Zugversuch durchgeführt mit folgenden Ergebnissen:

	σ_B	$\sigma_{0,2}$	$\delta_{6,5 \times \phi}$ 1)
RT	62,1 kp/mm ²	30,6 kp/mm ²	32,2 %
600°C	47,6	20,0	23,9
650°C	42,1	17,9	23,6
700°C	38,0	18,6	23,4

Die bei RT ermittelten Werte für die Zugfestigkeit σ_B und Streckgrenze $\sigma_{0,2}$ entsprechen den Werten der Abnahmeversuche des Herstellers. Die Werte für die Bruchdehnung δ liegen etwas tiefer. Dies ist z. T. auf das geänderte Meßlängenverhältnis d_0/l_0 zurückzuführen.

Zeitstandversuche wurden bei 650° und 700° durchgeführt. Experimentell abgedeckt worden ist der Bereich bis über 5000 h, für den sich Aussagen zum Zeitstandfestigkeits- und Kriechverhalten machen lassen. In Abb. 2 a+b sind die gemessenen Werte für die verschiedenen Zeit-Dehngrenzen und die Standzeiten in Abhängigkeit von der Versuchsspannung eingetragen. Die Spannungen der Versuche für den direkten Vergleich mit den im Natrium **exponierten** Proben sind hier jeweils mit 2 Versuchen belegt (8-9-10 kp/mm²), um einen Anhaltspunkt für die Wertestreuung zu bekommen. Wie die Ergebnisse zeigen, resultiert der Faktor 2-3 als Streubreite der Standzeit. Abb. 2c zeigt für beide Testtemperaturen die Bruchdehnungswerte in Abhängigkeit von der Standzeit.

Die Versuche bei 8 kp/mm² sowie jeweils der Zweitversuch bei 9 und 10 kp/mm² wurden aus Zeitgründen nach Erreichen der für den Vergleich wichtigen Zeit-Dehngrenzen und sekundären Kriechgeschwindigkeiten $\dot{\epsilon}$ ohne Bruch beendet.

1) d.h. bezogen auf das 6,5-fache des äußeren Durchmessers.

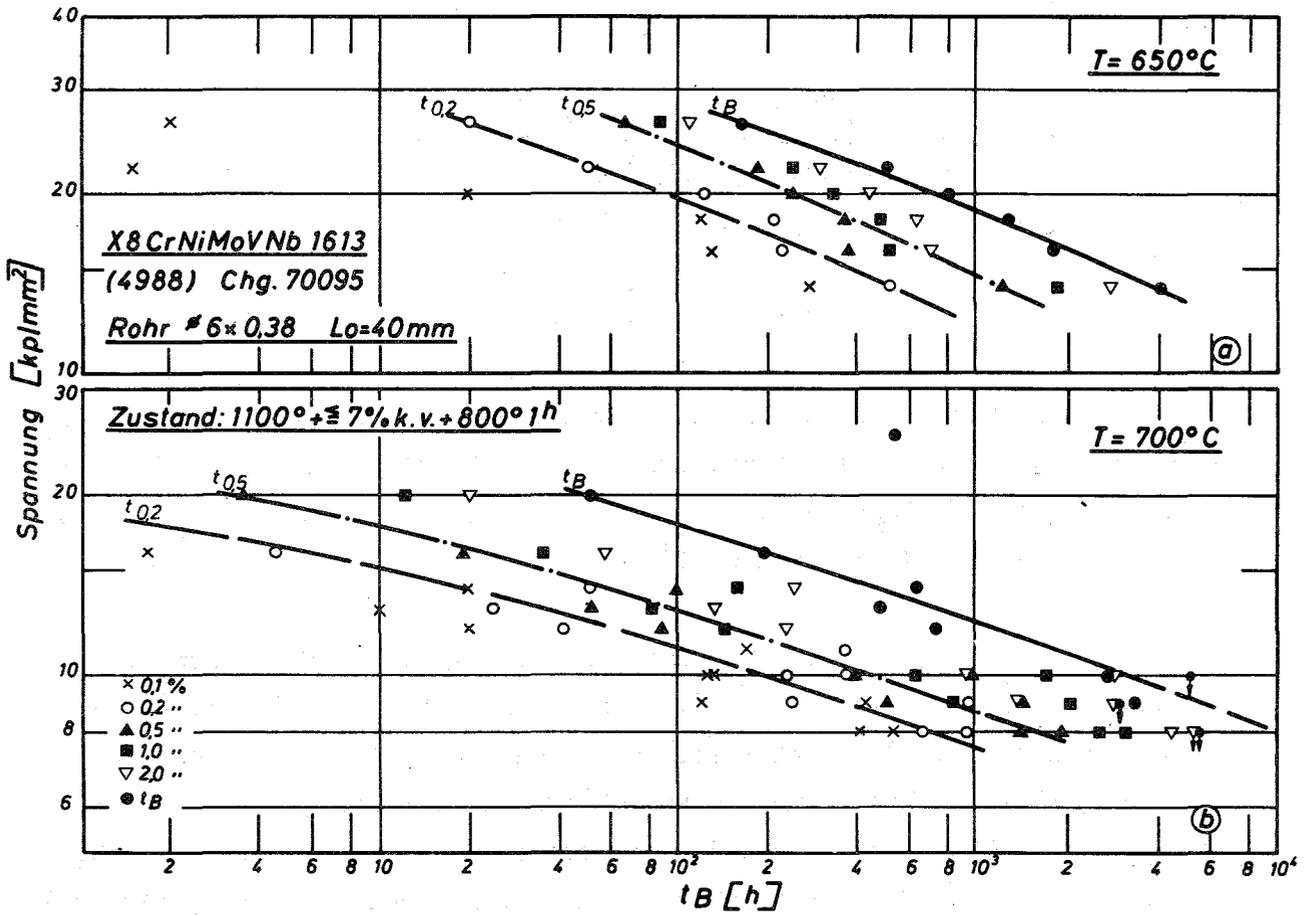


Abb. 2a+b: **Standzeit u. Zeit-Dehngrenze in Abhängigkeit von der Spannung**

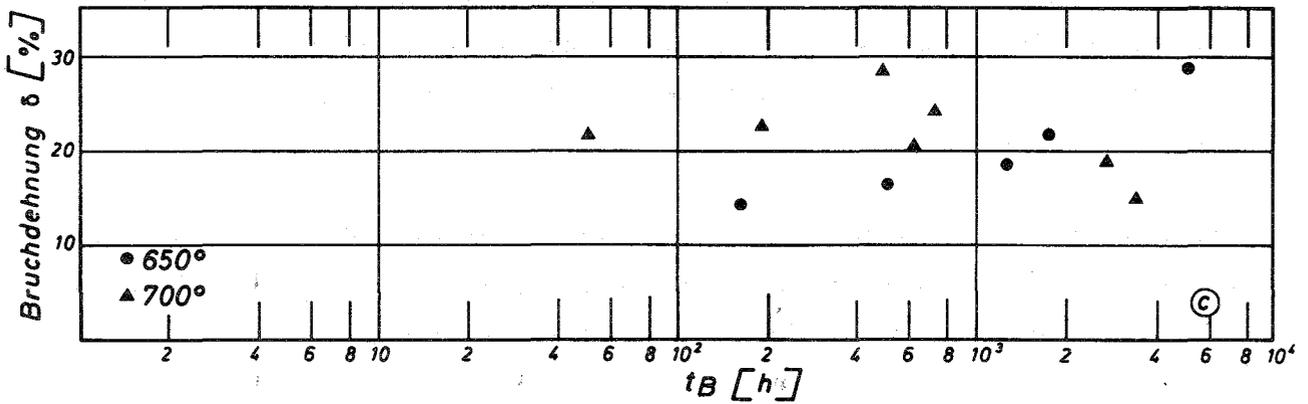


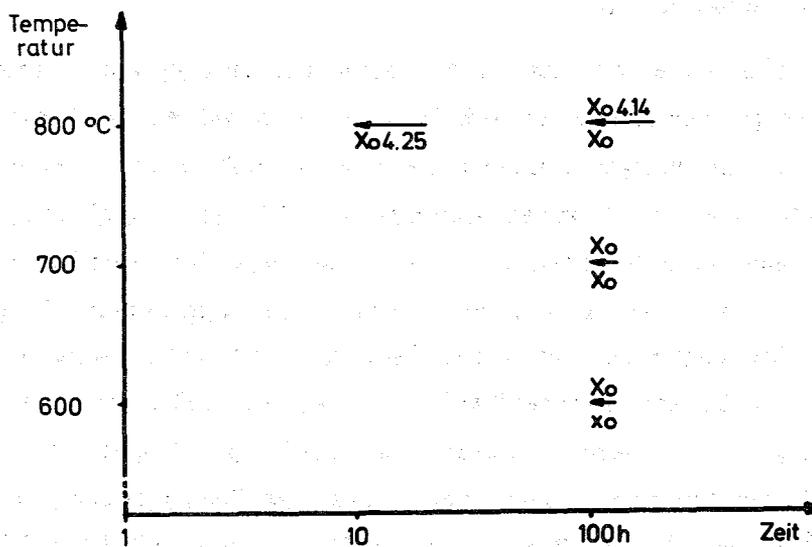
Abb. 2c: **Bruchdehnung in Abhängigkeit von der Standzeit** † ohne Bruch

2. Physikalische Eigenschaften technischer Legierungen⁹

(E. Schnitzer, IMF)

Thermisch-mechanische Vorbehandlungen der von uns eingesetzten stabilisierten Stähle führen zu recht komplizierten Zeit-Temperatur-Ausscheidungsdiagrammen. Als Folge der verschiedenen auftretenden Phasen ändern sich insbesondere die Festigkeitseigenschaften, aber auch z. B. die Dichte.

Es wurde versucht, eine Korrelation zwischen beobachteter Dichteänderung, Härteverlauf und dem Auftreten verschiedener Phasen im Stahl 1.4988 als Funktion verschiedener Vorbehandlungen herzustellen. Innerhalb des beobachteten Zeitintervalls von 1 bis 100 Stunden Auslagerung zwischen 600 und 800°C erfolgte eine deutlich meßbare Dichteabnahme nur bei der Auslagerungstemperatur von 600°C. Sie wird beschleunigt durch eine vorangehende Kaltverformung.



Ausgangszustand: $\leftarrow 1130\text{ °C}/30\text{min} + 20\% \text{ kv}$
 $1130\text{ °C}/30\text{min}$

X : $M_{23}C_6$ stark ; x : $M_{23}C_6$ schwach

o : $(NbV)(CN) + Fe_3O_4$

4.14 } Gitterkonst. einer zweiten Phase
 4.25 } vom Typ NaCl (in Å)

Abb. 3: Röntgenographisch nachgewiesene Ausscheidungen im Stahl 1.4988

Die Identifizierung der einzelnen Phasen erfolgte durch elektrolytische Extraktion in alkoholischer Salzsäure und anschließende Bestimmung der Gitterparameter durch Röntgenographie. Abb. 3 zeigt das Ergebnis der Analyse. Neben einer kubischen Phase vom Spinelltyp (Fe_3O_4 bzw. Mn_3O_4) wird M_{23}C_6 und das Mischkarbid $(\text{NBV})(\text{CN})$ bei allen angewendeten Temperaturen beobachtet. Bei 800°C ist auch das reine Vanadinitrid beobachtbar. Intermetallische Phasen treten in dem untersuchten Temperatur-Zeitbereich jedoch nicht auf. Wesentliche Ursache für die starke Dichteabnahme ($> 0,1\%$) des Werkstoffes 1.4988 bei einer Auslagerung von 100 h/ 600°C ist offenbar die Bildung von M_{23}C_6 . Sie wird durch eine vorangehende Kaltverformung des Werkstoffes beschleunigt, so daß einschließlich der Dichteverminderung durch Kaltverformung Dichteänderungen von $-0,25\%$ auftreten.

3. Schweißverhalten*

(D. Rodrian, W. Scheibe, IMF)

Die Schutzgas-Schweißanlage für das Plutonium-Labor wurde nach ihrer Fertigstellung in Betrieb genommen und getestet. Nach einwandfreier Funktion erfolgte der Einbau in die vorgesehene Glove-Box. Anschließend wurden die notwendigen Sicherheitsvorrichtungen angebracht, die eine Berührung der Anlage, die eine hohe Zündspannung erfordert, während des Betriebes verhindert. Das Sicherheitsbüro hat die Anlage inzwischen abgenommen. Erste Versuche zeigten, daß wegen der zu hohen Leckrate der Schweißkammer (1×10^{-1} Torr \cdot l) die Ergebnisse bezüglich der Anlauffarbenfreiheit noch nicht den Erwartungen entsprachen. Durch Auswechslung einiger Teflon-Dichtungen gegen Rundschnurringe ist eine deutliche Verbesserung erreicht worden ($< 1 \times 10^{-2}$ Torr \cdot l). Mit Versuchen an Hüllrohrmaterialien (1.4988, 1.4981, 1.4970) wurde ^{sec} begonnen.

An den Elektronenstrahl-Schweißanlagen sind Versuche an Hüllrohrmaterialien mit verschiedenen Kaltverformungsgraden durchgeführt worden. Die Ergebnisse befinden sich in der Auswertung.

* BzFE Nr. 221.1

1131.2 Untersuchungen an SNR-Strukturmaterial*

(W. Scheibe, R. Schmitt, IMF)

Eine 50 MN-Wechselastprüfmaschine, mit der im nächsten Jahr innerhalb des GRIM-Programms Ermüdungsversuche an bestrahltem Material vorgenommen werden sollen, wurde in den Heißen Zellen montiert und durch die Fertigungskontrolle abgenommen. Die Erprobung erfolgt bis zum Eintreffen der ersten bestrahlten Prüflinge zunächst am unbestrahlten Material im Rahmen des Forschungsvorhabens "Inelastische Analyse".

Zweck dieser Versuche ist auch, zusätzliche Werkzeuge und Vorrichtungen für die spätere fernbediente Versuchsdurchführung anzufertigen und zu erproben.

Die Funktionsprüfung verlief erfolgreich: An 5 Proben des Werkstoffes 1.4948 (Gesamtdehnungsamplitude $\Delta \epsilon_t = 1\%$, Verformungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon} = 0,3\%/s$, $T = 550^\circ\text{C}$) wurden folgende Lastwechselzahlen N_f erreicht: 2418, 2238, 2185, 2410, 2227.

Der Mittelwert ($\bar{N}_f = 2296$) liegt in guter Übereinstimmung mit den bei Interatom ($\bar{N}_f = 2283$) und RCN ($\bar{N}_f = 2070$) durchgeführten Vergleichsversuchen.

Hauptpunkte des oben genannten Versuchsprogramms "Inelastische Analyse" sind neben Basisversuchen die Überprüfung eines möglichen Chargeneinflusses und der Reproduzierbarkeit der erzielten Ergebnisse. Wegen Schwierigkeiten bei der Probenanlieferung wurde nicht mit den Basisversuchen begonnen, sondern mit den bei 550°C vorgesehenen restlichen Reproduzierbarkeitsversuchen. Die beiden ersten Lastwechselzahlen von 2361 und 2527 liegen etwas höher als der Mittelwert (2296) der ersten fünf Proben, aber noch innerhalb des erwarteten Streubereiches.

1131.4 Bestrahlungsversuche1. Mechanische Eigenschaften nach Bestrahlung **

(L. Schäfer, Ch. Wassilew, IMF)

a) Im Rahmen der Rapsodie-Bündel-Nachbestrahlungsuntersuchungen wurden Brennstababschnitte aus dem thermisch heißen Stabbereich ($535^\circ\text{C} < T_B < 610^\circ\text{C}$)

im Zeitstandversuch als mit Innendruck beaufschlagte Rohre bei 600, 700 und 800°C getestet. Die Hüllrohre bestehen aus zwei Sorten des Stahles 1.4970. Die Dosis schneller Neutronen beträgt ungefähr $(4 \pm 2) \cdot 10^{22}$ [ns/cm²], ($E > 0,1$ MeV). Die Darstellung nach dem Zeit-Temperatur-Parameter von Larson und Miller in Abb. 4 zeigt, daß die Zeitstandfestigkeit der bestrahlten Proben gegenüber den unbestrahlten generell verringert ist, wobei hier die reine Strahlenschädigung zum Ausdruck kommt. Die vorhandenen Korrosionseinflüsse sind bereits rechnerisch eliminiert worden. Die Ergebnisse stimmen mit den bisher im KFK 1999 veröffentlichten gut überein. Die Bruchdehnungen liegen zwischen 0,2 und 3,2 %. Die mittlere Kriechgeschwindigkeit, berechnet aus Bruchdehnung und Standzeit, paßt ebenfalls sehr gut in das Streufeld der bisher veröffentlichten Ergebnisse.

- b) Im Bestrahlungsprojekt DFR-397 wurden u. a. Proben aus austenitischen Sonderstählen der Firma Siemens - Erlangen bestrahlt.

Die chemische Zusammensetzung zweier dieser im Knopfschmelzverfahren erstellten Sonderstähle entspricht in etwa der des Stahles 1.4981. Einer der Stähle ist Nb, der andere Ti-stabilisiert. Zusätzlich wurden die Stähle mit B¹¹ dotiert. Angaben zur Neutronendosis sowie Bestrahlungstemperatur sind aus dem Diagramm zu entnehmen.

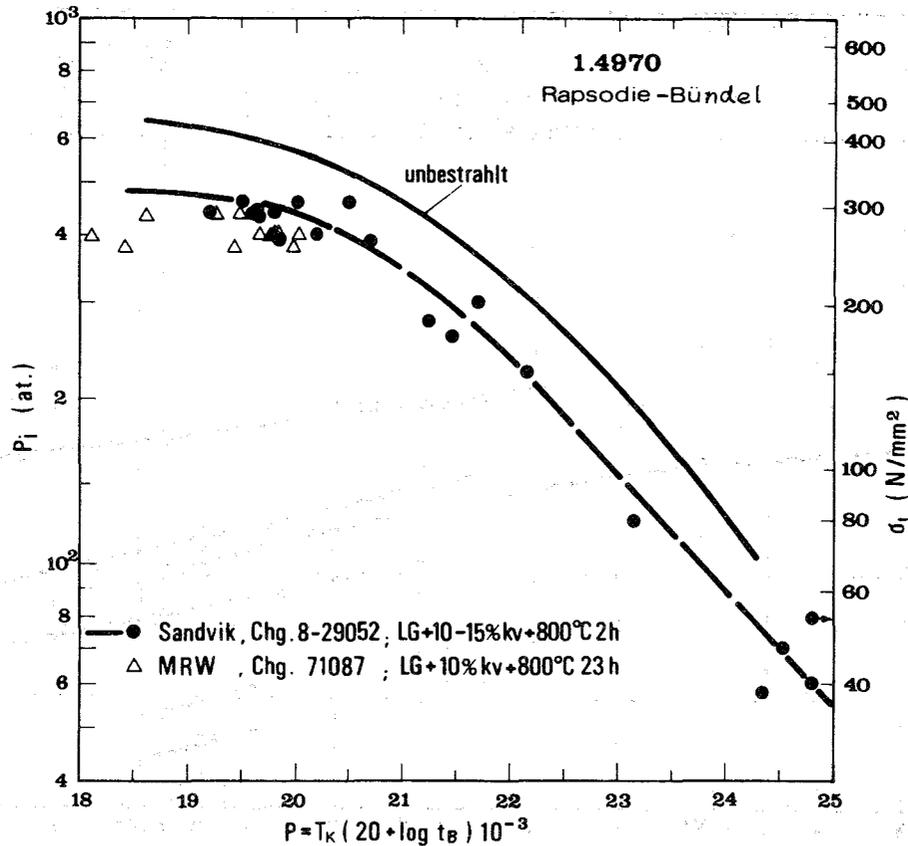


Abb. 4: Zeitstandfestigkeit des Stahles 1.4970 nach Larson-Miller

In Abb. 5 sind die ermittelten Standzeiten für die 650, 700 und 750°C betragenden Testtemperaturen in Abhängigkeit von der angelegten Prüfspannung aufgetragen. Aus der Abbildung geht hervor, daß über den gesamten Prüftemperatur- sowie Spannungsbereich der Nb-stabilisierte Stahl eine wesentlich höhere Zeitstandfestigkeit (im Vergleich zur Ti-stabilisierten Sonderschmelze) aufweist, was im Gegensatz zu den bisherigen Untersuchungen an Ti- und Nb-stabilisierten Stählen steht. Da nun mit zunehmender Prüftemperatur diese Differenz abnimmt, ist als mögliche Ursache für dieses Verhalten wahrscheinlich die während der Bestrahlung herrschende höhere Bestrahlungstemperatur anzusehen. Die Bestrahlungstemperaturen bei diesem Experiment sind nur ungenau bekannt.

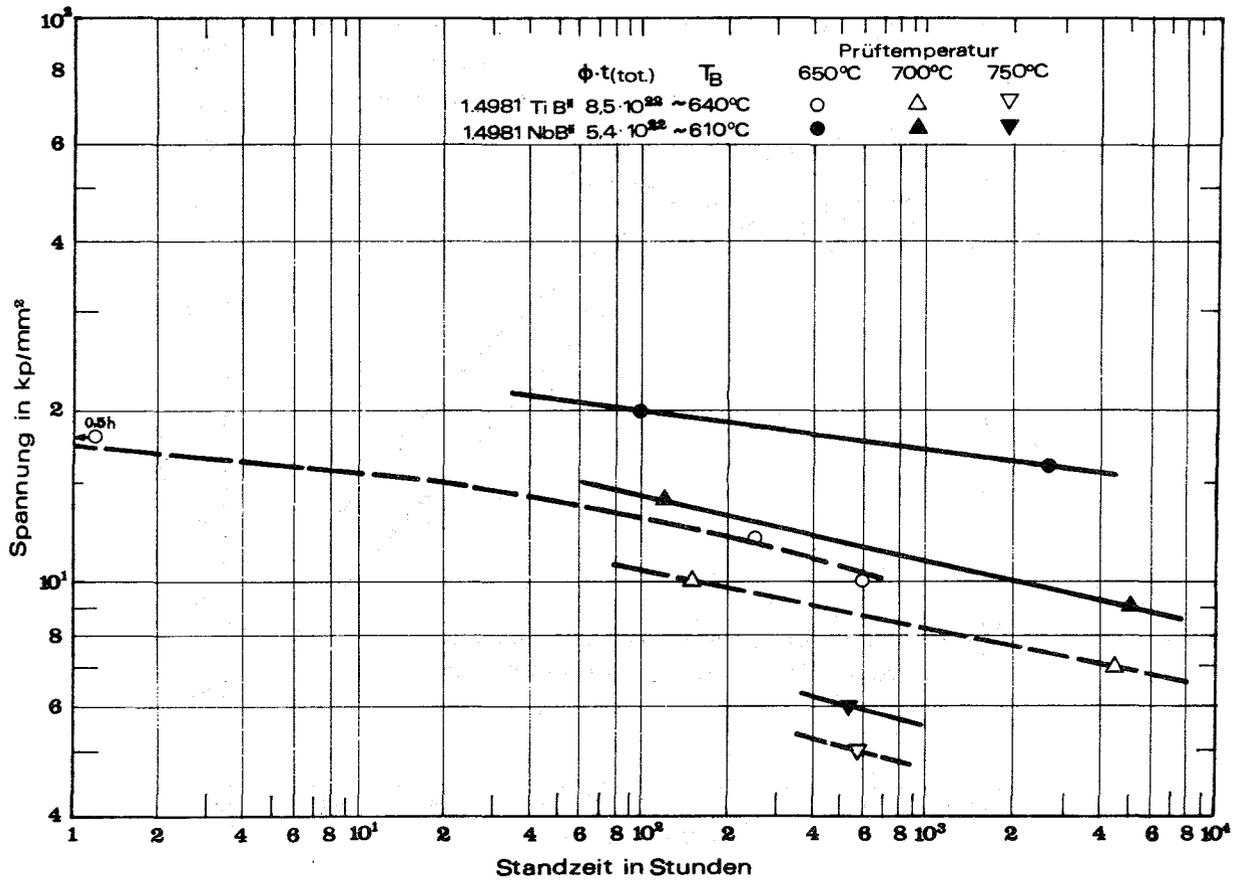


Abb. 5: Zeitstandfestigkeit der zwei Sonderstähle aus dem Bestrahlungsprojekt DFR 397

2. Mechanische Eigenschaften bei Bestrahlung *

(K. D. Closs, IMF)

- a) Im Rahmen der Untersuchungen zur In-pile-Zeitstandfestigkeit (Mol 2) wurden die Bestrahlungen am Werkstoff Nr. 1.4981 fortgesetzt. Dieser Werkstoff ist als Kastenmaterial für den SNR 300 sowie als Hüllrohrmaterial für einen GSB vorgesehen. Ziel der Untersuchungen ist es, den für das mechanische Langzeitverhalten unter Neutronenbestrahlung optimalen Kaltverformungsgrad herauszufinden. Eingesetzt werden daher Rohre ($6 \text{ mm } \phi \times 0,38 \text{ mm}$) mit 10, 15 und 20 % Kaltverformung.

Ergänzend zu den früher mitgeteilten Ergebnissen für den 15 % kaltverformten Zustand (KFK 1275/1, S. 113-9) sind in Abb. 6 die Versuchsergebnisse für die drei Zustände bei Bestrahlungstemperaturen von 650,

* BzFE Nr. 222.1.

700 und 750°C dargestellt. Ähnlich wie bei den out-of-pile tests zeigen die 10 % kaltverformten Proben bei einer Bestrahlungstemperatur von 650°C das günstigste Zeitstandverhalten. Bei 700°C hingegen sind keine markanten Unterschiede in der in-pile Zeitstandfestigkeit zwischen den drei Zuständen zu erkennen. Bemerkenswert ist das günstige Ergebnis der 15 % kaltverformten Rohre bei einer Versuchstemperatur von 750°C, während der 10 % kaltverformte Zustand bei dieser Temperatur die niedrigste Zeitstandfestigkeit zeigt. Die Nachuntersuchungen in den Heißen Zellen sowie ergänzende out-of-pile Untersuchungen bei 750°C sollen zur Klärung dieses Verhaltens beitragen.

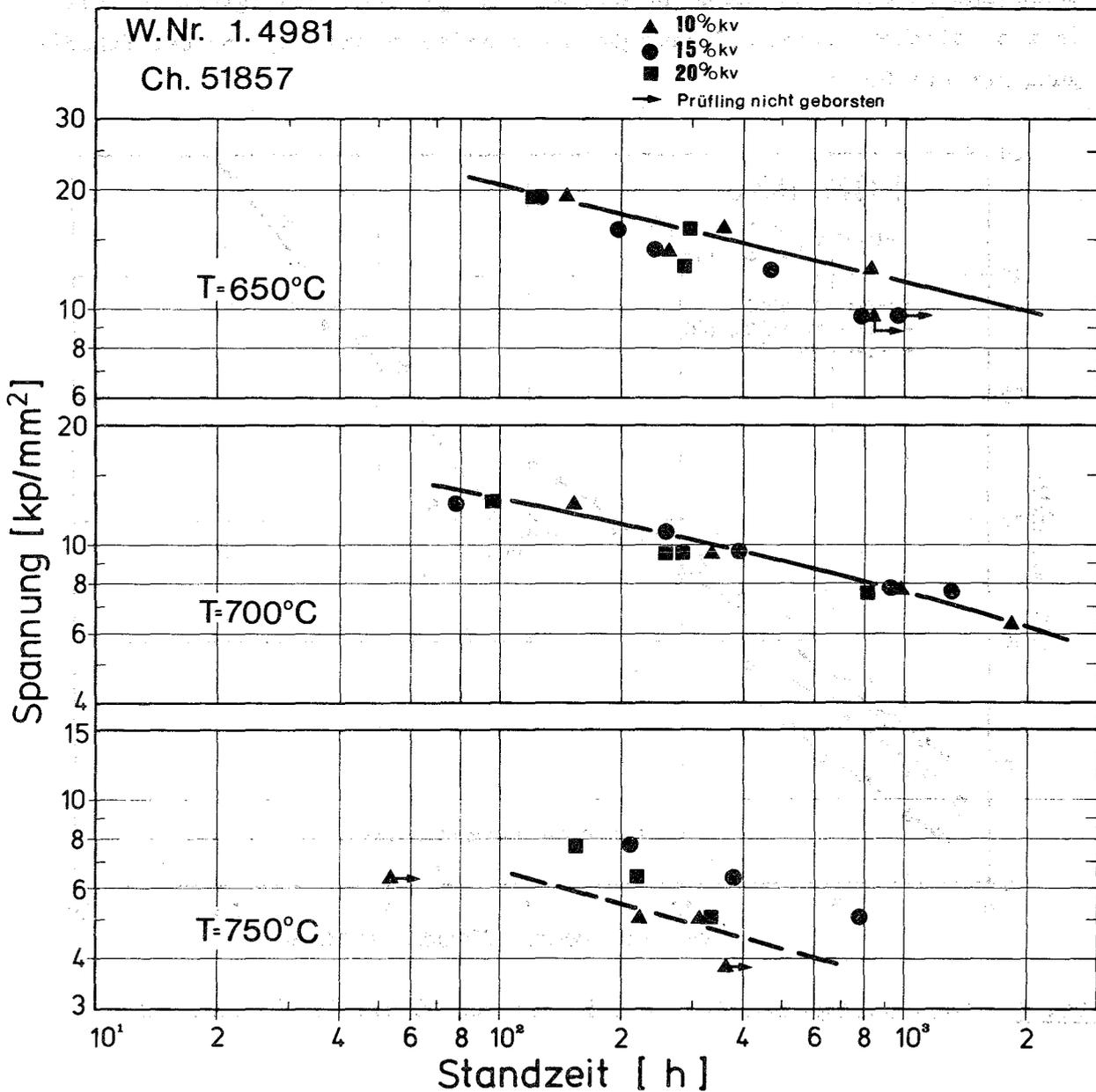


Abb. 6: In-pile Zeitstandfestigkeit des Stahls 1.4981

b) Seit März 1973 wird im BR 2 der Einsatz Mol 5B/4 bestrahlt. Bei diesem Experiment wird das bestrahlungsinduzierte Kriechen eines Prüflings aus dem Werkstoff Nr. 1.4981 (15 % kv.) bei 410°C gemessen. Der Einsatz hat inzwischen eine Dosis von $2,5 \times 10^{22} \text{ n/cm}^2$ ($E > 0,1 \text{ MeV}$) erreicht, ohne daß es zu Defekten an Heizleitern oder Thermoelementen gekommen ist. Diese Dosis stellt die höchste bisher im BR 2 im Rahmen der Hüllmaterialentwicklung für den SNR erreichte Schädigung dar.

In Abb. 7 sind die mit diesem Experiment sowie zwei weiteren Einsätzen bisher erzielten Ergebnisse dargestellt. Neben der linearen Spannungsabhängigkeit sowie der kaum ausgeprägten Temperaturabhängigkeit ist die im wesentlichen lineare Abhängigkeit der Kriechverformung von der Schädigung hervorzuheben.

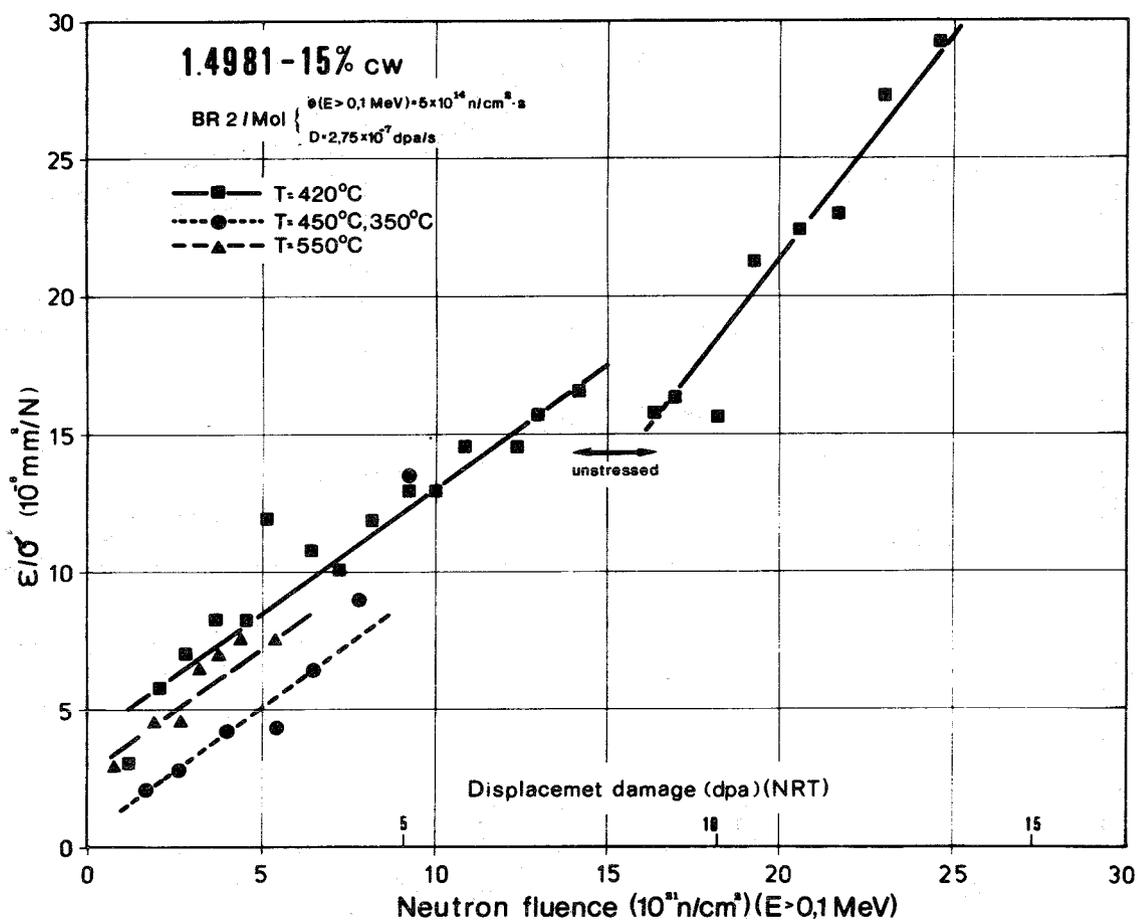


Abb. 7: Bestrahlungsinduziertes Kriechen des Stahls 1.4981 im BR 2

Eine Erklärung für das stärkere Ansteigen der Kurve nach einer Dosis von etwa $1,5 \times 10^{22} \text{ n/cm}^2$ ($E > 0.1 \text{ MeV}$) ist erst nach Abschluß der Nachuntersuchungen möglich. Es ist nicht auszuschließen, daß es aufgrund der hohen He-Konzentration (bis jetzt wurden etwa 200 appm He erzeugt) sowie der angelegten Spannung zu einem früheren Einsetzen der Porenbildung und damit zu einem Ansteigen der Kriechrate kommt.

3. Schwellverhalten*

(K. Ehrlich, W. Schneider, K. Herschbach, IMF)

Nach Abschluß der experimentellen Nachuntersuchungen von Hüllwerkstoffen aus dem Experiment DFR 435 mit den Stäben G9 ($\phi_{t_{\text{Max}}} = 6,6 \times 10^{22} \text{ n/cm}^2$) und G 16 bzw. P 30 ($\phi_{t_{\text{Max}}} = 7,8 \times 10^{22} \text{ n/cm}^2$) stehen zusammen mit DFR 350 hinreichend viele Daten zur Verfügung, um für verschiedene Bestrahlungstemperaturen den Dosisexponenten des Schwellens für den Stahl 1.4988 zu bestimmen. Die Experimentserie bietet sich für eine solche Auswertung an, da derselbe Reaktor für die verschiedenen Einsätze verwendet wurde und daher nur geringere Abweichungen bezüglich der Spektrumsverteilung, der Temperaturkorrelationen etc. auftreten sollten.

Abb. 8 zeigt eine doppeltlogarithmische Darstellung des Verlaufes von $\Delta V/V$ als Funktion der Neutronendosis. Demnach steigt der Dosisexponent n mit steigender Temperatur stark an (Abb. 9). Während bei niedrigen Temperaturen ($400 - 450^\circ\text{C}$) ein Dosisexponent um Eins zu beobachten ist, steigt der Wert auf über 2,5 bei hohen Temperaturen. Das Minimum von n im Bereich von $500 - 540^\circ\text{C}$ dürfte nicht echt sein, da ein solches z. B. in Rapsodie-Versuchen nicht beobachtet wurde. Es könnte im vorliegenden Falle dadurch vorgetäuscht sein, daß beim Umsetzen der Stäbe vom Experiment DFR 350 auf DFR 435 eine Änderung der Temperaturverteilung über die Stablänge aufgetreten ist.

Unabhängig von dieser Abweichung legen jedoch die Ergebnisse den Schluß nahe, daß die Benutzung eines temperatur-unabhängigen Dosisexponenten in der Schwellformel für den lösungsgeglühten 1.4988 unrealistisch ist.

Das Problem der Verwendung verschiedener Modelle zur Beschreibung der Strahlenschädigung durch Verlagerungen von Atomen wurde erneut aufgegriffen. An-

* BzFE Nr. 225.1a. Letzter Bericht in KFK 1275/1, S. 113-9

**Dosiseinfluß des Porenschwellens 1.4988
(DFR 350 und DFR 435)**

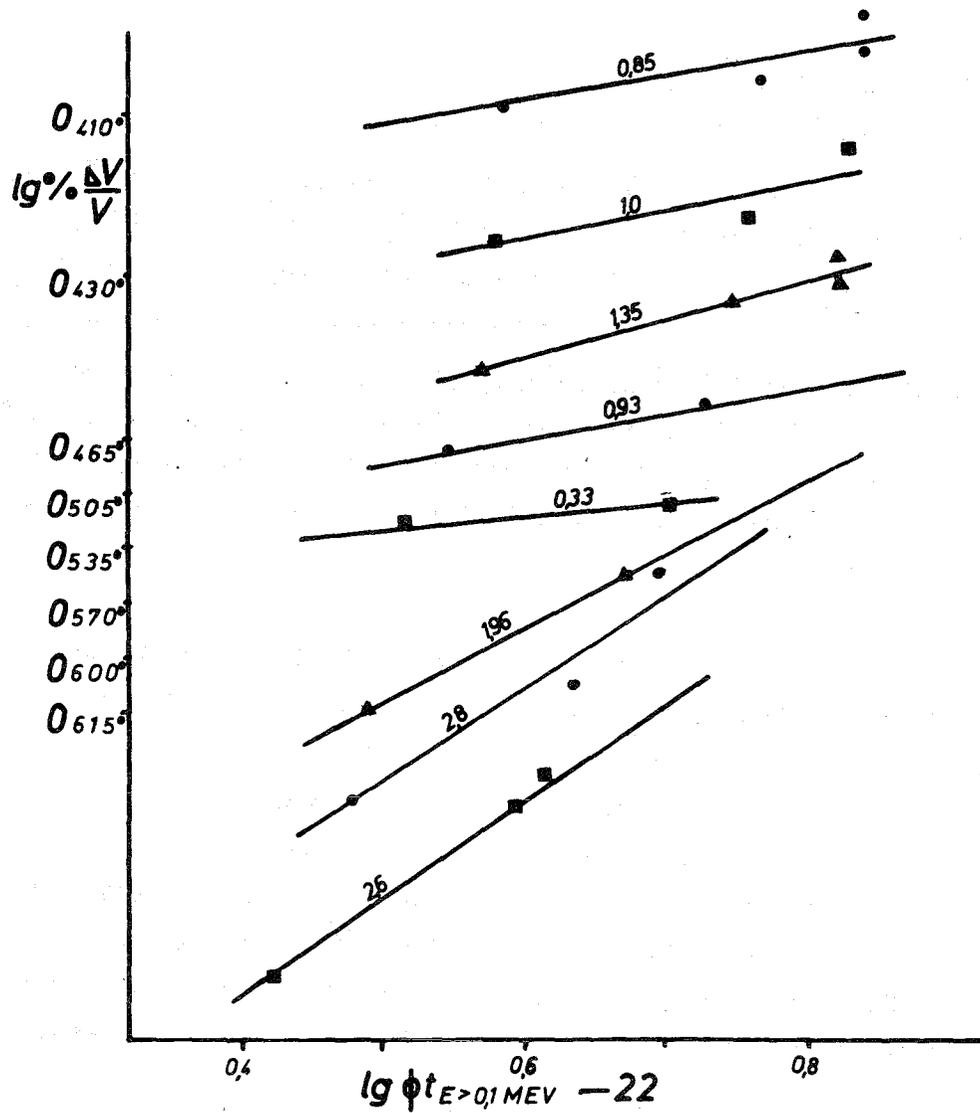


Abb. 8: Dosisabhängigkeit des Schwellens für verschiedene Temperaturen im Stahl 1.4988

hand der angestellten Rechnungen konnte gezeigt werden, daß für verschiedene Bestrahlungsexperimente und verschiedene Reaktoren die Berechnung von Verlagerungen/Atom (dpa) mittels verschiedener Modelle (Kinchin-Pease-Modell; Norgett-Robinson-Torrens-Modell) sowie die auf eine reduzierte Neutronendosis ϕt mit $E > 0,1$ MeV bezogene Einheit ähnliche Verläufe über die Reaktorpositionen (Rapsodie-Bündel, DFR 435, DFR 397) zeigen. Demgegenüber ergibt die teilweise benützte $\bar{E} \cdot \phi$ -Funktion stärkere Abweichungen von den physikalischen Modellen (K-P und NRT-Modell) im Bereich der Randpositionen im Rapsodie-Reaktor. Deshalb erscheint diese Funktion nicht als skalierende Größe geeignet, um z. B. die Dosisabhängigkeit des Schwellens zu bestimmen.

Dosisexponent des Porenschwellens

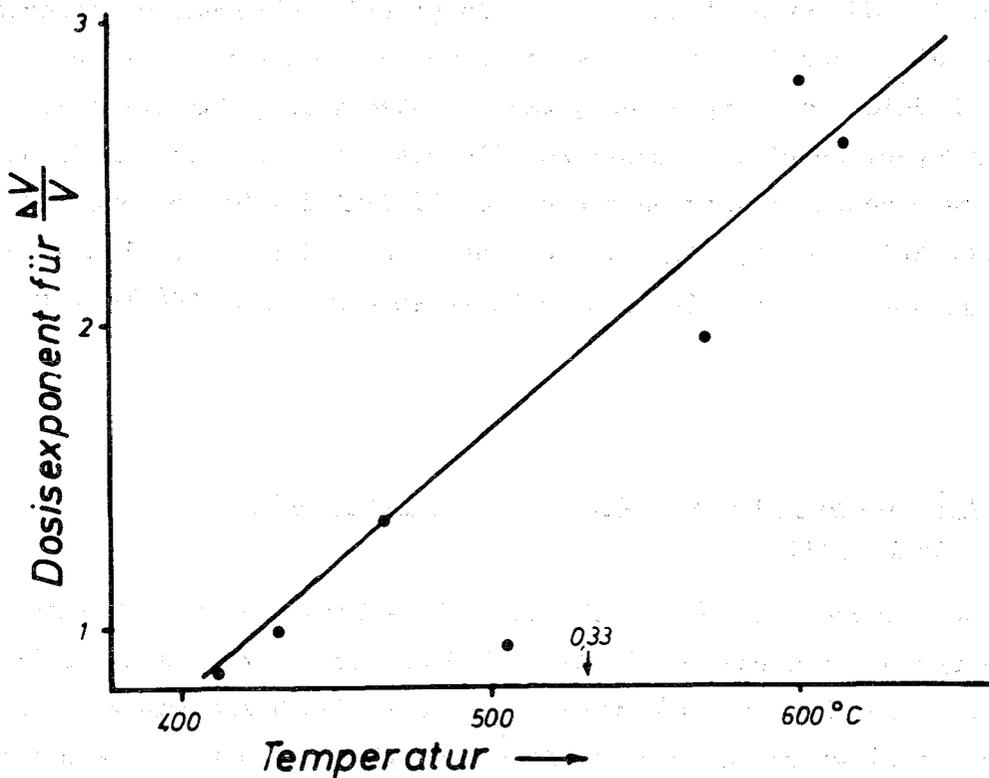


Abb. 9: Dosisexponent des Schwellens für den Stahl 1.4988 (lg) als Funktion der Temperatur

In einer zusammenfassenden Arbeit wurden die Probleme erörtert, die sich im Zusammenhang mit der Verwendung von karbidischen Brennstoffen für die Hüllmaterialentwicklung ergeben. Als besonders kritisch und spezifisch für ein solches Brennstabkonzept erscheinen demnach die Fragen der Kompatibilität (Aufkarburierung der Hülle) und die durch intensives Schwellen des Mischkarbides auftretenden stationären und instationären mechanischen Wechselwirkungen zwischen Brennstoff und Hülle.

Im Rahmen der weiteren Auswertung der RipceX-Experimente, in denen das in-pile-Kriechen und möglicherweise damit korrelierende Schwelleffekte an druckbeaufschlagten Rohren untersucht werden, wurde Gebrauch von der Tatsache gemacht, daß eine Reihe von Druckröhrchen wegen der steilen Änderung des Neutronenflusses mit der Coreposition über ihre Länge hin verschiedene Aufweitungen zeigten. So wurde eine Reihe von Meßpunkten hinzugewonnen. Diese bekräftigen die früher gemachte Aussage, daß bei der bis jetzt erreichten Dosis kein Temperatureinfluß gefunden wurde, und daß sich die beiden Chargen des Stahles 1.4981 tatsächlich in ihrem in-pile-Kriechverhalten unterscheiden. Es hat jedoch den Anschein, als ob zu höheren Dosen hin die Kriechraten der beiden Stähle sich angleichen, was bedeuten würde, daß sie sich nach einer Übergangsperiode gleich verhalten. Als Ursache könnte man im Rahmen der bisher vorgebrachten Erklärungen über den Einfluß des Schwellens auf das in-pile-Kriechen auf einen späteren Einsatz des Schwellens in dem langsamer kriechenden Material spekulieren. Die nächste Zwischenvermessung **erfolgte im Oktober 1975.**

4. Physikalische Untersuchungen und Strahlenschäden*

(R. Groß, IMF)

Die Untersuchungen zum dosisabhängigen Schwellen nach Bestrahlung im Variable Energy Cyclotron wurden am Stahl 1.4970 weitergeführt und unsichere Werte nachgeprüft. Grundsätzliche Änderungen gegenüber dem Stand vom vorigen Quartalsende sind nicht eingetreten. Die Erstellung erster Analysen von Versetzungsloops wurde versucht. Doch ist dazu noch die Erarbeitung einer verbesserten Aufnahmetechnik am Elektronenmikroskop notwendig.

* BzFE Nr. 225.1a.

Es hat sich gezeigt, daß die geringere Materialmenge (nur zwei TEM-Proben) für die bis 10 und 20 dpa Schädigung bestrahlten Proben nicht ausreicht, um eine sichere Aussage über das Vorhandensein von Poren und dem daraus resultierenden relativen Porenvolumen zu machen. In den Bereichen geringer Schädigung treten beim Präparieren der TEM-Proben Ätzeffekte auf, die, wie wir glauben, durch die zahlreichen Faulted Loops verursacht werden (Abb. 10).

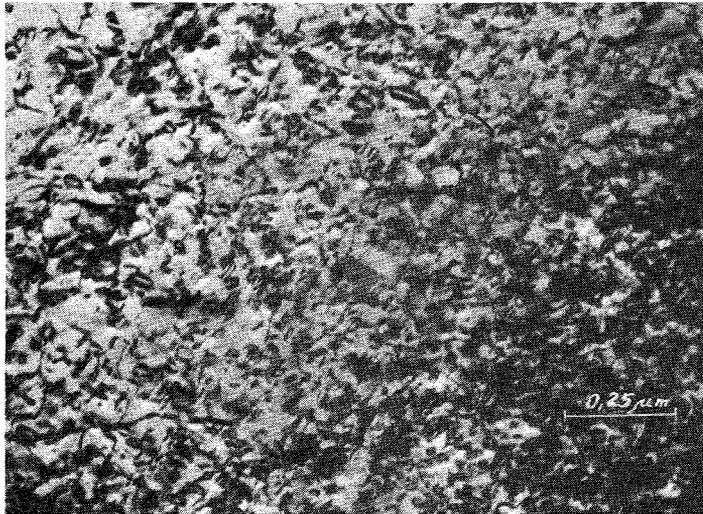


Abb. 10: Faulted Loops im verformten Stahl 1.4970 nach Bestrahlung mit Ni⁶⁺-Ionen bis 20 dpa Schädigung.

114 KORROSIONSVERSUCHE UND KÜHLMITTELANALYSEN1141 Natriumkühlung1141.1 Korrosion austenitischer Stähle*

(H. U. Borgstedt, IMF; G. Drechsler, G. Frees, IRB)

Der 10.000 Stunden-Versuch im Natrium-Hochtemperaturprüfstand zur Aufklärung des Einflusses von Natrium auf die mechanischen Langzeiteigenschaften der Hüllwerkstoffe ist abgeschlossen. Die parallele Auslagerung der Hüllrohrproben im Vakuum bei 700°C hat inzwischen 7500 Stunden erreicht. Beim Werkstoff Nr. 1.4970 sind die Kriechkurven im Vakuum und im Natrium praktisch gleich (siehe Abb. 1a). Für kaltverformtes Material des Stahls 1.4981 hat sich bestätigt, daß die Proben im Natrium schneller aufgeweitet werden als im Vakuum (Abb. 1b).

Die Nachuntersuchungen an unbelasteten und belasteten Proben wurden fortgesetzt. Metallografische Untersuchungen zeigen, daß in dem Werkstoff 1.4988 bei 700°C eine σ -Phasenausscheidung entstanden ist. Die beiden anderen Hüllwerkstoffe haben eine intermetallische Phase ausgeschieden, deren Natur noch nicht bestimmt werden konnte. Abb. 3 vergleicht die in den drei Hüllwerkstoffen bei 700°C entstandenen Ausscheidungen. Untersuchungen an weiteren Proben sind begonnen worden, um die Natur dieser Ausscheidungen und ihren möglichen Einfluß auf die Festigkeit der Hüllrohre zu bestimmen.

Die Korrosionserscheinungen an den Hüllrohren erfassen je nach der Temperatur des Natriums beträchtliche Anteile am Querschnitt des Hüllrohrs. Für den Werkstoff 1.4988 sind die Erscheinungen und ihr Eindringen in das Hüllrohr bei 600 und 700°C miteinander verglichen (Abb. 2). Über die eingezeichneten Schädigungszonen hinaus gibt es noch schwächere Aufkohlung, die sich nicht mehr versprödend bemerkbar macht. Sie reicht bei 600°C bis etwa 100 Mikron Tiefe, bei 700°C sogar über 150 Mikron. Die Versprödung in der relativ dünnen, aber stark aufgekohlten Zone des bei 600°C exponierten Hüllrohrs erreicht, ausgedrückt in Mikrohärtewerten (MHV 10), eine Zunahme um 50 % des Ausgangswertes, der in der Matrix gemessen wird. Die Schädigung ist also nicht nur in dem Ausmaß des betroffenen Anteils, sondern auch in der Qualität der Effekte unterschiedlich.

* BzFE Nr. 232.2

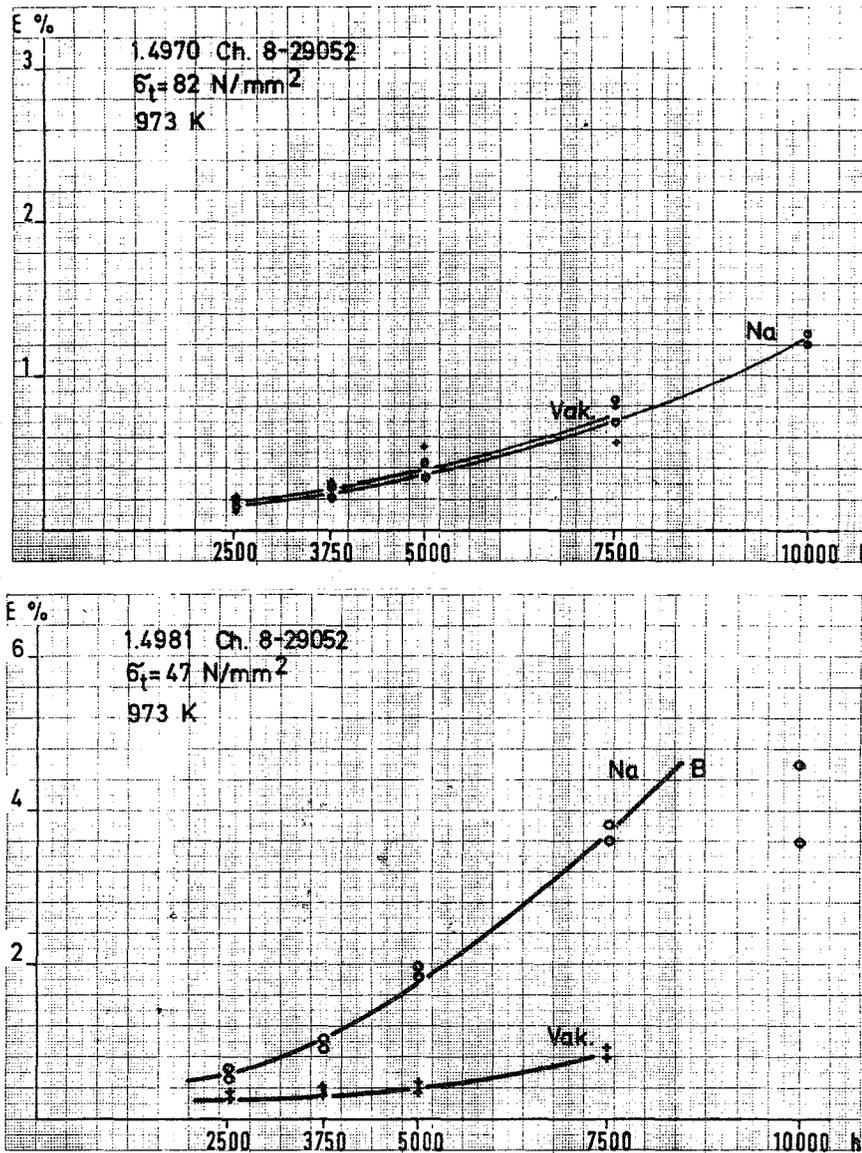


Abb. 1: a) oben Kriechkurven 1.4970 b) unten Kriechkurven 1.4981

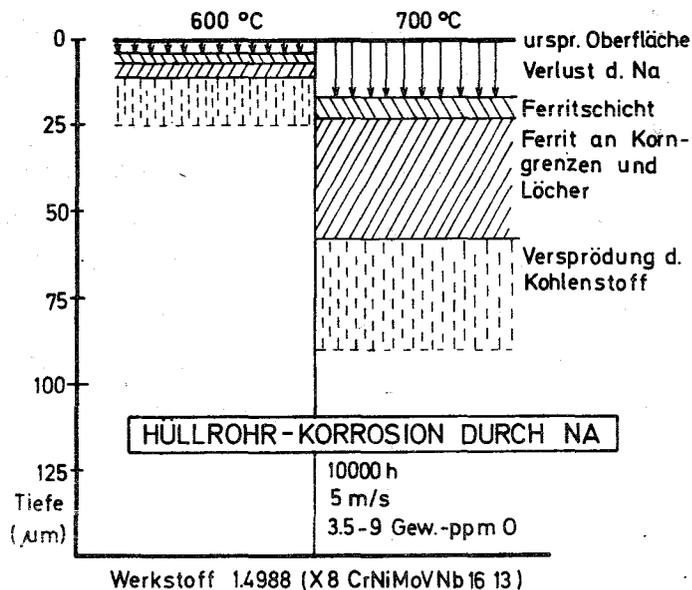
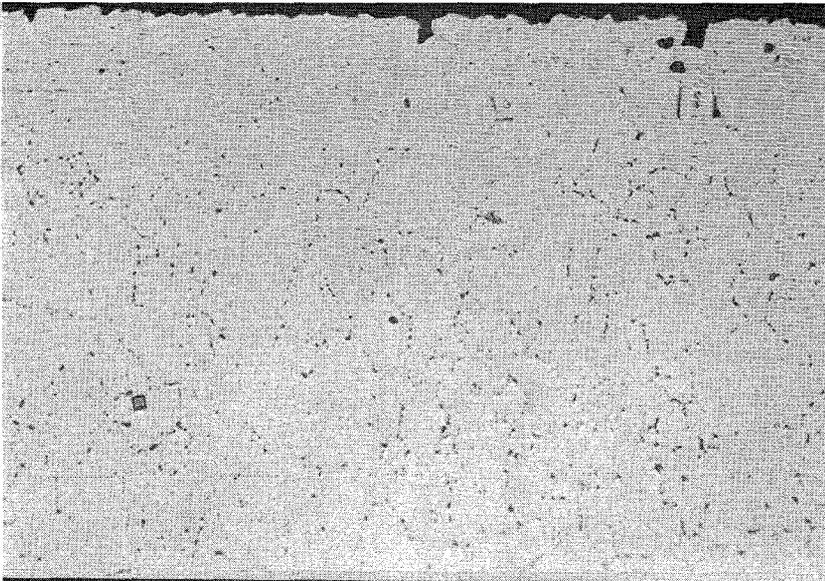
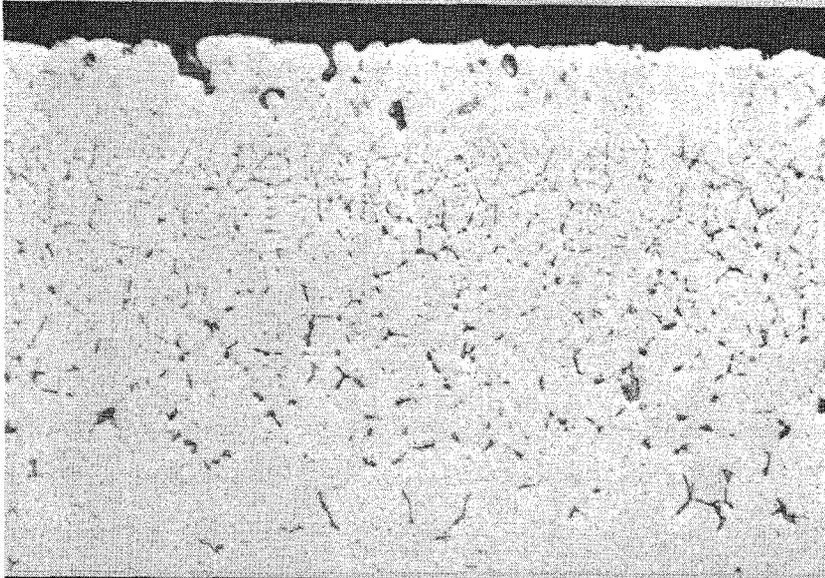


Abb. 2: Schematische Darstellung der Korrosionsschädigung der Hüllrohre

1.4970



1.4981



1.4988

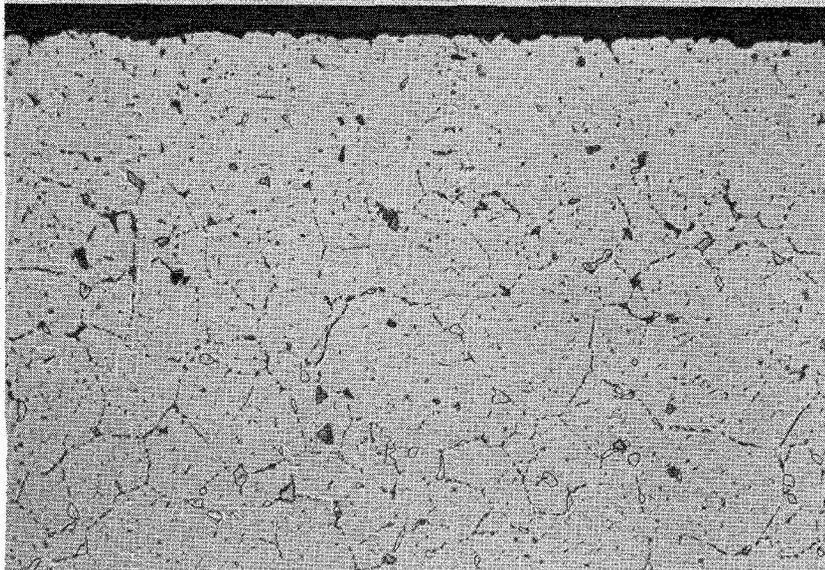


Abb. 3: Ausscheidungen in den 10.000 h bei 700°C in Na exponierten Proben (Ätzung mit $K_3 Fe(CN)_6$), etwa 500-fach vergr.

Im Hochtemperaturprüfstand sind neben den Innendruck-Hüllrohrproben auch Flachproben aus Strukturwerkstoffen eingesetzt worden. Diese Werkstoffe verhielten sich hinsichtlich des Materialverlusts durch Natriumabtragung sehr ähnlich, wie in Tabelle 1 gezeigt ist. Der im Versuch HT 3 bei 700°C erhöhte Wert beim Stahl 1.4948 erklärt sich daraus, daß dieser Werkstoff frisch in diesen Versuch eingesetzt worden ist.

Tabelle 1: Gewichtsverluste der Flachproben aus Strukturwerkstoffen im HTP (mg/cm²)

Werkstoff	Versuch HT 3			Versuch HT 4		
	Dauer h	600°C	700°C	Dauer h	600°C	700°C
12CrMo 9 1	7.500	0.03	0.70	10.000	1.51	4.34
1.4301	7.500	-	1.63	10.000	-	4.22
1.4948	2.500	0.11	2.71	5.000	0.43	4.19
Incoloy 800	7.500	0.32	1.80	10.000	1.16	4.10

Gegenüber den älteren Befunden ^{1/1} ist die Stärke der Ferritschicht in 1.4301 noch weiter gewachsen; sie erreicht 60 - 80 Mikron Tiefe nach 10.000 Stunden bei 700°C. Die Proben haben auf die Ferritschicht folgend eine Aufkohlungszone, außerdem treten in starkem Maße σ -Phasen in der Matrix auf. In der äußeren Zone ist besonders Chrom und Mangan herausgelöst, in schwächerem Maße Nickel. Die Ferritschicht ist hingegen stark entkohlt. Die Oberfläche selbst ist außerordentlich eben und enthält keine Löcher oder Partikel.

Incoloy 800 enthält dagegen nur Spuren von Ferrit in oberflächennahen Korngrenzen. Löcher, die von der Oberfläche her wie im Schliffbild zu sehen sind und die auch bei 600°C bereits auftreten, reichen nicht sehr weit in das Material; sie werden nur bis 20 Mikron Tiefe beobachtet. Verluste an Chrom, Nickel und Mangan werden bei 600°C-Proben bis zu etwa 20 Mikron, bei den 700°C-Proben bis 60 Mikron gemessen. Bei beiden Temperaturen wird das titanhaltige Material aufgekohlt. Bei 600°C gibt es eine Zone starker Aufkohlung (bis 1.1 % C) dicht an der Oberfläche bis etwa 30 Mikron, bei 700°C fehlt eine so hohe Konzentrationsspitze des Kohlenstoffs (maximal bis 0.35 % C),

^{1/1}/KFK 1274/3, S. 114-1

dagegen reicht die Aufkohlung erheblich tiefer. Die Nachuntersuchungen an den beiden anderen Strukturwerkstoffen sind im Gang.

Die Analysen der in dem Versuch HT 6 120 Stunden ausgelagerten Proben aus 1.4300 haben ergeben, daß die Kohlenstoffaktivität im Natrium

$$a_C = 2.5 \cdot 10^{-3}$$

betragen hat. Demnach enthielt das Natrium in diesem Versuch 0.1 Gew.-ppm gelösten Kohlenstoff. Die Analyse zusätzlich exponierter Bleche aus 1.4301 zeigte, daß die Randschichten auch Chrom verlieren. Die Kohlenstoff- und Chromkonzentrationsprofile entsprechen einander so gut, daß in der Randzone überall gleiche Kohlenstoffaktivität eingestellt ist. Man muß daher annehmen, daß die Methode korrekte Angaben zur Kohlenstoffaktivität liefert.

1141.2 Korrosion von Sonderwerkstoffen*

(H.U. Borgstedt, IMF; G. Drechsler, G. Frees, IRB)

Erste Ergebnisse von Nachuntersuchungen der bei 600°C im MTP exponierten Proben aus aufgeschweißtem STELLIT 6 H (auf Stahl 1.4571) und Stellit 6 B-Blech liegen vor. Danach bestätigen sich die bereits mitgeteilten Befunde aus den Versuchen im HTP an gleichartigem Material/2/. Ablagerungserscheinungen beherrschen die Korrosionsvorgänge für beide Formen des STELLIT 6, wie die rasterelektronenmikroskopischen Aufnahmen in Abb. 4 zeigen. Nach Ausweis der Röntgenspektren bestehen die größeren Partikel im wesentlichen aus Eisen und Kobalt. Die feinkörnige Schicht dazwischen ist reich an Chrom. Der Kontakt zur Gegenprobe wird aber über die großen Kristalle vermittelt, die daher für das tribologische Verhalten von größerer Bedeutung sein dürften.

Metallografische Untersuchungen haben ebenfalls ergeben, daß die Oberflächenschichten zweilagig aufgebaut sind. Auf eine dunkle Lage direkt auf der Oberfläche folgt eine helle Fe/Co-Schicht, die auch aus deutlich größeren Partikeln besteht. Die dunkle Cr-reiche Schicht ist mit dem Grundmaterial stark verzahnt. Bei 700°C fehlt die dunkle Schicht, wie die Röntgenspektren das mit dem Fehlen der Chromlinie schon angedeutet hatten. Abb. 5 zeigt die

* BzFE Nr. 233.3 /2/ KFK 1275/2, S. 114-6

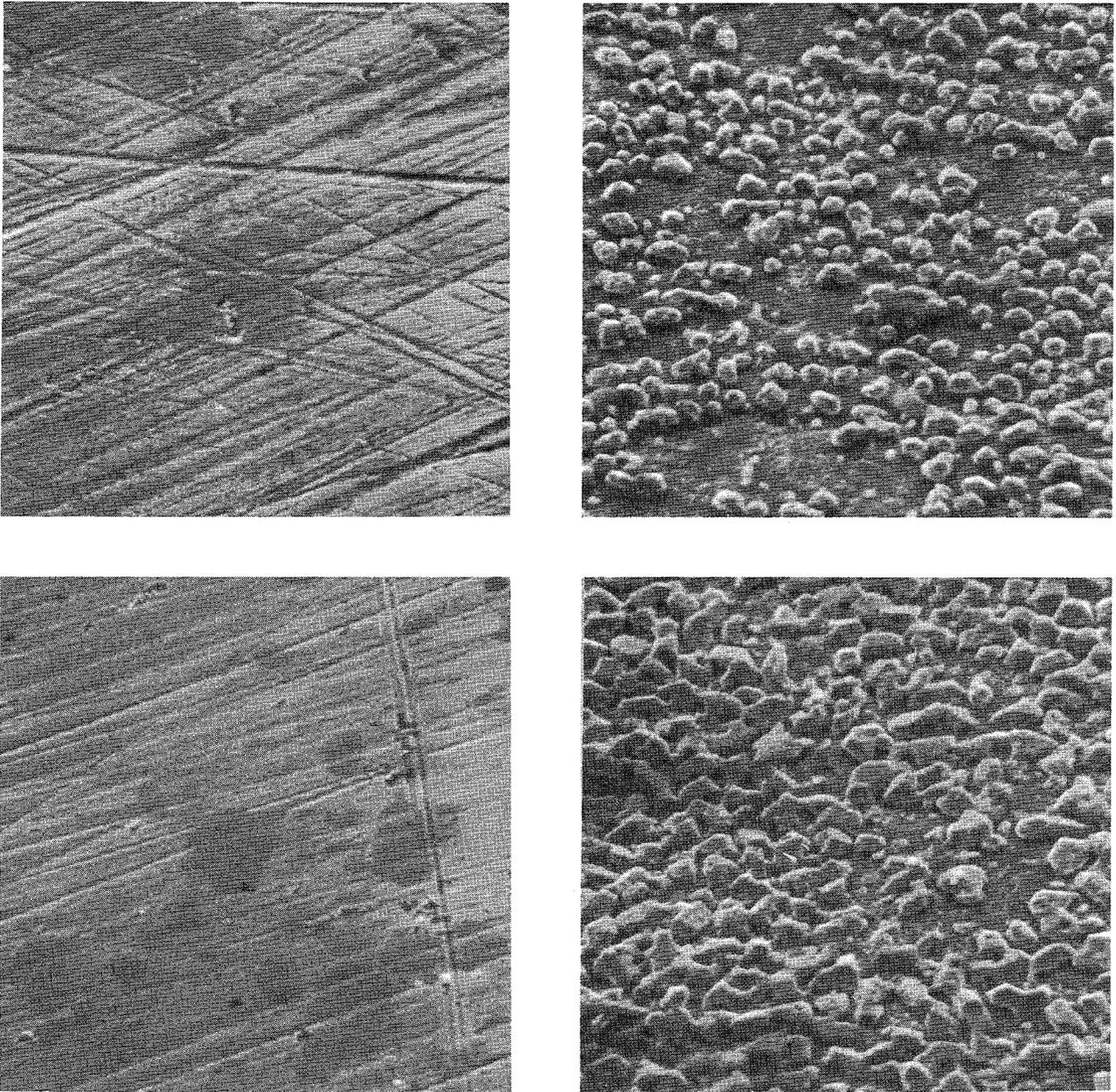


Abb. 4: Rasterelektronenmikroskopische Aufnahmen der Ablagerungsschichten auf STELLIT 6 H (oben) und 6 B (unten). Links der Ausgangszustand. Etwa 1000-fach.

Korrosionserscheinungen im Schrägschliff, wobei die Schichten in ihrer Stärke etwa 10-fach vergrößert erscheinen.

Die Natriumeinwirkung bei 700°C hat den Werkstoff bis zu einer größeren Tiefe verändert. Weitere Nachuntersuchungen der metallkundlichen und tribologischen Veränderungen werden angeschlossen.

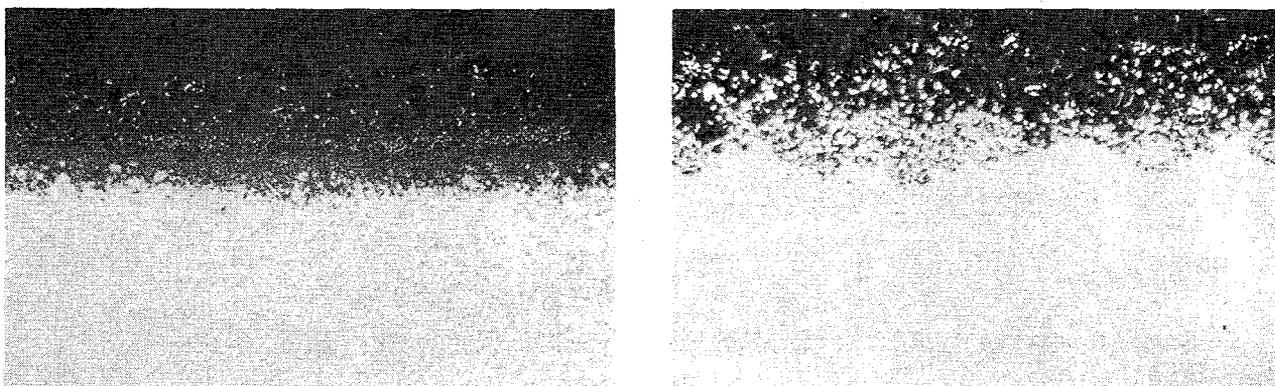


Abb. 5: Schrägschliff (6°) der Proben aus STELLIT 6 B, korrodiert im HTP bei 600°C (links) und bei 700°C (rechts).

1141.3 Reinheit und Reinheitskontrolle des Natriums

1. Versuche im chemisch-analytischen Prüfstand *

(H.U. Borgstedt, IMF; G. Drechsler, G. Frees, IRB)

Der durch Umbau des Kreislaufs "Cerberus" für chemisch-analytische Versuche hergerichtete CAP wurde für einen ersten Versuch über 1000 Stunden in Betrieb genommen. Dabei wurden die Kaltfalle und elektrochemische Sonden des Typs UNC und Westinghouse erprobt. Ferner wurde die Wasserstoffsonde von VARIAN in Betrieb genommen und meßbereit gemacht. Die UNC-Kohlenstoffsonde wurde mit den Eichgasen verbunden und zur Eichung vorbereitet. Eine Natriumprobe konnte gezogen werden. Nach einer Abschaltung, die inzwischen erfolgt ist, wird der Prüfstand mit Flachproben aus 1.4301 wieder in Betrieb genommen. Der Folgeversuch von 1000 Stunden Dauer dient dazu, die Aufkohlung der Proben zu den Anzeigen des Monitors in Beziehung zu setzen.

Ziel dieser Versuche ist es, die Natriumchemie während der vorgesehenen Strukturmaterialuntersuchungen unter Kontrolle halten zu können. Dazu soll der in diesem Prüfstand getestete Kohlenstoffmonitor im Falle der Bewährung in die entsprechenden Prüfstände eingebaut werden.

*

BzFE Nr. 622.3

2. Nachuntersuchung Na-korrodiertes Proben*

(H.Schneider, H.Schumann, E.Nold, IMF)

Es wurden weitere Hüllrohrproben nach 10 000 h Einsatz in Natrium von 600°C bzw. 700°C nachuntersucht. Aus den zahlreichen Ergebnissen spektralanalytischer Untersuchungen der Diffusionszonen einige charakteristische Beispiele für den Einfluss der unterschiedlichen Natriumtemperatur:

In Abb. 6 sind die Ergebnisse einer solchen Untersuchung an dem Material 1.4981 Ch. 70015 lg wiedergegeben. Sie bestätigen die Tendenz der im Quartalsbericht KFK 1275/2 gemachten Aussagen.

Abb. 7 zeigt Kohlenstoffprofile des Materials 1.4970 verschiedener Chargen nach Einsatz bei den beiden Versuchstemperaturen. Unabhängig von der Charge zeigen die bei 600°C eingesetzten Proben eine wesentlich höhere Kohlenstoffanreicherung. Dabei ist nicht nur der Konzentrationsverlauf in den oberflächennahen Zonen ein anderer als nach Einsatz bei 700°C. Auch in Tiefen von 50 µm liegt das Niveau der Kohlenstoffkonzentration noch beim dreifachen Gehalt des Ausgangsmaterials, dagegen nach Einsatz bei 700°C in gleicher Tiefe etwas unter dem doppelten Gehalt des Ausgangsmaterials.

In nachfolgender Tabelle sind die über den Gesamtquerschnitt bestimmten Kohlenstoffgehalte im Vergleich zu den Gehalten der Ausgangsmaterialien zusammengestellt:

Probe	O B 5 600°C	O B 3 700°C	O A 151 600°C	O C 1 700°C
durchschn. C-Gehalt:	0,21%	0,13%	0,21%	0,14%
Ausgangsm.- C-Gehalt:	0,11%	0,11%	0,095%	0,10%

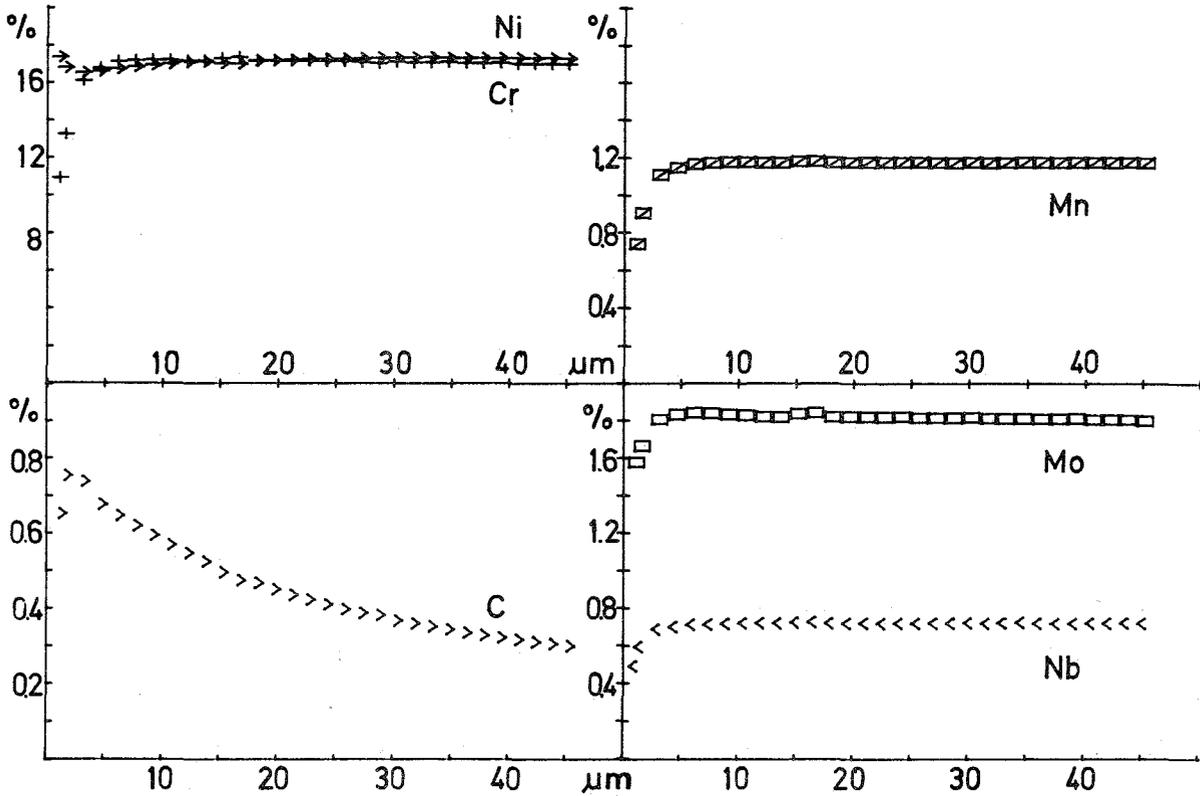
Konzentrationsprofile der obersten 1 - 2 µm Schichten an Na-korrodierten Materialien wurden mit Hilfe der Auger-Elektronen-Spektroskopie (AES) unter laufendem Abtrag durch Argon-Ionenbeschuss gemessen.

* BzFE Nr. 622.3

Dafür war eine Arbeitsmethode erarbeitet worden, quantitative Aussagen über die Zusammensetzung oberflächennaher Schichten $< 1 \mu\text{m}$ von rostfreien Stählen machen zu können. Die Eichung erfolgte mit Hilfe von verschiedenen Stahlproben bekannter Zusammensetzung. Dabei stellte sich heraus, dass bei genau reproduzierter räumlicher Anordnung der Probe vor dem Auger-Analysator eine nur vernachlässigbare Matrixabhängigkeit der gemessenen Intensitäten der einzelnen Elemente zu beobachten war. Neben der Bestimmung der metallischen Elemente ist mit diesem Verfahren auch die Bestimmung der nichtmetallischen Elemente möglich. Sauerstoff wurde z.B. mit TiO und NiO eingeeicht und ergab bei gleicher Empfindlichkeit gleiche Faktoren.

In Abb. 8 ist nun im oberen Teil das Ergebnis einer spektralanalytischen Untersuchung der Diffusionszonen eines Wärmetauscherrohrstücks aus dem Material AISI 316 dargestellt und im unteren Teil das Ergebnis einer AES-Profilanalyse an der gleichen Probe. In diesem Diagramm wurden die in $2 \mu\text{m}$ Tiefe gefundenen spektralanalytischen Werte zum Vergleich eingetragen. Da es sich um völlig voneinander unabhängige Verfahren handelt, wobei bei dem spektralanalytischen Verfahren das abgetragene Material, bei der AES dagegen die jeweils neue Oberfläche analysiert wird, kann man sagen, dass die gefundene Übereinstimmung sehr gut ist.

HT 4 Probe 1B5 14981 Ch.70015 lg 10000h/600°C Na



HT 4 Probe 1B16 14981 Ch.70015 lg 10000h/700°C Na

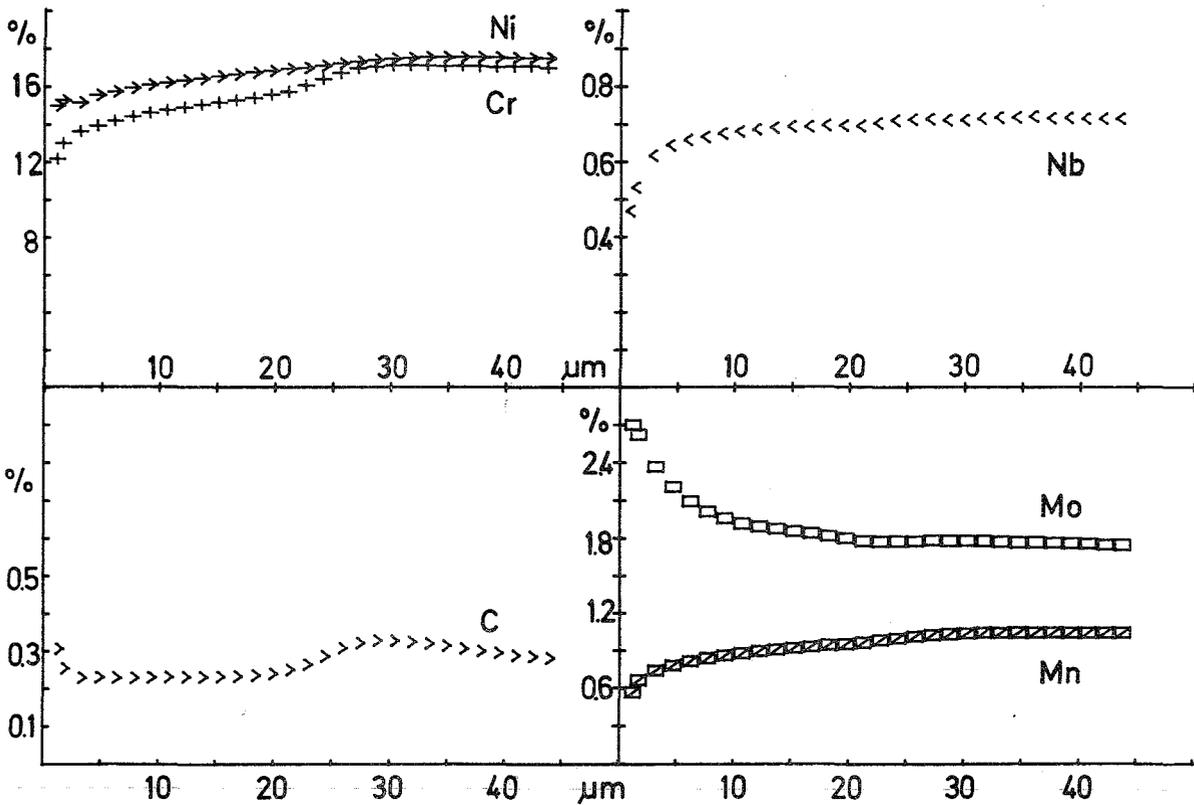


Abb. 6

HT 4 C-Konzentrationsprofile von 1.4970 nach 10000h

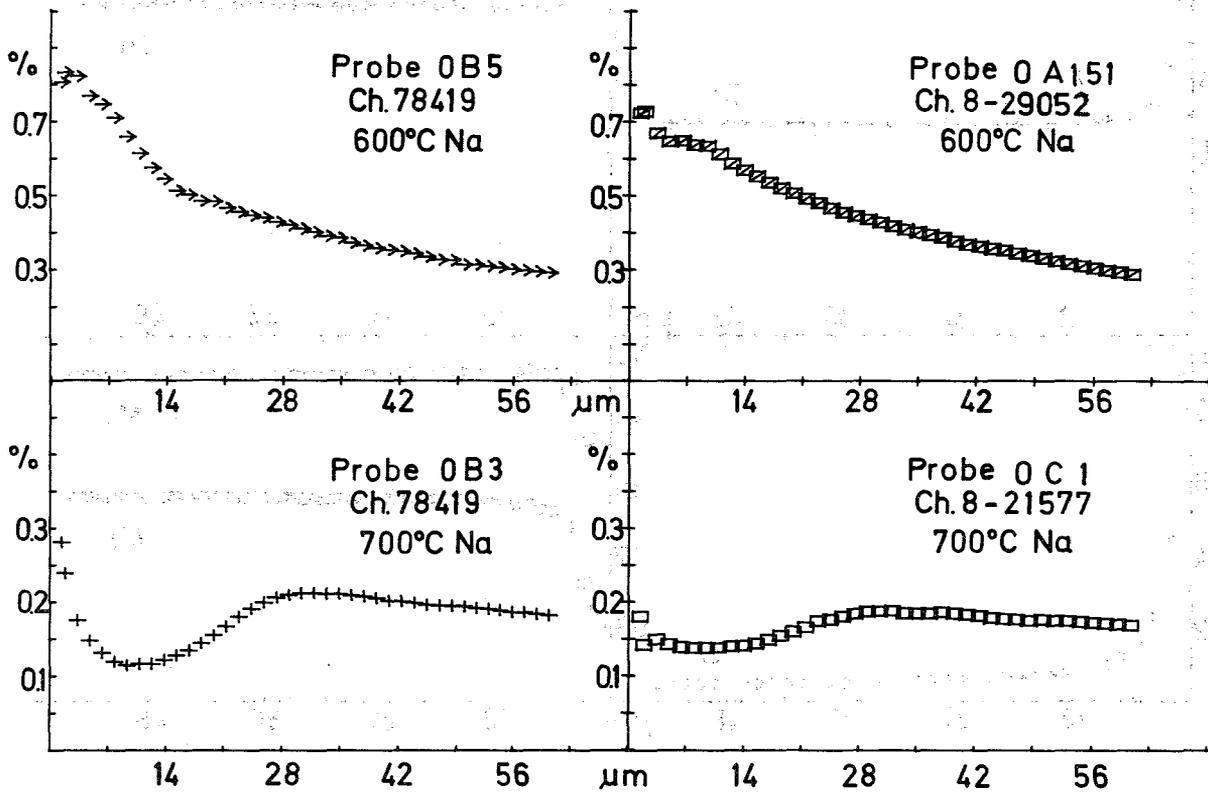
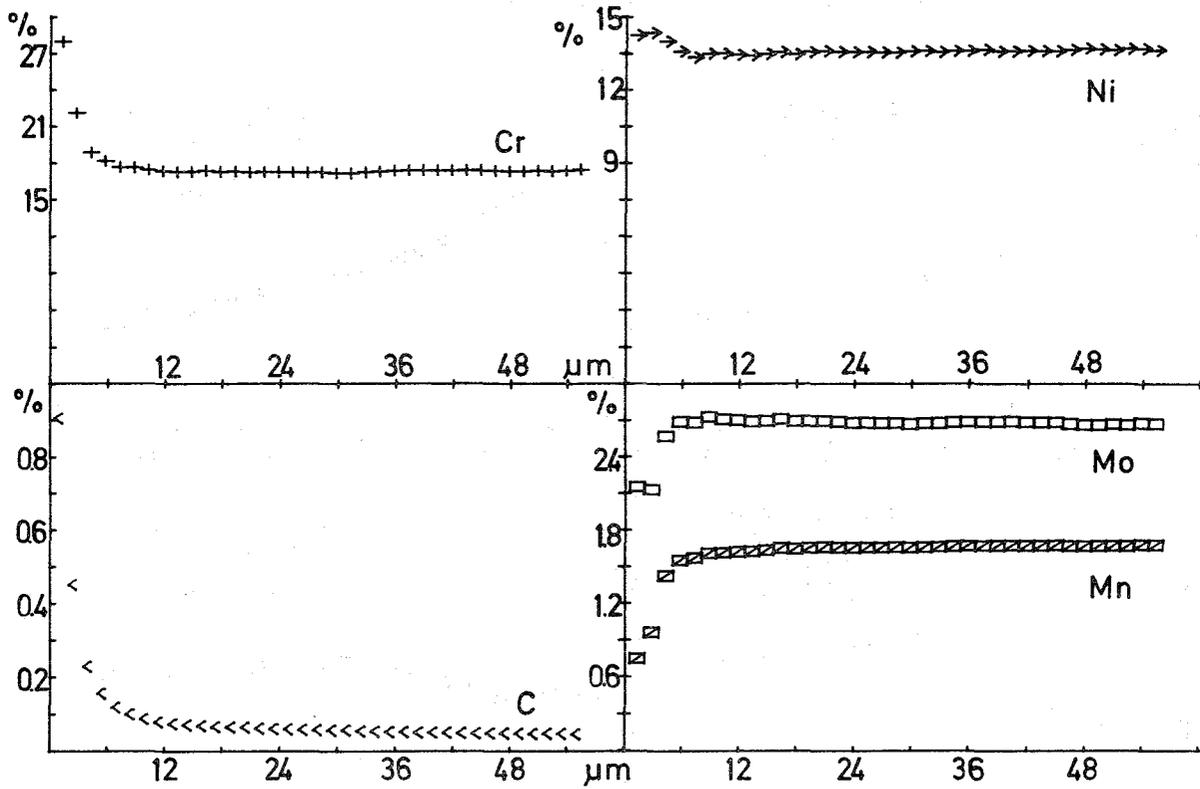


Abb. 7

Probe 47091 upstream Na-Temp. 570°C (GDOS)



Probe 47091 upstream Na-Temp. 570°C (AES)

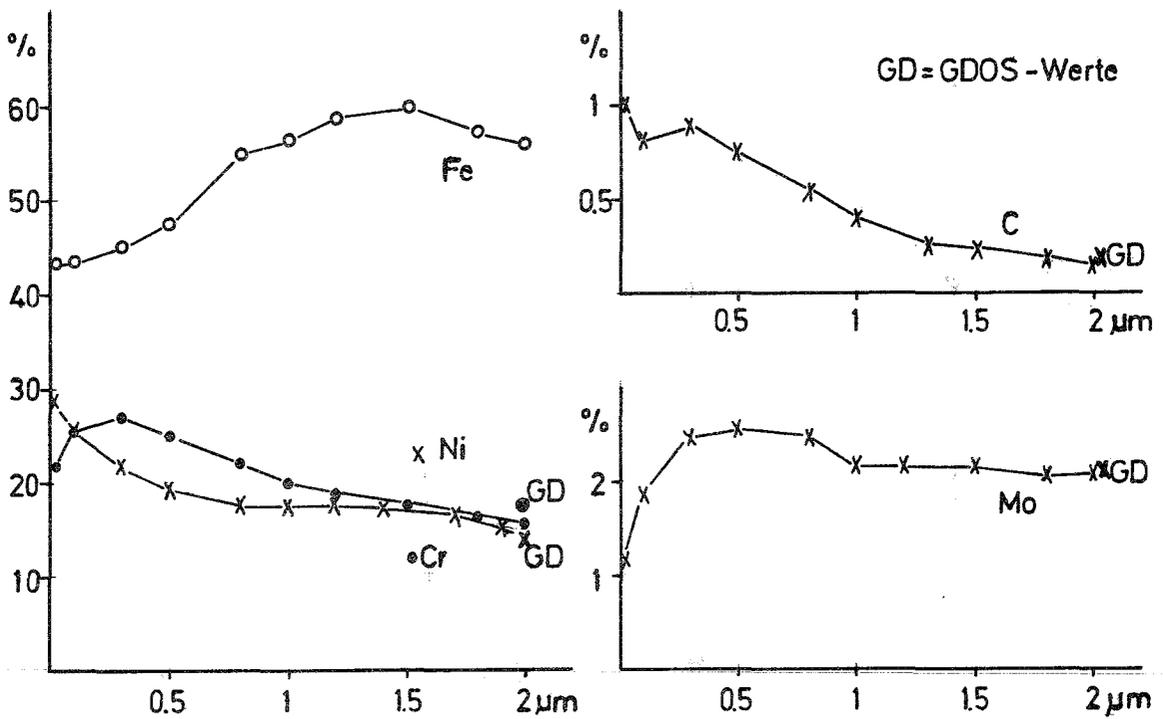


Abb. 8

Veröffentlichungen zu 114

- (1) H. Schneider, H.U. Borgstedt, G. Frees
J. Nucl. Mat. 56 (1975) 336-340
- (2) A. Marin, R. Solano, H. Borgstedt
Energia Nuclear 19 (1975) 191-200
- (3) H.U. Borgstedt, H.J. Huber
Anwendung des Rasterelektronenmikroskops mit energiedispersen
Röntgenspektrometer zur Untersuchung von Natriumkorrosion und
Massetransport
KFK 2137 (1975)

Beiträge zu

115 ARBEITEN ZUM BRENNSTOFFZYKLUS

erscheinen in einem folgenden PSB-Vierteljahresbericht.

121 PHYSIKALISCHE EXPERIMENTE1211 Neutronenphysikalische Meßmethoden für Nulleistungsreaktoren1211.1 Ratenmessungen an höheren Pu-Isotopen*

12111.1

Pu- und Am-Spaltratenmessungen in SNEAK-9C

(W. Scholtyssek, H. Fries, INR)

Einleitung

In SNEAK-9C wurden erstmals Miniaturspaltkammern eingesetzt, mit denen Spaltraten von Reaktormaterialien weitgehend störungsfrei in SNEAK-Zellen gemessen werden können. Diese Kammern wurden speziell im Hinblick auf die Messung von Spaltraten höherer Pu- und Am-Isotope entwickelt, da hier die standardmäßig an der SNEAK verwendete Aktivierungsmethode /1/ nicht eingesetzt werden kann. Die Eigenaktivität dieser Materialien ist sehr hoch ($T_{1/2}({}^{241}\text{Pu}) \sim 14 \text{ a!}$), sie sind deshalb schwierig zu handhaben, zum Teil auch in Grammengen, wie zu Aktivierungsmessungen in Nulleistungsreaktoren benötigt, nicht zu bekommen.

* BzFE Nr. 412.1 / Letzter Beitrag in KFK-1273/4, S. 121-1

/1/ H. Küsters

Progress in Fast Reactor Physics in the Federal Republic of Germany

KFK-1632 (1973) pp. 4.4 - 4.10

Meßmethode

Abb. 1 zeigt eine Miniaturspaltkammer in einem Meßelement des Pu-Criticals SNEAK-9C-2 /2/. Die Kammer mit einem Durchmesser von 12 mm und einer Höhe von 6 mm wird so in ein Spezialbrennstoffplättchen mit Bohrung eingebaut, daß die aktive Schicht in Plättchenmitte liegt. Für Stecker und Kabel wird ein zylindrischer Hohlraum (Durchmesser 12 mm, Höhe 25 mm) über der Kammer aus durchbohrten SNEAK-Plättchen gebildet. Die Kammerspannung von ca. 250 Volt wird über das Koaxsignalkabel (Durchmesser 1 mm) geführt. Die Meßelektronik besteht aus einem Vorverstärker (CI 1408), Hauptverstärker (ORTEC 440 A) und einem Vielkanalanalysator.

Bisher sind Miniaturkammern mit den Materialien ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu und ^{241}Am vorhanden. Die effektiven Massen der Spaltmaterialbeläge wurden durch Spaltfragmentzählung relativ zu SNEAK-Standardkammern in schnellen und thermischen Neutronenfeldern und/oder durch absolute α -Messungen bestimmt. Die Genauigkeiten der absoluten Massenangaben liegen bei 1-2%.

Zur Bestimmung der zellgemittelten Reaktionsraten müssen die Resultate der Kammermessungen für die Flußstörung durch Meßgeometrie und Strukturmaterial von Kammer, Stecker und Kabel korrigiert werden. Es wurden Rechnungen mit dem Zellprogramm KAPER /3/ durchgeführt, in denen die Meßzelle modellmäßig in Plattengeometrie angenähert wurde. Für die Uranisotope und ^{239}Pu konnte außerdem eine experimentelle Korrektur durch den Vergleich von Miniaturkammer-

/2/ W. Scholtyssek
Aufbau und Meßprogramm der Anordnungen SNEAK-9C
KFK-1273/4 (1973) S. 121-8

/3/ P.E. McGrath
KAPER - Lattice Program for Heterogeneous Critical Facilities
KFK-1893 (1973)

messungen mit Aktivierungsmessungen ermittelt werden. Die Korrekturen betragen 2-4% für die Schnellspalter ^{238}U , ^{240}Pu und ^{241}Am und waren $< 0.5\%$ für die übrigen Isotope.

Ergebnisse

In Tabelle 1 sind Ergebnisse von Messungen in der Anordnung SNEAK-9C-2 und in der ^{240}Pu -angereicherten Zone 9C-2/PO-S in der Form von zellgemittelten Spaltratenverhältnissen, bezogen auf ^{235}U -Spaltung, zusammengestellt. Zum Vergleich sind Rechenwerte, ermittelt mit dem Zellprogramm KAPER und dem KFKINR-Satz, eingetragen.

Im Falle von $\sigma_f(^{238}\text{U})/\sigma_f(^{235}\text{U})$ und $\sigma_f(^{239}\text{Pu})/\sigma_f(^{235}\text{U})$ werden die auch mit Aktivierungsmeßergebnissen üblicherweise gefundenen Diskrepanzen zwischen Experiment und Rechnung bestätigt. ^{240}Pu -Spaltung wird, ähnlich wie ^{238}U , durch die Rechnung um ca. 10% unterschätzt, dagegen wird ^{241}Pu sehr gut berechnet. Die starke Überschätzung im Falle von ^{241}Am ist im wesentlichen auf die Ungenauigkeit der bisher bekannten Querschnittsdaten für dieses Isotop zurückzuführen.

Tabelle 1 Zellgemittelte Reaktionsratenverhältnisse in SNEAK-9C-2 und 9C-2/PO-S

	$\sigma_f/\sigma_f(^{235}\text{U})$ (zellgemittelt)						
	<u>Experiment</u>			<u>Rechnung</u> ⁺⁾		<u>C/E</u>	
	<u>SNEAK-9C-2</u>	<u>SNEAK-9C-2/PO-S</u>	<u>1σ-Fehler</u> %	<u>SNEAK-9C-2</u>	<u>SNEAK-9C-2/PO-S</u>	<u>SNEAK-9C-2</u>	<u>SNEAK-9C-2/PO-S</u>
²³⁸ U	.0462	.0463	1.7	.0419	.0416	.906	.897
²³⁹ Pu	1.083	1.089	2.2	1.034	1.034	.954	.949
²⁴⁰ Pu	.328	.332	2.5	.296	.294	.901	.886
²⁴¹ Pu	1.323	1.338	2.5	1.324	1.324	1.001	.989
²⁴¹ Am	.285	.286	2.5	.381	.379	1.335	1.325

⁺⁾ KAPER-Rechnungen mit KFKINR-Satz (²⁴¹Am mit ENDF/B-II Daten)

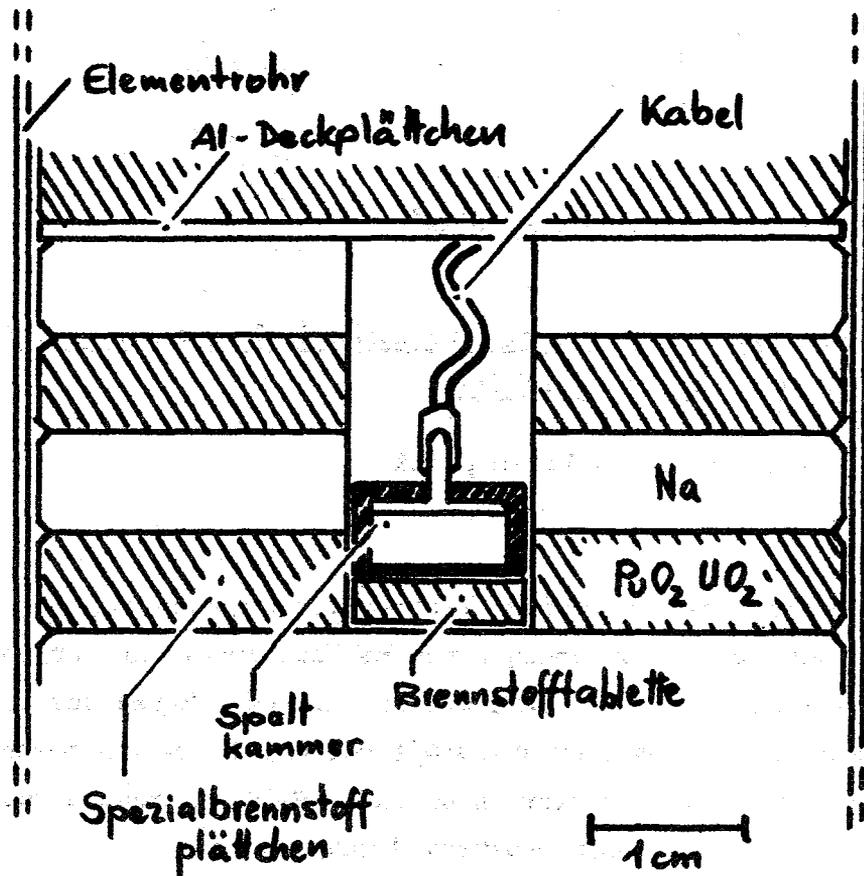


Abb. 1 Miniaturkammermeßzelle in SNEAK 9C-2

1211.4 Spektrumsmessungen an SUAK^GMessung und Berechnung des durch Spaltneutronen in Eisen hervorgerufenen γ -Feldes

(S.H. Jiang, H. Werle , INR)

Neutroneninduzierte γ -Strahlung liefert den Hauptbeitrag zum gesamten Strahlungsfeld in der Umgebung eines Reaktorkerns. Die Berechnung dieser γ -Strahlung ist kompliziert, und die Rechenmethoden und Daten sind bisher kaum an Experimenten überprüft worden. Es wurden deshalb an einer geeigneten Anordnung Neutronen- und γ -Felder gemessen und erste Vergleiche mit gerechneten Spektren durchgeführt.

Die Anordnung (Abb.2) besteht aus einem Eisenquader (100x100x87 cm) mit einer ²⁵²Cf-Spaltneutronenquelle im Zentrum. Gemessen wurden die Neutronenspektren im Bereich 30 keV bis 5 MeV und die γ -Spektren (mit einem Si(Li)-Halbleiterdetektor) im Bereich 0.5 bis 3 MeV an verschiedenen Positionen innerhalb des Quaders. Die Neutronenspektren werden mit dem Neutronentransportprogramm DTK /1/, die γ -Spektren mit dem γ -Transportprogramm BIGGI 4T /2/ durchgeführt. Dazu werden die berechneten Neutronenflüsse und γ -Produktionsquerschnitte benutzt, die auf KEDAK- und ENDF/B IV-Daten beruhen. Ein Vergleich der gemessenen und berechneten γ -Spektren erlaubt eine integrale Überprüfung der Berechnungsmethoden und Daten, der Vergleich der gemessenen und gerechneten Neutronenspektren stellt eine Überprüfung von Zwischenergebnissen dar. In Abb.3 werden gemessene und gerechnete γ -Spektren für zwei Positionen im Eisenquader miteinander verglichen. Die berechneten Spektren weichen erheblich von den Messungen ab. Systematische Vergleiche aller gemessenen γ -Spektren und eine Überprüfung der berechneten Neutronenspektren anhand der Messungen sollen die Ursachen dieser Diskrepanzen klären helfen.

^G Erster Bericht

/1/ C. Günther, W. Kinnebrock: KFK 1381 (1971)

/2/ H. Penkuhn: EUR 3555e (1967)

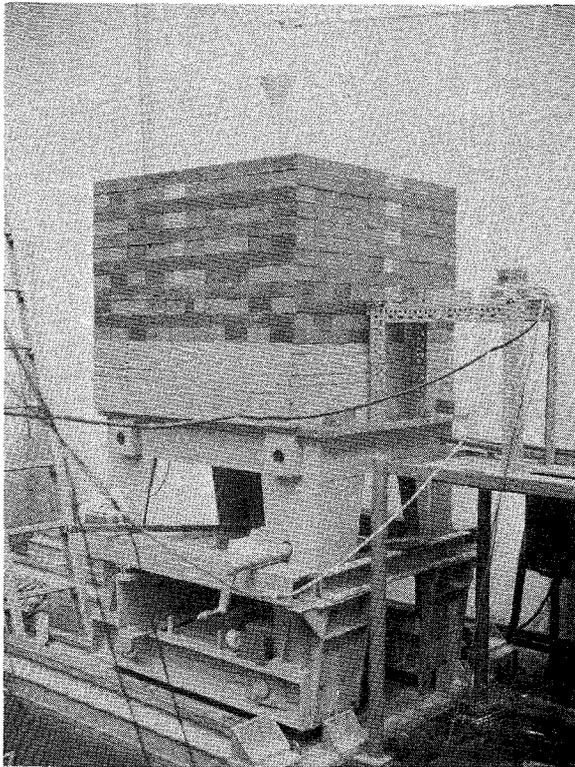


Abb. 2 Aufbau des Eisenpiles

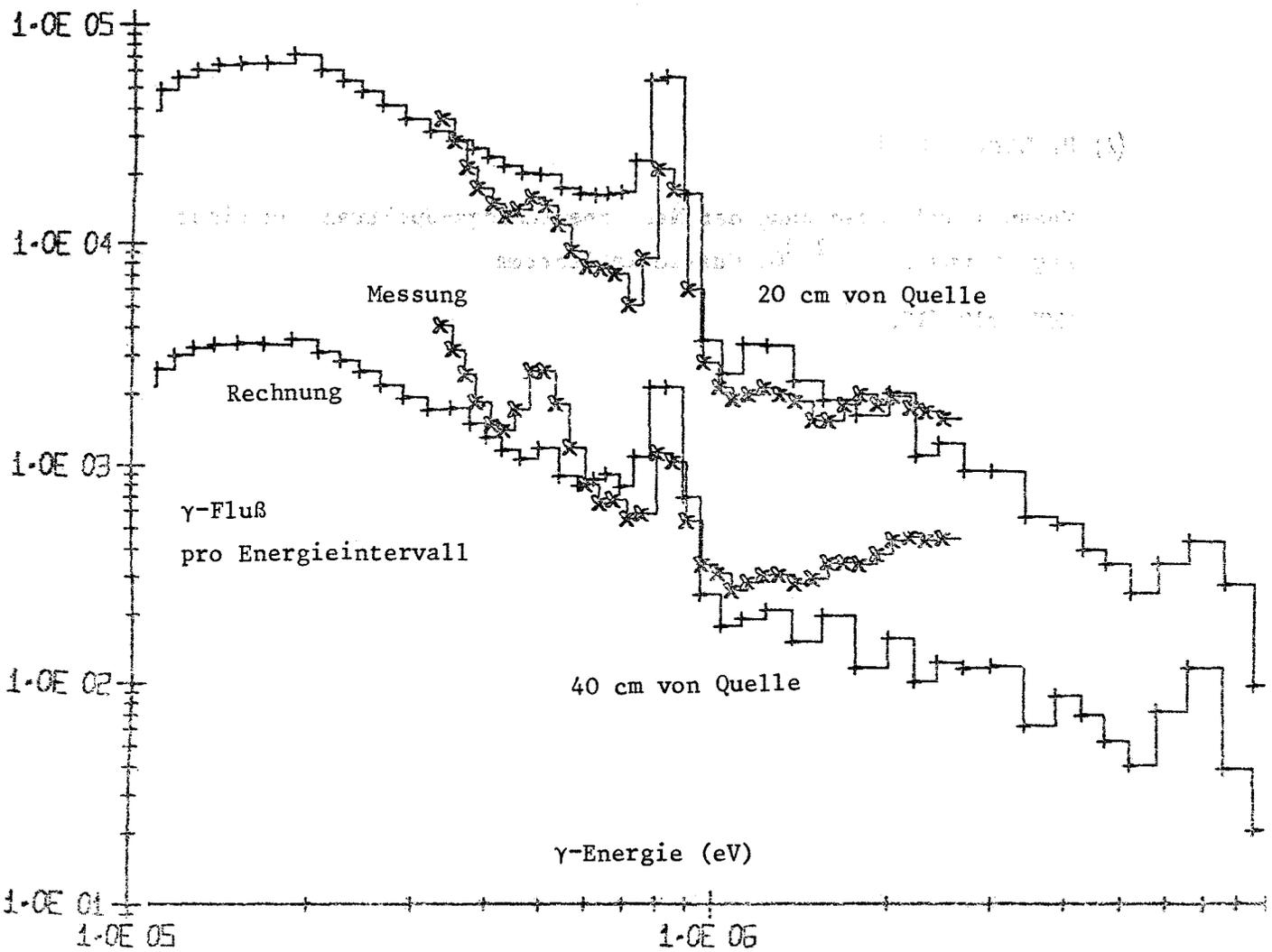


Abb. 3 Vergleich gemessener und berechneter γ-Spektren im Eisenpile

Veröffentlichungen zu 1211:

- (1) H. Werle, H. Bluhm, G. Fieg

Neutron Spectrometry Techniques for the Energy Region 0.1 to
10 MeV

First ASTM-EURATOM Symposium on Reactor Dosimetry, Petten,
September 22-26, 1975

- (2) H. Werle et al.

Messung und Berechnung der Neutronenleckage-Spektren von Eisen-
kugeln und einer ^{252}Cf -Quelle im Zentrum

KFK 2219 (1975)

122 REAKTORTHEORIE1222 Rechenverfahren und Berechnung der Eigenschaften von Reaktoren1. Modulare Datenverarbeitungssysteme zur Berechnung der Eigenschaften von Reaktoren.Ausbau von KAPROS. (H. Bachmann, W. Höbel, M. Ott, INR)

Mit dem Einsatz des NUSYS-Nachfolgesystems KAPROS für komplexe, i. a. mehrdimensionale, neutronenphysikalische Berechnungen werden einige Hindernisse, die bisher einem flexiblen Programmeinsatz im Wege standen, ausgeräumt.

1. Überwindung der Job-Step-Technik:

Bisher können einzelne Rechenprogramme (Moduln) wie NUSYS, DTK, DIXY, SNOW etc. nur im Rahmen der Möglichkeiten, die das Betriebssystem der GfK-Rechenanlage bietet, miteinander verkoppelt werden. Dies bedeutet in der Steuerprache des Betriebssystems (JCL), daß jeder einzelne Modulaufruf einen Job-Step darstellt. Verzweigungen in einer Aufruffolge sind praktisch nicht möglich, da auf Programmebene selbst für die vom Betriebssystem angebotene schwache Möglichkeit des Überspringens noch auszuführender Job-Steps die notwendigen Vorkehrungen nicht getroffen werden können. Erschwerend kommt hinzu, daß der Datentransfer zwischen den Moduln in Form sequentieller Datenfiles erfolgt und in nur geringem Maß standardisiert ist.

In KAPROS wird eine Programmfolge durch ein FORTRAN-Programm festgelegt, in dem die einzelnen Moduln subroutinenähnlich aufgerufen werden (s. Beispiel in Tabelle 2). Des weiteren erleichtert die standardisierte Datenübertragung von Modul zu Modul in Form von Datenblöcken mit vorgegebenem Aufbau, wobei die Einzeldaten in den Datenblöcken direkt zugreifbar sind, wesentlich eine Programmablaufsteuerung in Abhängigkeit von bereits erzielten

Zwischenergebnissen. Ausreichende Flexibilität für alle denkbaren Modul-
anwendungen ist damit voraussichtlich gewährleistet.

Inzwischen enthält die KAPROS-Modulbibliothek ca. 50 Moduln, darunter
die folgenden ein- und mehrdimensionalen Flußberechnungsprogramme mit
zugehörigen Eingabeprüfprogrammen:

NUSYS	KAPROS-Version des nuklearen Programmsystems
KADTK	eindimensionales S_n -Programm
DIXY	zweidimensionale Diffusionsprozedur
KASNOW	zweidimensionales S_n -Programm
KASY	dreidimensionales Syntheseprogramm

Von den Autoren wurden davon die KAPROS-Moduln NUSYS und DIXY eingebracht,
deren wesentliche Merkmale unten vermerkt werden.

KAPROS-NUSYS

Als erster Schritt wurden die meisten Programme des bisherigen NUSYS-Systems
als ein Modul unter dem Namen NUSYS in KAPROS eingebracht. Die Liste der
Programme und eine kurze Funktionsbeschreibung sind in Tabelle 1 enthalten.
In den Programmen des Moduls NUSYS wurde das Datenmanagement an das des
KAPROS-Systems angepaßt, d. h. die Datenblöcke stehen nicht mehr ausschließ-
lich im Kernspeicher; sonst wurden sie unverändert übernommen. Der Vorteil
der Umstellung auf KAPROS besteht darin, daß andere KAPROS-Moduln jetzt in
einem Job beliebig oft und in beliebiger Reihenfolge mit dem Modul NUSYS
kooperieren können, da der Datenaustausch zwischen ihnen von KAPROS gesteuert
wird.

Ein Steuerprogramm in FORTRAN genügt, um beliebig komplexe Programmabläufe
realisieren zu können (ein einfaches Beispiel siehe Tabelle 2).

Zur Erhöhung der Flexibilität der Programmverkopplung müssen zukünftig zentrale Programme aus dem Modul NUSYS als selbständige KAPROS-Moduln (z. B. Flußberechnung, Ratenberechnung usw.) herausgelöst werden, wie es schon mit den Programmen S02290 und S00451 (siehe Modul CCSØTN bzw. UT451) geschehen ist. Ein weiteres Ziel dieser Umstellung sollte die Beseitigung von im jetzigen NUSYS noch existierender Limitierungen sein, z. B. maximale Anzahl der Energiegruppen gleich 26 usw., dadurch, daß das dynamische Programm- und Datenmanagement von KAPROS voll ausgenutzt wird.

KAPROS-DIXY

Die KAPROS-Version des zweidimensionalen Diffusionsprogramms DIXY wurde in Form einer Prozedur implementiert. Die einzelnen Bausteine sind:

DIXIN	Modul zur Eingabeaufbereitung
DXDIFF	Modul zur Lösung der zweidimensionalen Multi-gruppendiffusionsgleichung sowie der adjungierten Gleichung
DXEVA	Auswertemodul für 2-dimensionale Flußfelder
DXPERT	2-d Störungsmodul
DXPLOT	Erzeugung von Flußhöhenlinienplots
DXDESC	Ausdrucken einer Eingabebeschreibung
PRDIXY	Prüfmodul für die DIXY-Eingabe

Jedem Einzelmodul ist ein Codewort zugeordnet. Durch Eingabe einer geeigneten Folge dieser Codewörter für das Prozedursteuerprogramm DIXY wird der gewünschte Programmablauf erzielt.

Es ist andererseits möglich, jeden Einzelmodul selbständig anzusteuern, was in vielen Fällen, z. B. in den KAPROS-Moduln KASY und KINTIC, zweckmäßiger ist.

Im Diffusionsmodul DXDIFF gab es außerdem die folgenden inhaltlichen Erweiterungen:

- a) Querschnittsbehandlung mit Hilfe von WQRG (s. unten) ^{†)}
- b) Berücksichtigung von Materialabhängigkeit des Spaltspektrums
- c) Tschebyscheff-Beschleunigung der Quelliteration.

Durch Ausnutzung des KAPROS-Datenmanagements konnte der Modul DXDIFF, der kostenintensivste Einzelmodul der DIXY-Prozedur, programmtechnisch stark vereinfacht werden. Mit einer Effektivitätseinbuße wird nicht gerechnet. Empfehlungen für die optimale Benutzung der Prozedur oder der Einzelmoduln sind noch zu erarbeiten, ebenso steht ein umfassender Effektivitätsvergleich mit der stand-alone-Version von DIXY z. Z. noch aus.

2. Flexible Behandlung von Querschnittsblöcken

Bisher sind aus historischen Gründen bei Neutronenflußberechnungen zwei verschiedene Datenstrukturen für Querschnittsblöcke in Gebrauch:

I, die SIGMA -Struktur

wird benutzt in null- und eindimensionalen Diffusionsprogrammen, Auswerte- und Querschnittsmodifikationsprogramme des NUSYS-Systems. Erstellungsprogramm für Datenblöcke mit dieser Struktur, z. B. SIGMA, SRATE, SRAMI, ist das NUSYS-Programm S00446. Basisdatei ist GROUCO . Das Konzept ist veraltet.

II, die SIGMN-Struktur:

wird in allen neueren Flußberechnungsprogrammen (KARCOS, MANDI, DTK, DIXY, SNOW, KASY, D3D) zugrunde gelegt. Erstellungsprogramm ist GRUCAL (1) und GRUBA // Basisdatei. Das Konzept ist zweckmäßig und neu.

^{†)} In Zusammenarbeit mit Belgonucleaire wurden die Erweiterungen a) und b) auch in der stand-alone-Version von DIXY eingebaut.

/1/ D. Woll

Aufbau und Verwaltung der Gruppenkonstantenbibliothek GRUBA
KFK-Bericht Nr. 1815

Programme zur Umwandlung von Datenblöcken einer Struktur in solche der anderen waren bisher nur innerhalb NUSYS vorhanden.

In KAPROS soll die veraltete SIGMA-Struktur "eingefroren" und eine Vereinheitlichung der Querschnittsbehandlung auf dem SIGMN-Konzept erreicht werden. Die Umwandlungsmöglichkeit einer Struktur in die andere an jeder beliebigen Stelle eines Programmablaufs ist dazu Vorbedingung, da für spezielle Aufgaben nicht jeweils der gesamte NUSYS-Modul in den Kernspeicher geladen werden kann und soll. GRUCAL soll Zug um Zug das veraltete S00446 aus NUSYS ablösen. Programmneuentwicklungen sollen, soweit sie Querschnittsblöcke verwenden oder ändern, stets auf der SIGMN-Struktur beruhen.

Für eine flexible Behandlung von Querschnitten und Querschnittsblöcken stehen z. Z. folgende KAPROS-Moduln zur Verfügung:

- CCSOTN wandelt Blöcke mit SIGMA-Struktur (alt) in solche mit SIGMN-Struktur (neu) um. ...OTN bedeutet "old to new".
Hervorgegangen aus NUSYS-Programm S02290.
- CCSNT0 Pendant zu CCSOTN. SIGMN → SIGMA.
...NT0 → new to old.
- SIGMNC Querschnittskondensationsprogramm für SIGMN-Blöcke.
Äquivalent zum NUSYS-Programm S00352 zur Kondensation von Blöcken mit SIGMA-Struktur. Im Gegensatz zu S00352 keine Limitierung von Gruppen- oder Mischungszahl.
- SIGMNP Erlaubt Karteneingabe von SIGMN-Blöcken in der Form, die der früheren Karteneingabe von Querschnitten in DIXY entspricht.
- WQRG Hilfsroutine zur Benutzung von Querschnittsblöcken in den einzelnen Rechenprogrammen. Nicht als selbständiger Modul zu verwenden.
Bis zu 5 verschiedene SIGMN-Blöcke können gleichzeitig verarbeitet werden. Hervorgegangen aus der Subroutine WQORG

UT451

Selbständige Form des NUSYS-Teilprogramms
SOO451 mit folgenden Funktionen

- a) Übertragung von Datenblöcken von externen Datenträgern in die KAPROS-Lifeline /1/.
- b) Übertragung von KAPROS-Blöcken auf externe Dateien.
- c) Änderung von KAPROS-Datenblöcken.
- d) Änderungen von Querschnittsblöcken des SIGMA-Typs.

Es ist beabsichtigt, die obige Liste durch ein Paket von Hilfsprogrammen für Querschnittsblöcke vom Typ SIGMN zu erweitern; In Zusammenarbeit mit der Fa. Belgonucleaire, die eine Übernahme des KAPROS-Systems erwägt, soll das Querschnittsmanagementprogramm SIGMUT in KAPROS eingebracht werden.

Veröffentlichung:

(1) D. Woll

GRUCAL, ein Programmsystem zur Berechnung makroskopischer Gruppenkonstanten.

KFK-Bericht Nr. 2108

Tabelle 1 Programme im KAPROS-Modul NUSYS	
Name	Funktion
S00397	NUSYS-Eröffnungsprogramm
S00352	nulldimensionale Spektrums-, keff- und Flußberechnung sowie Kondensation von Querschnitten (Viel- zu Weniggruppen)
S00445	Berechnung eindimensionaler Raten
S00446	Berechnung makroskopischer Querschnitte
S00447	nulldimensionale Auswertung
S00448	nulldimensionale Diffusions- und Dopplerberechnung
S00451	NUSYS-Utility-Programm
S00481	Berechnung mikroskopischer abgeschirmter Querschnitte
S01706	Berechnung der Temperaturableitung von Gruppenkonstanten zur Bestimmung des Dopplerkoeffizienten
S01732	Vergleich eindimensionaler Raten
S01794	Berechnung der verbesserten elastischen Querschnitte (REMØKorrektur)
S01796	
S01799	
S02210	Bereitstellung von Teilchenzahldichten für Reaktormischungen sowie nulldimensionale Buckling- und null-/eindimensionale Y-Iteration
S02240	Berechnung eindimensionaler Reaktorparameter (effekt. verzögerte Neutronen, Störungsrechnung usw.)
S02290	Umwandlung einer SIGMA- in SIGMN-Struktur
S02291	Zusammenfassung mehrerer SIGMA-Blöcke zu einem
S02292	Erstellung des SPEKT- und REAKT-Blocks aus DIXY-Daten
S02761	eindimensionale Auswertung
S06731	eindimensionale Flußberechnung
S06771	Bestimmung eindimensionaler, energie- und zonenabhängiger Reaktionsraten und Neutronenbilanzen
S10760	Zellprogramm ZERA zur Berechnung von Heterogenitätskorrekturen
S14420	eindimensionale Ratenberechnung
S14444	eindimensionale Leistungsiteration
S15522	Berechnung der Volumina und Massen von Zonen und Zonenkombinationen.

Tabelle 2

Beispiel eines Steuerprogramms in KAPRØS

Programmablauf:

- I. Aufruf von NUSYS
 - a) Berechnung makroskopischer Querschnitte (S00446)
 - b) Kondensation des SIGMA-Blocks und Berechnung der Spektren (S00352)
 - c) Flußberechnung (S06731)
 - d) Ratenberechnung (S00445)
- II. Aufruf von CCSØTN
Umwandlung der SIGMA- in die SIGMN-Struktur
- III. Aufruf von SIGMNC
Kondensation des SIGMN-Blocks mittels der in I.b. berechneten Spektren
- IV. Aufruf von CCSNTØ
Umwandlung des kondensierten SIGMN-Blocks in einen SIGMA-Block
- V. Aufruf von NUSYS
 - a) Berechnung der Flüsse (S06731)
 - b) Ratenberechnung (S00445)

2. Investigation of heterogeneity effects arising in fast-thermal test loops.^F

(H. Borgwaldt, V. Brandl, INR;
J. Lolich, Comisión Nacional
de Energía Atómica, Argentina)

In general, the large mean free path of neutrons in fast reactors makes it possible to treat the lattice of a fast reactor as a homogenized material. Heterogeneity effects in predominantly absorbing materials are essentially restricted to the low energy tail of the neutron spectrum and should be considered in calculations of the Doppler feedback and the sodium voiding reactivity. Heterogeneity effects may play an important role in experimental set-ups consisting of a fast test loop inserted into a thermal driver zone. One example is the planned MOL 7C experiment. The driver zone sets up a neutron current into the fast test loop, which shows an $1/E$ spectrum down to the cadmium cut-off energy of .5 eV. This fact gives, compared to other fast neutron physics assemblies, an abnormally large weight to low energy neutrons, which may show heterogeneous resonance self-shielding. The resulting flux depression cannot be reliably computed by conventional fast reactor neutronics codes. Instead of these codes, which use effective, i. e. f-factor corrected, multigroup data, other codes must be used, at least as standards, which properly take account of the resonance structure of the cross sections below 100 eV. Such codes, available at Karlsruhe, are, e. g., RABBLE /1/, WIMS /2/, and the Monte Carlo codes KAREP /3/ (a cell code) and KAMCCO /4/.

In order to test the available computational methods under clean conditions, an experimental programme has been started.

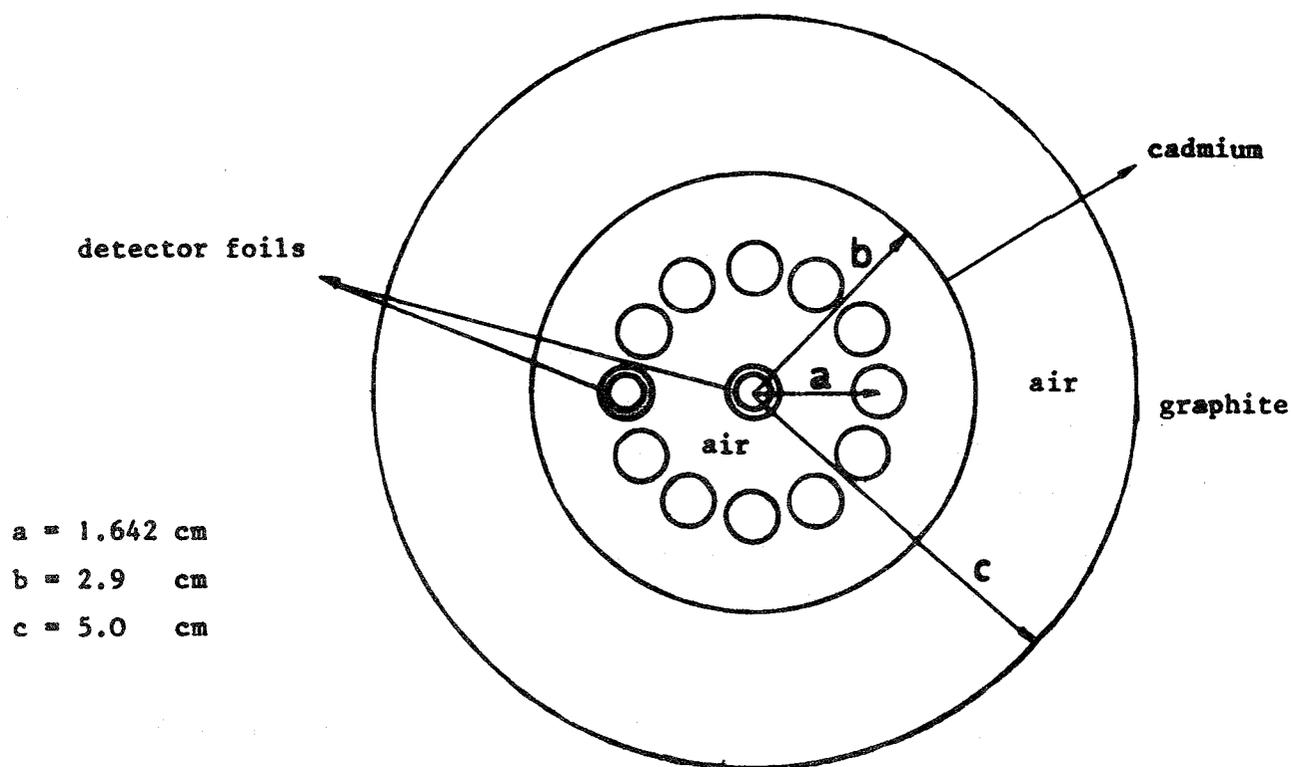


Fig. 1 schematic view of the test bundle

As a first approach a bundle (see fig. 1) with an outer ring of 12 pins and one inner pin was used. Each element consists of 6.9 mm diam. pellets of UO_2 (20 % enriched), canned with 0.5 mm aluminium. The active length is about 300 mm.

The bundle covered with 0.5 mm cadmium was irradiated in the central channel (diameter 10 cm) of the thermal graphite zone of the zero power reactor ARGONAUT ($\phi_{ep} = 2.10^6 \text{ n/cm}^2 \text{ sec}$). The detector foils placed between the fuel pellets consisted of 93 weight percent U-235, their weight was in the range of 0.1 grams. They were irradiated between aluminium catcher foils (0.003 cm thick) to avoid parasitic activity.

After irradiation, the foils were cut into small concentric pieces, a central circular disc (4.2 mm diam.) and one outer ring.

The counting operation was done in the usual way by measuring the fission product gamma-activity having energies greater than 660 keV.

The preliminary results for the U-235 fission ratio densities and their errors were:

$$R_1 = 0.95 \text{ (3 \%)}, \quad R_2 = 0.95 \text{ (2 \%)}, \quad R_3 = 0.94 \text{ (2 \%)}.$$

R_1 is the ratio of the fission rates of the central and an outer rod, R_2 of the inner disc and the outer ring of the central rod, and R_3 of the inner disc and the outer ring of an outer rod.

A first set of calculations for this set-up was performed with the code RABBLE. The simplified cylindrical configuration for the RABBLE calculation was as follows:

$0 \leq r \leq r_1 = 0.345$ cm, material 1 (UO_2 , 20 % enriched),

$r_1 \leq r \leq r_2 = 1.297$ cm, air,

$r_2 \leq r \leq r_3 = 1.987$ cm, material 1, but with an equivalent reduced smear density,

$r_3 \leq r \leq r_4 = 5$ cm, air

$r_4 \leq r \leq r_5 = 50$ cm, graphite.

The energy range covered in the RABBLE calculations was from 0.5 eV to 1000 eV. The KEDAK /5/ data set was used, with 41 s-wave resonances and 14 p-wave resonances for U-238 and 204 s-wave resonances for U-235. Calculations were made with and without multilevel parameter treatment of resonances and with different lower cut-off energies. These variations gave effects smaller than 1 % in the computed ratios. With this configuration the computed ratio was $R_1 = 0.81$.

A second group of calculations has been performed with the Monte Carlo code KAMCCO. For these calculations the experimental set-up was modeled as an air-fuel channel in a square graphite cell of width 20 cm with reflective outer boundaries. Neutrons were injected isotropically, with energies between 900 and 2000 eV, at a central point of the graphite zone. The assumed lattice width and the source parameters guaranteed a satisfactory $1/E$ -spectrum at the cell boundary. KAMCCO was run with the censustime option and an adapted collision routine, that treats fission as a pure removal reaction. Neutrons below 0.5 eV were removed by an absorbing pseudomaterial. For low energies, the cross sections for

the 2 uranium isotopes are computed from a limited number of single-level Doppler-broadened Breit-Wigner resonances. For U-235 this model is used below 46.5 eV, for U-238 below 1000 eV. Above these energies, up to 21.5 keV, probability tables for cross sections are used instead, but this has no relevant effect on the results of our case.

With KAMCCO two configurations have been investigated. The first one is equivalent to the RABBLE configuration. In a 20 minutes computer run we obtained for the integrated U-235 fission rate in the central pin $FR_1 = 0.00924 \pm 2.03 \%$, in the outer (homogenized) ring $FR_2 = 0.123 \pm 0.74 \%$. The ratio $FR_1/FR_2 = 0.00749$ is directly estimated /6/ with an error of 1.98 %, showing a positive influence of the error correlation. Although, because of the optical thickness of the fuel pins for the relevant low energies, the correlation coefficient of 0.25 for the errors of FR_1 and FR_2 is only modest, without this effect we should expect a higher error of 2.16 % for the ratio. Taking into account the volume ratio we obtain finally $R_1 = 0.90 \pm 2.0 \%$.

The second configuration, calculated in another 20 minutes KAMCCO run, treated the outer ring of fuel pins correctly, without homogenization. We obtained for the U-235 fission rate in the central pin $FR_1 = 0.0122 \pm 1.97 \%$, in the total of outer pins $FR_2 = 0.155 \pm 0.69 \%$. From the directly estimated ratio FR_1/FR_2 and the volume ratio 1/12 we find $R_1 = 0.94 \pm 2.0 \%$.

This last value is in excellent agreement with the experimental result. The difference between the homogenized and the correct geometrical model seems acceptable, the gaps between the outer pins constitute about 18 % of the circumference. The statistical errors of both runs are still too high to use the numerical value of the difference. But a few shorter, independent runs confirmed that the homogenization of the outer ring tends to accentuate the fission rate depression in the central pin.

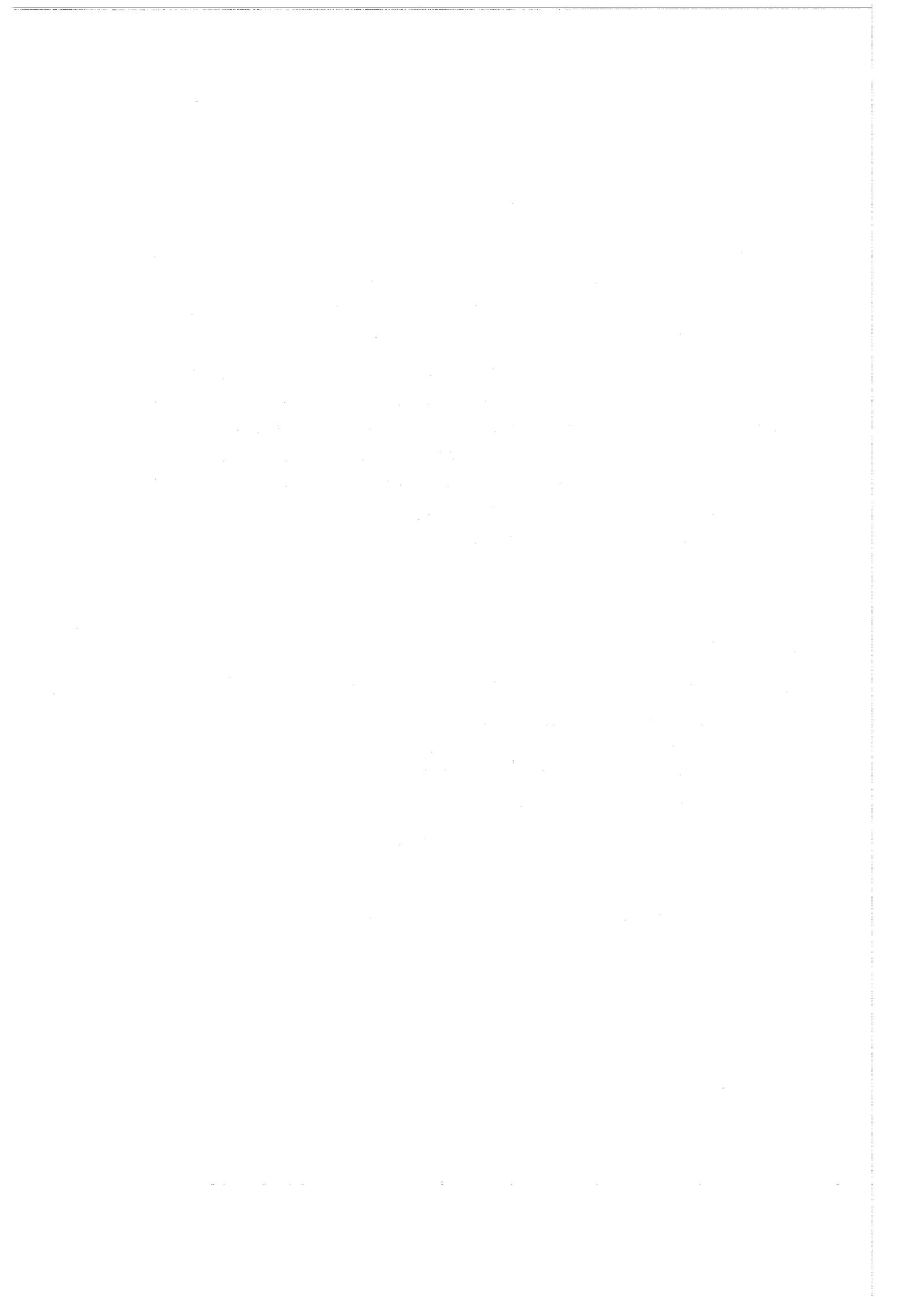
Although differences in the data bases used by RABBLE and KAMCCO would account for certain discrepancies between the results, the discrepancies obtained seem far too high. For the inner rod, the ratio R_2 obtained with RABBLE was $R_2 = 0.95$ and with KAMCCO $R_2 = 0.93 \pm 2 \%$. For the outer rod, the ratio R_3 computed with KAMCCO was $R_3 = 0.95 \pm 0.6 \%$. These additional results are in good agreement with the experiment. It seems important to understand the severe deviation of the RABBLE result for R_1 from the experiment.

One relevant assumption used in the cylinder option of RABBLE is the cosine angular distribution of all partial neutron currents, J^+ , J^- , across region boundaries. In the eV-region, where the central pin is optically thick, the angular distribution of the current returning from the inner air gap to the outer fuel ring may be strongly perturbed. This could be a possible explanation for the discrepancy, which must be further investigated.

In addition to RABBLE and KAMCCO first calculations have been performed also with the KAREP code and, especially, the cluster option of the WIMS code in order to support the results obtained so far. But their evaluation is not yet complete. Concerning the KAMCCO calculations, some effort will be directed to a further reduction of the statistical errors, especially by applying a special set of estimators /7/ which have been shown to reduce the variances in some types of cell calculations.

References:

- /1/ P. H. Kier, A. A. Robba: Report ANL-7326 (1967),
- /2/ J. R. Askew et al.: J. Brit. Nucl. Energy Soc. 5, 564 (1966),
- /3/ G. Arnecke: Private communication (1972)
KAREP is an adapted version of the REPCDC code, cf.
W. Rothenstein: Report BNL-13851 (1969),
- /4/ G. Arnecke et al.: Report KFK-2190 (1975), documented by V. Brandl,
- /5/ B. Hinkelmann et al.: Report KFK-1340 (1971),
- /6/ V. Brandl: Report KFK-2074 (1975),
- /7/ V. Brandl: Report KFK-1274/4, p. 122-4 (1975).



123 SICHERHEIT SCHNELLER REAKTOREN1231 Untersuchungen zur Reaktordynamik1231.1 Methoden- und Rechenprogrammentwicklung *1. LANGZEIT-KURZZEIT. Ein Programmsystem zur Berechnung von Spaltgaskonzentrationen und Brennstabschwellen.

(H.G. Bogensberger, INR, und C. Ronchi, TUI)

Problemstellung

Bei der Berechnung von hypothetischen Reaktorunfällen für den SNR-300 zeigte sich, daß die freigesetzte Energie während eines sogenannten "Bethe-Tait"-Unfalles und damit die Masse des geschmolzenen Brennstoffes stark reduziert wird, wenn man die während des Abbrandes erzeugten Spaltgase bei der Analyse berücksichtigt /1/. Daher ist es notwendig, ein Modell zu entwickeln, das das Verhalten von Spaltgasen in einem Reaktor beschreibt.

Da die thermodynamische Löslichkeit der Spalt-Edelgase im Brennstoff sehr gering ist, haben sie die Tendenz, Blasen zu bilden oder an die Korngrenzen zu wandern. Andererseits führt der ständige Beschuß mit "Spaltfragmenten" zum Wiederaustritt von Gasatomen in die Matrix. Das Spaltgasverhalten wird also durch eine "Konkurrenz" dieser Effekte bestimmt.

Die Bilanzgleichung für dieses Problem lautet:

$$B \cdot t = c + b + g \quad (1)$$

B · t ... Produktionsrate

c ... Anteil von Spaltgas gelöst in der Matrix

b ... Anteil von Spaltgas in Blasen

g ... Anteil von Spaltgas freigesetzt

* BzFE Nr. 523.3.

/1/ H.G. Bogensberger, E.A. Fischer, P. Schmuck

On the Equation of State of Mixed Oxide Fuel for the Analysis of Fast Reactor Disassembly Accidents. ANS Topical Meeting 1974 Los Angeles.

Für Gleichung (1) haben Ronchi und Matzke /2/ eine analytische Form angegeben.

Eingliederung des Modells in ein Rechenprogramm

In der Subroutine LANGZEIT werden die einzelnen Anteile aus Gleichung (1) als Funktion der Temperatur, der lokalen Leistung und des Abbrandes ausgerechnet. Der Argumentation von Ronchi und Matzke folgend ergibt sich für Gleichung (1) folgende Formulierung /3/:

$$\frac{dc}{dt} = \beta - \frac{Kc}{\sqrt{b}} + C_0 b - \frac{dg}{dt}$$

$$\frac{dg}{dt} = \text{Pos}(c) \left[1 - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{6}{\pi^2 n^2} \exp(-n^2 \pi^2 Dt/a^2) \right] + \frac{6cD}{a^2} \sum_{n=1}^{\infty} \exp(-n^2 \pi^2 Dt/a^2) \quad (2)$$

$$K = D \left(\frac{6\pi n \beta RT}{\sigma} \right)^{\frac{1}{2}}$$

$$C_0 = \frac{3}{2} \frac{R \cdot T \cdot d \cdot n}{b^* \cdot \sigma}$$

$$\text{Pos}(x) = \frac{1}{2} \left[f(x) + |f(x)| \right]$$

η ... Entkommwahrscheinlichkeit $\left[\text{sec}^{-1} \right]$

σ ... Oberflächenspannung $\left[\text{dyn cm}^{-1} \right]$

b^* ... Van der Waals Kovolumen $\left[\frac{\text{cm}^3}{\text{mol}} \right]$

d ... Schalendicke der Blasen

D ... Diffusionskoeffizient $\left[\frac{\text{cm}^2}{\text{sec}} \right]$

β ... Produktionsrate $\left[\frac{\text{mol}}{\text{cm}^3} \right]$

a ... Korngröße im Brennstab

/2/ C. Ronchi and H.J. Matzke. Calculation on the In-Pile Behaviour of Fission Gas in Oxide Fuels. Journal of Nuclear Materials 45 (1972/73)15.

/3/ H.G. Bogensberger and C. Ronchi. Calculation of the Effects of Fission Gas in an LMFBR, for the Analysis of an Unprotected Overpower Transient. KFK 1990 (1974)

Gleichungssystem (2) gilt unter Verwendung der Idealen Gasgleichung. Dagegen unter Zugrundelegung der Van-der-Waals-Gleichung und Berücksichtigung der Leerstellenwanderung erhält man nach /4/

$$\frac{dc}{dt} = \beta - K^* \cdot r \cdot c + C_o^* r^2 - g$$

$$\frac{dg}{dt} \text{ wie in (2)} \quad (3)$$

$$\frac{dr}{dt} = B \cdot \left[\frac{(\beta t - b) A \cdot k \cdot T}{\frac{4\pi}{3} nr^3 - (\beta t - b)b^*} - \frac{(\beta t - b)^2 G}{r^6} - \frac{2\sigma}{r} - p_o \right] + \frac{K^*}{n} rc \Omega g A$$

$$K^* = 4\pi n D$$

$$B = (D_v / 3kT) \lambda^2$$

$$C_o^* = \frac{4\pi d n}{b^*}$$

$$G = \frac{a^*}{\left(\frac{4\pi}{3} n\right)^2}$$

A ... Avogadro-Zahl

a* ... Van-der-Waals-Druck

D_v ... Diffusionskoeffizient von Leerstellen

λ ... Zwischengitterabstand

Ωg ... Volumen eines Gasatoms

r ... Radius der Blasen

Vergleichsrechnungen mit beiden Versionen haben aber gezeigt, daß die Ideale Gasgleichung für die Unfallanalyse eine hinreichend gute Näherung ist.

/4/ H.G. Bogensberger and C. Ronchi.

Effects due to Fission Gas during TOP in an LMFBR. In Vorbereitung

Der Diffusionskoeffizient für die Edelgase wird in LANGZEIT mit folgender Formel berechnet:

$$D = 0,25 \exp(-X/RT) + D^+,$$

wobei D^+ der sogenannte "Radiation enhanced term" ist.

X ist die Energie, die für eine Gasatomwanderung notwendig ist. Diese Energie liegt bei Mischoxyd in dem Bereich

$$68600 \leq X \leq 110000$$

frisch

abgebrannt

Außerdem ist X auch noch von der Stöchiometrie abhängig.

Die Korngröße a wird in LANGZEIT mit der Formel von Mc Evan /5/ berechnet:

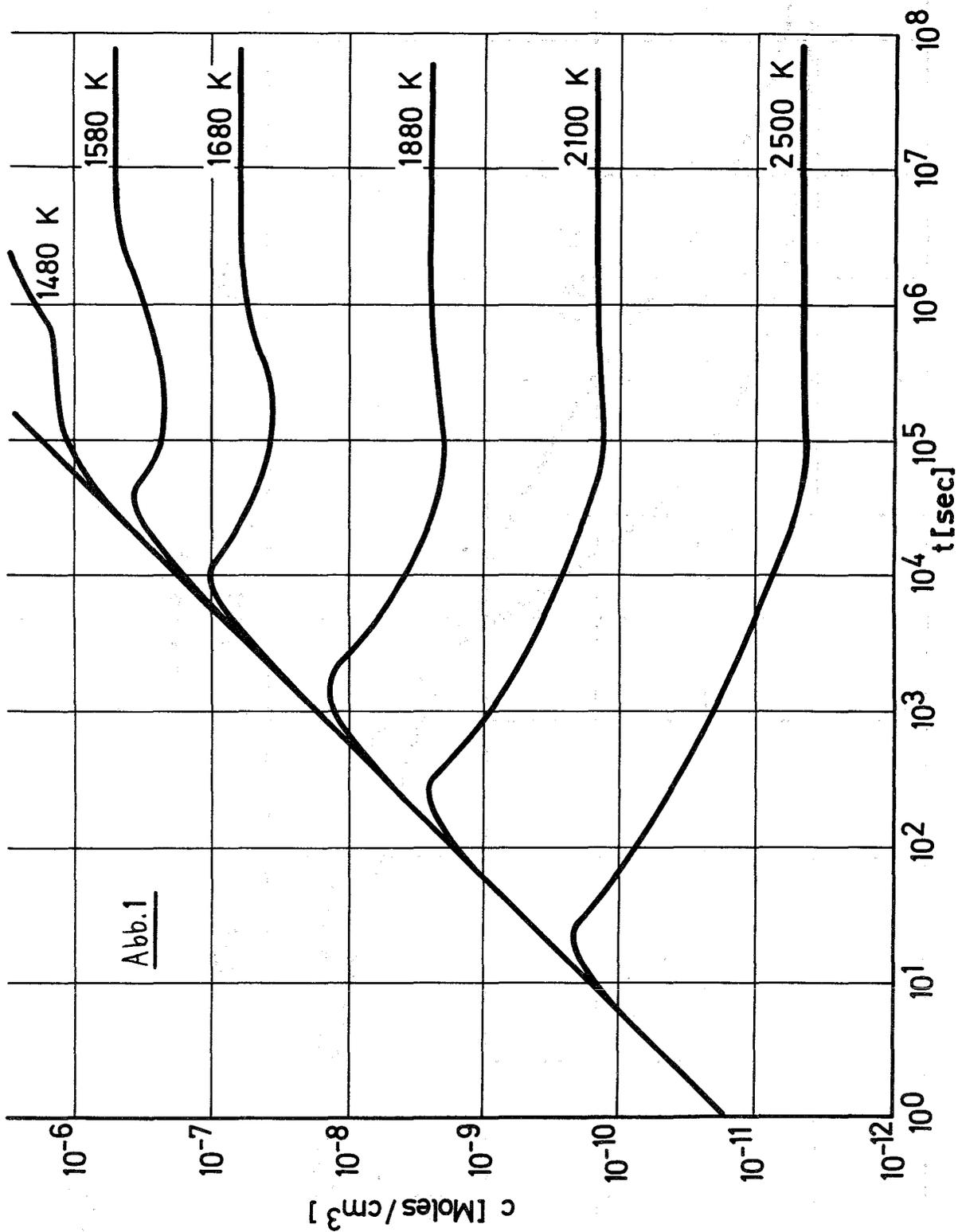
$$a = (a_0^3 + K_0 \cdot \exp(-Q/RT) \cdot t)^{\frac{1}{3}} \leq 100 \text{ } \mu\text{m}$$

LANGZEIT kann für beliebig viele axiale und radiale Nodes berechnet werden. Als Eingabegröße wird die mittlere Node-Temperatur und die lokale Node-Leistung benötigt. Die Rechenzeit pro Node schwankt von 0,8 sec bei 1100 °C bis zu ca. 6 sec bei 2100 °C. Zu den bisher aufgeführten Größen wird auch noch das lokale Schwellen ($\frac{\Delta V}{V}$) in dem jeweiligen Node berechnet.

In Abb. 1 ist der Anteil "c" des gelösten Gases als Funktion der Temperatur und der Bestrahlungsdauer dargestellt. Für X wurde 88600 angenommen.

Abb. 2 zeigt den relativen Anteil der freigesetzten Gasmenge als Funktion der Temperatur.

Abb. 3 zeigt das Anwachsen der Blasenradien. Bei den hohen Temperaturen wird schnell ein Maximalwert erreicht, bedingt durch die höhere Mobilität



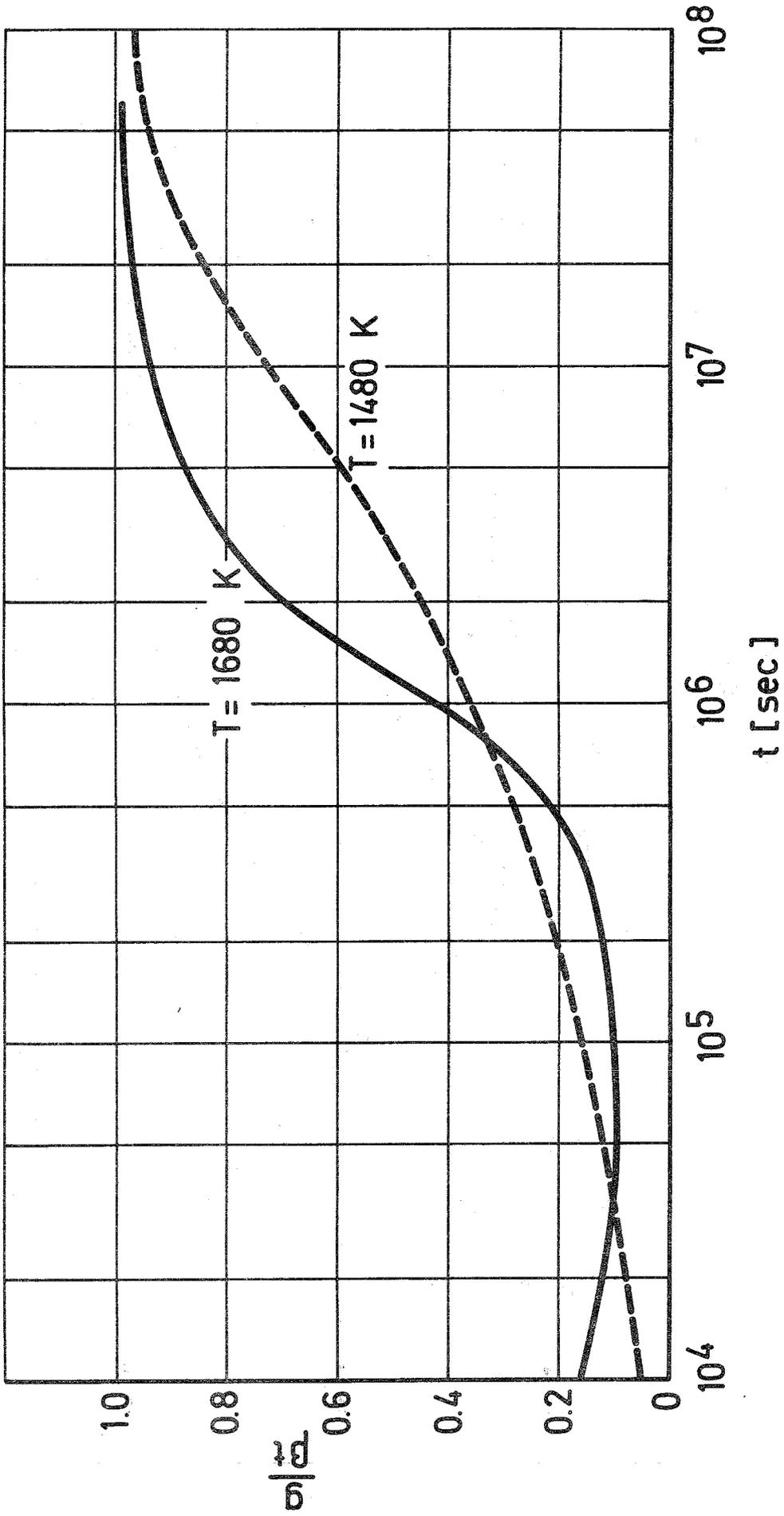
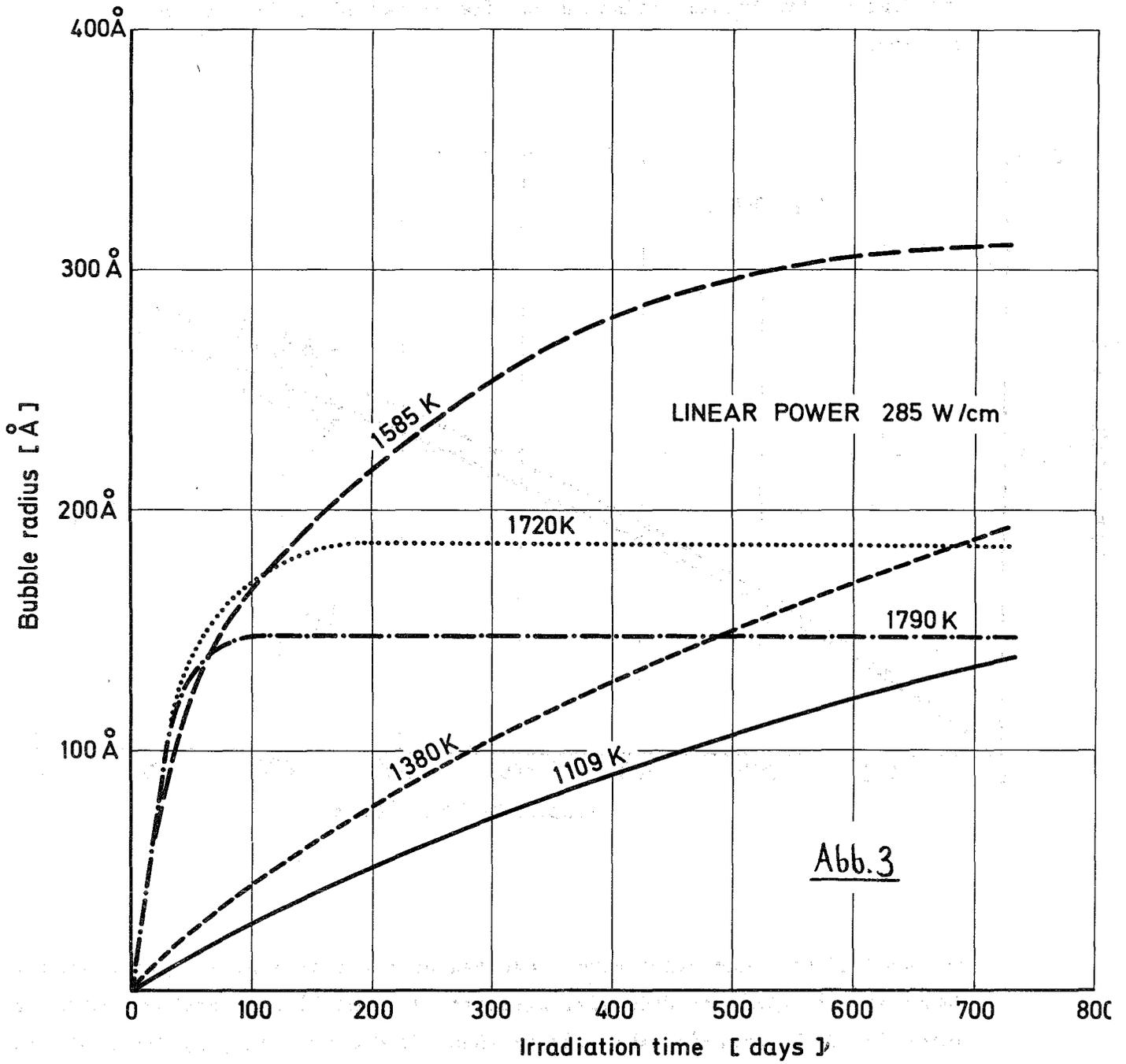
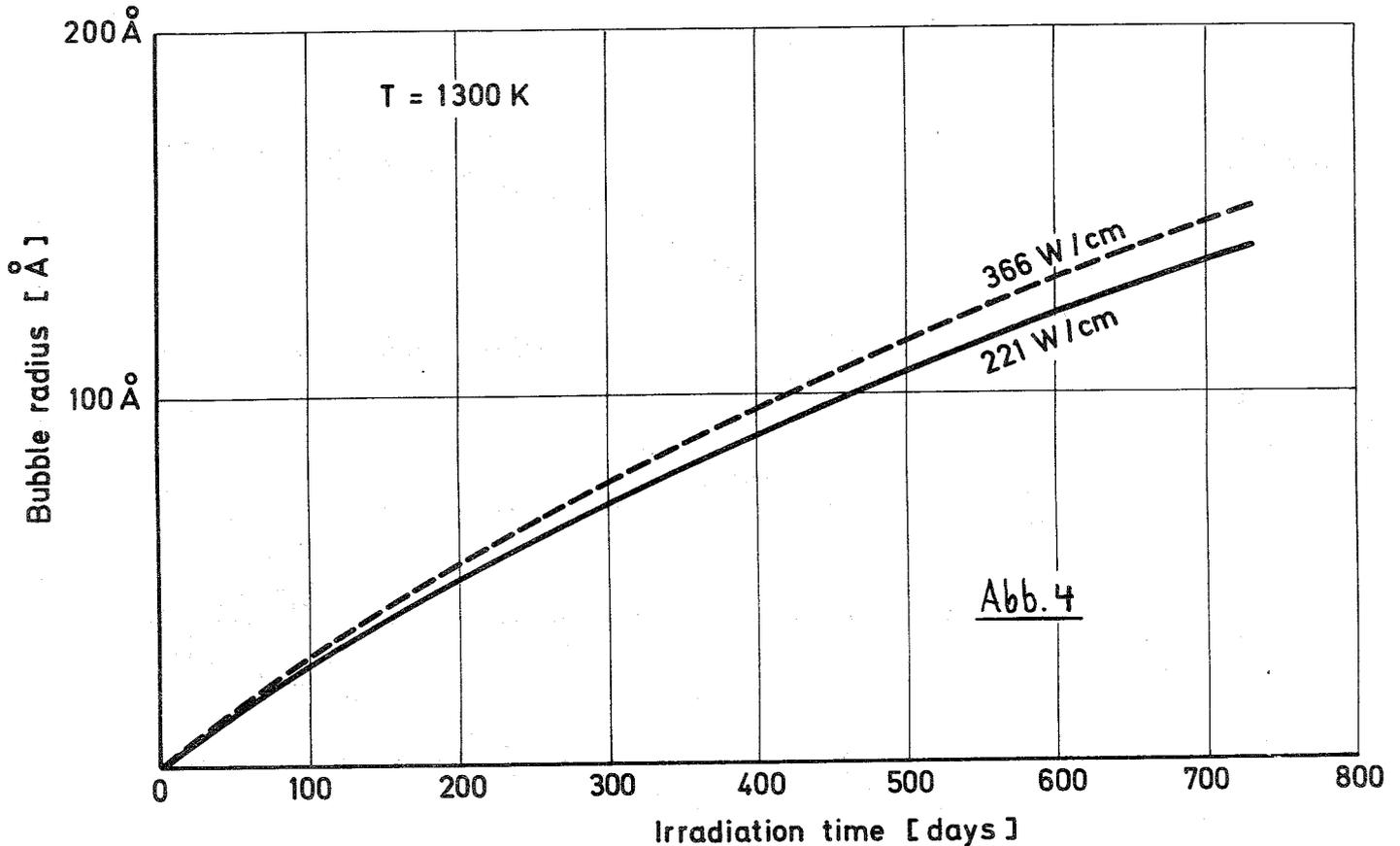


Abb. 2



der Gasatome bei höheren Temperaturen. Je niedriger die Temperatur, desto länger dauert es, bis die maximale Blasengröße erreicht werden kann. Der Blasenradius bleibt schließlich konstant, wenn die Wiederaustritte von Gasatomen mit den Einfängen im Gleichgewicht sind.

Der Einfluß der lokalen Leistung auf die Blasenradien ist in Abb. 4 zu sehen.



In LANGZEIT wird der berechnete Blasenradius für alle N Blasen bei gleicher Temperatur im gleichen Node gleichgesetzt. Von Ronchi durchgeführte Messungen unter dem Elektronenmikroskop /6/ ergaben für die größten gefundenen Blasen einen Radius von 250 - 300 Å, was mit den Werten von LANGZEIT gut übereinstimmt.

/6/ C. Ronchi: Private Mitteilung

Für die Konzentration n von Blasen ergab ein theoretisches Modell bisher keine Übereinstimmung mit Experimenten. Aus bestrahlten Proben hat Ronchi mit dem Quantimet $n = 4-9 \cdot 10^{14} / \text{cm}^3$ gefunden. Aus 1 % abgebrannten Brennelementen, die in TREAT einer transienten Belastung ausgesetzt wurden /7/, zeigte sich bei Untersuchungen mit dem Quantimet, daß die Anzahl der Blasen auch bei transienten Temperaturerhöhungen nahezu konstant bleibt. Gestützt auf diese experimentellen Ergebnisse, wird in LANGZEIT mit $n = 10^{15} / \text{cm}^3$ für alle Standzeiten gerechnet.

Berechnung der Spaltgaskonzentrationen und des Schwellens während einer Transiente

Um die schnell ablaufenden Vorgänge während einer Transiente zu erfassen, wird in der Subroutine KURZZEIT mit einer Modifikation des Gleichungssystems (2) gerechnet. Der Diffusionskoeffizient wird durch eine Variable substituiert:

$$dr = D(t) dt \quad (4)$$

KURZZEIT übernimmt aus LANGZEIT folgende Anfangsbedingungen:

- die mittlere Temperatur des Nodes N_i ,
- die jeweiligen Konzentrationen c_i, b_i, g_i ,
- das lineare Schwellen $\frac{\Delta V_i}{V_i}$,
- die Blasenradien r_i .

Extern müssen dann für jeden Zeitschritt die Schrittweite, die Anfangstemperatur T_i^a und die Endtemperatur T_i^e eingegeben werden.

In Abb. 5 ist der Verlauf der einzelnen Anteile des Spaltgases während einer schnellen Temperaturtransiente in einem Node dargestellt. Wie man sieht, hat das in der Matrix gelöste Gas die Tendenz, in die Blasen zu wandern, während der Anteil "g" in den Poren und Hohlräumen unverändert bleibt. Diese Wanderung in die Blasen bewirkt das transiente Schwellen. Experimentell festgestellte Gasfreisetzung nach einigen Sekunden muß mit einer verstärkten Blasenwanderung an die Korngrenzen erklärt werden.

/7/ G. Culley et al. Response of an EBR II irradiated mixed oxide fuel pin to a TOP in TREAT, ANS Meeting, New Orleans (1971)

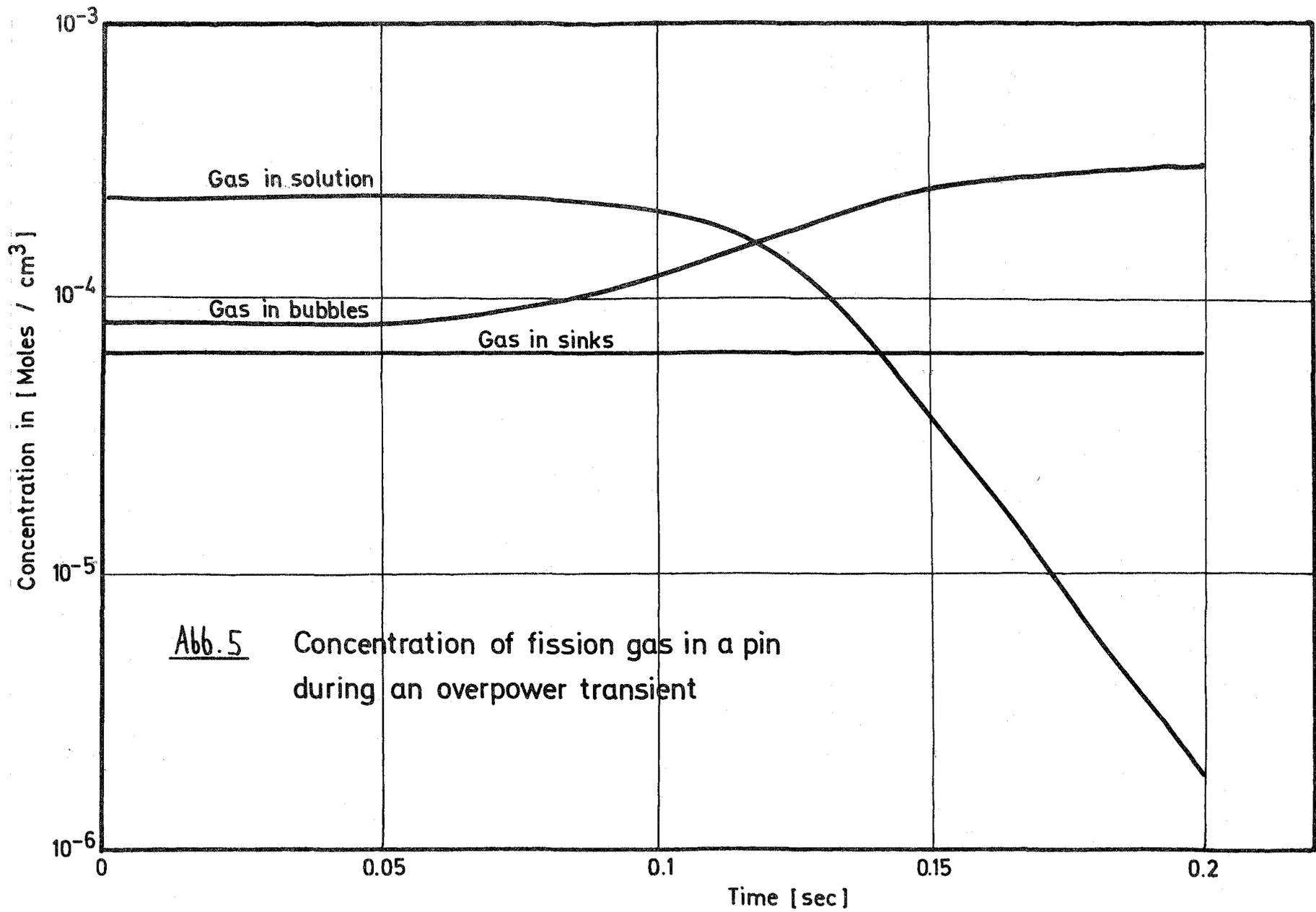


Abb. 5 Concentration of fission gas in a pin during an overpower transient

Berechnung eines hypothetischen Unfalles für den SNR 300

Für den SNR 300 MARK I wurde ein Reaktivitätsunfall mit einer Einleitungsrampe von 5 \$/sec angenommen. Die stationären Temperaturprofile und linearen Leistungen wurden mit dem Karlsruher "Predisassembly Code" CAPRI berechnet, die als Eingabedaten für LANGZEIT benutzt wurden. Für KURZZEIT wird die Nodetemperatur als Funktion der Zeit nach Unfallbeginn von CAPRI bereitgestellt.

In Abb. 6 ist das transiente Schwellen 0,315 sec nach Unfallbeginn als Funktion der Coreposition dargestellt. Als Vorgeschichte wurde eine Standzeit äquivalent zu 4 at % Abbrand angenommen. Der graue Teil in Abb. 6 stellt den Bereich dar, in dem in den Zentralzonen der Stäbe die Schmelztemperatur bereits überschritten wurde. In diesem Falle kann man das Schwellen nicht mehr mit einfachen Modellen behandeln, sondern muß Verschiebungen des geschmolzenen Brennstoffes und hydrodynamische Drucke berücksichtigen. Die Kopplung von KURZZEIT mit einem Programmsystem, das diese Phänomene behandeln kann, scheint hier sinnvoll. Abb. 7 zeigt das transiente Schwellen für den Fall einer Standzeit äquivalent 8 at % Abbrand.

Verfügbarkeit des Codes

Bisher wurde LANGZEIT bereits mit BREDA II gekoppelt. Eine Integration von LANGZEIT-KURZZEIT in das Karlsruher System KADIS wird demnächst durchgeführt. Weiter ist eine Kopplung mit HOPE /8/ geplant.

/8/ E. Rumble III. A Hypothetical Overpower Excursion Model for an LMFBR. Dissertation UCLA 1974

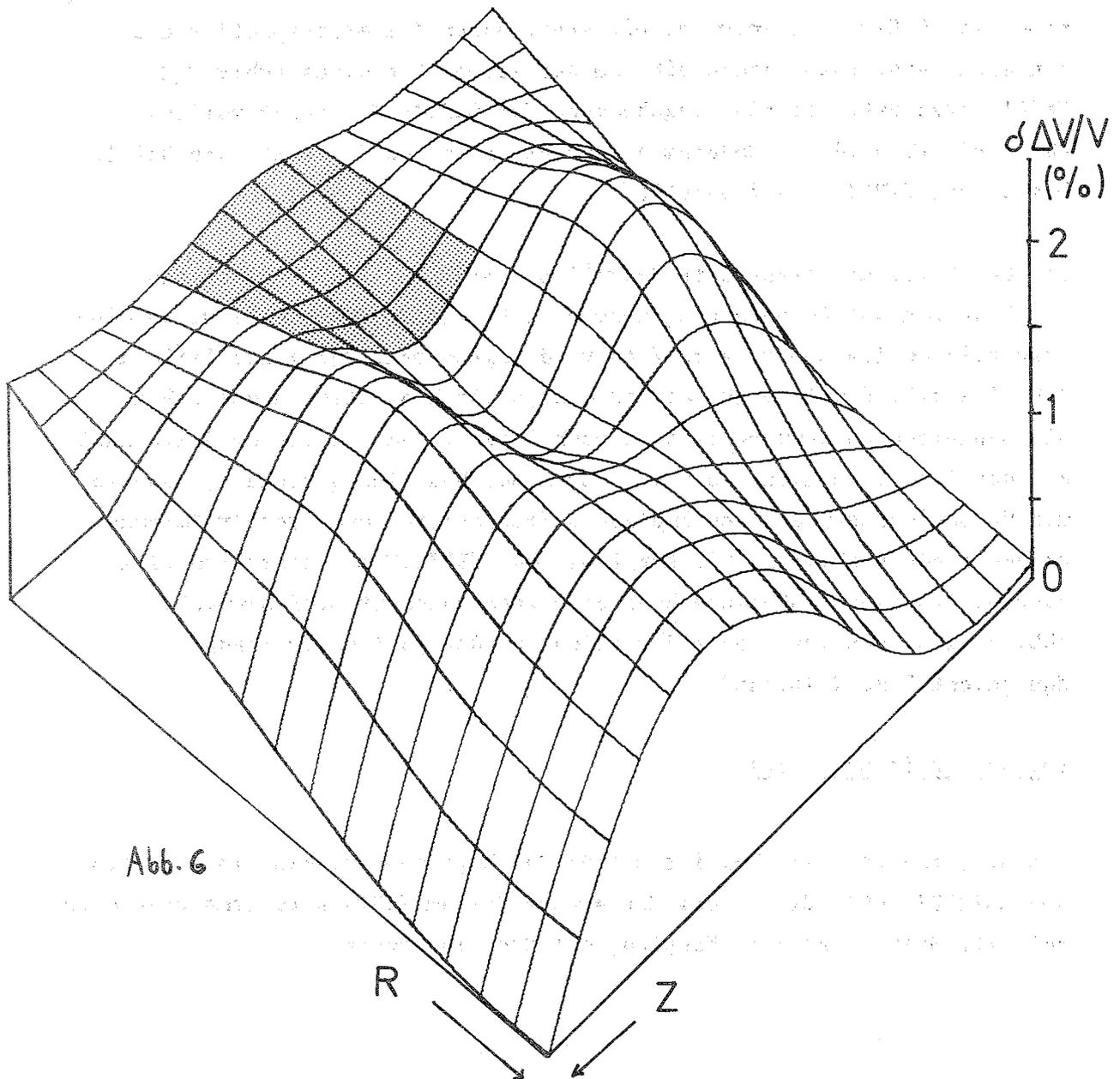


Abb. 6

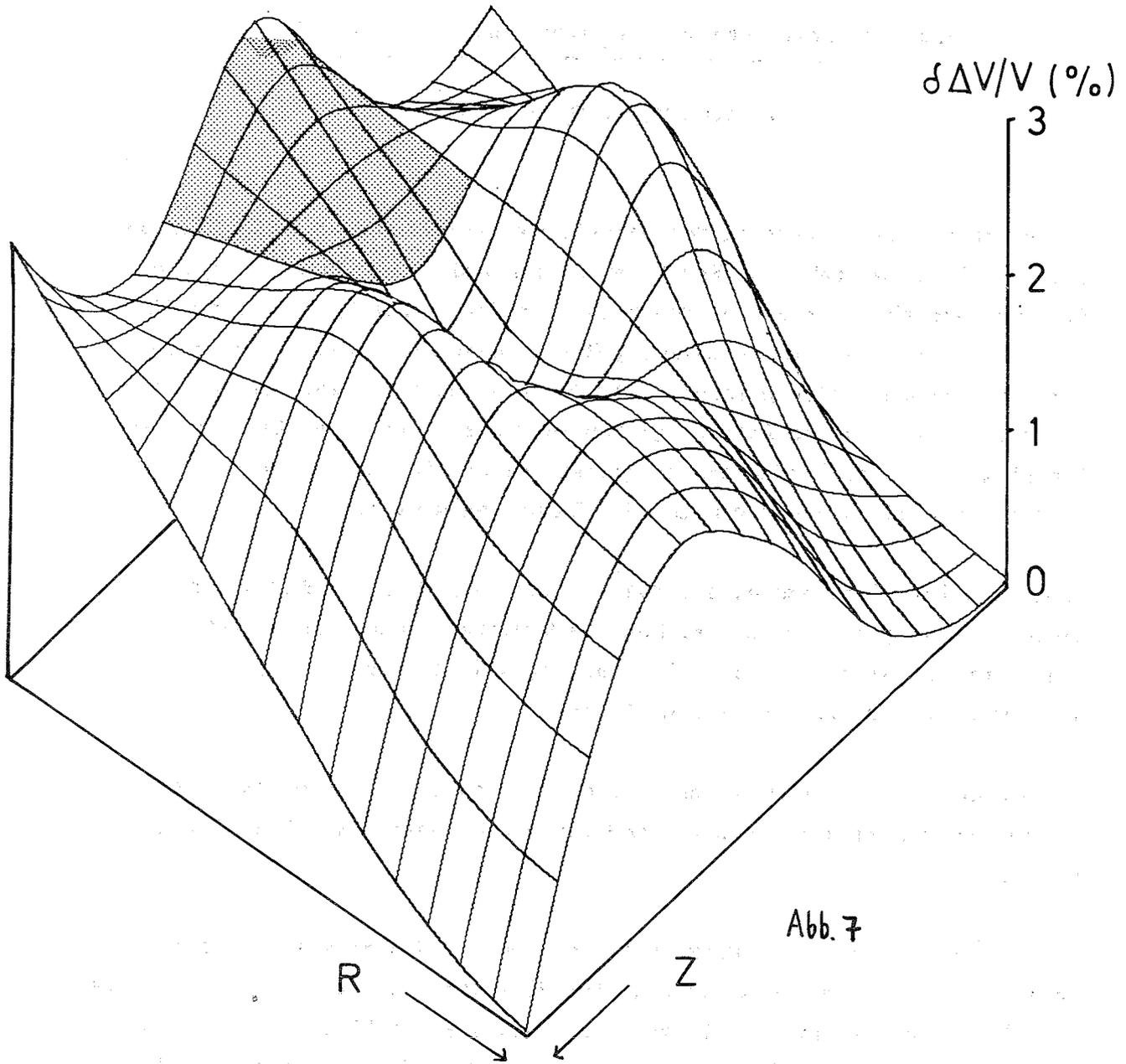


Abb. 7

2. Eindimensionale Studien zur Reaktivitätsrückwirkung von Materialbewegungen im Rahmen des KADIS-Modells

(W. Maschek, D. Thiem, INR)

Die Reaktivitätsrückwirkung der Materialbewegung bestimmt maßgeblich den Verlauf einer destruktiven Reaktorexkursion und bewirkt im allgemeinen die nukleare Abschaltung des Reaktors. Der Karlsruher Disassembly-Code KADIS /1/ berechnet die Disassembly-Rückwirkung mit einem Algorithmus der gewöhnlichen Störungstheorie (1. Ordnung) unter Verwendung von sogenannten Wertkurven. Es ist von großem Interesse, die Zuverlässigkeit und Genauigkeit dieses Verfahrens zu kennen, da der Betrag der freigesetzten Energie wesentlich von der Dauer der Exkursion abhängt.

Zumindest ist sicherzustellen, daß bei der Anwendung des KADIS-Formalismus die Abschaltwirkung der Materialbewegung nicht überschätzt, die Exkursion also nicht zu früh beendet, und damit die Energiefreisetzung nicht zu niedrig berechnet wird.

Um den KADIS-Algorithmus zu überprüfen, wurden statische Diffusionsrechnungen für eine Reihe aufeinanderfolgender Reaktorzustände durchgeführt.

Der so direkt berechnete Reaktivitätsverlauf wird schließlich mit einer nach dem KADIS-Formalismus berechneten Rückwirkungskurve verglichen. Aus den Differenzen können, zumindest qualitativ, Rückschlüsse auf die Zuverlässigkeit der KADIS-Rechnung gezogen werden. KADIS benutzt zur Berechnung der Reaktorexkursion R-Z Geometrie in Lagrange-Koordinaten; dies bedeutet u. a. eine zunehmende Verzerrung des Maschennetzes im Laufe der Exkursion. Für zweidimensionale Diffusionsrechnungen müßte dieses Gitter auf ein rechtwinkliges Maschennetz abgebildet werden (Rezoning). Dies wäre gegenwärtig nur unter groben Approximationen und unververtretbar hohem Aufwand möglich. Deshalb wurden für die Untersuchungen

/1/ P. Schmuck et al., KFK 1272/4, S. 123-1

eindimensionale axiale und radiale Modelle mit repräsentativen Reaktor-traversen gewählt. Die Störungsformalismen und k_{eff} -Diffusionsrechnungen wurden dabei modell- und verfahrenskonsistent behandelt. Theoretische Überlegungen zeigten, daß unter diesen Voraussetzungen die eindimensionale Methode durchaus geeignet ist, um Aussagen über die Genauigkeit des KADIS-Algorithmus zu gewinnen.

Im Rahmen der vorliegenden Untersuchung wurden eine 5 \$/sec bzw. ein 15 \$/sec Rampen- sowie ein Kühlmittelverlustunfall im frischen Mark-Ia Core des SNR-300 analysiert.

Da beim Kühlmittelverlustunfall schon zu Beginn der Disassemblyphase große Coregebiete natriumfrei sind, erfolgten zusätzliche Rechnungen mit Berücksichtigung des Voidzustandes. Die während des Unfallverlaufs entstehenden Maschendeformationen werden direkt aus den KADIS-Rechnungen übernommen.

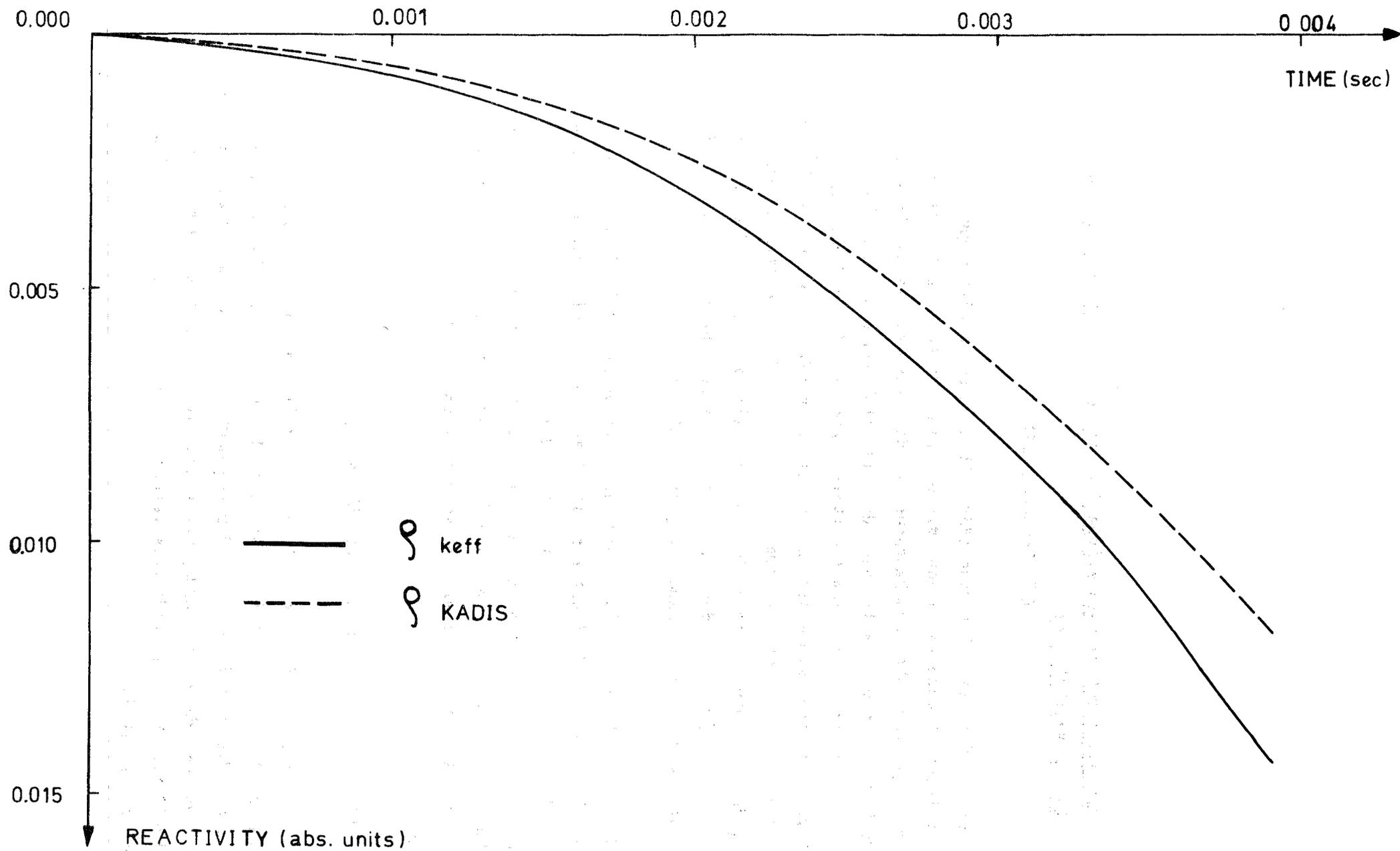
Für die eindimensionalen Vergleichsstudien liegt die axiale Rechner-traverse auf der Zylinderachse (durch Corezone 1 und die axialen Blankets). Die radiale Traverse führt etwas oberhalb der Coremittelebene durch beide Corezonen (einschließlich der Kontroll- und Abschalt-systeme), durch das radiale Blanket und den radialen Reflektor. Die Vergleichsrechnungen wurden über den eigentlichen nuklearen Abschalt-punkt hinausgeführt, um einen denkbaren Wiederanstieg der Reaktivität bis zu einer 2. Kritikalität auffinden zu können.

Bei allen berechneten Rampenunfällen für den SNR-300 zeigt die KADIS-Formel ein konservatives Verhalten, d. h. die k_{eff} -Diffusionsrechnungen ergeben eine stärkere Abschaltung (Abb. 8)

Auch beim Kühlmittelverlustunfall wird die Abnahme der Reaktivität von der KADIS-Formel unterschätzt. Die Berücksichtigung von zustands-konsistenten Wertkurven (z. B. für den Void-Zustand) ist von relativ geringer Bedeutung.

Weiterhin kann in keinem der gerechneten Fälle eine Tendenz zur Rekritikalität festgestellt werden. Bucklingvariationen in der jeweils abseparierten Richtung zeigen, daß die Abschaltwirkung mit abnehmendem Querbuckling geringer wird, ein Faktum, das für große Reaktoren zu beachten sein wird. In einigen Extremfällen, die für den SNR-300 bedeutungslos sind, wurde auch ein nicht konservatives Verhalten der KADIS-Formel beobachtet.

Um Effekte der Reaktorstruktur und der Bewegungsmodelle genauer analysieren zu können, und um die Gültigkeit der KADIS-Formel über einen größeren Bereich abzutasten, wurden weitere Untersuchungen an vereinfachten Reaktormodellen und mit verschiedenen künstlichen Bewegungsabläufen durchgeführt. Dabei ergab sich, daß KADIS bei überwiegend konzentrischen Bewegungsvorgängen die Reaktivitäts-Rückwirkung im allgemeinen nicht konservativ beschreibt. Ebenso können überwiegend gegensinnig gerichtete Bewegungsabläufe zu erheblichen Diskrepanzen zwischen KADIS-Resultaten und exakten Berechnungsergebnissen führen.



123-17

Abb. 8: Verlauf der Reaktivitätskurven für einen 5 %/sec Rampenunfall

3. Die modellmäßige Darstellung der Brennstoff-Natrium-Reaktion in der Abschaltphase

(P. Schmuck , INR)

Die Brennstoff-Natrium-Reaktion (BNR) führt in der Einleitungsphase von hypothetischen Rampenstörfällen, die mit dem Code CAPRI-2 /1/ verfolgt werden, wegen des hohen Druckaufbaus bei den angenommenen BNR-Parametern zu raschem Voids der Kanäle nach dem Brennstabversagen. Diese Natrium-ejektionen bringen starke Reaktivitätseffekte mit sich und bedingen hohe Reaktivitätsrampen beim Einlaufen in die Disassemblyphase. In der Abschaltphase haben die von der BNR stammenden hohen (z. T. einphasigen) Drücke zur Folge, daß Corematerial rasch in Bewegung versetzt wird und die nukleare Exkursion im allgemeinen durch die von der Materialbewegung herrührende Reaktivitätsrückwirkung schnell abgeschaltet wird.

Für die 2-d hydrodynamische Disassemblyrechnung mit KADIS /2/ wurde angestrebt, die BNR möglichst konsistent aus der Einleitungsphase, in welcher das von Fischer vereinfachte Caldarola-Modell /3/ verwendet wird, zu übernehmen und weiterzuführen. Natürlich ist eine Konsistenz der Modelle nur beschränkt möglich, da wir von der 1-d Austreibebewegung des Natriums zu einer 2-d, voll kompressiblen Bewegungsform des gesamten Corematerials übergehen.

Detaillierte Beschreibung des Wärmeübergangs

Die detaillierten BNR-Größen (wie z. B. Partikelradius, Mischungszeit Konstante, Brennstoff/Natrium-Massenverhältnis, Zeit seit Eintritt von BNR) sowie die Materialdaten werden von CAPRI-2 übernommen und zur weiteren Berechnung der Wärmeübertragung von Brennstoff an das Natrium verwendet. Das KADIS-Eingabe-File wurde entsprechend erweitert, ebenso das Einleseprogramm von KADIS.

Der Wärmeübergang selbst wird durch folgende Gleichungen beschrieben:

a) Berechnung der Natriumtemperaturen T_{ij}^{na}

$$C_p^{na} \frac{dT_{ij}^{na}}{dt_{ij}} = (hA)_{ij} (T_{ij}^f - T_{ij}^{na}) + T_{ij}^{na} V_{ij} \alpha_p^{na} \frac{dP_{ij}}{dt_{ij}} \quad (1)$$

b) Berechnung der Brennstofftemperaturen T_{ij}^f

$$C_p^f w_{ij} \frac{dT_{ij}^f}{dt_{ij}} = (-hA)_{ij} (T_{ij}^f - T_{ij}^{na}) \quad (2)$$

Die verwendeten Größen haben dabei folgende Bedeutung:

(ij) ist dabei der Index der Masche (r_i, z_j)

C_p^{na} spez. Wärme des Natriums J/gK

C_p^f spez. Wärme des Brennstoffs J/gK

T_{ij}^{na} Temperatur des Natriums K

T_{ij}^f Temperatur des mit Natrium wechselwirkenden Brennstoffs K

$(hA)_{ij} = \frac{3k^f w_{ij}}{R_p^2 \rho^f} \left(1 + \sqrt{\frac{3\tau^f}{\pi t_{ij}}}\right) (1 - e^{-t_{ij}/t_m})$
 Wärme-Übergangszahl W/gK

k^f	Wärmeleitfähigkeit des Brennstoffs	$\boxed{\text{W/cmK}}$
R_p	Brennstoffpartikelgröße	$\boxed{\text{cm}}$
ρ^f	Brennstoffdichte	$\boxed{\text{g/cm}^3}$
$\tau^f =$	$R_p^2 / 3\alpha^f$	$\boxed{\text{sec}}$
	Zeitkonstanten des Wärmeübergangs im Brennstoffpartikel	
$\alpha^f =$	$\frac{k^f}{C_p^f \rho^f}$	$\boxed{\text{cm}^2/\text{s}}$
	thermische Diffusivität des Brennstoffs	
$t_m =$	Zeitkonstante für Mischung und Fragmentation	$\boxed{\text{sec}}$
$v_{ij}^{\text{na}} =$	spez. Volumen des Natriums	$\boxed{\text{cm}^3/\text{g}}$
$\alpha_p^{\text{na}} =$	thermischer Ausdehnungskoeffizient des Natrium	$\boxed{1/\text{K}}$
$P_{ij} =$	Druck in der Masche (ij)	$\boxed{\text{bar}}$

Die Temperaturen des Natriums (T_{ij}^{na}) sowie des mit Natrium wechselwirkenden Brennstoffs (T_{ij}) werden dabei lokal, d. h. maschenweise, von CAPRI-2 übernommen. Kanalweise werden das Brennstoff/Natrium-Massenverhältnis (w_{ij}) und die Zeit seit BNR-Beginn (t_{ij}) angeliefert. Schließlich sind der Partikelradius des fragmentierten Brennstoffs (R_p) und die Mischungszeitkonstante (t_m) globale Größen, die für jede während des Unfalls auftretende BNR verwendet werden.

Folgende physikalische Effekte der BNR werden durch die Gleichungen (1) und (2) erfaßt:

- Aufheizung des Natriums nach Initialisierung der BNR
- thermische Expansion des flüssigen Natriums
- die von Natrium durch Volumenausdehnung geleistete äußere Arbeit wird berücksichtigt, worauf der dP/dt -Term in Glg. (1) hinweist;
- die Abkühlung des wechselwirkenden Brennstoffs wird durch Glg. (2) berechnet.

Die Gleichungen (1) und (2) werden in KADIS simultan mit den hydrodynamischen Gleichungen integriert. Für die verwendete explizite Integrationsmethode werden dabei die hydrodynamischen Zeitschritte verwendet, die im wichtigen einphasigen Bereich sehr klein sind ($\sim 10 \mu\text{sec}$). In Glg. (1) ist auf der rechten Seite ein Arbeitsterm enthalten, der die Druckableitung dP/dt enthält und der gelegentlich auch oszillieren kann. Im allgemeinen ist aber dieser Term wesentlich kleiner als der erste, der die Temperaturdifferenzen enthält und führt aus diesem Grunde zu keinen Oszillationen in der berechneten Natriumtemperatur.

Der Wärmeübergang im einphasigen Bereich wird in CAPRI-2 ebenfalls durch die Gleichungen (1) und (2) beschrieben. Zusätzlich werden hier aber noch Randbedingungen für die Ausdehnung der Mischungszone im Kühlkanal formuliert. Diese Formulierung beinhaltet auch akustische und inertielle Näherungen, welche in KADIS wegen der voll kompressiblen Hydrodynamik nicht verwendet werden müssen.

In der Abschaltphase wird eine neue BNR initiiert, wenn die Brennstofftemperatur einer KADIS-Masche einen durch Eingabe spezifizierten Schwellwert überschreitet. Im Normalfall wurde bei den Rechnungen angenommen, daß nach dem vollständigen Aufschmelzen einer Masche die BNR einsetzt. Die Wahl dieser Schwelltemperatur bewirkt, daß die Initialisierungen von BNR in der Predisassembly- und Disassemblyphase bei den untersuchten Rampenstörfällen weitgehend konsistent sind.

Die Wärmeübertragung wird nicht nur durch die Wärmeübergangszahl (hA), sondern auch über den Voidanteil in einer Masche gesteuert. Dazu wird die mittlere Dichte des gesamten Brennstoffs (der in der Disassemblyphase weiter aufgeheizt wird) verwendet. Diese Steuerung über die Brennstoffdichte wurde deshalb gewählt, weil im KADIS-Formalismus der Voidanteil nicht dem Natrium, sondern dem Brennstoffanteil der Masche zugeschlagen wird. Wenn nun die mittlere Brennstoffdichte kleiner als 90 % der theoretischen Dichte wird, brechen wir die Wärmeübertragung ab. Diese Maßnahme sichert, daß während der Disassemblyphase nicht zuviel Wärme an das Natrium übertragen und die Corematerialbewegung zu heftig wird. Unsere Rechnung wäre dann auch eventuell nicht mehr konservativ. Das Kriterium beschreibt automatisch den mehrfachen Übergang vom ein- zum zweiphasigen Bereich und umgekehrt (ein Fall, der z. B. eintreten kann, wenn das Material einer Masche mehrfach von den Nachbar zusammengedrückt wird und dann wieder expandiert).

Die Druckberechnung erfolgt am Ende eines jeden hydrodynamischen Zeitschrittes. Bei dieser Rechnung ist das Gesamtvolumen einer Masche fixiert, ebenso sind die Temperaturen der einzelnen Komponenten (Brennstoff, Natrium, Stahl) festgelegt. Die Berechnung des Druckes erfolgt im einphasigen Bereich innerhalb des Systems der ANL-Zustandsgleichungen über die Kompressibilitätsiteration. Da das Natrium während einer BNR stark aufgeheizt wird, ändert sich auch seine Kompressibilität während der Disassemblyphase (um etwa 50 % bei einer Aufheizung von 800 K). Nach Durchlaufen der Iteration stehen die Volumensanteile von Brennstoff, Natrium und Stahl fest. Im zweiphasigen Bereich werden direkt die Dampfdrücke von Brennstoff und Natrium zur Beschleunigung von Corematerial verwendet. Natriumdampfdruck wird jedoch erst oberhalb einer Schwelltemperatur T_g zum Druckaufbau herangezogen. Diese Schwelle kann einmal als eine gewisse Verzögerung der Wirksamkeit von Natrium-Dampfdrücken auf die Brennstoffbewegung interpretiert werden. Eine andere Interpretation geht von der Tatsache aus, daß der Brennstoff bei hoher Temperatur auch mobiler sein wird.

In der folgenden Tabelle ist der Druckaufbau noch einmal zusammengefaßt:

Tab. 1

Zustand in einer Masche	Druckberechnungsschema
1phasig	Kompressibilitätsiteration zwischen den 3 Komponenten; Druck hängt in entscheidender Weise vom Volumen der Masche, den Massen und Kompressibilitäten der beteiligten Komponenten (Brennstoff, Natrium, Stahl) ab
2phasig	$P_v^f(T^f) \quad T^f < T_s$ $P_v^f(T^f) + P_v^{na}(T^{na}) \quad T^f > T_s$ $P_v^f(T^f) \text{ Brennstoffdampfdruck bei der Brennstofftemperatur } T^f$ $P_v^{na}(T^{na}) \text{ Natriumdampfdruck bei der Natriumtemperatur } T^{na}$ $T_s \text{ Schwellwert-Temperatur (durch Eingabe festgelegt)}$

Einige Effekte, die mit der BNR zusammenhängen, werden weder in der Einleitungsphase noch in der Abschaltphase exakt beschrieben (z. B. der sogenannte "fuel chilling" Effekt). Es handelt sich hierbei aber um Effekte höherer Ordnung. Anhand von konkreten Störfallrechnungen kann man den Einfluß solcher Effekte auf die Ergebnisse abschätzen. In diesem Zusammenhang sei auf Ref. /4/ verwiesen, wo diese Frage ausführlicher für Rampenstörfälle im SNR 300 Mark I/A Core diskutiert wird.

Literatur:

- /1/ D. Struwe, P. Royl, P. Wirtz et al:
"CAPRI-A Computer Code for the Analysis of Hypothetical
Core Disruptive Accidents in the Predisassembly Phase"
Conf. on Fast Reactor Safety, Beverly Hills, 2. - 4. April 1974,
CONF-740401-P3, p. 1525
- /2/ P. Schmuck, G. Arnecke, R. Fröhlich et al:
"Untersuchungen und Programmentwicklungen zu
Disassembly-Vorgängen in natriumgekühlten schnellen
Reaktoren",
KFK 1272/4 (1972)
- /3/ L. Caldarola
"A Theoretical Model for the Molten Fuel-Sodium-Interaction
in a Nuclear Fast Reactor"
Nucl. Eng. Design 22, p. 175 (1972)
- /4/ R. Fröhlich, P. Royl, P. Schmuck et al:
"Analysis of TOP-Accidents Using a Consistent FCI Model
for Predisassembly and Disassembly Phases"
ANS 1975 Winter Meeting, San Francisco

1231.2 Untersuchungen über Zustandsgleichungen von Kernbrennstoffen*

1. Erweiterung von Dampfdruckmessungen für Kernbrennstoffe bis zu Höchsttemperaturen

(P.G. Berrie, R.W. Ohse, TUI; G.D. Brumme, TH Darmstadt z.Zt. TUI; H.G. Bogensberger, E.A. Fischer, INR)

Einleitung

Für die Analyse von hypothetischen Reaktorstörfällen benötigt man die Dampfdruckdaten von Kernbrennstoffen bis zu Temperaturen von etwa 5000 K. Im Falle des Versagens aller Abschaltssysteme bleibt die Kernzerlegung (Disassembly) durch den Dampfdruck als einziger Mechanismus übrig, der die nukleare Exkursion beendet. Die Situation war bis Ende 1974 dadurch gekennzeichnet, daß alle verfügbaren Messungen bei ca. 3000 K endeten. Für den bei hypothetischen Störfällen auftretenden Bereich war man auf Extrapolationen angewiesen.

Experimentiertechnik

Da bei den geforderten hohen Temperaturen und dabei auftretenden hohen Drücken kein Tiegelmaterial fest bleibt, scheiden die bisherigen Methoden aus. Als einzig überschaubarer Weg stellt sich die Oberflächenheizung mittels Laserpulsen heraus. /1,6/ Um ein solches Experiment sinnvoll interpretieren zu können, muß man an den Laser eine Reihe von Anforderungen stellen:

- a) möglichst strenge Rechteckform des Pulses über die Zeit,
- b) Gaußverteilung im Brennfleck,
- c) genügend Energie im Puls, ca. $10^8 - 10^9 \text{ W/cm}^2$,
- d) genügend kurze Pulslängen, 1 μsec ,
- e) Erhaltung der strengen Rechtecksform bei genügender Leistung auch im Mikrosekundenbereich,
- f) keine Spikes.

Der für diese Arbeit speziell von der Schweizer Firma LASAG entwickelte YAG-Neodym Laser hat bis auf Kriterium e) allen anderen Forderungen entsprochen. Die notwendigen Arbeiten zur Erfüllung von e) sind bei LASAG bereits aufgenommen. Die Erfüllung dieses Kriteriums ist gerade für Messungen um 5000 K unerlässlich, da bei zu großer Pulsdauer die dann absorbierte Energie zur Aufheizung der Gasphase führt /7/.

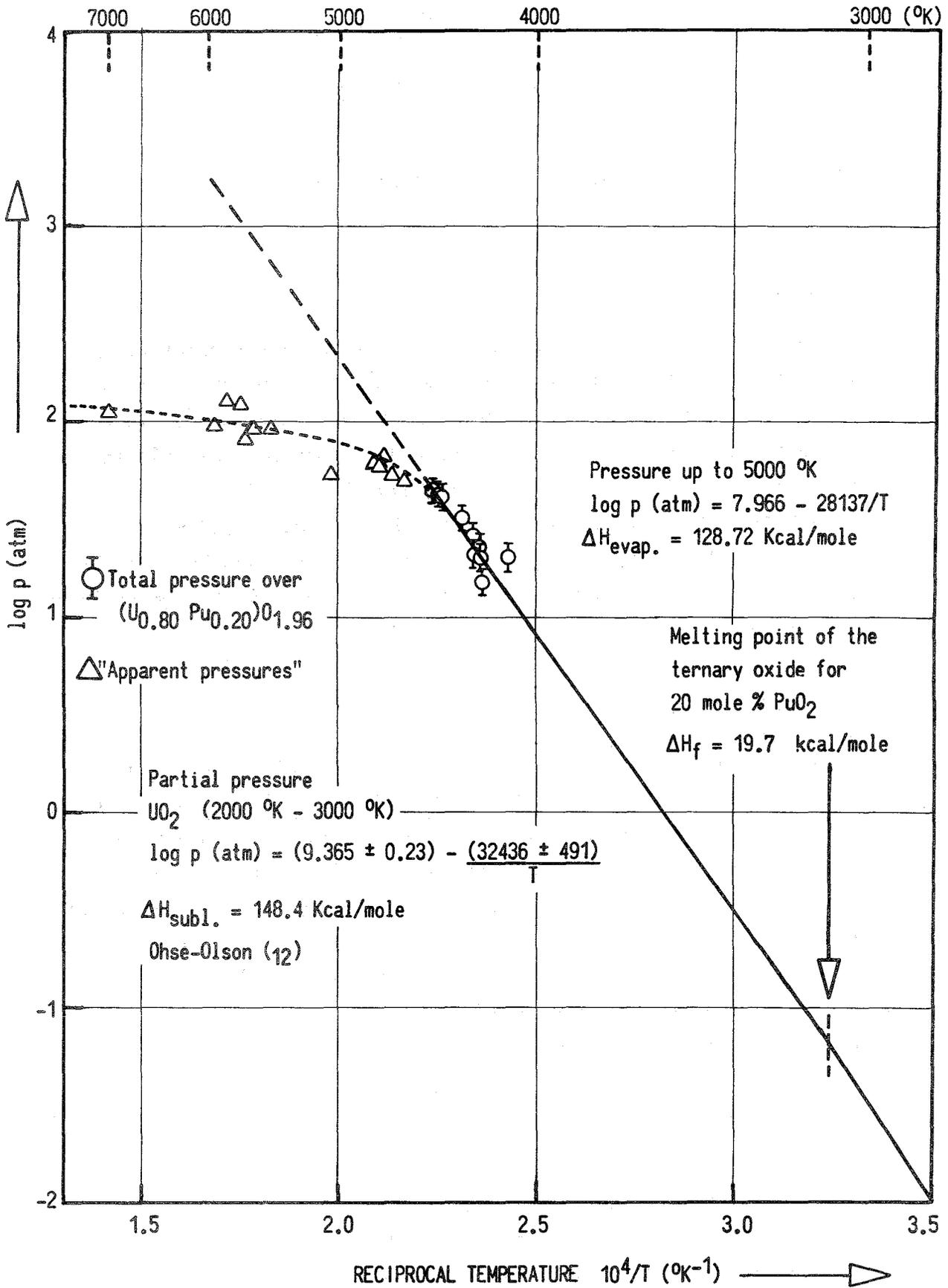


Abb. 9 Extended vapour pressure measurement up to 7000 °K over $(U_{0.80}Pu_{0.20})O_{1.96}$ compared to previous data over the solid.

Dieses wurde auch tatsächlich bei unseren Messungen bei Temperaturen von größer als 5000 K beobachtet (s. Abb. 9). Das scheinbare Abbiegen der Dampfdruckkurve ist somit eine Folge der auftretenden thermischen Ionisierung der steil ansteigenden Gastemperatur.

Der Dampfdruck wird, wie bei jeder dynamischen Technik, aus der Messung der Verdampfungsrate bei einer gegebenen Temperatur und diese mittels optischer Pyrometrie des zentralen Brennflecks bestimmt /2/. Den gesuchten Dampfdruck erhält man aus der Beziehung

$$\frac{dm}{A \cdot dt} = P_s \cdot \frac{M}{2\pi \cdot R \cdot T}$$

$\frac{dm}{A \cdot dt}$... Verdampfungsrate pro Einheitsfläche

P_s ... gesättigter Dampfdruck

M ... Masse der verdampfenden Moleküle

Zur Messung der partialen Dampfdrücke und zur Bestimmung der Masse der verdampfenden Moleküle ist ein schnelles Massenspektrometer notwendig. Bisher wurde von uns hauptsächlich der Totaldampfdruck von $(U, Pu)O_2$ bzw. UO_2 gemessen. Die Messungen von Partialdampfdrücken sollen mit einem Bendix "Time of Flight" Instrument erfolgen. Mehr Details über die notwendigen Korrekturen, Fehlerquellen und Annahmen wurden schon veröffentlicht und können in /2/ eingesehen werden.

Abb. 10 gibt eine Übersicht über den experimentellen Aufbau. Abb. 11 zeigt den Laserpuls nach Abklingen der Relaxations-Schwingungen, Abb. 12 den "geschnittenen" Laserpuls, Abb. 13 das Temperatursignal des Targets während der Laser-Aufheizung.

Ergebnisse

a) System $[(U, Pu)O_2, 20 \text{ mol\% } PuO_2, O/M = 1,96]$

In Abb. 9 ist die Meßserie zwischen 4000 K und 7000 K /1/ dargestellt. Abb. 14 zeigt die Dampfdruck-Meßwerte aus zwei verschiedenen Meßserien in einem Temperaturbereich von 3700 K - 4500 K /5/. Unter Benutzung dieser Meßdaten kann man für den Totaldampfdruck folgende Beziehung aufstellen:

$$\log p \text{ (total) [atm]} = (7,966 \pm 0,15) - \frac{(21837 \pm 602)}{T \text{ [K]}}$$

Optical Pyrometer

High-Temp. Furnace

Mass Spectrometer

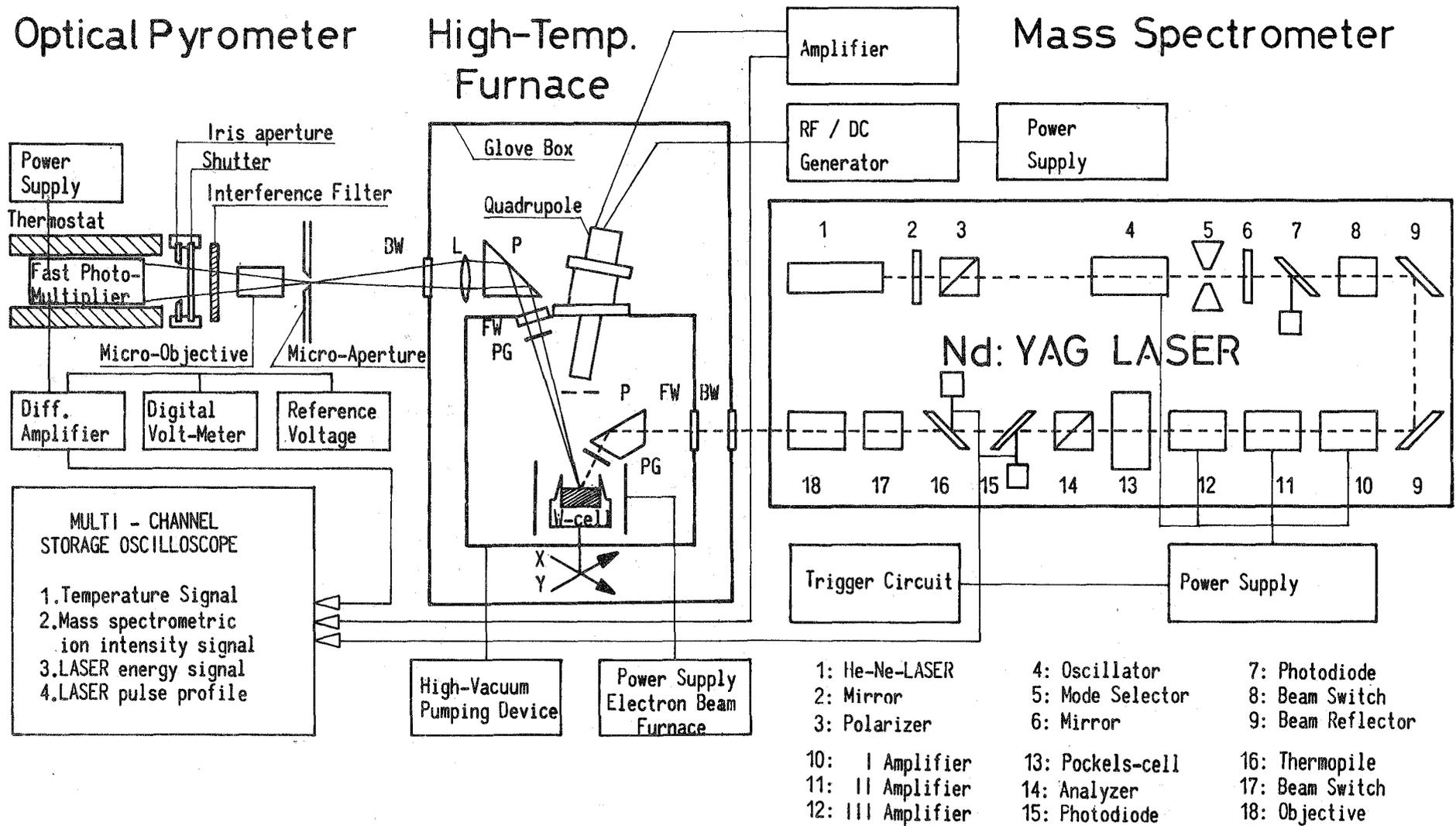


Abb.10: Schematic display of vapour pressure studies up to 7000°K by LASER surface heating, fast temperature recording and mass spectrometric ion intensity measurement.

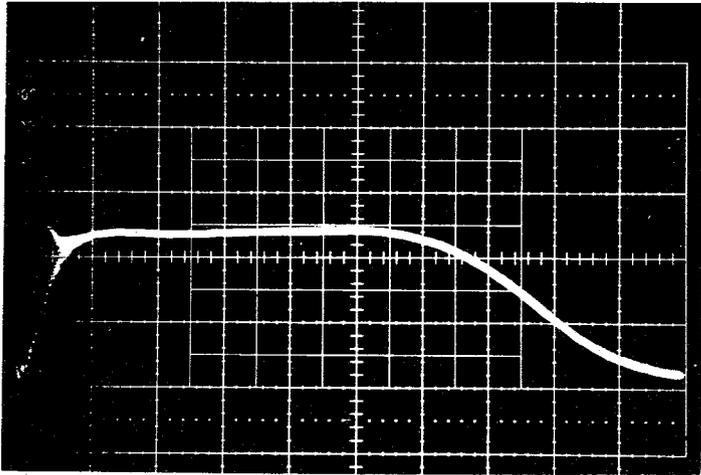


Abb. 11 Complete laser pulse showing stabilisation of relaxation oscillations.

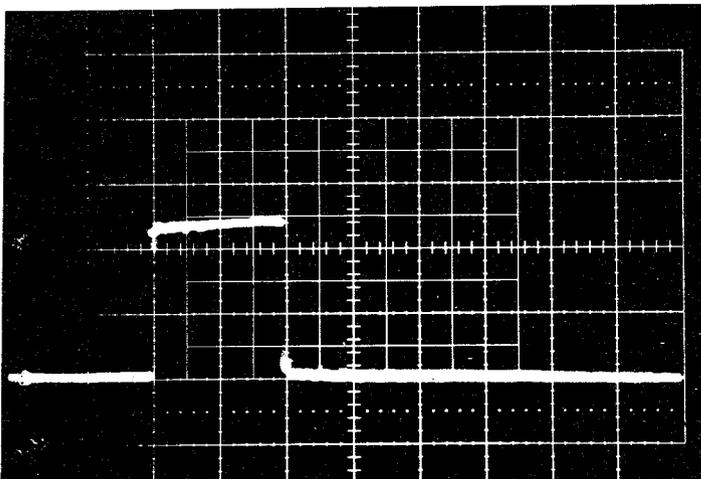


Abb. 12 Final laser pulse after chopping by Pockels cell.

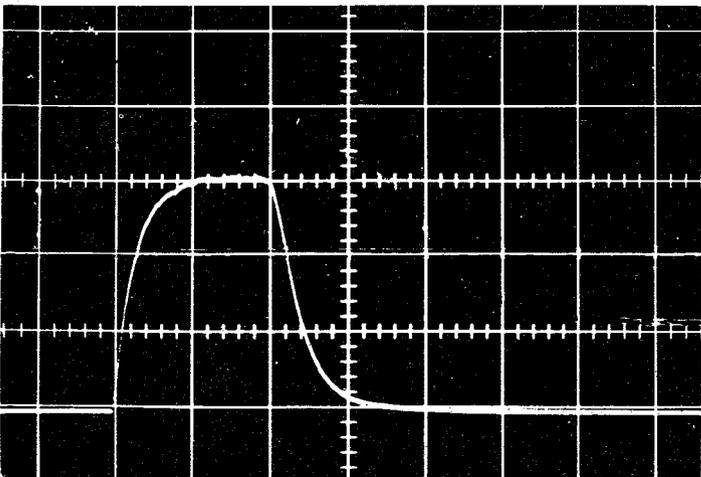


Abb. 13 Temperature signal of the target during laser heating (during experiments the base line is offset to increase resolution).

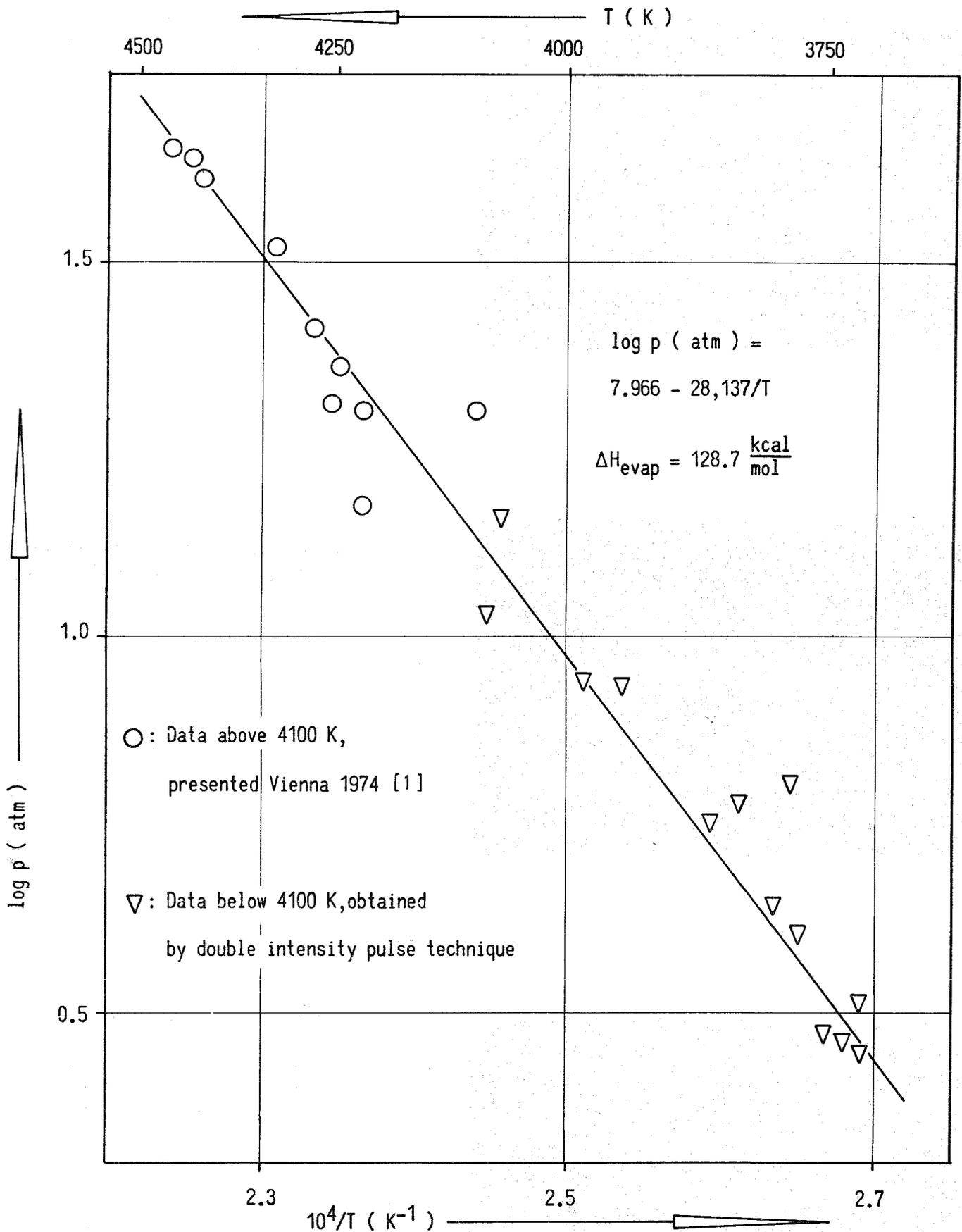


Abb.14: Extension of vapour pressure measurements over liquid $(U_{0.80}Pu_{0.20})_{0.95}$ to below 4000 K by applying a double pulse laser heating technique at enlarged focal spot area to eliminate liquid layer movement.

mit einer Verdampfungswärme von $\Delta H_v = 128.7 \pm 2.5$ kcal/mol. Berechnet man die Schmelzwärme aus der Differenz der Steigung der Dampfdruckkurven über und unter dem Schmelzpunkt, so ergibt sich

$$\Delta H = 19,7 \text{ kcal/mol.}$$

Dieser Wert ist in ausgezeichneter Übereinstimmung mit verschiedenen Messungen von Ohse, Kerr und Schmidt /3/ von $\Delta H = 20$ kcal/mol bei 20 mol% PuO_2 , und Ogard, Reavis und Leary /4/ von $\Delta H = 19.4$ kcal/mol.

b) System UO_2

Zusätzlich wurde noch eine Meßserie an reinem UO_2 durchgeführt. Der Temperaturbereich erstreckt sich von 4200 bis 4700 K.

In der folgenden Tabelle sind die Meßergebnisse dieser Serie zusammengestellt.

Tab. 2	T	p (atm)
	4420	32.69
	4603	40.10
	4603	41.93
	4603	53.93
	4615	73.53
	4687	76.28
	4710	65.28

Bei einem "Least-Squares-Fit" durch die obigen Meßpunkte und den durch Auswertung aus der Literatur am Schmelzpunkt bestimmten Dampfdruck ergibt sich für den Dampfdruck folgende Beziehung

$$\log p \text{ (total) [atm]} = 7,7 - \frac{27900}{T[\text{K}]}$$

Dies führt zu einer Verdampfungswärme von 127,6 kcal/mol. Dies ist zu vergleichen mit der Sublimationswärme über den Festkörper von $\Delta H_s = 144,1$ kcal/mol. Die daraus folgende Schmelzwärme von $\Delta H_f = 16,5$ kcal/mol ist in guter Übereinstimmung mit Meßwerten von Leibowitz et al. /8/ von $\Delta H_g = 17,7$ kcal/mol.

Literatur

- /1/ R.W. Ohse, P.G. Berrie, H.G. Bogensberger u. E.A. Fischer
Thermodynamics of Nuclear Materials 1974, Proc. Symp. Vienna 1974/Vol 1
IAEA (1975) 307
- /2/ R.W. Ohse, P.G. Berrie, H.G. Bogensberger, E.A. Fischer
Extension of Vapor Pressure Measurements of Nuclear Fuels (U,Pu)O₂ and
UO₂ to 7000 K for Fast Reactor Safety Analysis. Journal of Nuclear Materials
(voraussichtlich Jan. 1976)
- /3/ R.W. Ohse, S.A. Kerr and M. Schmidt: In Vorbereitung
- /4/ A.E. Ogard, J.G. Reavis and J.A. Leary, Proc. 16th Conf. in Remote
Systems Technology, USA (1969) 295
- /5/ R.W. Ohse, P.G. Berrie, G.D. Brumme und P.R. Kinsman
Advances in Vapor Pressure Studies over Liquid Uranium Plutonium Oxides
up to 5000 K. Intern. Konferenz über Plutonium. Baden-Baden 1975
- /6/ M. Bober, H.U. Karow, K. Schretzmann, Thermodynamics of Nuclear Materials
1974, Proc. Symp. Vienna 1974/Vol 1. IAEA (1975) 295
- /7/ M. Bober, W. Breitung, H.U. Karow, K. Schretzmann, Dampfdruck über
Oxidbrennstoff unter Störfallbedingungen (3000 - 5000 K), ATW 4/75, 175
- /8/ L. Leibowitz et al., Journal of Nuclear Materials, 39 (1971) 115

2. Zustandsgleichung von UO_2 nach dem Modell der
"Significant Liquid Structures"

(E.A. Fischer, INR; P.R. Kinsman, R.W. Ohse, TUI)

Die Zustandsdaten für UO_2 , die in der Analyse hypothetischer Störfälle für den SNR 300 verwendet wurden, gehen auf eine Auswertung von Menzies /1/ zurück. Menzies wandte das Prinzip der korrespondierenden Zustände an und benutzte als Eingabedaten die gemessenen Dampfdrücke.

Inzwischen liegen neuere Messungen thermodynamischer Daten vor. Der Dampfdruck über festem UO_2 wurde nach der Effusionsmethode /2/ und nach der Transpirationmethode /3/ bestimmt. Experimentelle Enthalpie-Werte für festes UO_2 aus dem ANL wurden von Kerrisk und Clifton /4/ in analytischer Form dargestellt. Messungen von Affortit und Marcon /5/ liegen jedoch wesentlich niedriger. Für flüssiges UO_2 nahe dem Schmelzpunkt wurden die Enthalpie /6/, die Dichte /7/ und die Kompressibilität /8/ gemessen. Außerdem wurden vor kurzem Dampfdruckmessungen über flüssigem UO_2 nach der Methode der Laseraufheizung /9, 10/ durchgeführt.

In der vorliegenden Auswertung wird zunächst aus den existierenden Meßdaten unter Verwendung der Clausius-Clapeyron-Gleichung ein in sich konsistenter Satz von thermodynamischen Daten für festes UO_2 erstellt. In einem weiteren Schritt wird die "Significant Structures Theory" (SST) von Eyring /11/ auf UO_2 im flüssigen Bereich angewandt. Das Modell liefert die thermodynamischen Daten bis zum kritischen Punkt.

Daten für UO_2 unter Verwendung der Clausius-Clapeyron-Gleichung

Der Dampfdruck und die Enthalpie sind durch die Clausius-Clapeyron-Gleichung verknüpft, die man wie folgt schreiben kann

$$\ln p(T) = \ln p(298) + \int_{298}^T \frac{dT}{RT^2} \left[H_g(T) - H_s(T) + \Delta H_{\text{sub}}(298) \right] \quad (1)$$

Dabei sind H_g , H_s und H_{sub} die Enthalpie des Gases und des Festkörpers bzw. die Sublimationsenthalpie. Nun sind sowohl der Dampfdruck als auch die Enthalpie H_s aus Messungen bekannt, wobei letztere in der Form /4, 5/

$$H_s(T) = \frac{K_1 \theta}{\exp(\theta/T) - 1} + K_2 T^2 + K_3 \exp(-E_d/RT) \quad (2)$$

vorliegt. (K_1 , K_2 , K_3 und E_d sind Parameter des benutzten Modells). Die Enthalpie des gasförmigen UO_2 erhält man nach der statistischen Thermodynamik aus dem Zustandsintegral für das nicht-lineare dreiatomige Molekül

$$f_g = f_g^{tr} \cdot f_g^{rot} \cdot f_g^{vib} \cdot f_g^{el} \quad (3)$$

Sie setzt sich aus Beiträgen für die Translation, Rotation, Schwingung und Elektronenanregung zusammen. Die Daten für die Schwingungsfrequenz und Trägheitsmomente (Tab. 3) wurden aus /12/ entnommen.

Es zeigt sich, daß Konsistenz mit der Gl. (1) nur dann erreicht werden kann, wenn man die Dampfdruckmessungen nach der Effusionsmethode (also etwa die von Ohse /2/) verwendet, und wenn man für das UO_2 -Gas in Gl. (3) einen Beitrag der Elektronenanregung berücksichtigt. Da für das Ion U^{4+} jedoch keine Meßwerte vorliegen, ist man dabei auf Schätzungen angewiesen.

Anstatt über die Position einzelner Elektronenniveaus zu spekulieren, wird in dieser Arbeit angenommen, daß die Niveaus mit einer mittleren Dichte gleichmäßig verteilt sind. Dann kann man den Beitrag zur Zustandssumme in guter Näherung wie folgt beschreiben:

$$f_g^{el} = g_0 (1 + DRTe^{-E_{el}/RT}) \quad (4)$$

Dabei ist D die Niveaudichte, g_0 das statistische Gewicht des Grundzustandes, E_{el} die untere Grenze der angeregten Niveaus. Die Daten (Tab. 3) wurden aufgrund vorliegender Messungen für das Ion Th^{2+} gewählt /13/, das eine ähnliche Elektronenkonfiguration wie U^{4+} besitzt. Die thermodynamischen Größen sind relativ unempfindlich gegenüber der genauen Wahl dieser Daten.

Die aus dieser Analyse erhaltenen Daten für festes UO_2 sind in Tab. 3 zusammengestellt. Für die Enthalpie H_g wird ein gewichteter Mittelwert zwischen /4/ und /5/ genommen, wobei die Daten /4/ mit größerem Gewicht belegt wurden.

Daten für flüssiges UO₂

Für das flüssige UO₂ wird das Modell der "Significant Liquid Structures" von Eyring /11/ angewandt. In diesem Modell wird angenommen, daß sich das Zustandsintegral der Flüssigkeit aus Anteilen für den Festkörper und für das Gas aufbauen läßt. Für UO₂ sieht dieses Zustandsintegral wie folgt aus:

$$f_1 = f_s \frac{3N V_s/V}{f_g} \frac{N(1-V_s/V)}{f_g} \quad (5)$$

Dabei ist f_s das Zustandsintegral pro Gitteratom für den UO₂-Kristall, f_g das Zustandsintegral (3) für das UO₂-Molekül, V_s das Molvolumen des festen UO₂ am Schmelzpunkt, N die Loschmidtsche Zahl.

Dieses Zustandsintegral f_1 ist mit der Helmholtz'schen freien Energie A durch die Beziehung

$$A = -kT \ln f_1$$

verknüpft. Aus A erhält man in bekannter Weise die übrigen Zustandsdaten.

Für f_s wurde folgender, gegenüber der ursprünglichen Form von Eyring in einigen Punkten modifizierter Ausdruck verwendet:

$$f_s = \frac{\exp\left(\frac{E_s}{3RT} \left(\frac{V}{V_s}\right)^\gamma - \frac{\Delta H_{ex}}{3RT}\right)}{(1 - e^{-\theta_E/T})^3} \left[1 + n \left(\frac{V}{V_s} - 1\right) \exp\left(-\frac{a E_s V_s}{3RT(V-V_s)} \left(\frac{V}{V_s}\right)^\gamma\right) \right] \quad (6)$$

Dabei sind E_s , θ_E , a , γ und n Parameter des Modells. Der Term mit H_{ex} stellt eine Fortsetzung der in Gl. (2) auftretenden "Überschußwärme" (Term mit K_3) in den flüssigen Bereich dar. Die gewählten Werte für diese Parameter sind in Tab. 4 angegeben. Die Tabelle enthält zusätzlich Daten, die mit dem Modell berechnet wurden, und, soweit möglich, den Vergleich mit experimentellen Daten. Außer im Falle der isothermen Kompressibilität β_T am Schmelzpunkt, die stark unterschätzt wird, fällt der Vergleich recht befriedigend aus. Der Verlauf des Dampfdrucks ist in Abb. 15 dargestellt. Die gegenwärtige Auswertung liegt etwa um einen Faktor 1.5 unter den Meßpunkten aus /10/, eine Abweichung, die im Rahmen der bei diesen Dampfdruckmessungen auftretenden Unsicherheiten als tolerierbar angesehen werden muß.

Die nach diesem Modell erhaltenen kritischen Daten, $T_c = 7560$ K, $P_c = 1210$ at, $\rho_c = 1.66$ g/cm³, sind ebenfalls in Tab. 4 angegeben. Während die kritische Temperatur gut zu der von Menzies (7300 K) paßt, liegen der kritische Druck und die kritische Dichte wesentlich niedriger als die entsprechenden Werte von

Menzies ($p_c = 1900 \text{ at}$, $\rho_c = 3,16 \text{ g/cm}^3$). Dieser Unterschied ist darauf zurückzuführen, daß die Daten aus dieser Arbeit an die gemessenen Dichten von Christensen /7/ angepaßt sind.

Literatur:

- /1/ C. Menziés, UKAEA Report TRG-1119 (D). (1966)
- /2/ R.J. Ackermann et al., J. Chem. Phys. 25, 1089 (1956) und R.W. Ohse, EUR 2166e (1964)
- /3/ M. Tetenbaum u. P-D. Hunt, J. Nucl. Mater. 34, 86 (1970)
- /4/ J.F. Kerrisk und D.G. Clifton, Nucl. Technol. 16, 531 (1971)
- /5/ C. Affortit und J. Marcon, Rev. Int. Hautes Temp. et Refract. 7, 236 (1970)
- /6/ L. Leibowitz et al. J. Nucl. Mater. 39, 115 (1971)
- /7/ J.A. Christensen, J. Amer. Ceram. Soc. 46, 607 (1963)
- /8/ O.D. Slagle und R.P. Nelson, J. Nucl. Mater. 40, 349 (1971)
- /9/ M. Bober, A.U. Karow, K. Schretzmann, IAEA-Conference on Thermodynamics of Nuclear Materials, Wien, Okt. 1974
- /10/ R.W. Ohse, P.G. Berrie, H.G. Bogensberger, E.A. Fischer, IAEA-Conference on Thermodynamics of Nuclear Materials, Wien, Okt. 1974. Vgl. auch vorhergehenden Beitrag im vorliegenden Bericht.
- /11/ H. Eyring, M.S. Jhon, "Significant Liquid Structures", Wiley, New York (1969)
- /12/ S. Abramowitz et al., J. Phys. Chem. 75, 2283 (1971)
und 76, 648 (1972)
- /13/ D.W. Steinhaus et al., LA-4501 (1971)

Table 3 Input Data for UO₂Coefficients of Eq. (1) /18/

K_1	19.145 cal/mol-K	
K_2	7.847×10^{-4} cal/mol-K ²	
K_3	4.515×10^6 cal/mol	(average enthalpy between Kerrisk and Clifton, and Affortit and Marcon)
E_d	37700 cal/mol	
θ	535.28 K	

Data of the UO₂ molecule /12/vibrational frequencies, cm⁻¹

$$\nu_1 = 874.2 \quad \nu_2 = 79.1 \quad \nu_3 = 753.8$$

moments of inertia, 10⁻³⁸ g cm²

$$I_1 = 1.33 \quad I_2 = 0.64 \quad I_3 = 2.14$$

electronic partition function (estimated values)

$$E_{el} = 8000 \text{ cal/mol} \quad g_0 = 7 \quad D = 5 \times 10^{-4} \text{ mol/cal}$$

Experimental vapour pressure curve

$$\text{Ohse} \quad \log p \text{ (atm)} = 9.545 - 33183/T \quad (2200-2800\text{K})$$

Table 4 Input Parameters and Results for the
SST Model for UO₂

Input parameters

n	7.2	$\Delta H_{\text{sub}}(298)$	166.8 kcal/mol
a	0.0012	E_s	166.6 kcal/mol
γ	- 0.10	ΔH_{ex}	19.6 kcal/mol
θ_E	178 K	V_s	27.9 cm ³ /mol

Data at the melting point

	<u>SST</u>	<u>Experiment</u>	<u>Ref. for experim.</u> <u>value</u>
C_p cal/mol-K	34.5	32.5	/6 /
V cm ³ /mol	30.84	30.9	/7 /
ΔH_f , kcal/mol	15.3	17.7	/6 /
α , 10 ⁻⁴ K ⁻¹	1.27	1.05	/7 /
β_T , 10 ⁻¹² cm ² /dyn	2.19	4.4 ^{a)}	/8 /

a) $\beta_T = \beta_s + \frac{VT\alpha^2}{C_p}$, with $\beta_s = 3.6 \times 10^{-12}$ cm²/dyn /8 /

Data at high temperatures

$p(4600K)$, atm	27.6	43
T_c , K	7560	--
P_c , atm	1210	--
ρ_c , g/cm ³	1.66	--
Z_c	0.318	--

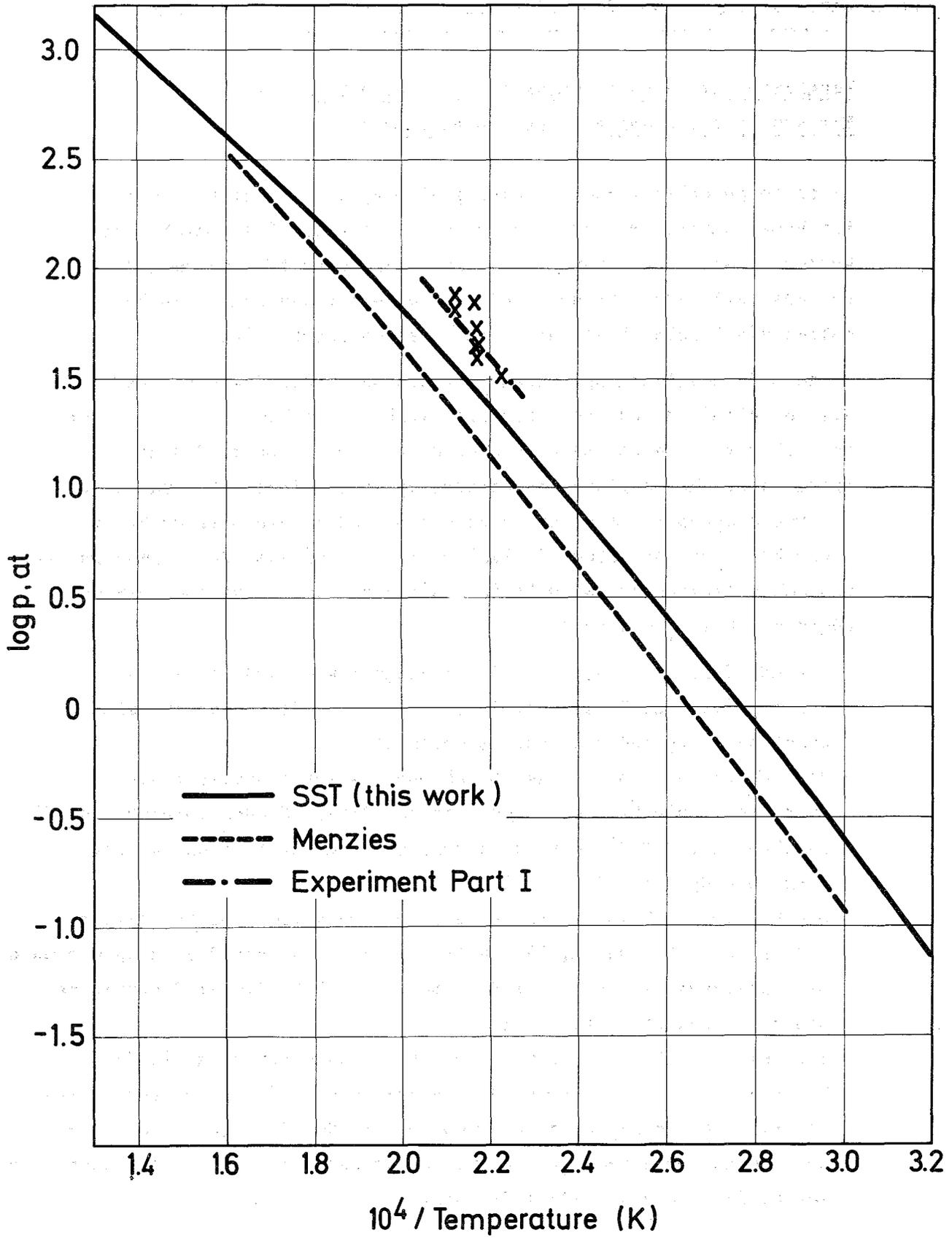


Abb. 15

1231.3 Untersuchungen über Zustandsgleichungen Natrium (K. Thurnay, INR)

1. Vergleich der ANL-Natriumzustandsgleichungen mit dem
Karlsruher Zustandsgleichungssystem KANAST

Da es im Augenblick zwei Zustandsgleichungssysteme gibt, die auch für hohe Temperaturen und Drücke Natriumeigenschaften beschreiben können - nämlich das von A. Padilla entwickelte ANL-System /1/ und das Karlsruher System KANAST -, wurde für die möglichen Benutzer ein Vergleich dieser beiden Systeme angefertigt.

Beide Zustandsgleichungssysteme liefern neben den Eigenschaften, die auf direkten Messungen beruhen, auch extrapolierte Natriumgrößen für Gebiete, in denen keine Messungen vorliegen. Beide Systeme benutzen dieselbe Sammlung von gemessenen Natriumdaten /2/, und auch die verwendeten Extrapolationsverfahren sind in den meisten Fällen dieselben oder doch recht ähnlich - bis auf den Fall der Wärmekapazität. Dennoch unterscheiden sich beide Zustandsgleichungssysteme in manchen Zügen erheblich voneinander:

- Das ANL-System ist nur für die Flüssigkeitszustände anwendbar, dagegen erfaßt das Karlsruher System außer dem Festkörperzustand praktisch alle anderen Natriumzustände;
- Das ANL-System kann nur den Druck und die Wärmekapazität des Natriums (sowie Eigenschaften, die aus diesen Größen ableitbar sind) beschreiben, KANAST enthält zusätzlich eine Darstellung für die Wärmeleitfähigkeit des Natriums;
- Die kritischen Temperaturen beider Systeme stimmen nicht überein - 2733 K beim ANL-System, 2850 K beim KANAST - so daß die entsprechenden Natriumeigenschaften beider Systeme in der Nähe dieser Temperaturen stark voneinander abweichen;
- Schließlich gibt es auch einen wesentlichen Unterschied in der Methode, die beide Systeme für die Fortsetzung der Wärmekapazitäten in die Hochtemperaturregion anwenden, mit der Konsequenz, daß die entsprechenden Größen beider Systeme im gesamten Extrapolationsbereich wesentliche Unterschiede aufweisen.

/1/ A. Padilla, Jr: High-Temperature Thermodynamic Properties of Sodium, ANL-8095 (1974)

/2/ G.H. Golden, J.V. Tokar: Thermophysical Properties of Sodium ANL-7323 (1967)

Abb. 16 zeigt den Verlauf der Drücke in beiden Systemen. Die in der Abb. 17 dargestellten $C_p(T)$ - Kurven (\square - bzw. x -Markierungen für KANAST bzw. ANL) gelten nur für die gesättigte Flüssigkeit, die hier ebenfalls eingetragene $C_v(T)$ - Funktionen (\circ - bzw. $+$ -Markierungen) gelten dagegen für alle Dichte-Werte im Flüssigkeitsbereich.

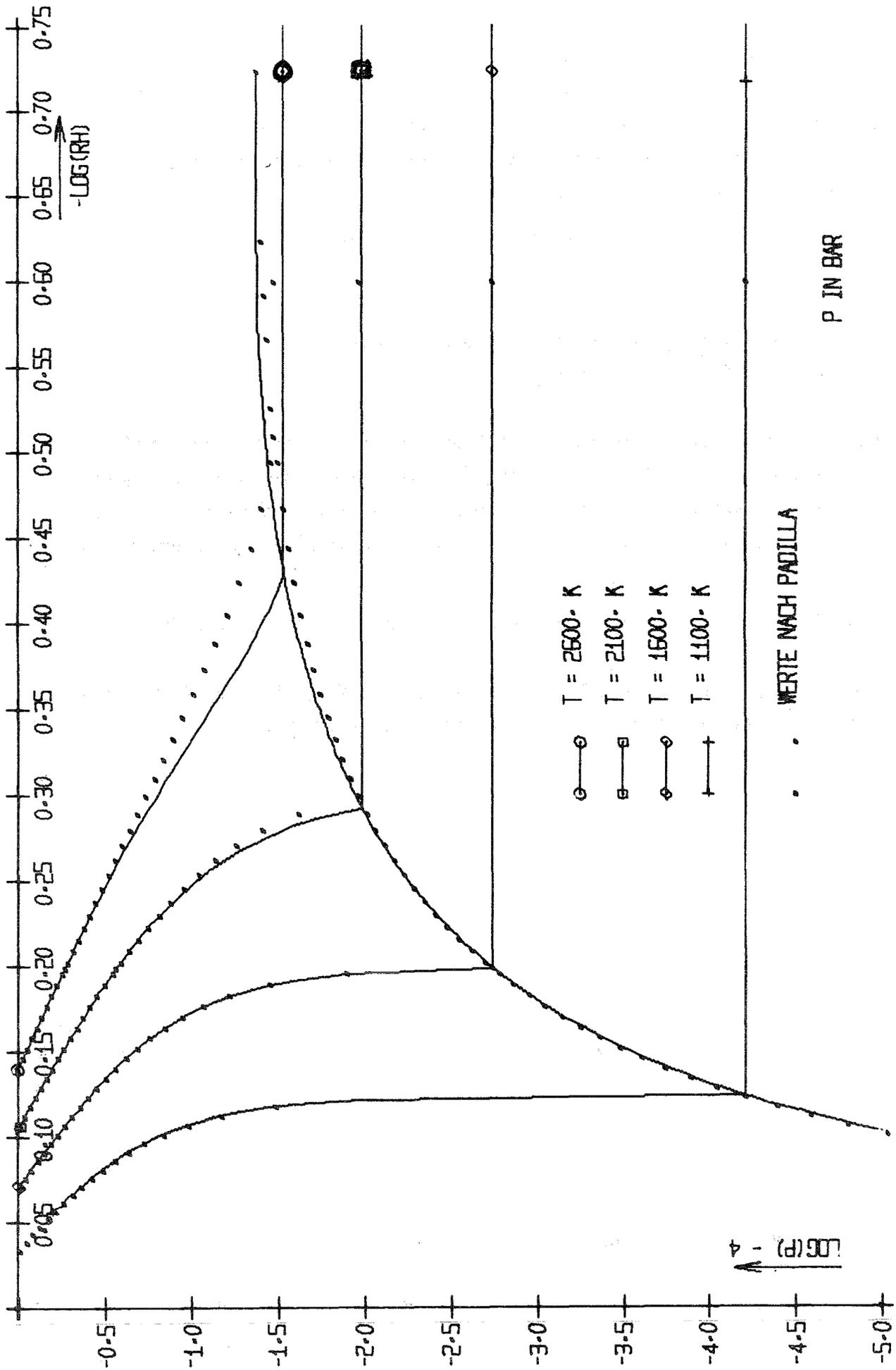
Ein ausführlicher Bericht steht kurz vor dem Abschluß.

2. KANAPT - Druck-Temperatur-Version des Karlsruher Natriumzustandsgleichungssystems

Für manche Probleme, die bei ihrer Lösung Natriumzustandsdaten benötigen, ist es praktischer, diese Eigenschaften nicht als Funktionen der Dichte und der Temperatur, sondern in der Druck-Temperatur-Abhängigkeit darzustellen. Für solche Fälle wurde das Unterprogramm KANAPT entwickelt und getestet.

KANAPT liefert für vorgegebenen Druck und Temperatur folgende Zustandsgrößen:

die Dichte, $\partial P / \partial \rho$, $\partial P / \partial T$, C_p , die Wärmeleitfähigkeit, den Dampfdruck und die Sättigungsdichten der Flüssigkeit und des Dampfes.



P IN BAR

ABB. 16 Natrium-Druck-Dichte-Diagramm, $P(RH, T)$

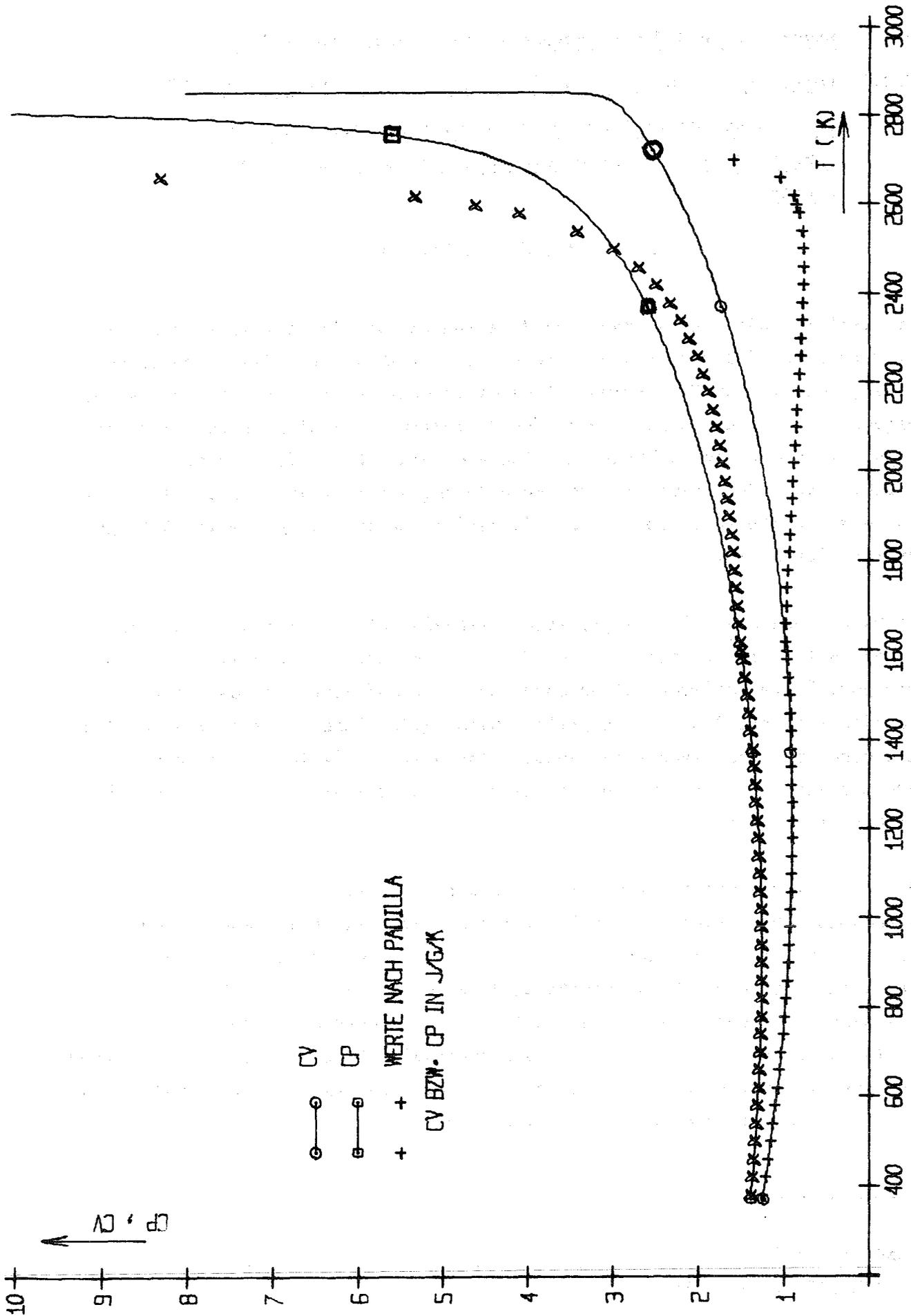


ABB. 17 NATRIUM. WAERMEKAPAZITAETEN IN DER FLUESSIGKEIT

1232 Spannungs- und Verformungsanalysen an Reaktorbauteilen1232.4 Verhalten von Reaktorbauteilen unter dynamischer Belastung*

1. Entwicklung eines Rechenmodells zur dynamischen Strukturanalyse eines Reaktorkerns unter internen Drucktransienten.

(H. Zehlein, G. Negele, IRE)

Die vergleichende Untersuchung des direkten und des iterativen Verfahrens zur Festlegung der Brennstabpositionen bei der Abplattung des Brennelements / 1 / wurde mit der Hinzufügung eines Genauigkeitskriteriums abgeschlossen. Aufgrund der monotonen Konvergenz des Verfahrens ließ sich zeigen, daß das bisher verwendete Abbruchkriterium zugleich ein Maß für die erzielte Genauigkeit ist. Bei praxisüblichen Anforderungen (relativer Fehler ca. 10^{-3}) sind das direkte Verfahren und die iterative Methode mit optimalem Anfangspunkt gleichwertig.

Die Nachrechnung des in /2/ gezeigten Testbeispiels mit einem iterativen Newmark- β -Integrator (anstelle des Taylorverfahrens 4. Ordnung) ergab eine sehr gute Übereinstimmung aller Resultate. Bis auf eine Unstimmigkeit im Energiekriterium, die z.Z. aufgeklärt wird, gilt diese Aussage auch für den inzwischen neu implementierten Houbolt-Integrator. Die in /2/ erwähnten vergleichenden Untersuchungen verschiedener Integratoren sind damit erfolgreich abgeschlossen.

Für die Implementation der Moduln für das nichtlineare Verhalten und die hydrodynamische Bettung in das Punktmassen- bzw. Finite-Element-Balkenmodell für das quergestoßene Brennelement stehen jetzt diese 3 Integrationsverfahren zur Verfügung. Diese Mehrfachabdeckung der Zeitintegration durch verschiedene Methoden ist bei nichtlinearen diskreten Modellen erforderlich, da die numerische Stabilität und die Genauigkeit wegen des Fehlens geeigneter Konvergenzkriterien dort z.Z. nur mit stichprobenartigen vergleichenden Rechenexperimenten nachgewiesen werden können.

* BzFE Nr. 537

/1/ KFK 1275/1, S. 123-12

/2/ KFK 1275/2, S. 123-11

2. Verformung eines Brennelements durch äußere statische/ dynamische Querlasten (Experimente und einfache Theorie)*

(R. Liebe, IRE)

Modelltheorie

Die theoretischen Arbeiten konzentrierten sich auf die Weiterentwicklung und Anwendung zweier Rechenprogramme zur Strukturdynamik eines Einzel-Brennelements (BE). Grundlage dieser Programme sind die beiden in Abb. 18 vereinfacht dargestellten mechanischen Modelle.

Das Programm auf der Basis von äquivalenten, eindimensionalen Feder-Massen-Anordnungen wurde vervollständigt. Notwendige Eingabe ist hier das nicht-lineare Last-Deformationsverhalten der kompletten Struktur, das in statischen Experimenten ermittelt wurde. Zur näherungsweisen Berechnung der äquivalenten Systemgrößen (Massen, innere und äußere Kräfte) dienen die in (4) beschriebenen Energiebeziehungen.

Ein auf diskreten Punktmassen und elastisch-plastischen Gelenken ruhendes Rechenprogramm dient z.Z. der im wesentlichen zweidimensionalen Berechnung der BE-Querschnittsdeformation (mit/ohne Bündel). Ausgehend vom bilinearen Spannungs-Dehnungs-Gesetz konnten allgemeine Biegemoment-Krümmungs-Relationen für den Einbau in das Rechenprogramm ermittelt werden. Damit kann die Programm-Eingabe zur Beschreibung des Stoffgesetzes hinreichend allgemein (Stat. Streckgrenze und Dehnungsrate) gehalten werden.

Experimente

Die Auswertung der im wesentlichen abgeschlossenen statischen Versuche erforderte die Entwicklung geeigneter Rechenprogramme ("STAT 1÷3") zur Verarbeitung und Darstellung der digitalen Meßdaten. Die dynamischen Versuche wurden fortgesetzt (weitere Leerkasten-V., Biegeversuche an kompletten BE's). Zur Zeit sind etwa 2/3 des gesamten Versuchsprogramms durchgeführt. Bei den Materialversuchen unter höheren Dehnungsgeschwindigkeiten liegen erste Ergebnisse vor; etwa die Hälfte aller Versuche ist bisher von EURATOM Ispra durchgeführt worden.

* Letzter Bericht in KFK 1275/1, S. 123-16

Ergebnisse

Die Nachrechnung erster dynamischer BE-Versuche zeigte, daß brauchbare Näherungslösungen mit Hilfe des Feder-Massen-Modells gewonnen werden können. Der Nachteil ist jedoch, daß Zusatzinformationen über das globale Deformationsverhalten benötigt wird. (4).

Abb. 19 zeigt erste numerische Resultate für den Fall "stoßartiger Abplattung eines Hexagon-Rahmens (Kastens)". Bei diesen 2D-Rechnungen ist das Punktmassen-Gelenk-Modell verwendet worden. Weitere Ergebnisse s. in (4).

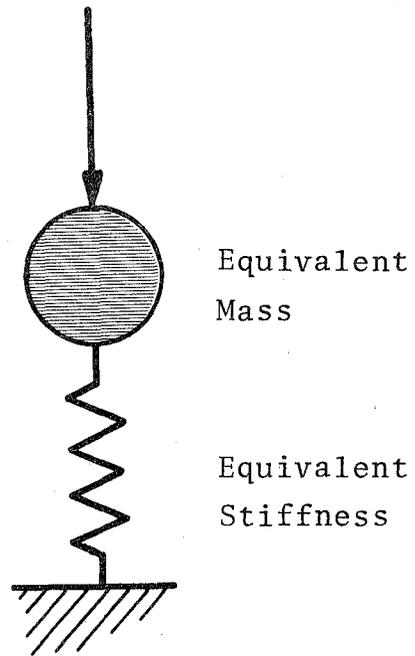
Es zeigte sich auch experimentell, daß das nichtlineare Verformungsverhalten des BE in starkem Maße wandstärken- und werkstoffabhängig ist. Auch die Last- und Auflagerbedingungen spielen eine große Rolle.

Veröffentlichungen zu 1232.4:

- (1) R. Krieg, R. Liebe, H. Will, H. Zehlein: Mechanical Behavior of the LMFBR Core Structure Under Transient Pressure Due to Local Failure. Paper E2/1^K, 3rd Int. Conf. on Structural Mechanics in Reactor-Technology, London, Sept. 1975
- (2) H. Zehlein: Discretisation and Time Integration Techniques for Transient Nonlinear Dynamics of Fast Reactor Subassemblies; Paper E2/2; 3rd Int. Conf. on Structural Mechanics in Reactor Technology, London Sept. 1975
- (3) H. Zehlein: Topological Study of Finite Differential Element Nets. Vortrag und Diskussionsbeitrag zu: Proc. Int. Conf. on Mathematical Models for Environmental Problems; Southampton, Sept. 1975 (Kompl. Text ersch. in "Applied Mathematical Modelling", 1976)
- (4) Liebe, R.: "Experimental Verification of Structural Models to Analyze the Nonlinear Dynamics of LMFBR Fuel Elements", Int. Seminar ELCALAP, Berlin, Sept. 1975

Feder-Massen-Modell

Equivalent Time Dependent Force



Punktmassen-Gelenk-Modell

External Nodal Forces

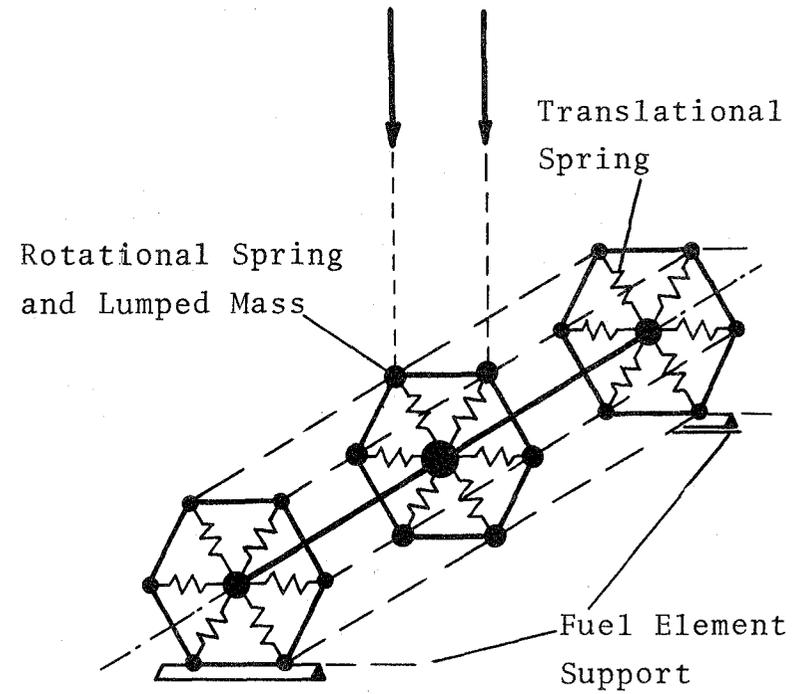
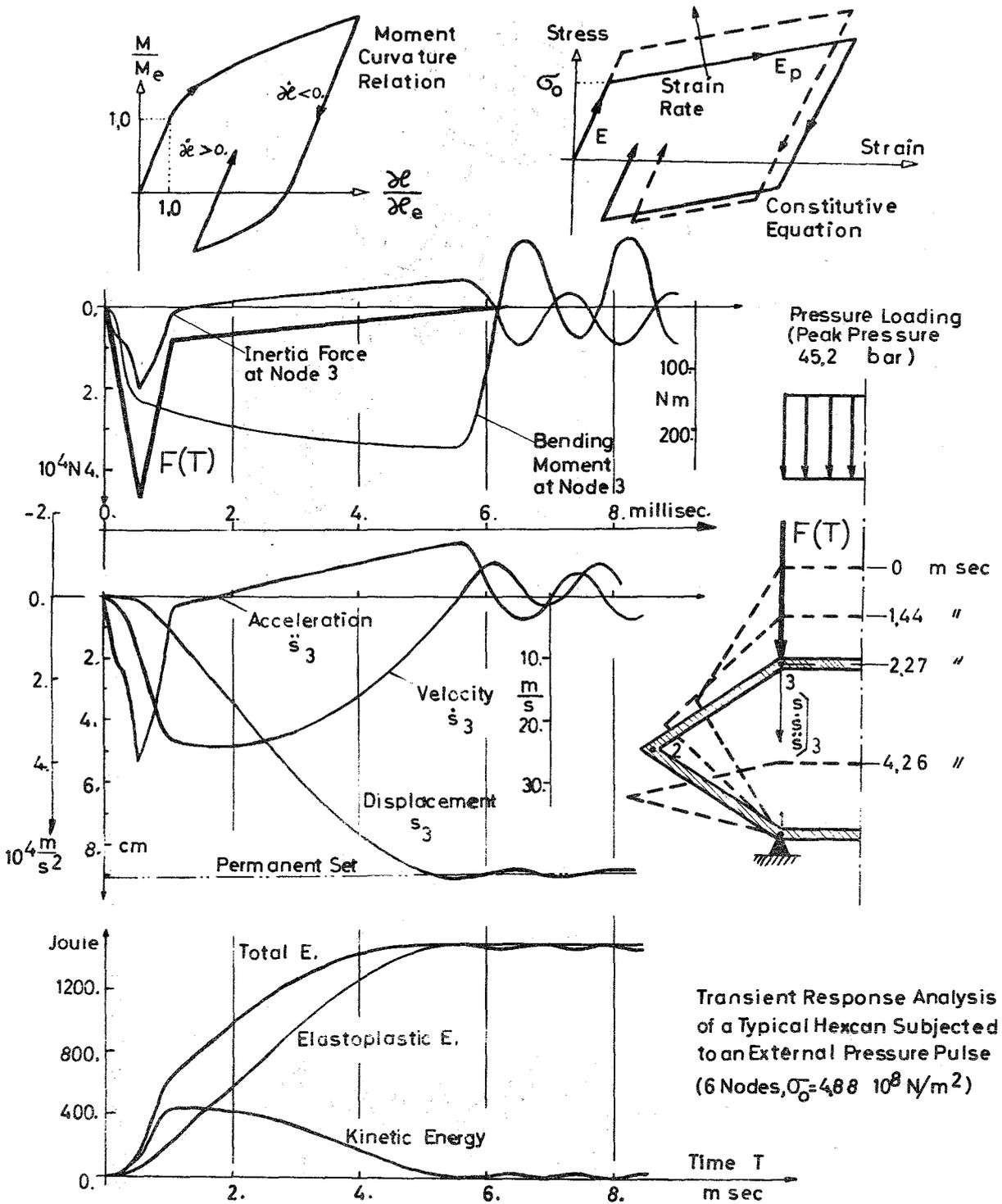


Abb. 18 Diskrete mechanische Modelle für die nichtlineare Strukturdynamik



Transient Response Analysis of a Typical Hexcan Subjected to an External Pressure Pulse (6 Nodes, $\sigma_0 = 488 \cdot 10^8 \text{ N/m}^2$)

Abb. 19 Typische Rechenergebnisse bei Verwendung des Punktmassen-Gelenk-Modells

1233.2 Experimentelle Untersuchungen zum Natrium - Sieden im NSK
(Natrium-Siede-Kreislauf)

(W. Pepler, A. Kaiser; IRE)

Siedeversuche im 1. und 2. 7-Stabbündel

Die Experimente mit den beiden ersten Siebenstabbündeln wurden erfolgreich abgeschlossen. Die wichtigsten Versuchparameter sind in den beiden anhängenden Tabellen, die jedoch nicht alle Versuche mit den 7-Stabbündeln wiedergeben, zusammengestellt. Die Auswertung dieser Versuche ist noch nicht abgeschlossen. Die Heizer der 7-Stabbündel haben voll den Erwartungen entsprochen. Kein Heizer ist ausgefallen.

Die Versuche lieferten Informationen zu folgenden Problemen:

- Stationäres Sieden bei Zwangskonvektion, Flächenleistung zwischen $29 - 173 \text{ W/cm}^2$ (Stabiles - instabiles Sieden);
- Sieden bei geringer Leistung $10 - 20 \text{ W/cm}^2$ ausgehend von stagnierendem Natrium (Nachwärmeabfuhr);
- Transientes Sieden ausgelöst durch simuliertes pump run-down (SNR 300 Bedingung), Leistung zwischen $100 - 177 \text{ W/cm}^2$;
- Transientes Sieden ausgelöst durch stufenweises Schließen des Drosselventiles (Teilblockade), Leistung zwischen $60 - 100 \text{ W/cm}^2$ entsprechend den Verhältnissen in der Treiberzone KNK II ;
- Sieden bei Zwangskonvektion (stabil und instabil), Detektion von Gas- und Dampfblasen und deren Unterscheidung, Siedegeräusch.

Run No 7-1/	Heat flux	Cover gas pressure P_G	Inlet ¹⁾ velocity v_1	Inlet temperature T_2	Static ¹⁾ pressure P_0	Total boiling time	Initial boiling superheat sodium/ heater wall	Vapor ²⁾ quality x
	W/cm ²	bar	m/s	°C	bar	s	°C	%
17	132,2	0,98	1,62	593...606	1,2	60	0	-
18	132,1	0,784	1,65...1,47	582...605	1,02...1,38	150	0	≤0...0,9
19	132,7	0,784	1,47...1,05	552...595	1,01...1,96	130	0	≤0...3,5
20	150,2	0,784	1,7 ...1,40	565...610	1,04...1,97	240	0	≤0...2,2
21	149,8	0,784	1,46...1,17	538...593	1,12...2,0	250	0	≤0...2,9
25	152,6	0,98	1,34...1,08	492...502	1,16...1,78	55	0	≤0...2,6
26	149,2	0,98	1,74...1,60	580...578	1,18...1,26	21	0	≤0...0,5
27	172,2	0,784	2,03...1,74	575...610	1,08...1,80	100	0	≤0...0,9
28	171,5	0,784	1,92...1,49	552...602	1,04...1,71	193	0	≤0...1,9
29	173,0	0,784	1,66...1,29	500...580	1,00...1,88	210	0	≤0...2,5
35	30,4	0,784	0,21...0,14	448...446	0,96...1,01	57	- ⁴⁾	0,8...10
36	29,4	0,784	0,175...0,030	440...433	0,97...1,05	96	40/45	5,9...95
37	29,6	1,47	0,15 ...0,044	438...428	1,66...1,71	83	22/28	3,7...59
38	42,1	0,784	0,31 ...0,094	450...442	0,98...1,16	140	- ⁴⁾	0,2...35
39	41,6	1,47	0,26 ...0,104	451...441	1,65...1,75	173	20/25	0,8...28
43	20,5	1,47	-	-	1,67	8,7 ³⁾	- ⁴⁾ /15	-
45	15,0	1,47	-	-	1,68	12,7 ³⁾	- ⁴⁾ /26	-
46	10,1	1,47	-	-	1,68	23,4 ³⁾	12/26	-

123-50

Remarks: 1) First value at the onset of boiling
 3) Time until power shut-off

2) Vapor quality ≤0: subcooled boiling
 4) Superheat not directly detectable by instrumentation

GfK
IREMain Parameters of Boiling Experiments in
7-Pin Bundle No 1

Table 5

Run 7 - 2 /		13	14	15	16	17	22	24	25	26	27	28	
System pressure	bar	1.052	—	→	1.52	1.053	—	—	—	—	—	→	
Heat flux	W/cm ²	98.2	149.8	98.3	150.3	170.8	153.7	99.3	153.5	176.5	177.5	152.6	
Position of throttling valve	%	27	30	35	30	35	35	35	29	29	35	0	
Stationary pressure drop 1)	bar	2.8	2.83	0.95	2.66	2.95	1.74	0.98	2.75	2.82	2.85	1.13	
Stationary velocity	m/s	2.05	3.20	2.1	3.0	4.0	3.11	2.15	3.1	3.04	4.02	3.02	
Inlet temperature	°C	563	562	562	562	483	559	553	559	558	559	559	
Stationary outlet temperature	°C	723	723	725	735	625	730	715	730	674	709	730	
Time, onset of boiling	s	13.9	11.85	9.3	12.15	14.1	9.59	9.87	11.42	28.12	12.8	3.97	
Pressure drop, onset of boiling	bar	0.60	0.67	0.22	0.57	0.41	0.5	0.21	0.77	0.2	0.67	-	
Velocity, onset of boiling	m/s	0.76	1.4	0.42	1.13	1.12	1.41	0.33	1.48	0.13	1.7	0	
Incipient boiling superheat	°C	~0	~0	22	~0	~0	35	~68	~0	~25	~0	~27	
Time, flow reversal	s	16.25	13.7	9.35	13.80	15.57	11.00	9.88	13.52	28.15	14.33	-	
Time, power off	s	16.5	13.7	10.0	14.20	15.70	11.64	11.21	14.14	34.57	14.83	6.24	
Time, onset of dryout	s	16.5	13.92	-	14.13	15.78	11.27	2)	2)	2)	3)	4)	5);2)

Remarks:

- 1) Between the sodium inlet in front of the throttling valve and the outlet chamber
 2) Dryout between 400-600 mm

- 3) Central pin heated only
 4) Dryout between 500-600 mm
 5) Pump switched off, valve closed

GfK
IRE

Main Parameters of Pump Run Down
Experiments in 7-Pin Bundle No 2

Table 6

1234 Störfallverhalten von Brennstäben1234.3 Bestätigende Transientenversuche im CABRI-ReaktorCABRI-Instrumentierungstests⁺

(J. Benkert, K.H. Raes, TU Hannover)

Für die Instrumentierung der CABRI-Teststrecke werden Versuche durchgeführt, um das Verhalten der Meßfühler bei den transienten Bedingungen während der Exkursionsphase kennenzulernen und ggf. Änderungen in der Teststreckeninstrumentierung rechtzeitig vornehmen zu können.

Zur Teststreckeninstrumentierung gehören:

- Na-Durchflußmesser
- Thermoelemente
- Druckaufnehmer
- Gasblasen-Detektoren
- Na-Füllstandsmesser

Während des Exkursions-Impulses sind z.B. folgende Störeinflüsse auf die Meßfühler zu erwarten:

- n- und γ -Erwärmung bei sämtlichen o.a. Fühlern
- thermischer Schock bei Durchflußmessern
- thermischer Schock bei Druckaufnehmern

Weiterhin interessiert das Ansprechverhalten von Gasblasendetektoren unter der besonderen Teststrecken-Geometrie. Zur Beantwortung dieser Fragen wird eine Reihe von Instrumentierungstests durchgeführt.

Untersuchungen zum dynamischen Verhalten von Thermoelementen

Im CABRI-Experiment wird das Natrium die Teststrecke zunächst im einphasigen, dann im zweiphasigen Zustand durchströmen. Daher ist es erforderlich, die Meßgeräte vorab soweit wie möglich unter ähnlichen Bedingungen zu testen.

Es sollen theoretisch und experimentell die Übertragungsfunktionen verschiedener Thermoelemente untersucht und miteinander verglichen werden. Die Untersuchungen erstrecken sich hierbei auf den einphasigen Bereich.

Mit den am Institut für Kerntechnik vorhandenen Berechnungsmodellen und Berechnungsprogrammen wurden die Übertragungsfunktionen aller Thermoelementtypen berechnet, die in den geplanten Vorversuchen eingesetzt werden sollen. Die Ergebnisse werden zurzeit zusammengestellt und interpretiert.

⁺ Auftragsnr. 601/A3/336640 a und b

Untersuchungen zum dynamischen Verhalten von Natrium-Instrumentierungen
auf Gas- und Dampfblasen in fließendem Natrium

Die Natriuminstrumentierung, d.h. el.magn. Durchflußmesser, Chen- und Jodeldetektoren, soll auf ihr Ansprechverhalten untersucht werden. Sie wird dazu im Natrium getestet, dem Gas als Dampfsimulation eingespritzt wird. Im Rahmen dieser Untersuchungen soll eine Teststrecke zum Einsatz im IRB gebaut werden.

In einem im IRE vorhandenen 7-Stabbündel können Natrium-Siedeversuche (vgl. 1233.2) durchgeführt werden. Diese Strecke läßt sich derart umrüsten, daß Schutzgas zur Dampfsimulation eingespritzt werden kann. Damit besteht die Möglichkeit, Chen-Detektoren und einen el.magn. Durchflußmesser bei beiden Betriebszuständen (Dampf bzw. Gas) zu untersuchen.

Mit Unterstützung des IRE wurden an einem 7-Stabbündel umfangreiche Vorversuche durchgeführt. Bei unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten und Heizflächenbelastungen wurden Siedeversuche in Natrium durchgeführt. Zu Vergleichsbetrachtungen konnte das Sieden durch Einspritzen von Gas bei gleichen Strömungsbedingungen simuliert werden. Sämtliche Signale wurden auf Magnetband aufgezeichnet; mit der ersten Analyse ist begonnen worden.

1236 Brennstoff-Natrium-Wechselwirkung (BNR)1236.1 Theoretische Untersuchungen zur BNR*

(H. Jacobs, INR)

Ohne Rücksicht auf die Fragen, ob es infolge einer lokalen Kühlungsstörung überhaupt zum Niederschmelzen eines Brennelementes kommen kann und ob es möglich ist, daß danach wieder flüssiges Natrium in dieses Brennelement eindringt, bemüht man sich um den Nachweis, daß eine BNR in einem niedergeschmolzenen Brennelement nicht einen Unfall einleiten kann, von dem der Reaktorkern als Ganzes betroffen wäre. Zu diesem Zweck werden Sprengversuche in Kernmodellen durchgeführt /2/. Um eine Aussage darüber zu gewinnen, welcher Druck-Zeit-Verlauf dabei simuliert werden muß, damit alle denkbaren Brennstoff-Natrium-Reaktionen pessimistisch abgedeckt sind, wurden Untersuchungen mit dem Modell MURTI /1/ durchgeführt. Hierüber wurde bereits berichtet /3/. Daher werden hier nur einige ergänzende Punkte diskutiert. Da der Brennstoff erst schmelzen kann, wenn das Natrium das Brennelement verlassen hat, sind der geschmolzene Brennstoff und das flüssige Natrium am Anfang räumlich getrennt. Es wird daher angenommen, daß Brennstoff und Natrium sich mit einer endlichen Geschwindigkeit miteinander vermischen und daß diese Geschwindigkeit in der Größenordnung der bei Siedeexperimenten beobachteten Wiedereintrittsgeschwindigkeiten liegt. In dieser Situation kann man unter Berücksichtigung des von Fauske in die Diskussion eingeführten Siedeverhaltens des Systems Brennstoff-Natrium und bei den betrachteten Anfangs-

/1/ KFK-Bericht 1274/4 S. 123-26

/2/ KFK-Bericht 1275/1 S. 123-29

/3/ H. Jacobs: Prediction of the pressure-time history due to fuel-sodium interaction in a subassembly. Trans. of the 3rd SMIRT Conference, Vol. 2, paper E1/3

*BzFE-Nr. 534.2. Letzter Bericht in /1/.

temperaturen (Brennstoff 3100 K, Natrium 860 K) annehmen, daß die BNR sofort beginnt, wenn Brennstoff und Natrium in Kontakt kommen (es bildet sich kein stabiler isolierender Dampffilm). Es kommt nicht zur Ausbildung einer Mischzone, die kohärent reagieren könnte, wobei (wegen der thermischen Ausdehnung des flüssigen Natriums) mit hohen einphasigen Drücken in der Größenordnung von 1000 bar zu rechnen wäre.

Es gibt eine zweite Hypothese von Fauske für die BNR, nach der es möglich ist, daß flüssiges Natrium in flüssigen Brennstoff eindringt, ohne sofort zu verdampfen, weil in diesem System aus zwei Flüssigkeiten die Siedekeime fehlen. Diese Möglichkeit kann bei dem hier untersuchten Fall aber unberücksichtigt bleiben, denn sowohl der niedergeschmolzene Brennstoff als auch das Natrium enthalten unter den gegebenen Umständen so viele Fremdkörper (z. B. geschmolzenen Stahl, Füll- und Sintergase, Spaltprodukte), daß Siedekeime in genügend großer Zahl vorhanden sind. Und selbst wenn der von Fauske (für kleine Natriummengen) postulierte Fall einträte, würden die folgenden Überlegungen gelten: Die thermische Ausdehnung des flüssigen Natriums würde - wie unter den hier angenommenen Bedingungen - von Anfang an erfolgen. Der einzige Unterschied wäre, daß der Dampfdruck (die untere Grenze des Systemdruckes) nicht kontinuierlich ansteigen, sondern im Augenblick der Keimbildung plötzlich einen hohen Wert annehmen würde. Der höchste bei diesem Sprung erreichbare Druck beträgt aber 170 bar. Wie man aus der Abbildung 20 ersieht, ergäbe sich auf diese Weise in dem Referenzfall (oberste Kurve) kaum ein Unterschied, da die zweite Flüssigkeits-Druckspitze nur etwa 0.2 msec vor dem Zeitpunkt liegt, an dem (durch den Dampfdruck) 170 bar erreicht werden, und sie auch fast so hoch ist. Nur bei einem Druck-Zeit-Verlauf, wie ihn die mittlere Kurve zeigt, hätte man zu beachten, daß die BNR in radialer Richtung wesentlich mehr Arbeit verrichtet, wenn der Spitzendruck plötzlich und nicht innerhalb mehrerer Millisekunden erreicht wird.

Auch die neue Hypothese von Fauske, nach der der Brennstoff sich während des Niederschmelzens selber fluidisiert, berührt den hier diskutierten Fall. Es bedarf aber weiterer Untersuchungen, ehe über die sich aus ihr ergebenden Folgerungen Endgültiges gesagt werden kann. Es scheint jedoch klar zu sein, daß eine BNR mit fluidisiertem Brennstoff - wenn sie überhaupt noch möglich ist - milder verläuft, als unter den bisher angenommenen Umständen (siehe die Punkte a) und d) weiter unten).

In MURTI wird der kontinuierliche Vermischungsprozeß beschrieben, indem viele kleine Brennstoffmassen betrachtet werden, die in schneller Folge nacheinander mit Natrium vermischt werden. Dabei entspricht das bereits erfaßte Brennstoffvolumen dem Produkt aus Wiedereintrittsgeschwindigkeit, Querschnittsfläche und Zeit. Eventuell vorhandene Unterschiede zwischen dem freien Strömungsquerschnitt, der dem Natrium zur Verfügung steht, und dem Querschnitt, in dem die Vermischung stattfindet, bleiben formal unberücksichtigt. Sie können aber - da nur das Produkt aus Vermischungsquerschnitt und Wiedereintrittsgeschwindigkeit von Belang ist, auf die letztere abgebildet werden. Nur daher ist es sinnvoll, so hohe Wiedereintrittsgeschwindigkeiten wie 10 m/sec oder sogar 20 m/sec (vgl. /3/) zu betrachten. Entsprechend ließe sich auch das Vorhandensein radialer Strömungswege (wenn der Brennelementkasten aufgerissen oder durchgeschmolzen ist) durch eine Verringerung der Wiedereintrittsgeschwindigkeit simulieren. (Das Modell kann dabei nur nicht berücksichtigen, daß die Strömungswege mit zunehmendem Abstand vom Wechselwirkungsraum anwachsen.) Ohne eine solche Anpassung entsprechen die Ergebnisse einer BNR in einem radial starren Rohr.

Durch die folgenden Modellannahmen werden die Rechnungen besonders pessimistisch:

- a) Wenn die Vermischung (und damit die BNR) beginnt, sind keine mit Gas oder Dampf gefüllten Räume in der Umgebung des Wechselwirkungsraumes vorhanden.
- b) Jede einzelne Brennstoffmasse ist vom Anfang ihrer Wechselwirkung an voll fragmentiert und mit Natrium vermischt.

- c) Der Brennstoff wird immer mit ungeheiztem flüssigem Natrium vermischt, auch wenn anderswo im Wechselwirkungsraum bereits Dampf vorhanden ist.
- d) Während das Natrium flüssig ist, haben Brennstoff und Natrium idealen thermischen Kontakt.
- e) Der Wärmeübergang erfolgt transient.
- f) Es erfolgt kein Wärmeaustausch zwischen dem Natrium in verschiedenen Teilen des Wechselwirkungsraumes. Daher wird der Dampfdruck immer von dem jeweils heißesten Natrium bestimmt.
- g) Wärmeverluste an die Umgebung bleiben ebenfalls unberücksichtigt.

Folgende Größen sind dagegen Eingabeparameter, und ihre pessimistische Festlegung bedarf zusätzlicher Argumentation (die für den Referenzfall gewählten Werte sind in Klammern angegeben):

1. Brennstofftemperatur (3100 K)
2. Natriumtemperatur (860 K)
3. Spezifische Brennstoffoberfläche ($29 \text{ cm}^2/\text{g}$)
4. Wiedereintrittsgeschwindigkeit (10 m/sec)
5. Massenverhältnis von Brennstoff und Natrium (10.8)
6. Dauer des Mischungsprozesses (1.5 msec)

Weiterhin wurde entsprechend dem SNR-300 gewählt:

7. Abstand zwischen Wechselwirkungsraum und freier Oberfläche: 4 m
8. Druck im oberen Gasplenum: 1.3 bar

In /3/ wurde bereits ausgeführt, daß die Anfangstemperatur des Natriums und die Wiedereintrittsgeschwindigkeit nur einen geringen Einfluß auf die Rechenergebnisse haben. Weiterhin wurde gezeigt, daß dies in gewissem Umfang auch für

das Massenverhältnis und die Dauer des Mischungsprozesses gilt.

Andererseits zeigt die Abbildung 20, daß sich der Druck-Zeit-Verlauf sehr stark ändert, wenn man die Wärmeübertragungsrate verändert. In dem gezeigten Beispiel geschah dies durch eine Variation der spezifischen Brennstoffoberfläche. Die obere Kurve zeigt den Referenzfall, bei den beiden unteren wurde lediglich die spezifische Brennstoffoberfläche verändert. Sie beträgt $11.5 \text{ cm}^2/\text{g}$ bzw. $6.9 \text{ cm}^2/\text{g}$.

Die Brennstoffoberflächen entsprechen

damit einer Fragmentation des Brennstoffes in Kugeln mit Radien von $117 \mu\text{m}$, $300 \mu\text{m}$ und $500 \mu\text{m}$. Diese Ergebnisse werden ergänzt durch eine Rechnung mit der größten spezifischen Oberfläche, bei der angenommen wurde, daß die Brennstoffoberfläche mit einer $9.7 \mu\text{m}$ dicken Heliumschicht (deren Leitfähigkeit einer Temperatur von 1000 K entspricht) überzogen ist.

In diesem Fall beträgt der maximale Druck nur 7 bar . Es erscheint fraglich, ob man das Vorhandensein eines Gasfilmes mit Sicherheit annehmen kann. Andererseits ist bis heute auch noch nicht der experimentelle Nachweis geführt worden, daß idealer thermischer Kontakt zwischen einem UO_2 -Tropfen und flüssigem Natrium möglich ist.

Angesichts der großen Bedeutung dieser Frage für die BNR sollte ihr mehr Aufmerksamkeit gewidmet werden. Offensichtlich nimmt der Fragmentationsgrad den nachfolgenden Platz in der Rangliste ein. Der Partikelradius $117 \mu\text{m}$ liegt schon dicht bei dem pessimistischen Wert, der aus allen bisherigen Messungen (über 20 einzelne Versuche) ermittelt werden kann: $93 \mu\text{m}$. Da wir bis heute sehr wenig über die Kinetik der Fragmentation wissen, in die Rechnungen aber der nach wenigen Millisekunden vorliegende Fragmentationsgrad eingehen sollte, fragt es sich, ob der im Referenzfall benutzte Wert nicht schon zu pessimistisch ist.

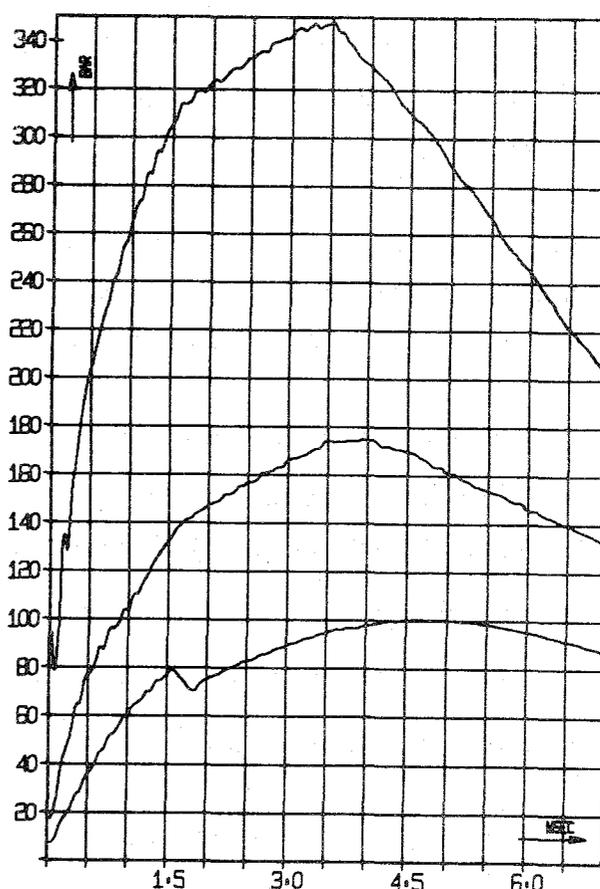


Abb.20: Druck-Zeit-Verläufe bei unterschiedlicher Fragmentation des Brennstoffes.

1236.2 Experimentelle Untersuchungen zu Brennstoff-Natrium-Reaktionen**Simulation einer Brennstoff-Natrium-Reaktion mit Thermit ***

(P.Menzenhauer, W.Peppler, H.Will; IRE)

Einleitung

Für die Abschätzung des Schadenspotentials von Störfällen, bei denen geschmolzener Brennstoff und Natrium in realer Brennelementgeometrie miteinander in Wechselwirkung treten, muß der Ablauf der Brennstoff-Natrium-Reaktion (BNR) möglichst gut bekannt sein. Als auslösender Mechanismus solcher Störfälle werden nicht rechtzeitig detektierte aktive lokale Blockaden innerhalb eines Brennelements angesehen. Darüber hinaus können derartige BN-Wechselwirkungen als Folge transienter Leistungserhöhungen auftreten.

Die auf diesem Gebiet zur Zeit laufenden Experimente werden entweder in pile oder out of pile durch elektrische Brennstabbeheizung durchgeführt. Beide Simulationsarten des Störfallablaufs sind sehr aufwendig und auf kleinere Bündel (7 bis 30 Stäbe) begrenzt.

Um einen Teil dieser Schwierigkeiten bei der Untersuchung einer simulierten BNR zu umgehen, wurde eine Technik für out-of-pile-Versuche entwickelt. Bei dieser Simulation wird durch chemische Reaktion eines Thermits in Bündelgeometrie eine Schmelze hoher Temperatur erzeugt, die mit einem Kühlmittel Natrium in Wechselwirkung tritt. Der Vorteil dieser Methode besteht einmal darin, derartige Phänomene prinzipiell in großen Bündeln untersuchen zu können, und zum anderen kann bei vertretbarem Aufwand der Einfluß verschiedener Parameter systematisch untersucht werden.

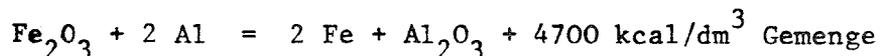
Lösungsweg

In der ersten Entwicklungsphase stand die Auswahl eines geeigneten Ther-

* BzFE Nr. 537. Erster Bericht.

mits zur Simulation des flüssigen Brennstoffs im Vordergrund.

Nach sorgfältigen Untersuchungen fiel die Entscheidung zu Gunsten eines Eisenoxyd/Aluminium - Thermits. Die Alumino-thermie ist bei der Reaktion wie folgt



Die freiwerdende Wärme reicht aus, um die Schmelze auf >3000 K zu erwärmen (adiabate Aufheizung des Thermits angenommen).

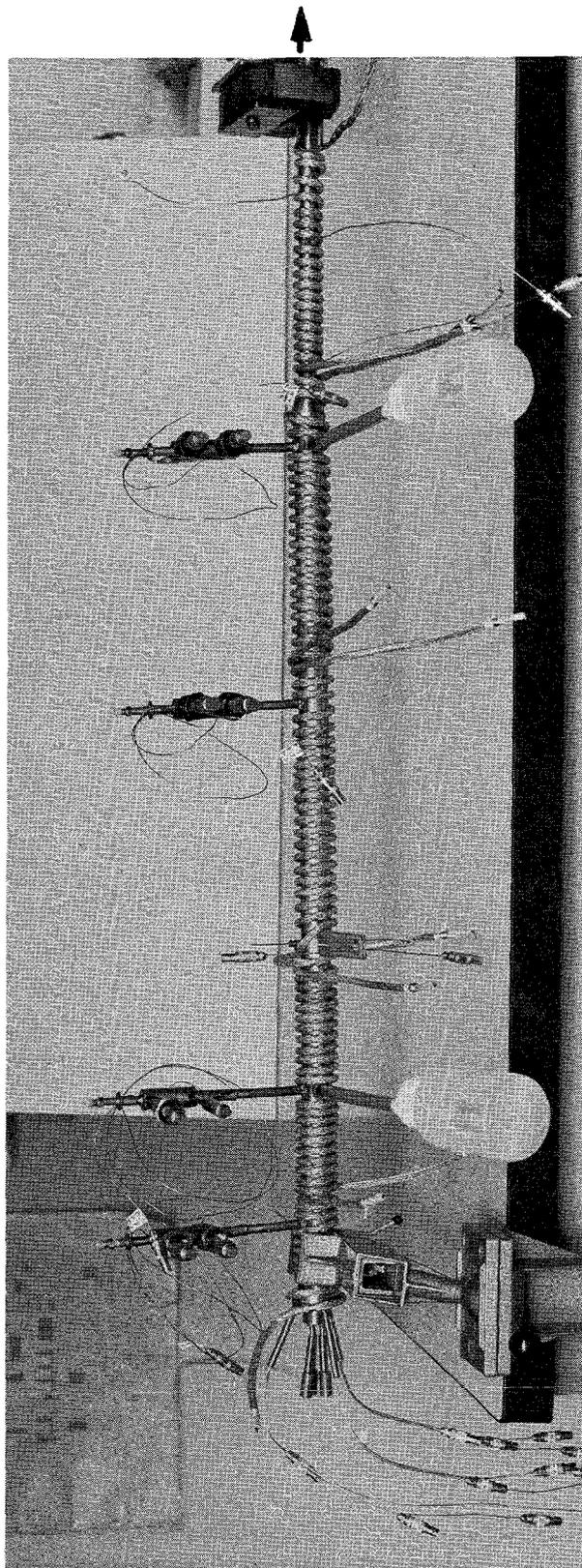
In einer zweiten Phase, die stärker experimentell ausgerichtet war, wurden die Möglichkeiten der technischen Machbarkeit untersucht. Insbesondere war das Problem der gleichzeitigen Zündung einer Anordnung zu lösen, die eine große Ausdehnung in axialer Richtung aufweist. Hierzu wurde ein spezieller Zünder entwickelt (zum Patent angemeldet). In zahlreichen Versuchen wurde die Herstellung der Thermit-Pellets erprobt und das Verhalten des Thermitstabes untersucht. Schließlich wurden einzelne Stäbe in Natrium abgebrannt.

Die dritte Phase galt der Entwicklung eines Klein-Bündels, bestehend aus 3 Thermitstäben von 7 mm Durchmesser. Bisläng wurden 2 derartige Bündelversuche in Natrium durchgeführt. Beispielhaft seien im Folgenden die Ergebnisse des 2. Tests wiedergegeben.

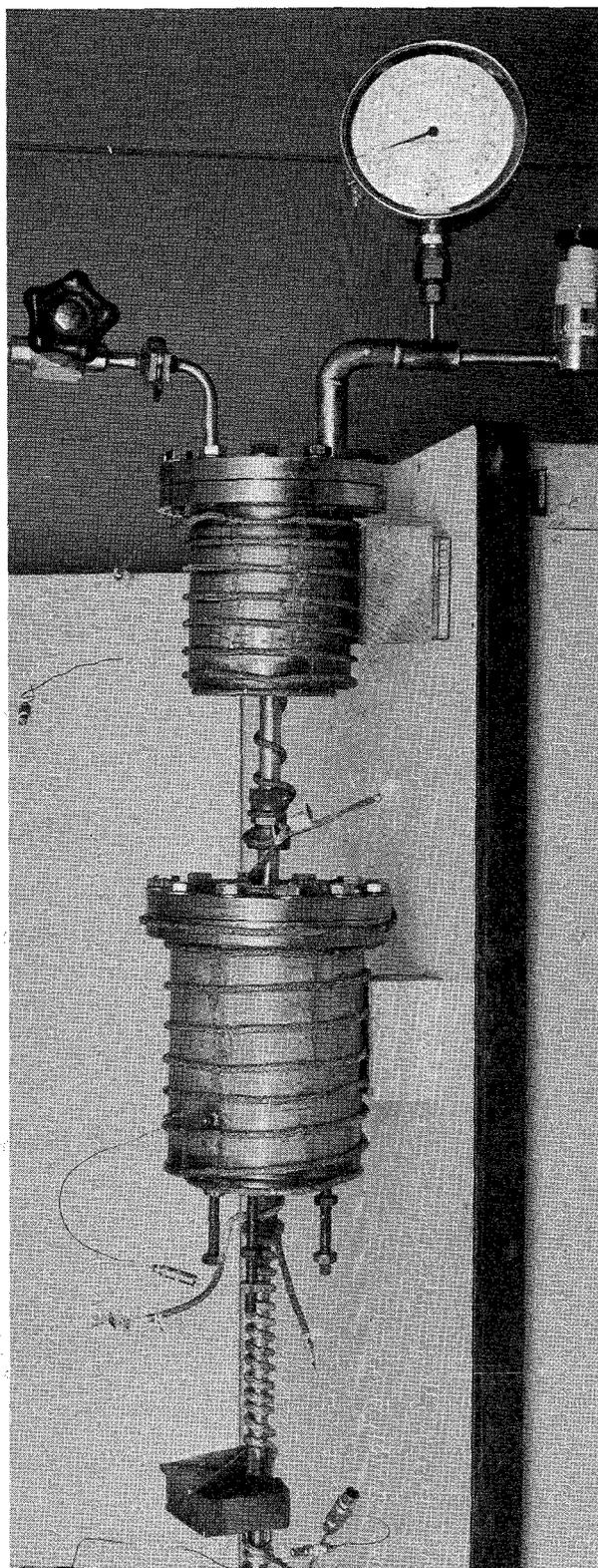
Versuchsergebnisse

In einem Rohr mit 20 mm Innendurchmesser sind 3 Stäbe mit einer Thermitssäule von 200 mm untergebracht. Die einzelnen Thermitstäbe sind mit Rundmaterial von 7 mm ϕ bis auf 745 mm verlängert. Drei Halbstäbe simulieren die Nachbarstäbe und dienen der Führung von Thermoelementen. Abstandshalter halten die Stäbe und Halbstäbe in Position (Abb. 21). Mit Hilfe der umfangreichen Instrumentierung war es möglich, einen gewissen Überblick über die während des Versuches ablaufenden stark transienten Vorgänge zu bekommen. Die Abbildung 22 gibt einen Überblick über die noch nicht vollständig ausgewerteten Meßverläufe.

Durch Registrierung der Zündströme der 3 Thermitstäbe war es möglich, den Zeitpunkt des Zündens zu erfassen. Es wurde festgestellt, daß die Stäbe im Abstand 0.095 bzw. 0.550 μs gezündet haben.



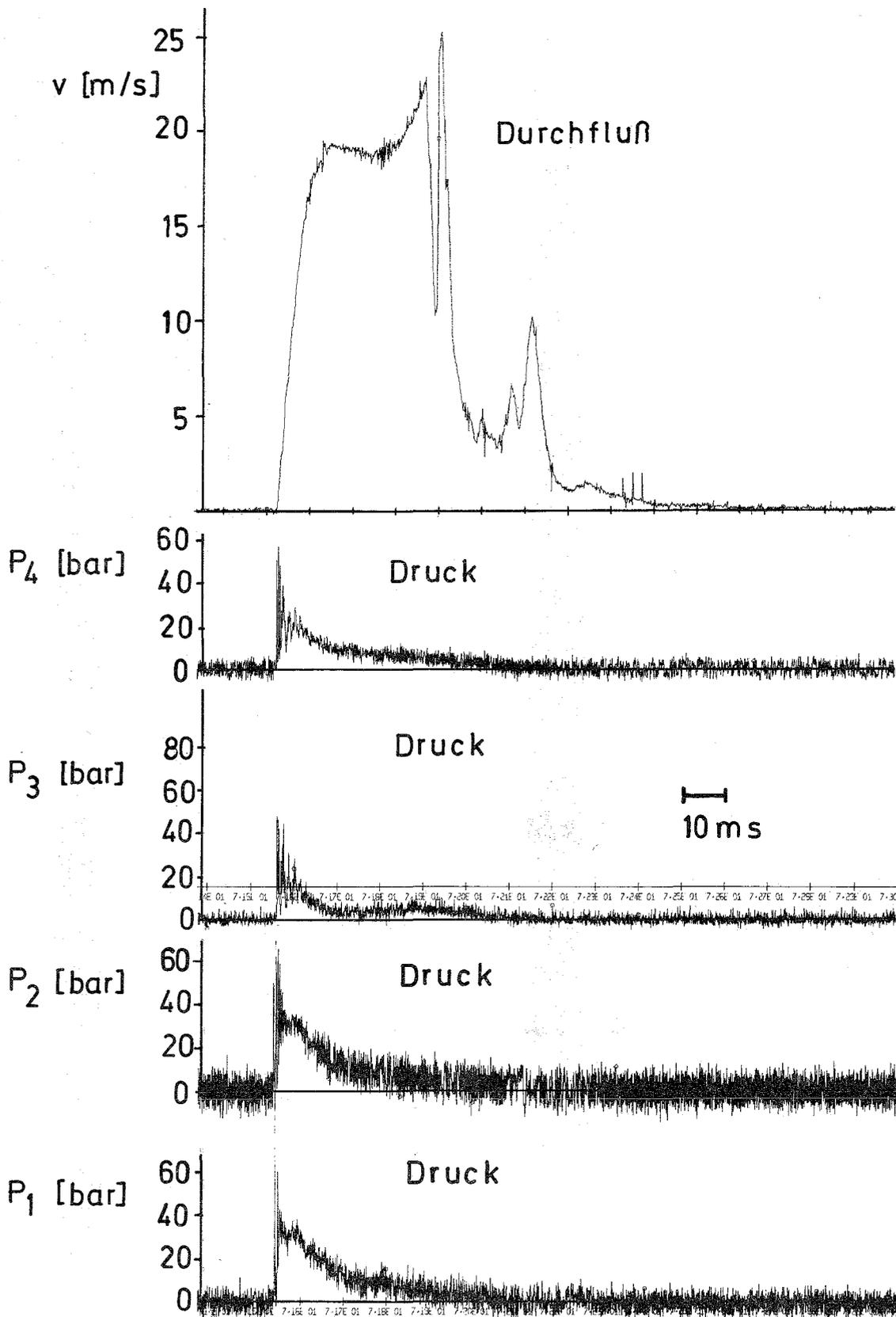
Teststrecke mit Instrumentierung



Ausgleichbehälter, Natrium pool

GfK
IREGesamtansicht der Teststrecke
für Versuche mit Thermit

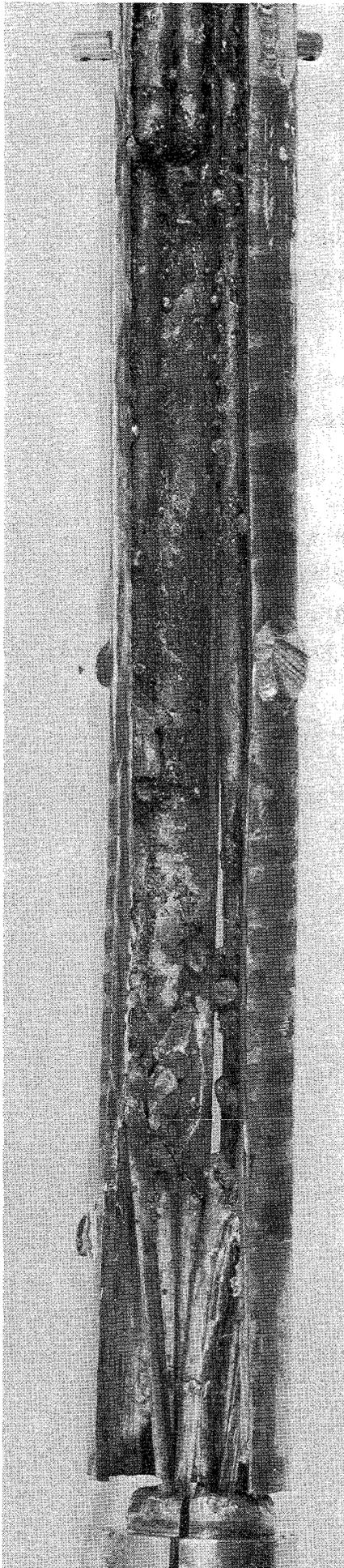
Abb. 21



GfK
IRE

Die wichtigsten Meßverläufe
von Thermitversuch 49

Abb.22

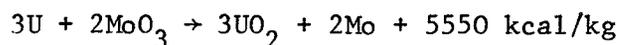


Der Verlauf des Durchflußmessersignals zeigt, daß 0.035 s nach dem Zünden eine Dampfblase im Bereich des Aufnehmers die weitere Messung unzuverlässig macht. Andererseits zeigt die Integration des Durchflusses, daß nach Zünden des ersten Stabes ein Natriumpfropfen, sämtliche den Stab umschließende Subkanäle umfassend, ejaktiert worden ist. Zum Zeitpunkt des Zündens von Stab 2 und 3 war bereits ein durchgehender Dampfkanal vorhanden. Dies kann u.a. den Druckverläufen entnommen werden, die nur zum Zeitpunkt des Zündens von Stab 1 einen Druckaufbau von etwa 40 bar zeigen.

Die Abb.23 zeigt das geschlitzte und aufgeklappte Versuchsrohr mit einem Teil der Reaktionsprodukte. Die übrigen aus dem Natrium ausgewaschenen Reaktionsprodukte werden z.Zt. einer chemischen und mechanischen Analyse unterzogen.

Weiteres Vorgehen

Das Nahziel wird sein, die Gleichzeitigkeit des Zündens so zu verbessern, daß mehrere Stäbe innerhalb von 10 ms abbrennen. Lösungsmöglichkeiten sind bekannt. Längerfristig besteht das Ziel, auf ein anderes Thermit überzugehen,



um die Brennstoff-Natrium-Reaktion selbst noch exakter nachbilden zu können.

Abb.23: Geschlitztes und aufgeklapptes Versuchsrohr im Bereich der Thermitladung nach dem Versuch (V49).

Ziel der Untersuchungen ist die Erforschung

- der während einer Brennstoff-Natrium-Reaktion auftretenden Druck-Zeit-Verläufe
- des Mitreißens von Hüllwerkstoff und Brennstoff während oder kurz nach der Na-Ejektion (dadurch ergibt sich möglicherweise ein negativer Reaktivitätseffekt, der den positiven Voidkoeffizienten in gewissen Fällen kompensiert).
- der Ausbildung von Blockaden durch Erstarren der Brennstoff- und Stahlschmelze in kälteren Abschnitten des Brennelementes und/oder durch Filterwirkung der Abstandshalter.

Gerade bei der Beantwortung dieser Fragen kommt es entscheidend auf die gute Simulation der wirklichen Reaktorverhältnisse an, d.h. daß die Reaktion aus der Brennelementgeometrie heraus erfolgt. Die entwickelte Thermittechnik bietet sich als eine gut geeignete Methode zur Erreichung dieser Ziele an.

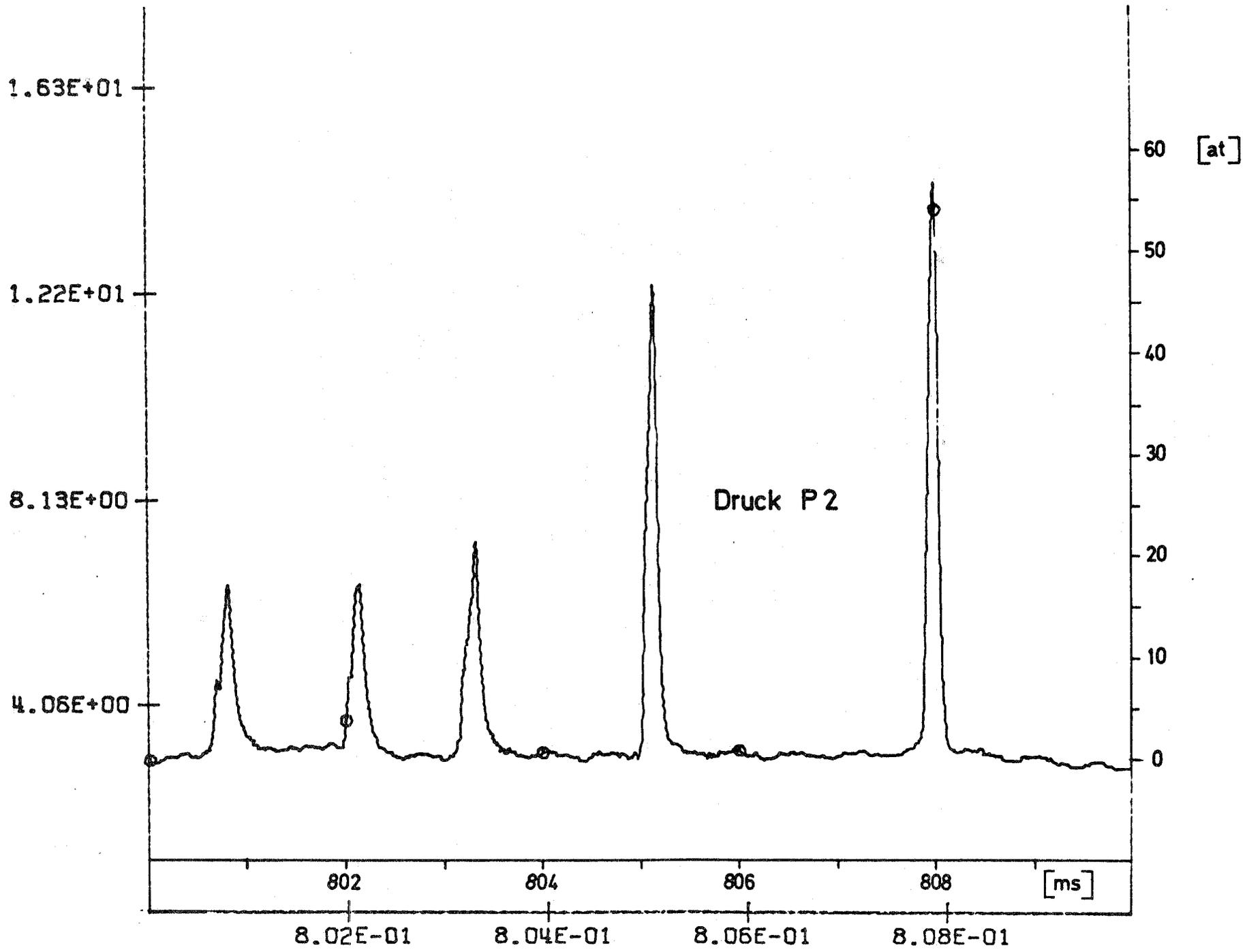
1236.3 Niederschmelzversuche an Brennstäben mit Natriumkühlung
durch direkte elektrische Beheizung*

(H. Deckers, H. Drexler, S. Gross, H. Lehning, D. Piel,
H. Reiser, IMF)

In der Natriumlooplanlage des IMF wurden die out-of-pile-Experimente zur Wechselwirkung von geschmolzenem UO_2 mit Natrium nach Leistungsexkursionen fortgeführt. Die Meßwerte der ersten drei Experimente sind ausgewertet worden. Es handelt sich dabei um Versuche mit Einzelstäben in einem ringförmigen Kühlkanal. Parameter war - bei im übrigen gleichen Betriebsbedingungen - die Natriumgeschwindigkeit in der Testzone. Die Auswertung bestätigte, daß die Dauer der bei der Brennstoff-Natrium-Wechselwirkung auftretenden Druckpulse immer weniger als 1 msec betrug, und daß damit deren Energieinhalt sehr klein ist. Höhe und Breite der Druckspitzen werden nach den bisherigen Ergebnissen nicht erkennbar durch die Kühlmittelgeschwindigkeit beeinflusst. Die Abb. 24 zeigt als Beispiel einen 10 ms-Ausschnitt aus dem Druckverlauf in der Teststrecke nach dem Stabversagen bei einem der Einstab-Versuche. Die Natriumtemperatur betrug hierbei $520^{\circ}C$ und die Kühlmittelgeschwindigkeit 7,4 m/s.

Parallel zu den Auswertungsarbeiten wurden die Stromversorgungseinrichtungen für Experimente mit Siebenstabbündeln in Betrieb genommen und zwei Abschmelzversuche durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Experimente deuten nach einer groben Sichtung der Meßwerte darauf hin, daß die Amplituden der Druckpulse unter sonst gleichen Bedingungen bei den Bündelversuchen insgesamt geringer sind, als bei den vorangegangenen Einzelstabversuchen. Die Auswertung und Interpretation der Versuchsergebnisse ist im Gange.

* BzFE Nr. 535.4



123-66

VS05.SN03 V. 27.05.75 / MAX. DRUCKPEAK V. P2X1 (800-810 MS)

Abb. 24

1239. Untersuchung zur Kühlung von Kernschmelzen*

(G. Fieg , INR)

Nach schweren hypothetischen Reaktorunfällen können in größeren Mengen geschmolzene Kernmaterialien mit innerer Wärmeproduktion auftreten. Eine Rückhaltung dieser geschmolzenen Coremassen innerhalb des Containments muß gewährleistet sein. Zur Klärung dieses Sachverhaltes ist die Kenntnis des Wärmetransports aus volumbeheizten Schichten notwendig.

Hier werden die ersten experimentellen Ergebnisse des Wärmetransports an volumbeheizten, horizontalen Flüssigkeitsschichten gezeigt. Die Messungen wurden in einem flachen horizontalen Behälter mit der Grundfläche 15 cm x 15 cm ausgeführt. Die durch Joule'sche Wärme volumbeheizte Flüssigkeitsschicht ist zwischen isothermen Wänden im Abstand L eingeschlossen (L variierte von 1 cm bis 3.5 cm). Die horizontalen Wände sind polierte Frontflächen von Wärmetauschern; die Isothermie der Wände wird durch thermostatisch kontrolliertes Wasser aufrecht erhalten, welches durch die Wärmetauscher zirkuliert.

Die nach oben bzw. unten abgegebenen Wärmemengen wurden integral gemessen durch den Massendurchsatz und die Aufheizspanne des durch die Wärmetauscher zirkulierenden Wassers.

Die Messungen wurden, im Gegensatz zu bisherigen veröffentlichten, bis zu Rayleigh-Zahlen

$$Ra = g\beta L^3 \Delta T^+ / \nu a = \frac{g\beta}{\nu a} \left(\frac{L}{2}\right)^3 \left(\frac{QL}{8\lambda}\right) \sim 2 \times 10^7$$

ausgedehnt, Abb.25. Die Resultate bestätigen frühere Messungen.

* BzFE Nr. 549.5 / Erster Bericht

Sie zeigen, daß bei sehr hohen Rayleigh-Zahlen der Wärmetransport durch die obere Begrenzung mehr als dreimal so hoch ist wie durch die untere.

- Erste Ergebnisse von Messungen, die bis in den Bereich des Siedens der Flüssigkeitsschicht unternommen wurden, zeigen keine, früher postulierte, Abnahme des Verhältnisses Wärmefluß nach oben zu Wärmefluß nach unten.
- Der "Convective Cooling Parameter" (Abb. 20)

$$M = \frac{\frac{QL^2}{8\lambda}}{T_{\max} - T_{\text{wall}}}$$

ist ein Maß für den durch Konvektion bedingten Abbau der Überhöhungstemperatur $\left(\frac{QL^2}{8\lambda}\right)$, die sich bei reiner Konduktion einstellen würde.

Referenzen

- /1/ F.A. Kulacki and R.J. Goldstein
J. Fluid Mech. 55, 2, pp. 271 - 287 (1972)
- /2/ R.S. Peckover and I.H. Hutchinson
Phys. of Fluids 17, 7, pp. 1369 - 1371 (1974)
- /3/ M. Jahn and H.H. Reineke
priv. communication (1973)

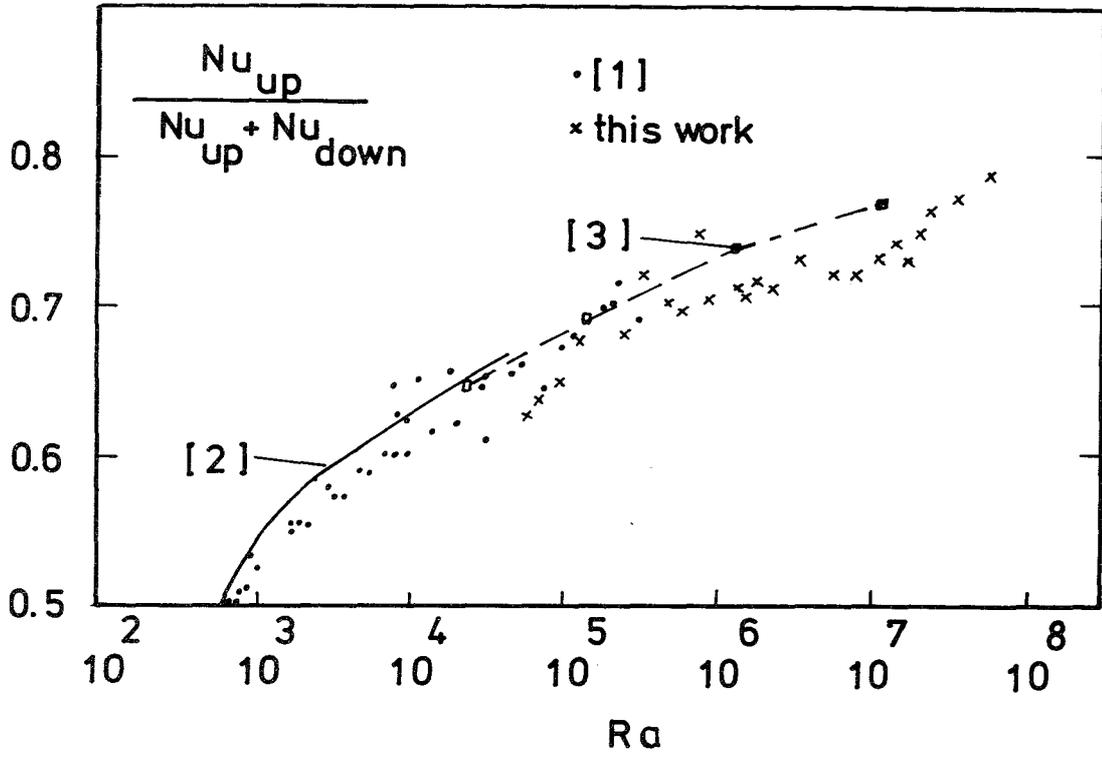


Abb. 25 Fraction of energy transport at the upper boundary vs Ra-Number

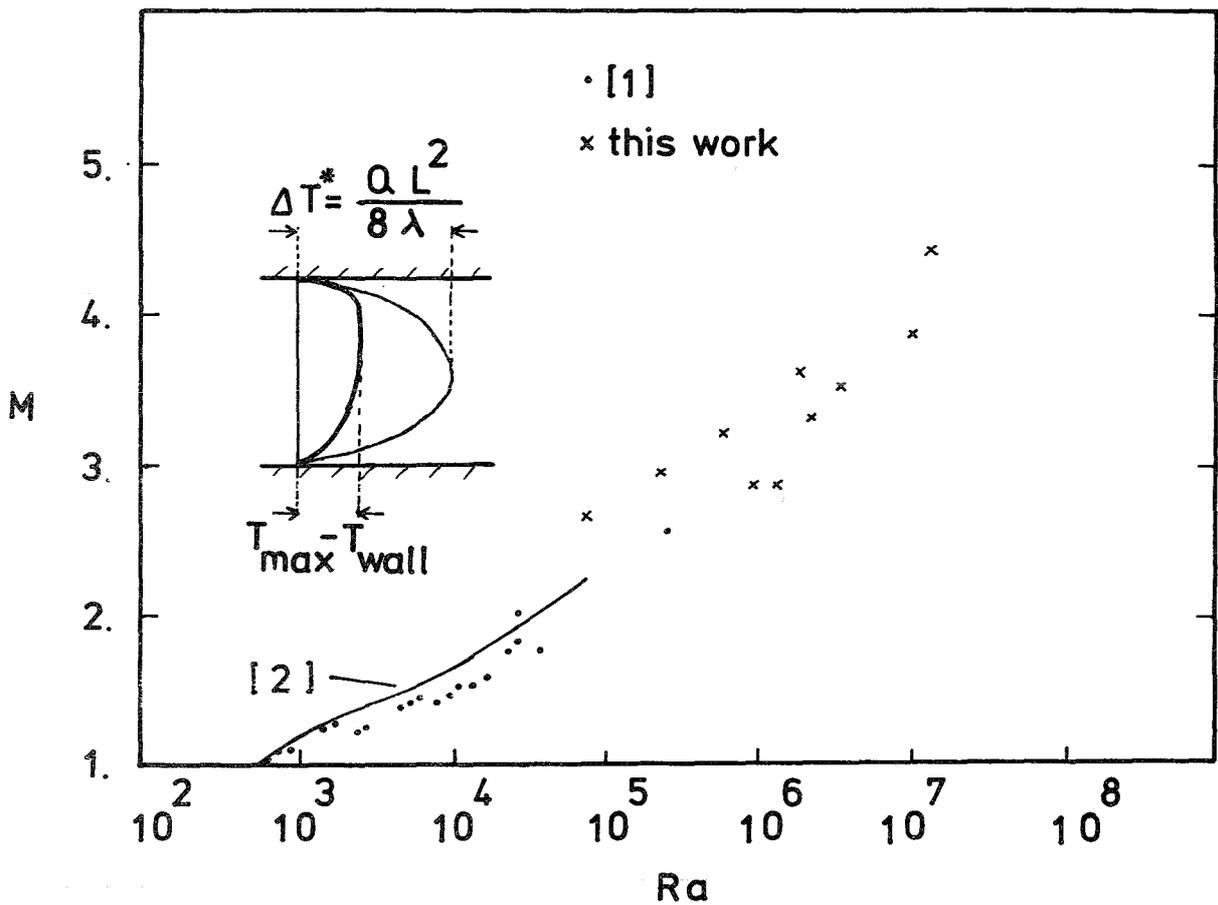


Abb. 26 Convective Cooling Parameter vs Ra-Number

124 ENTWICKLUNG DER INSTRUMENTIERUNG UND SIGNALVERARBEITUNG
ZUR KERNÜBERWACHUNG

1241 Nachweis von Durchflußstörungen am Brennelement

1241.1 Entwicklung von Dauermagnet-Durchflußmessern^F

(St. Müller, G. Thun, IRB)

Im Berichtszeitraum sind im IRB die Einbauten für den Bestrahlungseinsatz gefertigt und ihre out-of-pile-Erprobung in Na-Kreisläufen vorbereitet worden.

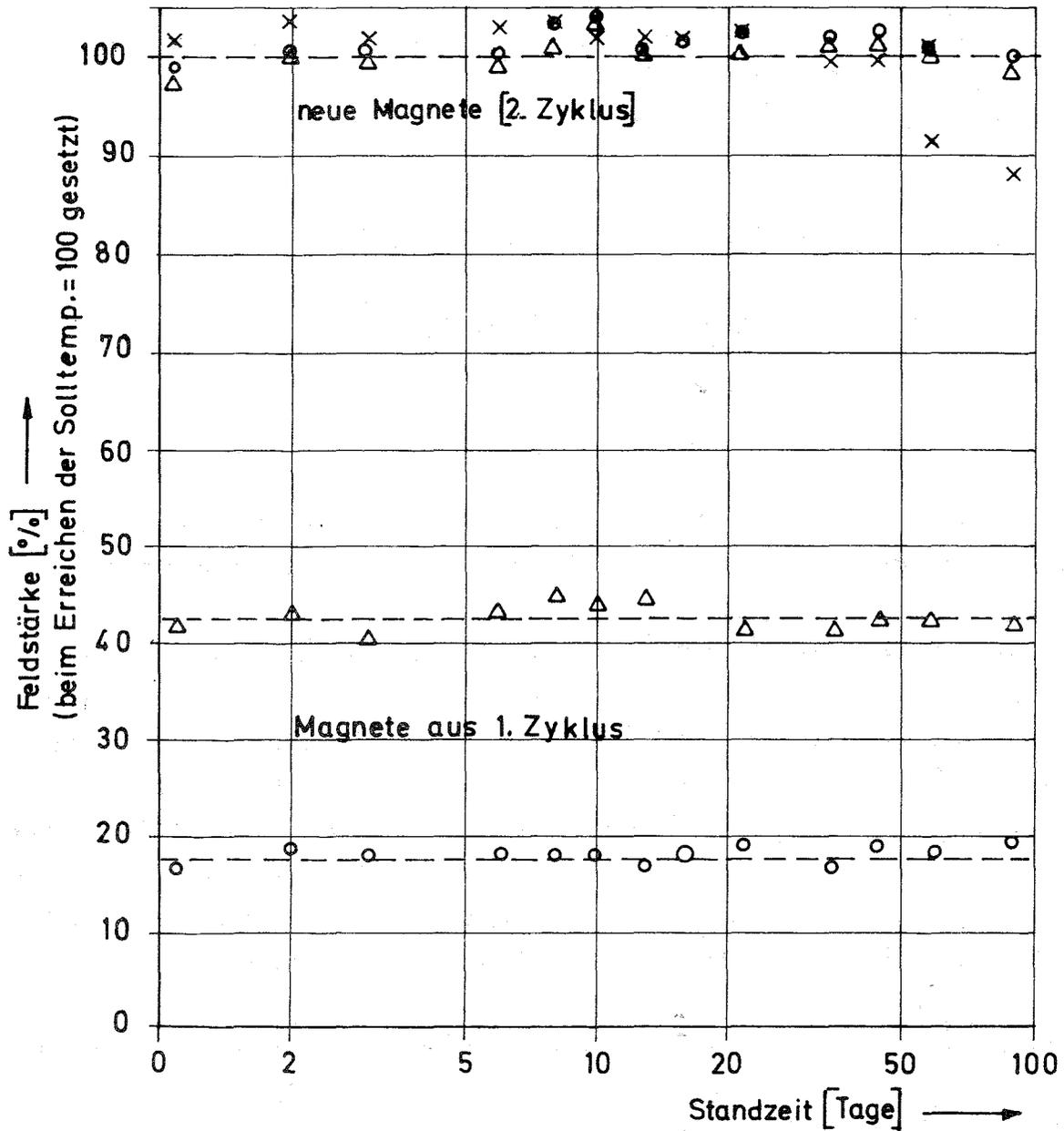
Zu diesem Vorhaben sind bei DEW in Dortmund Temperatur-Dauerstandtests von Magnetmaterialien angelaufen. Abb. 1 zeigt erste Versuchsergebnisse. Von den voll aufmagnetisiert eingesetzten Proben zeigen nur die bei 600°C Ofentemperatur untersuchten bereits nach 100 Tagen einen Abfall in der Feldstärke.

Es ist bekannt, daß durch ein Abmagnetisieren des Werkstoffs der Arbeitspunkt in einen stabileren Bereich wandert. Da die Durchflußmesser-Erprobungen im Na genügend große Signale lieferten, schien es gerechtfertigt, einen Magnetkraftverlust zugunsten einer längeren Stabilität in Kauf zu nehmen und dies zu untersuchen.

Dazu wurde einer der drei Öfen (550°C) abgeschaltet und teilweise mit neuen Proben mit bis zu 40 % verringerter Magnetisierung bestückt.

Seit Mitte Sept. 1975 wird dieser Ofen nun bei 600°C betrieben.

Abb. 2 zeigt eine Ansicht des Versuchsaufbaus mit den Vorrichtungen zur Feldstärkemessung während des Betriebes sowie die dazugehörigen Versorgungs- und Regeleinrichtungen.



Einsatztemperaturen: x : 600 °C
 o : 575 °C
 Δ : 550 °C

Meßbeginn: 10.6.75 2. Zyklus

Abb.2 Zeitlicher Verlauf der Feldstärke in Abhängigkeit von den Einsatztemperaturen

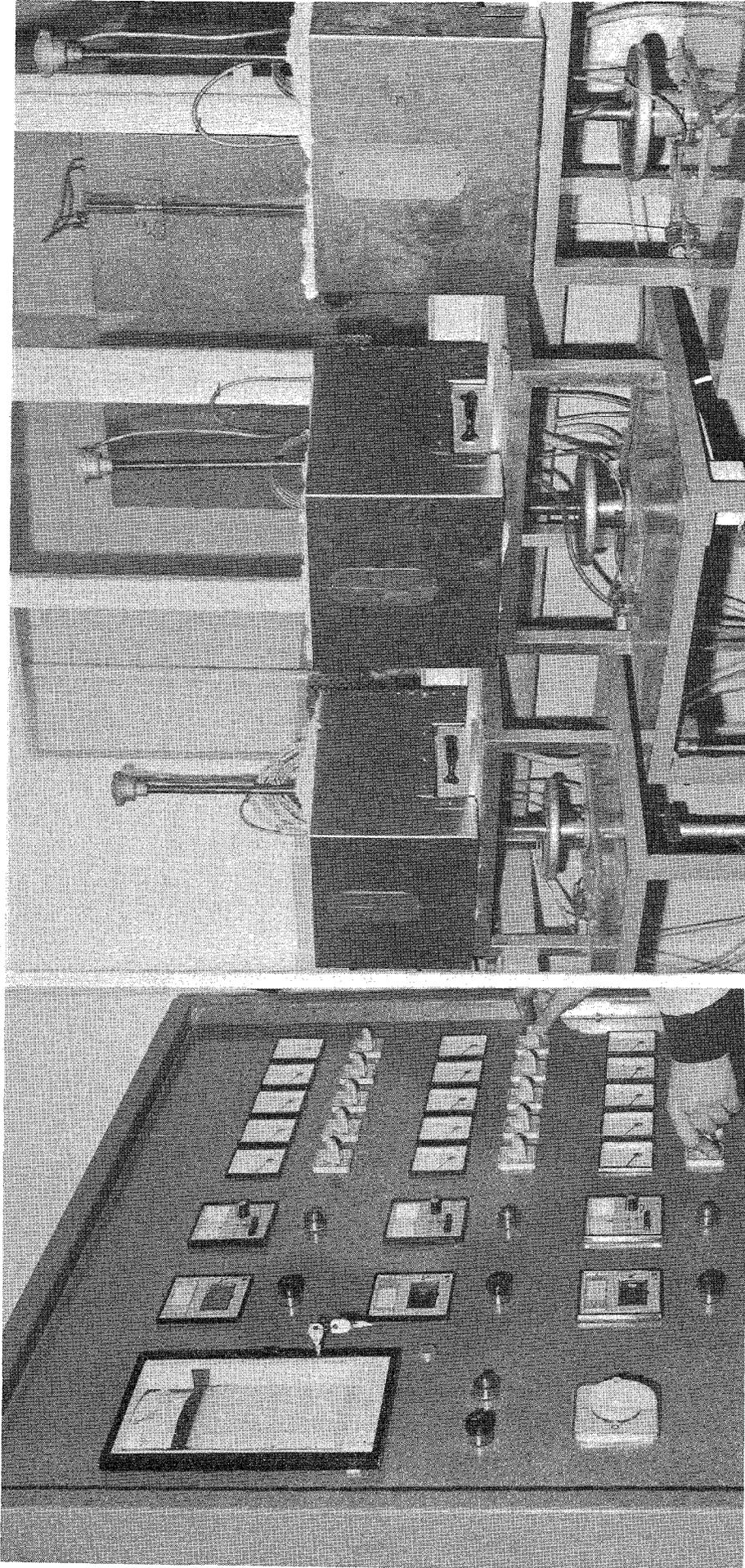


Abb. 2 Ansicht der Versuchseinrichtung bei DEW

1242 Hüllenüberwachung an Brennelementen *

(S. Jacobi, G. Schmitz, IRE)

Experimente an der KNK I

Die Auswertung der gegen Ende des Betriebes der KNK I mit einem Ge(Li)-Detektor an der Schutzgasleitung aufgenommenen Gammaskpektren wurde abgeschlossen. Tab. 1 und Abb. 3 geben die gemessenen Aktivitätskonzentrationen der Spaltedelgase in dieser Leitung und ein zugehöriges Spektrum wieder.

Die Spaltedelgase entstehen ebenso wie die übrigen Spaltprodukte durch Spaltung von Spaltstoff im Brennstab und auf der Brennstaboberfläche. Die auf der Brennstaboberfläche erzeugten Edelgase gelangen vollständig ins Natrium, ein Teil der im Brennstab erzeugten gelangt nur dann ins Natrium, wenn ein Defekt einer Stabhülle vorliegt. Aus dem Natrium diffundieren die Spaltedelgase teilweise in das Schutzgas und in die Schutzgasleitung, in der ihre Aktivitätskonzentrationen gemessen wurden. Für den Fall, daß kein Brennstabdefekt vorliegt, gelten für die radioaktiven Spaltedelgase im Natrium und im Schutzgas die folgenden Gleichungen:

$$\frac{d N_i^K}{dt} = v_i \cdot S - \lambda_i \cdot N_i^K - a \cdot N_i^K \quad (1)$$

$$\frac{d N_i^S}{dt} = a \cdot N_i^K - \lambda_i \cdot N_i^S - \frac{N_i^S}{V^S} \cdot Q \quad (2)$$

wobei N_i^K = Zahl der Atome des i-ten Spaltedelgasisotops im Natrium, N_i^S = Zahl der Atome des i-ten Spaltedelgasisotops im Schutzgas, v_i = kumulative Spaltausbeute des i-ten Isotops, λ_i = Zerfallskonstante des i-ten Isotops, S = Spaltrate, a = Übergangskoeffizient Natrium-Schutzgas, V^S = Volumen des Schutzgases, Q = Mittlere Gasabgaberrate aus dem Reaktor.

Wegen der Größe der relativen Fehler der gemessenen Aktivitätskonzentrationen ist es zulässig anzunehmen, daß der Übergangskoeffizient a für Kr und Xe gleich ist. Messungen in /1/ ergaben einen Unterschied von 10 % für Kr und Xe.

*

BzFE Nr. 642.4. Letzter Bericht in KFK 1275/1, S. 124-4

Im Gleichgewicht gilt:

$$\frac{dN_i^K}{dt} = \frac{dN_i^S}{dt} = 0 \quad (3)$$

Für die Aktivitätskonzentration des i -ten Spaltgasisotops an einem bestimmten Ort in der Abgasleitung nach der Laufzeit t_L gilt:

$$A_i^L(t_L) = \lambda_i \cdot \frac{N_i^S}{V^S} \cdot e^{-\lambda_i \cdot t_L} \quad (4)$$

Setzt man die Gleichungen (1) bis (3) in (4) ein, so ergibt sich

$$A_i^L(t_L) = \frac{\lambda_i \cdot a \cdot v_i \cdot S}{(\lambda_i + a)(\lambda_i \cdot V^S + Q)} \cdot e^{-\lambda_i \cdot t_L}$$

Unter Berücksichtigung der Betriebs- und Anlagedaten $V^S = 2,1 \text{ m}^3$, $Q = 1 \text{ m}^3/\text{d}$, $t_L = 400 \text{ s}$ erhält man eine Gleichung mit zwei Unbekannten a und S . Bei Vorliegen von mindestens zwei Isotopen lassen sich a und S aus den gemessenen Aktivitätskonzentrationen bestimmen.

Aus der Tabelle 1 erhält man unter Berücksichtigung aller Isotope als typische Werte $S = 2 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$ und $a = 3,5 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$. Dem für a bestimmten Wert entspricht eine mittlere Verweilzeit der radioaktiven Spaltedelgase im Kühlmittel von 8 Stunden, er zeigt eine ausreichende Übereinstimmung mit den in /2/ und /1/ genannten Werten $2,5 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ und $2,9 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$.

/1/ V.M. Gryazev e.a.: Austritt radioaktiver Edelgase aus dem Kühlmittel in die Gasräume des Primärkreislaufs des Reaktors BOR-60, Atomnaya Energiya 33 (1972) No. 6, S. 965-968

/2/ G.S. Brunson: Monitoring Fission Gas in EBR-II by High-Resolution Gamma Spectrometry Nuclear Technology, Vol 25, March 1975, 553/571

Unter der Annahme, daß die gemessenen Aktivitätskonzentrationen ausschließlich durch die UO_2 -Kontamination an der Brennstaboberflächen verursacht werden, ergibt sich für die Kontamination folgende Beziehung:

$$\alpha = \frac{S \cdot M}{\Phi_{\text{th}} \cdot \sigma \cdot \psi \cdot N_{\text{O}} \cdot F}$$

wobei $M = \text{UO}_2$ -Molgewicht, Φ_{th} = mittlerer thermischer Neutronenfluß, $\sigma = \text{U235}$ -Spaltquerschnitt, $\psi = \text{U235}$ -Anreicherung, $N_{\text{O}} = \text{Avogadro-Zahl}$, $F = \text{Oberfläche aller Brennstäbe}$.

Mit den Konstanten und Betriebswerten $M = 270 \text{ g}$, $\Phi_{\text{th}} = 2,4 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, $\sigma = 5,82 \cdot 10^{-22} \text{ cm}^2$, $\psi = 0,0682$, $N_{\text{O}} = 6,023 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$, $F = 1,15 \cdot 10^6 \text{ cm}^2$ und $S = 2 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$ ergibt sich α zu $8,2 \cdot 10^{-8} \text{ g/cm}^2$.

Die Berechnung der durch diese Kontamination verursachten Impulsrate des Delayed Neutron Detector (DND) führt bei einer Reaktorleistung von $47,3 \text{ MW}_{\text{th}}$ zu einem Wert von $8,0 \cdot 10^3 \text{ I/min}$. Ein Anhalten des am DND vorbeifließenden Natriums senkt die Impulsrate um den Anteil der Emitter verzögerter Neutronen. Dieser Anteil ergab sich lediglich zu $(5,6 \pm 2,1) \cdot 10^2 \text{ I/min}$. Da hierdurch die Annahme einer Uranoberflächenkontamination von $8,2 \cdot 10^{-8} \text{ g/cm}^2$ nicht bestätigt wird, kann das Vorhandensein eines oder mehrerer Brennstab-Lecks nicht ausgeschlossen werden.

Veröffentlichungen zu 1242:

(1) S. Jacobi, K. Letz, G. Schmitz:

Freisetzung und Nachweis von Spaltprodukten aus defekten Brennstäben im HSD-Loop des FR2; KFK-Nachrichten 2/1975, S. 19 - 27 und KFK-Nachrichten 3/1975, S. 71-Errata.

(2) S. Jacobi, G. Schmitz, K.Ch. Stade, H.H. Stamm:

Failed Fuel Detection Systems at the KNK Nuclear Power Station IAEA Specialists Meeting on "Fission and Corrosion Product Behaviour in Primary Circuits of LMFBR's"
Dimitrovgrad, U.S.S.R., September 8-11, 1975

Tabelle 1: Aktivitätskonzentrationen der Spaltedelgase in der Abgasleitung der KNK I in der Zeit vom 21.8. bis 30.8.1974.

Nuklid	Halbw.-zeit	Kum. Spalt- ausb. [⁻ %]	Aktivitätskonzentrationen [⁻ n Ci / cm ³]						Rel. Fehler [⁻ %]
			21.8. 14. ³⁰	22.8. 18. ¹⁰	23.8. 8. ⁴⁰	26.8. 8. ⁰⁵	28.8. 8. ¹⁸	30.8. 8. ²⁵	
Xe 138	14,1 m	5,4	11,5	7,9	9,3	8,4	8,4	11,1	15
Xe 135 ^m	16,5 m	1,8	1,7	1,8	2,4	1,8	2,0	2,3	25
Kr 87	1,27 h	2,5	25,4	25,7	25,8	22,6	24,0	26,9	10
Kr 88	2,8 h	3,5	24,9	25,6	26,5	25,0	24,9	26,9	10
Kr 85 ^m	4,4 h	1,3	14,8	14,6	14,4	14,8	12,7	15,1	15
Xe 135	9,15 h	6,3	74,5	76,2	86,5	76,3	96,9	83,8	5

Die Absolutangaben der Aktivitätskonzentrationen sind bezogen auf die Angaben für Xe¹³⁵ in [⁻3].

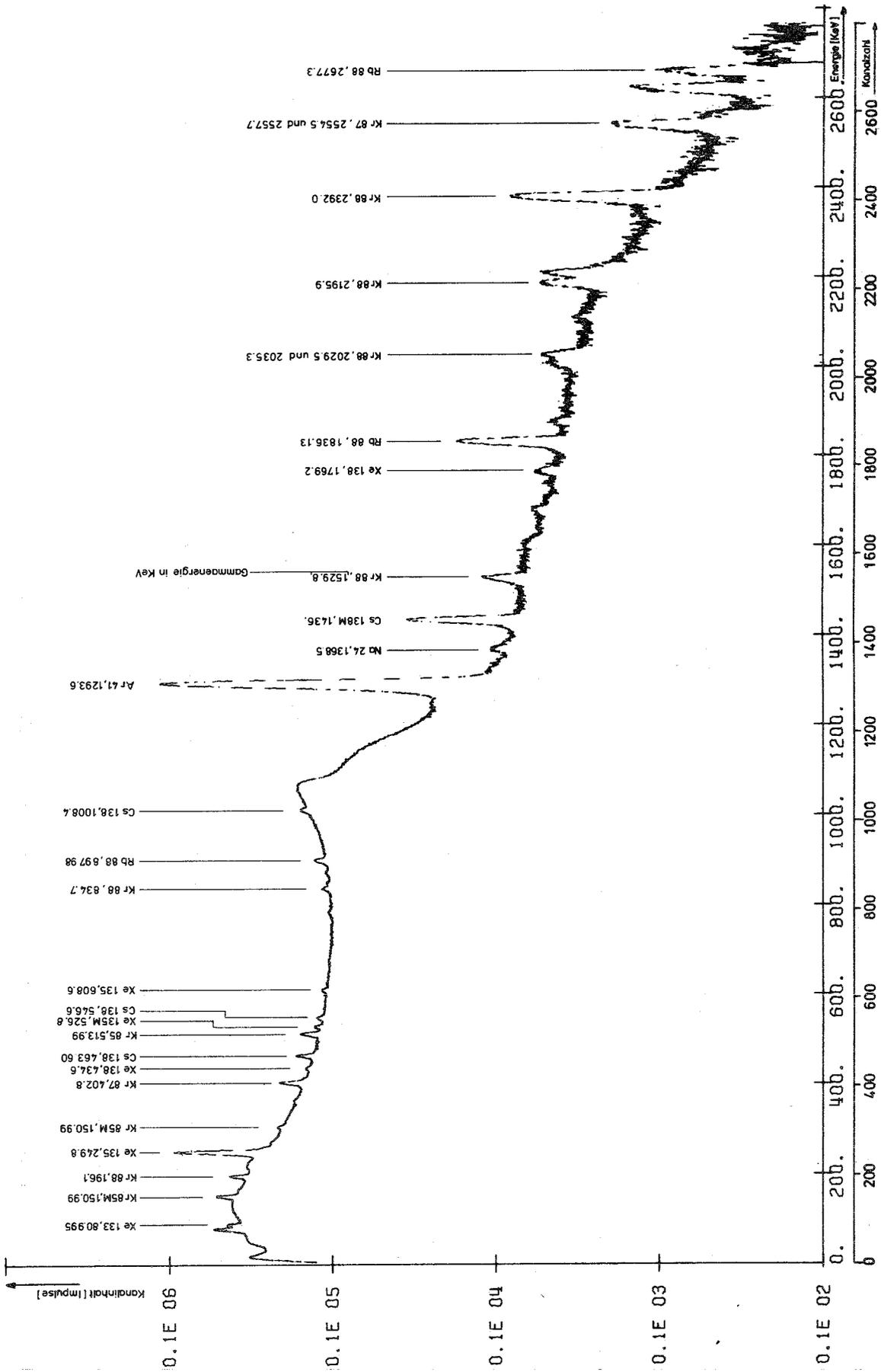


Abb. 3: Gammasktrum an der Schutzgasleitung am 28. 8. 74, 8.18 Uhr. Thermische Reaktorleistung: 47 MW

1244 Akustische Meßverfahren in Natrium-Systemen^F

(J. Aberle, H. Rohrbacher, K. Schleisiek, IRE;

G. Reimann, IMF)

Zur Untersuchung der Möglichkeiten einer akustischen Siededetektion ist der Einbau eines elektrisch beheizten Siedegenerators in die KNK II geplant. Die Zuverlässigkeit des Generators sowie Art und Ablauf der Siedevorgänge werden in einem out-of-pile-Test in der NABEA des IRE untersucht.

Untersuchungen zur Blockadegröße:

Abb.4 zeigt den Aufbau des Siedegenerators. Das aus 127 Stäben (davon 18 beheizt) bestehende Bündel im zentralen zylindrischen Teil wird von unten nach oben vom Natrium durchströmt. Es ist von vier Dummy-Sechskantkästen umgeben, die einen Reaktorkern-Ausschnitt simulieren und eine Aussage auch über die radiale Ausbreitung akustischer Signale gestatten. Durch den Aufbau oberhalb des Bündels wird eine Natriumspiegelhöhe erreicht, die etwa der der KNK vergleichbar ist.

Die beiden elektromagnetischen Pumpen der NABEA gestatten eine Kühlmittelgeschwindigkeit im Bündel von max. etwa 1 m/s. Bei dieser niedrigen Geschwindigkeit könnte die Siedetemperatur trotz der geringen Zahl der beheizten Stäbe auch hinter einer ebenen Blockade erreicht werden. Es war deshalb zu untersuchen, ob die bisher geplanten, kegelförmig angeordneten Antikonvektionsbleche (für diese Anordnung ist eine Vorausberechnung der Temperaturverteilung nicht möglich und die Interpretation der Siedevorgänge schwierig) durch eine ebene Platte ersetzt werden können.

Eine erste Abschätzung der hinter der Blockade zu erwartenden Temperaturerhöhung wurde unter Verwendung der bei den Wasserversuchen erzielten Ergebnisse /1/ durchgeführt. Dabei wurde angenommen, daß im Bereich der Blockade in radialer Richtung vollständige Vermischung zwischen dem beheizten und unbeheizten Bereich erfolgt.

/1/ KFK 1274/2, S. 123-11

Die Abschätzung ergab, daß z.B. bei einer Kühlmittelgeschwindigkeit von 1 m/s, einer Wärmestromdichte von 250 W/cm^2 und einer Blockade von 30 % eine lokale Temperaturerhöhung von 500°C zu erwarten ist. Aufgrund dieses Ergebnisses wurde eine Blockadengröße von 34 % (96 Unterkanäle) festgelegt. Eine Vergleichsrechnung für diese Blockade mit dem SABRE-Code lieferte eine Temperaturerhöhung von 575°C und bestätigte damit weitgehend die vorausgehende Abschätzung.

Als Grenzfall der Kühlbarkeit ist der Wärmetransport aus dem Blockadebereich an die Hauptströmung durch reine Wärmeleitung zu betrachten. Hierzu wurden zweidimensionale Rechnungen mit dem TIGER-Code durchgeführt. Diese Rechnungen zeigen, daß unter transienten Bedingungen bei der maximalen Wärmestromdichte von 250 W/cm^2 nach 2 s die Sättigungstemperatur erreicht wird. Im stationären Fall reicht eine Wärmestromdichte von 40 W/cm^2 zur Einstellung der Sättigungstemperatur aus.

Instrumentierung des Siedegenerators:

Die Instrumentierung sieht insgesamt elf akustische Meßstellen vor, die nach Abb. 4 in verschiedenen Ebenen und teilweise hinter den vier Strukturkästen angeordnet sind. Es werden induktive, kapazitive und piezoelektrische Hochtemperatur-Sensoren eingesetzt, deren Übertragungsverhalten ein Auswahlkriterium für die akustischen Meßfühler für den KNK-II-Einsatz bildet. Weiterhin kommt eine Brennelementdurchflußsonde der Firma Interatom zum Einsatz. Die Durchflußsonde stellt eine auf 10 ms Ansprechzeit modifizierte Meßreferenz für die Ermittlung von Durchflußschwankungen während des Siedevorgangs dar. Es sind insgesamt 36 Temperaturmeßstellen zur Überwachung der Hüllentemperaturen der beheizten Stäbe sowie weitere Thermolemente im Bereich der Blockade und der Dummystäbe vorgesehen. Ein Teil der Signale der Temperaturmeßstellen der Heizstäbe dient gleichzeitig als Trip-Signale zur Regelung bzw. Abschaltung der Heizleistung beim Überschreiten unzulässig hoher Stab-Temperaturen. Zur Heizstabsicherung sind für die drei getrennten Lastgruppen Schnellschalteinrichtungen vorgesehen. Eine permanente Isolationsmessung der elektrisch isoliert aufgebauten Heizer mit hochliegendem Wechselspannungspotential ist zusätzlich in Aussicht genommen.

Die Datenerfassung wird aus einem analog registrierenden Teil gebildet, der die transienten Signale erfaßt. Darüber hinaus ist vorgesehen, alle Temperatursignale mit Hilfe der im IRE vorhandenen digitalen Datenerfassungsanlage

(ERA) aufzuzeichnen. Eine entsprechende Synchronisationseinrichtung wurde bereits fertiggestellt.

Stand der Arbeiten:

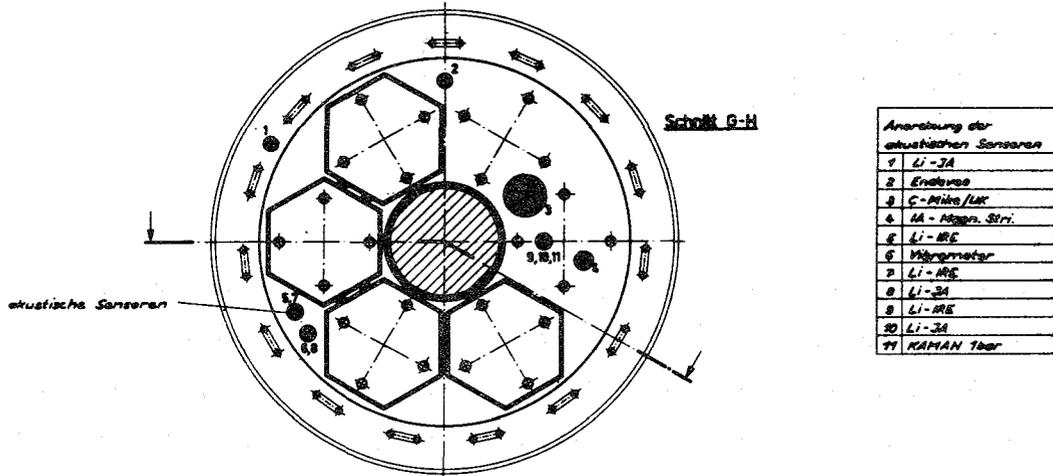
Das Heizstabbündel wurde bereits angeliefert und auf Dichtheit geprüft. Nachdem nunmehr die konstruktiven Arbeiten für den Siedegenerator abgeschlossen sind, wurde mit der Einzelteilerfertigung bereits begonnen. Mit Ausnahme des kapazitiven und magnetostriktiven Sensorsystems sind alle akustischen Aufnehmer angeliefert und geprüft. Die Komponenten der Datenerfassungsanlage sind ebenfalls einsatzbereit, lediglich die Einrichtungen zur Stabüberwachung müssen noch beschafft werden. Für den Betrieb der Heizstäbe wurde eine 200 kW-Stromversorgung bereitgestellt, die für parallel laufende Arbeiten aufgebaut wurde und für den Siedegenerator ohne nennenswerte Änderungen mitbenutzt werden kann.

Termine:

In Abstimmung mit den KNS-Experimenten /2/ ist vorgesehen, den elektrisch beheizten Siedegenerator im März/April 1976 in der NABEA des IRE in Betrieb zu nehmen.

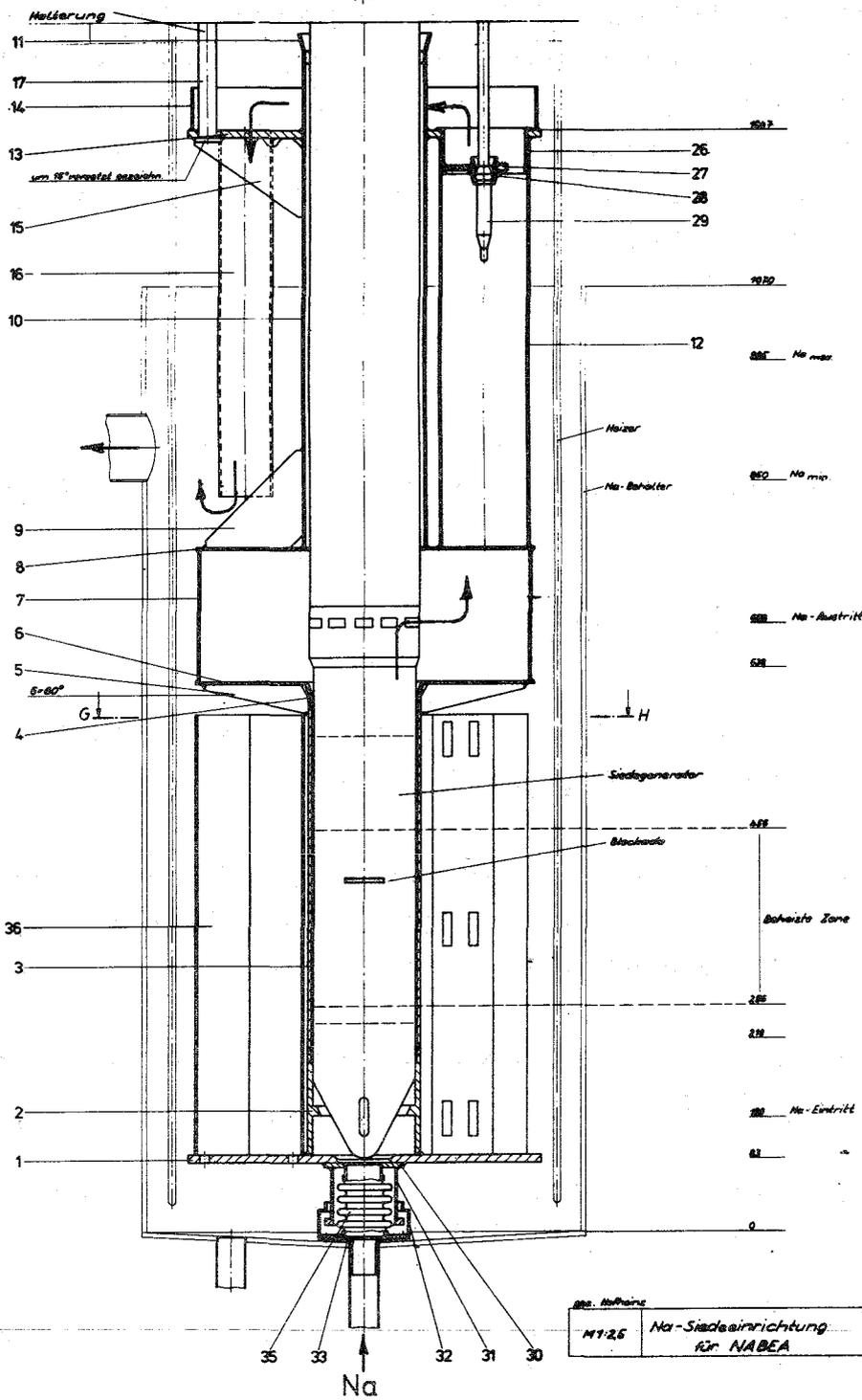
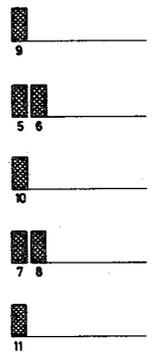
Veröffentlichungen zu 1244:

- (1) H.A. Rohrbacher, J. Aberle, R. Bartholomay: Akustische Meßverfahren am KNK I Reaktor. KFK-Nachrichten 2/75.
- (2) J. Aberle, A. Kaiser, H. Rohrbacher: Boiling Instrumentation and Signal Analysis of the 7-pin Bundle Experiment. Meeting of the Liquid Metal Boiling Working Group, Risley, Oct. 1-3, 1975.
- (3) H.A. Rohrbacher, R. Bartholomay: Ultraschallmeßtechnik in Natrium-Systemen, KFK 2116.
- (4) H.A. Rohrbacher, R. Bartholomay: Ultraschall-Tastoren für natriumgekühlte Reaktoren. KFK 2117.
- (5) H.A. Rohrbacher, J. Aberle: Akustische Messungen im KNK I-Reaktor. KFK 2156.



Anordnung der akustischen Sensoren

1	Li-3A
2	Endkappe
3	C-Mikro/LAR
4	KA - Messg. Str.
5	Li-MRE
6	Magnetometer
7	Li-MRE
8	Li-3A
9	Li-MRE
10	Li-3A
11	KAMAH Thor



NT 26	Na-Siedeinrichtung für NABEA	Raimann, MFZ/IST IMF-27-1-5477
-------	------------------------------	-----------------------------------

Abb. 4

1249 Rauschmessungen an der KNK und Erprobung von Neutronenflußdetektoren^F

Überwachung des Schutz- und Regelsystems von Leistungsreaktoren durch Korrelationsmessungen

(M. Edelmann, INR)

Die für den optimalen und sicheren Betrieb von Leistungsreaktoren erforderlichen Meßkanäle müssen einen hohen Grad an Zuverlässigkeit und Störsicherheit aufweisen. Aus den natürlichen Ausfallwahrscheinlichkeiten der einzelnen Bauteile des Kontroll- und Sicherheitssystems ergibt sich eine endliche Wahrscheinlichkeit für das Versagen des gesamten Überwachungssystems.

Die Ausfallwahrscheinlichkeit des Sicherheitssystems wird durch redundante und/oder diversitäre Auslegung mit entsprechenden Abschaltkriterien auf einen sehr kleinen Wert reduziert. Die bestimmungsgemäße Funktion einzelner Teile des Systems wird ferner durch regelmäßige Tests mit geeigneten Prüfsignalen während des normalen Reaktorbetriebes, im abgeschalteten Zustand oder während des Abschaltvorganges überprüft. Sicherheitssysteme werden außerdem so konzipiert, daß der Ausfall nicht redundanter Teile eine Abschaltung zur Folge hat. Dadurch wird allerdings die Verfügbarkeit (Lastfaktor) des Kraftwerks herabgesetzt. Solche Ausfälle könnten z.T. vermieden werden, wenn durch kontinuierliche und lückenlose Funktionsprüfungen während des Betriebes das beginnende Versagen einzelner (redundanter) Teile des Sicherheitssystems frühzeitig festgestellt würde.

Darüber hinaus werden seitens der Genehmigungsbehörden ständig wachsende Anforderungen an die Sicherheitseinrichtungen

von Reaktoren gestellt. So enthalten die RSK-Leitlinien /1/ für künftige (Leichtwasser-) Reaktoren eine Vorschrift, nach der Meßkanäle auf ihren Ausfall kontinuierlich zu überwachen sind. Die einschlägige Industrie arbeitet daher bereits jetzt an der Entwicklung entsprechender Prüfmethoden /2/.

Die bisher benutzten oder untersuchten Methoden bieten jedoch i.a. nicht die Möglichkeit, den Meßfühler selbst zu prüfen. Dies gilt z.B. für Neutronendetektoren /2/, mit denen eine eventuelle Leistungsexkursion am frühesten feststellbar wäre. Die in /2/ vorgeschlagene Überwachung der Neutronenkanäle mit Hilfe von Prüfimpulsen erstreckt sich nur auf Leitungsbruch, Kurzschluß oder Verstärkerausfall.

Es wurde daher eine auf der Rauschanalyse basierende Methode entwickelt, die den gesamten Meßkanal einschließlich des Neutronendetektors auf ordnungsgemäße Funktion zu überwachen gestattet.

Die Methode macht davon Gebrauch, daß in einem Leistungsreaktor eine dauernde Reaktivitätsmodulation erfolgt, die meßbar oder konstant ist oder sich nur sehr langsam mit der Betriebsdauer ändert. Besonders geeignet erschien die Reaktivitätsmodulation durch das Regelsystem. Bei Über- oder Unterschreitung bestimmter Leistungspegel werden ein oder mehrere Kontrollstäbe um einen definierten Betrag ein- bzw. ausgefahren. Die Bewegung der Stäbe ist als Funktion der Zeit meßbar. Die zugehörige Reaktivitätseingabe ist dazu proportional, da es sich um sehr kleine Änderungen handelt. Ferner können aus diesem Grunde die reaktorkinetischen Gleichungen linearisiert werden. Für bestimmte Reaktivitätsänderungen läßt sich damit die zeitliche Änderung des Neutronenflusses explizit angeben.

/1/ RSK-Leitlinien für Druck- und Siedewasserreaktoren, Institut für Reaktorsicherheit der TÜV e.V. (1974)

/2/ H.G. Spillekothen, H. Hörning, J. Beck, Tagungsberichte, Reaktortagung DATF, Nürnberg 1975, 523. Deutsches Atomforum, Bonn (1975)

Setzt man voraus, daß die Stabfahrzeiten kleiner als die Zeitkonstanten für die verzögerten Neutronen, aber größer als die prompte Reaktorperiode sind, so ist die (prompte) Änderung des Neutronenflusses direkt proportional zur Änderung der Stabstellung. Der Vergleich des Signals aus einem Neutronenmeßkanal mit der Stabstellungsanzeige bietet daher die prinzipielle Möglichkeit, die Übertragungseigenschaften des gesamten Kanals einschließlich des Detektors zu bestimmen und fortlaufend zu kontrollieren.

Bei der praktischen Anwendung dieser Methode können jedoch Probleme durch andere, beim normalen Leistungsbetrieb auftretende Reaktivitätsanregungen auftreten, die wesentlich größere Leistungsschwankungen verursachen als die Regelung. Da diese jedoch bei nicht zu scharf geregeltem Reaktor nicht mit den Regeländerungen korreliert sind, werden sie bei Kreuzkorrelationsmessungen zwischen Reaktivitäts- (Stabstellungs-) und Neutronensignal herausgemittelt.

Diese Methode wurde mit Hilfe von Rauschsignalen aus der Neutronenflußinstrumentierung des KNK erprobt. Bei normal geregeltem Betrieb und 100% Leistung wurde mit Hilfe einer speziellen Kreuzkorrelationsmessung zwischen dem Rauschanteil des Neutronensignals und einem aus der Stabstellungsanzeige (durch Differentiation) gebildeten Signal (Stabgeschwindigkeit) die Sprungantwort des Reaktors einschließlich des Neutronen-Meßkanals gemessen¹⁾. Abb.5 zeigt das Ergebnis einer Messung von 5 Stunden Dauer mit ca. 300 Regeländerungen.

Die Kurve beschreibt den mittleren Verlauf des Neutronensignals bzw. der Reaktorleistung in der zeitlichen Umgebung einer positiven Regeländerung (die Signale bei negativer Regelstufe wurden vor der Mittelung mit -1 multipliziert). Für $t < 0$ fällt das mittlere Signal monoton bis

¹⁾ Die Signale wurden durch P. Hoppé und F. Mitzel an KNK auf Magnetband aufgezeichnet und für diese Untersuchung freundlicherweise zur Verfügung gestellt.

auf den Wert ab, bei dem der Regler aktiviert wird ($t=0$). Der Regelstab fährt dann für die Dauer von ca. 0,1 s mit konstanter Geschwindigkeit aus (bzw. ein). Entsprechend schnell steigt die prompte Reaktorleistung an. (Die Anstiegszeit der gemessenen Sprungantwort ist infolge der digitalen Zeitmessung doppelt so groß wie die Stabfahrzeit.) Nach dem prompten Sprung steigt die Leistung infolge der verzögerten Neutronen und positiver Rückkopplungen (bei KNK) weiter an.

Die Sprungantwort enthält dynamische Informationen über den gesamten Regelkreis: Reaktor, Meßkanal und Regelorgan. Bei Kenntnis des Signalmittelwertes (180 V) kann aus der Höhe des prompten Sprunges (0,2 V) unmittelbar der Reaktivitätswert der Regelstufe (0,11 β) bestimmt werden. Ferner sind die Grenzwerte der Reaktorleistung für den Reglereinsatz direkt ablesbar ($\pm 0,4\%$). Der Kurvenverlauf nach dem prompten Sprung läßt erkennen, ob der Reaktor ohne Regelung stabil oder instabil (KNK) wäre. Inwieweit Aussagen über den Leistungskoeffizienten der Reaktivität möglich sind, wird noch untersucht.

Veränderungen der Sprungantwort bei konstanter Reglerfunktion weisen auf Störungen im Meßkanal hin. Durch Empfindlichkeitsverlust des Detektors (Abbrand, Gasverlust bzw. Schiefast), Verringerung der Detektorspannung oder Verstärkerfehler ändert sich die absolute Sprunghöhe. Veränderungen der relativen Sprunghöhe lassen Störungen beim Regler erkennen. Veränderungen von Zeitkonstanten im Meß- oder Regelkreis machen sich durch Veränderungen der Anstiegszeit bzw. Verzögerung des prompten Sprunges bemerkbar.

Die Messungen an KNK haben gezeigt, daß eine grobe Kontrolle eines Meßkanals mit jedem Regelvorgang auf einfache Weise möglich ist, indem jeweils nur der prompte Sprung gemessen wird. Dazu braucht nur die Differenz

zweier Meßwerte unmittelbar vor und nach der Stabbewegung gebildet zu werden. Sie hat stets das Vorzeichen der Reaktivitätsänderung und läßt eine sichere Diskriminierung gegen das Leistungsrauschen zu, dessen Amplituden bei KNK bis zu 10fach höher waren als der prompte Sprung durch die Regelung. Hierzu mußte das Signal allerdings mit einem Tiefpaß (≈ 10 Hz) gefiltert werden.

Dividiert man die prompte Signaländerung durch den Hub des Regelstabes (einschließlich Vorzeichen), so erhält man ein Signal, das bei jeder Regelbewegung einen festen Grenzwert überschreitet, solange die Funktion des Meßkanals nicht gestört ist. Es wird zur Zeit noch geprüft, ob diese, für KNK Neutronenkanäle gültige, Aussage auch auf andere Meßstränge, z.B. Thermoelemente, erweitert werden kann.

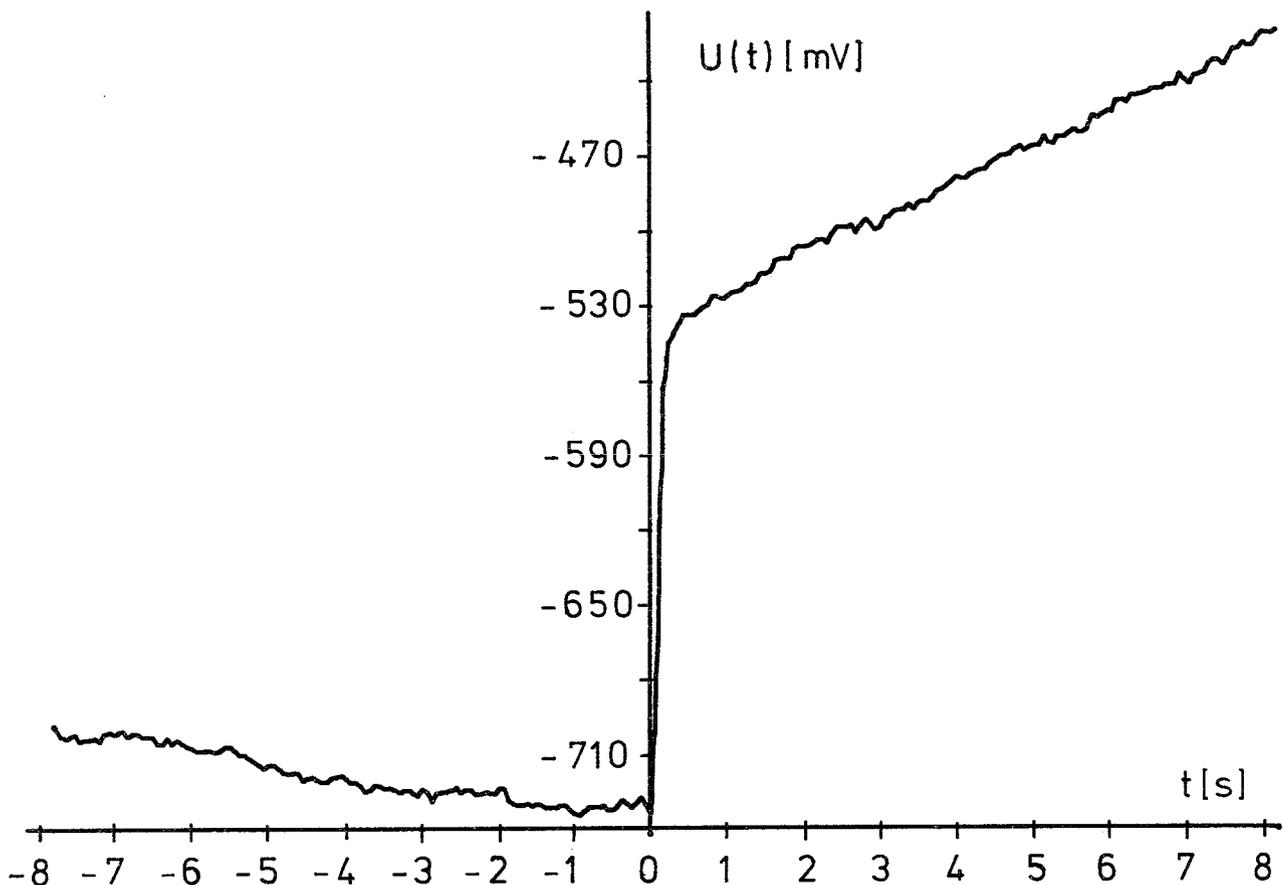


Abb.5 Sprungantwort des Neutronenmeßkanals (KNK I)

125 AUSWIRKUNGEN AUF DIE UMWELT1254 Kontamination von Reaktor-Kühlkreisläufen *

(H.H. Stamm, IRCh)

Zur Überwachung des Verlaufs von Temperatur und Durchfluß bei der KNK-Primärnatrium-Probenahme im Rahmen des KNK-II-Versuchsprogramms wurde an der KNK-Schaltwarte ein Zweifach-Linienschreiber (Minicomp, Hartmann und Braun) installiert, mit dem Temperaturen im Bereich von 50° - 700°C und Durchsätze bis $5\text{ m}^3/\text{h}$ geschrieben werden können.

Das γ -Spektrometer wurde um ein Magnetbandgerät (PERTEC) und eine neue, verbesserte Bleikammer (Eigenbau der IRCh-Werkstatt) erweitert. Eine zweite Bleikammer der gleichen Bauart wurde KBG/KNK für das KNK-Chemielabor für die Zeit zur Verfügung gestellt, in der gemeinsame Messungen im Rahmen des Versuchsprogramms durchgeführt werden.

Radionuklide im KNK-Primärnatrium

An einem der Probenahmegefäße aus der KNK-Primärprobenahmestation wurden die deponierten Radionuklide vor und nach der Reinigung bestimmt. Obwohl das Gefäß und die eingebauten Ventile aus Edelstahl bestehen, waren ^{65}Zn und ^{54}Mn dominante Aktivitäten. Durch die relativ lange Expositionszeit des Gefäßes waren daneben nicht nur ^{182}Ta und ^{60}Co , sondern auch Aktivitäten von $^{110\text{m}}\text{Ag}$ (zum Teil größer als die korrespondierenden Aktivitäten von ^{182}Ta !) deutlich meßbar. Ausgeprägte Aktivitätsmaxima waren für alle genannten Radionuklide an den Ventilen erkennbar; trotz intensiver Reinigung waren an den Ventilen auch Reste von ^{22}Na nachzuweisen. Die Reinigung mit Alkohol und Wasser setzte die Aktivitäten von ^{54}Mn , ^{65}Zn und ^{182}Ta um Faktoren von 3 bis 6 herab; bei $^{110\text{m}}\text{Ag}$ und ^{60}Co war der Effekt deutlich geringer.

Gammastrahlungsmessungen an der Kühlfalle

Die primäre Kühlfalle der KNK war insgesamt 19600 Stunden betrieben worden, ehe sie im Mai 1975 ausgebaut wurde. Im eingebauten Zustand waren an dieser

* BzFE Nr. 614.3

Reinigungsvorrichtung keine Messungen mit dem Gammaskontrometer möglich gewesen, deshalb war für die ausgebaute Falle ein ausführliches Meßprogramm vorgesehen. An 32 Stellen wurden Messungen mit einem Ge(Li)-Halbleiterdetektor (bei aufgesetztem Bleikollimator) durchgeführt. Wegen der hohen Ortsdosisleistung mußte an der Abscheidezone aus 1 - 2 m Entfernung gemessen werden, an der Wärmetauscherzone konnte der Abstand zwischen Kühlfalle und Detektor verringert werden. Gefunden wurden - in der Reihenfolge ihrer Aktivitätskonzentrationen - ^{65}Zn , ^{54}Mn , ^{22}Na , ^{182}Ta und ^{60}Co ; $^{110\text{m}}\text{Ag}$ war nicht nachweisbar.

Der Verlauf der ^{22}Na -Aktivität und das Fehlen von $^{110\text{m}}\text{Ag}$ ließen vermuten, daß die Kühlfalle nicht - wie beabsichtigt - mit Natrium gefüllt war; eine Röntgenaufnahme bestätigte diese Vermutung. Aus diesem Grund war eine quantitative Auswertung der Messungen unter Verwendung der gemessenen spezifischen Aktivität von ^{22}Na als innerem Standard nicht möglich.

126 NATRIUM-TECHNOLOGIE-VERSUCHE1261 Schwingungsverhalten von Reaktor- und Kreislaufkomponenten *

(K.D.Appelt, F.Eberle, J.Kadlec, G.Lang, IRE)

Ziel des Vorhabens ist die Bestimmung der in Reaktorkühlkreisläufen wirksamen Anregungskräfte und der hierdurch hervorgerufenen Beanspruchungen der von Natrium angeströmten Komponenten, sowie die Verbesserung der entsprechenden theoretischen und experimentellen Untersuchungsmethoden.

Im Jahre 1975 wurde mit den Druckpulsationsmessungen am Natriumpumpenversuchskreislauf der Fa. INTERATOM in Bensberg (APB-Anlage) begonnen.

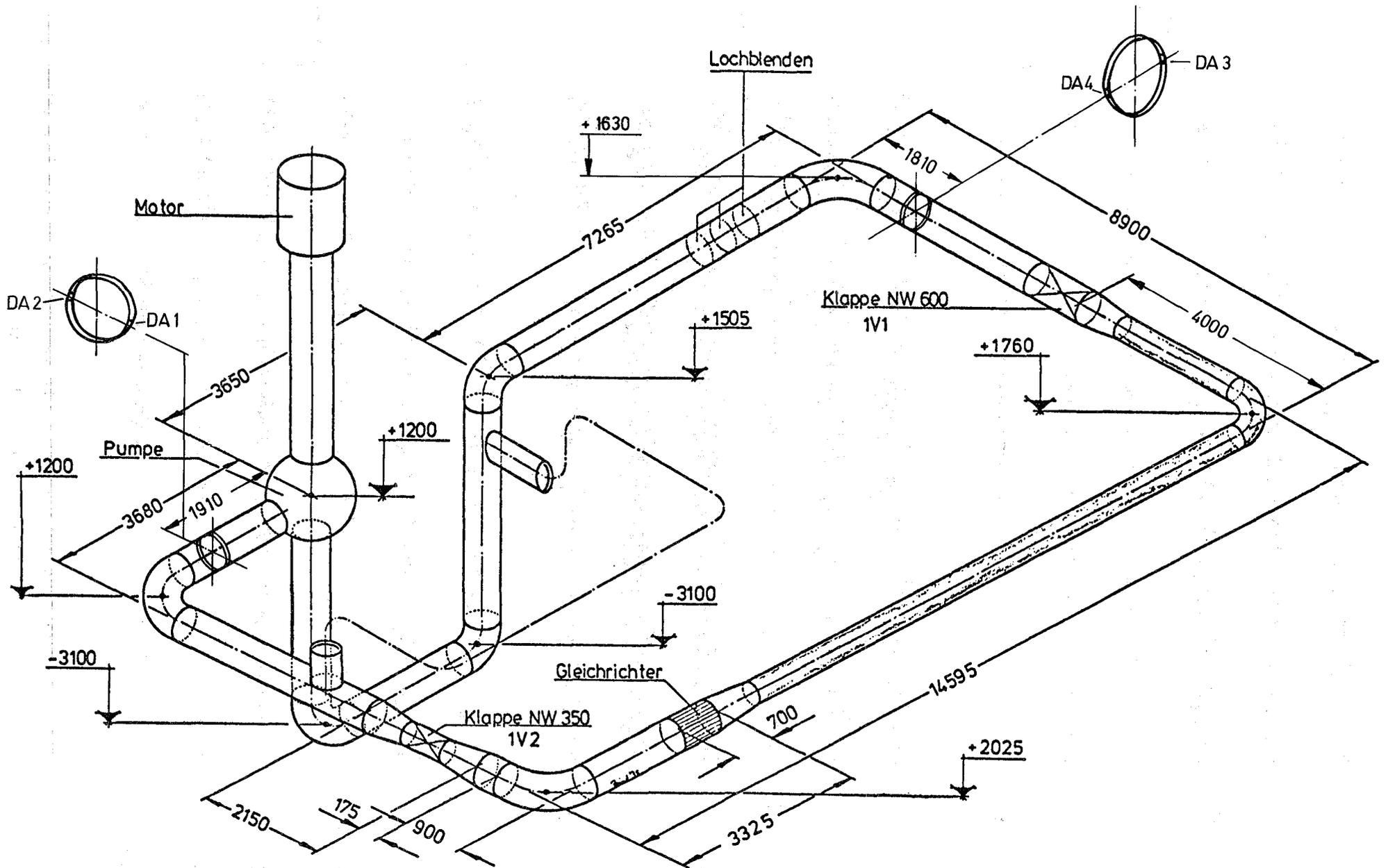
Der APB-Kreislauf ist in Abb. 1 schematisch dargestellt. Er enthält einige für den SNR 300 typische Baukomponenten, so daß die hier im Natriumstrom induzierten Druckpulsationen hinsichtlich Größe und spektraler Zusammensetzung in erster Näherung denjenigen Pulsationen ähnlich sind, die im SNR 300 Kühlkreislauf zu erwarten sind. Für unsere Druckpulsationsmessung wurde der APB-Kreislauf mit je 2 Druckaufnehmern am Austrittsstutzen der Umlaufpumpe (DA1 und DA2 in Abb. 1) und der Adams-Klappe NW 600 (ein Absperr- und Drosselorgan, welches vor dem Eintritt in den Reaktortank des SNR 300 eingesetzt wird) instrumentiert (DA3 und DA4). Im Rahmen der Inbetriebnahme des Kreislaufes wurde im Juni d.J. eine Reihe von Probemessungen der Druckpulsationen bei folgenden Parametern durchgeführt: Natriumdurchsatz $Q \approx 2600 \text{ m}^3/\text{h}$ (ca. 50 % des Nenndurchsatzes), mittlere Na-Temperatur $\vartheta = 382-450 \text{ }^\circ\text{C}$, Pumpendrehzahl (die der variierten Drosselstellung der Klappe NW 600 entsprach) $n = 420-600 \text{ min}^{-1}$. Der entsprechende Druckabfall am Kreislauf betrug $\Delta p = 1,2 \text{ bis } 3 \text{ bar}$. Die Klappe NW 350 blieb während der ganzen Versuchsreihe offen. Die gemessenen Signale wurden im FM-Verfahren auf einem Magnetband analog registriert und ihre Auswertung wurde im Berichtszeitraum in Angriff genommen. Typische Zeitverläufe der gemessenen Druckpulsationen sind in Abb. 2 graphisch dargestellt. Die kleinsten Drucksignale wurden erwartungsgemäß bei der kleinsten Drosselung an der Klappe NW 600 gemessen (Versuch Nr. 2, $\vartheta = 450 \text{ }^\circ\text{C}$, $\Delta p = 1,2 \text{ bar}$, $n = 420 \text{ min}^{-1}$). Die ersten Diagramme in Abb. 2 zeigen, daß sowohl die Meßsignale von den

* Letzter Bericht in KFK 1274/4, S. 126-1.

einzelnen Aufnehmern $p_{DA1}(t)$ und $p_{DA2}(t)$, als auch das durch die Signalsubtraktion entstandene Signal $p_{DA1-DA2}(t) = p_{DA1}(t) - p_{DA2}(t)$ etwa gleiche Intensität und ähnliche randome Struktur haben. Das gleiche gilt auch für die Zeitverläufe $p_{DA3}(t)$, $p_{DA4}(t)$ und $p_{DA3-DA4}(t) = p_{DA3}(t) - p_{DA4}(t)$. Daraus kann abgeleitet werden, daß diese Pulsationen überwiegend in der Grenzschicht des strömenden Natriums induziert wurden (near field noise). Aus dem Vergleich dieser Signale folgt, daß die Druckpulsationen auf ihrem Weg zwischen den Meßpositionen DA1-DA2 und DA3-DA4 wesentlich abgeschwächt wurden. Folgende 6 Diagramme in Abb. 2 beziehen sich auf Versuch Nr. 7 mit starker Drosselung an der Klappe NW 600 ($\vartheta = 408^\circ\text{C}$, $\Delta p = 3 \text{ bar}$, $n = 600 \text{ min}^{-1}$). Man kann hier erkennen, daß der Anteil der im gesamten Strömungsquerschnitt kohärenten Druckpulsationen (far field noise) zugenommen hat. Ein ähnliches, nur weniger deutliches Bild liefern die 6 untersten Diagramme in Abb. 2, die sich auf den Versuch Nr. 8 mit mittlerer Drosselung beziehen ($\vartheta = 440^\circ\text{C}$, $\Delta p = 2,4 \text{ bar}$, $n = 540 \text{ min}^{-1}$).

Die spektrale Verteilung der Energie der gemessenen Druckpulsationen illustriert Abb. 3, wo die Spektraldichtefunktionen $S_j(\nu)$ ($j = DA1, DA1-DA2, DA4, DA4-DA3$) abgebildet sind. Die Analyse wurde im Frequenzbereich 0-250 Hz durchgeführt. Aus allen abgebildeten Diagrammen folgt, daß die Energie der Druckpulsationen im wesentlichen im Frequenzintervall 0-50 Hz konzentriert ist. In der mittleren Diagrammreihe (Versuch Nr. 7) ist ersichtlich, wie die durch die rotierenden Schaufeln der Umlaufpumpe (insges. 7 Schaufeln am Umfang des Laufrads) induzierten Druckpulsationen mit der Mittenfrequenz $\nu_m = 70 \text{ Hz}$ ($\nu_m = 7 \text{ n}/60$) im Kreislauf abgedämpft werden. Der gleiche Effekt tritt auch in den beiden übrigen Diagrammreihen auf (Vers. Nr. 2 u. 8). Bei dem Vergleich der Diagramme S_{DA1} und S_{DA4} kann man eine Zunahme der Energie im Frequenzbereich 30 bis 50 Hz beobachten, die auf die Drosselung zurückzuführen ist.

Die Auswertungsarbeiten werden fortgesetzt.



126-3

Abb. 1: APB- Kreislauf

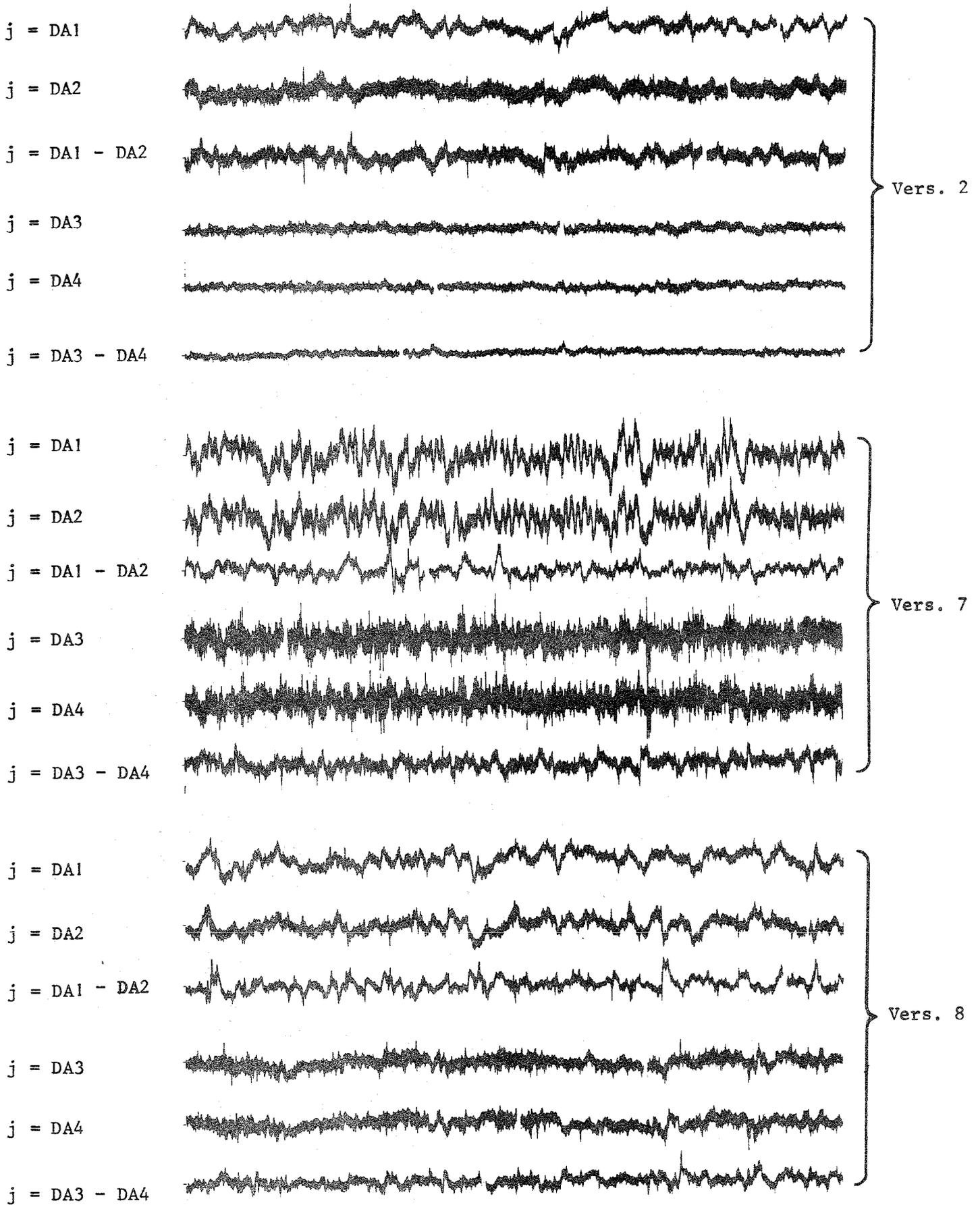


Abb. 2: Typische Zeitverläufe der gemessenen Druckpulsationen $p_i(t)$

Vertikalskala 1 cm \cong 0.1 bar

Horizontalskala 1 cm \cong 0.8 sec

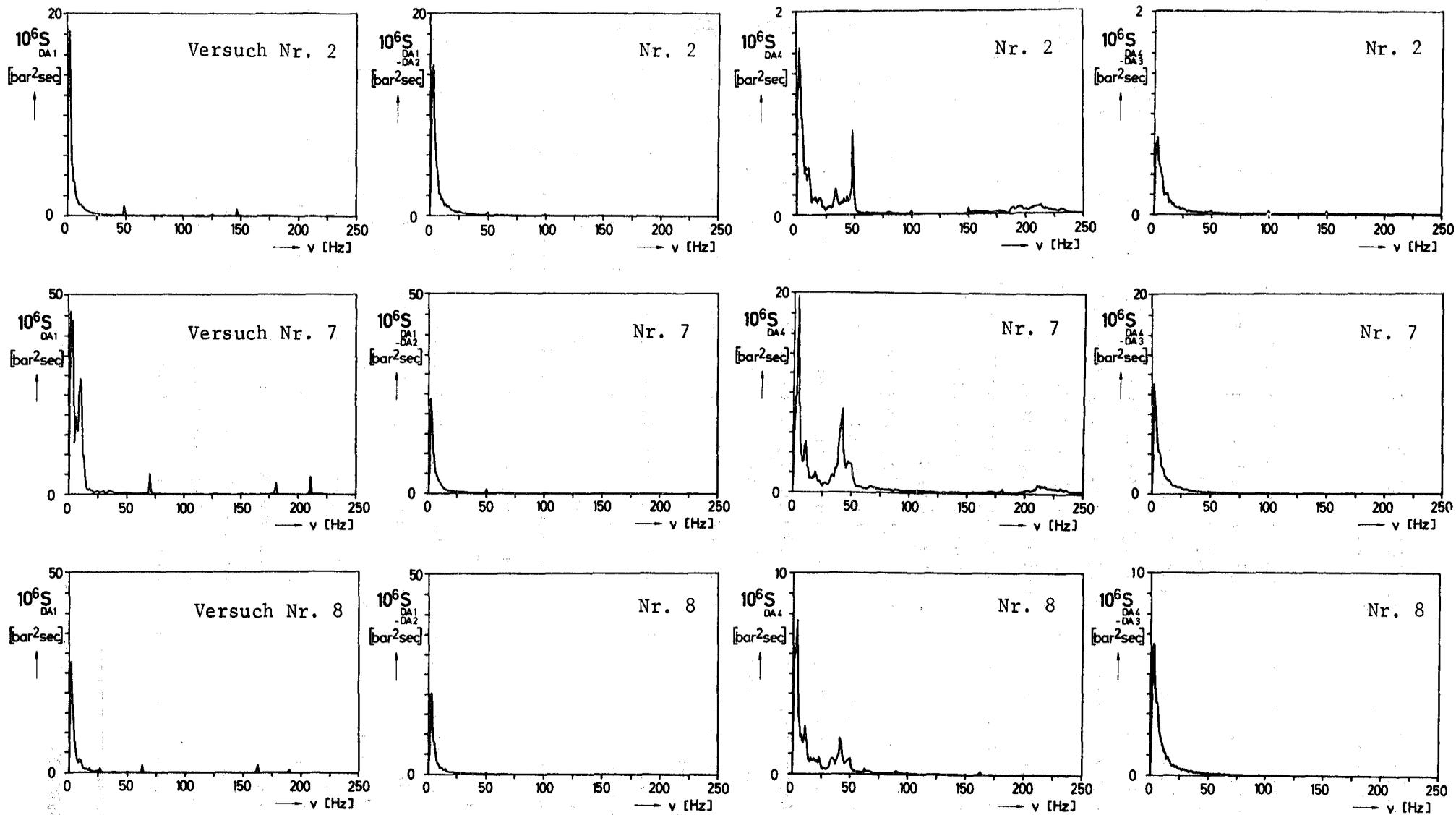


Abb. 3: Typische Spektraldichtefunktionen der gemessenen Druckpulsationen

1262 Verschleißuntersuchungen in Natrium*

(E. Wild, K.J. Mack, IRB)

Während der vorausgegangenen Versuche zum Einfluß apparativer Kriterien auf das Reibverhalten der Referenz - Pflasterwerkstoffe für den SNR 300 (Stellit 6 und Inconel 718) wurde eine deutliche Abhängigkeit der statischen Reibkoeffizienten von der mittleren Antriebsgeschwindigkeit festgestellt. Besonders in hohen Temperaturbereichen ($t \geq 450^{\circ}\text{C}$) und bei niedrigen Reibgeschwindigkeiten ($v \leq 1 \text{ cm/min}$) zeigte sich ausgeprägte intermittierende (stick-slip) Reibung.

Um den Einfluß der Antriebsgeschwindigkeit auf den Reibungsablauf zu ermitteln, wurden Versuche bei $v \approx 0,25; 2,5; 25$ und 150 mm/min durchgeführt.

Dabei wurde festgestellt, daß die während der einzelnen, z.T. sehr kleinen Reibschritte auftretende, tatsächliche Relativgeschwindigkeit V_t in einem bestimmten Verhältnis zur mittleren Antriebsgeschwindigkeit V_m steht: $V_t = MF \cdot V_m$.

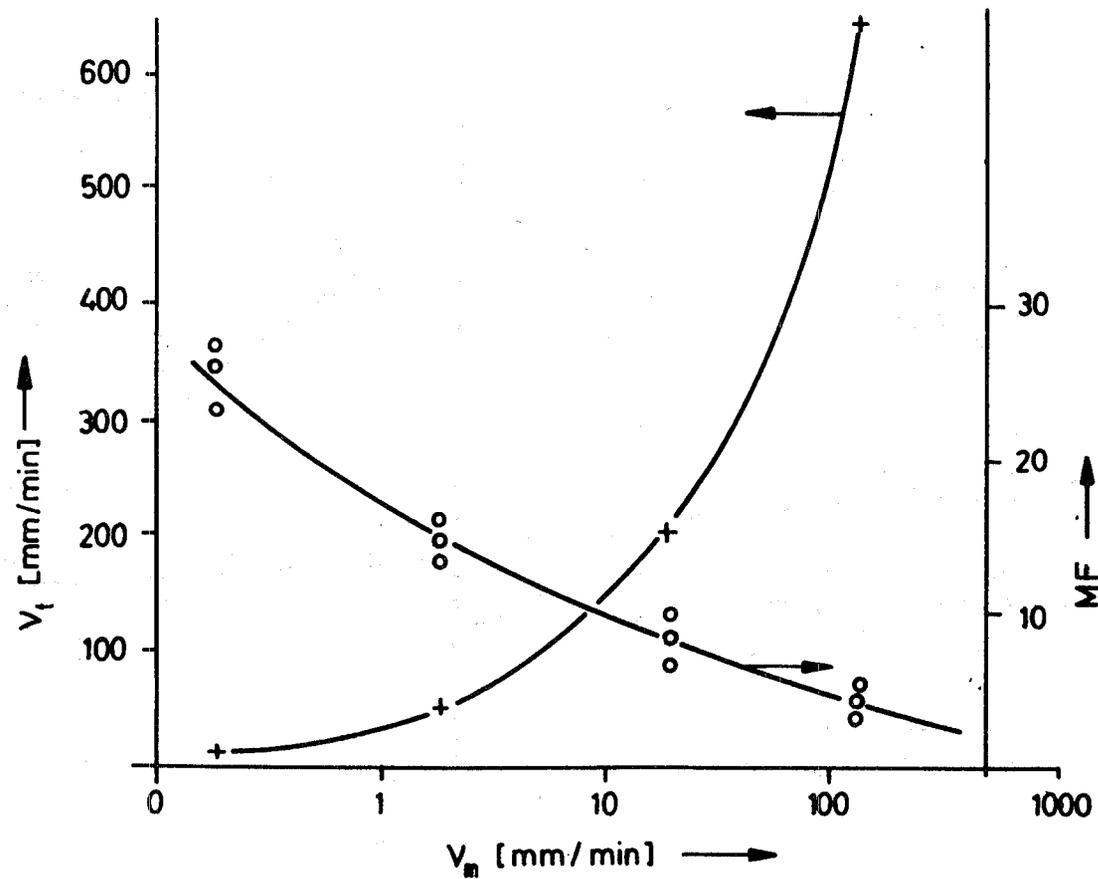
Der Multiplikationsfaktor MF ist dabei weitgehend von der Elastizität des verwendeten Teststreckensystems bestimmt (Abb. 4).

Die absoluten kinetischen Reibwerte lagen bei diesen Versuchen nur unwesentlich höher als bei früheren (Standard-) Versuchen. Dagegen wurden bei Inconel 718 höhere, bei Stellit 6 wesentlich höhere statische Reibwerte in deutlicher Abhängigkeit von der mittleren Gleitgeschwindigkeit (Antriebsgeschwindigkeit) gemessen (Abb. 5).

Diese Versuche werden mit Alternativwerkstoffen weitergeführt. Mit Hastelloy C wurde erstmalig ein Versuch mit vor- und zwischengeschalteten "dwell" - Zeiten durchgeführt, entsprechend einem für Vergleichsversuche mit der ERDA vorgeschlagenen Versuchsplan. Dabei ergaben sich erhebliche Schwierigkeiten im Temperaturbereich um 640°C .

Die Isolierung des Prüfstandes muß für zukünftige Versuche in diesem Temperaturbereich verbessert, sowie die Kühlung der Wellendurchführungen an den Teststrecken verstärkt werden.

* BzFE Nr. 212.7



+ = V_t = tatsächl. Reibgeschwindigkeit

o = V_m = mittlere Antriebsgeschw.

$$V_t = V_m \times MF$$

Abb.4

Verhältnis der tatsächlichen zur mittleren Reibgeschwindigkeit bei stick-slip.

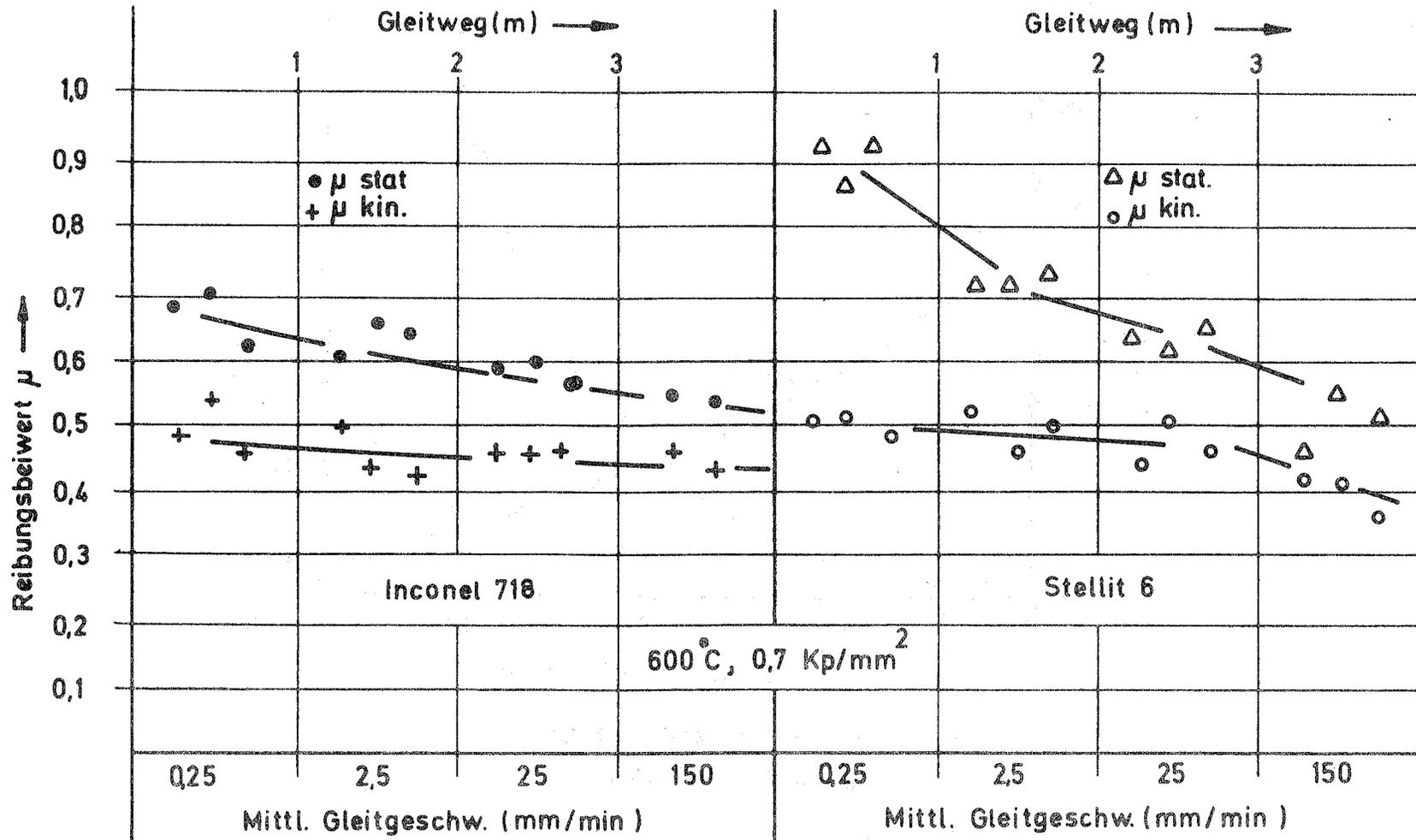


Abb. 5 Reibungsbeiwert als Funktion der mittl. Gleitgeschwindigkeit

Eine neue Teststrecke 5 Ti wurde erstmals mit Na bei ca. 250°C betrieben. Aus Sicherheitsgründen müssen hier die Vor- und Rücklaufventile in den Anschlußleitungen zum Versorgungskreis mit automatischen Fernbedienungseinrichtungen versehen werden.

Die Teststrecke selbst arbeitet zufriedenstellend und kann für Versuche mit vorkorrodierten Materialproben eingesetzt werden.

Veröffentlichungen:

E. Wild, K.J. Mack; Tribology in the Core of a Sodium - Cooled Fast Breeder Reactor.

Wear, 34 (1975) 331 - 340 und 3. Intern.- Tribology Conf. Paisley Glasgow 22. - 25. September 1975.

1263 Thermo- und fluiddynamische Untersuchungen zur Kernausslegung

1263.3 Lokale Wärmeübergangsmessungen an Bündelgeometrien *

(M. Kolodziej, R. Möller, H. Tschöke, IRB)

Die in der Versuchsserie I /1/ durchgeführten Wandtemperatur-Messungen am Wand- und Eckstab eines natriumdurchströmten 19-Stabbündels sind in den Abb. 6 und 7 dargestellt.

Je 2 gegenüberliegende Wandthermoelemente A und B waren in den Meßebenen 1 bis 4 angeordnet /2/, die Stäbe wurden in Stufen von 15° um 360° gedreht.

Die für $Pe = 372$ ($Re = 8,3 \cdot 10^4$) angegebenen azimuthalen Temperaturprofile sind Mittelwerte aus den Signalen der Thermoelemente A und B. Aus Abb. 6 und 7 erkennt man deutlich die Ausbildung der Temperaturprofile mit zunehmender beheizter Länge.

* BzFE Nr. 451.1

/1/ KFK 1275/1, S. 126-6

/2/ KFK 1275/2, S. 126-5

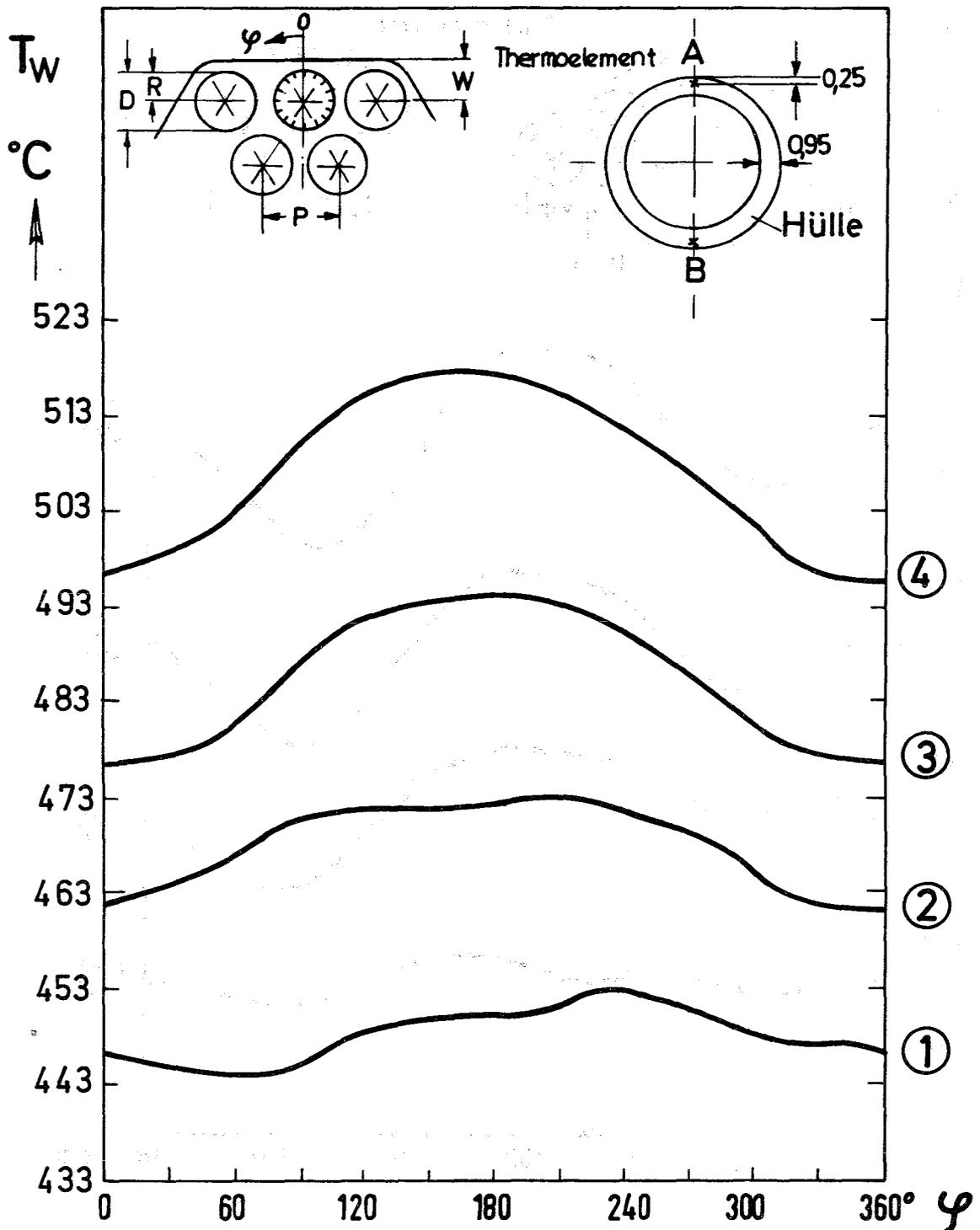
Beim Eckstab (Abb. 7) werden die höchsten Temperaturen an der engsten Stelle zum Nachbarstab in Richtung Bündelmitte registriert, die Temperaturen im Eckbereich liegen deutlich darunter. Die tiefsten Temperaturen treten wie auch beim Wandstab wieder im Bereich der Wandkanäle auf, weil in ihnen der Massenstrom deutlich größer ist als in den Zentralkanälen. Ganz entscheidend für die Temperaturverhältnisse in der Ecke ist u.a. der relative Wandabstand W/D . Er beträgt in diesem Experiment 1.38 gegenüber 1.25 beim SNR-Brennelement. Das etwas nach links verschobene Temperatur-Maximum (T_{\max} bei $\varphi < 180^\circ$), sowie die kälteste Stelle auf der rechten Seite (T_{\min} bei $\varphi < 300^\circ$) ist darauf zurückzuführen, daß der Stab Nr. 7 (2. Stabring auf der gegenüberliegenden Bündelseite, vergl. Abb. 2 in /1/) im Experiment aus Sicherheitsgründen nach 350 Betriebsstunden abgeschaltet werden mußte.

Diese Zusammenhänge zeigen auf, wie wichtig für die Berechnung örtlicher Temperaturfelder mit Störstellen jeglicher Art (Wandbereich, Stabverbiegung, Schiefelast, Strukturstab usw.) die Betrachtung ausreichend großer, d.h. repräsentativer Bündelausschnitte ist.

In Abb. 8 sind für Wand- und Eckstab die maximalen Temperaturvariationen in Abhängigkeit von der beheizten Länge aufgetragen. Eine thermische Stabilisierung wird bis zur Meßebeine 4 ($L_B/D_H = 97$) nicht erreicht¹⁾. Eine zuverlässige Extrapolation in den für das SNR-Brennelement typischen Bereich ($L_B/D_H \approx 200$) ist aufgrund der bisherigen Teilauswertung noch nicht möglich.

Für die Versuchsserie II (Temperaturverteilung im Gitterbereich und bei verbogenen Stäben) wurde die Stabbiegeeinrichtung in die Teststrecke eingebaut und der defekte Stab 7 ersetzt. Der Zusammenbau der Teststrecke ist größtenteils abgeschlossen.

¹⁾ L_B = beheizte Länge, D_H = hydraulischer Durchmesser



$$D = 9 \text{ mm}$$

$$D_H = 6,79 \text{ mm}$$

$$F/D = 1,3$$

$$W/R = 1,38$$

$$Pe = 372$$

$$Re = 8,3 \cdot 10^4$$

$$\bar{q}'' = 102 \text{ W/cm}^2$$

$$L_B = 700 \text{ mm}$$

$$L_B/D_H = 16 \quad \textcircled{1}$$

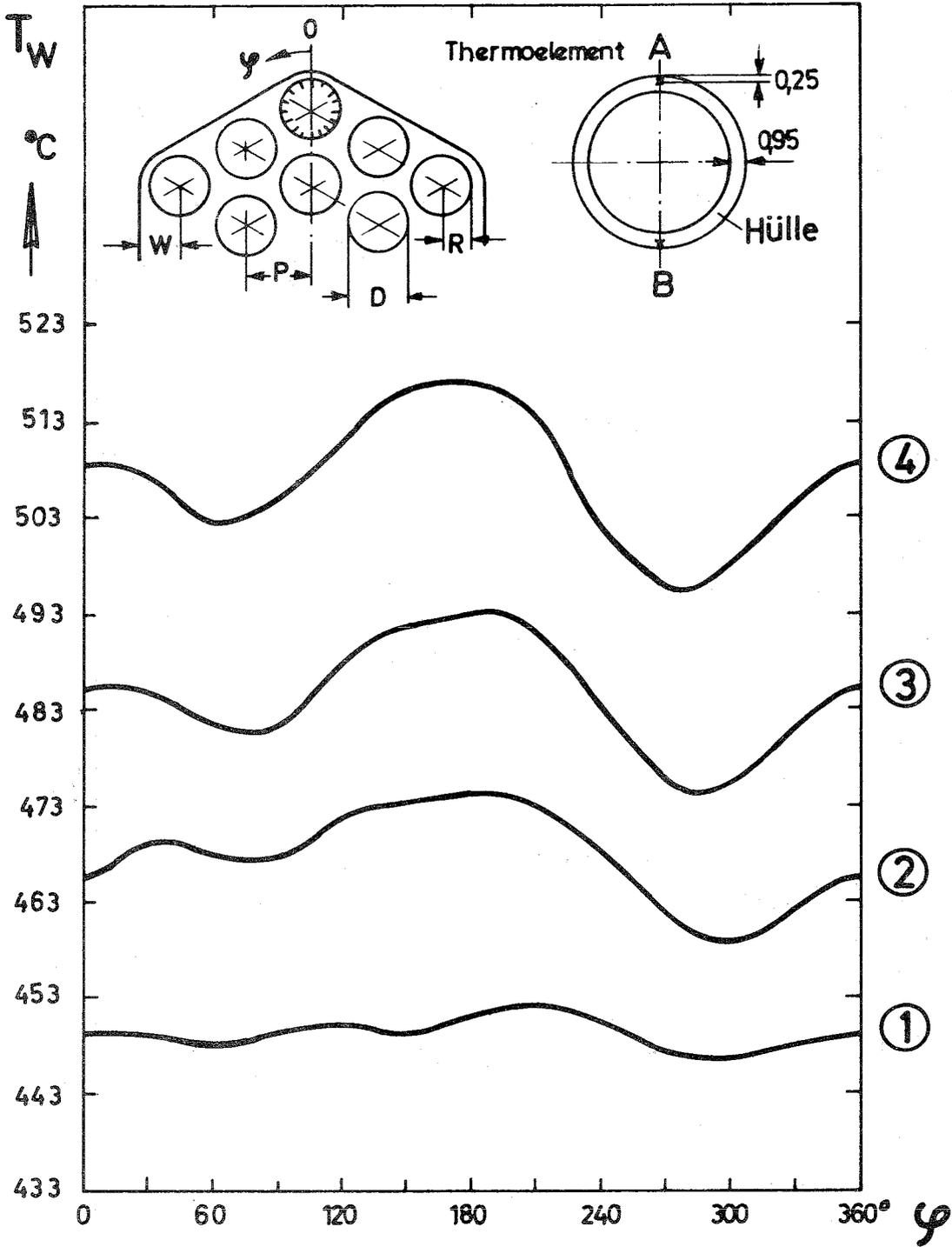
$$43 \quad \textcircled{2}$$

$$70 \quad \textcircled{3}$$

$$97 \quad \textcircled{4}$$

Abb. 6 Temperaturverteilung am Umfang des Wandstabes

(Mittelwerte der Wandthermoelemente A und B)



$D = 9 \text{ mm}$
 $D_H = 6,79 \text{ mm}$
 $P/D = 1,3$
 $W/R = 1,38$

$Pe = 372$
 $Re = 8,3 \cdot 10^4$
 $\bar{q}'' = 102 \text{ W/cm}^2$
 $L_B = 700 \text{ mm}$

$L_B / D_H = 16$ ①
 43 ②
 70 ③
 97 ④

Abb.7 Temperaturverteilung am Umfang des Eckstabes

(Mittelwerte der Wandthermoelemente A u. B)

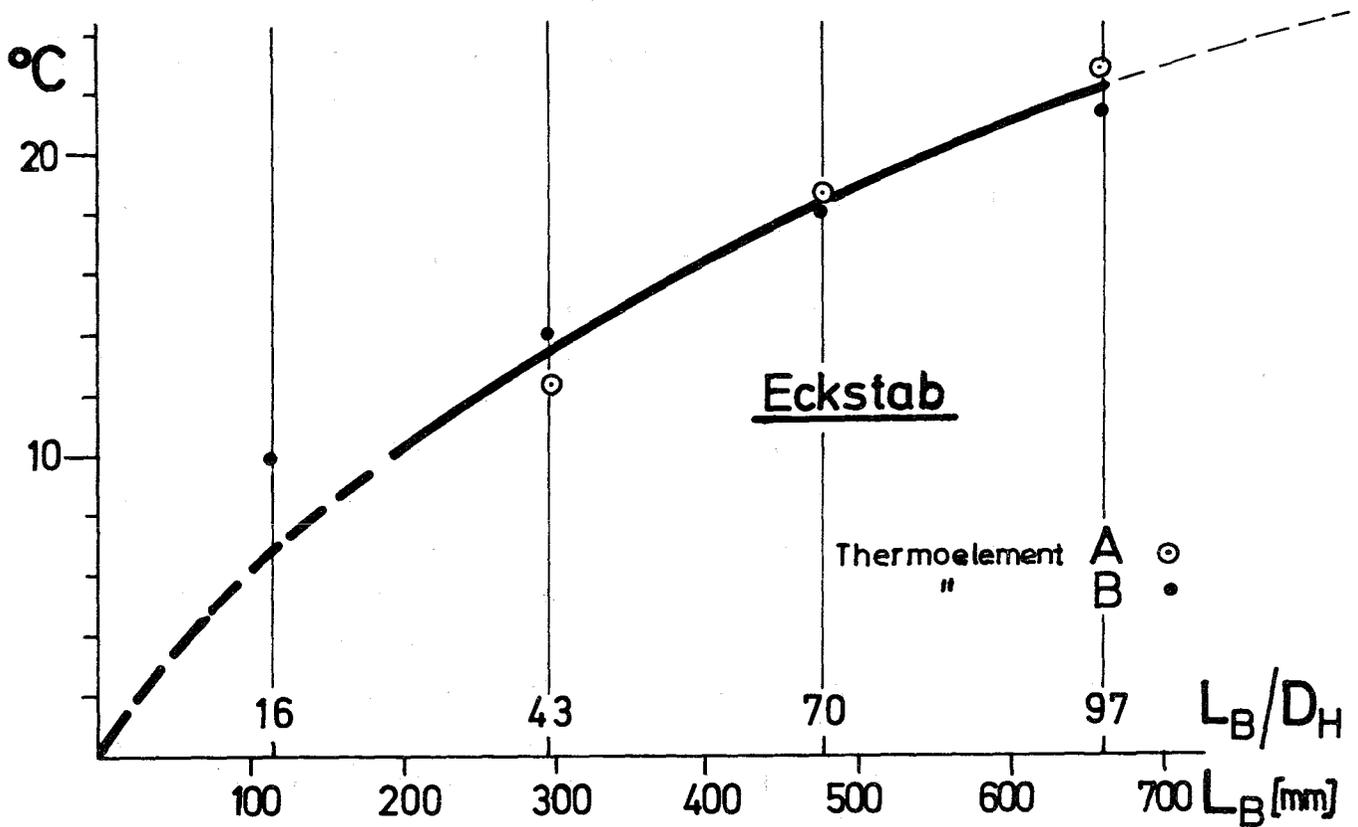
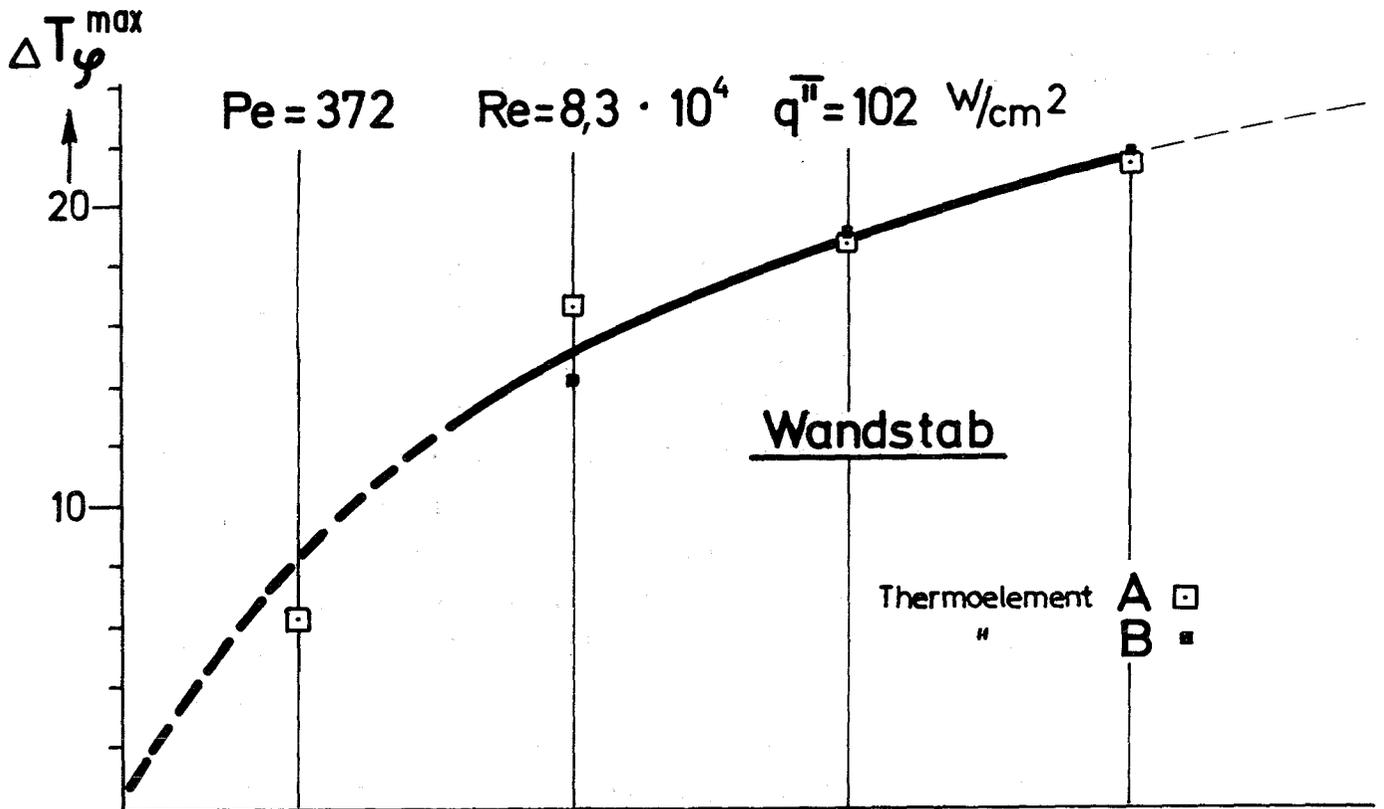


Abb.8 Maximale Temperaturvariation am Stabumfang für Wand- u. Eckstab als Funktion der beheizten Länge

(siehe dazu Abb. 1 und 2)

1263.5 Entwicklung elektrischer Heizelemente*

(V. Casal, A. Demski, E. Graf, W. Hartmann, IRB)

Die Entwicklung und Erprobung von Heizstäben für Natriumsiedeexperimente der Stufe I, mit 6 mm Stabdurchmesser, ist abgeschlossen. Diese Stäbe erlauben Siederversuche bei 950°C Kühlmitteltemperatur mit einer Heizflächenbelastung von 170 W/cm^2 . Sie werden inzwischen in der Hauptwerkstatt hergestellt. Nach Erfahrungen an 2 Siebenstabbündeln im IRE erfüllen sie die gestellten Forderungen und konnten bisher ohne Schaden auch für transientes Sieden eingesetzt werden, bei dem es zum sogenannten "dryout" kommt; dabei fällt örtlich die Stabkühlung völlig aus. Im IRB werden diese Heizstäbe für höhere Kühlmitteltemperaturen und höhere Heizflächenbelastungen weiterentwickelt (Entwicklungsstufe II).

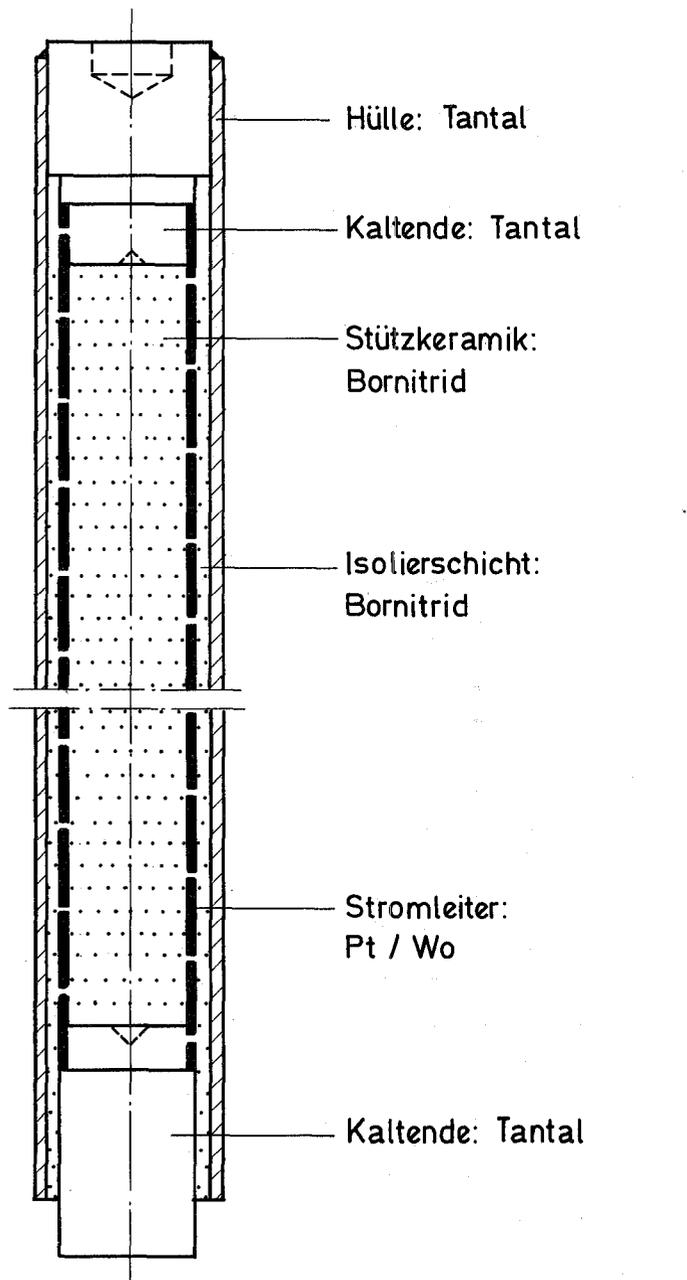
Sie besitzen Hülle und Stromleiter aus hochschmelzenden Metallen. Dadurch lassen sich noch höhere Leistungen erzielen (Heizflächenbelastung 250 W/cm^2 , Kühlmitteltemperatur 1050°C).

Der große Vorteil aber der Stäbe der Stufe I - konstante, von der Kühlmitteltemperatur unabhängige Leistungsproduktion - wird beim Einsatz dieser Werkstoffe aufgegeben. Hochschmelzende Metalle besitzen nämlich einen elektrischen Widerstand mit relativ großem Temperaturkoeffizienten. Dadurch ist die Aussagekraft von Siedeexperimenten, gewonnen an Stäben der Stufe II, zum lokalen Sieden beschränkt, weil dabei örtlich stark unterschiedliche Kühlmitteltemperaturen auftreten. Aus diesem Grunde wurde die Entwicklung von Heizstäben der Stufe II bewußt bis zum Abschluß der Entwicklung der Stäbe der Stufe I hinausgezögert.

* BzFE Nr. 933.2. Letzter Bericht in KFK 1274/4, S. 126-9

Inzwischen liegen bereits erste Betriebserfahrungen mit Heizstäben der Stufe II vor. Dabei wurde der geometrische Aufbau der Stufe I verwendet. Er ist in Abb.1 dargestellt. Der Strom fließt über den Stromzuführungsbolzen aus Tantal zur Heizwendel in Form einer Bandwendel. Diese besteht aus einer Platin-Wolfram-Legierung, deren elektrischer Widerstand einen noch verhältnismäßig kleinen Temperaturkoeffizienten besitzt. Das obere Kaltende aus Tantal ist im Hüllrohr geerdet. Stromleiter und Hülle sind mit stark verdichtetem Bornitridpulver hoher chemischer Reinheit voneinander getrennt. Die Heizwendel ist innen durch einen Bornitridkern abgestützt, um ein Schrumpfen des Stromleiters zu verhindern, der im Betrieb infolge des Temperaturgradienten unter Druckspannung steht. Ein Stab dieses Aufbaus wurde im Natrium bei 950°C erprobt; höhere Temperaturen erfordern noch Korrekturen am Prüfstand. Um die zu geringe Natriumtemperatur hinsichtlich der Heizstabbelastung zu kompensieren, -gefordert sind 1050°C - wurde die Heizflächenbelastung über den geforderten Wert gesteigert.

Beginnend mit 170 W/cm^2 Heizflächenbelastung wurde die Leistungsdichte im Zweistundentakt jeweils um 30 W/cm^2 bis auf 345 W/cm^2 gesteigert. Ein Bedienungsfehler führte dann zum Heizstabausfall. Insgesamt wurde der Stab $11,5\text{ h}$ bei 950°C Natriumtemperatur und einer Heizflächenbelastung $\geq 170\text{ W/cm}^2$ betrieben; die Betriebszeit mit einer Leistungsdichte $\geq 260\text{ W/cm}^2$ betrug etwa 4 h . Abb. 10 zeigt einen Schliff des Heizstabes nach der Erprobung. Die erzielten Ergebnisse bestätigen, daß die gewählten Werkstofftypen, der geometrische Aufbau und die entwickelten Fertigungsmethoden zum Bau von Stäben der Stufe II geeignet sind.



9 Schematischer Längsschnitt durch einen Heizstab der Stufe II

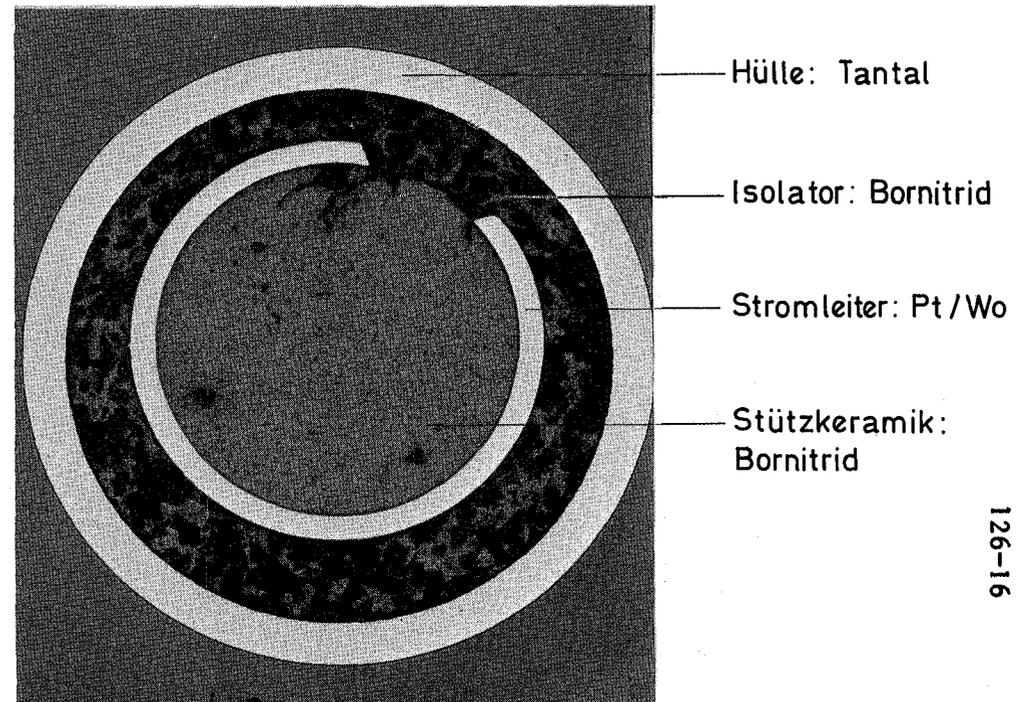


Abb.10 Heizstab im Querschliff nach der Erprobung

1263.7 Einfluß von Gasblasen auf die Temperaturverteilung einer thermisch hochbelasteten Oberfläche in einer Natriumströmung*

(K.Rust, IRB)

Aus Sicherheitsgründen ist es erforderlich zu wissen, wie stark die Kühlung von Brutstäben durch einen bestimmten Anteil von Gasblasen, die in der Natriumströmung mitgeführt werden, verschlechtert wird. Untersucht werden soll der Einfluß des Gasblasenanteils, der Größe einzelner Blasen, sowie der Geschwindigkeit des Natrium-Gas-Gemisches auf die Stabtemperaturen.

Für eine erste analytische Untersuchung der Auswirkungen des Gasblasenanteils im Kühlmittel wurde ein zweidimensionales Modell gewählt, unter Vernachlässigung der azimutalen Temperaturvariation. Betrachtet wurde ein Stab mit den typischen Abmessungen eines Brutstabes:

- Stabdurchmesser 9,50 mm,
- Wandstärke des Hüllrohres 0,50 mm,
- aktive Stablänge 175 cm,

Die Stableistung betrug 31,3 KW bei einem axialen Flußfaktor von 0,4457. Variiert wurden die Strömungsgeschwindigkeiten des Kühlmittels und der Gasblasenanteil. Zur Bestimmung der axialen Aufheizung des Kühlmittels bei einer plötzlichen Verschlechterung der Kühlwirkung durch die im Natrium mitgeführten Gasblasen und des daraus resultierenden Temperaturfeldes in dem Stab wurde eine modifizierte Version des Wärmeleitprogramms RELAX verwendet. Die Temperaturabhängigkeit der Stoffdaten wurde berücksichtigt, wogegen die axiale Wärmeleitung vernachlässigt wurde.

In Abb. 11 ist für eine Kühlmittelgeschwindigkeit von 4 m/sec der zeitliche Verlauf der Oberflächentemperatur am Ende der Brutzone dargestellt, der sich ergibt durch eine plötzliche Verschlechterung der Kühlung durch einen gewissen Gasblasenanteil im Natrium. Nach einer Totzeit,

* BzFE Nr. 451.1. Letzter Bericht in KFK 1275/1, S. 126-12

die abhängig ist von der Strömungsgeschwindigkeit, steigt die Temperatur entsprechend einer Exponentialfunktion an. Da diese Funktion von höherer Ordnung ist, kann das zeitliche Verhalten des Stabes nicht mit einer einzelnen Zeitkonstanten beschrieben werden.

Der zeitliche Verlauf der maximalen Temperaturen im Stabzentrum und an der Staboberfläche als Folge eines durch Gasblasen reduzierten Kühlmitteldurchsatzes ist in Abb. 2 aufgetragen. Während das Temperaturmaximum im Brutstoff stets an der Stelle der höchsten Leistungsdichte auftritt, stellt sich die höchste Oberflächentemperatur im letzten Stabdrittel ein und verschiebt sich mit der Zeit immer weiter zum Stabende. Ergänzend zu diesen integralen Untersuchungen wurden anhand eines zweiten, eindimensionalen Rechenmodells die Auswirkungen einer durch einzelne Gasblasen intermittierten Kühlung auf die radiale Temperaturverteilung betrachtet. Dabei wurde von der Vorstellung ausgegangen, daß, solange Natrium an der zu kühlenden Staboberfläche vorbeiströmt, ein gewisser, gleichmäßiger Wärmeübergang gewährleistet ist, der in dem Augenblick zu Null wird, in dem eine Gasblase an der betrachteten Stelle der Staboberfläche vorbeigeschoben wird. Da es nur auf die Dauer der unterbrochenen Kühlung ankommt, ist das Verhältnis von Gasblasenlänge L zur Strömungsgeschwindigkeit v kennzeichnend für das transiente Temperaturfeld im Stab. Die Amplitude der Temperaturänderung ist proportional zur Stabileistung. In Abb. 3 sind die Maximalwerte der Temperatur und der Wärmestromdichte an der Staboberfläche in normierter Form aufgetragen, wobei der Gasblasenanteil als Parameter variiert wurde. Es bedeuten :

$T_{o \max}$ die maximale Staboberflächentemperatur (Ende der adiabaten Aufheizung),

T_K die Temperatur des Na-Gas-Gemisches,

q''_{\max} die maximale Wärmestromdichte (Beginn der Kühlung) und

\bar{q}'' die zeitlich gemittelte Wärmestromdichte.

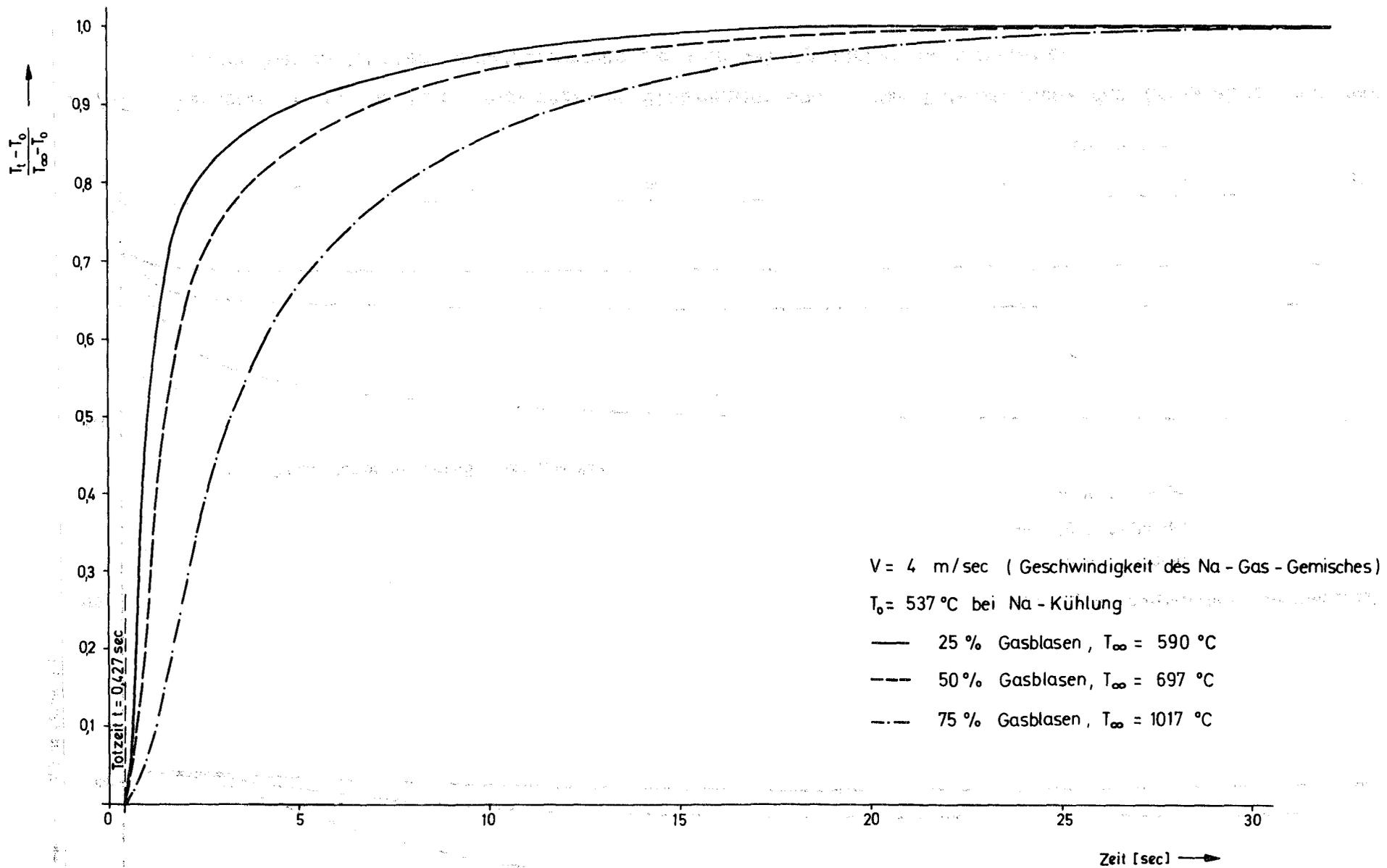


Abb. 11 Zeitlicher Verlauf der normierten Oberflächentemperatur am Ende der aktiven Zone des Brutstabes unter dem Einfluß einer plötzlichen Verschlechterung der Kühlwirkung infolge von Gasblasen

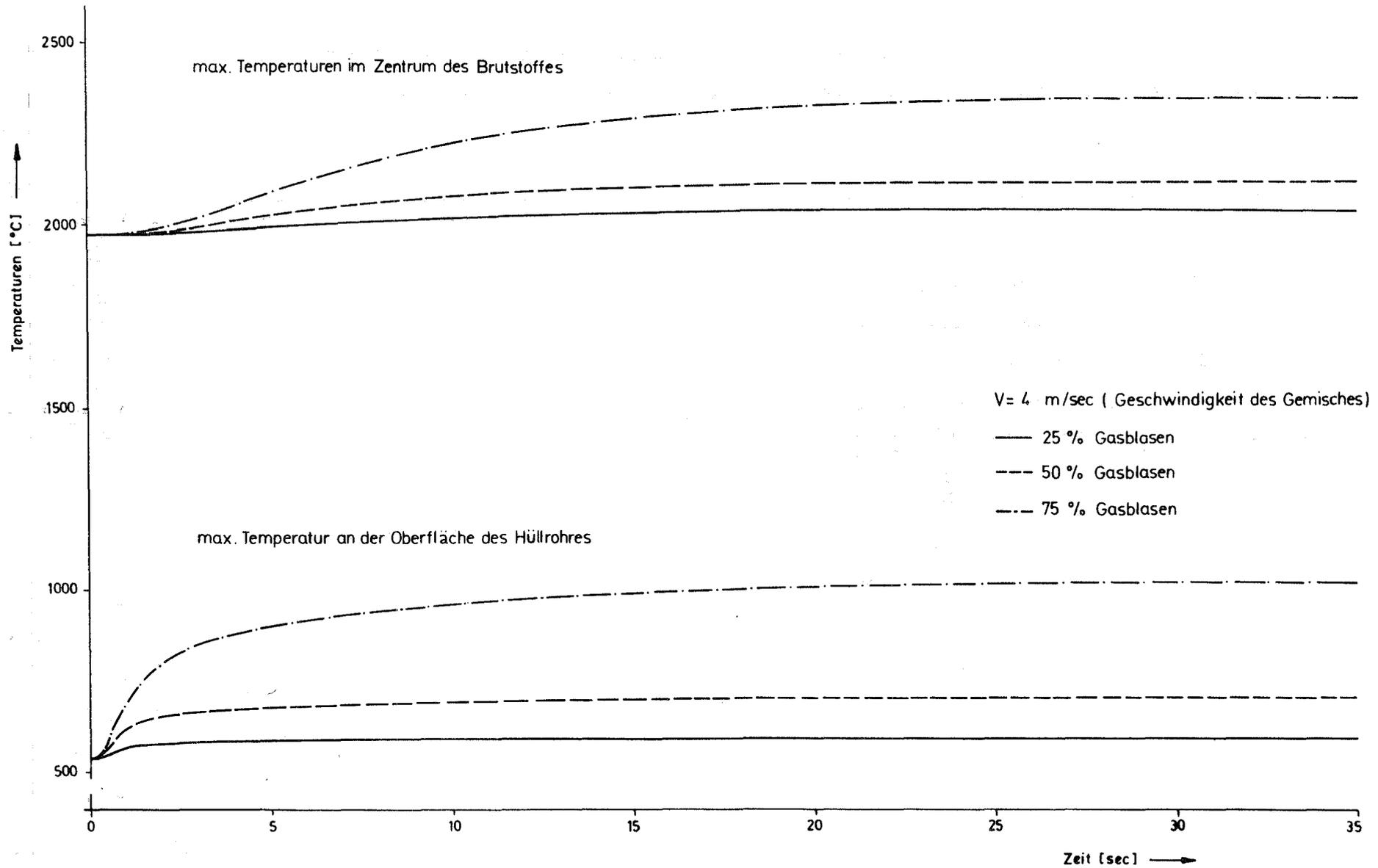


Abb.12 Zeitlicher Verlauf der max. Temperaturen im Stabzentrum und an der Staboberfläche des Brutstabes unter dem Einfluß einer plötzlichen Verschlechterung der Kühlwirkung infolge von Gasblasen

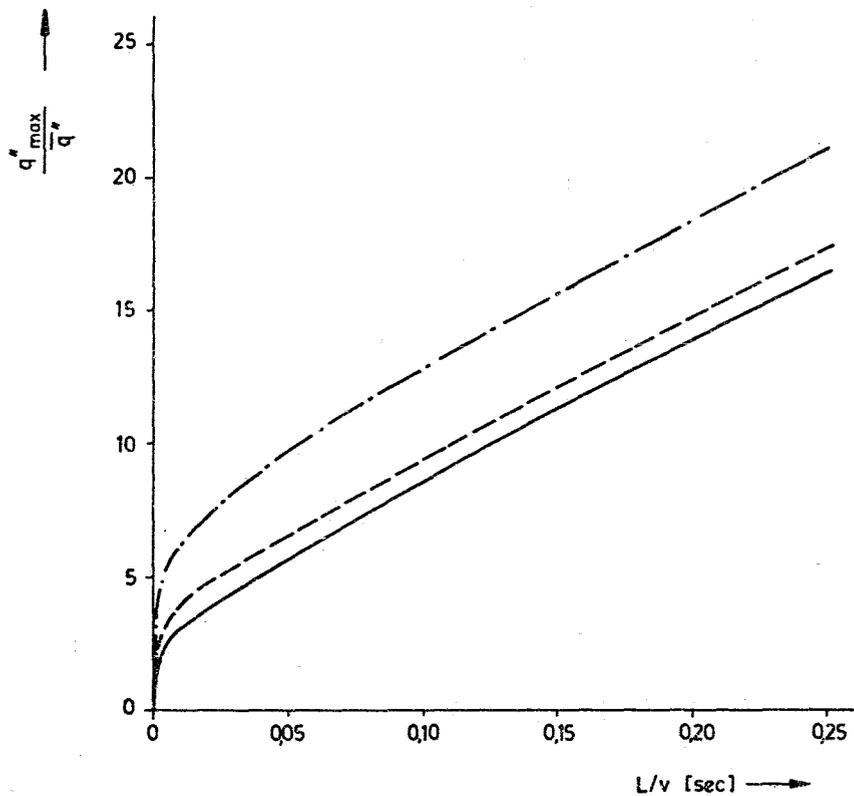
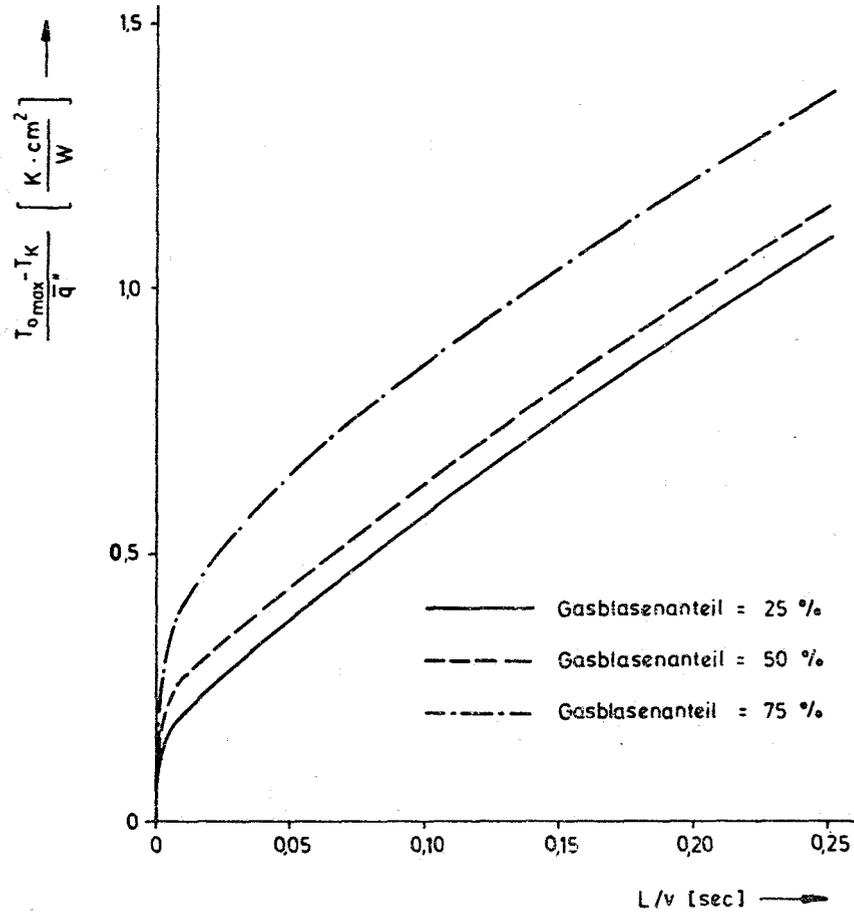


Abb.13 Normierte Temperatur und normierte Wärmestromdichte an der Staboberfläche als Funktion des Verhältnisses Gasblasenlänge/Strömungsgeschwindigkeit

127 THERMO- UND FLUIDDYNAMISCHE VERSUCHE IN GAS1271 Arbeiten an den wärmetechnischen Versuchsständen1271.1 Arbeiten für gasgekühlte schnelle Brüter^GRauhigkeitsparameter für dreieckige Wandrauhigkeiten(W. Baumann, K. Rehme, INR)[†])

Für die thermohydraulische Auslegung von Strömungskanälen mit künstlicher Wandrauhigkeit ist es wichtig, den Zusammenhang zwischen Rauhigkeitsgeometrie und Druckverlust zu kennen. Die Größe, die den Druckverlust im wesentlichen bestimmt /1/, ist der Rauhigkeitsparameter R des Geschwindigkeitsprofils nach Nikuradse /2/.

Wie früher gezeigt wurde /3/, hängt R sowohl von der Geometrie der Wandrauhigkeit als auch von der relativen Dicke der Strömungsschicht L/h ab. Diese Abhängigkeiten wurden nun für dreieckige Rauhigkeiten nach dem gleichen Auswerteverfahren ermittelt, das bereits für rechteckige /4/ und drahtförmige /1/ Rauhigkeiten benutzt wurde.

Die Auswertung erstreckte sich auf die Versuchsdaten von 5 Autoren mit insgesamt 276 Meßpunkten für eine Rauhigkeits-Reynoldszahl $h^+ \geq 100$. Der Datenbereich umfaßte die Verhältnisse Rippenabstand p zur Rippenhöhe h von $1.25 \leq p/h \leq 46$ und Rippenhöhe zur Länge des Geschwindigkeitsprofils L von $0.049 \leq h/L \leq 0.426$.

Als Bezugsgröße wurde der volumetrisch definierte Durchmesser gewählt; er entsteht durch "Einschmelzen" der Rauhigkeitselemente.

Die Ergebnisse der Auswertung sind in den Abb. 1 und 2 dargestellt. Abb. 1 zeigt den auf $p/h = 10$ transformierten Rauhigkeitsparameter R_{10} als Funktion der Größe h/L . Für dreieckige Rauhigkeiten ergibt sich ein sehr schwacher Einfluß der relativen Rauhigkeitshöhe h/L auf den Rauhigkeitsparameter. Dies stimmt recht gut mit den Ergebnissen einer früheren Arbeit /3/ und den Ergebnissen von Dalle Donne und Meerwald /5/ überein, wo keine Abhängigkeit zwischen R und h/L festgestellt wurde.

Das in Abb. 1 dargestellte Ausgleichspolynom wird beschrieben durch die Gleichung:

[†]) Letzter Bericht KFK 1275/1, S. 127-1

$$R_{10} = 3,302 - 0,139 \cdot h/L - 1,93 (h/L)^2 \quad (1)$$

Im Vergleich mit rechteck- und drahtförmigen Rauigkeiten stellt diese Beziehung die schwächste Abhängigkeit dar. Außerdem zeigt die Kurve einen stetig leicht abfallenden Verlauf im Gegensatz zu den genannten Rauigkeitsformen, die beide für kleine h/L einen Anstieg aufweisen.

Abb. 2 zeigt den Verlauf des h/L -bereinigten Rauigkeitsparameters R_0 als Funktion des Abstandsverhältnisses p/h . Die gefundene Ausgleichskurve

$$R_0 = 9,205 - 12,06 \lg p/h + 5,93 \lg^2 p/h + 0,232 \lg^3 p/h \quad (2)$$

wird im wesentlichen durch die zahlreichen Daten von Rampf und Feurstein /6/ bestimmt, die aus diesem Grunde nur wenig von der Kurve abweichen. In guter Übereinstimmung damit befinden sich die Daten von Chashchin /7/ und Malherbe /8/, während die Ergebnisse einzelner Teststrecken von Puchkov und Vinogradov /9/ sowie von Fedynskii /10/ erheblich streuen.

Im Vergleich mit quadratischen Rauigkeiten /4/ (Höhe = Breite) wirken Dreieckrauigkeiten für $p/h < 6$ schärfer, d.h. R ist kleiner als bei quadratischen Rauigkeiten. Im Bereich $p/h \leq 2$ entspricht R ungefähr dem der Rechteckrauigkeit mit Höhe/Breite = 2. Für große relative Abstände $p/h \geq 6$ fällt der Rauigkeitsparameter der Dreieckrauigkeit in etwa mit dem der quadratischen Rauigkeit zusammen. In beiden Fällen liegt das Minimum von R bei $p/h = 10$.

Literatur

- /1/ W. Baumann, K. Rehme; 1. PSB-Vierteljahresbericht 1975 KFK-1275/1
- /2/ J. Nikuradse; VDI-Forschungsheft 361 (1933)
- /3/ W. Baumann; ANS-Meeting on Heat Transfer, Karlsruhe 1973, pp. 68
- /4/ W. Baumann, K. Rehme; KFK 2131, April 1975
- /5/ M. Dalle Donne, E. Meerwald; NEA-GCFR Specialist Meeting on Core Performance, Studsvik (Schweden) (1973)
- /6/ H. Rampf, G. Feurstein; Heat Transfer 1970, Paris, vol. II, FC 5.3
- /7/ I.P. Chashchin; Thermal Engng 11 (1964), H.10, S. 73-75
- /8/ J.M. Malherbe; CEA-2283 (1963)
- /9/ P.I. Puchkov, O.S. Vinogradov; Heat and Mass Transfer, vol. 1, S. 65 (1965)
- /10/ O.S. Fedynskii; AEC-tr-4511 (1959) S. 44

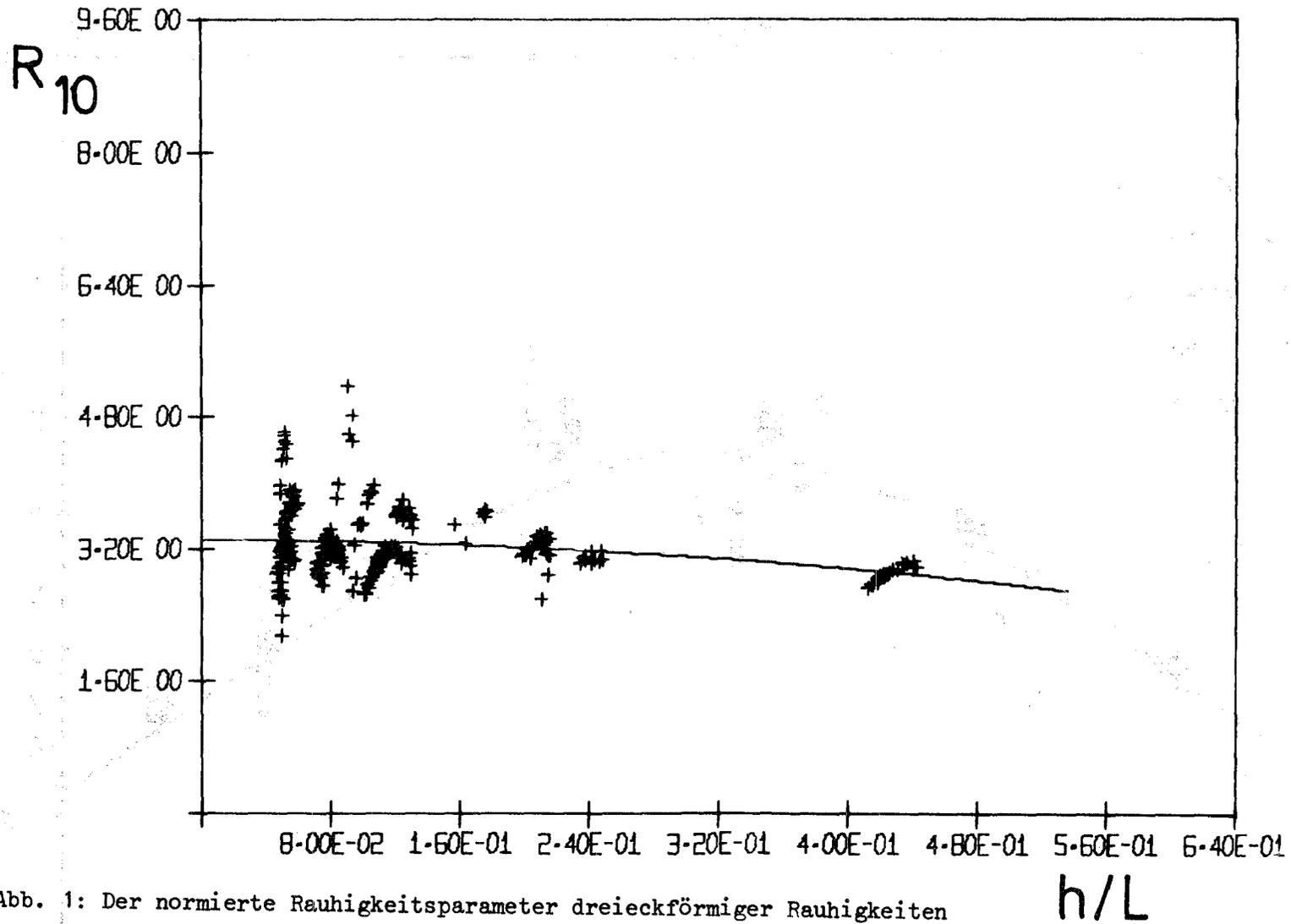


Abb. 1: Der normierte Rauheitsparameter dreieckförmiger Rauigkeiten
als Funktion von h/L

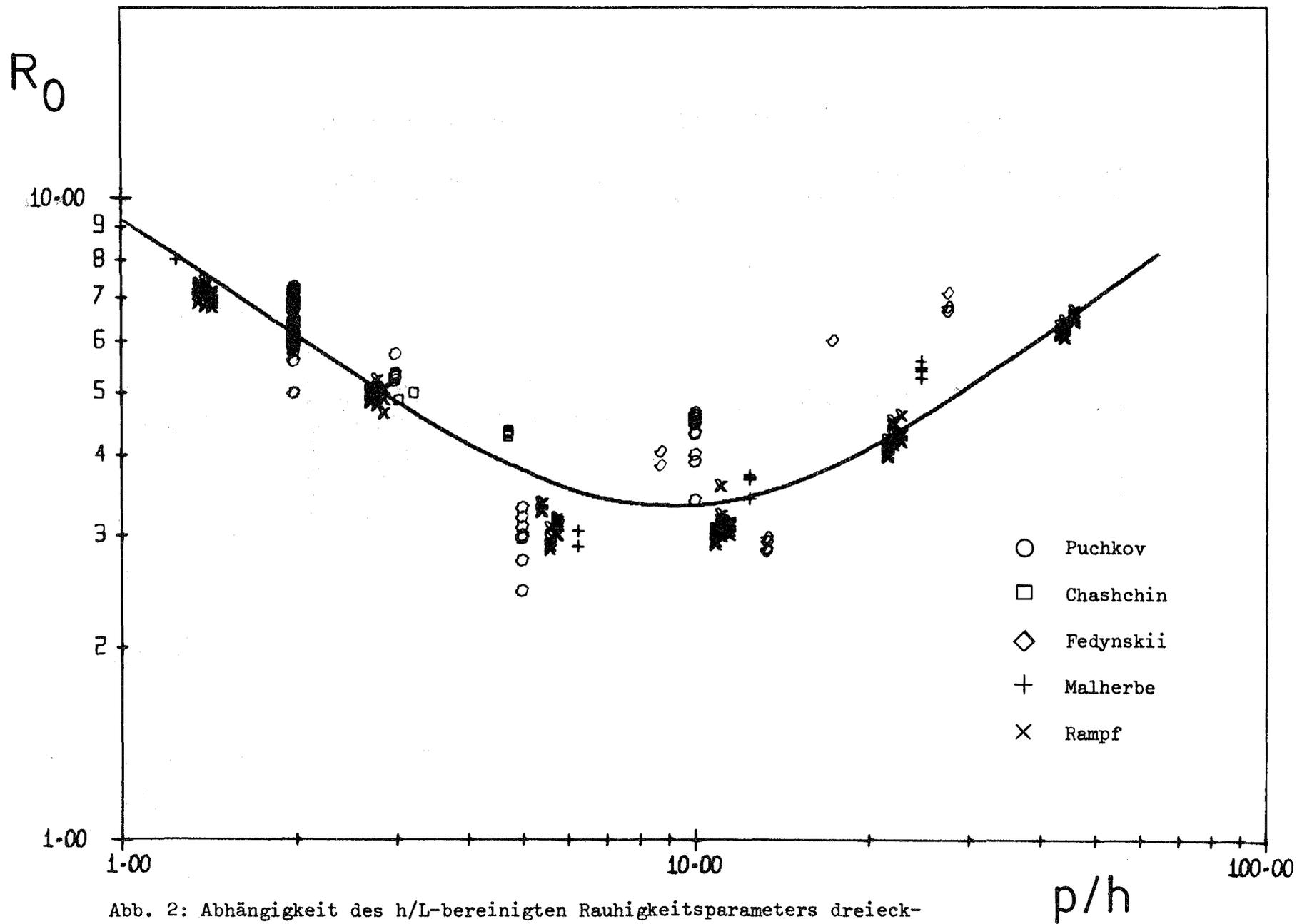


Abb. 2: Abhängigkeit des h/L-bereinigten Rauigkeitsparameters dreieckförmiger Rauigkeiten von p/h.

Wärmeübergangs- und Druckverlustmessungen an dreidimensionalen
Rauhigkeiten im Annulus^G

(M. Dalle Donne, P. Durand, F. Merschroth, L. Meyer)

Eine Verbesserung des Wärmeübergangs zwischen Brennstab und Kühlmittel in gasgekühlten Reaktoren wird durch künstliche Aufrauung der Staboberfläche erreicht. Die Geometrie der Rauigkeit bestimmt den Zuwachs des Wärmeübergangs und einhergehend damit den Zuwachs des Kühlmitteldruckverlustes gegenüber einem glatten Hüllrohr. Für rechteckige umlaufende Rippen (zweidimensionale Rauigkeit) kann eine optimale Konfiguration angegeben werden /1,2/. Eine weitere Steigerung des Wärmeübergangs ist durch dreidimensionale Rauigkeiten zu erreichen, bei denen die umlaufenden Rippen alternierend durchbrochen sind. Durch das hierbei mögliche seitliche Umströmen der Rauigkeit wird die Totwasserzone kürzer und die Rauigkeitselemente können dichter angeordnet werden. Sayre und Albertson /3/ veröffentlichten 1961 Reibungsbeiwerte und Daten von Geschwindigkeitsprofilmessungen an solchen versetzten Rauigkeiten, die die Strömungsgeschwindigkeit in Wasserkanäle herabsetzen sollten. Eine ähnliche Rauigkeit (Abb. 3, Profil 1) wurde 1972 zum erstenmal in unserem Labor getestet /4,5/ und die Ergebnisse ließen auf bessere Wärmeübertragungseigenschaften gegenüber zweidimensionalen Rauigkeiten schließen.

Diese Rauigkeit wurde durch Funkenerosion hergestellt. Zwar kann durch dieses Verfahren jede beliebige Rauigkeitsform mit hoher Genauigkeit hergestellt werden, jedoch ist es ein zeitaufwendiges und damit teures Verfahren. Wir versuchten deshalb eine ähnliche Rauigkeitskonfiguration durch spanabhebende Bearbeitung herzustellen, indem gegenläufige Mehrfachgewinde so in ein Rohr geschnitten wurden, daß wiederum alternierende Rauigkeiten entstanden (Abb. 4, Profil 2). Seit den Messungen von 1972 wurde die Versuchsanlage hinsichtlich Meßeinrichtung, Datenerfassung- und auswertung weitgehend verbessert /1/, wodurch der Meßbereich erweitert und die Streuung der Meßwerte verkleinert werden konnte. Im Berichtszeitraum wurden isotherme Versuche für beide rauhen Strecken in zwei glatten Außenrohren mit 70 mm und 50 mm lichter Weite gefahren. Die Versuche mit beheiztem Innenrohr bei jeweils 150°C, 350°C und 500°C Wandtemperatur wurden bisher nur im 70 mm

^G Letzter Bericht in KFK 1272/2, S. 127-1

Außenrohr gefahren. Wärmeübertragungsversuche im 50 mm als auch in einem 85 mm Außenrohr werden folgen.

Die experimentellen Daten wurden mit einer neuen Transformationsmethode, die für die zweidimensionalen Rauigkeiten entwickelt wurde, transformiert /1/. Diese Methode ist eine Verbesserung der Dalle Donne-Meerwald Transformationsmethode /6/. Sie berücksichtigt den Faktor K_3 aus der Warburton Gleichung /7/ und bestimmt die mittlere Gastemperatur in der Innen- und der Außenzone beiderseits der Schubspannungsnulllinie auf eine neue Weise.

Die Abb. 5 bis 7 zeigen die Rauigkeits- und Wärmeübertragungsparameter als Funktion von h_w^+ für die thermischen Versuche im 70 mm Außenrohr, wobei die Reynoldszahl h_w^+ mit der Höhe der Rauigkeit, der Schubspannungsgeschwindigkeit $u^* = \sqrt{\tau/\rho_w}$ und Zähigkeit der Luft bei Wandtemperatur gebildet wird. Im Gegensatz zu Versuchsergebnissen für den Reibungsparameter $R(h_w^+)$ von Profil 2 lassen sich die Ergebnisse von Profil 1 für $h_w^+ > 30$ gut mit dem Parameter

$$R(h_w^+)_1 = R(h_w^+) - \frac{5}{\sqrt{h_w^+}} \left(\frac{T_w}{T_1} - 1 \right)^2$$

korrelieren. Der Korrekturfaktor

$$\frac{5}{\sqrt{h_w^+}} \left(\frac{T_w}{T_1} - 1 \right)^2$$

wurde durch die Versuche an zweidimensionalen Rauigkeiten gewonnen. Für beide Rauigkeiten wurde kein Gebiet mit konstantem $R(h^+)$ bei $h^+ < 1000$ erreicht.

Der Wärmeübertragungsparameter $G(h^+)$ in Bild 5 wurde mit dem Parameter

$$g(h^+) = G(h_w^+) / \left[\text{Pr}^{0.44} (T_w/T_B)^{0.5} \right]$$

korreliert und über h_w^+ aufgetragen. Der Temperaturkorrekturfaktor $(T_w/T_B)^{0.5}$ ist der gleiche wie für die zweidimensionalen Rauigkeiten.

Der Parameter $g(h_w^+)$ als Funktion von h_w^+ läßt sich durch die Gleichung

$$g(h_w^+) = \frac{G(h_w^+)}{\text{Pr}^{0.44} (T_w/T_B)^{0.5}} = 6.0 \left[\lg \left(\frac{h_w^+}{h_{w\min}^+} \right) \right]^2 + g(h_w^+)_{\min}$$

darstellen,

mit $h_{wmin}^+ = 40$ und $g(h_w^+)_{min} = 11.6$ für Profil 1
 und $h_{wmin}^+ = 80$ und $g(h_w^+)_{min} = 9.8$ für Profil 2.

Abb. 8 zeigt den Parameter $(St_R/St_S)^3/(f_R/f_S)$ als Funktion von f_R/f_S für die beiden dreidimensionalen und für das beste zweidimensionale Profil, das in unserem Labor gemessen wurde.

Der Parameter $(St_R/St_S)^3/(f_R/f_S)$, der meist Thermal Performance der Rauigkeit gen nnt wird, ist proportional zum Verhältnis der Pumpleistung, die notwendig ist, das Kühlmittel durch den rauhen Abschnitt des Cores zu pumpen, zur gewonnenen thermischen Leistung in diesem Abschnitt.

Das Diagramm zeigt deutlich die Verbesserung der Thermal Performance durch die dreidimensionalen gegenüber den zweidimensionalen Rauigkeiten.

Literatur

- /1/ M. Dalle Donne: Heat transfer from rough surfaces, to be published
- /2/ W. Baumann, K. Rehme: Friction Correlations for Rectangular Roughnesses
Int. J. Heat Mass Transfer Vol. 18, pp. 1189-1197, 1975
- /3/ W.W. Sayre, M. Albertson: Roughness spacing in rigid open channels,
Proc. Am. Soc. Civil Eng., May 1961
- /4/ M. Dalle Donne, E. Meerwald: Heat transfer from rough surfaces, latest
results, ENEA Coord. Group on GCFR Develop., Heat Transfer Specialist
Meeting, Windscale, May 1972
- /5/ M. Dalle Donne, E. Meerwald: Alternate studs, a new type of artificial
roughness to improve the performance of a gas-cooled reactor, Proc.
1972 ANS Winter Meeting, ANS Trans. Vol. 15, 2, pp. 846-847, Washington,
November 1972
- /6/ M. Dalle Donne, E. Meerwald: Heat transfer from surfaces roughened by
thread-type ribs at high temperatures, Proc. 1970 Heat Transfer and
Fluid Mechanics Institute, Stanford, Calif. USA, 1970
- /7/ C. Warburton: The interpretation of tests on roughened pins in rough
channels and the prediction of cluster pressure drop from single pin
data, CEGB RD/B/N 2930, 1974

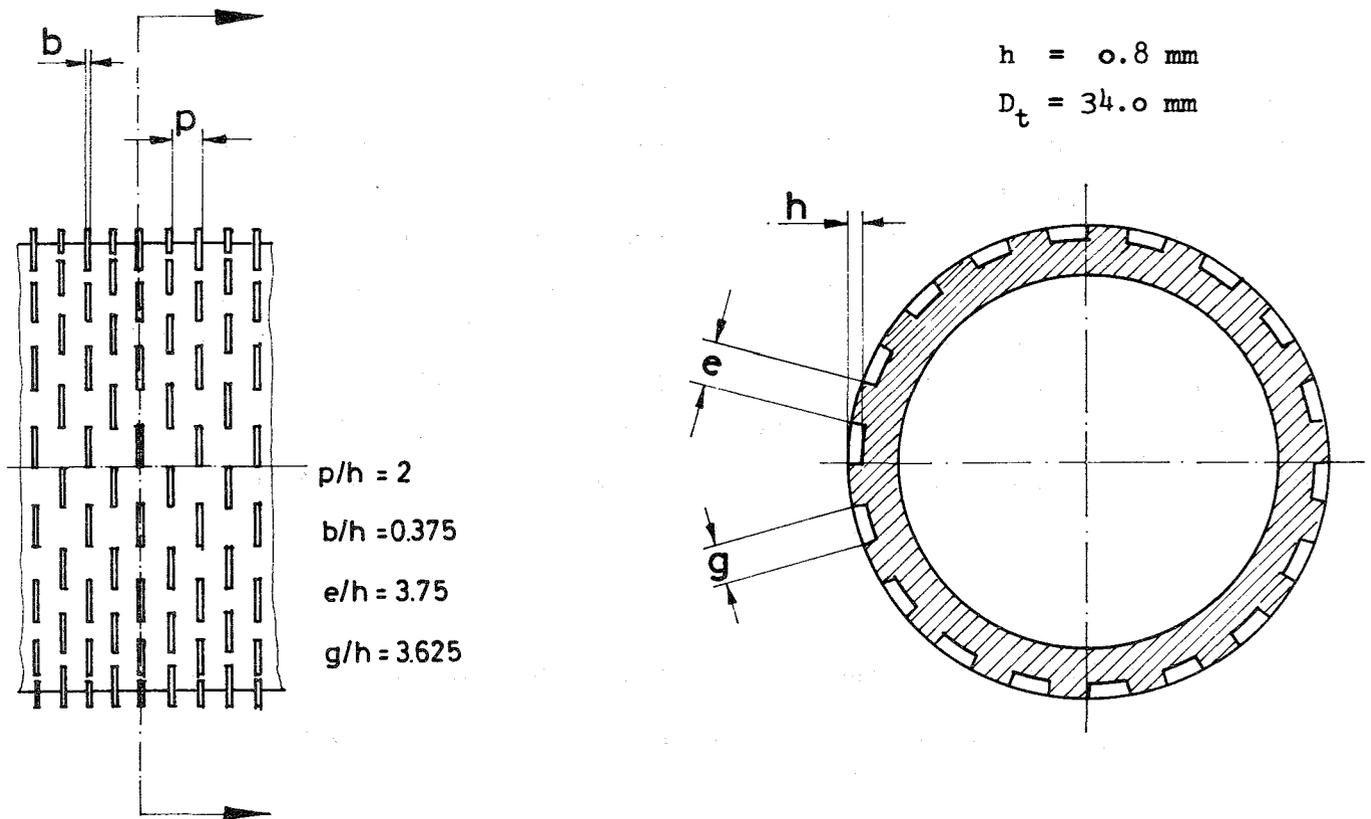
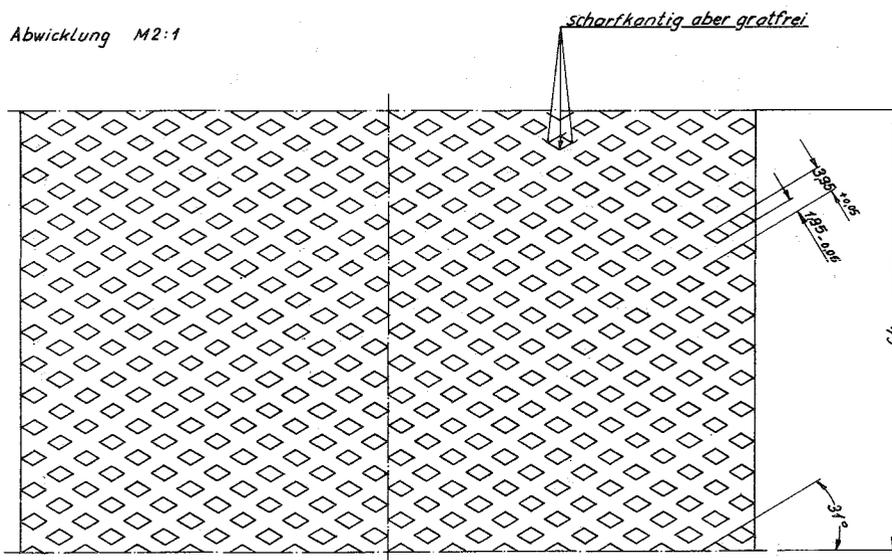


Abb. 3 Profil Nr. 1

Abwicklung M2:1



Abt. 4 Profil Nr. 2

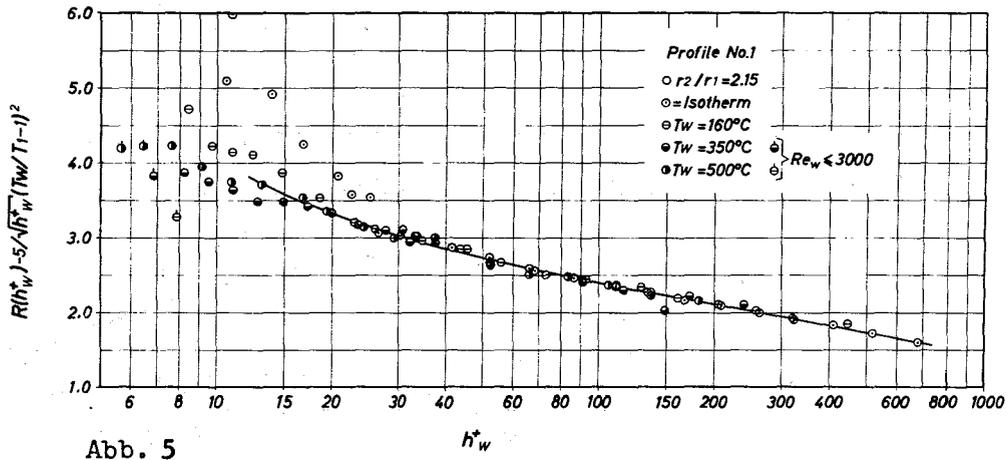


Abb. 5

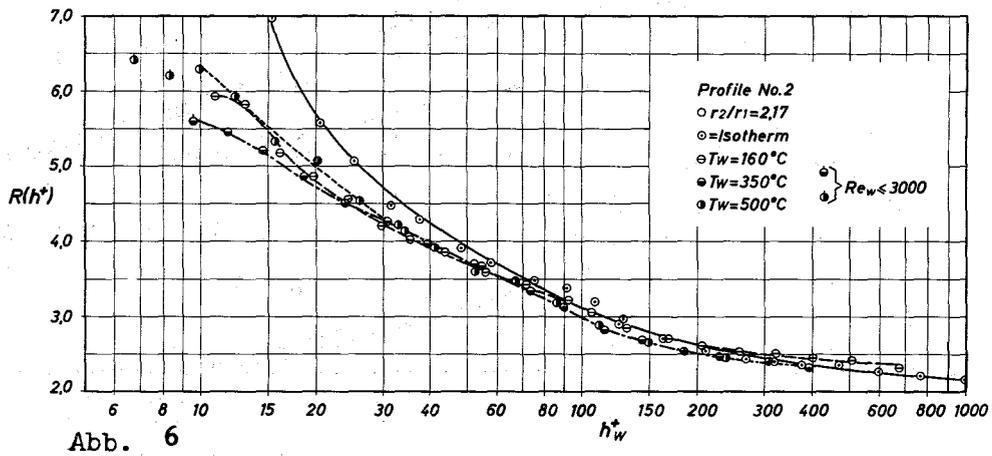


Abb. 6

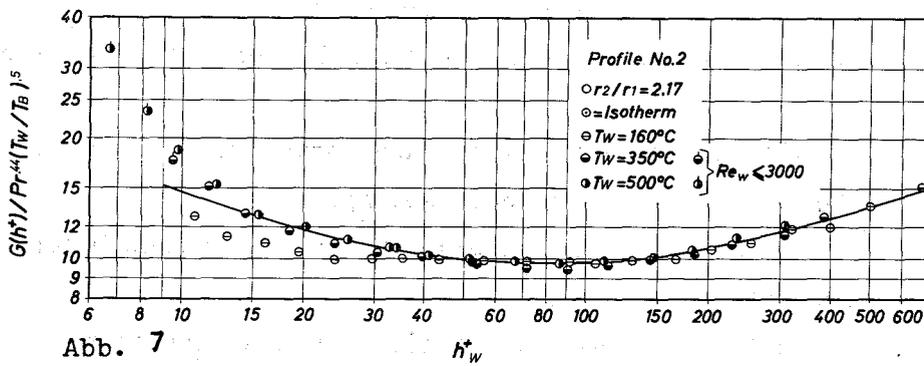


Abb. 7

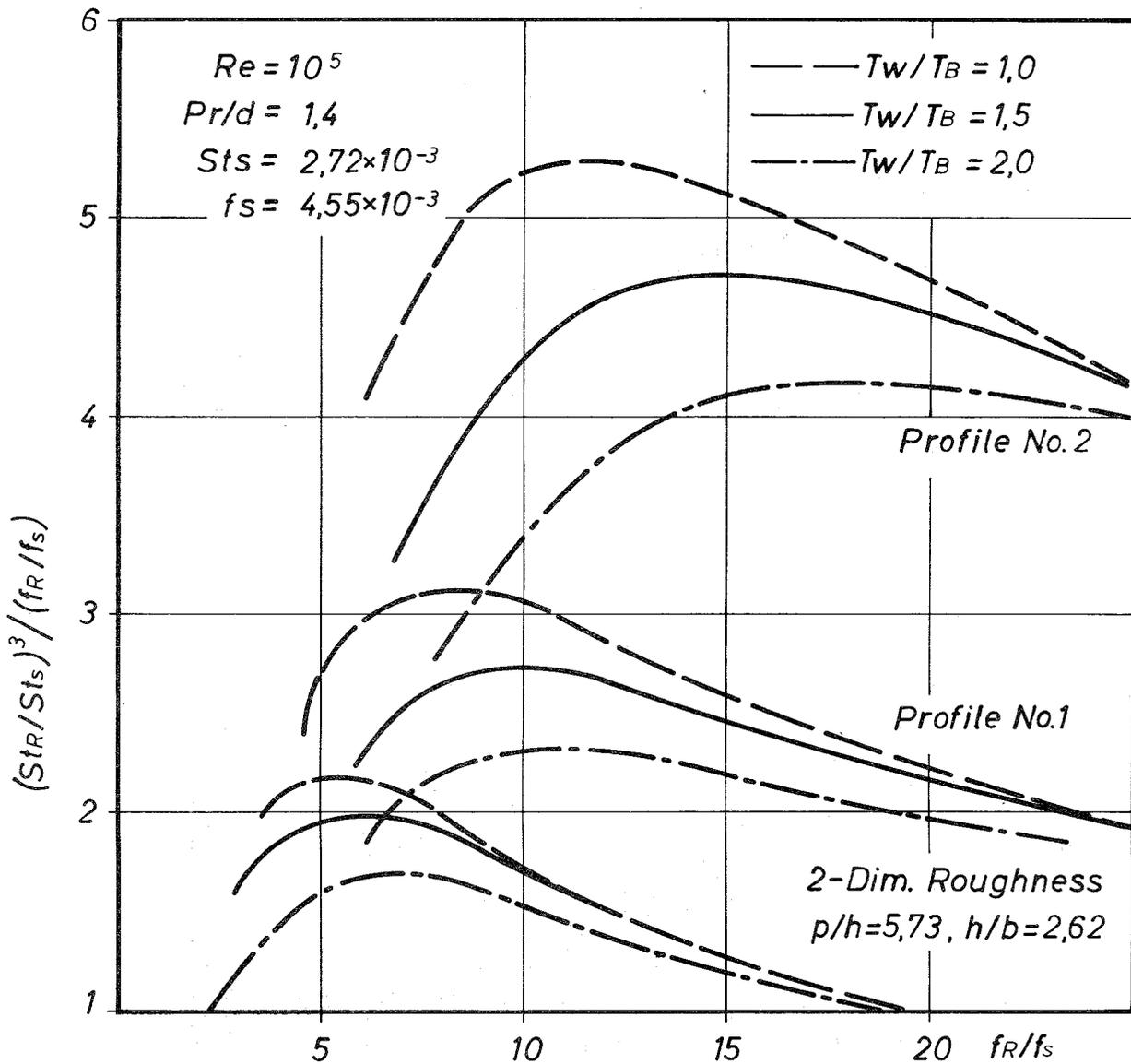


Abb. 8 "Thermal Performance" der beiden dreidimensionalen Rauigkeiten im Vergleich einer zweidimensionalen Rauigkeit für Bedingungen typisch für einen GCFR-Core

St_R = Stantonzahl für eine raue Fläche

St_S = Stantonzahl für ein glattes Rohr bei gleicher Reynoldszahl

f_R = Reibungsfaktor für eine raue Fläche

f_S = Reibungsfaktor für ein glattes Rohr bei gleicher Reynoldszahl

Re = Reynoldszahl

P_R/d = Verhältnis von Teilung zu Durchmesser der rauhen Stäbe

T_w/T_B = Verhältnis der Wand- und Gastemperatur

p/h = Verhältnis von Teilung und Höhe der zweidimensionalen Rauigkeitsrippen

h/b = Verhältnis von Höhe und Breite der zweidimensionalen Rauigkeitsrippen

1271.2 Grundlagenuntersuchungen zum Impuls- und Wärmetransport in Stab-
bündeln^G

Radiale und azimutale Impulsaustauschgrößen in einem Stabbündel-
wandkanal (K. Rehme, INR)^{†)}

Zur Berechnung von turbulenten Strömungen ist es erforderlich, die Navier-Stokes'schen Bewegungsgleichungen durch Modelle für die turbulenten Bewegungsvorgänge erheblich zu vereinfachen, da eine numerische Lösung der Bewegungsgleichungen für die turbulente Strömung, die ja eine stochastische dreidimensionale Bewegung ist, zur Zeit selbst mit modernsten Rechenanlagen völlig unmöglich ist. Der bekannteste und für praktische Berechnungen einzig bedeutsame Ansatz für die turbulente Wirbelbewegung wird analog zur molekularen Zähigkeit gemacht. Die turbulente Schubspannung τ , die sich aus der Korrelation der Schwankungsgeschwindigkeiten ergibt $\overline{u_i u_j}$, wird gleich einer Wirbelzähigkeit (eddy viscosity) oder Impulsaustauschgröße ϵ multipliziert mit dem örtlichen Gradienten des zeitlichen Mittelwerts der Strömungsgeschwindigkeit u gesetzt:

$$\tau = -\rho \overline{u'v'} = \rho \epsilon \frac{\partial u}{\partial y} \quad (1)$$

Die Impulsaustauschgröße ϵ ist daher natürlich vom betrachteten Orte in der Strömung abhängig. Aus Messungen der Korrelation der Schwankungsgeschwindigkeiten und des Feldes der zeitlich gemittelten Geschwindigkeit lassen sich die Impulsaustauschgrößen berechnen (KFK 1275/2).

Mit u' als der Schwankungsgeschwindigkeit in axialer Richtung (Hauptströmungsrichtung) und v' in radialer Richtung, ergibt sich die Impulsaustauschgröße in radialer Richtung zu:

$$\epsilon_r = \frac{-\overline{u'v'}}{\partial u / \partial r} \quad (2)$$

oder in dimensionsloser Form:

^{†)} Letzter Bericht KFK 1275/2, S. 127-7

$$\frac{\epsilon_r}{L \cdot u^*} = \frac{\tau_r / \tau_w}{\frac{\partial(u/u_m)}{\partial(r/L)}} \frac{u^*}{u_m} \quad (3)$$

Hierin ist $u^* = \sqrt{\tau_w / \rho}$ die Wandschubspannungsgeschwindigkeit, u_m ein Wert der Strömungsgeschwindigkeit, auf den alle Messungen normiert werden und L ist die Länge des Geschwindigkeitsprofils zwischen der Wand und dem Ort der Nullschubspannung.

Entsprechend erhält man für die Impulsaustauschgröße in azimuthaler Richtung mit w' als der Schwankungsgeschwindigkeit in azimuthaler Richtung:

$$\epsilon_\phi = \frac{-u'w'}{r} \frac{1}{\partial u / \partial \phi} \quad (4)$$

bzw. in dimensionsloser Darstellung

$$\frac{\epsilon_\phi}{L \cdot u^*} = \frac{\tau_\phi / \tau_w}{\frac{L}{r} \frac{\partial(u/u_m)}{\partial \phi}} \frac{u^*}{u_m} \quad (5)$$

Mit Hilfe eines Rechenprogramms^{*)} wurden die radialen und azimuthalen Impulsaustauschgrößen ermittelt. Abb. 9 zeigt die dimensionslosen radialen Impulsaustauschgrößen als Funktion des dimensionslosen Wandabstandes. Die gezeigten Werte wurden radial um einen Stab des 4-Stabbündels gemessen. Zum Vergleich wurde der Verlauf der Impulsaustauschgröße im Kreisrohr nach REICHARDT /1/ miteingetragen:

$$\frac{\epsilon_M}{R \cdot u^*} = \frac{2}{3} \left[0.5 + \left(\frac{Z}{R} \right)^2 \right] \left[1 - \left(\frac{Z}{R} \right)^2 \right] \quad (6)$$

Es zeigt sich, daß die Impulsaustauschgrößen im Stabbündelwandkanal größer sind als beim Kreisrohr. Die Meßwerte im wandfernen Bereich liegen etwa doppelt so hoch wie beim Kreisrohr. Die große Streuung in diesem Bereich ist auf die sehr kleinen Geschwindigkeitsgradienten zurückzuführen. In Wandnähe ergibt sich eine größere Steigung als beim Kreisrohr.

*) Das Rechenprogramm wurde von Fr. Ch. Hausmann und Fr. M. Mangelmann erstellt, wofür der Autor sich bedankt.

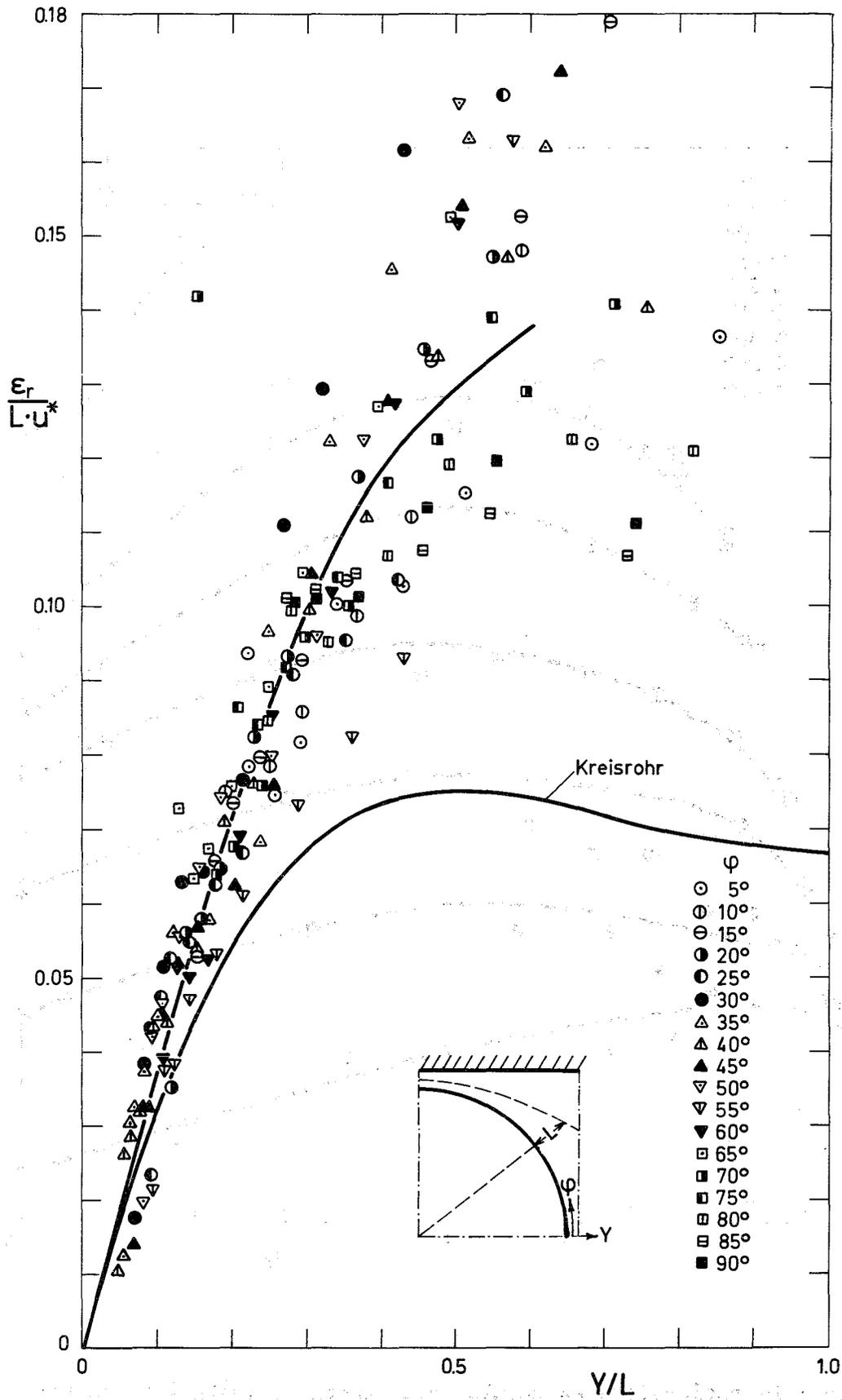


Abb. 9: Dimensionslose radiale Impulsaustauschgröße als Funktion des dimensionslosen Wandabstandes

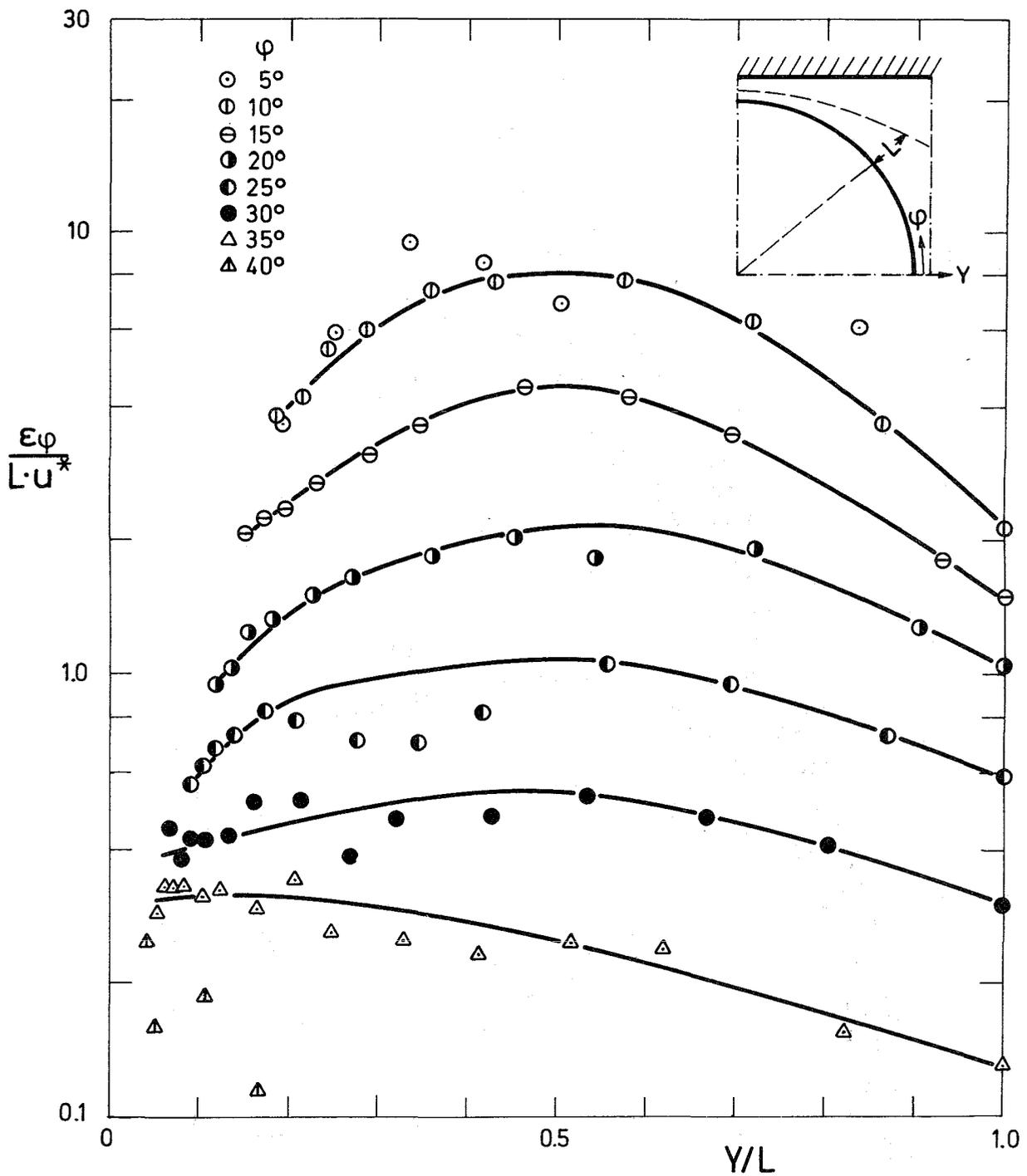


Abb.10: Dimensionslose azimutale Impulsaustauschgröße als Funktion des dimensionslosen Wandabstandes ($\varphi = 5 \div 40^\circ$)

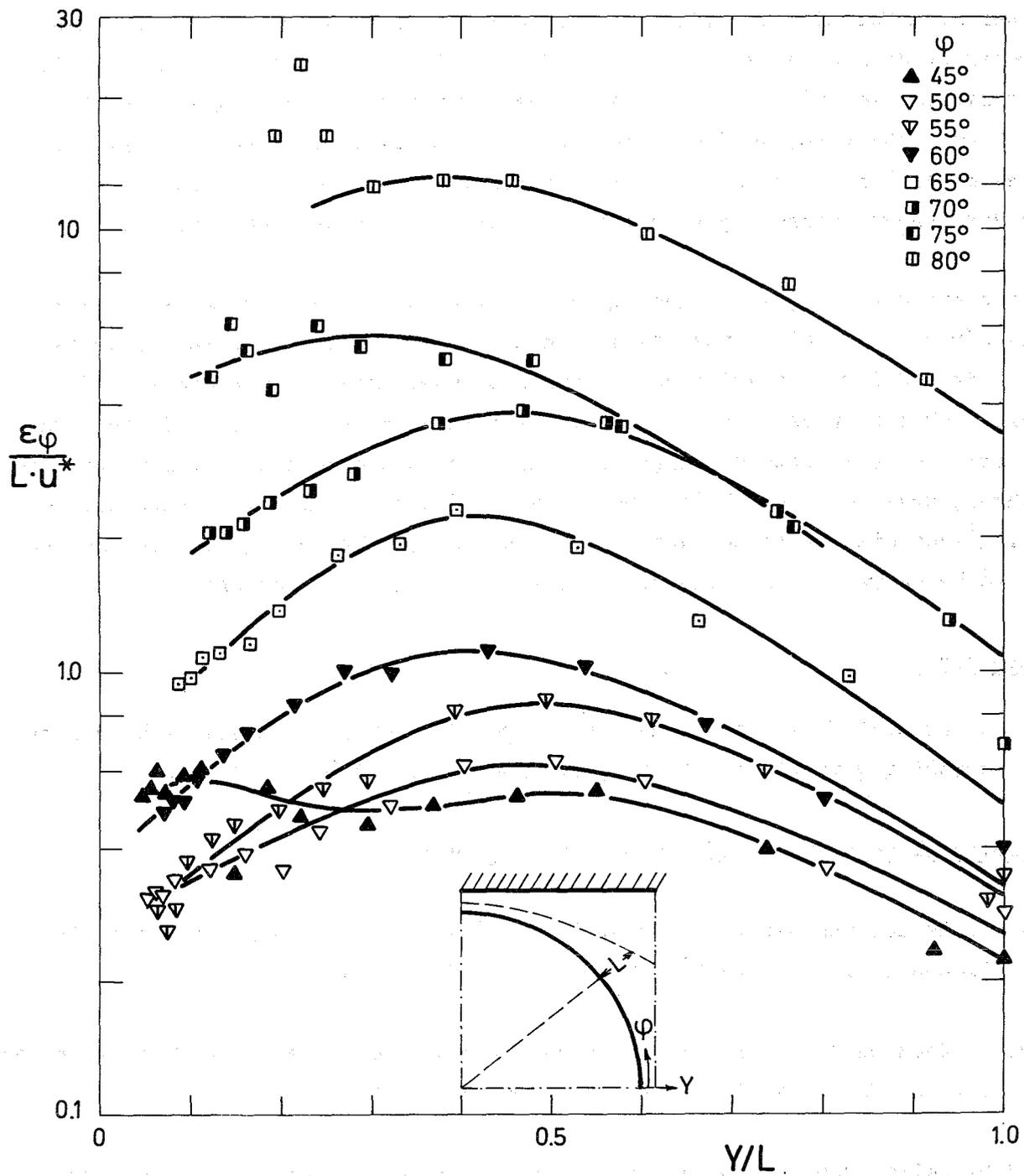


Abb. 11: Dimensionslose azimuthale Impulsaustauschgröße als Funktion des dimensionslosen Wandabstandes ($\varphi = 45 \div 80^\circ$)

Die Verhältnisse für den Austausch in Querrichtung sind noch extremer. Abb.10 und Abb.11 zeigen die ermittelten azimutalen Impulsaustauschgrößen im Stab-bündelwandkanal. Die Werte haben durchweg etwa in der Mitte des Geschwindigkeitsprofils ($y/L \sim 0.5$) ein Maximum. Die höchsten ϵ_ϕ ergeben sich in den engsten Querschnitten zwischen Stab und Wand bzw. Stab und Stab. Hier ergeben sich Verhältnisse von ϵ_ϕ/ϵ_r von etwa 100 und höher, während für das Kreisrohr dieses Verhältnis $\epsilon_\phi/\epsilon_r \approx 3 \div 4$ ist. Von den engsten Querschnitten aus sinken die azimutalen Impulsaustauschgrößen zum offenen Querschnitt ($\phi \sim 40^\circ$) stark ab, wo das Maximum der Strömungsgeschwindigkeit liegt. In diesem Bereich ist $\epsilon_\phi/\epsilon_r \approx 2$, die Ergebnisse streuen hier ebenfalls stark, da der Geschwindigkeitsgradient in azimutaler Richtung gegen Null geht.

Die ermittelten Impulsaustauschgrößen gelten für ein Stababstandsverhältnis $P/D = 1.071$, ein Wandabstandsverhältnis $W/D = 1.072$ und eine Reynoldszahl $Re = 8.2 \times 10^4$. Aufgrund der starken Unterschiede der gemessenen Werte gegenüber den in den Rechenprogrammen verwendeten, scheint es erforderlich zu sein, weitere Untersuchungen an geänderten Abstandsverhältnissen durchzuführen, damit es möglich ist, über einen größeren Bereich von Abstandsverhältnissen die Ortsabhängigkeit der Impulsaustauschgrößen anzugeben und auf diese Weise vorhandene Rechenprogramme erheblich zu verbessern.

Literatur:

/1/ H. REICHARDT, Vollständige Darstellung der turbulenten Geschwindigkeitsverteilung in glatten Leitungen, ZAMM 31 (7), 208-219 (1951).

Veröffentlichungen zu 1271 im Berichtszeitraum

- (1) K. Rehme, Turbulente Strömung in konzentrischen Ringspalten, Habilitationsschrift und KFK-Bericht Nr. 2099 (Mai 1975)
- (2) W. Baumann and K. Rehme, Friction correlations for rectangular roughnesses, Int. J. Heat Mass Transfer 18, 1189-1197 (1975)
- (3) M. Dalle Donne and L. Meyer, Experimental heat transfer and pressure drops of rods with three-dimensional roughness in annuli, 3rd NEA-GCFR Specialist Meeting on Heat Transfer, Petten (17.-19.9.75)

- (4) W. Baumann and K. Rehme, Roughness parameters for rectangular roughnesses, 3rd NEA-GCFR Specialist Meeting on Heat Transfer Petten (17.-19.9.75)
- (5) M. Dalle Donne, J. Marek, A. Martelli, K. Rehme, Forced convection heat transfer in a roughened 12-rod bundle, 3rd NEA-GCFR Specialist Meeting on Heat Transfer, Petten (17.-19.9.75)
- (6) K. Rehme and J. Marek, Experimental heat transfer investigation in a bundle of 19 rods roughened by transversal rectangular ribs, 3rd NEA-GCFR Specialist Meeting on Heat Transfer, Petten (17.-19.9.75)
- (7) A. Martelli, SGAPO, a code for the prediction of steady state heat transfer and pressure drops in gas cooled bundles of rough and smooth rods, 3rd NEA-GCFR Specialist Meeting on Heat Transfer, Petten (17.-19.9.75)
- (8) J. Marek and K. Rehme, Heat transfer in smooth and roughened rod bundles near spacer grids, 3rd NEA-GCFR Specialist Meeting on Heat Transfer, Petten (17.-19.9.75)

Beiträge zu

128 ENTWURFSSTUDIEN ZU GASGEKÜHLTEN BRUTREAKTOREN

erscheinen in einem späteren PSB-Vierteljahresbericht.

...the ... of ...

129 ENTWURFSSTUDIEN ZU NATRIUMGEKÜHLTEN BRUTREAKTOREN1291 Untersuchung der Austauschkoefizienten für Impuls
und Enthalpie in turbulenter Kanalströmung^G

(G. Grötzbach; IRE)

Nachdem im letzten Halbjahr 1974 die theoretischen Grundlagen für die Formulierung der Wandbedingungen speziell bei rauhen Wänden bereitgestellt /2/, das Temperaturfeinstrukturmodell /3/ für die Anwendung auf Kanalströmungen analog zum Impulsfeinstrukturmodell /4/ erweitert und die Differenzenformeln abgeleitet und programmiert wurden, lag in diesem Jahr der Schwerpunkt der Arbeiten an TURBIT-2 /3/ auf der Überprüfung der Fehlerfreiheit der programmierten Differenzenformeln mit laminaren und turbulenten Testrechnungen, auf einer Empfindlichkeitsstudie gegenüber Änderungen der Feinstrukturkonstanten und auf der Verbesserung des Impulsfeinstrukturmodelles.

In diesem Bericht werden einige Angaben zu dem letztgenannten Problemkreis gemacht, die zeigen, daß durch eine sorgfältige Festlegung der Impulsfeinstrukturkonstanten und durch die Erweiterung des Impulsfeinstrukturmodelles für mittlere Reynoldszahlen die Qualität der Ergebnisse wesentlich gegenüber den TURBIT-1-Ergebnissen gesteigert werden kann. Die zusätzlich angeführten Angaben zu den ersten Ergebnissen des Temperaturteils von TURBIT-2 bestärken die Hoffnung, trotz des Fehlens experimenteller Daten zur Bestimmung der Temperaturfeinstrukturkonstanten dennoch das Fluid Natrium numerisch simulieren zu können.

^G Letzter Bericht in KFK 1274/3, S. 129-1

Empfindlichkeitsstudie gegenüber Änderungen der Impulsfeinstrukturkonstanten

Bei den ersten Testrechnungen für turbulente Strömungen mit dem Rechenprogramm TURBIT-2 wurde bei relativ schlecht auflösenden Maschennetzen festgestellt, daß die erzielten Ergebnisse stark von Änderungen der Korrekturfaktoren des isotropen und inhomogenen Impulsfeinstrukturmodelles [4] abhängen. Die deshalb durchgeführte Empfindlichkeitsstudie führte zu folgenden Ergebnissen:

1. Es gibt für die in TURBIT angewandte Methode der direkten numerischen Simulation über Feinstrukturmodelle eine untere Grenze der Maschennetauflösung, denn es wurde festgestellt, daß bei sehr groben Netzen mit z.B. nur $8 \times 8 \times 8$ Punkten keine eindeutigen Abhängigkeiten z.B. der Energie des Schwankungsfeldes oder der Wandschubspannung von den beiden Korrekturfaktoren zu finden sind. Bei einem Maschennetz mit $8 \times 8 \times 16$ Punkten konnten dagegen eindeutige und auch argumentativ begründbare Abhängigkeiten festgestellt werden, weshalb dieses Maschennetz als Grundlage für die Empfindlichkeitsstudie gewählt wurde.
2. Die Proportionalitätskonstante im inhomogenen Feinstrukturmodell hat nur einen relativ geringen Einfluß auf die berechneten Schwankungsfelder und die Wandschubspannung. Die Vergrößerung der inhomogenen turbulenten Zähigkeit führt zu geringfügig höheren Wandschubspannungen bei gleichzeitigem Absinken der Energie der Geschwindigkeitsschwankungen. Sehr hohe inhomogene Zähigkeiten führen zu stark anisotropen Schwankungsfeldern, sehr kleine zu kleinen Wandschubspannungen. Das inhomogene Modell muß daher als die wesentlichste Erweiterung [4] des isotropen Feinstrukturmodells für die Anwendung auf Kanalströmungen angesehen werden.
3. Die Proportionalitätskonstante der isotropen turbulenten Zähigkeit hat einen vergleichsweise höheren Einfluß auf Wandschubspannung und Schwankungsenergie als die der inhomogenen turbulenten Zähigkeit. Geringe Vergrößerungen der isotropen Zähigkeit führen zu einem starken Rückgang

der Energie der Geschwindigkeitsschwankungen und zu einem ebenso starken Rückgang der aus dem zeitlich gemittelten Geschwindigkeitsprofil über das logarithmische Wandgesetz zurückgerechneten Wandschubspannung. D.h. letztlich, eine Vergrößerung der isotropen turbulenten Zähigkeit führt relativ schnell zu einer Laminarisierung der Geschwindigkeitsfelder. Die Proportionalitätskonstante der isotropen turbulenten Zähigkeit sollte daher mit höchster Sorgfalt festgelegt werden.

4. Es gibt nur ein Wertepaar der beiden unter 2. und 3. diskutierten Konstanten, bei dem experimentell verifizierbare Ergebnisse erreicht werden können. Die Qualität der mit diesem Wertepaar erreichten Ergebnisse erreicht bei relativ groben Maschennetzen beim Plattenkanal die der bisherigen Ergebnissen mit den feinsten Netzen [4]. Für den Ringspalt gilt dies allerdings nur für die innere Kanalhälfte. In der äußeren Kanalhälfte ergibt sich dort eine zu niedrige Energie der durch das Maschennetz aufgelösten und nicht aufgelösten Energieanteile.

Erweiterung des Impulsfeinstrukturmodelles

Neben der Tendenz zu zu kleinen Energien in der Nähe der Außenwand des Ringspaltes bei relativ groben Maschennetzen ist von TURBIT-1 noch ein weiterer, experimentell nicht verifizierbarer Effekt des Modelles bekannt [4], nämlich daß die im isotropen Modell verwendete, durch eine eigene Differentialgleichung berechnete Energie der nicht aufgelösten Geschwindigkeitsschwankungen praktisch unabhängig ist von der Auflösung des Maschennetzes. Beide Modelleffekte machten eine Überarbeitung des Impulsfeinstrukturmodelles erforderlich. Diese Überarbeitung steht kurz vor dem erfolgreichen Abschluß. Es wurden im wesentlichen zwei Änderungen an der Modellgleichung für die Feinstrukturenergie durchgeführt:

1. Das Absinken der Energie in der Nähe der Außenwand des Ringspaltes wurde durch eine Inkonsistenz zwischen dem Modell für die turbulenten Zähigkeiten und dem Modellproduktionsterm der Feinstrukturenergiegleichung verursacht. Im Produktionsterm wurde nämlich nur der Teil der Energieproduktion berücksich-

tigt, der durch die isotropen turbulenten Zähigkeiten verursacht wird. Die dadurch gegebene Einschränkung auf sehr hohe Reynoldszahlen und sehr feine Maschennetze konnte durch zusätzliches Einführen des Produktionsanteiles der inhomogenen turbulenten Zähigkeit weitgehend entschärft werden. Die Ergebnisse wurden durch diese Maßnahme in der äußeren Kanalhälfte wesentlich verbessert.

2. Der von TURBIT-1 bekannte Trend zu zu hohen Feinstrukturenergien bei feinen Maschennetzen wurde durch die Erweiterung des Produktionstermes beachtlich verschlimmert. Deshalb wurde auch eine Überarbeitung des Senkenterms der Feinstrukturenergiegleichung vorgenommen. Der bisher benutzte Senkenterm $\overline{4}$ bezieht sich ebenso wie der Produktionsterm nur auf isotrope Turbulenz, d.h. bei der in Kanalströmungen vorliegenden inhomogenen Turbulenz nur auf den isotropen Anteil. Der Gültigkeitsbereich würde dadurch auch auf hohe Reynoldszahlen eingeschränkt. Beseitigt wurde diese Einschränkung ebenso wie beim Produktionsterm durch zusätzliche Senkenterme, die die Inhomogenität der Geschwindigkeitsfelder berücksichtigen. Es sind dies zwei Zusatzterme, die aus der Energiegleichung statistischer Turbulenzmodelle bekannt sind und hier analog auf die Feinstrukturenergiegleichung angewandt werden können $\overline{5,6}$. In wie weit diese Zusatzterme den aufgezeigten Effekt tatsächlich beseitigen werden, kann erst an feineren Maschennetzen getestet werden.

Durch die Erweiterung der isotropen Produktions- und Senkenterme für inhomogene Turbulenz konnte der Anwendungsbereich von TURBIT-2 nach kleineren Reynoldszahlen (von der Größenordnung 10^4) und größeren Maschennetzen bei gleichzeitiger Verbesserung der Qualität der Ergebnisse wesentlich erweitert werden.

Erste Ergebnisse des Temperaturteiles von TURBIT-2

Die oben besprochene falsche Maschennetzabhängigkeit der Feinstrukturenergiegleichung hat es bisher verhindert, daß auch für die Temperaturfeinstrukturkonstanten eine Parameteranpassung vorgenommen werden konnte. Die Korrekturfaktoren des Temperaturfein-

strukturmodelles wurden nahezu willkürlich festgelegt. Diese Korrekturfaktoren können endgültig erst durch eine Parametervariation analog zu der der Impulskonstanten festgelegt werden, wenn nach vollständiger Erweiterung der Feinstrukturenergiegleichung die Korrekturfaktoren des Impulsmodelles erneut aufeinander abgestimmt worden sind.

Trotz der schlechten Abstimmung der Temperaturkonstanten sind die ersten Ergebnisse des Temperaturteiles recht zufriedenstellend. So ist z.B. bei einer molekularen Prandtl-Zahl von 1 das Temperaturprofil etwas fülliger als das Geschwindigkeitsprofil, die Temperatur-rms-Werte entsprechen den u_1 -rms-Werten, und der turbulente Wärmestrom zeigt im Plattenkanal den erwarteten nicht-linearen Verlauf. Insgesamt zeigt sich, daß die Auflösung der turbulenten Temperaturschwankungen besser ist als die der Geschwindigkeitschwankungen, und daß dadurch der Einfluß des inhomogenen Temperatur-Feinstrukturmodelles relativ gering gewählt werden kann. Die Empfindlichkeit des Temperaturschwankungsfeldes ist dadurch auch geringer gegenüber Änderungen der Temperaturfeinstrukturkonstanten, verglichen mit der hohen Empfindlichkeit des Geschwindigkeitsschwankungsfeldes.

Da die Auflösung für Temperaturschwankungen mit abnehmender molekularer Prandtl-Zahl zunimmt [7], kann man hoffen, daß trotz des Fehlens hier anwendbarer experimenteller Daten für die Temperaturspektren in Natrium dennoch das Fluid Natrium numerisch simuliert werden können, und zwar bei feinen Maschennetzen wahrscheinlich ohne die Notwendigkeit eines Temperaturfeinstrukturmodelles.

Literatur

- [1] G. Grötzbach, G. Lörcher, U. Schumann:
Reaktortagung Nürnberg, 8.-11.4.75, S. 145-148
- [2] G. Grötzbach:
PSB - Vierteljahresbericht 3/74, KFK 1274/3
S. 129-1 - 129-9
- [3] G. Grötzbach, G. Lörcher, U. Schumann:
PSB - Vierteljahresbericht 1/74, KFK 1274/1
S. 129-1 - 129-5

- [4] U. Schumann:
J. Comp. Phys. 18, 1975, 376-404
- [5] J. Rotta:
Z. f. Physik 129, 1951, 547-572
- [6] W.P. Jones, B.E. Launder:
Int. J. Heat Mass Transfer 16, 1973, 1119-1130
- [7] G.K. Batchelor
J. Fluid Mechanics 5, 1959, 113-139

Veröffentlichungen

- (1) Vortrag auf der Reaktortagung 1975 [1] :
Anwendung und experimentelle Absicherung der direkten numerischen
Simulation turbulenter Strömungen.