

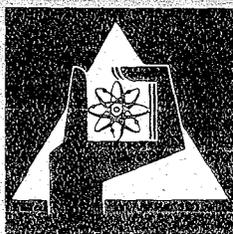
**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

Dezember 1976

KFK 1276/3

Projekt Schneller Brüter

3. Vierteljahresbericht 1976



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

KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 1276/3

Projekt Schneller Brüter

3. Vierteljahresbericht 1976

Gesellschaft für Kernforschung mbH, Karlsruhe

Zusammenfassung

Der Bericht beschreibt Arbeiten des 3. Vierteljahres 1976, 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 (1.12):

Die im Rechenprogramm SATURN-1 zur Beschreibung der Pu-Umverteilung verwendeten Modelle haben sich beim Vergleich mit Meßergebnissen aus dem Rapsodie-Monitor-Experiment als brauchbar erwiesen.

Laborversuche zur Wanderung metallischer Spaltprodukteinschlüsse in unterstöchiometrischem Mischoxidbrennstoff haben ergeben, daß diese während der Wanderung sehr schnell bis zu einer Größe von 10 μm koagulieren, daß große Einschlüsse ($>5 \mu\text{m}$) nur noch unmerklich wandern, und daß Linsenporen keine metallischen Einschlüsse transportieren. - Ferner wurde der Beitrag des Verdampfungs-Kondensations-Transports von Mischoxid in wandernden Hohlräumen zur radialen U-Pu-Entmischung untersucht. Vergleich mit Ergebnissen zweier Entmischungsmodelle (Thermodiffusion bzw. Porenwanderung) ergab gute Übereinstimmung.

Der Bestrahlungsversuch Mol 8 C (Mischoxidbrennstäbe in NaK-Kapseln im BR-2) läßt zwischen relativer Brennstoff-Schmierdichte und maximaler Hülldehnung Zusammenhänge erkennen, deren Erklärung noch Schwierigkeiten bereitet.

Für Kriech- und Schwellversuche wurden eng spezifizierte Mischkarbidproben verschiedener Geometrie und Dichte hergestellt. Die hierbei benutzten Verfahren werden im einzelnen beschrieben; ebenfalls bisherige Erfahrungen mit einwandigen NaK-Kapseln zur Bestrahlung von Mischkarbidbrennstoffproben im FR-2.

Im Versuch Mol 11 werden Kapseln mit Karbidbrennstoff im epithermischen Fluß des BR-2 bestrahlt. Die Nachuntersuchung der ersten beiden Stabvarianten (mit Heliumbindung) erbrachte Resultate über Pu-, CO-, Spaltprodukttransport und Aufkohlung der Hülle. Die Spaltgasfreisetzung in Mischkarbidbrennstäben ist, verglichen mit Oxidbrennstäben, gering.

Materialuntersuchung (1.13) und Korrosionsversuche (1.14):

Im Rahmen des Programms Mol 1A1 wurden u.a. Proben potentieller Kastenwerkstoffe auf ihr Zeitstands- und Kriechverhalten nach Bestrahlung untersucht. Dabei zeigte sich ein starker Einfluß der Martensitausbildung auf die Bruchphänomene.

Am Hüllwerkstoff 1.4970 wurde der Einfluß der thermomechanischen Behandlung auf Matrixdichte und -härte sowie auf Kurz- und Langzeiteigenschaften nach Bestrahlung Mol 3B untersucht. Weitere Nachuntersuchungen richteten sich auf den Werkstoff 1.4988 aus dem Rapsodie-Bündelbestrahlungsversuch; es wird die Abhängigkeit der Zerreißeigenschaften von der Verformungsgeschwindigkeit und der Prüftemperatur gezeigt.

Simulationsversuche mit dem britischen Variable Energy Cyclotron (VEC) lieferten Schwelldaten für Hüllwerkstoffe. Der mittlere Porendurchmesser steigt beim Stahl 1.4981 nahezu linear mit der Dosis an, während er beim Stahl 1.4970 eher einem Sättigungswert zustrebt. Die Porenkonzentration dagegen durchläuft für 1.4981 ein Maximum, während sie bei 1.4970 in dem betrachteten Dosisbereich sehr steil ansteigt.

Im Rahmen des GRIM-Programms sind Versuche an bestrahltem SNR-Anlagenstrukturwerkstoff (1.4948) angelaufen. Erste Ergebnisse zeigen die Haltezeit als Funktion der Lastwechselzahl.

Von der Auswertung der Langzeitkorrosionsversuche im Natrium liegen nunmehr neben weiteren Meßdaten zur Aufkohlung von Hüllwerkstoff auch Mn-Konzentrationsprofile vor. Die Herauslösung von Mn aus den Hüllwerkstoffen hängt nur von der Temperatur, nicht vom Werkstoff und der Probenposition ab.

Chemische Analysen wurden auch an vorkorrodierten Proben des Pflasterwerkstoffs Stellite 6B nach einem Reibversuch durchgeführt. Die Oberfläche zeigte korallenförmige Abscheidungen. Fe-Co-Ablagerungen waren, wie sich zeigte, durch den Reibvorgang nicht völlig abgeschoben worden.

Physik (1.21 und 1.22) :

Für die Messung der Neutroneneinfangsquerschnitte von ^{240}Pu und ^{242}Pu im Energiebereich 10-100 keV wird die neuentwickelte Versuchsanordnung beschrieben. Das Verhältnis α von Einfang zu Spaltung wurde für ^{235}U zwischen 10 und 500 keV gemessen; erste Ergebnisse liegen vor.

Für die Kerndatenbibliothek KEDAK-3 wurden totale und Spaltquerschnitte von ^{235}U im MeV-Bereich neu ausgewertet.

Mit Hilfe des Monte-Carlo-Programms KAMCCO wurden Heterogenitätseffekte einer ZPR III-55 Zelle und der Anordnung SNEAK 9B berechnet. Für diese zeigten sich gute Übereinstimmung mit dem Experiment (und mit anderen Berechnungsmethoden) bei der räumlichen Verteilung der Reaktionsraten, Diskrepanzen dagegen bei der räumlichen Verteilung von Quotienten der Reaktionsraten.

Sicherheit (1.23 bis 1.25) :

Im Rahmen der Arbeiten zur Reaktordynamik bei schweren Störfällen wurden die Rechenprogramme HOPE (Einleitungsphase) und KADIS (Disassemblyphase) miteinander gekoppelt, außerdem kann nunmehr in KADIS der Spaltgasdruck berücksichtigt werden. Mit dem gekoppelten System wurden einige typische Fälle für den Kern Mark IA des SNR 300 durchgerechnet. Insbesondere wurde der Einfluß der Variationen wichtiger Parameter und deren Überlagerung auf den Leistungsstörfall-Ablauf untersucht.

Eine weitere theoretische Analyse befaßt sich mit Kühlmittelverluststörfällen in einem 2000 MWe SNR. Das Ergebnis läßt erwarten, daß prinzipiell "konventionell" konzipierte SNR-Großbrüterkerne einem HCDA (hypothetic core disruptive accident) standhalten.

Zur Simulation einer siedenden Brennstoff-Stahl-Schmelze bei einem schweren Störfall wurde das Rechenprogramm POOL fertiggestellt und für erste Berechnungen benutzt. - Das Rechenprogramm CMOT zur theoretischen Beschreibung der Hüllmaterialbewegung nach dem Schmelzen wurde erweitert. SNR 300 Anwendungsrechnungen zeigen das Auftreten von Wellenbewegungen des geschmolzenen Materials, die wesentlich zu dessen Transport und zur Blockadebildung beitragen.

Mit einem Laser wurden Dampfdruckmessungen an flüssigem UO_2 bei 3500 und 3950 K weitergeführt.

In zwei Natriumsiedeversuchsreihen ging es um Fragen der Nachwärmeabfuhr im SNR 300. Aus Meßergebnissen wurde ^{fr}ein am Einlaß vollständig blockiertes Mk Ia Brennelement bei Berücksichtigung des Wabenabstandshalters eine durch Na-Verdampfung stationär kühlbare Heizflächenbelastung berechnet, die nur 0,5 % der Leistung bei Vollast entspricht.

Na-Einphasenversuche in einem Bündelausschnitt (Zusammenarbeit mit ECN Petten) zeigen, daß die Temperaturverteilung im Rezirkulationsgebiet von der Reynoldszahl abhängt. Zum lokalen Sieden von Natrium in großen Bündeln (IRE) lagen bereits im 2. PSB-Vierteljahresbericht erste Ergebnisse vor. Die bei den Natriumsiedeversuchen im ECN und IRE gemessenen Temperaturfluktuationen und Schallspektren am Austritt eines blockierten Bündels geben noch keine eindeutige Aussage über die Brauchbarkeit der Verfahren zum Zwecke des Siedenachweises.

Über die Vorbereitung der Transientenversuche im CABRI-Reaktor und der Kühlmittelverlustversuche (Mol 7C) im BR 2 sowie Druckverlustberechnungen für zweiphasige Na-Strömungen in den Scarabee-Versuchen wird berichtet. Einige weitere Beiträge behandeln Coreverformungen, Brennstoff-Natrium-Wechselwirkung und die Kühlung von Kernschmelzen.

Die aus brennenden Natriumlacken freigesetzten Uranaerosolkonzentrationen wurden in Laborversuchen und im technischen Maßstab gemessen. Die Ergebnisse sind für einen Bethe-Tait-Störfall unter der Annahme eines nicht intakt gebliebenen Reaktortanks von Bedeutung.

Technologie (1.26 bis 1.28) :

Messungen an einem 19-Stab-Bündel im Natrium und Vergleichsrechnungen haben starke azimutale Temperaturvariationen in den Hüllen der Randstäbe ergeben.

Für einen gasgekühlten Brutreaktor wurden Wärmeausfluß und Temperaturen eines Corecatchers mit Borax bei einem hypothetischen Unfall berechnet. Nach dem derzeitigen Wissensstand scheint ein solcher Corecatcher bezüglich Kosten, Sicherheit und Aufräumen des geschmolzenen Reaktorkernes die vorteilhafteste Lösung darzustellen.

Dieser Bericht wurde zusammengestellt von R. Hüper.

Summary

This report describes work performed in the third quarter of 1976 with or on behalf of the Gesellschaft für Kernforschung mbH, Karlsruhe, within the framework of the Fast Breeder Project (PSB).

Here are some of the most important results elaborated in specific project areas:

Fuel Rod Development (1.12):

The models used in the SATURN-1 computer program to describe the Pu-redistribution in fuel rods have turned out to be useful when compared with measured results from the Rapsodie monitor experiment.

Laboratory experiments on the migration of metallic fission product inclusions in substoichiometric mixed oxide fuel have shown that these will rapidly coagulate during migration up to a size of 10 μm , that large inclusions ($>5 \mu\text{m}$) migrate only to an insignificant extent and that lenticular pores will not transport any metallic inclusions. Moreover, the contribution to the radial U-Pu demixing made by the evaporation condensate transport of mixed oxide in migrating voids was studied. A comparison with the results obtained by two demixing models (thermodiffusion and pore migration, respectively) showed good agreement.

The Mol 8C experiment (mixed oxide fuel rods in NaK-capsules in the BR-2 reactor) has revealed relations between the relative fuel smear density and the maximum cladding expansion whose explanation still causes difficulties.

Closely specified mixed carbide samples of various geometries and densities have been manufactured for creeping and swelling experiments. The techniques used are described in detail; also experience so far generated by single-walled NaK-capsules for the irradiation of mixed carbide fuel specimens in the FR-2 is outlined.

In the Mol 11 experiment capsules with carbide fuel are irradiated in the epithermal flux of the BR-2. The post-irradiation examination of the first two rod variants (with helium bonding) produced results about the transport of Pu, Co and fission products and the carburization of the cladding. The fission gas release in the mixed carbide fuel rods is slight compared with oxide fuel rods.

Material Studies (1.13) and Corrosion Tests (1.14):

Within the Mol 1A1 program also specimens of potential box materials were examined for their creep rupture and creep behaviour following irradiation. This showed a strong influence of martensite formation upon the rupture phenomena.

1.4970 type cladding material was subjected to studies of the influence of thermomechanical treatment upon the matrix density and matrix hardness and the short and long time properties after irradiation in the Mol 3B experiment. Other post-irradiation examinations were concerned with the 1.4988 type material coming from the Rapsodie subassembly test; in this case, the dependence of the rupture properties on the strain rate and on the test temperature is being indicated.

Simulation experiments with the British Variable Energy Cyclotron (VEC) have furnished swelling data for cladding materials. In 1.4981 type steel the mean pore diameter increases almost linearly with the dose, whereas on 1.4970 type steel it rather moves towards a saturation level. By contrast, the pore concentration passes through a maximum for 1.4981, whereas it increases very steeply for 1.4970 in the dose range considered.

Experiments on irradiated SNR plant structural material (1.4948) have been launched within the framework of the GRIM program. Some first results indicate the service life as a function of the number of load cycles.

As far as the evaluation of long-time corrosion experiments in sodium is concerned, also Mn-concentration profiles have now been made available in addition to further measured data about the carburization of cladding material. The dissolution of Mn out of the cladding materials is only a function of the temperature, not of the material and the position of the sample.

Chemical analyses were carried out also on pre-corroded samples of the pad material, Stellite 6B, following a friction test. The surface showed coral-type separations. Fe-Co-deposits turned out to have been incompletely removed by the friction process.

Physics (1.21 and 1.22):

A newly developed experimental setup is described which will be used to measure neutron capture cross sections of ^{240}Pu and ^{242}Pu in the energy range of 10-100 keV. The capture-fission ratio is measured for ^{235}U between 10 and 500 keV. Preliminary experiments are available.

For the KEDAK-3 nuclear data file total and fission cross sections of ^{235}U have been re-evaluated in the MeV-range.

The KAMCCO Monte-Carlo Program was used to calculate heterogeneity effects of a ZPR III-55 cell and the SNEAK 9B assembly. For the latter assembly, good agreement with the experiment (and with other methods of calculations) was found in the physical distribution of reaction rates; however, there were discrepancies in the physical distribution of the quotients of the reaction rates.

Safety (1.23 to 1.25):

Within the framework of studies of reactor dynamics in severe accident conditions the HOPE (initial phase) and KADIS (disassembly phase) computer programs were coupled; moreover, KADIS is now capable to also take into account the fission gas pressure. The coupled system was used to calculate some typical cases for the Mark IA core of the SNR 300. In particular, the influence of variations

of important parameters and their superposition upon the development of a power excursion incident was studied. Another theoretical analysis deals with loss-of-coolant accident in a 2000 MWe LMFBR. According to the result it can be expected that in principle "conventionally" designed large LMFBR cores will withstand an HCDA (hypothetic core disruptive accident).

To simulate a boiling fuel-steel melt under severe incident conditions the POOL computer program was completed and used for some preliminary calculations. The CMOT computer program designed for the theoretical description of cladding material movement following meltdown has been expanded. SNR 300 application calculations have shown the occurrence of wave movements of the molten material which greatly contribute to its transport and, hence, blockage formation.

Vapor pressure measurements on liquid UO_2 by means of lasers were continued at 3500 and 3950 K.

Two series of sodium boiling tests were concerned with problems of the decay-heat removal in the SNR 300. Using measured results for a Mark Ia fuel element completely blocked at the inlet, it was calculated that the heat flux due to sodium evaporation and capable of steady-state cooling amounts only to 0,5 % of the capability at full power.

Sodium single phase tests in a bundle section (in cooperation with ECN Petten) indicate that the temperature distribution in the recirculation zone is a function of the Reynolds number. Some preliminary experiments on local sodium boiling in large bundles (IRE) have been reported already in the second quarterly PSB report. Measurements of the fluctuations and acoustic spectra at the outlet of a blocked bundle do not yet indicate clearly whether these techniques are useful for boiling detection purposes.

The report also includes information about the preparation of TOP experiments in the CABRI-reactor and of LOF experiments (Mol 7C) in the BR-2, and loss-of-pressure calculations for two-phase sodium flows in the Scarabee experiments. Some other contributions deal with core deformations, fuel-sodium interaction, and post-accident heat removal.

The uranium aerosol concentrations released from burning sodium pools have been measured in laboratory experiments and on a technical scale. The results are significant for a Bethe-Tait accident under the assumption of a damaged reactor vessel.

Technology (1.26 to 1.28):

Measurements on a 19-rod bundle in sodium and intercomparison calculations have indicated major azimuthal temperature variations in the claddings of the edge rods.

For a gas-cooled breeder reactor the heat and the temperatures of a core-catcher with borax were calculated under hypothetical accident conditions. In the light of the present state of the art a core-catcher of this type seems to represent the most advantageous solution with respect to costs, safety and the disposal of the molten reactor core.

This report has been 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, reaktor-physikalische Grundlagen) zuzuordnen sind.

Zur Erleichterung der Suche nach früheren Berichten, deren Fortsetzung der jeweils vorliegende Beitrag bildet, wird der betreffende 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:

- IAK = Institut für angewandte Kernphysik
- IMF = Institut für Material- und Festkörperforschung
- INR = Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
- IRB = Institut für Reaktorbauelemente
- IRCh = Institut für Radiochemie
- IRE = Institut für Reaktorentwicklung
- LAF = Laboratorium für Aerosolphysik und Filtertechnik

Die Untersuchungen zu dem Punkt 1.23.33 werden in Zusammenarbeit mit dem Energie Centrum Petten (ECN) durchgeführt. An den Arbeiten zu 1.23.1 beteiligt sich die Fa. Interatom GmbH, Bensberg, an 1.23.43 das Kerntechnische Institut der Technischen Universität (TU) Hannover, an 1.23.44 das Centre d'Etudes Nucléaires (SCK/GEN) Mol.

+))

Inhaltsübersicht

- 1.12 BRENNSTABENTWICKLUNG
- 1.13 MATERIALUNTERSUCHUNG UND -ENTWICKLUNG
- 1.14 KORROSIONSVERSUCHE UND KÜHLMITTELANALYSEN
- 1.21 PHYSIKALISCHE EXPERIMENTE
- 1.22 REAKTORTHEORIE
- 1.23 SICHERHEIT SCHNELLER REAKTOREN
- 1.24 INSTRUMENTIERUNG UND SIGNALVERARBEITUNG ZUR KERNÜBERWACHUNG
- 1.25 AUSWIRKUNGEN AUF DIE UMWELT
- 1.26 NATRIUM - TECHNOLOGIE - VERSUCHE
- 1.27 THERMO- UND FLUIDDYNAMISCHE VERSUCHE IN GAS
- 1.28 STUDIEN ZU GASGEKÜHLTEN BRUTREAKTOREN

+))

Teilprojekte mit den dazugehörigen PSB-Kennzahlen.

Die Seiten sind innerhalb jedes Teilprojektes durchnummeriert.

1.12 BRENNSTABENTWICKLUNG

1.12.0 Brennstabmodelltheorie, -auslegung und -spezifikation

Modelltheoretische Analyse der Plutonium-Umverteilung bei dem Rapsodie-Monitor-Bestrahlungsexperiment* (J. López-Jiménez, H. Elbel, IMF III)

1. Einleitung

Zur Überprüfung der in dem Rechenprogrammsystem SATURN-1 zur Beschreibung der Plutonium-Umverteilung verwendeten Modelle /1/ wurde eine Nachrechnung der bei dem Rapsodie-Monitor-Bestrahlungsexperiment gemessenen radialen Plutonium-Verteilungen vorgenommen. Dazu wurde jeweils ein Querschnitt aus drei der insgesamt fünf Teststäbe verwendet. Die Ergebnisse der Mikrosondenuntersuchungen dieser Querschnitte sind in /2/ und /3/ dokumentiert.

Die wichtigsten Auslegungsdaten der drei Teststäbe mit den Bezeichnungen AU-31, AU-34 und B-18 sind in Tabelle 1 zusammengefaßt. Die Werte für das O/Me-Verhältnis stammen zum Teil aus Rückrechnungen unter Verwendung des nach Ende der Bestrahlung ermittelten O/Me-Verhältnisses /3,4/.

Charakteristische Daten der den Nachrechnungen zugrundegelegten Betriebsbedingungen für die drei Querschnitte mit den Bezeichnungen AU-31-532 A, AU-34-505 und B-18-485 A werden in Tabelle 2 wiedergegeben.

2. Experimentelle Ergebnisse

Zur Überprüfung der zur Beschreibung der Plutonium-Umverteilung verwendeten Modelle /5,6,7/ lagen die in Abb. 1 wiedergegebenen Meßkurven vor (nach /2/). Sie repräsentieren die bei drei unterschiedlichen Anfangs-Stöchiometrien zu erwartenden radialen Plutonium-Verteilungen am Ende der Bestrahlung. Die Mittelwerte dieser Verteilungen werden in Tabelle 3 angegeben.

*
BzFE-Nr. 463.1a

3. Ergebnisse der modelltheoretischen Analyse

Die zu den drei Querschnitten rechnerisch ermittelten Plutonium-Verteilungen (Abb. 2a bis c) lassen deutlich erkennen, daß mit abnehmendem O/Me-Verhältnis der Umverteilungseffekt geringer wird. Sie zeigen weiter, daß der Mechanismus der Verdampfung und Kondensation in Zusammenhang mit der Porenwanderung am stärksten zur Umverteilung beiträgt. Der Vergleich mit den experimentell ermittelten Verteilungen (Abb. 1) bestätigt diese Modellaussagen. Eine gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment wird bei den Querschnitten mit dem höchsten und dem niedrigsten O/Me-Verhältnis erreicht. Bei der Beurteilung des Vergleichs sollte beachtet werden, daß in den Modellen axiale Effekte nicht berücksichtigt sind.

Es kann festgestellt werden, daß die Modelle, die zur Beschreibung der Plutonium-Umverteilung in unterstöchiometrischem Mischoxid-Brennstoff gegenwärtig zur Verfügung stehen, sich bei der Analyse der vorliegenden experimentellen Ergebnisse aus dem Rapsodie-Monitor-Experiment als brauchbar erwiesen haben.

Literatur:

- /1/ H. Elbel, J. López-Jiménez:
Ein Beitrag zur Analyse des thermischen Verhaltens von Schnellbrüter-Brennstäben mit UO_2/PuO_2 -Brennstoff, KFK 2216, Okt. 1975
- /2/ H. Kleykamp:
Nachuntersuchungen am Bestrahlungsexperiment Rapsodie-Monitor,
Beitrag in KFK 1275/1, Juli 1975
- /3/ M. Bober et al.:
Investigation of radial plutonium redistribution in mixed oxide fuels irradiated in a fast flux, Nucl. Techn. 26 (1975) 172
- /4/ H. Kleykamp:
persönliche Mitteilung
- /5/ W.J. Lackey et al.:
Porosity and Actinide Redistribution during Irradiation of $(\text{U,Pu})\text{O}_2$,
Nucl. Techn. 16 (1972) 120
- /6/ M. Bober, G. Schumacher:
Transport Phenomena in Mixed Oxide Fuel Pins, KFK 1887, Dez. 1973
- /7/ M. Bober, G. Schumacher:
Erhöhung der Zentraltemperatur durch Uran-Plutonium-Entmischung in
Mischoxidbrennstäben Schneller Reaktoren, KFK 1904, April 1974

Tabelle 1: Auslegungsdaten der Rapsodie-Monitor-Brennstäbe
AU-31, AU-34 und B-18

Brennstoff:			
Material	UO ₂ -PuO ₂		
U-235-Anreicherung	83,0 %		
PuO ₂ -Anteil	30,0 %		
davon spaltbar	92 %		
O/Me-Verhältnis	1,99	1,98	1,96
theoretische Dichte	10,93 g/cm ³		
Tablettendichte	85,1	85,0	84,8 % th.D.
Durchmesser	5,060	5,090	5,065 mm
Dishing-Volumen	2,3 %		
Hüllrohr:			
Material	1.4970		
Außendurchmesser	6,008	6,010	6,015 mm
Innendurchmesser	5,250	5,258	5,261 mm
Brennstab:			
Schmierdichte	77,2	77,8	76,8 %
radiale Spaltbreite	85	84	98 μ m
Brennstoffsäule	318,82	318,63	322,00 mm
Füllgas	98 - 99 % He		
Fülldruck	1 bar		

Tabelle 2: Betriebsbedingungen der Rapsodie-Monitor-Brennstäbe
 AU-31, AU-34 und B-18 an den axialen Positionen
 AU-31-532A, AU-34-505 und B-18-485A

Lineare Stableistung				
lokal, zeitl. gemittelt	414	451	433	W/cm
Hülloberflächentemperatur				
lokal, zeitl. gemittelt	567	546	537	°C
Neutronendosis, total				
lokales Maximum	4,68	5,38	5,33	10^{22} n/cm ²
Neutronendosis (E > 0,1 MeV)				
lokales Maximum	3,67	4,20	4,13	10^{22} n/cm ²
Betriebszeit		290 d		
Abbrand	6,7	7,1	6,8	%

Tabelle 3: Mittlerer Plutonium-Anteil bei den Rapsodie-Monitor-Brennstäben
 AU-31, AU-34 und B-18

Querschnitt	Beginn der Bestrahlung	Ende
AU-31-532 A	30,0 %	29,4 %
AU- 34-505	30,0 %	29,3 %
B-18-485 A	30,0 %	27,8 %

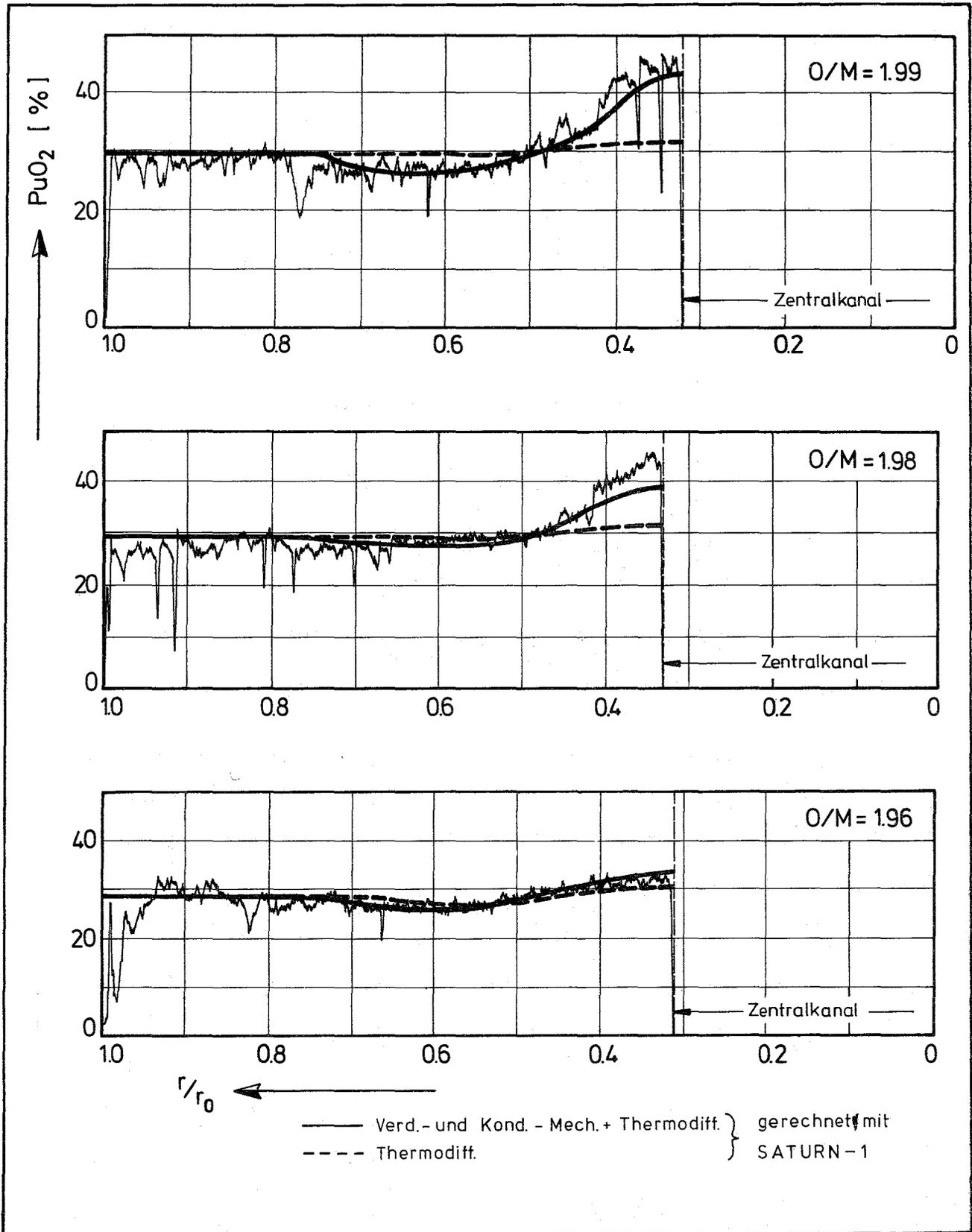


Abb. 1 Radiale Plutoniumverteilung am Ende der Bestrahlung bei den drei Stöchiometriewerten
 1,99 (Querschnitt AU-31-532A), 1,98 (Querschnitt AU-34-505),
 1,96 (Querschnitt B-18-485A)

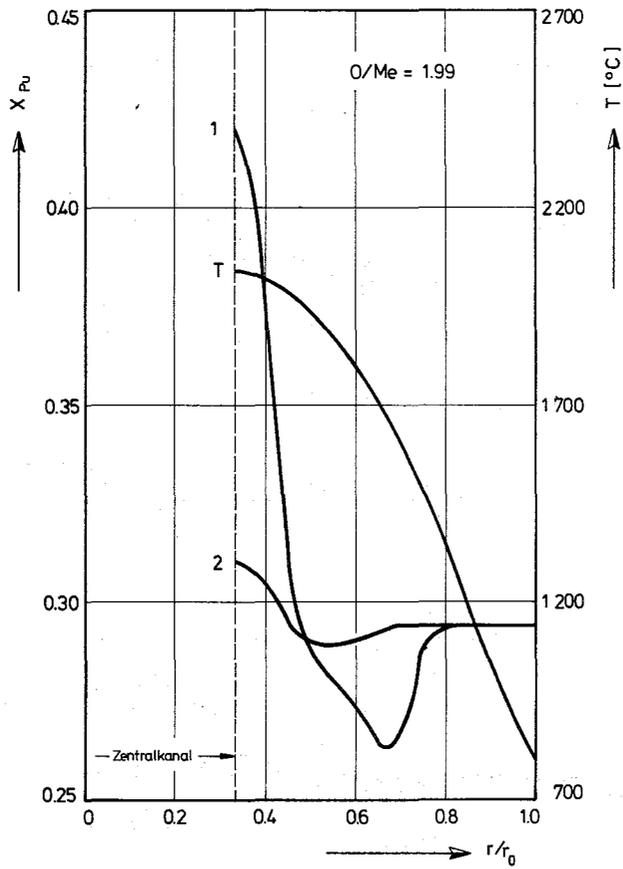


Abb. 2a Radiale Plutoniumverteilung und radiales Temperaturprofil T, Rechenergebnisse zum Ende der Bestrahlung des Rapsodie-Monitor-Experiments
 1 = Verd.- u. Kondensations-Mechanismus und Thermodiffusion
 2 = Thermodiffusion, $O/Me = 1,99$

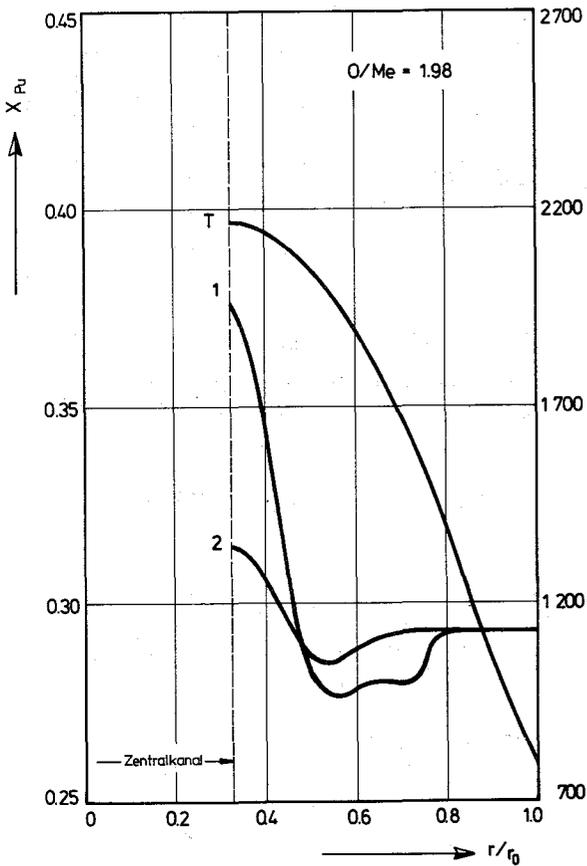


Abb. 2b siehe Abb. 2a, jedoch $O/Me = 1,98$

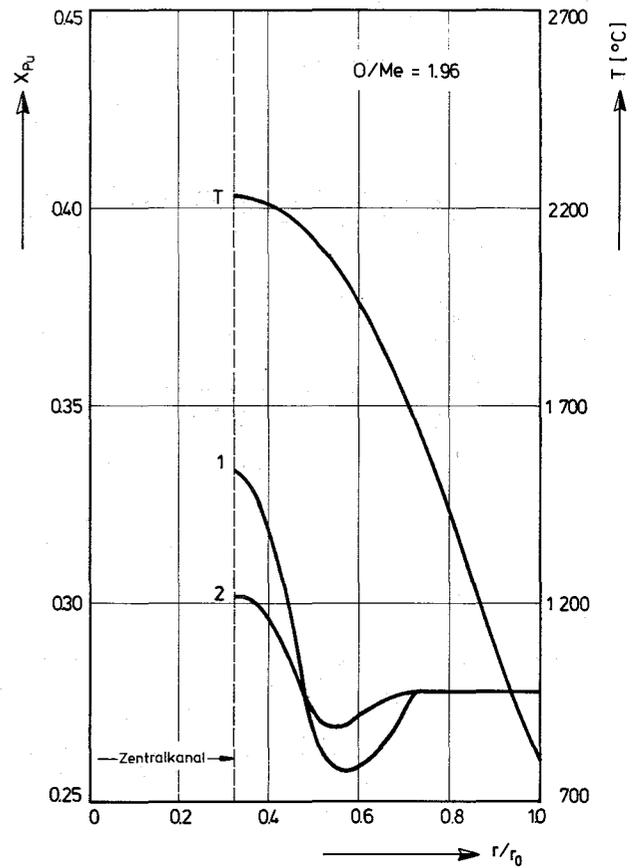


Abb. 2c siehe Abb. 2a, jedoch $O/Me = 1,96$

1.12.1 Laborversuche - Oxidbrennstoff1.12.12 Untersuchung thermodynamischer und chemischer Eigenschaften1. Wanderung metallischer Spaltprodukteinschlüsse in Mischoxidbrennstoff^{*}
(P. D'Annuncci, C.Sari, TU, und G.Schumacher, INR)

Feste und gasförmige Spaltprodukte, die sich während der Bestrahlung im Reaktor bilden, verändern die Zusammensetzung des Brennstoffs und damit seine Eigenschaften. Trotz vieler Nachbestrahlungsuntersuchungen ist jedoch bis jetzt die Kenntnis über das Verhalten der Spaltprodukte im Brennstoff ungenügend. Mit diesem Bericht soll ein Beitrag zur Untersuchung des Transports von metallischen Einschlüssen der Spaltprodukte Mo, Ru, Rh, Pd und Tc im Temperaturgradienten geleistet werden. Bis jetzt ist über diesen Transportprozeß nur sehr wenig bekannt. Die Berechnung der Wanderungsgeschwindigkeit im Temperaturgradienten erfolgt bisher mit dem Modell für die Porenwanderung durch Oberflächen- und Volumendiffusion, in dem durch Korrekturfaktoren die Änderung der Wärmeleitfähigkeit in der Pore durch die metallischen Einschlüsse berücksichtigt wird /1,2/. Experimentelle Untersuchungen sind nicht veröffentlicht.

Für die Experimente wurden Uran- und Uran-Plutonium-Oxidpellets verwendet, die in fein verteilter Form Mo und Mo-Ru-Einschlüsse ($<0,3\mu\text{m}$) enthielten. Sie wurden durch Copräzipitation der Komponenten und anschließendes Pressen und Sintern hergestellt. Die Temperaturbehandlung erfolgte in einer Anordnung, in der ein radialer Temperaturgradient in den Pellets erzeugt wurde /3/. Die Daten der Proben und der Experimente waren:

Pu/(U + Pu)	0 - 0,15
O/(U + Pu)	1,99 - 2
Molybdän	ca. 5000 ppm
Ruthenium	ca. 5000 ppm
Pellet Durchmesser	6 mm
Periphere Temperatur	1700°C
Zentraltemperatur	2700-2800°C
Versuchsdauer	5-60 min

Die Proben wurden getrennt, poliert und keramografisch analysiert. Die radialen Temperaturprofile wurden aus den Werten der peripheren Temperatur und der elektrischen Leistung für die Heizung berechnet. Abb.³ zeigt

^{*} BzFE-Nr. 314.1. Letzter Beitrag KFK 1275/4, S. 112-7

eine solche Temperaturverteilung, wobei die gestrichelte Linie den Anfangszustand und die durchgezogene den Zustand nach der Stabilisierung darstellt.

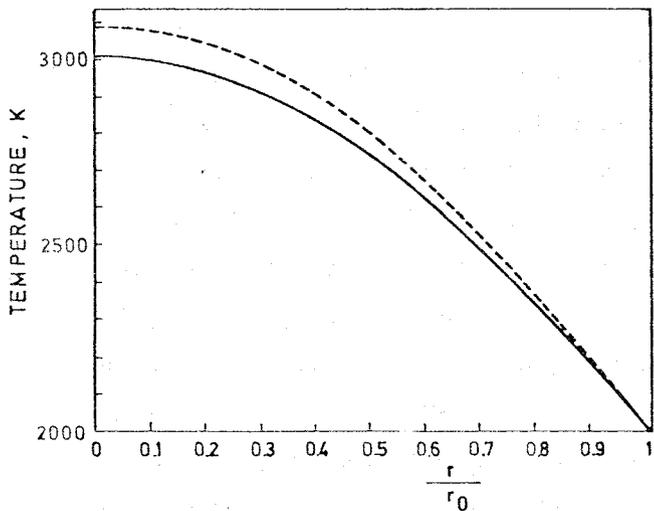


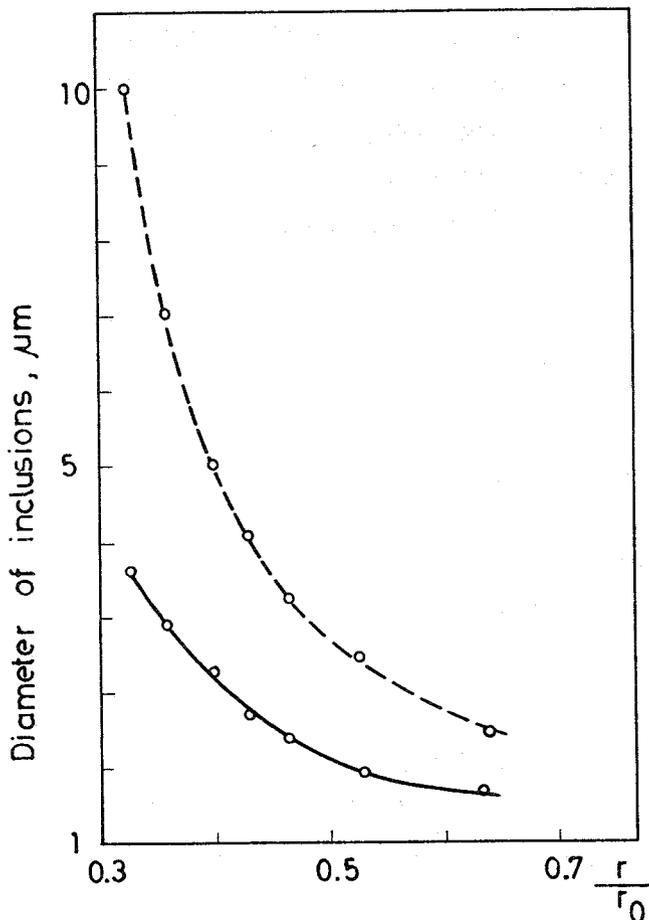
Abb. 3 Temperaturprofil in dem durch elektrischen Stromdurchgang in axialer Richtung beheizten $(U_{0,85}Pu_{0,15})O_{1,99}$ -Pellet. Gestrichelte Linie: Anfangszustand, durchgezogene Linie: stationärer Zustand.

Das keramografische Schlibfbild ließ vier Strukturzonen erkennen:

1. eine zentrale Schmelzzone
2. eine Säulenkristallzone
3. eine Zone gleichmäßigen Kornwachstums
4. eine nicht restrukturierte Zone.

Die Proben mit 60 min Glühdauer konnten nicht untersucht werden.

Abb. 4 zeigt eine typische Größenverteilung der metallischen Einschlüsse nach

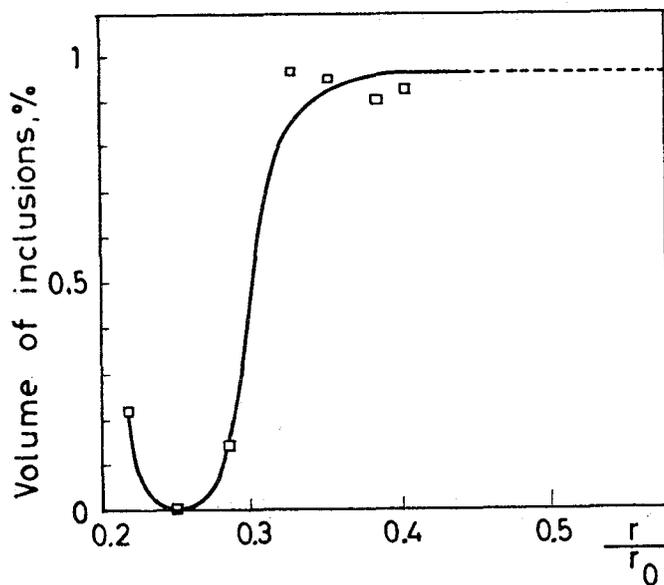


5 min Behandlung im Temperaturgradienten. Die gestrichelte Linie gibt den maximalen Durchmesser der Einschlüsse und die durchgezogene Linie den mittleren Durchmesser an. In der peripheren Zone mit $r/r_0 > 0,7$ konnte keine Analyse durchgeführt werden, weil der Anteil submikroskopischer Teilchen zu groß war. Der größte Teilchendurchmesser betrug wie bei bestrahlten Oxidbrennstäben 10µm.

Abb. 4 Durchmesserverteilung im $(U_{0,85}Pu_{0,15})O_{1,99}$ -Pellet nach Erhitzen im Temperaturgradienten (durchgezogene Linie: mittl. Durchmesser; gestrichelte Linie: maximaler Durchmesser).

Die Untersuchung der linsenförmigen Poren und der Säulenkristalle, die diese Poren auf ihrem Weg zum Zentrum hinterlassen, ergab, daß Linsenkristalle keine metallischen Einschlüsse transportieren. Sind die Einschlüsse groß genug, spalten sie die Linse in zwei Teile, weil der Temperaturgradient durch die Metallbrücke stark verringert wird. Kleine Metallteilchen wandern entlang der Linsenoberfläche zum Rand und werden an den Korngrenzen der Säulenkristalle zurückgelassen.

Aus der radialen Verteilung der Metallkonzentration, die in Abb. 5 dargestellt ist, erkennt man, daß in der Glühzeit keine wesentliche Verschiebung durch den Temperaturgradienten stattgefunden hat. In dem Bereich



zwischen $0,3 < r/r_0 < 0,4$, in dem wegen des geringen Anteils von submikroskopischen Einschlüssen eine volumetrische Konzentrationsbestimmung möglich war, ist die Ausgangskonzentration praktisch erhalten geblieben. Da dieser Bereich wegen der hohen Temperatur und des noch relativ großen Temperaturgradienten am stärksten von Transportpro-

Abb. 5 Gesamtvolumen der Mo-Ru-Einschlüsse als Funktion des Radius. Ausgangskonzentration 0,93 Vol.%

zessen betroffen sein müßte, kann angenommen werden, daß in den äußeren Bereichen mit großem Anteil submikroskopischer Einschlüsse die Konzentration ebenfalls konstant geblieben ist. Der Abfall der Konzentration für $r/r_0 < 0,3$ betrifft die zentrale Schmelzzone, aus der das Metall ausgeschwemmt wurde.

Zusammenfassend kann für unterstöchiometrisches Mischoxid gesagt werden:

1. Metallische Einschlüsse koagulieren während der Wanderung sehr schnell bis zu einer maximalen Größe von $10\mu\text{m}$,
2. große Einschlüsse ($>5\mu\text{m}$) wandern nur noch unmerklich,
3. Linsensporen transportieren keine metallischen Einschlüsse.

Literatur

- /1/ F.A.Nichols; J.Nucl.Mater. 30(1969) 143
- /2/ L.C.Michels and R.B.Poeppel; J.Appl.Phys. 44(1973) 1003
- /3/ F.Quick and C.Sari; J.Nucl.Mater. 47 (1973) 219

2. Radiale Uran-Plutonium-Entmischung in Brennstäben durch Verdampfung in wandernden Poren *

(W. Breitung, INR)

Es wurde untersucht, welchen Beitrag der Verdampfungs-Kondensations-Transport von (U, Pu)-Mischoxid in wandernden Hohlräumen zur radialen U-Pu-Entmischung in einem Reaktorbrennstab liefert.

Wegen des radialen Temperaturgradienten im Brennstab verdampft Mischoxid auf der heißen Poreseite, diffundiert über die Gasphase in der Pore zur kalten Seite und kondensiert dort. Durch diesen Verdampfungs-Kondensations-Transport von Brennstoff wandern Poren zur heißen Stabmitte. Aufgrund der inkongruenten Verdampfung der Mischoxidkomponenten Uran und Plutonium ist diese Porenwanderung mit einem Transport von Plutonium (oder Uran) verbunden. Es wurde die Größe und die zeitliche Entwicklung des Transportvermögens einer wandernden Pore berechnet. Die zeitabhängige Plutoniumkonzentration in dem Brennstoff vor und hinter der wandernden Pore ergibt sich aus zwei Differentialgleichungen, die über die Uran- und Plutoniumströme in der Gasphase der Pore miteinander gekoppelt sind. Dieses Differentialgleichungssystem wurde numerisch gelöst (1).

Danach verursacht eine Pore, die durch den Verdampfungs-Kondensations-Transport von (U,Pu)O₂ wandert, folgenden Entmischungseffekt: Am Startort sammelt die Pore auf einer Wegstrecke von einigen \bar{D}/v Plutonium vor ihrer heißen Seite an (\bar{D} =Diffusionskoeffizient der Plutoniumionen im Mischoxid, v = Porenwanderungsgeschwindigkeit). Die aufgenommene Plutoniummenge ergibt sich aus dem Transportvermögen K der Pore: $K = \Delta c_{Pu} \cdot \bar{D}/v$, wobei Δc_{Pu} die Plutoniumanreicherung an der heißen Hohlraumseite darstellt. Das Transportvermögen K (transportierte Pu-Atome/cm² Poreoberfläche) ist in einem Brennstab mit gegebenem radialen Temperatur- und O/M-Profil ortsabhängig und nimmt im allgemeinen zur Brennstabmitte hin ab. In diesem Fall lagert die Pore einen Teil des am Startort auf-

* Letzter Bericht in KFK-1272/3 (1972)

genommenen Plutoniums längs ihres Weges wieder ab. Am Startort verbleibt eine Zone mit verringertem Plutoniumgehalt.

Aus diesem Einzeleffekt einer wandernden Pore wurde dann der Gesamtentmischungseffekt berechnet, den die Gesamtheit aller zum Zentralkanal wandernden Poren in einem Brennstab hervorruft.

Die erhaltenen Rechenergebnisse und die Aussagen des theoretischen Modells zum Entmischungseffekt wandernder Poren, werden durch die folgenden experimentellen Befunde gestützt:

Ein out-of-pile Experiment mit einer Uran-Plutonium-Mischoxidprobe, die an definierten Stellen künstlich eingebrachte Hohlräume enthielt, hat ergeben, daß die im Temperaturgradienten wandernden Poren an ihrem Startort Plutonium aufnehmen und dies zu höheren Temperaturen transportieren. Damit hat sich die Wanderung von Hohlräumen im Temperaturgradienten des Brennstabes als ein wirksamer Mechanismus für die radiale Uran-Plutonium-Entmischung erwiesen. (1)

Dies konnte auch anhand der Nachbestrahlungsuntersuchungen eines im Karlsruher Forschungsreaktor FR2 durchgeführten Bestrahlungsexperiments gezeigt werden. Die α -Autoradiografien der 33 Tage bestrahlten Brennstoffpellets ergaben eine Zunahme der Plutoniumanreicherung am Zentralkanal mit wachsendem Zentralkanaldurchmesser, was auf einen Plutoniumtransport durch die zur Stabmitte wandernden Brennstoffporen hinweist. Das FR-2 Bestrahlungsexperiment zeigte weiterhin, daß dieser anfangs entstehende Porenentmischungseffekt während der folgenden Bestrahlung durch den sich langsamer aufbauenden Entmischungseffekt der Thermodiffusion überlagert wird. Die Anwendung dieser beiden Entmischungsmodelle, das der Thermodiffusion /1/ und das der Porenwanderung, auf drei bestrahlte Mischoxid-Brennstäbe mit den Ausgangsstöchiometrien von 1.90, 1.95 und 2.003 ergab - bei Kenntnis der benötigten Berechnungsdaten - eine gute Übereinstimmung der gemessenen und der berechneten radialen Uran-Plutonium-Entmischung (Abb. 6 bis 8).

Im Gegensatz zu den übrigen bestehenden Entmischungsmodellen, die mehr phänomenologischer Natur sind, beschreiben die Entmischungsmodelle der Thermodiffusion und der Porenwanderung reale physikalische Vorgänge.

Die Überlagerung des Entmischungsmodells der Thermodiffusion mit dem in (1) dargestellten Modell des Porenentmischungseffekts gestattet eine Vorausberechnung der in einem gegebenen Brennstab zu erwartenden radialen Uran-Plutonium-Entmischung. Arbeiten zur Übernahme des Poreneffekts in dem Rechencode SATURN (IMF III) sind zur Zeit im Gang.

Veröffentl. im Betriebszeitraum

(1) W. Breitung

Verdampfungskinetik von oxidischen Kernbrennstoffen und ihr Einfluß auf die Spaltstoffentmischung in Reaktorbrennstäben und auf den Brennstoffdampfdruck unter Störfallbedingungen.

KFK 2240 (Juni 1976)

/1/ M. Bober and G. Schumacher

Material Transport in the Temperature Gradient of Fast Reactor Fuels.
Advances in Nucl. Science and Technology, Vol.7 (1973) 121

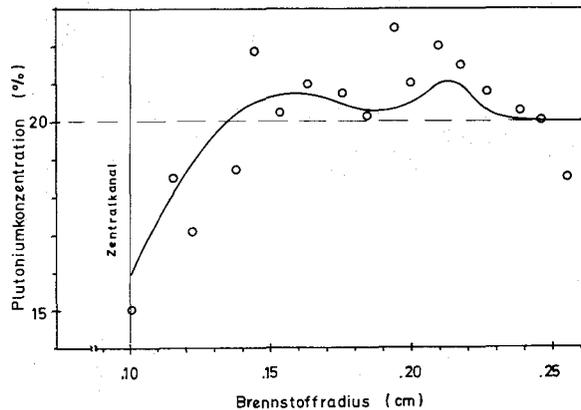


Abb. 6 Vergleich der gemessenen und berechneten Uran-Plutonium-Entmischung im Stab S-24 mit dem stark unterstöchiometrischen Brennstoff ($U_{.80}Pu_{.20}O_{1.90}$)

○ Meßpunkte von Mouchino / 37 /

— berechnete Uran-Plutonium-Entmischung durch Porenwanderung aus Abb. 39

Wegen des geringen Abbrands von 0,66 % ist bei diesem Stab keine nennenswerte Entmischung durch Thermodiffusion eingetreten.

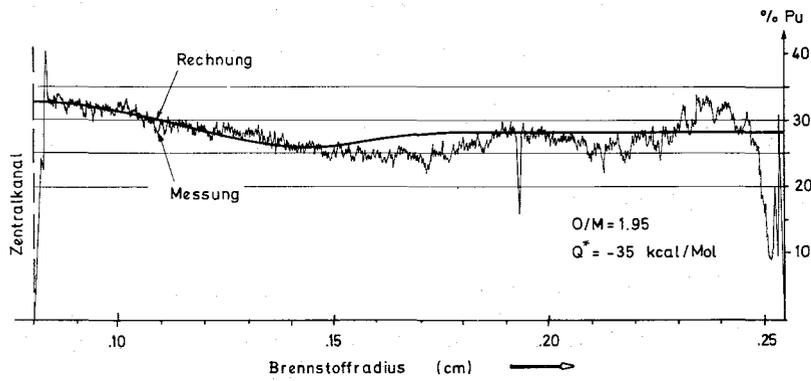


Abb. 7 Gemessene und berechnete radiale Plutoniumverteilung in dem Stabquerschnitt BU-18-485A (O/M = 1.95)

 Messung mit der Elektronenstrahl-Mikrosonde
 Berechneter Entmischungseffekt durch Thermodiffusion und Porenwanderung.
 Der Entmischungsbetrag wandernder Poren ist über den gesamten Brennstabradius kleiner als 0,8 % und damit gegenüber dem Beitrag der Thermodiffusion unbedeutend.

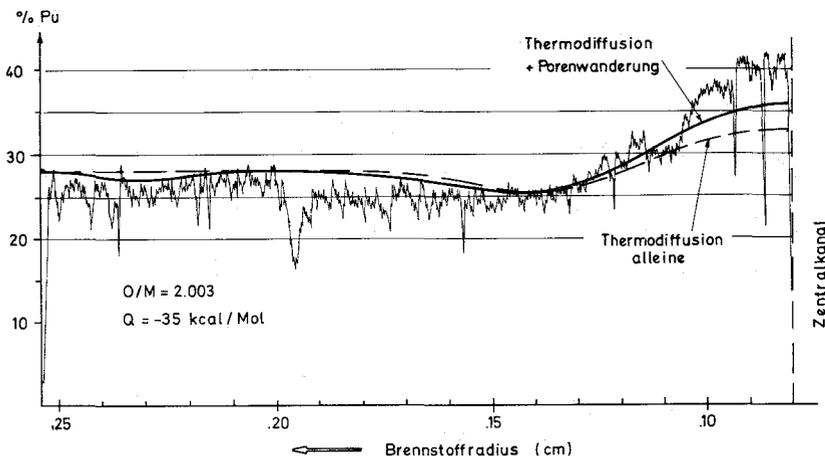


Abb. 8 Gemessene und berechnete radiale Plutoniumverteilung in dem Stabquerschnitt AU-34-505 (O/M = 2.003)

 Messung mit Elektronenstrahl-Mikrosonde
 berechneter Entmischungseffekt der Thermodiffusion ($Q^* = -35$ Kcal/Mol)
 berechneter Entmischungseffekt unter Berücksichtigung der Porenwanderung.

3. Berechnung des Sauerstoffpotentials von (U,Pu)-Mischoxid

(W.Breitung, INR)

Das Sauerstoffpotential $\Delta\bar{G}_{O_2}$ ist eine der wichtigsten thermodynamischen Kenngrößen von (U,Pu)-Mischoxiden.

Es wurde versucht, die bisherigen $\Delta\bar{G}_{O_2}$ -Messungen, die zum Teil stark voneinander abweichen, auf der Basis von Defektmodellen möglichst weitgehend zu beschreiben. Das erstellte Modell liefert Sauerstoffpotentiale von Uran-Plutonium-Mischoxiden als Funktion der Stöchiometrie $2+x$, des Plutoniumgehalts y und der Temperatur (1). Insbesondere erhält man $\Delta\bar{G}_{O_2}$ -Werte für sehr nahe stöchiometrische Oxide, für die wegen der unvermeidlichen Unsicherheiten in den O/M-Bestimmungen derzeit keine verlässlichen Messungen möglich sind. Diese $\Delta\bar{G}_{O_2}$ -Werte werden vor allem für thermodynamische Untersuchungen zur Brennstoff-Hüllrohr-Reaktion bei schnellen Reaktoren benötigt.

Der theoretische Ansatz zur Beschreibung gemessener Sauerstoffpotentiale beruht auf dem Gleichgewicht zwischen den Defekten des Sauerstoffgitters und dem Sauerstoffpartialdruck des Oxids. Die benötigten Gleichgewichtskonstanten wurden aus gemessenen $\Delta\bar{G}_{O_2}$ -Werten bestimmt. In dem theoretischen Modell wird angenommen, daß eine Sauerstoffleerstelle bzw. ein Zwischengitter-Sauerstoffion im Mischoxid mit einem Pu_2O_3 - bzw. einem U_2O_5 -Komplex verbunden ist. Weiterhin wurden die Sauerstoffleerstellen im überstöchiometrischen Oxid und die Sauerstoff-Zwischengitterionen im unterstöchiometrischen Oxid berücksichtigt. Erst dadurch läßt sich ein kontinuierlicher Übergang in $\Delta\bar{G}_{O_2}(x)$ vom unter- zum überstöchiometrischen (U,Pu)-Mischoxid erreichen.

Abb.9 zeigt die berechneten Sauerstoffpotentiale von $(U_{.80}Pu_{.20})O_{2+x}$ für O/M-Werte nahe bei 2.00. Kurvenparameter ist die Temperatur.

Die Sauerstoffpotentiale von Oxiden mit Plutoniumgehalten verschieden von 20% können aus Abb.1 durch Übergang auf die Valenz-Skala entnommen werden, falls die gewählte Valenz nicht zu nahe bei 4.0 liegt. Die berechneten ΔG_{O_2} -Werte (1000-1700 K) ergänzen sich gut mit Messungen bei höheren Temperaturen (2150-2550 K).

Veröffentlichung:

- (1) W. Breitung
 Berechnung des Sauerstoffpotentials von $(U,Pu)O_{2+x}$ mittels Defektmodellen und gemessener Daten im Temperaturbereich von 1000 bis 1700 K.
 KFK-2363 (1976)

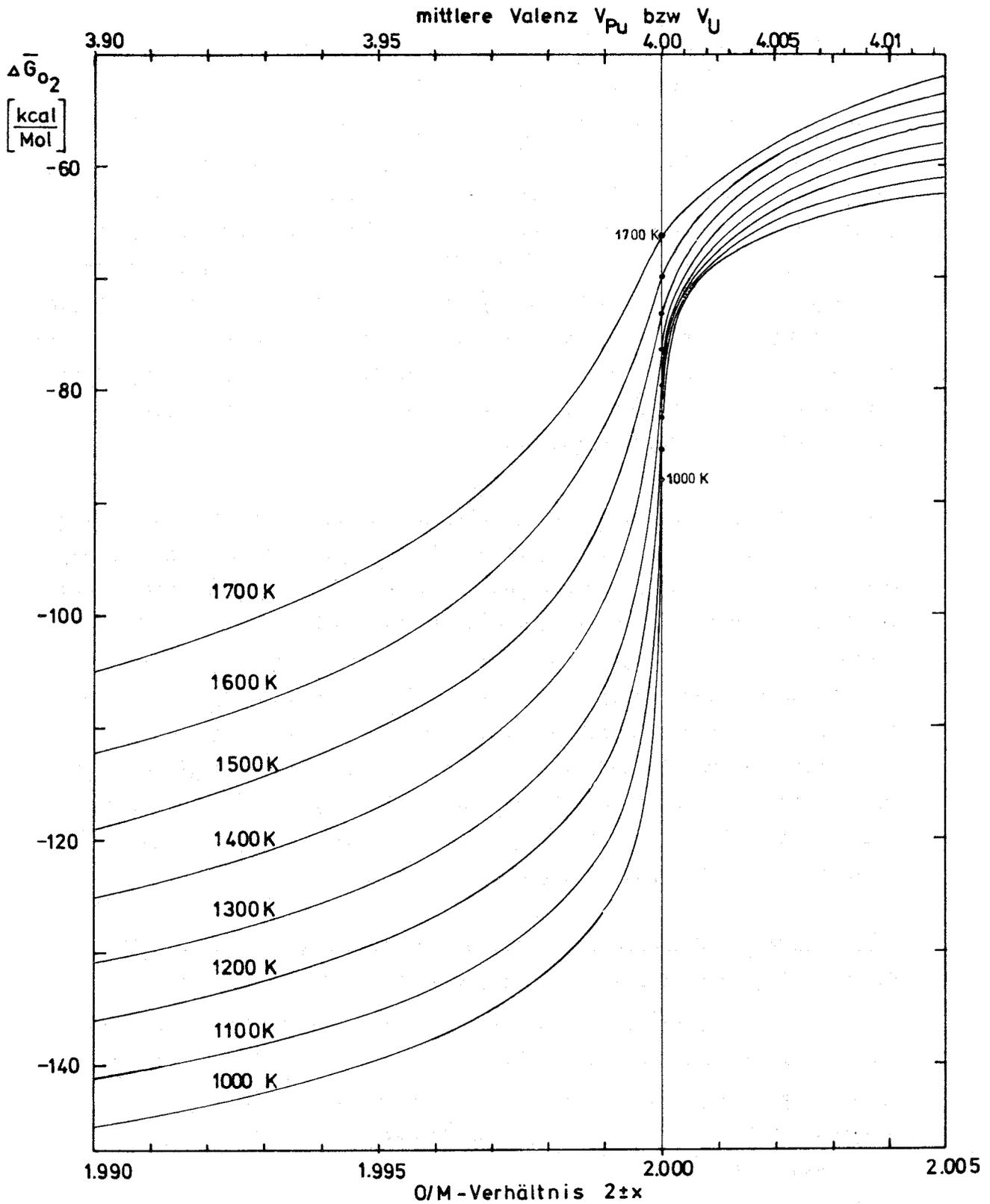


Abb. 9 Berechnetes Sauerstoffpotential von $(U_{.80}Pu_{.20})O_{2+x}$ als Funktion des O/M-Verhältnisses. Kurvenparameter ist die Temperatur. Die Valenzskala gilt nur für nicht zu nahestöchiometrische (U,Pu) Mischoxide (siehe Text S.22).

1.12.3 Nachuntersuchung und Auswertung bestrahlter Oxidbrennstäbe *

Hülldehnung der Mol 8C-Brennstäbe. Abhängigkeit von Brennstoffdichte und Stableistung (W.Dienst, IMF)

Beim Bestrahlungsversuch Mol 8C handelte es sich um die Bestrahlung von einzelnen, ziemlich langen UO_2 -20% PuO_2 -Brennstäben (Brennstofflänge etwa 50 cm) in NaK-gefüllten Kapseln im BR2 (Mol). Zur Annäherung der radialen Brennstoffleistungsverteilung an die Verhältnisse in schnellen Reaktoren waren die Kapseln mit einem Kadmium-Schirm zur Absorption der thermischen Neutronen versehen, so dass die Kernspaltung nur durch epithermische Neutronen ausgelöst wurde. Das Versuchsziel war die Bewährung der Brennstäbe bis zu hohem Abbrand $\gtrsim 10\%$ und im besonderen die Untersuchung der Abhängigkeit des Brennstabverhaltens, vor allem der plastischen Hülldehnung und evtl. der Hüllrissbildung, von der Brennstoffdichte und von der spezifischen Stableistung. Dafür waren besonders kritische Bedingungen gegeben, weil im BR2 im Vergleich zu schnellen Reaktoren viel häufiger Stableistungsänderungen auftreten, und weil die u.U. entlastende Schwelung der Brennstabhülle entfällt.

Abb. 10 zeigt einen Überblick über den Zusammenhang zwischen der maximalen Hülldehnung der Mol 8C-Brennstäbe und der Brennstoffdichte sowie den Bestrahlungsbedingungen der Stäbe. Von dieser Darstellung ausgehend kann eine Diskussion der Parameterabhängigkeit der Hülldehnung erfolgen.

Dazu erscheint es zunächst geboten, Brennstäbe aus der Betrachtung auszuschliessen, bei denen die gemessene Hülldehnung stark durch Hüllrisse beeinflusst sein könnte, im besonderen wegen der Reaktion von eingedrungemem NaK mit dem Brennstoff. Das gilt jedenfalls für zwei Brennstäbe, die zwei Schadensstellen, jeweils in der Mitte und am oberen Ende des Brennstoffabschnittes, aufweisen. Es handelt sich um die beiden entsprechenden Messpunkte in der Mitte des Diagramms in Abb. 10 (480/585 und 430/600, mit Hüllschadenszeichen). Die restlichen zwei beschädigten Stäbe hatten jeweils nur eine Stelle, in der Mitte bzw. am oberen Ende des Brennstoffabschnittes, und weichen mit ihrer Hülldehnung nur wenig von unbeschädigten vergleichbaren Stäben ab. Sie sollen daher in die Betrachtung einbezogen bleiben.

/1/ D. Brucklacher, W. Dienst in: Fuel and Fuel Elements für Fast Reactors, Vol. I., S. 147, IAEA, Wien, 1974

* BzFE-Nr. 461.6

Die maximale Hülldehnung ist in Abb. 10 in Abhängigkeit von der Brennstoffdichte aufgetragen. Die erste Zahl neben den Messpunkten gibt jeweils die Stableistung in W/cm an (die zweite die Hüllinnentemperatur in °C). Das Diagramm zeigt, dass bei hoher Stableistung (480 - 490 W/cm) keine Abhängigkeit der Hülldehnung von der Brennstoffdichte erkennbar ist. Für die Brennstäbe mit niedriger Stableistung (280 - 300 W/cm) ergab sich dagegen ein starker Anstieg der Hülldehnung mit der Brennstoffdichte. Auch der zusätzlich eingetragene, ähnliche Verlauf früherer Ergebnisse kann mit niedriger Stableistung in Zusammenhang gebracht werden, weil die betreffenden UO_2 - PuO_2 -Brennstäbe im FR 2 bei hohem Abbrand stark absinkende Stableistung zeigten. Die bei niedriger Brennstoffdichte beobachtete geringe, unterhalb 80% TD schliesslich sogar verschwindende Hülldehnung ist wahrscheinlich auf die lange Verzögerung bzw. Unterbindung des Brennstoff/Hülle-Kontaktes durch starke bestrahlungsbedingte Nachsinterung des Brennstoffes zurückzuführen. Bei hoher Stableistung kann die entsprechende Brennstoffdurchmesser-Verkleinerung dagegen durch stärkere Spaltgasswellung und radiale Porenwanderung schnell kompensiert werden.

Schwieriger erscheint die Deutung der recht hohen Hülldehnungen, die nach Abb. 10 bei niedriger Stableistung und hoher Brennstoffdichte beobachtet wurden. Man könnte hier ausnahmsweise an eine Hülldehnung durch die stationäre Brennstoffschwellung denken, die nach Erschöpfung des Leervolumens in den Brennstäben (10,5 Vol.% für 11,5 und 11,8% Abbrand) einsetzt. Diese Betrachtung würde jedoch eine für das hohe Abbrandniveau (>10% Abbrand) überraschend grosse Schwellrate des Brennstoffes ergeben ($\approx 1,3$ Vol.% je % Abbrand). Gegen diese Betrachtung sprechen aber vor allem Gefügebilder von Brennstabquerschnitten. Diese zeigen noch viel Leervolumen im Zentralkanal, in breiten Rissen sowie in zahlreichen grossen Poren des Brennstoffes, **das zur Aufnahme der Brennstoffschwellung zur Verfügung steht.**

Ein hoher Leervolumen-Anteil würde mit der hohen Hülldehnung der Brennstäbe niedriger Stableistung (bei hoher ursprünglicher Brennstoffdichte) zusammenpassen, wenn die Hülldehnung nicht durch Brennstoffschwellung, sondern durch partielle Rissausheilung entstanden ist. Dabei wird Leervolumen, das im Brennstab durch thermische Schrumpfungsdifferenzen bei sinkender Stableistung entsteht, zum Teil in das Brennstoffgefüge aufgenommen, so dass bei Wiedererhöhung der Stableistung eine Hülldehnung erfolgen muss.

Dieser Mechanismus scheint in Brennstäben mit etwa 300 W/cm Stabileistung (und hinreichend hoher Hülltemperatur) bei hoher Brennstoffdichte besonders wirksam zu sein. Die Ursache dafür dürfte sein, dass in diesem Fall eine besonders breite Brennstoffringzone bei Stabileistungserhöhungen mit der Hülle in mechanische Wechselwirkung treten kann.

Ein Vergleich ist dabei jedoch nur mit den Brennstäben ähnlicher Stabileistung, aber niedrigerer Brennstoffdichte gegeben. Ein direkter Vergleich mit den Brennstäben gleicher Brennstoffdichte, aber hoher Stabileistung ist nicht möglich, weil diese Stäbe bei etwa gleichem Abbrand eine viel geringere Anzahl von Stabileistungsänderungen aufweisen, die hier als Ursache für die Hülldehnung angesehen werden. Es kann also nicht gefolgert werden, dass bei hoher Brennstoffdichte im allgemeinen mit grösseren Hülldehnungen bei Stabileistungen von etwa 300 W/cm als bei hohen (hier 480 W/cm) zu rechnen ist.

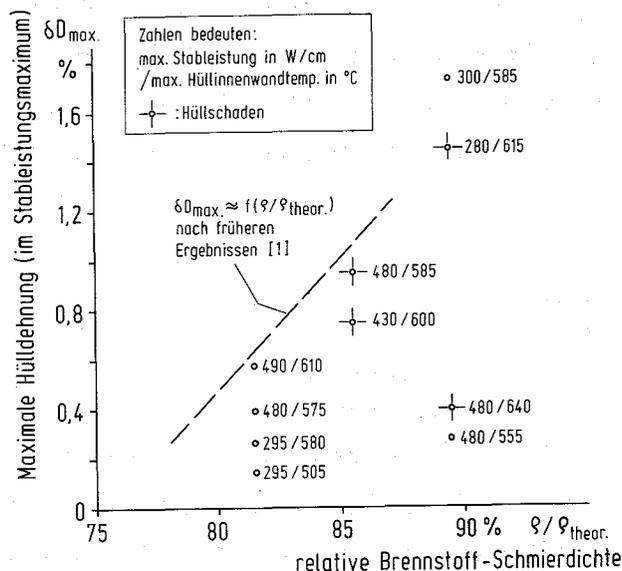


Abb. 10 : Maximale Hülldurchmesservergrößerung in der Brennstab-Kapselbestrahlung Mol 8C (im BR2). Auftragung über der Brennstoff-Schmierdichte.
 Parameter: Für alle Bestrahlungszyklen gemittelte max. Stabileistungen und max. Hüllinnentemperaturen. Maximaler Abbrand jeweils 10-12%.

Veröffentlichung

W. Dienst, H. Zimmermann

UO₂-PuO₂-Brennstab-Kapselbestrahlungen der Versuchsgruppe Mol 8B und C. Auswertung von Mess- und Nachuntersuchungsergebnissen.

KFK 2355, September 1976

1.12.4 Karbidische Brennstäbe1.12.41 Herstellung von Karbidbrennstoffen^GBrennstoffkapseln für Kriech- und Schwellversuche

(H.Wedemeyer, E.Günther, R.Hanselmann,
J.Heger, H.Nagel, M.Wittmann, IMF)

1. Einleitung

Für Kriech- und Schwellversuche des IMF I wurden engspezifizierte Mischkarbid-Brennstoffproben verschiedener Geometrie und Dichte hergestellt und die Assemblierung der hierfür angefertigten Brennstoff-Kapseln durchgeführt (siehe Tabelle 3). Die wesentlichen Punkte der Spezifikation sind in der Tabelle 4 zusammengestellt. Insgesamt wurden 135 Volltabletten mit einer Dichte von $>94\%$ TD und 50 Volltabletten mit einer Dichte von 85% TD angefertigt. Aus 65 bzw. 50 Volltabletten wurden durch Bohren und Sägen 150 Brennstoffringe mit einer Dichte von $>94\%$ TD und 115 Brennstoffringe mit einer Dichte von 85% TD entsprechend der Spezifikation produziert.

2. Probenherstellung2.1. Herstellung der Volltabletten

Als Ausgangsmaterial zur Brennstoffherstellung wurde oxidischer Sinterschrott mit einem Pu/U+Pu-Verhältnis von 27,5 % und einer integralen Stöchiometrie von $O/Me = 2,00$ verwendet. Entsprechend dem Iterationsverfahren wurde zunächst in Vorversuchen die Oxid-Kohlenstoffmischung zur karbothermischen Reduktion ermittelt. Zur karbothermischen Reduktion wurde nach dem Brechen des Sinterschrotts die Reduktionsmischung 24 Std. gemahlen und anschließend im dynamischen Vakuum bei Temperaturen bis zu 1450°C zum Mischkarbid umgesetzt. Parallel zum Mischkarbid wurde durch karbothermische Reduktion reines Urankarbid hergestellt. Durch Zusammenmischen beider Karbidsorten im Mischmahlprozess wurde der spezifizierte Plutoniumgehalt des Brennstoffs eingestellt. Die gezielt hergestellte Stöchiometrie des Urankarbids ermöglichte zusätzlich eine optimale Einstellung der Stöchiometrie des Mischkarbid-Brennstoffs.

^G Letzter Bericht im KFK 1275/4, S. 112-35
/1/ H. Wedemeyer, E. Günther: KFK-2238 (Dez. 1975)

Tabelle 3 Proben und Kapseln für Kriech- und Schwellversuche

Anzahl Tabl.	% TD	Bohrung (mm)	Anzahl Kapseln	Kapsel	Typ
Volltabletten					
70	94	-	10	HD-Schwellkapsel	9 u. 9a
Ringtabletten					
40	94	2,2	5	Kriechkapsel	8
60	94	2,2	8	Schwellkapsel	G
50	94	2,6		HD-Schwellkapsel	10
115	85	2,2	5	Kriechkapsel	8

Tabelle 4 Probenspezifikation

<u>Brennstoffzusammensetzung</u>			
PuC-Gehalt	:	15 ± 1 Gew.%	
ECC-Gehalt	:	4,80 Gew.% mit (U,Pu) ₂ C ₃ 10 Vol.%	
Sauerstoffgehalt	:	3000 ppm	
Stickstoffgehalt	:	500 ppm	
<u>Tablettengeometrie und Tablettendichte</u>			
		Volltabletten	
		Ringtabletten	
Tablettendichte	:	94 %TD	94 %TD bzw. 85 %TD
Tablettenhöhe	:	7,0 ± 0,1 mm	1,5 ± 0,05 mm
Tablettendurchmesser	:	5,1 ± 0,1 mm	5,1 ± 0,1 mm
Zentrale Bohrung	:		2,2 ± 0,05 mm 2,6 ± 0,05 mm
Exzentrizität	:		100 µm
Planparallelität	:		10 µm

Die erreichbare Verdichtung durch Sintern der verpreßten Mischkarbidpulver hängt von der Mahldauer des Karbidpulvers ab. Kürzere Mahldauer (4-8 Std. in einer Kugelmühle) führt zu niederen Sinterdichten (<90 %TD), längere Mahldauer (32 Std. in einer Kugelmühle) zu höheren Sinterdichten (>90 %TD); "übermahlene" Karbidpulver (24 Std. in einer Kugelmühle) führen wiederum zu niederen Sinterdichten. Nach vorläufigen Beobachtungen zeigen niederdichte Mischkarbidtabletten, die aus "übermahlenden" Pulvern hergestellt worden sind, ein günstigeres Nachsinterverhalten als niederdichte Sinterkörper aus kurzzeit-gemahlenden Pulvern. Zur Herstellung der hochdichten Sinterkörper wurde nach der karbothermischen Reduktion das Brennstoffpulver 32 Std., zur Herstellung der niederdichten Sinterkörper 24 Std. gemahlen. Zur weiteren Stabilisierung des Nachsinterverhaltens wurde das "übermahlene" Pulver nachträglich 1 Std. bei 1650 °C kalziniert und anschließend 1 Std. in einer Kugelmühle gemahlen. Hierdurch wurde das Nachsintern auf weniger als 1 % reduziert.

Die Mischkarbidpulver wurden hydraulisch und bindemittelfrei verpreßt. Durch den wegunabhängigen Preßvorgang war die Einhaltung auch enger Durchmesser-toleranzen möglich. Um gleichermaßen enge Toleranzen in der Höhe der Tabletten zu gewährleisten, war eine Gewichts-dosierung für jede einzelne Brennstofftablette notwendig. Das Sintern der Karbidpreßlinge erfolgte im dynamischen Vakuum ($<10^{-4}$ Torr). Die Karbidpreßlinge wurden mit 7 °C/min aufgeheizt. Mit einer Haltezeit von etwa 1 Std. bei 1350 °C wurde eine mögliche Rest- bzw. Nachreaktion abgewartet. Bei 1650 °C wurden die Tabletten innerhalb von 4 Std. ausgesintert. Die ausgesinterten Tabletten sind nicht geschliffen worden.

Der gesamte Plutoniumverlust während des Herstellungsprozesses betrug 2,5 %. Hiervon entfallen 2 % auf die karbothermische Reduktion und 0,5 % auf den Sinterprozess. Der hohe Plutoniumverlust ist darauf zurückzuführen, daß bei der karbothermischen Reduktion kein Karbid als Mischkristallpartner angeboten wurde /1/.

Charakterisierung der Volltabletten:

Von den hochdichten Volltabletten wurden 70 Stück zum Einsatz in 10 Hochdruck-Schwellkapseln (Typ 9 und 9a) verwendet. Die Durchmesser der Tabletten wurden in drei verschiedenen Höhen gemessen und gemittelt. Die Verteilung der gemittelten Durchmesser und Höhen ist in den Abb. 11 - 12 wiedergegeben. Die berechnete geometrische Dichte der Tabletten beträgt im Mittel $95,63 \pm 0,37$ % TD.

Die chemische Analyse der Tabletten ergab:

Pu/U+Pu = 15,43 %,

C = 4,66 Gew. %, O = 1890 ppm, N = 86 ppm und damit ECC = 4,81 Gew. %.

In den Abb. 13 - 14 sind Gefügebilder von der Randzone und der Tablettenmitte wiedergegeben. Wie röntgenographische Untersuchungen einer Probe ergeben haben, ist der Brennstoff einphasig, obwohl der ECC-Gehalt auf einen geringen Anteil zweiter Phase hindeutet.

Die Bestimmung der Korngröße ergab am Tablettenrand einen Mittelwert von 5,5 μm , in der Tablettenmitte von 11 μm . Die Messung der offenen Porosität einer 94,2 % TD dichten Probe ergab einen Wert von 3,61 %.

2.2. Herstellung der Ringtabletten

Zur Herstellung der Ringtabletten wurden zunächst 65 hochdichte und 50 Volltabletten mit niedriger Dichte hergestellt. Die Tabletten wurden unter Öl mit zentralen Bohrungen von 2,2 mm und 2,6 mm versehen und anschließend ebenfalls unter Öl zu Scheiben zersägt. Zum Bohren und Sägen wurden diamantbesetzte Werkzeuge (Hohlbohrer und Diamantsäge) verwendet. Alle Bohrungen wurden auf ihre Exzentrizität überprüft; die Werte lagen jeweils unter 100 μm . Die Einhaltung der Durchmesser-Toleranzen wurde durch Eichmaße überprüft. Beim Sägen wurden die Tabletten beidseitig gehalten, sodaß weder Kantenabplatzungen noch überstehende Grate durch Ausbruch auftraten. Nach der mechanischen Bearbeitung wurden die Ringtabletten im Ultraschallbad unter Tetrachlorkohlenstoff gereinigt und zuletzt im Vakuum von etwa 10^{-2} Torr bei 120 °C getrocknet.

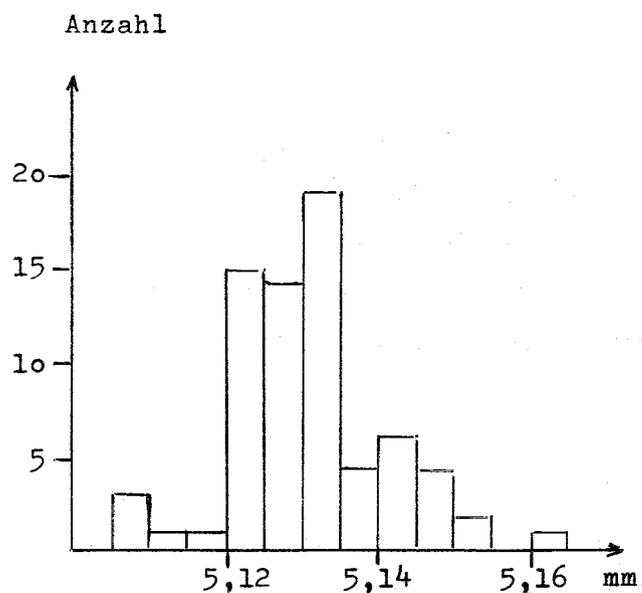


Abb. 11 Durchmesser-Verteilung
hochdichte Volltabletten

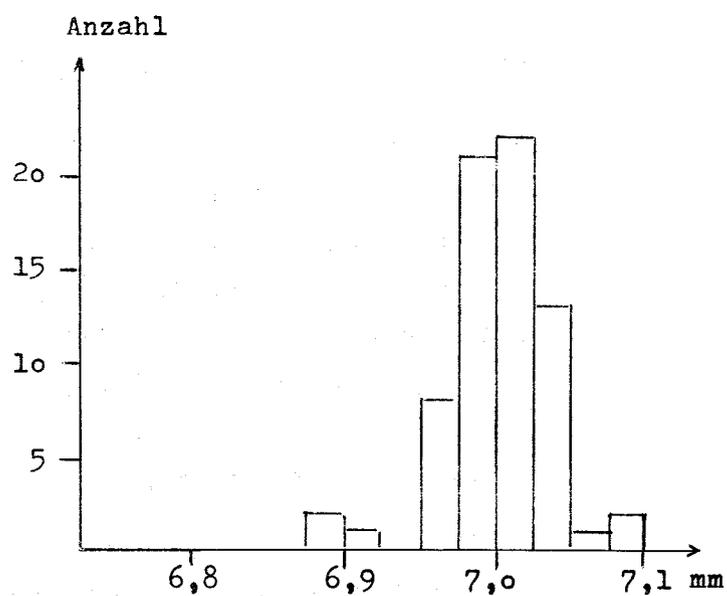
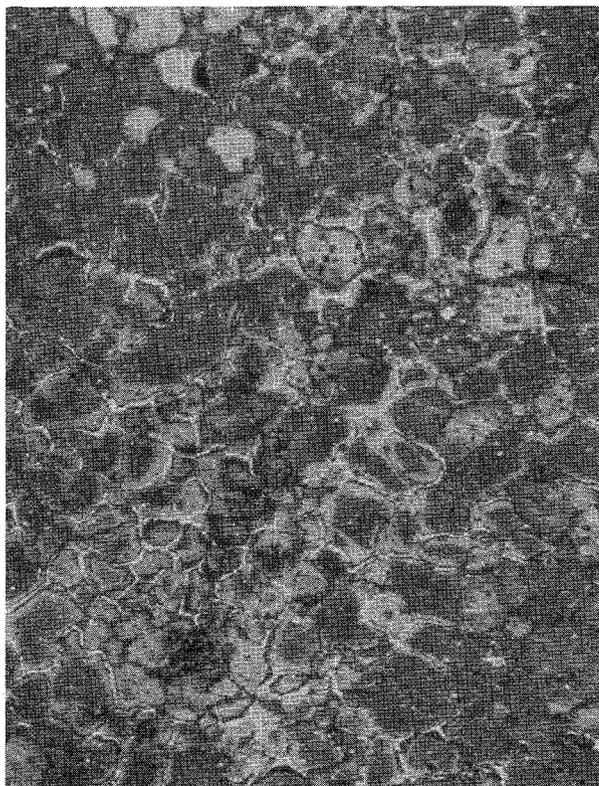
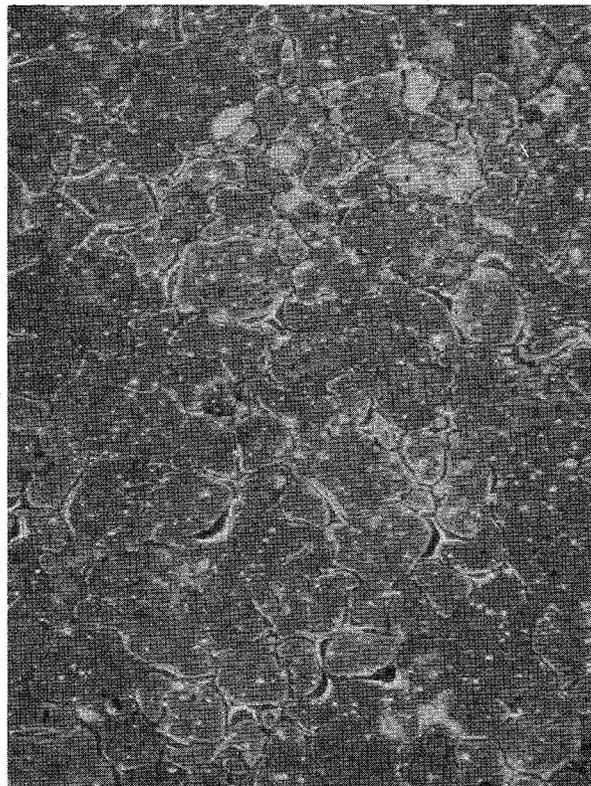


Abb. 12 Höhen-Verteilung
hochdichte Volltabletten



Randzone (V = 500x)



Tablettenmitte (V = 500x)

Abb. 13-4 Gefügebilder hochdichter Volltabletten

Charakterisierung der Ringtabletten:

Die Dichte wurde zunächst an den noch nicht bearbeiteten Volltabletten bestimmt. Hierbei wurden als Mittelwerte $95,20 \pm 0,40$ % TD bzw. $85,20 \pm 0,33$ % TD errechnet.

Nach der röntgenographischen Analyse ist auch der niedrigdichte Brennstoff einphasig. In den Abb. 15 - 16 sind Gefügebilder wiedergegeben. Risse oder gravierende Ausbrüche treten hiernach durch das Bohren nicht auf.

Die Durchmesser und Höhen aller Ringtabletten wurden einzeln bestimmt; die jeweiligen Verteilungen sind in den Abb. 17 - 20 wiedergegeben. Die Höhen der Ringtabletten wurden an drei verschiedenen Stellen gemessen und die jeweiligen Abweichungen vom Mittelwert als mittlere Planparallelität berechnet. Die Ergebnisse sind in den Verteilungs-Schemata der Abb. 21 - 22 zusammengestellt.

Die chemische Analyse ergab für die hochdichten Ringtabletten

$\text{Pu/U+Pu} = 15,07$ %,

$\text{C} = 4,84$ Gew.%, $\text{O} = 2175$ ppm, $\text{N} = 130$ ppm und damit $\text{ECC} = 5,01$ Gew. %;

und für die niederdichten Ringtabletten

$\text{Pu/U+Pu} = 15,77$ %

$\text{C} = 4,78$ Gew. %, $\text{O} = 2358$ ppm, $\text{N} = 137$ ppm und damit $\text{ECC} = 4,96$ Gew. %.

Eine leichte Erhöhung der Sauerstoff- und Kohlenstoffwerte nach dem Bohren und Sägen ist auf eine geringfügige oberflächliche Oxidation des Karbids und den wahrscheinlichen Diamantabtrieb zurückzuführen.

3. Brennstoffkapseln

Die Brennstoffproben wurden in verschiedenartige Kapseln eingefüllt. Die Assemblierung der komplizierten Kapseln erforderte die Erarbeitung spezieller Abfülltechniken. Die neue Hochdruck-Schwellkapsel Typ 10 befindet sich z.Z. noch in der Reaktorprüfung. Die Mittelwerte der bisher abgefüllten Brennstoffkapseln sind in der Tabelle 5 zusammengestellt.

4. Anmerkung

Die Brennstoffkapseln und die zur Assemblierung notwendigen Füllvorrichtungen wurden vom IMF III/BST bereitgestellt. Die chem. Analysen wurden vom IRCH durchgeführt.

Tabelle 5 Brennstoffdaten für Kriech- und Schwellkapseln

Hochdruck-Schwellkapseln Typ 9 und 9a (Volltabletten)				
Nr.	$\bar{\varnothing}$ (mm)	H _{ges} (mm)	Gew. (g)	$\overline{\% TD}$
X /16	5,114	49,225	13,2020	95,79
X /17	5,126	48,921	13,1956	95,97
X /18	5,126	49,104	13,2254	95,76
XI /21	5,128	48,969	13,2115	95,86
XI /24	5,128	49,004	13,2311	95,90
XII/39	5,132	49,027	13,2215	95,69
XII/40	5,133	49,035	13,2262	95,63
Kriechkapseln Typ 8 (Ringtabletten; 2,2 mm Bohrung)				
Nr.	$\bar{\varnothing}$ (mm)	H _{ges} (mm)	Gew. (g)	$\overline{\% TD}$
1	5,120	10,268	2,1620	
3	5,090	9,556	2,0294	
5	5,091	9,797	2,0319	95,20
7	5,109	10,245	2,1011	
9	5,141	10,542	2,2565	
2	5,138	10,156	1,9705	
4	5,121	9,877	1,9023	
6	5,153	10,551	2,0630	85,20
8	5,125	10,366	1,9889	
10	5,170	10,383	2,0512	
Schwellkapseln Typ G (Ringtabletten; 2,2 mm Bohrung)				
Nr.	$\bar{\varnothing}$ (mm)	H _{ges} (mm)	Gew. (g)	$\overline{\% TD}$
37	5,108	10,511	2,1334	
38	5,123	10,497	2,1739	
39	5,108	10,494	2,2335	
40	5,101	10,425	2,1309	
41	5,139	10,224	2,1947	95,20
42	5,136	10,110	2,0877	
43	5,150	10,264	2,1737	
44	5,091	10,219	2,0459	

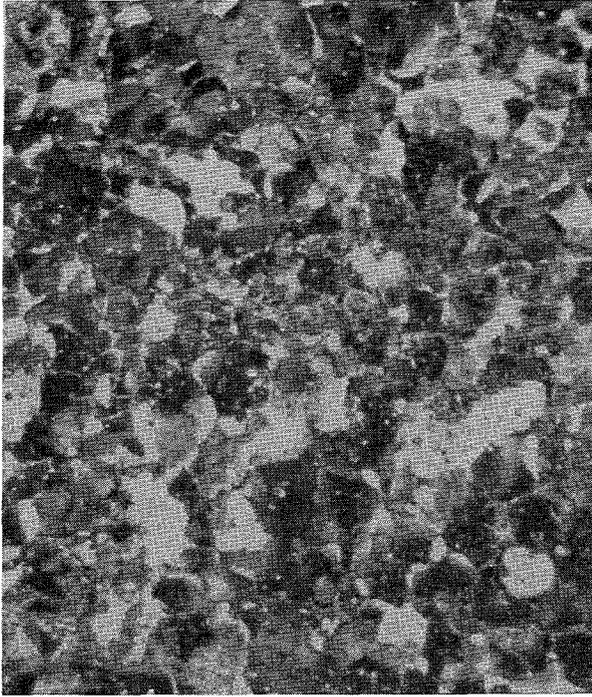


Abb. 15 Gefügebild (V = 500x)
niederdichte Volltablette

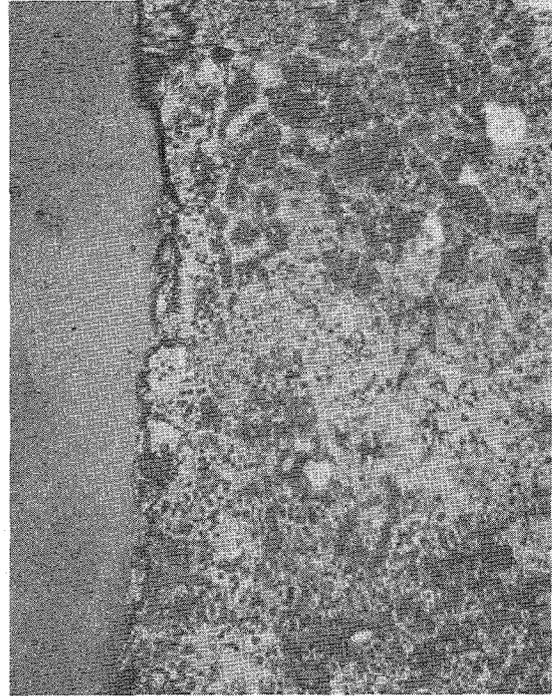


Abb. 16 Gefügebild (V = 300x)
hochdichte Ringtablette
(Bohrung)

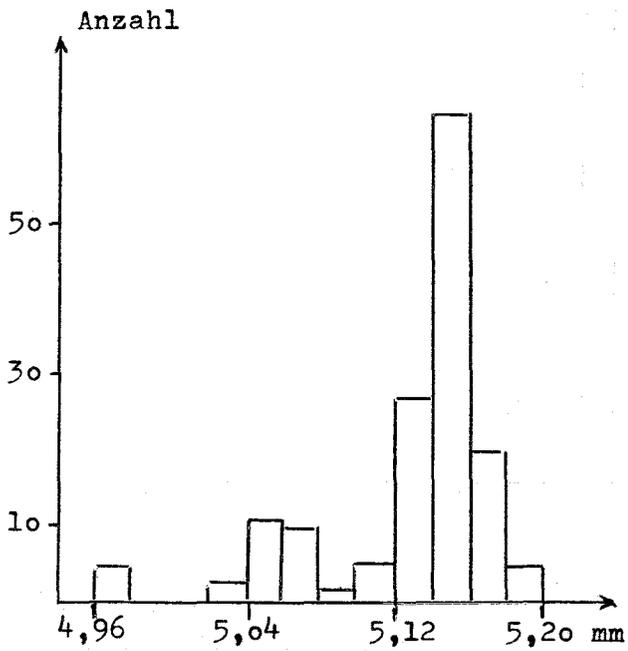


Abb. 17 Durchmesser-Verteilung
hochdichte Ringtabletten

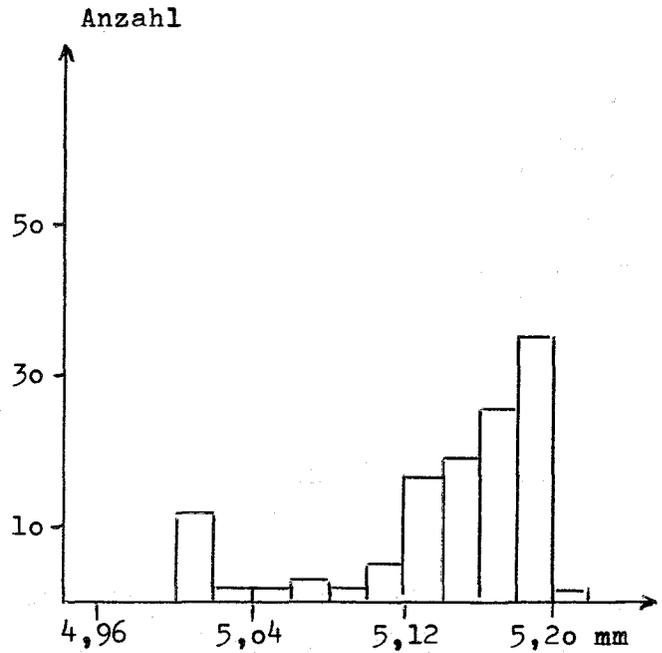


Abb. 18 Durchmesser-Verteilung
niederdichte Ringtabletten

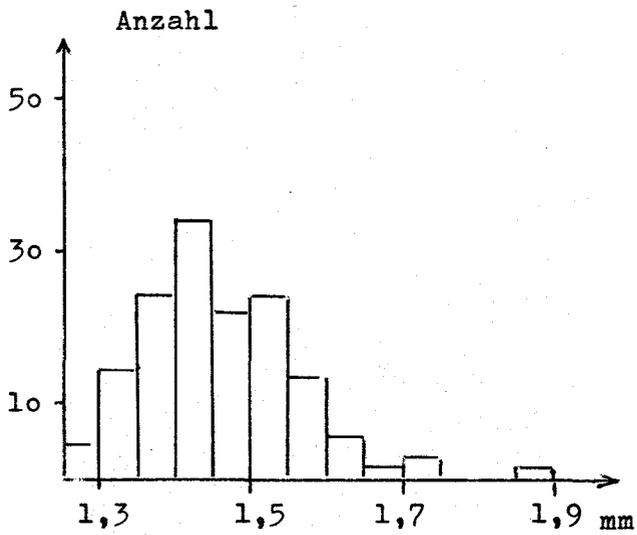


Abb. 19 Höhen-Verteilung hochdichte Ringtabletten

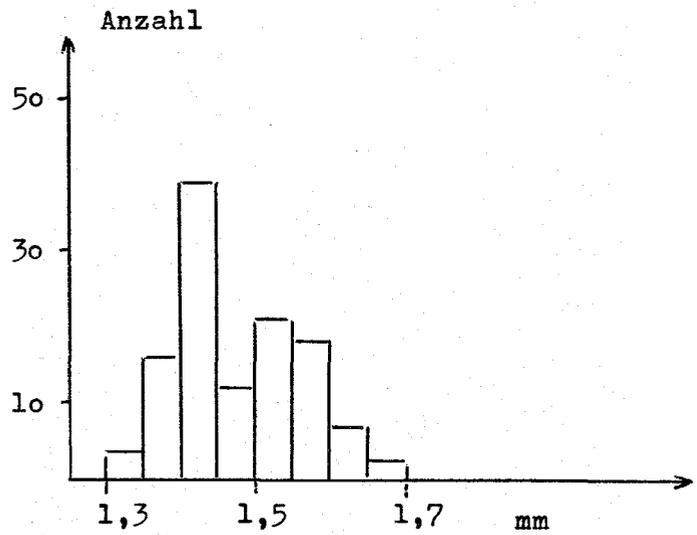


Abb. 20 Höhen-Verteilung niederdichte Ringtabletten

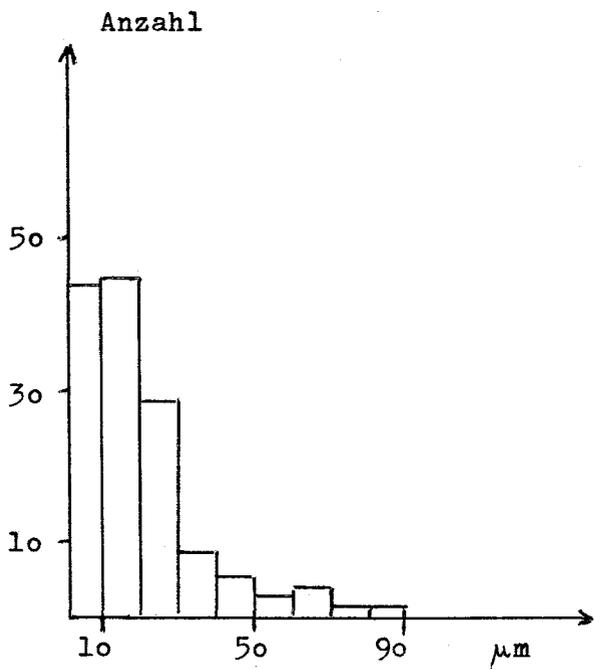


Abb. 21 Verteilung d. Planparallel. hochdichte Ringtabletten

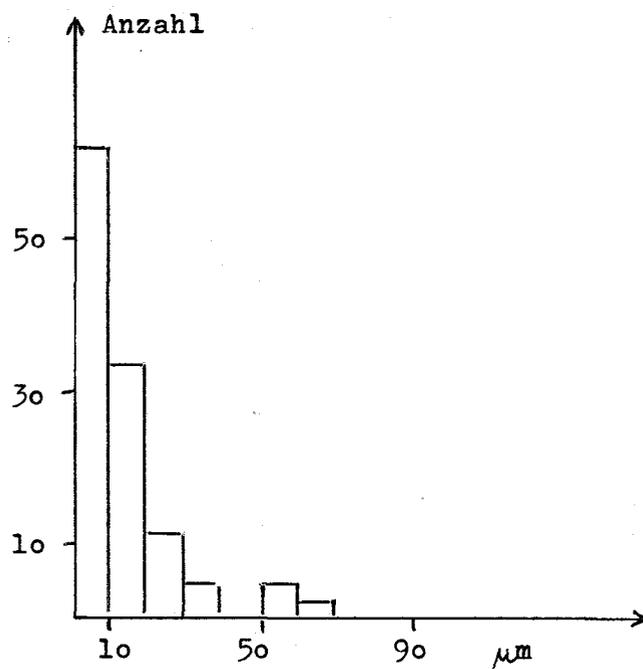


Abb. 22 Verteilung d. Planparallel. niederdichte Ringtabletten

- 1.12.43 Bestrahlungsversuche mit karbidischen Brennstäben
- 1.12.431 Parametertests an Karbidbrennstoff im thermischen Fluß ^G
1. Bisherige Erfahrungen beim Betrieb von einwandigen NaK-Kapseln mit Karbidbrennstäben im FR2
(H.E. Häfner, IMF)

Seit fünf Jahren sind im FR2 19 Kapselversuchseinsätze (KVE) mit instrumentierten einwandigen NaK-Kapseln bestrahlt worden bzw. befinden sich noch im Reaktor. Einwandig besagt, daß das Flüssigmetall NaK nur durch eine Kapselwand vom Reaktor-kühlwasser getrennt ist. Die Erfahrung aus der Bestrahlung von zuvor 90 doppelwandigen KVE hat damals zu dem Schritt ermutigt, einwandige NaK-Kapseln zu bauen, die erst den Einsatz von Karbidbrennstäben folgender Spezifikation ermöglicht haben:

Stababmessungen		475 mm lang x 10 mm \emptyset
Brennstoff		(U, Pu) C
Stableistung	maximal	1230 W/cm
über Bestrahlungszeit gemittelt		1000 W/cm
Hüllrohroberflächentemperatur	maximal	675 °C
über Bestrahlungszeit gemittelt		560 °C
Bindung		He, Ar, Na
Bestrahlungszeit bisher	maximal	595 Vollast-Tage
erreichter Abbrand	maximal	75000 MWd/tM

Die kumulierte Betriebszeit aller 19 KVE dieses Typs liegt derzeit bei 5500 "Kapseltagen".

Die Erfahrungen mit einwandigen Kapseln sind heute insgesamt sehr gut, und es waren bisher keinerlei Störungen des Reaktorbetriebes zu verzeichnen. Das Kapselkonzept ist mit geringen Modifikationen so universell einsetzbar, daß es sich auch für weitere geplante Brennstabbestrahlungsvorhaben anbietet.

Bei den ersten drei KVE (91,93,94) gab es gewisse Schwierigkeiten durch relativ starke Temperaturschwankungen an der Brennstabhülle infolge zu starker Konvektionsbewegung im NaK, die zum vorzeitigen Abbruch der Bestrahlung geführt haben. Auch neigten bei diesen Kapseln die Chromel/Alumel-Thermoelemente von nur 0,5 mm Manteldurchmesser zur Messung der Hüllrohroberflächentemperatur häufiger zu Defekten. Durch Einbau eines zusätzlichen Antikonvektionsrohres und von 1 mm dicken Thermoelementen konnten diese Mängel weitgehend behoben werden. Im Durchschnitt fiel

^G Letzter Beitrag im KFK 1274/4, S. 112-30

danach während der gesamten Bestrahlungszeit nur noch 1 Thermoelement (von sechs) pro Kapsel aus.

Weitere Schwierigkeiten traten in der Anfangsphase mit der heiklen Lötverbindung am Durchführungsstopfen zwischen der Kapsel aus Nb-1 %Zr und dem Edelstahlträgerrohr auf; hier zeigten sich häufiger Undichtheiten.

Beim zweiten Bestrahlungseinsatz dieser Art (KVE 92) wurde versehentlich zu wenig NaK eingefüllt, weshalb die Thermoelemente am oberen Brennstoffende (Füllstandsdetektion !) sofort beim Reaktorstart eine starke Überhitzung anzeigten. Der Einsatz mußte aus dem Reaktor genommen werden.

In der Zwischenzeit arbeiten die Kapselversuchseinsätze zur vollen Zufriedenheit.

Da mit zunehmendem Abbrand die Leistung der Stäbe abnimmt, wurden die KVE auf Position höherer Neutronenflußdichte umgesetzt. Dadurch wurde erreicht, daß die über die gesamte Bestrahlungszeit gemittelte Stabileistung noch bei etwa 1000 W/cm liegt, was einer Hüllrohroberflächentemperatur von ca. 560°C entspricht.

Die bei sechs KVE mit W5%Re/W26%Re-Thermoelementen von 1,6 mm Manteldurchmesser gemessene Brennstoffzentraltemperatur lag i. allg. zu Beginn der Bestrahlung bei 1500°C. Durch verschiedene Einflüsse, wie z. B. zunehmend besseren Wärmeübergang zwischen Brennstoff und Hülle und abnehmende Leistung, fiel die Temperaturanzeige im Laufe der Zeit zum Teil auf unter 1000°C zurück. Drei der sechs Hochtemperatur-Thermoelemente blieben über 240 bis 270 Tage lang intakt. Es ist allerdings nicht ganz geklärt, ob der Temperaturabfall auf ca. 1000°C echt ist oder durch Isolationsdefekte an den Thermoelementen verfälscht wurde.

An einem Bestrahlungseinsatz (KVE 115) wurde am Ende der Bestrahlung nach 242 Tagen Bestrahlungszeit, entsprechend einer Fluenz von ca. $2 \cdot 10^{21}$ thermischen Neutronen pro cm^2 , versucht, die Thermoelemente nachzueichen. Infolge eines technischen Defektes kam es jedoch dabei zu Überhitzungen, in deren Verlauf Kapsel und Brennstab stark beschädigt und die Heiße Zelle des FR2 erheblich kontaminiert wurden.

2. Brennstabbestrahlungsexperiment Mol-11/K5^G
(O. Jacobi, IMF)

Für die Brennstäbe des Bestrahlungsexperimentes Mol-11/K5 wurde die Konstruktion entwickelt. Das zugrundegelegte Konzept beinhaltet einerseits die wesentlichen Merkmale der Brennstäbe für KNK-II-Karbidbündel und andererseits die geometrischen Daten des bereits abgeschlossenen Karbid-Brennstab-Bestrahlungsexperimentes Mol-11K5 wird - im Unterschied zum KNK-II-Stab - eine Kapillare zur Messung des Spaltgasdruckaufbaus während der Bestrahlung vorgesehen. Das notwendige Hüllrohrmaterial wurde bereits spezifiziert, beschafft und geprüft. Die Auswertung der Prüfergebnisse ließ einen deutlichen Qualitätsunterschied der angelieferten Rohre erkennen, so daß für dieses Experiment solche Rohre ausgewählt wurden, die auch die Hüllrohrspezifikation für die KNK-II-Karbidbündel erfüllen.

1.12.44 Nachuntersuchung bestrahlter Karbid-Brennstäbe ^G1. Nachuntersuchungen am Bestrahlungsexperiment Mol 11; Mikrobereichsanalyse

(H. Kleykamp, H.D. Gottschalg, H. Späte, IMF)

Das Bestrahlungsexperiment Mol 11 stellt die erste Kapselbestrahlung des PSB mit carbidischem Brennstoff im epithermischen Fluß des BR2 dar. Der Zweck dieses Experiments liegt in der Untersuchung des Einflusses einzelner Parameter wie Brennstoffzusammensetzung und -dichte, Spaltbreite, Bindung, Stableistung und Abbrand auf das Bestrahlungsverhalten verschiedener Stabkonzepte. Bisher wurden die Stabvarianten K1 und K2 bestrahlt und nachuntersucht. Diese He-gebundenen 8 mm-Brennstäbe haben eine Brennstoffzone von 510 mm Länge mit einem Tablettendurchmesser von 6,96 bis 7,00 mm und sind von rostfreiem Stahl 1.4988 umhüllt /1,2/.

Tab. 6

Stabvariante	K1/1	K2/1	K2/2
Zusammensetzung	UC	$U_{0,85}Pu_{0,15}C_{1+x}$	$U_{0,85}Pu_{0,15}C_{1+x}$
U-235/U-ges.	90%	93%	93%
C-Äquivalent	4,83%	4,97%	4,97%
Sauerstoff-Gehalt	0,1%	0,4%	0,4%
rad.Spalt [μ m]	50	70	70
Brennstoffdichte	94%	83%	83%
Stableistung [W/cm] ^a	1250	1070	1000 ; 1060
Hüllinnentemp. [$^{\circ}C$] ^a	550	470	420 ; 450
Abbrand [%] ^a	4,0	4,0	6,8 ; 7,6

^aWerte für die untersuchten Proben; χ und T_{Hi} zeitlich gemittelt

Ein qualitatives Bild über das Verhalten eines bestrahlten Carbiddrennstabs gewinnt man aus dem Gefüge, der α - sowie der β - γ -Autoradiographie (Abb.23). Im Gefügebild ist das Fehlen des für Oxid-Stäbe charakteristischen Zentralkanal und das Auftreten einer ringförmigen, verdichteten Brennstoffzone erkennbar; die α -Autoradiographie gibt qualitativ Auskunft über die radiale Verteilung des Pu; die β - γ -Autoradiographie weist auf Anreicherungen β - γ -aktiver Spaltprodukte hin. In beiden Autoradiographien ist ein scharf begrenzter konzentrischer Ring sichtbar, ferner helle Zwickel in den Brennstoffrissen an der Hülle und eine spaltproduktarme Innenzone.

In der verdichteten Brennstoffzone des Mischcarbids zwischen 0,5 und 0,7 des relativen Radius wird eine geringfügige Pu-Zunahme von ursprünglich

/1/ D.Freund, H.Elbel, H.Steiner, KFK-2268 (1976)

/2/ H.Kleykamp, Reaktortagung Düsseldorf 1976, Tagungsber. S.542

15% "PuC" auf maximal 18% "PuC" nach 4% Abbrand beobachtet, während im Zentrum und im Außenbereich eine Abnahme auftritt; die UC-Verteilung ist im Zentrum gegenläufig (Abb.24). Die Differenz der UC- und PuC-Konzentration zu 100% bilden die zum Teil in der Matrix gelösten Spaltprodukte Zr, Mo und die Seltenen Erden. Eine Abbrandabhängigkeit der radialen Pu-Verteilung konnte, abgesehen von einem allgemein niedrigeren Niveau bei höherem Abbrand, bisher nicht festgestellt werden. Im UC wird nach 4% Abbrand in Hüllnähe eine Pu-Konzentration von 0,8% "PuC" beobachtet, die zum Zentrum aber stark abfällt; sie beträgt bei 0,6 des relativen Radius noch 0,5% "PuC". Die U-Pu-Umverteilung ist in He-gebundenem Carbid zumindest bei Zentraltemperaturen unterhalb 1800°C unproblematisch. Der Pu-Druck und der entsprechende Massestrom reichen nicht aus, um ähnlich starke Entmischungseffekte, wie sie in bestrahltem Mischoxid beobachtet werden, hervorzurufen.

Neben dem Pu-Transport tritt in "unreinem" Carbid, wie es mit 0,4% Sauerstoff in diesem Bestrahlungsexperiment vorliegt, ein C-Transport zur Hülle über das Transportmittel CO auf. In der Nähe der Brennstoffoberfläche wurden dunkle Ausscheidungen beobachtet (Abb.25), die aus Mischoxid bestehen und durch CO-Transport über die Gasphase entstanden sind.

Der CO-Transport ruft ferner eine Aufkohlung der Hüllinnenseite hervor. In Abb.26 sind vier C-Konzentrationsprofile in der Hülle angegeben, aus denen der Einfluß der C- und O-Konzentration des Brennstoffs und der Bestrahlungszeit auf die Hüllaufkohlung erkennbar ist. Der im Na-K-Kühlmittel enthaltene Kohlenstoff von 31 ppm verursacht eine Aufkohlung der Hüllaußenseite. Beide Effekte führen zu einer C-Zunahme in der Nähe der Hüllinnen- und -außenseite bis auf 0,27% C.

In stöchiometrischem bzw. überstöchiometrischem UC und (U,Pu)C wird bei entsprechender Temperaturführung eine erhöhte α - und β - γ -Aktivität in einer ringförmigen Zone des Brennstabquerschnittes festgestellt. Intermetallische bzw. carbidische Brennstoff-Spaltprodukt-Phasen der Zusammensetzung $(U,Pu,S.E.) \cdot (Tc,Ru,Rh)_{1+x}$ bzw. $(U,Pu)_2 \cdot (Tc,Ru,Rh)C_{\nu 2}$ scheiden sich hier bevorzugt aus. Die bei hoher Temperatur flüssigen Phasen werden in Richtung zur Hülle transportiert, erstarren gemäß den entsprechenden Phasendiagrammen zwischen 1100 und 1300°C und sind somit lokalisiert. Weiterhin treten im Brennstoff meist spaltstofffreie, schwarz erscheinende und von Poren kaum unterscheidbare Spaltproduktcarbidausscheidungen vorwiegend der Seltenen Erden und Erdalkalien in der Zusammensetzung (La,Ce,Pr,

Nd,Pm,Sm)-Carbid, (U,La,Ce,Pr,Nd)-Carbid (Abb.27) und (Cs,Sr,Ba,La,Ce, Tc)-Carbid, ferner in den Brennstoffwickeln an der Hülle (Sr,Ba,Y,Ce, Zr,U,Pu)-Carbid auf. Außerdem wurden an der Hülle einige μm dicke Reaktionszonen aus Hüllmaterialkomponenten und Seltenen Erden nachgewiesen. Die bisher beobachteten spaltproduktthaltigen Phasen sind in nachfolgender Tabelle zusammengestellt:

Tab. 7

stöchiometrisches UC	überstöchiometrisches $(\text{U,Pu})\text{C}_{1+x}$
$(\text{U,Y,Zr,Mo,La},\dots,\text{Sm})\text{C}$ (Brennstoff)	$(\text{U,Pu,Y,Zr,Mo,La},\dots,\text{Sm})\text{C}$ (Brennstoff)
$\text{UMoC}_{\sim 2}$	$(\text{U,Pu})\text{MoC}_{\sim 2}$
$(\text{U,La},\dots,\text{Sm}) \cdot (\text{Tc,Ru,Rh})_x$ ($x = 1$ und $1,33$)	$(\text{U,Pu})_2 \cdot (\text{Tc,Ru,Rh})\text{C}_{\sim 2}$
(U,La, \dots ,Nd)-Carbid	(La, \dots ,Sm)-Carbid
(Sr,Ba,Ce)-Carbid	(Cs,Sr,Ba,Ce)-Carbid
	(U,Pu,Sr,Y,Zr,Ba,Ce)-Carbid
	$(\text{Sr,Ba})\text{Pd}_x$

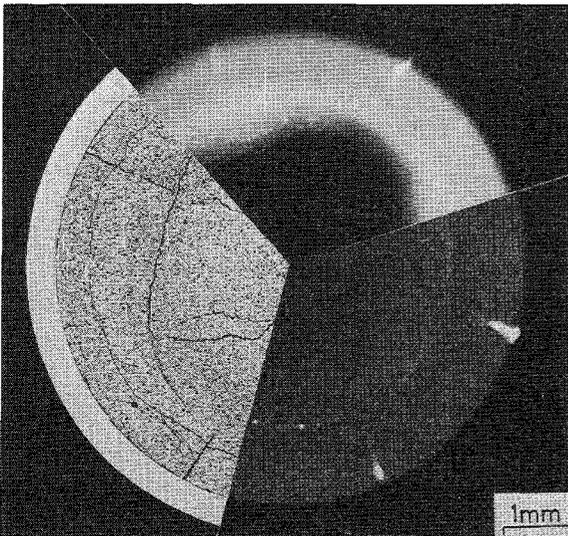


Abb.23: Gefüge, α - und β - γ -Autoradiographie eines Mischcarbid-Brennstabquerschnitts nach 4% Abbrand (Mol 11-K2/1-17)

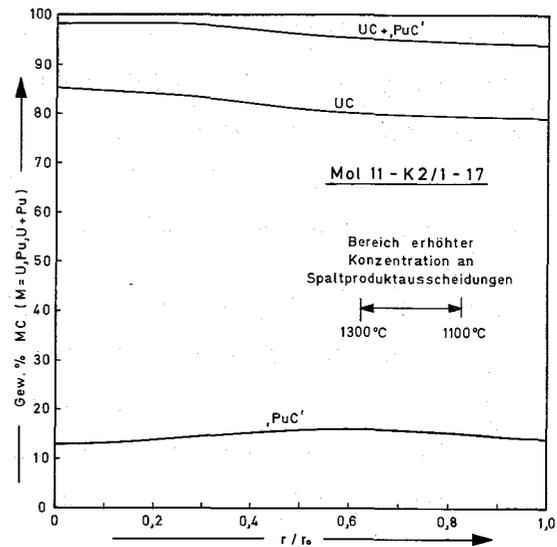


Abb.24: Radiales UC- und PuC-Konzentrationsprofil im Mischcarbid-Brennstab nach 4% Abbrand

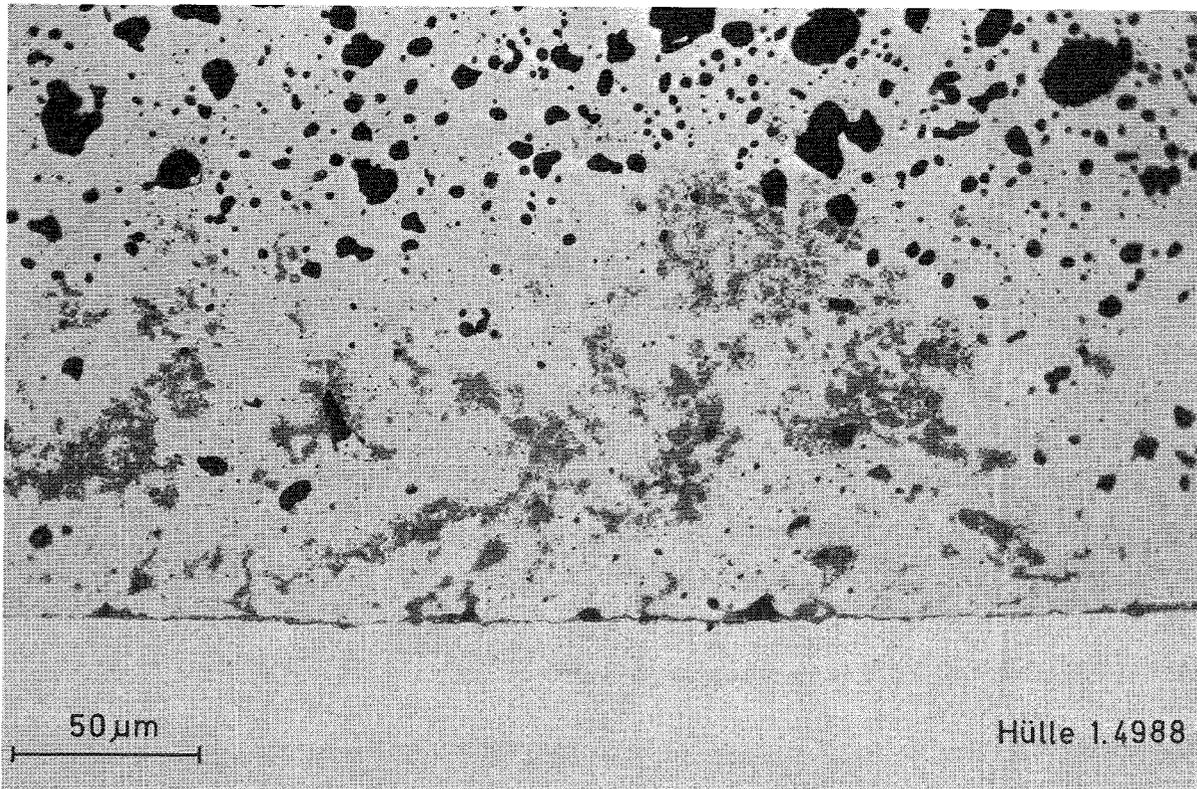


Abb.25: Dunkle $(U,Pu)O_2$ -Ausscheidungen im Mischcarbid in der Nähe der Brennstoffoberfläche nach 4% Abbrand, Mol 11-K2/1-17

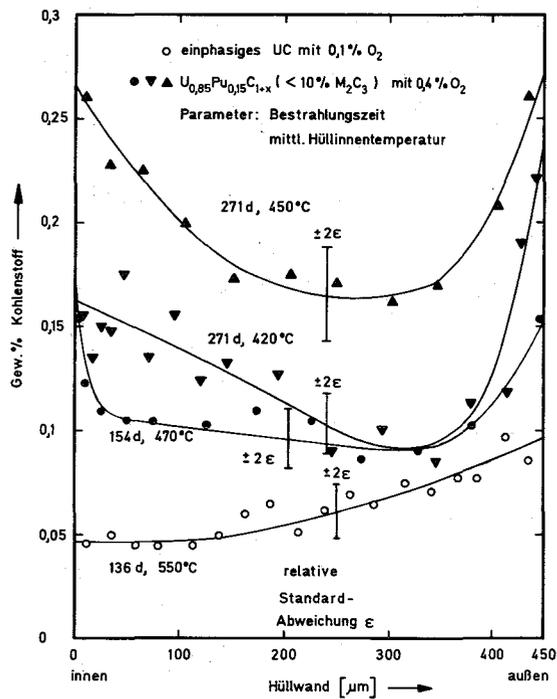


Abb.26: Kohlenstoff-Konzentrationsprofile in der 1.4988-Stahlhülle der Carbidbrennstäbe aus Mol 11-K1 und -K2 (Parameter: Bestrahlungszeit und mittlere Hüllinnentemperatur)

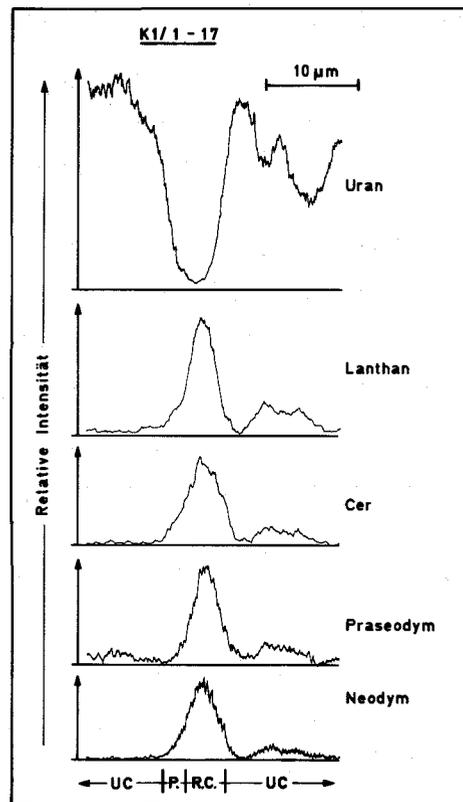


Abb.27: Relative Konzentrationsprofile über eine Seltenerd-Carbid-ausscheidung (R.C.) in UC nach 4% Abbrand, P.=Pore

2. Spaltgasverhalten in Karbidbrennstäben

(H. Zimmermann, IMF)

Im Rahmen von Nachbestrahlungsuntersuchungen an den vom PSB bestrahlten Carbidbrennstäben wurden die gemessenen Spaltgasdaten und Volumenzunahmen des Brennstoffes ausgewertet. Die wichtigsten Ergebnisse sind in der Tabelle 8 aufgeführt und in den Abb. 28 bis 30 dargestellt.

Die Spaltgasfreisetzung ist der prozentuale Anteil der freigesetzten Spaltgasmenge an der insgesamt erzeugten, die auf Grund der in Bestrahlungsberichten angegebenen berechneten Abbrände und der aus den Herstellungsberichten bekannten Brennstoffmengen unter Annahme der Entstehung von 0,3 Gasatomen/Spaltung berechnet wurde.

Das gebundene Spaltgas wurde in den Heissen Zellen experimentell in zwei Stufen bestimmt. Zunächst wurde der Brennstoff in einer Kugelmühle bis auf Teilchengrößen unter 1 μm zerkleinert. Dabei wurde sämtliches Spaltgas freigesetzt, das sich an Korngrenzen oder in Blasen mit Durchmessern bis herab zu mindestens 0,5 μm befand (Porensplattgas, P). Der gemahlene Brennstoff wurde anschliessend in Säure aufgelöst, wobei das restliche Spaltgas entwich, das sich in kleinen intragranularen Blasen oder in bestrahlungsbedingter Lösung befand (Gittersplattgas, G).

Die Schwellung des Brennstoffes wird als äussere Volumenzunahme unter Hüllrestraint angegeben. Sie wurde aus der mittleren Hülldurchmesserzunahme im Brennstoffbereich unter Voraussetzung isotroper Volumenzunahme ermittelt. Die so gewonnenen Werte sind integrale Werte, d.h. über das Brennstoffvolumen gemittelte Werte unter Einschluss sämtlicher volumenvergrössender und -vermindernder Vorgänge.

Die Spaltgasfreisetzung in Mischcarbidbrennstäben ist, verglichen mit Oxidbrennstäben, gering. Diese Aussage ergibt sich sowohl aus Literaturdaten als auch aus den Ergebnissen der PSB-Bestrahlungen. Bei Abbränden bis zu 2% liegt die Spaltgasfreisetzung bei den üblichen Bestrahlungsbedingungen unter 5%. Erst bei Abbränden über 3 bis 4% tritt ein merklicher Anstieg der Freisetzung ein. Ursache hierfür ist der break-away-

Mechanismus, d.h. das Aufreißen der dicht mit Spaltgasblasen belegten Korngrenzen infolge gegenseitiger Blasenberührung.

Die Konzentration des gebundenen Spaltgases steigt im untersuchten Abbrandbereich bis zu ca. 9% stetig mit dem Abbrand an. Im Gegensatz zum Oxidbrennstoff ist bei diesen Abbränden noch kein Sättigungswert des Porensplattgases und damit des gesamten gebundenen Spaltgases erkennbar, d.h. also, dass auch noch kein Sättigungswert der Spaltgasschwellung zu erwarten ist. Das Gittersplattgas scheint bei Abbränden von 3 bis 4% einen Sättigungswert von $(2,8 \pm 1) \cdot 10^{-3}$ Gasatomen/(U+Pu)-Atom zu erreichen.

Die integrale, d.h. über den gesamten Brennstoffquerschnitt gemittelte Volumenzunahmegeschwindigkeit des Mischcarbids in He-gebundenen Brennstäben mit maximalen Stableistungen über 1200 W/cm vor Eintritt des Kontaktes zwischen Brennstoff und Hülle sollte nach Literaturangaben und eigenen Auswertungen des Experiments Mol-11/K2 2,5 bis 3%/Abbrand betragen. In diesem Wert sind neben der Spaltproduktschwellung Brennstoffverlagerungen durch Riss-Rast-Mechanismen als positiver Beitrag und Nachsinterung des porösen Brennstoffs als negativer Beitrag eingeschlossen.

Nach Eintritt des Kontaktes Brennstoff-Hülle ist unter dem restraint der Hülle mit einer integralen Volumenzunahmerate von 0,5 bis 1,2%/Abbrand je nach Restporosität und Temperaturverteilung im Brennstoff und wahrscheinlich auch Hüllfestigkeit zu rechnen. Je höher die Restporosität und je höher die Brennstoffzentraltemperatur sind, desto kleiner sind die äusseren Volumenzunahmeraten, offenbar bedingt durch Schwellen und Kriechen in die Poren infolge höherer Brennstoffplastizität. Wie die Auswertung der Gefügebildungen der beiden Brennstäbe Mol-11/K2-1 und K2-2 zeigte, reicht der Hüllrestraint jedoch nicht aus, um bei mittleren Abbränden ein weiteres Wachstum der Spaltgasblasen vollständig zu verhindern.

Die Ergebnisse des Experiments Mol-15/1 lassen keinen signifikanten Einfluss des M_2C_3 -Gehaltes auf die Volumenzunahme erkennen. Die Spaltgasfreisetzung des M_2C_3 dagegen scheint etwas höher zu sein.

Tab. 8 : Spaltgasdaten und Volumenzunahmen der untersuchten Brennstäbe

Experiment	KVE/ Stab	Sinterdichte % TD	Abbrd. Mwd/kg	Spaltgas- freis. %	Gebundenes Spaltgas 10^{-3} Gasatome/Metallatom			$\frac{\Delta V}{V}$, %
					P	G	P+G	
FR 2 - 6A	94	86	16,5	2,2	1,69	0,83	2,52	1,17
6A	99	86	26,0	-	1,87	4,61	6,48	2,28
6A	102	82	51,0	8,0	3,64	7,59	11,23	3,72
6A	103	86	49,0	8,3	2,32	3,97	6,29	3,90
6C	104	86	73,6	-	9,75	7,44	17,20	-
6C	108	86	56,5	-	7,54	5,69	13,23	6,65 ¹⁾
6C	110	86	72,0	-	8,85	4,07	12,92	7,44 ¹⁾
6C	111	86	36,0	-	3,03	6,06	9,09	3,06
6C	114	86	25,0	1,4	1,03	4,82	5,85	1,13
Mo1 11/K2	1	83	33,3	13	2,1 ²⁾	2,9 ²⁾	5,0 ²⁾	0,6
	2	83	61,0	21	8,8 ²⁾	3 ²⁾	11,8 ²⁾	1,68
Mo1 15/1	6	94	89,5	10,4	14,37	2,82	17,19	0,5
	5 ³⁾	92,5	89,5	30,5	18,75	2,06	20,81	0,5
	2	94	87,0	-	17,64	1,93	19,57	0,6
	9 ³⁾	92,5	67,9	12,6	17,56	-	-	0,3
DFR-330/1	D 1	96	46	15,3	-	-	-	-
	E 2	96	46	17,6	-	-	-	-

1) Hülle gerissen

2) gemittelt über Brennstofflänge

3) $(U,Pu)_2C_3$

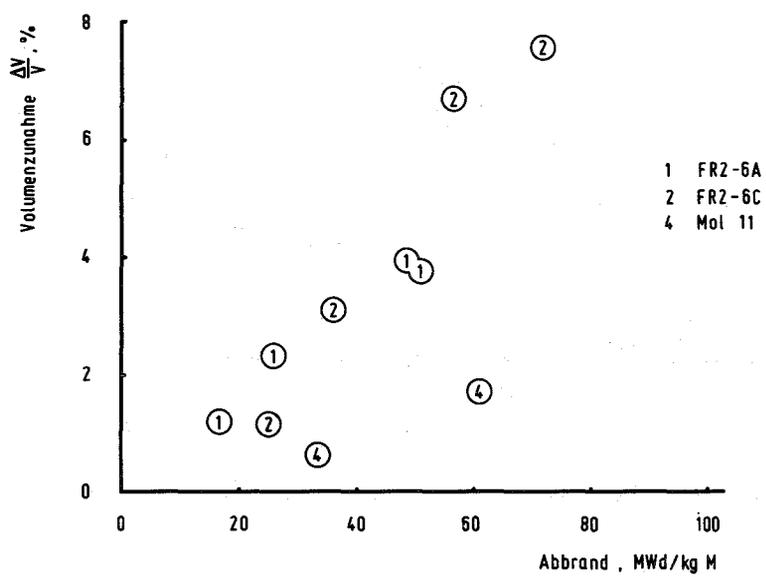


Abb.30: Volumenzunahme des Mischkarbids in Abhängigkeit vom Abbrand

- 1.13 MATERIALUNTERSUCHUNG UND -ENTWICKLUNG
- 1.13.1 Materialuntersuchungen an technischen Legierungen
- 1.13.11 Mechanische und physikalische Eigenschaften technischer Legierungen

1. Mechanische Eigenschaften unbestrahlter Werkstoffe*

(M. Schirra, IMF)

Im Rahmen des Bestrahlungsprogrammes Mol 1A1 wurden u.a. Proben von zwei härtbaren 12 % Cr-Stählen, die als potentielle Kastenwerkstoffe betrachtet werden, bei niedrigen Temperaturen ($< 100^{\circ}$) bestrahlt und anschließend bei 600°C auf ihr Zeitstandfestigkeits- und Kriechverhalten untersucht (siehe KFK 1276/1, Seiten 113-6 bis 113-9). Der vorliegende Beitrag umfaßt die Ergebnisse der Zeitstandversuche an unbestrahlten Proben des unstabilisierten Stahles X22CrMoV 12.1 (W.-Nr. 1.4923).

Untersucht wurden 2 Vergütungszustände:

- I) gehärtet 1050° 1 h/Öl + 600° 2 h/Luft angelassen
 II) gehärtet 1050° 1 h/Öl + 750° 2 h/Luft angelassen

Als Probenform kam eine Gewindekopfprobe der Abmessung $\phi 3 \times 39$ mm (doxlo) zur Anwendung.

In der Abb. 1 sind in 5 Teildiagrammen Standzeit, Zeit-Dehngrenzen und sekundäre Kriechgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Versuchsspannung sowie die Duktilitätskennwerte Bruchdehnung und -einschnürung in Abhängigkeit von der Versuchszeit dargestellt.

Aus den Teilbildern a + b erkennt man, daß der auf höhere Festigkeit vergütete Zustand I für Beanspruchungszeiten $< 10^3$ Std. höhere Zeitstandfestigkeitswerte und günstigere Zeit-Dehngrenzenwerte aufweist als der Zustand II. Allerdings ist die Abnahme mit zunehmender Standzeit dieser Kenngrößen beim Zustand I stärker, so daß bei 10^4 Std. kein wesentlicher Unterschied zwischen beiden Vergütungszuständen mehr besteht.

Analog dem Zeitstandfestigkeitsverhalten ergibt sich bei der Auftragung der sekundären Kriechgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Versuchsspannung (Teilbild c) das gleiche Bild. Die stärkere Spannungsabhängigkeit von $\dot{\epsilon}$ drückt sich

* BzFE Nr. 221.1

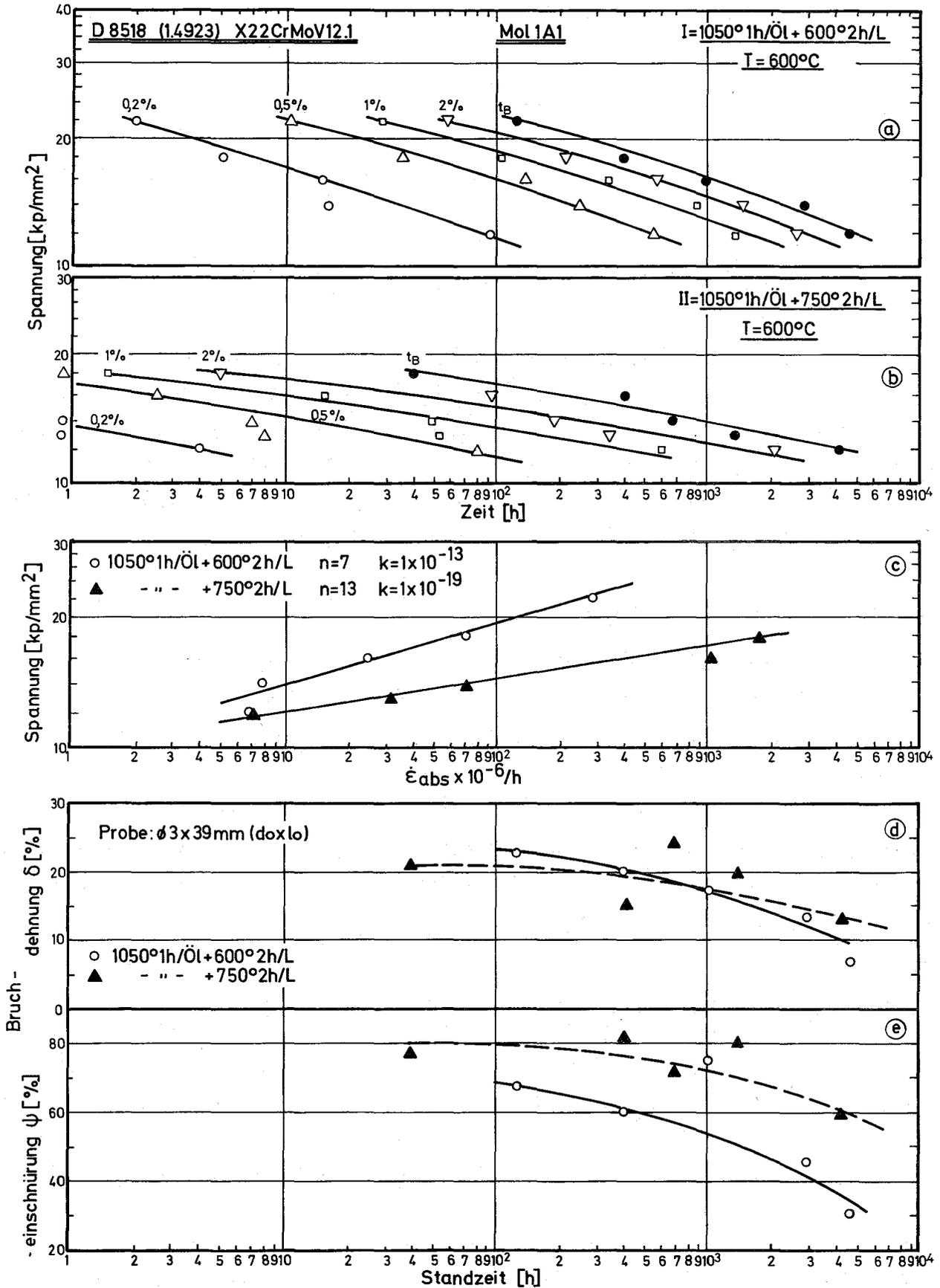


Abb. 1-e: Standzeit, Zeit-Dehngrenzen, sekundäre Kriechgeschwindigkeit und Duktilität von unbestrahlten Proben aus Mol 1A1

beim Zustand II in einem entsprechend höheren Spannungsexponenten n in der Norton'schen Kriechformel $\dot{\epsilon} = k \cdot \sigma^n$ aus, und bei der Extrapolation auf $\sigma = 10 \text{ kp/mm}^2$ kann man für beide Zustände mit $\dot{\epsilon}_{\text{sek}} = 1 \cdot 10^{-6}$ rechnen.

Die Bruchdehnungswerte fallen mit zunehmender Standzeit von 20 - 25 % auf Werte ≤ 10 % bei Zeiten > 5000 Std. ab, wobei ein eindeutiger Unterschied zwischen den beiden Zuständen im Rahmen der Streubreite nicht erkennbar ist. Dagegen zeigen die Werte für die Brucheinschnürung ψ klar den Einfluß des Vergütungszustandes (Teilbilder d - e). Die metallografische Nachuntersuchung der Proben ergab, daß die Bruchzonen der Proben vom Vergütungszustand II eine teilweise Auflösung der typischen Martensitnadeln aufweisen, womit die hohen Brucheinschnürungswerte sich erklären. Dagegen bleibt die Martensitausbildung bei den nur 600° angelassenen Proben auch in der Bruchzone erhalten. Dies führt allerdings zu zahlreichen Auf-rissen in der Bruchzone.

2. Physikalische Eigenschaften^G

(E. Schnitzer, IMF)

Der Sandvik-Stahl 12R72HV (Charge 8-29053) wurde wie die Stähle 1.4988 und 1.4981 (Charge HV 205 und 19590) zur Beurteilung des Einflusses der thermomechanischen Behandlung auf Matrixdichte und -härte herangezogen. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 2 und 3 dargestellt. Der absolute Fehler der Dichteänderung beträgt ± 0.02 %, die Härtemessungen (HV 10) sind mit einem relativen Fehler von ± 2 % behaftet.

Die Dichteänderungen sind, geht man vom homogenisierten Zustand aus, stets negativ, d. h. es findet eine Volumenzunahme von max. 0,1 % statt. Hierbei muß jedoch berücksichtigt werden, daß eine 20 %ige Kaltverformung bereits eine Volumenzunahme von 0.075 % durch die Einbringung von Gitterfehlern bewirkt.

Die Erholung der Kaltverformung beginnt bereits bei einstündigen Glühungen bei 600° bis 800° , mit ansteigender Glühdauer beginnt die Überlagerung der bereits bekannten Ausscheidungseffekte. Die deutliche Volumenvergrößerung zwischen 10 h und 100 h bei 600°C läßt die Bildung von M_{23}C_6 vermuten. Sie wird, wie aus dem Vergleich der entsprechenden Kurven ersichtlich, durch vorangehende Kaltverformung beschleunigt.

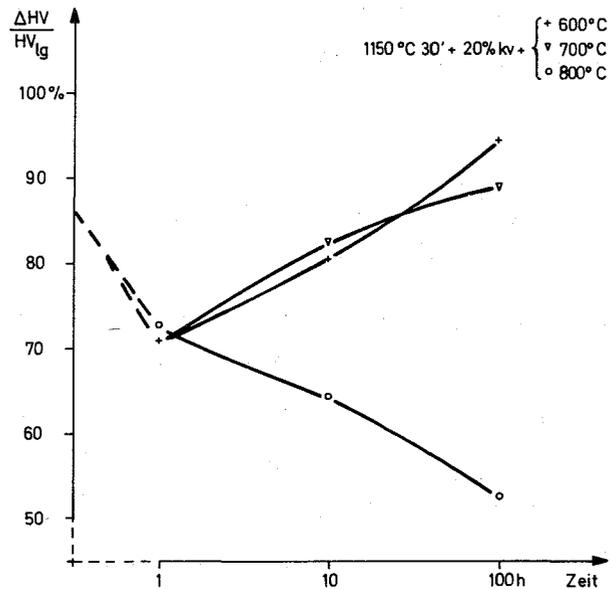
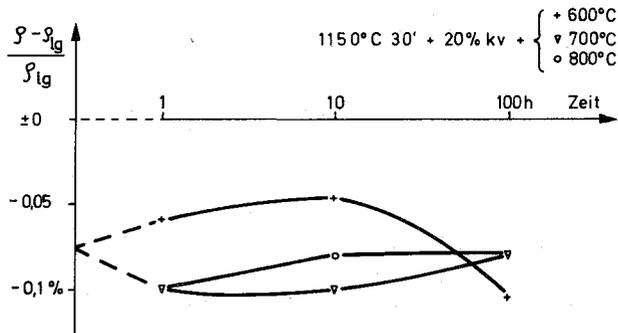
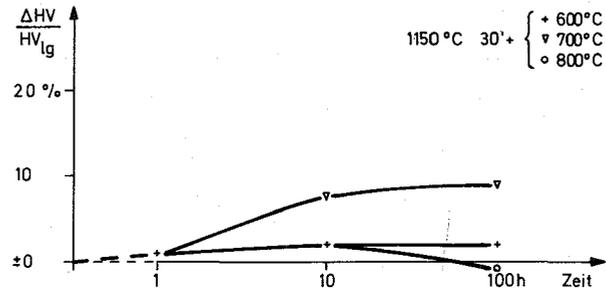
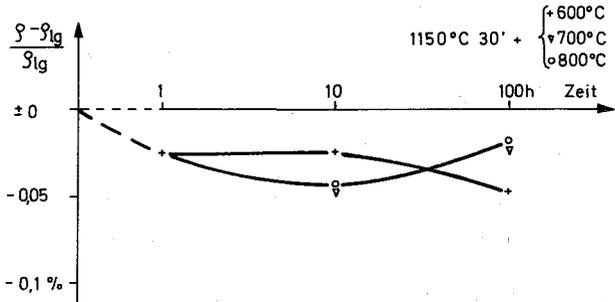


Abb. 2: Dichteänderung des Stahles 12R72HV, bezogen auf die Dichte des lösungsgeglühten Zustands in Abhängigkeit von der thermomechanischen Behandlung

Abb. 3: Härteänderung des Stahles 12R72HV, bezogen auf die Härte des lösungsgeglühten Zustandes in Abhängigkeit von der thermomechanischen Behandlung

Eine Verfestigung erfolgt, wie aus den Härtekurven des kaltverformten, teilweise auch des lösungsgelühten Zustandes, ersichtlich ist, bei Glühungen im Bereich zwischen 600 °C + 700 °C, während bei 800 °C die Erholung überwiegt. Die Dichtewerte bleiben dabei fast unverändert. Inwieweit hier kohärente feinverteilte TiC-Partikel beteiligt sind, soll Gegenstand von geplanten Untersuchungen zum Ausscheidungsverhalten des Stahles werden. Die Untersuchungen von Elektrolyten zur Isolierung karbidischer wie auch intermetallischer Phasen (Aufnahme von Stromdichte-Potentialkurven) dauern noch an.

1.13.13 Hüllrohr- und Brennstabprüfung *

Testfehler für die Wirbelstromprüfung

(O, Jacobi, H. Hill, R. Scherwinsky, IMF)

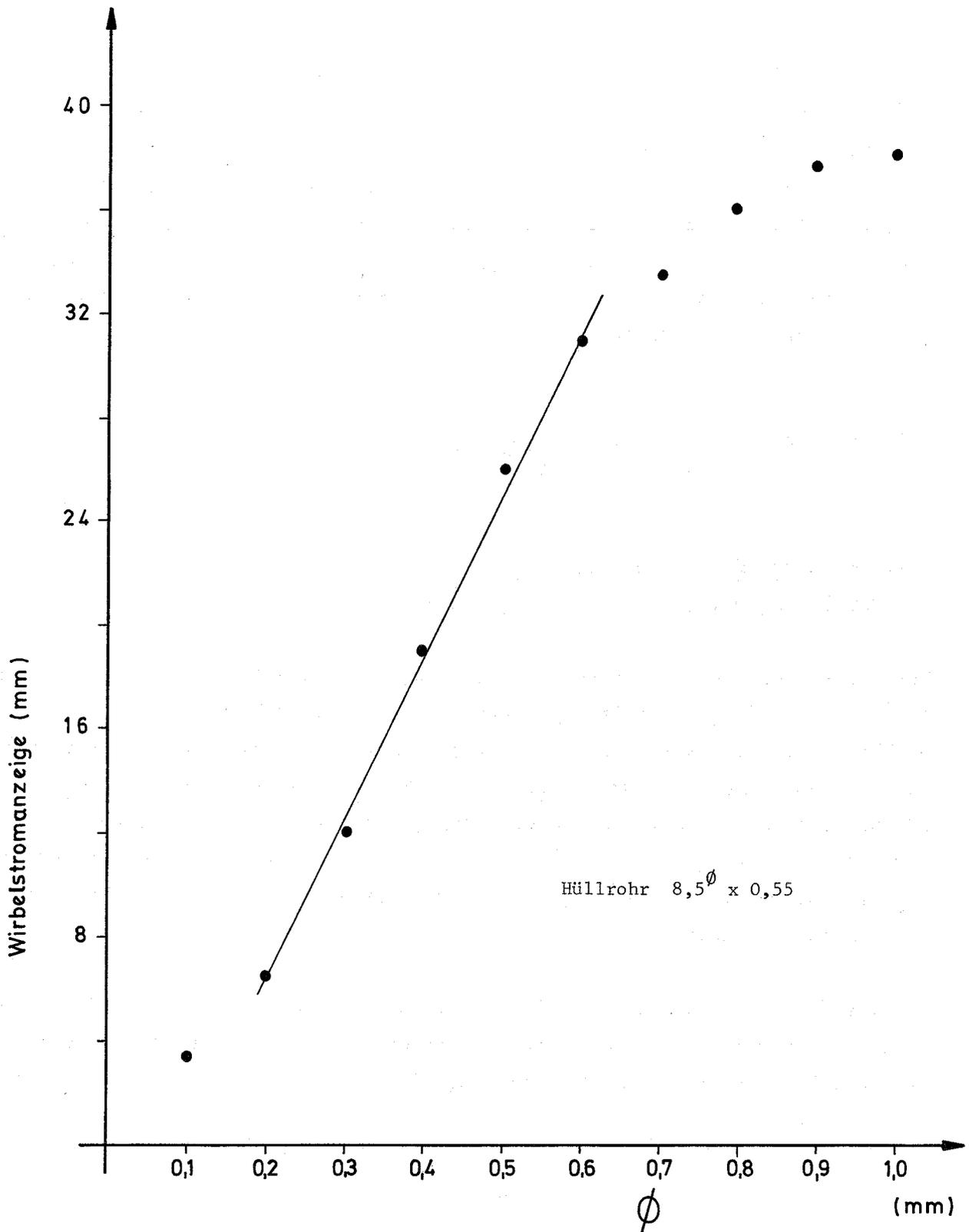
Für die Eichung der Verfahren zur zerstörungsfreien Materialfehlerprüfung von Hüllrohren wird, wie für SNR 300 spezifiziert, eine Bohrung von 300 µm bei der Wirbelstromprüfung vorgeschrieben. Diese Bohrung verläuft radial durch die Wand und wird an einem Testrohr, welches noch andere künstliche Fehler trägt, angebracht. Sie soll sowohl zum Nachweis der Prüfeempfindlichkeit als auch Beurteilungsgrundlage für natürliche Fehler bei der Abnahme der Hüllrohre dienen. Rohre, die bei der Wirbelstromprüfung größere Fehleranzeigen liefern als die Bohrung im Testrohr, müssen verworfen werden.

Wie aus der Abb. 4 hervorgeht, liegt der für SNR 300 spezifizierte Bohrungsdurchmesser $d = 0,3 \text{ mm}$ im linearen Bereich der Wirbelstromanzeige. Der lineare Zusammenhang ergibt sich wegen der quadratischen Abhängigkeit der Anzeige A vom Volumen V der Bohrung:

$$A^2 \sim V; \quad V \sim d^2; \quad A \sim d.$$

Berechnet man das Volumen einer umlaufenden künstlichen V-Kerbe im Testrohr, so erhält man eine Kerbtiefe von 55 µm ($\hat{=}$ 10 % der Wanddicke) ein Volumen von $0,046 \text{ mm}^3$ und für die Bohrung ein Volumen von $0,039 \text{ mm}^3$. Wie die Wirbelstrommessung bestätigt, ist die Anzeige der Bohrung wegen des geringeren Volumens entsprechend kleiner.

* BzFE-Nr. 926.0



R.G.

IMF 3

Testfehlerbohrung durch die Wand

Abb. 4

Daraus ergibt sich, daß radiale Bohrungen durch die Wand Fehleranzeigen gleicher Größe hervorrufen wie die von künstlichen Querfehlern mit gleichem Volumen, wobei jedoch die Bohrungen sehr problemlos zu fertigen und zu vermessen sind.

1.13.14 Bestrahlungsversuche

1. Mechanische Eigenschaften nach Bestrahlung *

(Ch. Wassilew, L. Schäfer, D. Preininger, K. Anderko, IMF)

Im Rahmen der Mol 3B-Bestrahlungsexperimente werden Untersuchungen zum Einfluß sowohl der Lösungsglühtemperatur als auch der Auslagerungszeit nach der Kaltverformung auf die mechanischen Kurz- und Langzeiteigenschaften des austenitischen Stahles 1.4970 nach Neutronenbestrahlung durchgeführt. Die Proben wurden bei maximal $630\text{ }^{\circ}\text{C}$ im BR 2 (Mol/Belgien) bestrahlt. Der zeitintegrierte Neutronenfluß liegt bei $2,3 \cdot 10^{21}\text{ n/cm}^2$ ($E > 0,1\text{ MeV}$) und $1,7 \cdot 10^{21}\text{ n}_{\text{therm}}/\text{cm}^2$. Die bisher bei einer Prüftemperatur von $650\text{ }^{\circ}\text{C}$ vorliegenden Zeitstandsergebnisse der Materialzustände $1150\text{ }^{\circ}\text{C}/30'$ / $15\text{ \% KV} + 800\text{ }^{\circ}\text{C} - 23\text{ h}$ und $1080\text{ }^{\circ}\text{C}/30'$ + $15\text{ \% KV} + 800\text{ }^{\circ}\text{C} - 23\text{ h}$ sind in Abb. 5 dargestellt. Sie lassen keinen nennenswerten Einfluß der Lösungsglühtemperatur auf die Zeitstandsfestigkeit erkennen. Dieses Ergebnis wird durch weitere Versuche bei $700\text{ }^{\circ}\text{C}$ gestützt.

* BzFE-Nr. 223.2

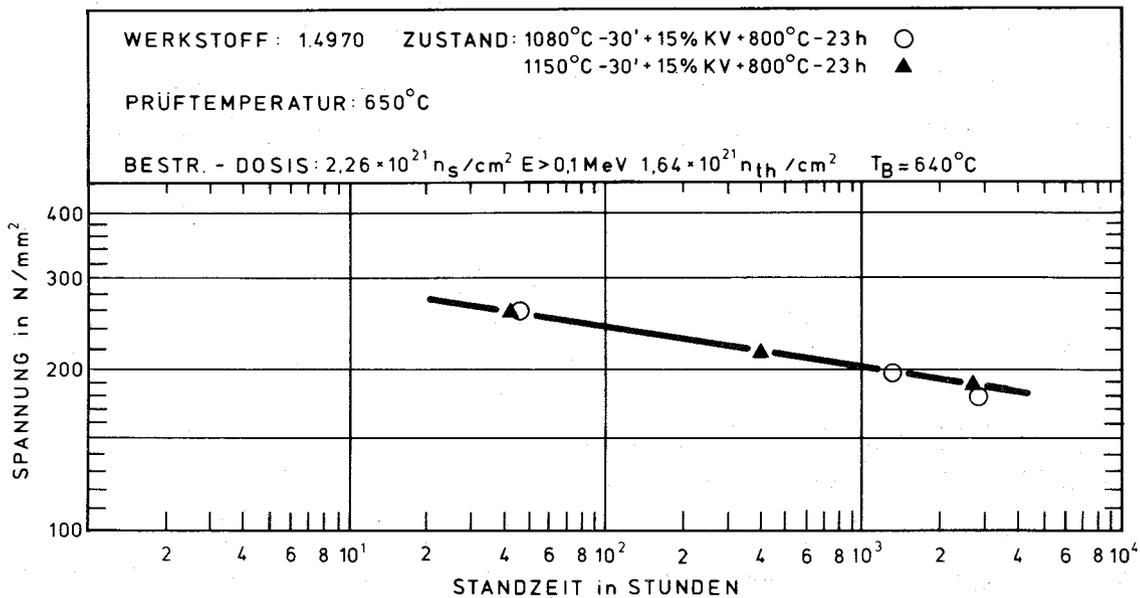


Abb. 5: Zeitstandfestigkeit des Stahles 1.4970 nach Bestrahlung

Im Rahmen der zerstörenden Nachbestrahlungsuntersuchungen von Brennstäben aus dem Rapsodie-Bündelbestrahlungsexperiment wurden an etwa 5 cm langen Hüllrohrabschnitten Zugversuche durchgeführt, um den Einfluß der Prüfbedingungen (Verformungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}$ und Prüftemperatur T_p) auf die im Zugversuch meßbaren mechanischen Eigenschaften festzustellen. Der Einfluß der Bestrahlungsbedingungen (Neutronendosis und Bestrahlungstemperatur T_B bei Standardprüfbedingungen ($\dot{\epsilon} = 10^{-2} \text{ min}^{-1}$, $T_B = T_p$) ist bereits in /1/ beschrieben worden. Das Hüllrohrmaterial ist der niobstabilisierte austenitische Stahl X8CrNiMoVNb 1613 (Werkstoff-Nr. 1.4988; Chg.-Nr. 25116 von Mannesmann; Zustand: LG + KV $\leq 5\%$ + 800 °C 1 h). Die Proben waren entweder bei 400 °C bis zu einer Dosis $\phi \cdot t = 7 \cdot 10^{21} [n_s/cm^2]$ oder bei 565 °C bis $\phi \cdot t = 13$ bis $24 \cdot 10^{21} [n_s/cm^2]$ mit schnellen Neutronen ($E > 0,1 \text{ MeV}$) bestrahlt worden.

In Abb. 6 sind die Abhängigkeiten der Zugfestigkeit, der 0,2-Dehngrenze, der Bruchdehnung und der Gleichmaßdehnung von der Verformungsgeschwindigkeit dargestellt. Bei beiden Versuchs- bzw. Bestrahlungstemperaturen steigen Zugfestigkeit und 0,2-Dehngrenze mit der Verformungsgeschwindigkeit an. Kleine Schwankungen sind aus der nicht ganz identischen Neutronendosis der Proben erklärbar. Die Bruchdehnung und die Gleichmaßdehnung bleiben bei abnehmender Verformungsgeschwindigkeit zunächst ungefähr konstant. Wird eine temperaturabhängige Grenze unterschritten, so wechselt der Bruchmechanismus vom transkristallinen Bruch und die Duktilitätswerte sinken plötzlich ab. Das ist bei den bei 565 °C bestrahlten und geprüften Proben erkennbar.

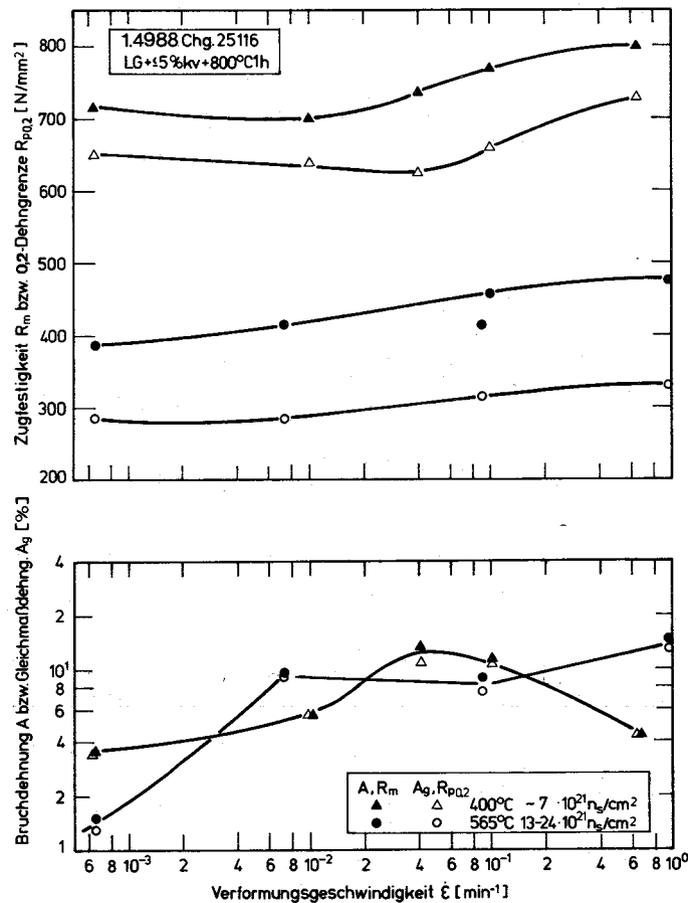


Abb. 6: Abhängigkeit der Zerreißeigenschaften des neutronenbestrahlten Stahles 1.4988 von der Verformungsgeschwindigkeit

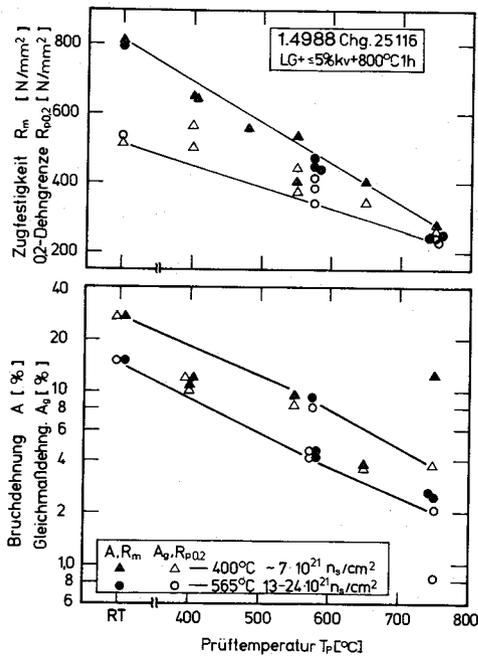


Abb. 7: Abhängigkeit der Zerreißeigenschaften des neutronenbestrahlten Stahles 1.4988 von der Prüftemperatur

In Abb. 7 sind die Abhängigkeiten der Zugfestigkeit, der 0,2-Dehngrenze, der Bruchdehnung und der Gleichmaßdehnung von der Prüftemperatur dargestellt. Bei beiden Bestrahlungstemperaturen fallen mit zunehmender Prüftemperatur sowohl die Festigkeits- als auch die Duktilitätswerte ab. Da die Meßwerte stark streuen und ein komplexerer Verlauf nicht ausgeschlossen werden kann, soll von einer Interpretation zunächst Abstand genommen werden.

Im Rahmen der Arbeiten zum Brennelementverhalten bei Störfällen wurden

zwei Anlagen für Rohrrinnendruck-Kriechmessungen unter transienten Bedingungen an unbestrahltem bzw. bestrahltem Material aufgebaut,

die Auswirkungen verschiedener möglicher Reaktorstörfälle auf die Hüllrohrbeanspruchung diskutiert und daraus ein längerfristiges Versuchsprogramm abgeleitet.

2. Physikalische Untersuchungen und Strahlungsschäden*

(R. Groß, K. Ehrlich, J. Stubbins, IMF)

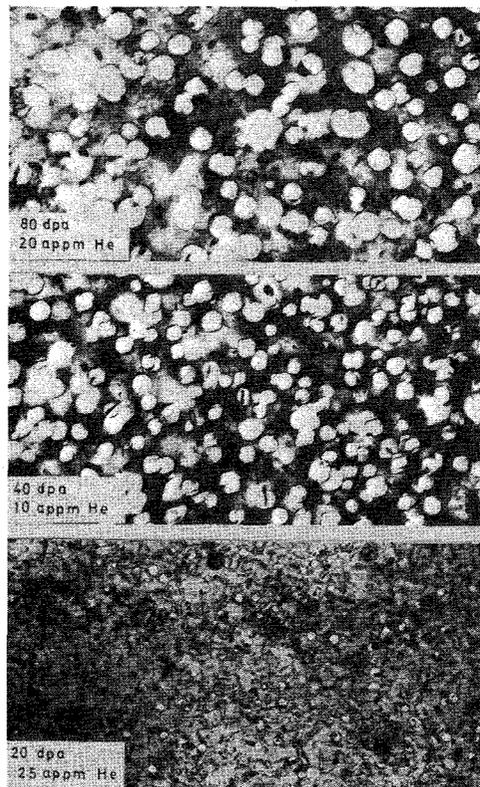
Zweck der durchgeführten Experimente (VEC II-Dosisabhängigkeit) war es, Schwellenwerte für die Hüll- und Kastenwerkstoffe 1.4970 und 1.4981 mittels Ni-Ionenbeschuss zu erhalten, um die bisher bestehenden Unsicherheiten in der Extrapolation von Schwellkurven zu hohen Schädigungsdosen einzuengen. Die beiden Werkstoffe wurden in den aus Tab. 1 ersichtlichen Werkstoffzuständen bei 575 °C bis zu den angegebenen Schädigungswerten mit Ni-Ionen von 45,8 MeV bestrahlt. Die vorangehende Heliumimplantation wurde mit Ausnahme der Proben mit 20 dpa im Verhältnis von 0.25 appm He/dpa bei Raumtemperatur durchgeführt.

Zur technischen Beurteilung des Schwellverhaltens der Legierungen in unterschiedlichen Vorbehandlungszuständen werden für den weiteren Vergleich nur die jeweiligen maximalen Schwellwerte angeführt. Tatsächlich wurden jedoch systematische Untersuchungen der Schädigung entlang der Eindringtiefe vorgenommen, die zu einigen Besonderheiten führten. Darauf wird später eingegangen.

Das Verhalten beider Stähle zeigt charakteristische Unterschiede im Verlauf der mittleren Porendurchmesser und der Porenkonzentration über der Schädigung. Der mittlere Porendurchmesser steigt im Falle des Stahls 1.4981 nahezu linear mit der Dosis an, während er beim 1.4970 im untersuchten Bereich eher einem Sättigungswert

* BzFE-Nr. 225.1a

zustrebt (Abb. 8 und 9). Gegenteilig ist das Verhalten bezüglich der Porenkonzentration. Sie durchläuft ein Maximum für den Werkstoff 1.4981, während der titanstabilisierte Stahl 1.4970 in diesem Dosisbereich einen sehr steilen Anstieg der Porenkonzentration verzeichnet (Abb. 10).



0.5 μm

VEC Material: ss Type 1.4981 s. a.
 Ni^{6+} -Ions $E=45.8 \text{ MeV}$ Irr. Temp. 575°C

Abb. 8: Veränderung von Porendurchmesser und Porenkonzentration mit der Bestrahlungsdosis (TEM)

Die errechneten Schwelldaten sind in Abb. 11 wiedergegeben, wobei in dem Diagramm ein linearer Anstieg des Schwellens und der Schädigung impliziert wird, sobald eine Minstdosis (threshold) überschritten ist. Nach dieser Annahme käme man zu

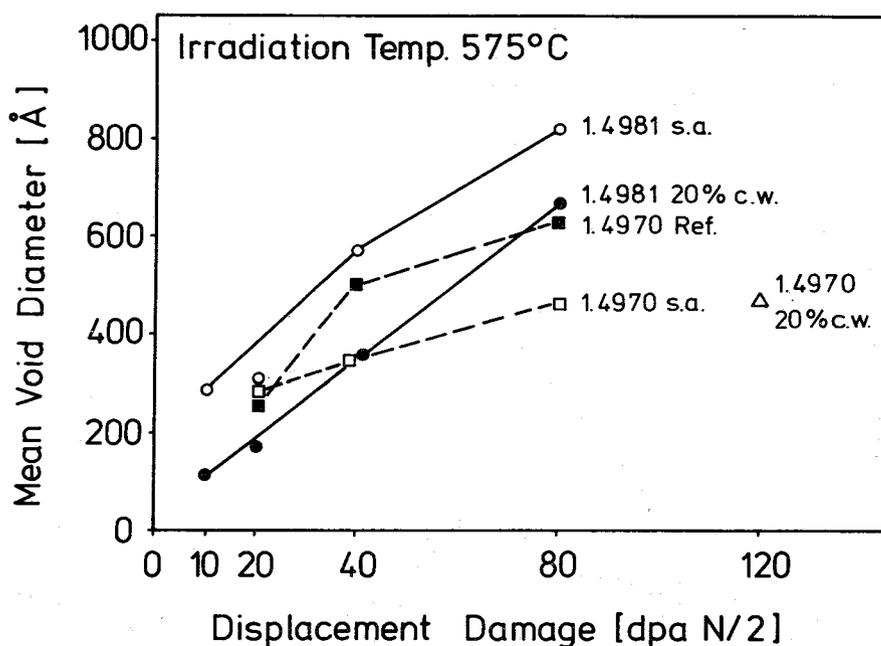


Abb. 9: Verlauf des mittleren Porendurchmessers mit der Schädigungsdosis, entsprechend den höchsten Meßwerten $\Delta V/V$

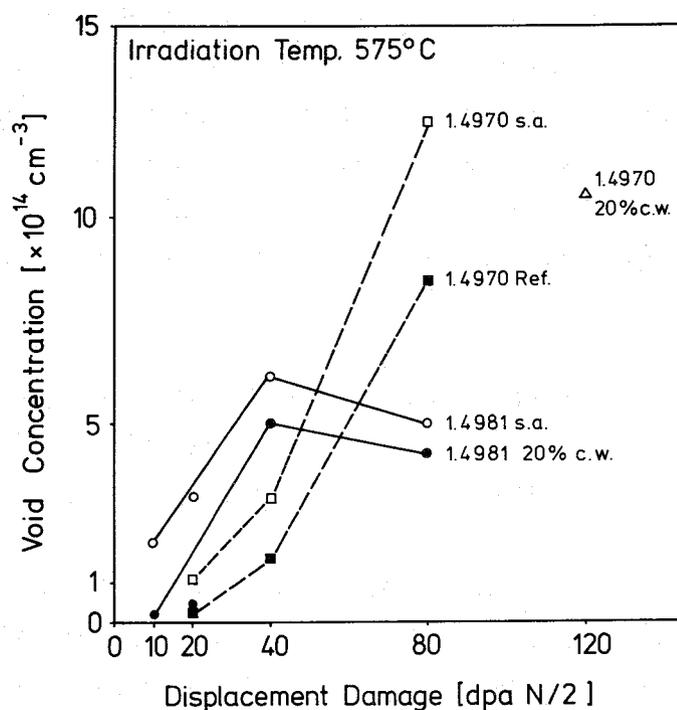


Abb. 10: Verlauf der Porenkonzentration mit der Schädigungsdosis, entsprechend den höchsten Meßwerten $\Delta V/V$.

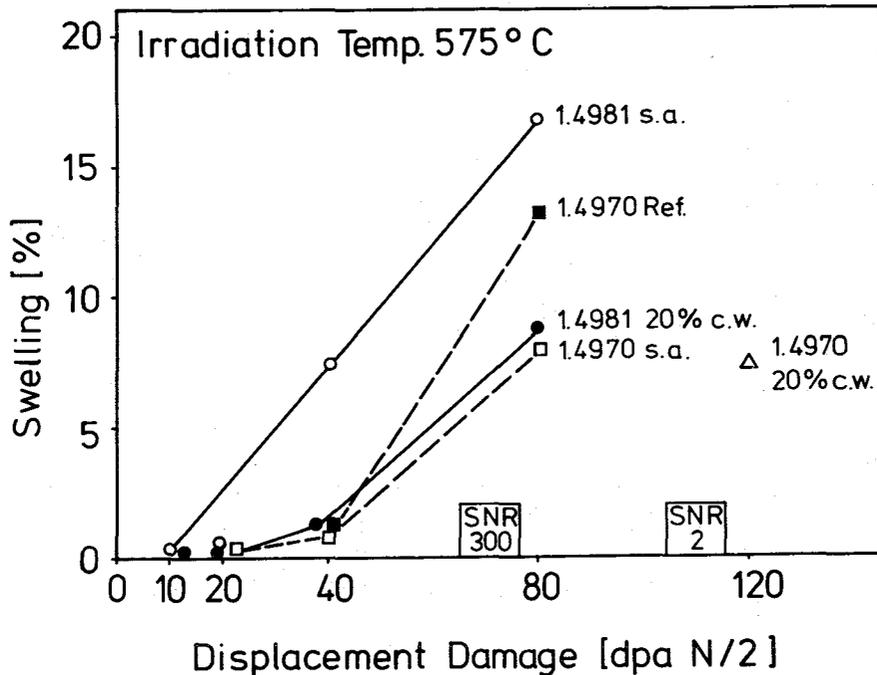


Abb. 11: Schwellverlauf mit der Schädigungsdosis; konstruiert mit den höchsten Meßwerten $\Delta V/V$ der Stähle X10NiCrMoTiB 1515 (1.4970) und X8NiCrMoNb 1616 (1.4981).

dem Schluß, daß die Probenvorbehandlung im wesentlichen nur diesen threshold beeinflussen würde und eine relativ einfache Extrapolationsmöglichkeit bei angenommener konstanter Schwellrate vorläge. Ein solcher Schluß wäre jedoch durch weitere Dosis-Temperaturwerte zu erhärten. Mindestens im Falle des 1.4970 ist auch eine doppellogarithmische Darstellung des Schwellens als Funktion der Schädigung möglich, mit den entsprechenden Konsequenzen für die Extrapolation zu hohen Dosen.

Durch die systematische Analyse der Schädigung als Funktion der Eindringtiefe aller bestrahlten Proben wurde festgestellt, daß sich unsere Meßwerte generell durch ein Schwelltiefenprofil mit zwei Maxima interpretieren lassen (Abb. 12).

Dabei findet man bei allen Proben die Extrema in annähernd gleicher Tiefe, ihre Lage entspricht der in Abb. 13. Die Präparate aus dem Bereich des Schwelltiefensattels zeichnen sich alle durch schlechte Abdünnbarkeit aus. Sie haben Ätzgrübchen um Ausscheidungen und faulted loops. Die Grundstruktur der Matrix macht ei-

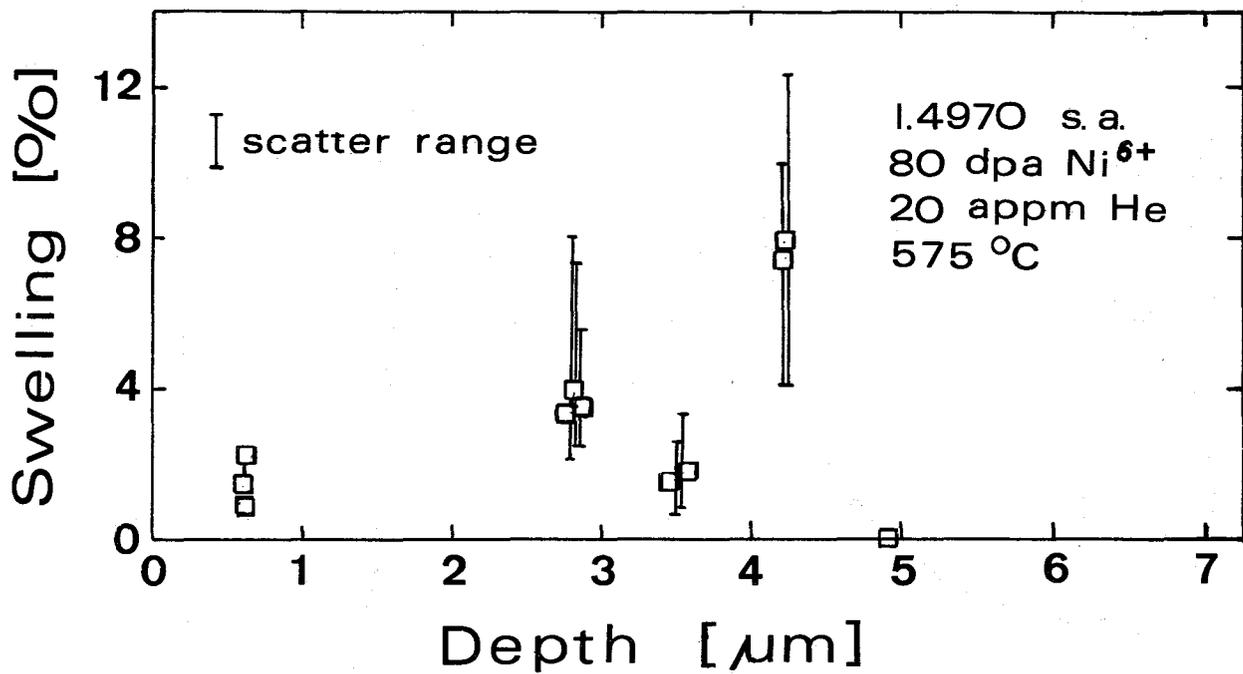


Abb. 12: Meßwerte $\Delta V/V$ fünf elektronenmikroskopischer Präparate des Stahls X10NiCrMoTiB 1515 (1.4970) zur Bestimmung des Schwellprofils

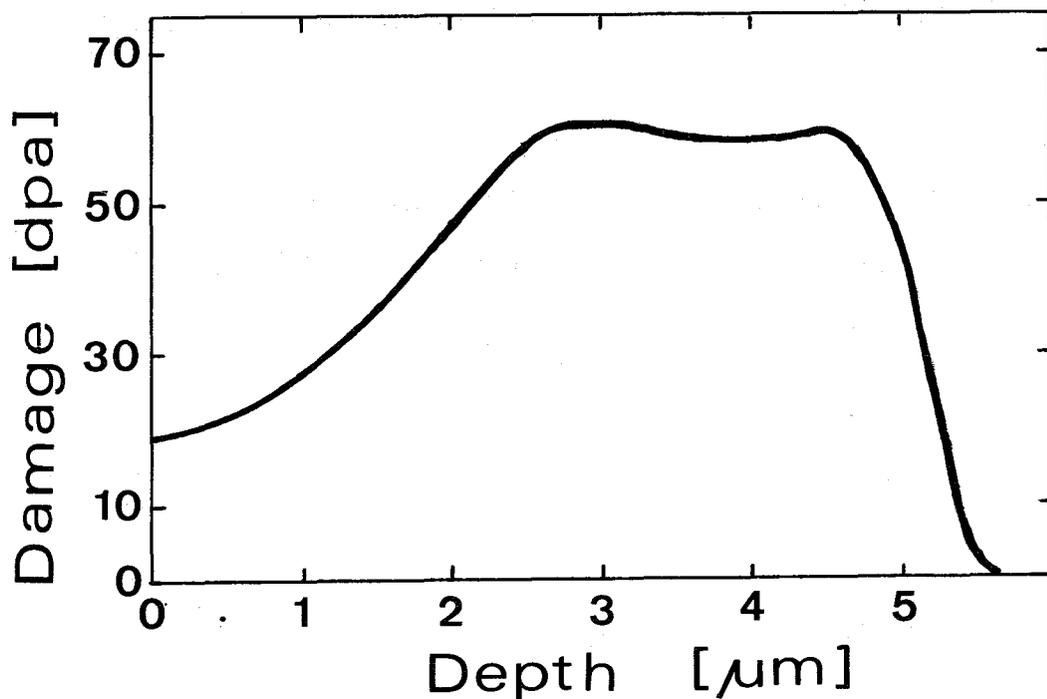


Abb. 13: Experimentelles Schädigungsprofil für 46,5 MeV Ni^{6+} -Ionen in Nickel, "rocked target", Schädigungsdosis; 60 dpa (Hydson et al.)

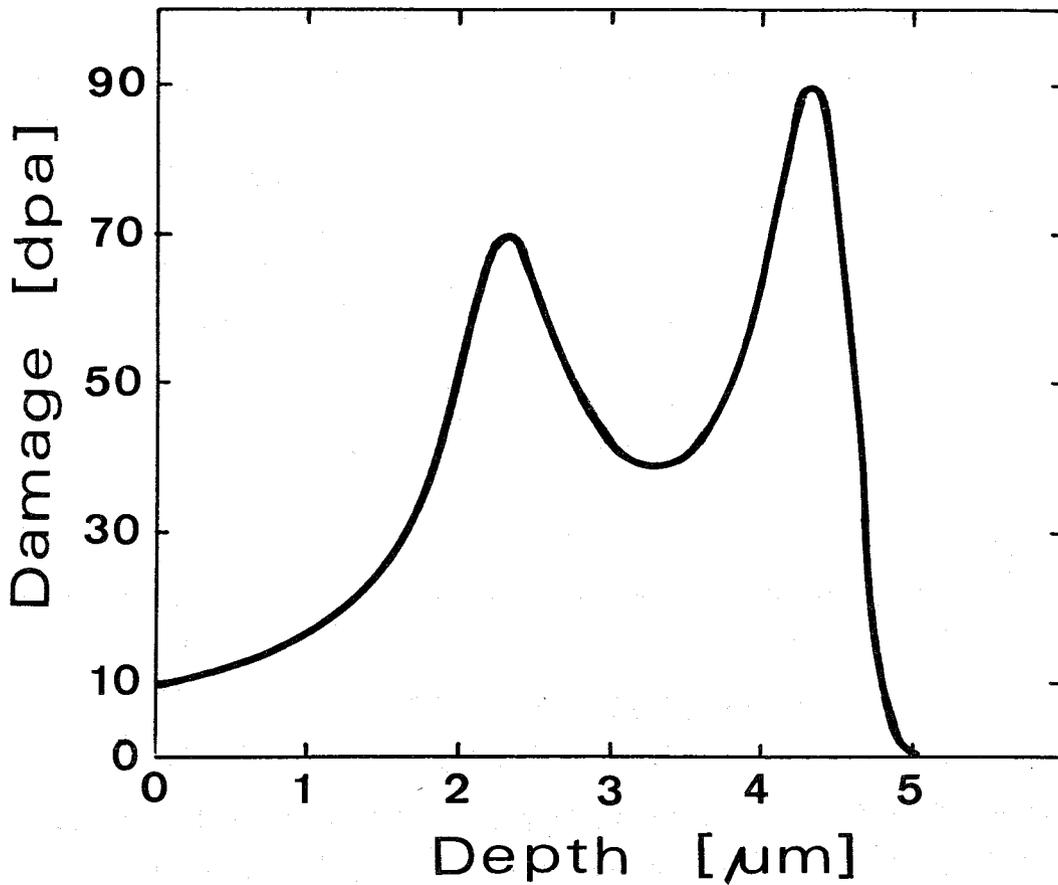


Abb. 14: Theoretisches Schädigungsprofil für 46,5 MeV Ni^{6+} -Ionen in Nickel
 "Rocked target", Schädigungsdosis 60 dpa; nach M.D. Mathews, AERE-R 7805.

Tabelle 1

Probenmaterial für die Dosisabhängigkeit des Schwellens

Material	Vorbehandlung	Heliumimpl.	45,8 MeV Ni^{6+} Bestr., 575°C	
1.4981	lös.-gegl.	2,5 appm	10 dpa	
		2,5	20	
		10	40	
		20	80	
	20 % kv	2,5	10	
		2,5	20	
		10	40	
		20	80	
1.4970	lös.-gegl.	2,5	10	
		2,5	20	
		10	40	
		20	80	
	kv + ausgel. (Rohrzust.)	2,5	10	
		2,5	20	
		10	40 (20 MeV (2^+))	
		20	80	
		30	120 Probe zerstört	
		20 % kv	30	120

nen "verwaschenen" Eindruck; d.h. es läßt sich im Elektronenmikroskop kein klar kontrastiertes Bild einstellen.

Diese Schädigungsverteilung ist jedoch abweichend von dem in Abb. 13 angegebenen experimentellen Schädigungsprofil an Nickel für die Bestrahlungstechnik mit bewegtem Target. Wenn man Fehler während der Bestrahlung ausschließt, bleiben im wesentlichen zwei prinzipielle Möglichkeiten, die Abweichungen zu erklären:

- a) die ursprünglich angeführte Schädigungsfunktion ist für den komplexen Vorgang eines bewegten Targets nicht korrekt berechnet worden. Hinweise in dieser Richtung geben neue theoretische Rechnungen - dargestellt in Abb. 14. Es könnte allerdings auch sein, daß die Korrelation zwischen Schädigung [dpa-Skala] und Schwellen für den komplexen Werkstoff Stahl anders aussieht als für Reinstnickel.
- b) Bei Erreichen hoher Schädigungsraten wird am Ende der Reichweite des eingeschossenen Nickel die Konzentration des Ni im Stahl um mehrere Prozent erhöht. Bezieht man sich auf die generelle Tendenz, daß mit erhöhtem Nickelgehalt das Schwellen reduziert wird, so ließe sich das Ergebnis des variierenden Schwellenprofils durch eine indirekte hervorgerufene Ni-Anreicherung erklären.

Zur Aufklärung dieser Diskrepanz, die für die Auslegung und Bewertung der Ergebnisse von Bedeutung ist, wurde deshalb je eine Probenbestrahlung mit statischem und bewegtem Target durchgeführt. Die Auswertung dieses Experimentes läuft zur Zeit.

1.13.18 Untersuchungen am SNR-Anlagenstrukturwerkstoff *

(W. Scheibe, R. Schmitt, D. Rodrian, D. Preininger, IMF)

1. Versuche am bestrahlten Material (GRIM-Programm)

Nachdem die Erprobung der hydraulischen Prüfmaschine sowie der zusätzlich angefertigten Werkzeuge und Vorrichtungen für die fernbediente Versuchsdurchführung erfolgreich verlaufen ist, konnte nach Eintreffen der bestrahlten Proben im Juli '76 mit den Haltezeitversuchen begonnen werden. Die bisher angefallenen Ergebnisse sind in Tabelle 2 dargestellt.

Tabelle 2

Probe-Nr.	Länge der Haltezeit in der Zugphase [min]	Lastwechselzahl [N_f]	Mittelwert [N_f]	Versuchsdauer [h]
2SH	0	8448	8335	9,4
4AD	0	8222		9,1
2SK	1	3202	3200	56,9
2SE	1	3199		56,8
2SS	3	1463	-	74,8
2TA	10	666	691	111,7
4AA	10	716		120,1
4AE	30	465	-	233

Die Untersuchungen wurden bei 550°C mit einer Gesamtdehnungsamplitude $\Delta\epsilon_t = 0,6\%$ und einer Dehnungsgeschwindigkeit $\dot{\epsilon} = 0,3\%/s$ durchgeführt.

In Abb. 15 ist die Zyklenzahl N_f in Abhängigkeit von der Haltezeitdauer doppelt-logarithmisch aufgetragen, wobei der linke Wert der rein zyklischen Beanspruchung (Haltezeit $t_H = 0$) entspricht.

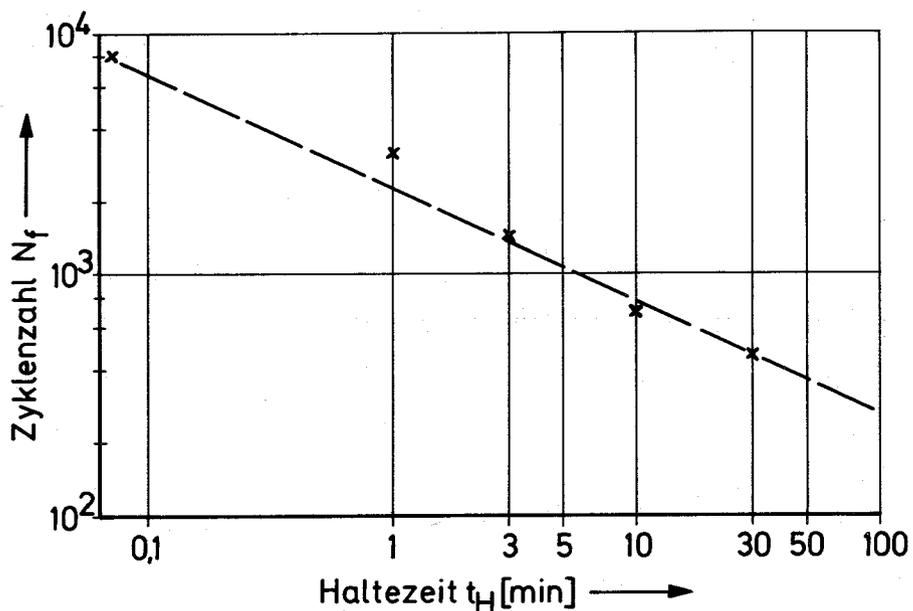


Abb. 15: Lastwechselzahl N_f von bestrahltem 1.4948 (Charge 206; $\phi = 1 \cdot 10^{19} \text{ n/cm}^2$, $E > 0,1 \text{ MeV}$) als Funktion der Haltezeitdauer ($T = 550^\circ\text{C}$, $\Delta\epsilon_t = 0,6\%$ und $\dot{\epsilon} = 0,3\%/s$).

Es ist zu erkennen, daß durch die Haltezeit die Lastwechselzahl deutlich verringert wird. Mit zunehmender Haltezeit wird aber die Lebensdauer der Probe erhöht (s.a. Tabelle 2 Spalte 5).

Aus Abb. 15 geht weiterhin hervor, daß im logarithmischen Maßstab zumindest bis $t_H = 30$ min ein linearer Zusammenhang zwischen der Abnahme der Lastwechselzahl und der Zunahme der Haltezeit besteht. Demnächst wird die Gültigkeit dieser Beziehung, die für die Extrapolation zu den in der Praxis auftretenden längeren Haltezeiten wichtig ist, für eine Haltezeit von 60 min überprüft.

2. Literaturrecherche

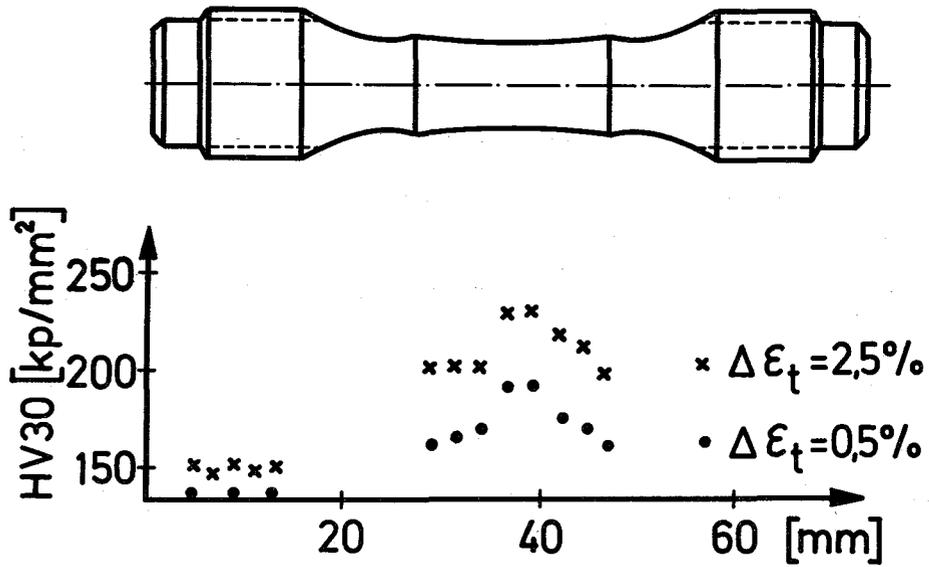
Es wurde eine Literatursichtung begonnen mit dem Ziel, die vorliegenden Erkenntnisse über Veränderungen der mechanischen und physikalischen Eigenschaften von austenitischen Strukturwerkstoffen (1.4948, 1.4919, AISI 304, AISI 316) nach Bestrahlung mit niederen Dosen (max. $1 \cdot 10^{21}$ n/cm²) schneller Neutronen systematisch zu erfassen. Ein Bericht für den Koordinationsausschuß Anlagenstrukturmaterial ist in Vorbereitung.

3. Versuche am unbestrahlten Material ("Inelastische Analyse")

Im KFK 1276/2, S. 113-11 ist anhand der zyklischen Spannungs-Dehnungskurve gezeigt worden, daß sich der austenitische Stahl 1.4948 durch eine zyklische Beanspruchung in Abhängigkeit von der Dehnungsamplitude verfestigt.

Dieser Sachverhalt zeigt sich auch bei Härtemessungen in der Meßlänge sowie im Einspannkopf von drei GRIM-Proben mit den Dehnungsamplituden von 0,5 %, 1 % und 2,5 %.

In der Abb. 16 sind die entsprechenden Resultate für 0,5 % und 2,5 % dargestellt. Auf die Eintragung der Werte von 1 % wurde verzichtet, da diese zwischen denen der maximalen und minimalen Dehnungsamplitude liegen. Sie unterscheiden sich relativ wenig von den Werten für 2,5 % Dehnung, d.h. die Zunahme der Verfestigung ist zwischen 0,5 % und 1 % am stärksten.



Während die Werte in den Einspannköpfen denen des unbeanspruchten Materials (135 - 150 kp/mm² HV30) entsprechen, ergibt sich in der Meßlänge infolge der Verfestigung des Materials eine deutliche Zunahme der Härte werte. Das Maximum liegt in der Mitte an der Stelle, wo infolge der Probenform der kleinste Durchmesser und somit die größte Verformung auftritt.

1.14 KORROSIONSVERSUCHE UND KÜHLMITTELANALYSE1.14.11 Korrosion austenitischer Stähle*
(H.U. Borgstedt, G. Drechsler, G. Frees; IMF)

Die Nachuntersuchungen an den Hüllrohrproben aus dem 10.000 h-Natriumkorrosionsversuch im Kreislauf HTP sind weitgehend abgeschlossen, und eine Diskussion der Befunde führte zu Erkenntnissen hinsichtlich der Hüllrohrschädigung durch Außenkorrosion.

Die Abschätzung der Schäden, die durch Lösung der substitutionellen Legierungselemente (Fe, Cr, Ni, Mn) entstanden sind, ist früher vorgenommen worden (KFK-1275/3). Danach waren je nach Temperatur 7 % (873K) bis 24 % (973K) des Hüllrohrquerschnittes geschädigt. Eine Diskussion der zahlreichen Messungen von Kohlenstoffverteilungen in der Randzone und der Durchschnittskonzentrationen in den korrodierten Hüllrohrproben (KFK-1275/3; 1275/2; H. Schneider, Int. Conf. on Liquid Metal Technology in Energy Production, Champion, USA, May 1976, Paper VII D-5) führte zu einer quantitativen Abschätzung der Schädigung durch Aufkohlung.

Die stabilisierten Stähle werden in jedem Falle aufgekohlt, da sie ein niedrigeres Kohlenstoffpotential haben als das reinste bekannte Natrium.

Für Hüllrohre aus Stahl W. Nr. 1.4981 ergibt sich, daß die Durchschnittsgehalte an Kohlenstoff von 0,06 bis 0,16 % bei 973K und auf 0,175 % bei 873K angehoben wurden. Berücksichtigt man die in den Randzonen gemessenen Konzentrationsprofile mit Konzentrationsmaxima von 0,25 % bei 973K und 0,60 % bei 873K, so erhält man eine Verteilung, die in Abb. 1 und 2 dargestellt ist.

Die Aufkohlung bei 973K reicht aus, um über den ganzen Querschnitt des Hüllrohres das Niob in NbC umzuwandeln, ferner sollten über den Querschnitt auch $M_{23}C_6$ -Ausscheidungen entstehen, allerdings wird nur im Bereich des Aufkohlungsmaximums noch überschüssiger, gelöster Kohlenstoff vorhanden sein. Die Konzentration an diesem Kohlenstoff entspricht nach der Literatur/1/ einer C-Aktivität, wie sie auch im

* BzFE-Nr. 232.2a

/1/ G. Hofer; Paper presented at Symposium on Chemical Aspects of Corrosion and Mass Transfer in Liquid Sodium, Detroit, Mich., Oct. 18-19, 1971.

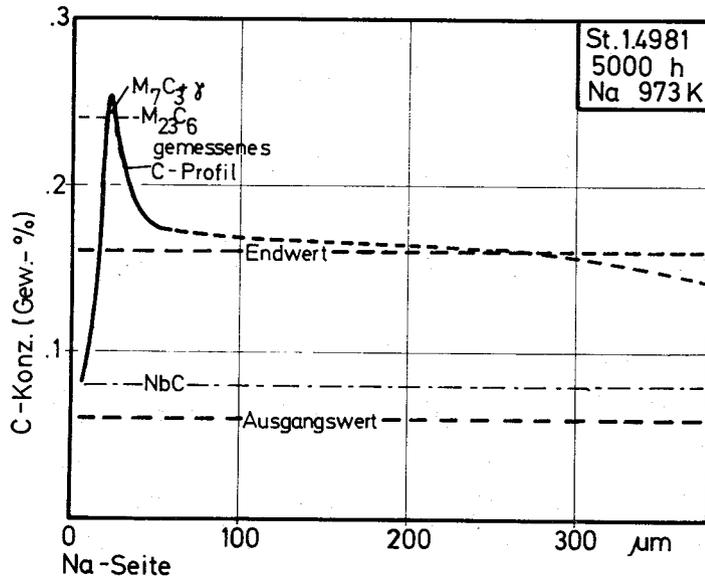


Abb. 1: Aus dem gemessenen Randprofil und dem Endwert (Durchschnitt) abgeleitete Kohlenstoffverteilung im Hüllrohr nach Natriumkorrosion bei 973K

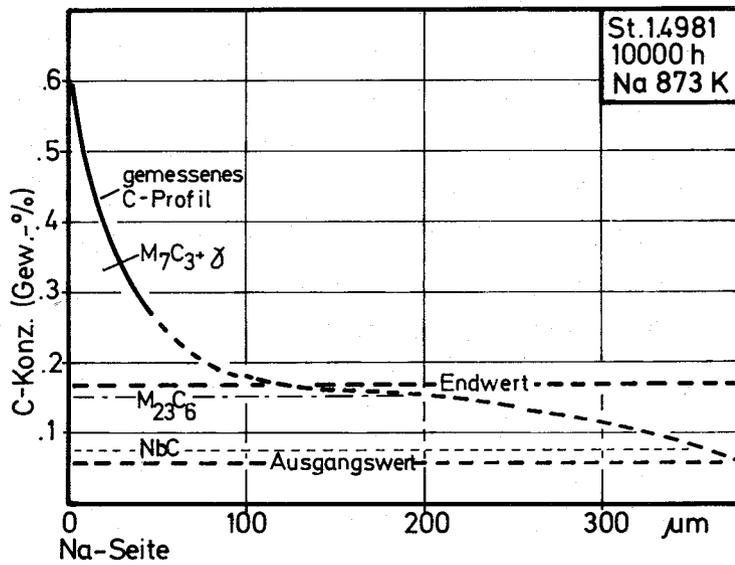


Abb. 2: Aus dem gemessenen Randprofil und dem Endwert (Durchschnitt) abgeleitete Kohlenstoffverteilung im Hüllrohr nach Natriumkorrosion bei 873K

Natrium gemessen worden ist (KFK 1276/1). Der Konzentrationsabfall nach außen ist durch die selektive Lösung von Chrom und Niob bedingt.

Die bei 873K aufgekohlte Probe sollte neben dem fast durchgehend gebildeten NbC und $M_{23}C_6$ in einer etwa 0,1 mm dicken Schicht M_7C_3 und gelösten Kohlenstoff enthalten. Das randnahe Maximum der C-Konzentration entspricht wiederum in der aus der Literatur/1/ zu entnehmenden Aktivität der Kohlenstoffaktivität im Natrium bei 873K.

Die Aufkohlung der beiden anderen Werkstoffe 1.4970 und 1.4988 verläuft sehr ähnlich. Die Natriumeffekte verändern also das Hüllrohr in seiner ganzen Stärke in einer Weise, daß der Kohlenstoffgehalt nicht mehr spezifikationsgerecht ist. Die Auswirkung dieser Veränderungen auf andere Hüllrohreigenschaften, z.B. das Schwellverhalten, müssen diskutiert werden.

Die Aufkohlung kann durch Verminderung des Kohlenstoffgehalts des Natriums, der in unseren Versuchen ausgedrückt in Aktivitäten $2 \cdot 10^{-3}$ - $5 \cdot 10^{-3}$ betragen hat, nur verlangsamt, aber nicht unterbunden werden. Die Verwendung eines unstabilierten Austenites als Hüllrohrwerkstoff würde eine Aufkohlung des Stahls bei 873K durch Natrium mit einer Kohlenstoffaktivität von $6 \cdot 10^{-3}$ vermeiden. Dazu müßte die Kohlenstoffkonzentration im Natrium auf etwa 0,05 ppm abgesenkt werden.

Die Verläufe der Aufkohlungskurven in den Abb. 1 und 2 deuten an, daß die Kohlenstoffdiffusion durch die Reaktionen der Bildung von NbC, $M_{23}C_6$ und M_7C_3 in verschiedenen Bereichen unterschiedlich beeinflusst wird. Daher dürfte es kein einheitliches Diffusionsgesetz mit definierten Diffusionskoeffizienten geben. Im Bereich der Maxima ist die effektive Diffusionsgeschwindigkeit stark von Literaturangaben abweichend, wie der nachstehende Vergleich zeigt:

Temperatur	Diffusionskoeffizienten [cm^2/sec]	
	nach Argawala	berechnet
973	$5,45 \cdot 10^{-10}$	$6,6 \cdot 10^{-14}$
873	$3,85 \cdot 10^{-11}$	$3,3 \cdot 10^{-14}$

Eine Auswertung aller Mn-Konzentrationsprofile (KFK 1275/3, KFK 1275/2) hat gezeigt, daß die Herauslösung dieses Elementes nur von der Temperatur, nicht vom Werkstoff (1.4970, 1.4981, 1.4988) und der Probenposition abhängt. Die Mn-Gehalte gehen an der Oberfläche bei 873 K von 1,5 % auf 1,1 % und bei 973 K von 1,5 % auf 0,5 % zurück.

1.14.13 Chemische Analytik*

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

1. Kohlenstoffbestimmungen in unterschiedlichem Folienmaterial im Ausgangszustand und nach Einsatz in Natrium bei 600 bzw. 700°

Im Versuch HT 9 wurden folgende Folien zur Charakterisierung der C-Aktivität eingesetzt:

CrNi 18 8	75 µm	im Anlieferungszustand		
AISI 304	100 µm	weichgeglüht bei 1050°C	5 Min.	
AISI 304	50 µm	"	"	"

In folgender Tabelle sind die nach 200 h Einsatz im Natrium bei 600 bzw. 700°C gefundenen Gehalte zusammengefasst, wobei je eine Probe ohne Oberflächenvorbehandlung und eine elektropoliert eingesetzt worden war:

Probe	Na-Temp. °C	ohne Vor- behandlg. % C	elektro- poliert % C
CrNi 18 8 75 µm	700	0,025	0,024
	600	0,027	0,029
AISI 304 100 µm	700	0,035	0,031
	600	0,053	0,049
AISI 304 50 µm	700	0,022	0,025
	600	0,056	0,058

Im Anlieferungszustand betrug der Kohlenstoffgehalt für

CrNi 18 8 75 µm:	0,028%/0,029%/0,027% C,
AISI 304 100 µm:	0,058%/0,059%/0,057% C.

Es muss noch darauf hingewiesen werden, dass es durch Ersatz der Hartporzellan-Verbrennungsrohre bei der Kohlenstoffbestimmung durch DIMULIT-Verbrennungsrohre der Fa. Rosenthal gelungen ist, den Blindwert der C-Bestimmung zu erniedrigen. Dadurch verringert sich die Streubreite der bei den relativ niedrigen Folieneinwaagen gefundenen Werte.

2. Untersuchung der Oberflächenzusammensetzung von vorkorrodierendem Stellite 6 B nach Reibversuch V 363

Im Reibversuch V 363 (vergl. KFK 1275/4, 126-1) wurde Stellite 6 B nach 6 500 h Vorkorrosion in Natrium bei 600°C mit einer Flächenpressung von

* BzFE-Nr. 622

0,1 kp/mm² gerieben. Es galt die Frage zu klären, ob durch den Gleitvorgang bei diesem Pressdruck nach max. 100 m Gleitweg eine grundlegende Veränderung der Zusammensetzung der vorkorrodierten Oberfläche erfolgt ist. Es wurde daher mit Hilfe der AES-Profilanalyse die Zusammensetzung der vorkorrodierten Oberfläche und der Gleitfläche nach erfolgtem Reibversuch untersucht. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 3 - 5 zusammengefaßt.

Abb. 3 zeigt die Zusammensetzung der vorkorrodierten Oberfläche. Auch in diesem Fall hat eine starke oberflächliche Fe- Anreicherung und die Ausbildung einer oxidischen Zone stattgefunden (vgl. /1/). Das Co-Minimum liegt in ca. 1,5 - 2 µm Tiefe. Wie eine REM-Aufnahme der vorkorrodierten Oberfläche (Abb. 6) zeigt, haben sich offensichtlich korallenförmige Abscheidungen, bestehend aus Eisen und Kobalt, auf der Oberfläche abgelagert.

Die Abb. 4 und 5 zeigen die Zusammensetzung der Oberflächenschichten nach erfolgtem Reibversuch an verschiedenen Stellen. Als wesentliches Ergebnis kann festgestellt werden, daß die Fe-Co-Ablagerungen durch den Reibvorgang nicht völlig abgeschoben worden sind. Es hat aber offensichtlich neben der auf der REM-Aufnahme (Abb. 7) ⁺⁾ ersichtlichen Quetschung der Fe-Co-Ablagerungen auch eine gewisse Materialverschiebung stattgefunden. Abb. 4 zeigt das Untersuchungsergebnis einer Stelle, von der offensichtlich etwas von den Fe-Co-Ablagerungen weggeschoben worden ist. Das Co-Minimum liegt hier in ca. 1 µm Tiefe. Abb. 5 zeigt dagegen das Untersuchungsergebnis einer Stelle, auf die zusätzlich metallisches Kobalt und Eisen aufgeschoben worden ist. In diesem Fall liegt das Co-Minimum erst in ca. 3,5 - 4 µm Tiefe.

⁺⁾ Diese Aufnahme stellte H.U. Borgstedt zur Verfügung

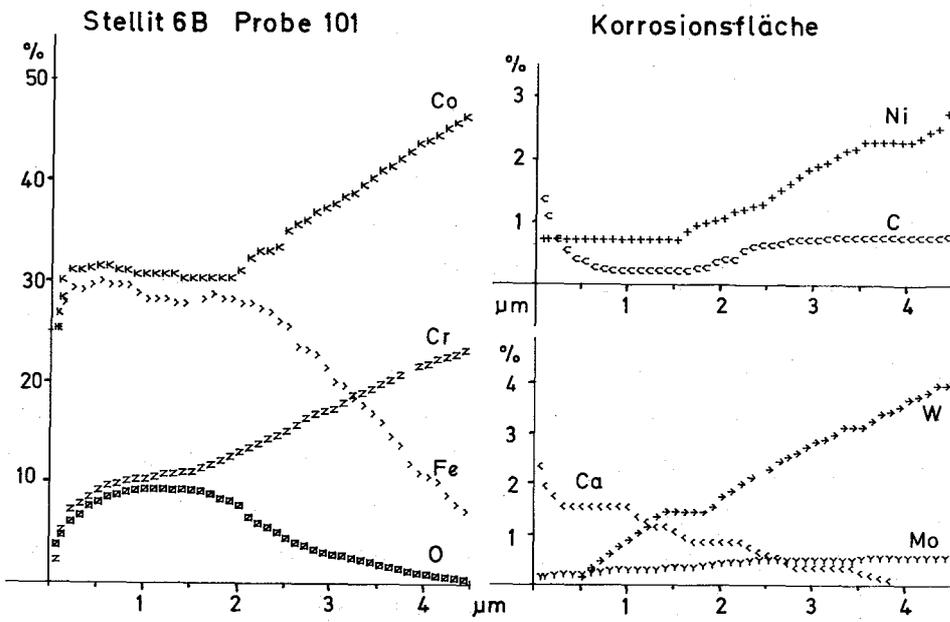


Abb. 3

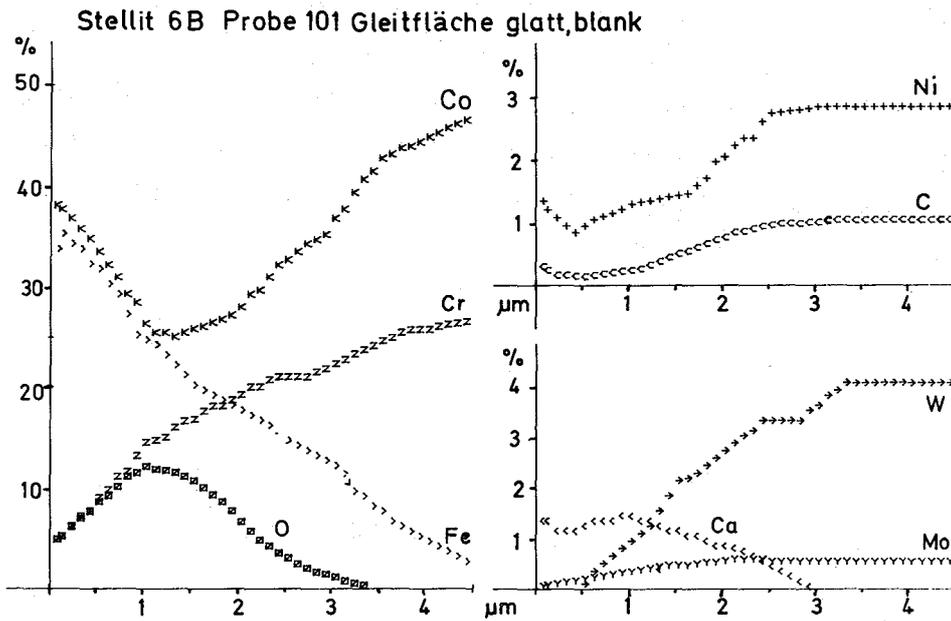


Abb. 4

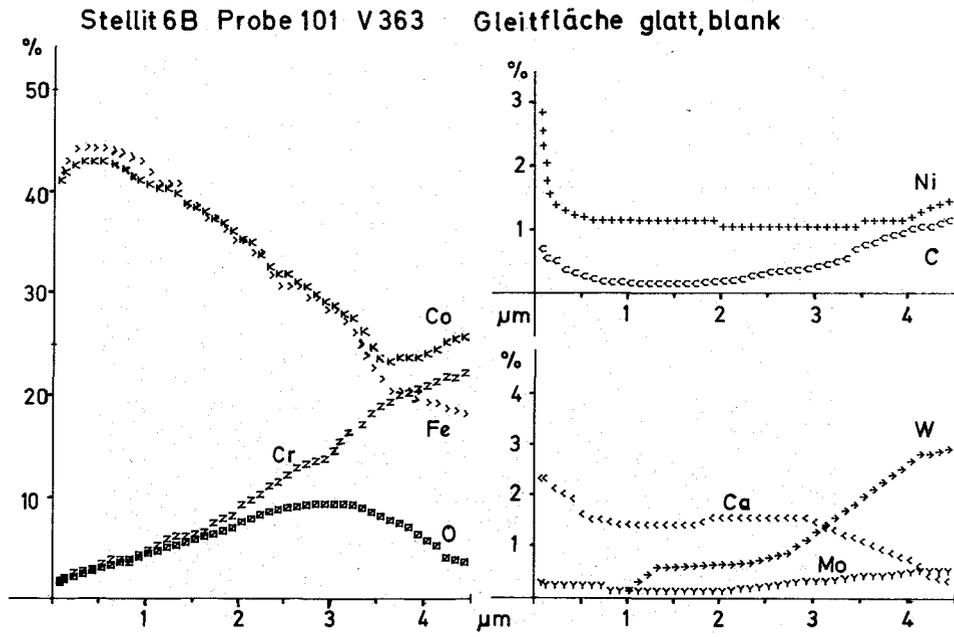


Abb. 5

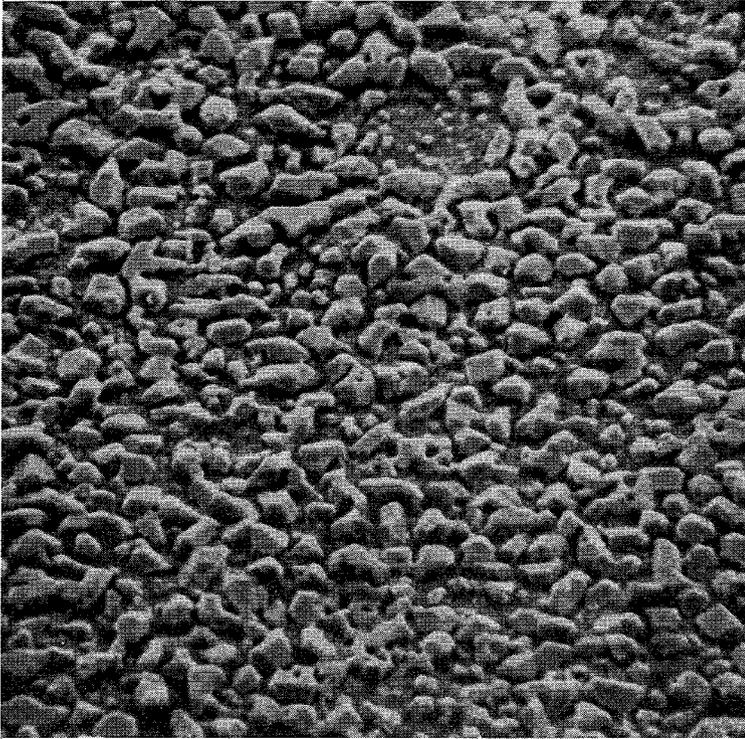


Abb. 6 : Rasterelektronenmikroskop-Aufnahmen von Fe-Co-reichen Ablagerungen auf Stellite 6 B nach Vorkorrosion in Na. Vergr. 900:1

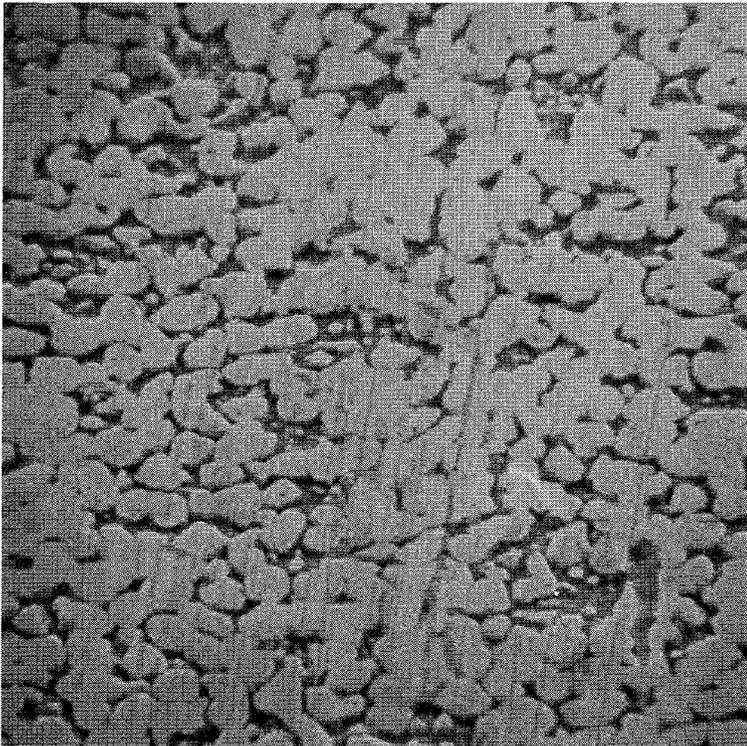


Abb. 7 : Rasterelektronenmikroskop-Aufnahmen der vorkorrodierten Oberfläche nach dem Reibversuch. Vergr. 900:1

3. Versuche im Chemisch-Analytischen Prüfstand (CAP)*

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

Die Kaltfallen im CAP und HTP wurden mit einem regelbaren Kühlluftgebläse versehen. Die Kurzversuche HT 9 und CAP 4 zeigten, daß diese Regelung die Kaltfallentemperatur stabilisiert und damit die Reinheit des Natriums besser einzustellen erlaubt.

Im Versuch HT 9 wurden vom 26.8. - 3.9.76 Kaltfallentemperaturen zwischen 411 und 420K gemessen, entsprechend einem Mittelwert von 415K.

In diesem Versuch wurde der Kohlenstoffaustausch zwischen Natrium und austenitischen Stählen, AISI 304 mit 0,058 % und einem 18 8 CrNi-Stahl mit 0,030 % C, bei 973K gemessen. Die Proben aus AISI 304 waren weichgeglüht, die Proben aus dem anderen Stahl waren kaltverformt (siehe im Abschnitt über chemische Analysen). Die Folien von 75 µm Stärke haben gleiche Ergebnisse gebracht, hier dürfte echtes Gleichgewicht erreicht sein. Die dickere Folie ist nach dem Ergebnis der Analyse noch nicht im Gleichgewicht.

Gleichzeitig bei 873K eingesetzte Folien waren noch nicht annähernd im Gleichgewicht und ergaben keine interpretierbaren Befunde.

1.14.14 Natriumeinfluß auf das Kriechverhalten von Strukturwerkstoffen**

(G. Drechsler, G. Frees, IMF; R. Geschlecht, D. Schindwein, IRB)

Nach der Fertigstellung der Rohrmontage wurden termingerecht die Teststrecken eingebaut und die Vorrichtungen zur Aufbringung der Last montiert. Die Einrichtungen sind fertig zur Justierung und Erprobung, die nach Beendigung der zu 90 % erfolgten Elektromontage vorgenommen werden kann.

Veröffentlichungen

- (1) H.U. Borgstedt, G. Frees, Helga Schneider
Charakterisierung der chemischen Aktivitäten von in flüssigen Alkalimetallen gelösten Nichtmetallen. Ber. d. Bunsenges. 80 (1976) 740.

* BzFE-Nr. 622.3

** " " 234.6

Beiträge zu Teilprojekt

1.15 ARBEITEN ZUM BRENNSTOFFZYKLUS

erscheinen in einem späteren PSB-Vierteljahresbericht.

1.21 PHYSIKALISCHE EXPERIMENTE1.21.5 WirkungsquerschnittsmessungenVan-de-Graaff-Beschleuniger^G

(H. Beer, A. Ernst, F. Käppeler, D. Roller,
G. Rupp, H. Schreiber, K. Wisshak, IAK)

Wirkungsquerschnitte von Transuraniumisotopen

Im Berichtszeitraum konzentrierten sich die Arbeiten auf die Messung der Einfangquerschnitte von ^{240}Pu und ^{242}Pu im Energiebereich von 10-100 keV. Der prompte Nachweis von Einfangereignissen mit Hilfe der nachfolgenden γ -Kaskade wird bei diesen Isotopen durch einen hohen Untergrund von γ -Strahlung aus dem natürlichen α -Zerfall erschwert. Hinzu kommt γ -Strahlung aus induzierter Spaltung, die in geeigneter Weise berücksichtigt werden muß. Aus diesem Grunde wurde eine Meßtechnik entwickelt, die unter Ausnutzung der extremen Zeitschärfe der Van-de-Graaff-Pulsung von $\lesssim 600$ psec eine Flugzeitmessung des Einfangquerschnitts bei sehr kleinen Flugwegen zuläßt. Dadurch ist der Neutronenfluß am Ort der Probe hoch genug, um ein ausreichendes Signal-zu-Untergrundverhältnis zu erreichen. In der Abb. 1 ist der wesentliche Teil des experimentellen Aufbaus schematisch dargestellt.

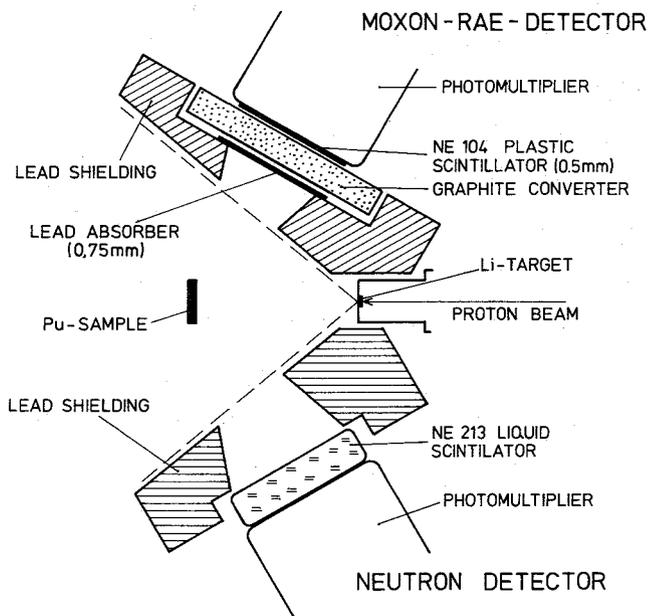


Abb. 1 Die experimentelle Anordnung zur Messung der Einfangquerschnitte von ^{240}Pu und ^{242}Pu .

^G Letzter Bericht in KFK 1275/4, S. 121-1

Die Neutronen werden über die ${}^7\text{Li}(p,n)$ -Reaktion mit Hilfe des gepulsten Protonenstrahls (Frequenz 2.5MHz, Pulsbreite 600 psec, mittlerer Strom 10-15 μA) erzeugt. Knapp oberhalb der Reaktionsschwelle ist der Neutronenfluß aufgrund der Reaktionskinematik kollimiert, so daß kein störender Untergrund in der Umgebung der Detektoren entsteht. Es wurden Messungen bei 6.5 und 13 cm Flugweg durchgeführt. Die von den Proben emittierten γ -Quanten wurden in einem Moxon-Rae-Detektor registriert. Die notwendige Korrektur für Spalt Ereignisse wurde aus der Zählrate in einem Spaltneutronendetektor berechnet. Zur Absolutbestimmung des Querschnitts wurden Referenzproben von ${}^{238}\text{U}$ und ${}^{197}\text{Au}$ verwendet. Die Messungen sind abgeschlossen und mit der Auswertung wurde begonnen. Erste Ergebnisse werden voraussichtlich im nächsten Bericht mitgeteilt werden.

Die Arbeiten zur Messung des Spaltquerschnitts von ${}^{241}\text{Am}$ wurden fortgesetzt. Hier war das Ziel eine Querschnittsmessung von ca. 600 keV bis 1.2 MeV Neutronenenergie, also in etwa der Bereich der Spaltschwelle. Die angestrebte Genauigkeit ist $\lesssim 5\%$, wofür eine Meßtechnik vorgesehen ist, bei der Spalt Ereignisse über den Nachweis der Spaltfragmente identifiziert werden. Aus Intensitätsgründen ist diese Methode nur im obengenannten Energiebereich anwendbar, wo der Spaltquerschnitt größer als etwa 0.3 barn ist. Die größten Diskrepanzen unter den bestehenden Messungen (bis zum Faktor 4) bestehen unterhalb der Schwelle, wo der Spaltquerschnitt lediglich etwa 20-30 mbarn beträgt. Um auch diesen Energiebereich zu erfassen, wurde in Zusammenarbeit mit EURATOM Ispra (Dr. Hage und Dr. Hettinger) eine Messung durchgeführt, bei der die Spalt Ereignisse mit Hilfe der Spaltneutronen registriert wurden. Die Anordnung des Spaltneutronendetektors und der Am-Probe war ähnlich wie in Abb. 1. Dabei wurde der Energiebereich von 20 keV bis 1 MeV überdeckt. Allerdings dürfte es schwierig sein, aus diesen Messungen, die relativ zu ${}^{235}\text{U}$ durchgeführt wurden, Absolutwerte mit guter Genauigkeit zu berechnen. Dafür läßt sich jedoch der Energieverlauf des Querschnitts sehr genau bestimmen. Dadurch ist es möglich, diese Ergebnisse an den später geplanten Absolutmessungen zu normieren. Diese Absolutmessungen über den Nachweis der Spaltfragmente werden gegenwärtig vorbereitet. Mit der Auswertung der Relativmessung wurde begonnen.

Verhältnis von Einfang zu Spaltung von ^{235}U

Das Verhältnis von Einfang zu Spaltung, α , wurde für ^{235}U zwischen 10 und 500 keV gemessen. Inzwischen liegen erste Ergebnisse vor. Ein Ziel der Messung war die Bestimmung von α mit guter Energieauflösung bis etwa 150 keV, da vermutet wurde, die Fluktuationen im Spaltquerschnitt von ^{235}U würden sich verstärkt in α bemerkbar machen, falls diese durch die doppelhöckerige Form der Spaltbarriere verursacht werden. Die bei der Flugzeitmessung erreichte Auflösung betrug 2 nsec/m. Die Abb. 2 zeigt die Ergebnisse im Bereich von 25 bis 60 keV. Um den Einfluß des Spaltkanals deutlich zu machen, wurde der reziproke Wert $1/\alpha$ aufgetragen.

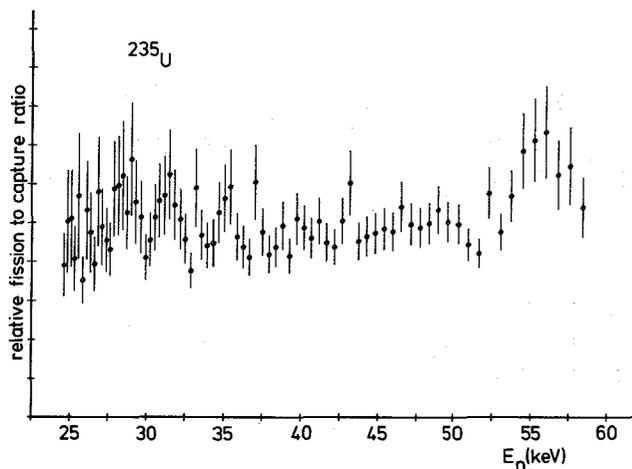


Abb. 2 Der Energieverlauf des Verhältnisses von Spaltung zu Einfang $1/\alpha$. Man erkennt deutliche Strukturen, die durch die Form der Doppelhöckerbarriere verursacht werden.

Die deutlichen Strukturen, die frei sind von Fluktuationen im Eingangskanal, sind ungefähr um einen Faktor 2 größer als im Spaltquerschnitt allein. Verschiedene statistische Tests ergaben eine Wahrscheinlichkeit von weniger als 1 0/00 dafür, daß die Strukturen durch zufällige Fluktuationen bedingt sind. Die Auswertung wird voraussichtlich zum Jahresende fertiggestellt sein.

Spaltquerschnitts von ^{239}Pu

Dieser Querschnitt wurde zwischen 0.7 und 1.3 MeV absolut gegen den Wasserstoffstreuquerschnitt gemessen. Die Auswertung ist inzwischen weitgehend abgeschlossen; es stehen jedoch noch die abschließenden Massenbestimmungen der Spaltproben aus. Bis jetzt läßt sich sagen, daß eine Genauigkeit von etwa 4 - 5 % erreicht wurde.

Veröffentlichungen:

- (1) Käppeler, F., Bandl, R.-E.,
The Average Number of Prompt Neutrons, $\bar{\nu}$, from Neutron Induced Fission of ^{235}U Between 0.2 and 1.4 MeV
Annals of Nuclear Energy, 3 (1976) S. 31-39.
- (2) Beer, H., Käppeler, F.,
Intermediate Structure in the Capture to Fission Ratio of ^{235}U .
International Conference on the Interactions of Neutrons with Nuclei,
Lowell, Massachusetts, 6.-9. Juli 1976.
- (3) Beer, H., Käppeler, F.,
Valency Transitions in ^{56}Fe and $^{58,61}\text{Ni}$.
International Conference on the Interactions of Neutrons with Nuclei,
Lowell, Massachusetts, 6.-9. Juli 1976.
- (4) Beer, H., Rohr, G.,
Investigation of $^{63,65}\text{Cu}$ Total Cross Sections in the Energy Range
30-150 keV.
International Conference on the Interactions of Neutrons with Nuclei,
Lowell, Massachusetts, 6.-9. Juli 1976.
- (5) Spencer, R.R., Beer, H.,
Measurement of Radiative Capture in Cobalt-59.
Nucl. Sci. & Eng. 60 (1976) 390.
- (6) Beer, H., Rohr, G.,
Study of keV-Resonances in the Total Cross Sections of ^{63}Cu and ^{65}Cu .
Z. Physik A 277 (1976) 181.

1.22 REAKTORTHEORIE1.22.1 KerndatenNeue Auswertung der totalen und Spaltquerschnitte von ^{235}U für KEDAK-3 im MeV-Bereich^F (B. Goel, INR)

Für die Kerndatenbibliothek KEDAK-3 wurden Daten für ^{235}U zuletzt 1973 ausgewertet /1/. Bei dieser Auswertung wurden im MeV-Bereich für den totalen Wirkungsquerschnitt die damals als am genauesten erachteten Daten von Cabé et al. /2/ und für den Spaltquerschnitt die Daten von Hansen, MacGuire und Smith /3/ bevorzugt benutzt. Neuere Ergebnisse lassen jedoch die Richtigkeit dieses Vorgehens als zweifelhaft erscheinen. Im folgenden wird die Neuauswertung der beiden Wirkungsquerschnitte im MeV-Bereich dargestellt.

Wie berichtet worden ist /4/, liegen die von Cabé gemessenen Daten für σ_t von ^{235}U , ^{238}U und ^{239}Pu etwa 3 bis 5 % höher als andere Daten. Es ist daher ein systematischer Fehler in den Daten von Cabé anzunehmen. Wir haben deshalb oberhalb 1 MeV σ_t neu ausgewertet. Hierzu haben wir die Daten von Cabé um 3 % herabgesetzt und mit den neueren Daten von Foster und Glasgow /5/ und Schwartz et al. /6/ kombiniert und dieses Ensemble durch eine kubische Splinefunktion angepasst. Wie die Abb. 1 zeigt, geht die neue für KEDAK-3 empfohlene Kurve durch die Daten von Foster und Glasgow und die von Schwartz et al. Die beiden zuletzt genannten Meßreihen zeigen untereinander eine sehr gute Übereinstimmung in dem gesamten Energie-Bereich.

Die 1973 für die Auswertung von Spaltquerschnitten bevorzugten Daten von Hansen, MacGuire und Smith /3/ sind mit einer gewissen inneren Inkonsistenz behaftet /7/. Die neue Auswertung dieses Wirkungsquerschnittes basiert im wesentlichen auf den Daten von Czirr und Sidhu /8/, von Diven /9/ und denen von White /10/. Wegen der Normierungs-Unsicherheiten wurden die Daten von Pankratov et al. /11/ und Pankratov /12/ mit vermindertem Gewicht und die Daten von Kalinin und Pankratov /13/ garnicht bei dieser Auswertung berücksichtigt. Die Abb. 2 zeigt einen Vergleich zwischen der alten und neuen KEDAK-Kurve und den für die neue Auswertung benutzten experimentellen Daten.

^F Letzter Beitrag in KFK 1276/1, S. 122-1

Nach Fertigstellung dieser Auswertung wurden aus dem IAK die Ergebnisse einer neuen absoluten Messung des Spaltquerschnittes von ^{235}U am Zyklotron bekannt. In Abb. 3 sind diese vorläufigen Daten von Leugers et al. /14/ mit der KEDAK-3 Kurve verglichen. Man sieht, daß die Übereinstimmung recht gut ist. Bemerkenswert ist es, daß in dem Energiebereich zwischen 8 MeV und 12 MeV die meisten Daten von Leugers et al. niedriger liegen als die empfohlene Kurve, während in diesem Energiebereich die empfohlene Kurve niedriger ist als die Daten von Czirr und Sidhu.

Literatur:

- /1/ Schatz B.
KFK 1629 (1973)
- /2/ Cabé J., Cance M., Adam A., Beaufour M. und Labat M.,
Nuclear Data for Reactors IAEA Vienna (1970) Vol. II, p.31
- /3/ Hansen G., McGuire S. und Smith R.K.,
private Mitteilungen (1970)
- /4/ Goel B., Küsters H. und Weller F.,
Reaktortagung 1975, Nürnberg (1975), S.264
- /5/ Foster D.G. und Glasgow D.W.,
Phys. Rev. C3 (1971) 576 und Nucl. Instr. Methods 36 (1965) 1
- /6/ Schwartz R.B., Schrack R.A. und Heaton II H.,
Nucl. Sci. Eng. 54 (1974) 322
- /7/ Stewart L.,
private Mitteilungen (1970)
- /8/ Czirr J.B. und Sidhu G.S.,
Nucl. Sci. Eng. 57, 18 (1975)
- /9/ Diven B.C.,
Phys. Rev. 105, 1350 (1957)
- /10/ White P.n.,
Journal Nucl. En. 19, 325 (1965)
- /11/ Pankratov V.M., Vlasov N.A. und Rybakov P.V.,
Sov. Journ. At. En. 9, 939 (1961) or
Reactor Sci. Techn. 16, 494 (1962)
- /12/ Pankratov V.M.,
Sov. Journ. At. En. 14, 167 (1963) or Journ. Nucl. En. 18, 215 (1964)
- /13/ Kalinin S.P., Pankratov V.M.,
Proc. Conf. PUAE, Geneva 1958, Vol. 16, p.136 (1958)
- /14/ Leugers B., Cierjacks S., Brotz P., Erbe D., Gröschel D., Schmalz G.
und Voß F., private Mitteilungen (1976)

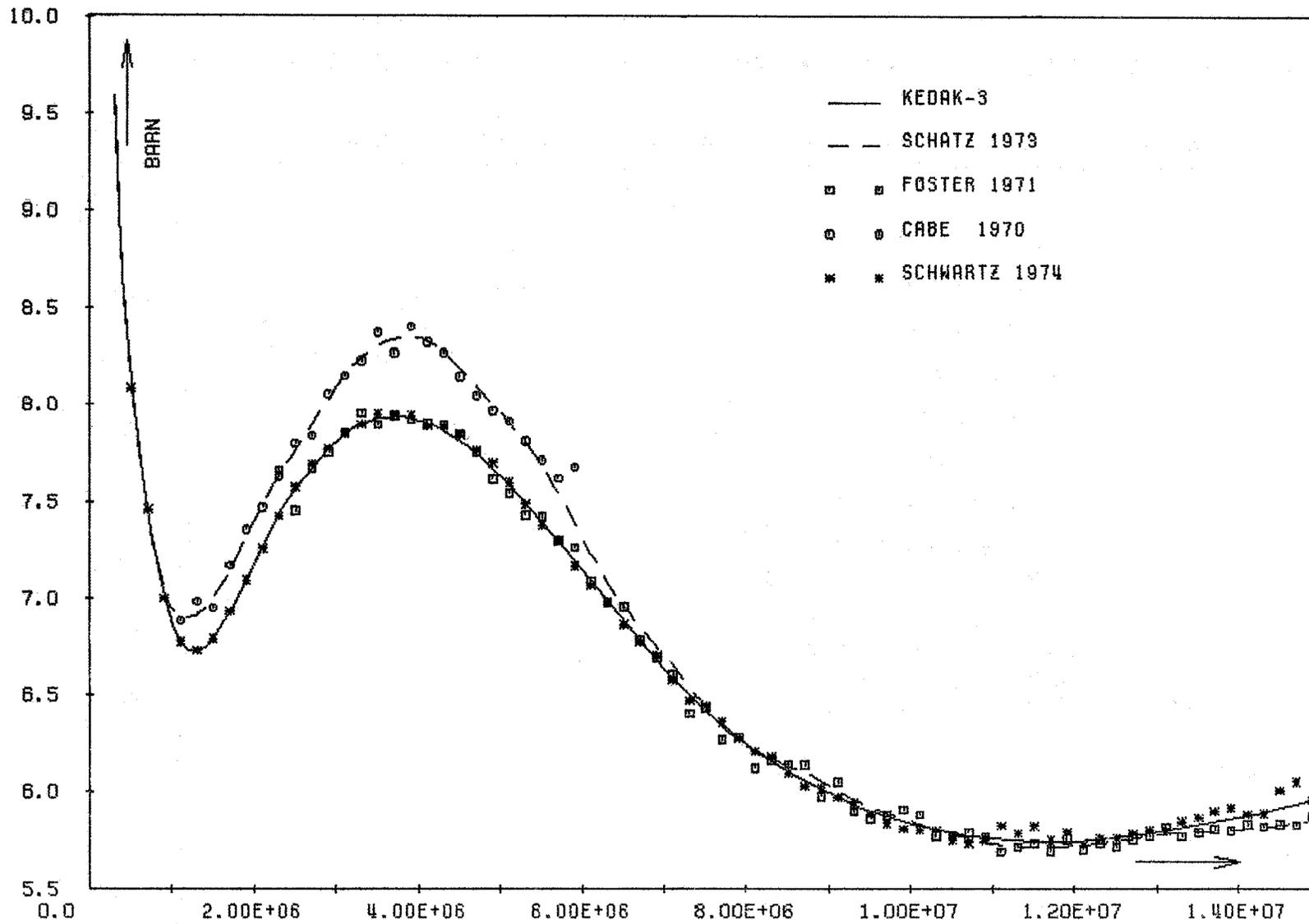


Fig. 1: Vergleich des neu evaluierten totalen Wirkungsquerschnittes σ_t von ^{235}U mit den bisher von KEDAK empfohlenen und mit den experimentellen Daten

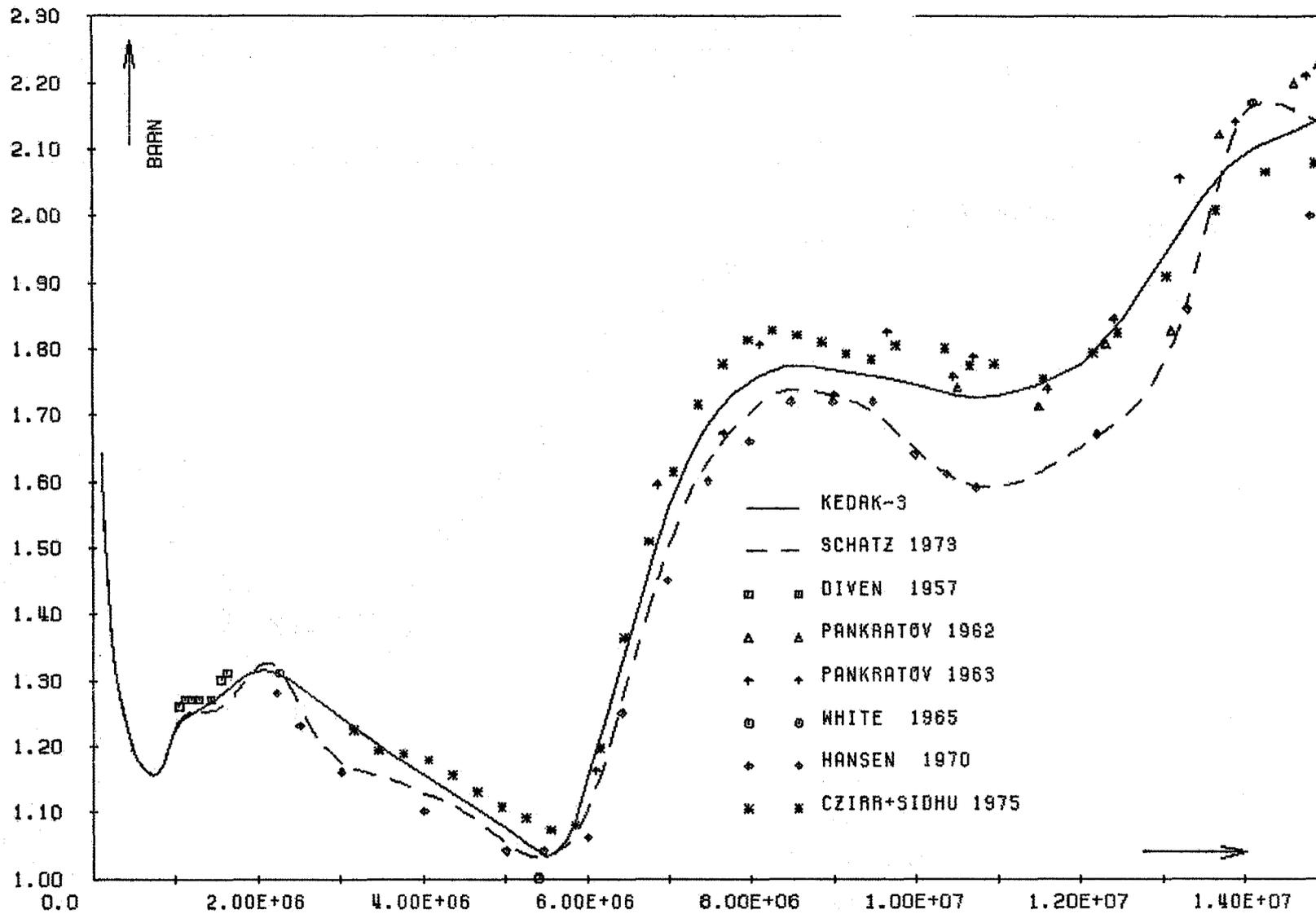


Fig. 2: Vergleich des neu evaluierten Spaltquerschnittes σ_f von ^{235}U mit den bisher von KEDAK empfohlenen und den experimentellen Daten.

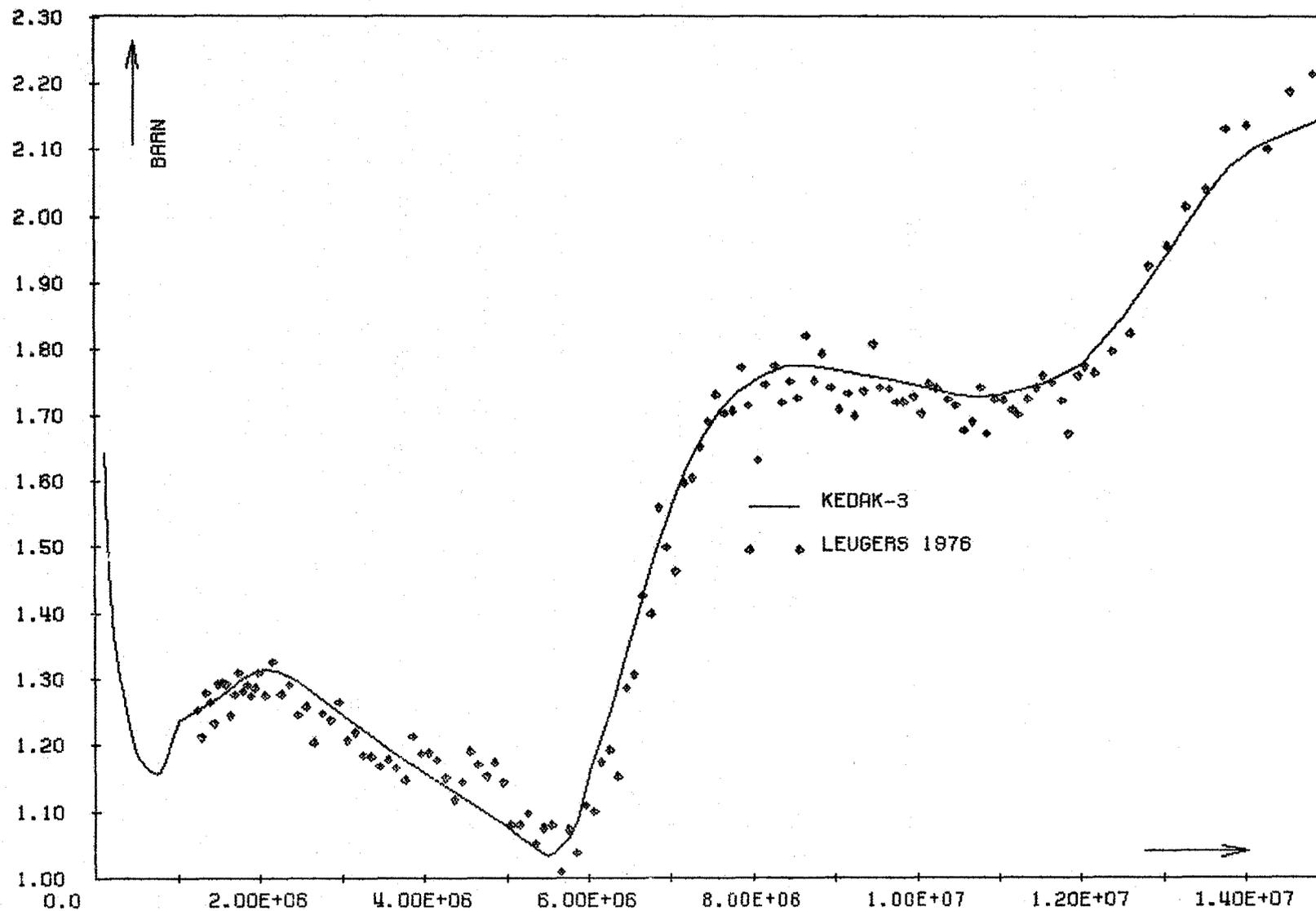


Fig. 3: Vergleich der KEDAK-3-Kurve für σ_f von ^{235}U mit den experimentellen Daten von Leugers et al.

1.22.2 Monte-Carlo-Berechnung von Heterogenitätseffekten⁶

(V. Brandl, INR)

I. Ziel der Arbeiten

Für verfeinerte Berechnungsmethoden von schnellen Reaktoren ist die Kenntnis von Heterogenitätseffekten erforderlich. Das Monte Carlo Programm KAMCCO eignet sich vor allem deshalb dazu, weil es nicht mit Gruppenquerschnitten und dem f-Faktorkonzept, sondern mit kontinuierlichen Querschnitten und detaillierter Darstellung im Resonanzbereich arbeitet und komplizierte Geometrien beschreiben kann.

Gemäß PSB-Forschungsauftrag Nr. 3-21/75 wurden folgende Untersuchungen durchgeführt:

1. Heterogenitätseffekte in einer ZPR III-55 Zelle. Es sollte die räumliche Verteilung der U_{238} -Spaltrate in den Uranplättchen berechnet und Diskrepanzen (/1/,/2/) zwischen Messungen und Rechnungen mit Transportmethoden (z. B. mit ZERA) aufgeklärt werden. Es bestand die Vermutung, daß für diese Diskrepanzen zwei Ursachen in Frage kämen /1/:
 - a) In den Transportcodes wird die elastische Streuung im Laborsystem beschrieben durch eine Formel, die einer Kombination von isotroper und δ -Vorwärtsstreuung entspricht. Dies ist eine Vereinfachung der tatsächlich im Experiment gegebenen Verteilung der Streukosinus. Mit der Monte Carlo Methode sollte das eben beschriebene Modell für elastische Streuung simuliert werden und Vergleichsrechnungen mit dem normalerweise in KAMCCO benutzten Streumodell (lineare Anisotropie im Schwerpunktsystem) durchgeführt werden. Dabei wird erstens vorausgesetzt, was sich auch plausibel machen läßt, daß lineare Anisotropie das Experiment besser beschreibt als die Kombination von δ -Vorwärtsstreuung und isotroper Streuung, zweitens kann ganz allgemein untersucht werden, ob der Ratenverlauf empfindlich von der Wahl des Streumodells abhängt. Es kann somit die Frage beantwortet werden, ob die oben erwähnten Diskrepanzen zwischen Theorie und Experiment auf die Wahl eines speziellen Streumodells zurückzuführen ist und durch Wahl eines geeigneten Modells reduziert werden können.

b) Es gibt Hinweise und Vermutungen, daß die aufzuklärende Diskrepanz auf unzulängliche Daten für die Wirkungsquerschnitte, vor allem für die inelastische Streuung von U_{238} zurückzuführen ist. Um diese Frage zu klären, sollten Monte Carlo Berechnungen der Ratenverteilung durchgeführt werden, die sich statt auf KEDAK- 2, das bis jetzt die Grundlage zur Erzeugung der Monte Carlo Querschnittsdaten war, auf KEDAK- 3 beziehen.

2. Heterogenitätseffekte im Core-Blanket-Bereich von SNEAK-9B. Es sollte die räumliche Verteilung folgender Reaktionsraten bzw. der Quotienten von Reaktionsraten berechnet und Messungen /3/ und andere Berechnungsmethoden /3/ verifiziert bzw. bestätigt werden:

$$(i) \quad {}^{238}_{U_f}, \quad {}^{239}_{Pu_f}, \quad {}^{238}_{U_c}, \quad {}^{235}_{U_f}$$

$$(ii) \quad {}^{238}_{U_f}/{}^{235}_{U_f}, \quad {}^{239}_{Pu_f}/{}^{235}_{U_f}, \quad {}^{238}_{U_c}/{}^{235}_{U_f}$$

II. Durchführung und vorläufige Ergebnisse

1. ZPR III-55 Zelle: Es wurden folgende Arbeiten durchgeführt:

- a) Erstellen einer Check Point-Restart Option für KAMCCO.
- b) Implementierung einer Quellrenormalisierungsprozedur für KAMCCO (nach H. Borgwaldt /4/). Sie benutzt die Tatsache, daß der Spaltquerschnitt von U_{238} unterhalb 500 keV verschwindet und ermöglicht es, die Neutronenschicksale nur bis zu dieser Energie zu verfolgen, ohne die "Physik" der Zelle entscheidend zu verfälschen. Dieses Vorgehen reduziert die Rechenzeit entscheidend.
- c) Erstellung einer Option für periodische Randbedingungen in KAMCCO (für die spezielle ZPR III-55 Zelle).
- d) Implementierung des oben beschriebenen Streumodells (δ -Vorwärtsstreuung + Isotropie) in KAMCCO.
- e) Erstellung der auf KEDAK- 3 beruhenden Monte Carlo Querschnittsdaten für die inelastische Streuung von U_{238} . Wegen der unterschiedlichen Struktur von KEDAK-2 und KEDAK- 3 mußten Veränderungen am Monte Carlo-Querschnittscode DASU durchgeführt werden. Diese Arbeiten hat Herr G. Arnecke durchgeführt; sie stehen kurz vor dem Abschluß.

Nach Durchführung dieser Arbeiten wurden folgende Ergebnisse erzielt: Vergleichsrechnungen, die die oben beschriebenen zwei Streumodelle benutzen, zeigen: Das speziell gewählte Streumodell hat keinen wesentlichen Einfluß auf den Verlauf der U_{238} Spaltrate in den Uranplättchen, und die oben erwähnten Diskrepanzen können auf diese Weise nicht geklärt werden. (Der statistische Fehler der Monte Carlo Rechnung beträgt 0.5 %, die Differenz der Ergebnisse für die beiden Streumodelle liegt innerhalb dieser Fehlerschranken.) Die unter I. 1.b. angeführte Fragestellung wird z. Z. untersucht.

2. Core-Blanket-Bereich von SNEAK-9B: Die räumliche Verteilung der Reaktionsraten und Quotienten von Reaktionsraten (siehe (i) und (ii)) wurde berechnet. SNEAK-9B wurde näherungsweise als Zylinder dargestellt. 5 Zellen zu beiden Seiten der Core-Blanket Grenze wurden exakt in ihrer heterogenen Plättchenstruktur, die anderen Bereiche des Reaktors wurden durch homogene Materialmischungen beschrieben. Die Reaktionsraten wurden in der Monte Carlo-Rechnung integriert über die einzelnen Zellen, die aus 4 (Core) bzw. 3 (Blanket) Plättchen bestehen. Als Resultat der Berechnungen ergab sich: Verglichen mit Experiment und anderen Berechnungsmethoden (Stoßwahrscheinlichkeitsmethoden) läßt sich die räumliche Verteilung der Reaktionsraten (siehe (i)) i.a. gut (Abweichungen kleiner als der statistische Fehler von 2 %), die räumliche Verteilung von Quotienten von Reaktionsraten (siehe (ii)) schlecht beschreiben. Es gibt Überlegungen /3/, die diesen Unterschied plausibel machen: Die räumliche Verteilung von Quotienten von Reaktionsraten hängt empfindlicher von den Wirkungsquerschnitten ab, als die der Reaktionsraten, für die in erster Linie Berechnungsmethoden und Randbedingungen maßgeblich sind. Da die Monte-Carlo-Berechnungen und die Stoßwahrscheinlichkeitsmethoden auf unterschiedlichen nicht konsistenten Wirkungsquerschnittsdaten beruhen, läßt sich die gefundene Tendenz der Ergebnisse erwarten. Diese Ergebnisse und Überlegungen sollen durch abschließende Untersuchungen überprüft und bestätigt werden.

Literatur:

- /1/ E. Kiefhaber, private Mitteilung
- /2/ E. Kiefhaber: Genauigkeit der Berechnung von U_{238} -Spaltratentraversen in Plättchenzellen, KFK 1274/1, S. 122-1
- /3/ R. Boehme, private Mitteilung
- /4/ H. Borgwaldt, private Mitteilung

1.23 SICHERHEIT SCHNELLER REAKTOREN1.23.1 Untersuchungen zur Reaktordynamik*1.23.11 Methoden- und Rechenprogrammentwicklungf. Konsistente Kopplung der Störfallanalyse-Codes HOPE und KADIS

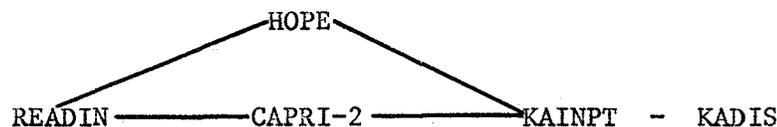
(G. Arnecke, E.A. Fischer, INR ; P. Royl, IRE)

Im Rahmen der Rechenprogrammentwicklung für die Störfallanalyse wurde eine automatische Datenübertragung von dem Code HOPE (Einleitungsphase) zu dem Code KADIS (Disassemblyphase) ausgearbeitet.

Organisation der Datenübertragung

Das System CAPRI-2 nimmt im Rahmen der Simulation von Störfällen eine zentrale Stellung ein, da einerseits der CAPRI-Modul READIN konsistente Eingabefiles für HOPE erstellt, andererseits CAPRI-2 die vollständige Eingabe für die Übergaberroutine KAINPT liefert. Diese Eingabe umfaßt u. a. das Core-Geometriemodell sowie die Übergabe-Daten am Umschaltzeitpunkt zum Disassembly.

Für die HOPE-KADIS-Kopplung wurde daher ein Verfahren entwickelt, das bis auf wenige zusätzliche Parameter eingabemäßig identisch mit entsprechenden CAPRI-2-KADIS Kopplungsläufen ist. Die Kopplung erfolgt mit Hilfe der KAINPT-Routine des CAPRI-Systems (siehe Schema). Dabei werden die Geometriedaten direkt aus der CAPRI-2 Eingabe übernommen, die entsprechenden thermodynamischen Größen sowie die Leistungs- und Reaktivitätszustände stammen aus einem HOPE-Datenfile, der am Umschaltzeitpunkt erstellt wird.

Änderungen in HOPE

Die Übergabedaten umfassen die Volumenanteile, Temperaturen und Dichten der Core-Komponenten Brennstoff, Natrium, Stahl und Spaltgas. Die Brennstoff-Temperaturen sind dabei enthalpiegewichtete Mittelwerte über den Stabquerschnitt. Falls der Brennstoff den Liquidus nicht erreicht hat, wird auch die im festen Brennstoffanteil zurückgehaltene Spaltgasmasse übergeben. Für die Kanäle, die bereits versagt haben, werden außerdem einige wichtige FCI-Daten übergeben.

* BzFE-Nr. 523.3

Zum Teil war es notwendig, Formeln zur Berechnung von Übergabe-Größen in einzelne Routinen von HOPE einzubauen. Da HOPE die axiale thermische Ausdehnung der Brennstoffsäule nicht berücksichtigt, wurde eine Umnormierung der Brennstoffmasse am Umschaltzeitpunkt durchgeführt. Die neue Masse wird aus dem Brennstoffvolumen und der temperaturabhängigen Dichte unter Berücksichtigung der Porosität berechnet.

Zusätzlich erlaubt HOPE eine Weiterführung der Rechnung über einige Zeitschritte nach dem Umschaltzeitpunkt, zur Erstellung der für KADIS erforderlichen Extrapolation des Reaktivitätsverlaufes, der sich aus Void-, Injektions- und Sweep-out-Effekten ergibt.

Änderungen in KAINPT

Bei der Erstellung des KADIS-Files wird die KAINPT Routine zunächst mit den regulären CAPRI-2 Daten durchlaufen. Dabei werden alle relevanten Geometriedaten sowie die Leistungs-, Reaktivitäts- und Thermodynamikzustände definiert. Durch Erweiterung des Kopplungsprogramms werden anschließend die Leistungs-, Reaktivitäts- und Thermodynamikzustände mit den Daten aus den HOPE-Kanälen überschrieben, die den verschiedenen Core-Ringen entsprechen. Durch ein per Eingabe steuerbares selektives Überschreiben der Thermodynamik-Daten verschiedener Core-Ringe lassen sich dabei auch Core-Zustände, die mit verschiedenen Rechenmodellen bestimmt wurden, am Umschaltzeitpunkt überlagern. Konkret ergibt sich dadurch die Möglichkeit, Siedevorgänge, die nur mit CAPRI-2 simuliert werden können, und BNR-Effekte, die mit HOPE detailliert beschreibbar sind, in einem gemeinsamen Core-Modell für die Disassemblyphase abzubilden.

Änderungen in KADIS

In KADIS wurde eine neue Zustandsgleichung eingebaut, die es erlaubt, den Spaltgasdruck zu berücksichtigen. In einer Masche, die Spaltgas enthält, wird der Druck nach dem folgenden Modell berechnet.

- a) Der Brennstoff-Dampfdruck wird berücksichtigt, aber es werden keine Einphasen-Drücke berechnet, da die Kompressibilität des Brennstoffs wesentlich kleiner ist als die des Natriums.
- b) Während der Brennstoff im Aufschmelzen begriffen ist, kann die Gasmasse in einer Masche durch zusätzliche Freisetzung aus dem Brennstoff zunehmen. Es wird angenommen, daß diese Freisetzung ohne Zeitverzögerung im Verhältnis zum Grad des Aufschmelzens erfolgt.
- c) Der Wärmeübergang vom Brennstoff an das Spaltgas wird parametrisch mit einer Zeitkonstante behandelt. Es zeigte sich jedoch, daß der Wärmeübergang in der Disassemblyphase in typischen Fällen den Unfallablauf und die Energiefreisetzung nicht wesentlich beeinflusst.
- d) Nachdem für einen gegebenen Zeitpunkt die Masse und Temperatur des Gases nach b) und c) berechnet sind und das neue Maschenvolumen gegeben ist, wird angenommen, daß sich das Gas adiabatisch in das nunmehr verfügbare Volumen ausdehnt. Die Kompressibilität des Natriums wird dabei berücksichtigt. Der Druck wird durch Lösung der Volumenbilanzgleichung

$$V_{\text{Na}}(p) + V_f + V_{\text{ss}} + V_{\text{gas}}(p) = \text{Volume}$$

berechnet; dabei enthält: $V_{\text{Na}}(p)$ die Kompressibilität des Natriums, und $V_{\text{gas}}(p)$ stellt die adiabatische (ideale) Gasgleichung dar. Die obige Gleichung wird nach einem schnell konvergierenden Iterationsverfahren gelöst.

- e) Der Dampfdruck des Natriums wird vernachlässigt. Jedoch kann der Wärmeübergang von fragmentiertem Brennstoff an das Natrium /1/ berücksichtigt werden. Die mit der Aufheizung verbundene Ausdehnung des flüssigen Natriums wird in der Volumenbilanz berücksichtigt.

Anwendung

Das gekoppelte System wurde auf einige typische Fälle für das Mark IA-Core des SNR-300 angewandt. Wichtige Ergebnisse sind in Tabelle 1 zusammengestellt; eine genauere Diskussion der Fälle wurde auf der Konferenz über "Fast Reactor Safety" in Chicago gegeben (1).

Literatur

/1/ P. Schmuck

"Die modellmäßige Darstellung der Brennstoff-Natrium-Reaktion in der Abschaltphase"

KFK 1275/3 (1975)

Veröffentlichung

(1) H.G. Bogensberger, E.A. Fischer, P. Royl, G. Arnecke

"Analysis of LMFBR Overpower Accidents, Including Fission Gas Effects in the Predisassembly and Disassembly Phase"

International Meeting on Fast Reactor Safety and Related Physics,
Chicago 1976

Case	S1	S2	S3	T1	T2
Ramp Rate (\$/sec)	0.15	0.50	5.0	0.15	0.15
Gas Release at the Solidus	20 %	20 %	20 %	20 %	100 %
Failure Criterion	unrestructured melt criterion			burst stress	
Failure Time (sec)	8.54	3.046	0.366	9.37	9.21
Normalized Power	4.1	8.1	54.9	4.8	4.7
Cavity Pressure (bar)	110	133	97	818	725
Failure Position (% of active core height)	54 %	54 %	46 %	61 %	61 %
<u>Data at switch over</u>					
Time (sec)	8.61	3.068	0.377	9.42	9.29
Normalized Power	2796	3304	2322	412	570
Net Reactivity and Ramp (\$; \$/sec)	1.093/-55	1.091/-81	1.061/-85	1.009/3	1.050/5
Void Reactivity and Ramp (\$; \$/sec)	0.804/86	0.538/52	0.348/35	1.288/38	1.165/50
Fuel Reactivity and Ramp (\$; \$/sec)	0.252/37	0.301/55	0.109/30	-0.482/-6	-0.273/-11
Doppler Reactivity and Ramp (\$; \$/sec)	-1.255/-178	-1.283/-188	-1.281/-150	-1.236/-29	-1.238/-34
<u>Results from Disassembly Calculations</u>					
Duration (msec)	1.25	1.15	1.15	1.50	1.47
Energy of molten fuel (MWsec)	2159	2410	1735	1101	1137
Mass of molten fuel (kg)	4509	4738	4147	3111	3188

Tab. 1: Ergebnisse für verschiedene Transientenfälle

2. Über Einzelparametervariationen und deren Überlagerung beim
Leistungsstörfall des SNR 300 Mark IA Cores

(R. Fröhlich, P. Royl, P. Schmuck, GfK;

R. Düsing, C. Essig, Interatom)

Mit dem CAPRI-2/KADIS Programmsystem /1,2/ wird der Einfluß der Variation wichtiger Parameter auf den Ablauf des hypothetischen Leistungsstörfalls im frischen Mark IA Kern des SNR-300 untersucht. Es handelt sich hierbei um Doppler- bzw. Voidreaktivitätskoeffizienten, um die Versagensschmelzfraktion und um die Rißlänge, für welche Einzelparametervariationen und deren Überlagerung beim Leistungsstörfall durchgeführt werden. Im Gegensatz zu /3/ werden hier nur Parametervariationen in energetisch ungünstiger Richtung studiert. Gegenüber dem Basisfall R1 werden 4 strategische Parameter zunächst einzeln im Sinne energetischer Störfallverläufe variiert, und anschließend werden diese im ungünstigen Sinne variierten Parameter alle gleichzeitig in einem kumulierten Parameterlauf RÜ verwendet. Mit der Untersuchung soll u.a. die Frage beantwortet werden, ob die Energiefreisetzung der kumulierten Variation stark in der einen oder anderen Richtung von den linear superponierten Energieänderungen der Einzelvariationen abweichen kann.

Tabelle 1: Untersuchte Parametervariationen im Vergleich zum Basisfall R1 /3/

Fall	Reaktivitätskoeffizienten		Rißlänge [cm]	Versagensschmelzfraktion [%]
	Doppler [%]	Void [%]		
R1 (Basisfall)	100	100	14	60
RD	80	100	14	60
R8	100	130	14	60
RR	100	100	7	60
R2	100	100	14	50
RÜ	80	130	7	50

R1-Basisfall (ausführlich in /3/ diskutiert). Die milde 15¢/sec Einleitungsrampe führt zu einem langsamen Leistungsanstieg und dadurch nach 5.7 sec zum Versagen der Stäbe im Zentralkanal. Die weiteren Kanäle versagen in der Reihenfolge 2,3,10,4. Für den Fall R1 sowie für die übrigen hier diskutierten Fälle sind die Leistungen vom BNR-Beginn bis zum Disassembly-Ende in Abb. 1 dargestellt. Die Versagenszeitpunkte für die verschiedenen Kanäle sind in dieses Bild ebenfalls eingetragen.

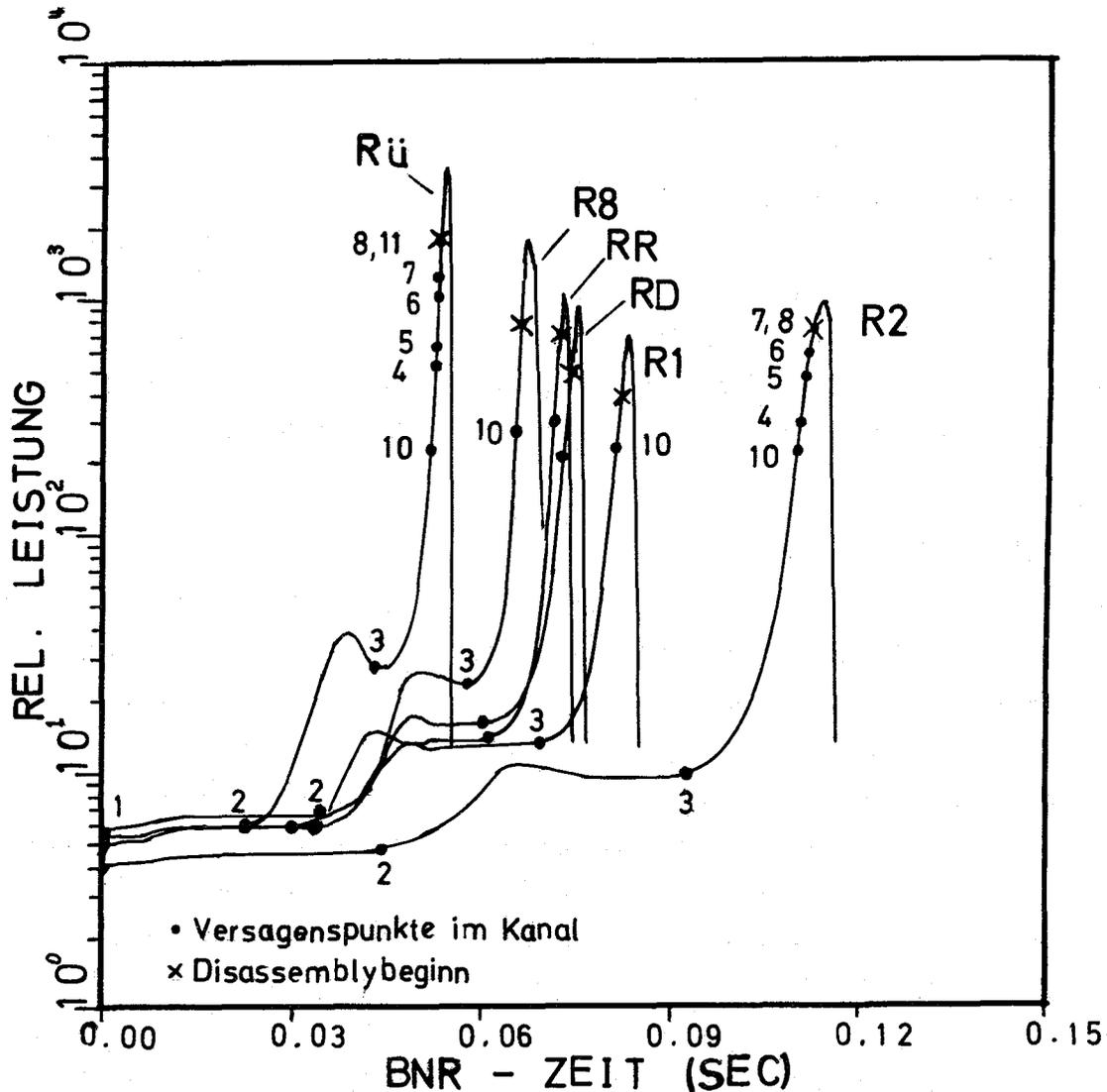


Abb. 1: Leistungsverlauf (bei 0.15 $\$/\text{sec}$ Einleitungsrampe) nach BNR-Beginn für die in Tab. 1 dargestellten Parameterkombinationen

Bei der auf den stationären Wert normierten Leistung von 399 und einer Nettoaktivität von 1.084 $\$$ werden Disassemblybedingungen erreicht (energetisch gemittelte Brennstofftemperatur von 3100 K). Dabei sind die Kanäle 1 und 2 vollständig, Kanal 3 teilweise und Kanal 10 in Coremitte aufgevoidet. Coredisassembly wird mit einer Netto-rampe von 16.4 $\$/\text{sec}$ eingeleitet, und es kommt nach 2.69 msec zum nuklearen Abschalten mit einem Wert von 1187 MWsec für die Energie im geschmolzenen Brennstoff. Die negative Disassemblyreaktivität wird im wesentlichen von Corezone 2 aufgebracht - was auch für die anderen hier betrachteten Fälle gilt. Dies hängt mit dem bei Beginn von Disassembly kaum veränderten Voidmuster bei den hier diskutierten Fällen zusammen.

Fall RD - Reduzierter Dopplerreaktivitätskoeffizient

Die Verkleinerung des Dopplerreaktivitätskoeffizienten um den Faktor 0.8 führt zu kleineren negativen Rückwirkungen. Der erste Kanal versagte daher auf höherem Leistungsniveau (siehe Abb. 1) als beim Basisfall R1. Der weiterhin stärkere Leistungsanstieg läßt die anderen Kanäle eher versagen - Kanal 3 versagt 0.6 sec früher - als im Fall R1. Bei einer um 7 % höheren Übergabeleistung als im Basisfall und einer gering angewachsenen Nettoreaktivität wird 74 msec nach BNR-Beginn die Disassemblyphase eingeleitet. Bei einem über die gesamte Disassemblydauer ähnlichen Eingabereaktivitätsverlauf wie im Basisfall R1 (auf etwas höherem Niveau) ergibt sich 19 % mehr Energie im geschmolzenen Brennstoff als im Fall R1.

Fall RR - halbierte Rißlänge

Unterschiede zum Basisfall zeigen sich erst nach Brennstabversagen. Das verdoppelte Brennstoff/Natrium Massenverhältnis bewirkt einen rascheren Wärmeübergang und damit höhere einphasige Drücke als im Basisfall. Nach Versagen des reaktivitätsmäßig wichtigen Kanals 2 steigt die in Abb. 1 dargestellte transiente Leistung wegen der sich ergebenden hohen Voidrampen steil an. Wie im Fall R1 führen dann die Reaktivitätsbeiträge aus Kanal 3 in die energetische Endphase. Bei nur wenig höherer Nettoreaktivität, aber einer (durch die hohe Leistung bedingten) hohen Doppler-rampe (siehe Tab. 2) erreicht das Core bei einer um 50 % angewachsenen normierten Leistung die Disassemblyphase. Die Voidrampe ist demgegenüber schwächer als im Basisfall. Das hängt damit zusammen, daß in diesem Fall der dritte Kanal soweit entleert ist, daß am unteren Corerand bereits der Bereich negativer Voidkoeffizienten erreicht ist. Wie man in Tab. 3 sieht, ergibt sich damit eine negative Nettoreaktivitätsrampe. Das Abfallen der Voidreaktivität und ein schneller Temperaturanstieg des Natriums bedingen frühes nukleares Abschalten mit 13 % mehr Energiefreisetzung als beim Basisfall R1.

Fall R8 - Erhöhung des Voidreaktivitätskoeffizienten (siehe auch /3/)

Nach Einsetzen von BNR führen die starken Anstiege der Voidreaktivität zu schnelleren Kühlmittelentleerungen, zu rascherem Leistungsanstieg und damit bei kohärenterem Versagen zu früherem Einleiten der energetischen Endphase. Bei einer um 38 % höheren Übergabeleistung, höherer Nettoreaktivität, beinahe doppelter Voidrampe und steilerem Voidreaktivitätsverlauf während der Disassemblyphase kann selbst bei frühem einphasigem Druckaufbau die Disassemblyrückwirkung nicht rechtzeitig zum Tragen kommen, so daß die Energiefreisetzung um 58 % gegenüber dem Fall R1 ansteigt.

Tabelle 3: Ergebnisse der Parametervariationen des 15%/sec Rampenstörfalls

Bedingungen bei BNR-Beginn:	R1	RD	R8	RR	R2	R
Zeit [s]	6.695	6.063	6.498	6.695	6.168	5.520
normierte Leistung	5.33	5.94	5.56	5.33	4.37	5.10
Nettoreaktivität [%]	.5119	.554	.529	.512	.484	.543
Brennstoff-Natriummassenverhältnis	6	6	6	12	4	8
Disassemblybeginn:						
BNR-Zeit [ms]	83	74	68	73	114	54
normierte Leistung	399	427	550	601	775	1729
Reaktivität/Rampe [%/s]*						
Netto	1.084/16.4	1.101/ 25.6	1.133/ 40.6	1.106/- 7.7	1.052/ 6.83	1.160/ 15.8
Doppler	-0.730/-27.1	- .581/-21.6	- .737/-34.3	- .727/-38.5	- .730/-43.2	- .587/-80.0
Void	.766/ 43.4	.734/ 46.6	.855/ 74.6	.785/ 30.6	.815/ 49.9	.891/ 95.6
Disassemblyende:						
Energie im geschmolzenen Brennstoff [MWs]	1187	1410	1872	1336	1370	2930
Max./mittl. Temp. [K]	3870/3163	4019/3219	4317/3350	3964/3200	3993/3213	4985/3698
Maximaler Druck [b]	424	715	1569	706	355	1037
Beitrag der 2.ten Corezone zur Disassemblyrückw. [%]	92	91	88	93	91	90
Disassemblydauer [ms]	2.69	2.71	2.36	2.13	2.48	1.82

* Die geringen Bowing-Rückwirkungen werden nicht aufgeführt.

R2 - Kleinere Versagensschmelzfraktion (siehe auch /3/)

Eine durch die niedrigere Versagensschmelzfraktion bedingte mildere BNR, die mit einer langsameren Voidreaktivitätszufuhr gekoppelt ist, verschiebt die energetische Endphase zu späteren Zeiten. Bei Disassemblybeginn befinden sich auf einem über 94 % höheren Leistungsniveau als im Basisfall weit größere Gebiete in einer BNR. Der wegen des niederen Brennstoff/Natrium-Massenverhältnisses langsamere einphasige Druckaufbau führt aber erst verspätet zu Disassemblyrückwirkungen. Die Energiefreisetzung erhöht sich um 16 % gegenüber dem Basisfall R1.

RÜ - Überlagerung aller Variationen

Höherer Void- und reduzierter Dopplerkoeffizient zusammen mit dem niederen Stabversagenskriterium führen hier zu einem mehr als 1 sec vorverlegten Brennstabversagen bei hoher Nettoreaktivität. Halbierte Rißlänge und Reduktion der Versagensschmelzfraktion haben ein Brennstoff/Natrium-Massenverhältnis von 8 zur Folge. Der raschere Wärmeübergang an das Natrium führt zu schnelleren Kühlmittelentleerungen der Kanäle als im Basisfall R1. Mit den geänderten Void- und Dopplerkoeffizienten ergeben sich höhere Reaktivitätsbeiträge der einzelnen Kanäle und ein steilerer Leistungsverlauf. In diesem steilen Reaktivitäts- und Leistungsanstieg versagen - bedingt durch die niedrigere Schmelzfraktion - alle reaktivitätsmäßig wichtigen Kanäle in sehr schneller Folge schon vor Disassemblybeginn. Am Umschaltpunkt, 54 msec nach BNR-Beginn, ist der Reaktor mit 16 ϵ überprompt kritisch und hat eine um 330 % höhere normierte Leistung als im Basisfall. Dieser Tatbestand zusammen mit einem hohen Voidreaktivitätsverlauf in der Disassemblyphase und einer starken Disassemblyreaktivität verkürzt die Disassemblydauer auf 1.8 msec. Die Energie des geschmolzenen Brennstoffs erhöht sich um 147 % gegenüber dem Basisfall R1.

Vergleich des Falles RÜ mit den Ergebnissen der Einzelvariationen

In Tabelle 4 sind noch einmal die prozentualen Energiezunahmen für die dargestellten Parametervariationen gegenübergestellt. Man erkennt, daß eine lineare Überlagerung aller Einzelvariationen auf eine Summe von 106 % führen würde. Die exakte Berechnung der Energie im geschmolzenen Brennstoff bei geänderten Parametern (Fall RÜ) liefert jedoch einen um 147 % höheren Energiewert als im Basisfall. Ein möglicher Grund für die beobachtete zusätzliche überproportionale Energiesteigerung bei der kumulierten Variation ist in diesem Fall der gewählte niedrigere Anfangsenergiezustand am Versagenspunkt der Stäbe. Durch den größeren Abstand von der Umschaltenergie können sich größere Voidreaktivitätsrampen in der Einleitungsphase aufbauen. Bei dem vergrößerten Voidkoeffizienten flacht die Voidrampe dabei in keinem Kanal vor dem Umschaltpunkt ab, da die Core-Bereiche mit positiven Voidkoeffizienten nur zu einem kleineren Teil entleert werden. Die höheren Voidrampen werden dabei zusätzlich durch die raschere Kühlmittelentleerung aufgrund der heftigen BNR gesteigert.

Man muß daher feststellen, daß man bei linearer Überlagerung von Einzelparametervariationen vorsichtig sein muß, vor allem wenn es sich um relativ große Variationen der einzelnen Parameter handelt. Aus den vorgelegten Daten ergibt sich auch, daß man bei linearer Überlagerung der Einzelvariationen durchaus zu nicht konservativen Aussagen kommen kann.

Der Vollständigkeit halber sollte erwähnt werden, daß die Überlagerung aller Einzelvariationen in diesem Beitrag von uns als extrem pessimistisch angesehen wird. Es ging uns bei diesen Parametervariationen im wesentlichen um die Frage der linearen Überlagerbarkeit von Einzelvariationen. In Wirklichkeit wurden die Parameter für den Basisfall selbst schon pessimistisch gewählt (z. B. sind die Void-Reaktivitätskoeffizienten eher kleiner als von uns für den Basisfall angenommen wurde), siehe auch /3/.

Tabelle 4; Parametervariationen für 15 ¢/sec Leistungsstörfall R1, Energiefreisetzung 1187 MWs

Parameter	Fall	Variation	Energie des geschmolzenen Brennstoffs [MWs]	Prozentuale Änderung bzw. Basisfall
Dopplerkoeffizient	RD	100 % \rightarrow 80 %	1410	+ 19 %
Voidkoeffizient	R8	100 % \rightarrow 130 %	1872	+ 58 %
Rißlänge	RR	14 cm \rightarrow 7 cm	1336	+ 13 %
Versagenskriterium				
Schmelzfraktion	R2	60 % \rightarrow 50 %	1370	+ 16 %
Überlagerung aller Einzelvariationen	RÜ		2930	+ 147 %

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-740401, p. 1525 (1974)
- /2/ P. Schmuck, G. Arnecke, R. Fröhlich, G. Jacobs:
"Untersuchungen und Programmentwicklungen zu Disassembly-Vorgängen in natriumgekühlten Reaktoren"
KFK 1272/4 (1973), S. 123-1
- /3/ R. Fröhlich, P. Royl, P. Schmuck, R. Düsing, M. Senglaub:
"Analyse schwerer hypothetischer Störfälle für den SNR-300 Mark 1A Reaktorkern"
KFK 2310 (1976)

3. Loss of Flow Safety Analysis for a 2000 MWe LMFBR Core (SNR-2000)
(W. Maschek, INR; D. Struwe, IRE)

Introduction

The loss of flow safety studies for the SNR-2000 (1) have been performed for two different core configurations, namely beginning of equilibrium cycle A (BEC-A) and end of equilibrium cycle B (EEC-B) (2). Both configurations represent extremes with respect to coherence effects. For the BEC-A core a fraction of 55 % of all core subassemblies has a linear rod power higher than 90 % of the maximum value (450 W/cm). For the EEC-B configuration this fraction amounts to only 35 %. The code system CAPRI-II/KADIS has been used for the safety analysis. The thermo-hydraulic and thermodynamic behavior is characterized by 30 representative coolant channels for CAPRI-II analysis. The criteria for picking the CAPRI-channel sub-assembly groupings are based, in decreasing order of priority upon burnup status and power (MW/subassembly).

LOF Accident Analysis

A loss of flow (LOF) starts with the assumption of a pump flow coast-down with failure to scram. For the SNR-2000 the mass flow falls under 50 % of nominal flow after about 4 seconds. Sodium boiling and subsequent voiding is initiated at the uppermost end of the heated core zone for both the BEC-A and EEC-B core configuration. As a consequence of coolant mass flow reversal the voiding front moves downward into the inner core region after 0.2 - 0.3 seconds. Subsequent power rise shifts the axial location of first bubble formation for the BEC-A core in the outer coolant channels to core midplane (Fig. 1). The voiding reactivity ramps lead to gross fuel melting and switchover to disassembly. Clad melting in the peak power coolant channels occurs nearly simultaneously with disassembly initiation therefore clad relocation effects for the SNR-2000 are thought to be of minor importance.

Because of an assumed low superheat (3°C), the action of the Doppler reactivity and axial fuel expansion (50 % are taken into account) sodium voiding does not appear to occur rapidly enough to cause the reactor to go prompt critical (Tab. 5). The fraction of the core volume voided at switchover to disassembly is rather small (Fig. 1) especially for the EEC-B configuration (Fig. 4). The overlapping regions

with liquid sodium still present in the core and the high fuel melt fractions in these areas (Fig. 3.5) indicate that fuel pin failure has to be expected as consequence of internal fuel pin loadings due to fission gas pressure buildup. Thus an FCI will probably take place in the partially voided coolant channels with a potential for further reactivity additions (LOF driven TOP). Incoherency effects modelled by a 30 channel discretization, which moderate the reactivity effects (reducing the probability of LOF driven TOPs by enhanced voiding) seem to be not sufficient to prevent the attainment of LOF driven TOP conditions. CAPRI-II cannot simulate FCI processes simultaneously with boiling in the same coolant channel. To cover the uncertainties of FCI induced reactivity effects in the predisassembly phase an extended parameter variation of the input reactivity ramp rate at cross over to disassembly has been performed with ramps ranging between 30 - 150 \$/sec (Fig. 6). During the disassembly phase FCI has been taken into account in all calculations.

Physical arguments based on the temperature distribution of the clad favours the progression into a relatively mild transient (1). Analysis of the clad temperature distribution indicates that the axial location of pin failure will be above mid-plane and the clad will rupture not in a relatively small opening but rather along a large section of the core length (Zipper effect). Subsequently molten fuel will be ejected into the coolant channel - for high powered pins into a two phase region and for low powered pins into a liquid sodium environment.

For the high powered pins fuel sweepout seems to play a minor role due to the low momentum transfer from the sodium two phase flow to only partially fragmented fuel. Fuel ejection into a two phase region would rather have a potential for fuel plateout and plugging.

For low powered pins FCI induced void formation in the mid core region may result in highly positive void reactivity ramps. But the relative position of axial failure location and fuel reactivity worth enhance arguments that fuel sweepout reactivity will surmount the positive effects from voiding and internal motion of molten fuel. Analysis of the core structure leads to the conclusion that these disturbances from low powered pins are effective only in the rather late part of the disassembly phase. For covering the possible consequences of FCI in the outermost coolant channels of the core an additional positive void ramp rate has been super-

imposed on programmed reactivity insertions during disassembly in the magnitude of 50 - 70 $\$/\text{sec}$. This ramp is superimposed at a time when an energy related criterion derived from CAPRI-II calculations is met. It turns out, that for such triggered ramp rates in the given range both the energy and the mass of molten fuel do not change substantially, as only negligible mechanical constraints or thermal inertia exist.

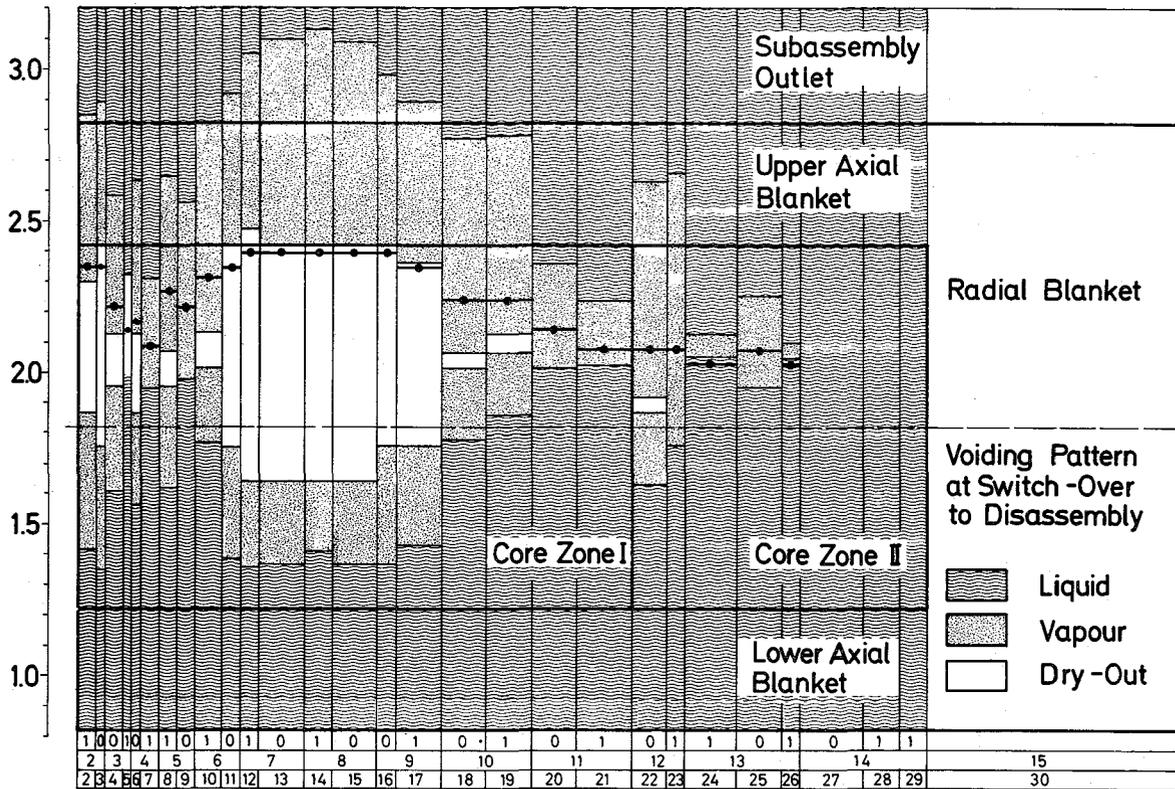
The reference case evaluations of the loss of flow accidents have shown no energetic power bursts occurring as a consequence of voiding phenomena. Also no dangerous implosive effects which are generated by fuel coolant interactions predominantly in the outer core regions could be identified. For the reference cases even no conventional disassembly takes place. Main shut down mechanisms arise from moderate fuel vapor pressure buildup in mainly voided core regions and pressure buildup resulting from locally initiated FCI's in core regions with liquid sodium present. One can therefore expect that radial subassembly to subassembly meltthrough will finally lead to dispersed molten pool configurations.

The picture changes to a certain degree with the assumption of considerable programmed reactivity ramp rates for KADIS-type analysis. Thermal energy contained in molten fuel amounts up to 30000 - 40000 MWs, and about 75 - 85 % of the core fuel inventory becomes molten. High fuel vapor pressure buildup follows, and mechanical load conditions may be dominant.

Discussion of possible physical mechanisms able to limit effects producing positive reactivity ramp rates render values beyond 70 - 80 $\$/\text{sec}$ unreasonable. In addition to these arguments incoherence effects of single subassembly events tend to smooth down the superimposed positive reactivity effects. After disassembly a large fraction of the fuel inventory will be molten as a result of the energy release. Post-accident heat removal and recriticality problems may arise and finally will determine whether the primary containment of large LMFBRs may withstand consequences of CDAs. Nevertheless the study strongly supports the conclusion that in principle conventionally designed large LMFBR cores may withstand HCDAs. But one should take advantage of design modifications to limit consequences of hypothetical accidents, as demonstrated for low void and inherently safe cores /3/.

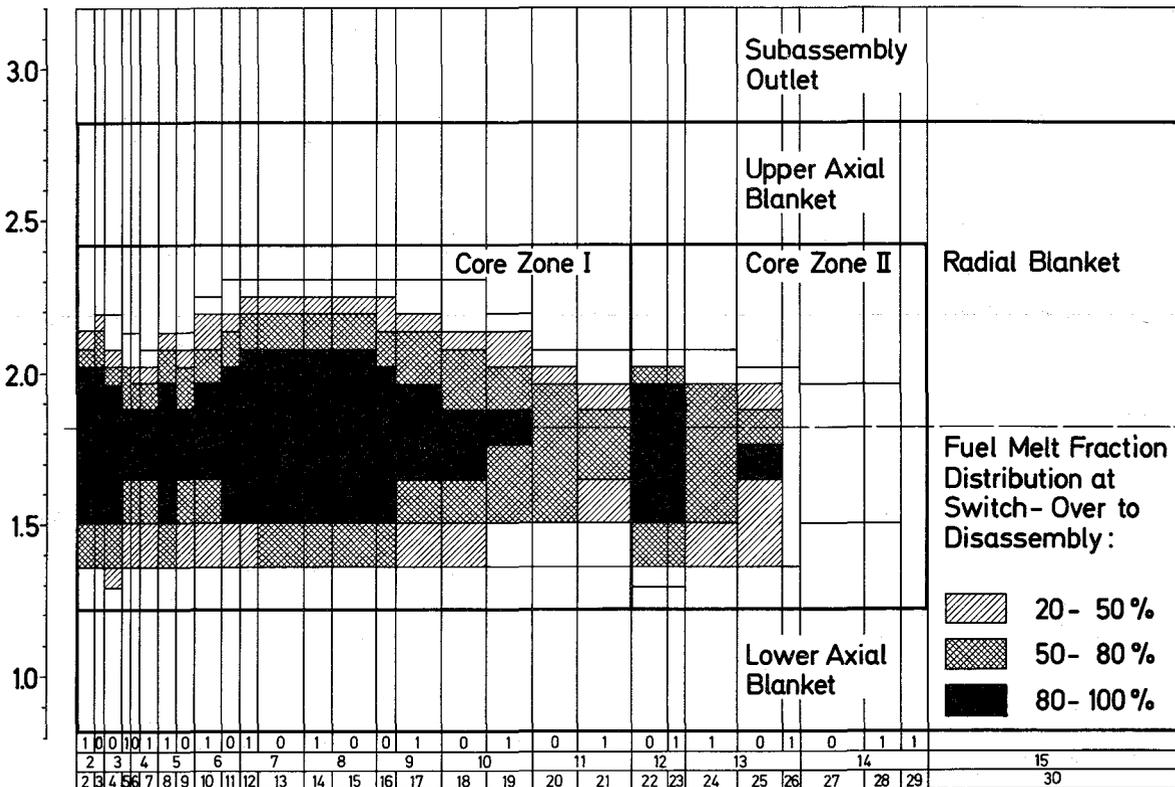
Core			BEC-A	EEC-B
Predisassembly Phase	Time of first boiling initiating	sec	6.90	6.55
	normalized power	-	1.050	1.138
	net reactivity	§	0.024	0.066
	Time of first clad melting	sec	7.712	7.482
	normalized power	-	129	228
	net reactivity	§	0.969	0.985
Disassembly Phase	axial location relative to core height	%	65.	69.
	Time of switch-over to disassembly calculation	sec	7.717	7.486
	normalized power	-	167	253
	net reactivity	§	0.976	0.980
	percentage of core volume voided zone I	%	61.	47.
	zone II	%	17.	16.
	percentage of fuel inventory molten	%	32.8	33.2
	reactivity ramps: doppler	§/sec	-11	-17
	axial expansion	§/sec	-10	-9
	void	§/sec	19	24
	slumping	§/sec	-	-
	Energy released during disassembly calculation	MJ	4974	6571
	Energy of molten fuel up to first neutronic shut down	MJ	9620	10376
	Percentage of fuel in- ventory molten up to first neutronic shut down	%	42.6	47.1
	End of Isentropic Expansion	Fuel vapor expansion work, if expanded to 1 bar	MJ	1
Mass of fuel vaporized if expanded to 1 bar		kg	7	17

Tab. 5: Characteristic Data of Loss of Flow Accident Simulation for the SNR-2000



SNR-2000 : LOF BEC-A, Normal Pump Flow Coast Down
 → Location of First Bubble Formation

Fig. 2 : Voiding Pattern at Switch-Over to Disassembly



SNR-2000: LOF BEC-A, Normal Pump Flow Coast Down, Fuel Melt Fraction Distribution in [%]

Fig. 3: Fuel Melt Fraction at Switch-Over to Disassembly

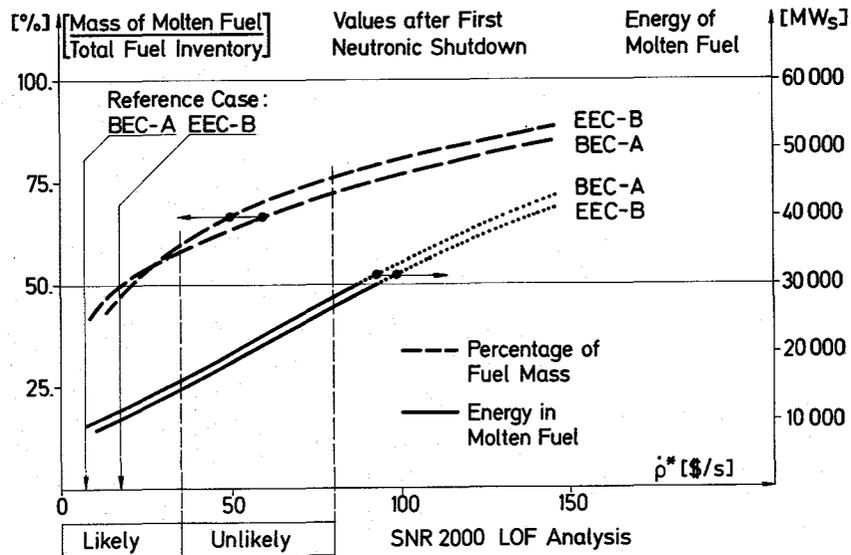


Fig. 6: Fraction of Fuel Inventory Molten and Energy Contained in Molten Fuel Obtained up to First Neutronic Shut Down

Veröffentlichungen:

- (1) D. Struwe, W. Maschek, et al.:
Safety Analysis of a 2000 MWe LMFBR Core
International Meeting Fast Reactor Safety and Related Physics,
Chicago, October 5 - 8, 1976
- (2) G. Heusener, E. Kiefhaber, et al.:
Entwurfsstudien für das SNR-2 Core
Statusbericht des Projektes Schneller Brüter
Atomenergie 18 (1976) 161-224
- (3) C.P. Tzanos, W.P. Barthold, et al.:
Design-Related Inherent Safety Characteristics in
Large LMFBR Power Plants
International Meeting Fast Reactor Safety and Related Physics,
Chicago, October 5 - 8, 1976

4. Stand der Implementierung und erste Ergebnisse des Programms POOL zur Simulation siedender Brennstoff-Stahl-Pools in der Transition Phase *

(H. Buchner, P. Royl; IRE)

Bei der jüngsten Diskussion schwerer hypothetischer Störfälle bei schnellen natriumgekühlten Reaktoren zeigte sich, daß das Verhalten einer siedenden Brennstoff-Stahl-Schmelze in einem von Stahlwänden begrenzten abgeschlossenen Raum von Bedeutung ist. Zur Untersuchung dieser Problematik wurde das Programm POOL [1] bei der GfK implementiert.

Physikalisches Modell

Der betrachtete Pool ist zylindersymmetrisch und allseitig abgeschlossen. Die Wände, der Boden und die obere Begrenzung des abgeschlossenen Raumes sind fester Stahl. Die Schmelze besteht aus 3 Komponenten, und zwar aus flüssigem Brennstoff, flüssigem Stahl und Dampf. Dieser Dampf ist ein Gemisch aus Brennstoffdampf und Stahldampf, wobei jeder dieser beiden mit der entsprechenden flüssigen Phase im Gleichgewicht steht. Über der Schmelze ist ein Dampfpolster.

Im Brennstoff wird Wärme erzeugt. Die Wärmeübertragung von Brennstoff zu Brennstoff geschieht mittels Diffusion. Innerhalb der einzelnen Maschen ist Wärmeübertragung von Brennstoff zu Stahl möglich durch Wärmeleitung und Wärmestrahlung. Verdampfen von Stahl bzw. Brennstoff tritt ein nach Erreichen der entsprechenden Siedetemperatur. Der Zustand der einzelnen Komponenten wird dann anhand der Sattedampflinie beschrieben.

Wärmeübertragung an Boden und Wände ist möglich durch Strahlung und Konvektion. Wärmetransport durch den Boden bzw. die Poolwände nach außen erfolgt durch Wärmeleitung, wobei eine vorgegebene konstante Temperatur der Außenwände angenommen wird (Na-Siedetemperatur). Die Wärme, die

* Erstmals berichtet

nicht nach außen abgegeben werden kann, führt zum Schmelzen von festem bzw. Verdampfen von flüssigem Stahl an den Wänden. Ist innerhalb eines vorgegebenen Eingangsgebietes genügend Stahl geschmolzen, um einen Tropfen der kritischen Größe (Taylor-Instabilität) bilden zu können, so löst sich dieser von der Wand ab und erhöht die Stahlmasse in den Poolrandzonen.

Von der freien Oberfläche des Pools wird Wärme abgegeben durch Strahlung an die kalten Pool-Wände um den oberen Dampfraum herum. Außerdem führt der aus dem Pool aufsteigende Dampf Wärme ab.

Zur Lösung der hydrodynamischen Gleichungen wird ein äquidistantes, aber zeitabhängiges Euler'sches Maschennetz benutzt, in dem durch Rezoning nach jedem Zeitschritt die zugehörige maximale Pool-Höhe in eine gleiche Anzahl von äquidistanten axialen Maschen aufgeteilt ist. Die Flüssigkeitselemente im Pool selbst dürfen sich sowohl in r - als auch in z -Richtung bewegen. Im Gegensatz zu komplizierteren Programmen, wie z.B. KACHINA, werden in POOL die hydrodynamischen Gleichungen nicht für jede Komponente getrennt gelöst, sondern als Einfeldsystem. Hierdurch entfällt die Bestimmung der Impulsaustauschgrößen zwischen den einzelnen Komponenten. Erst nach Lösung dieses Gleichungssystems wird ein Schlupf zwischen den einzelnen Komponenten überlagert, der durch die stationären Auftriebsgeschwindigkeiten einzelner Stahltropfen bzw. Dampfblasen in der Brennstoffschmelze angenähert wird, wobei die Tropfengröße aufgrund der Taylor-Instabilität festgelegt wird. Diese Überlagerung hat eine Änderung der Volumenfraktionen in den benachbarten Maschen zur Folge. Das System ist reibungsfrei. Bei der Lösung der Bewegungsgleichungen werden die Flüssigkomponenten als inkompressibel betrachtet. Bei Unterschreiten eines vorgegebenen Grenzwertes der Voidfraktion erfolgt jedoch ein zusätzlicher Gegendruckaufbau, durch den eine Überkomprimierung des dann einphasigen Materials vermieden wird.

Ergebnisse

Mit POOL wurden Testrechnungen durchgeführt, die allerdings zunächst noch nicht repräsentativ sind für den Zustand des Reaktors nach einer Exkursion. Für die Anfangsbedingungen werden folgende (unrealistische) Annahmen getroffen:

- Anfangsgröße des Pools: $r = 50$ cm, $z = 50$ cm
- Anfangshöhe des Raumes über dem Pool: 50 cm

- Anfangstemperatur Stahl: 3000 K in allen Maschen
- Anfangstemperatur Brennstoff: linearer Temperaturanstieg von 3750°K (Wand) auf 3950°K in der Mittelachse, kein axialer Gradient
- Anfangsdruckverteilung: statischer Druck der Schmelze bei 0.9 bar Druck im oberen Dampfraum
- Anfangsverteilung der Volumina: 35 % Stahl, 60 % Brennstoff und 5 % Dampf in allen Maschen
- Außentemperatur der Poolwände: 1300 K (wird konstant gehalten)
- Leistungsdichte: 250 W/g UO₂ (keine Reaktivitätsrückwirkung)
- Wärmeübergangskoeffizient zur Poolwand: 4 W/(cm²·K)

Die hiermit berechneten Ergebnisse sind in Abb 7-8 dargestellt. Anhand der Markerpartikles (das sind bestimmte Flüssigkeitselemente, deren Bahnkurve verfolgt wird) war ein Aufschäumen des Pools erkennbar. In Abb. 7 sieht man die sich hierdurch ergebende jeweilige maximale Poolhöhe (die zur Neuberechnung der Maschenweite in z-Richtung verwendet wird) in Abhängigkeit von der Zeit. Durch das Aufschäumen des Pools steigt der Druck im Dampfpolster von 0.9 bar bis auf ca. 1.6 bar nach 0.04 sec. Da eine Rückwirkung der Geometrieänderung des Pools auf die Leistungserzeugung über die Reaktivität noch nicht berücksichtigt ist (noch keine Neutronenkinetik), ist die zeitliche Energiezufuhr linear. In Abb. 8 erkennt man das Abnehmen des Brennstoff- bzw. des Stahlvolumens in einer mittleren Position des Pools, das sich durch das Aufschäumen des Pools (Boil-up) ergibt. Die Ergebnisse für die Volumenfraktionen zeigen an den Poolrändern nach einiger Zeit Unstetigkeiten, die in der Größe aber wenig physikalisch sind. Hier sind noch Studien zu einer genügend feinen Maschennetzdefinition im Gange. Das Programm wurde dazu generell erweitert, um axial und radial variable Maschenzahlen verwenden zu können.

Weiteres Vorgehen

Im nächsten Schritt sollen die oben aufgeführten Anfangsdaten ersetzt werden durch realistische, wie sie sich nach einer CAPRI-II-Rechnung ergeben. Dazu wird eine spezielle Kopplungsroutine in POOL eingebaut, mit der die vom KAINPT Programm erstellten CAPRI-2/KADIS Kopplungsfiles automatisch eingelesen und auf ein vorgegebenes POOL Maschennetz umgerechnet werden können. Danach soll die Rückwirkung der Geometrieänderung auf die Leistungserzeugung berücksichtigt werden durch

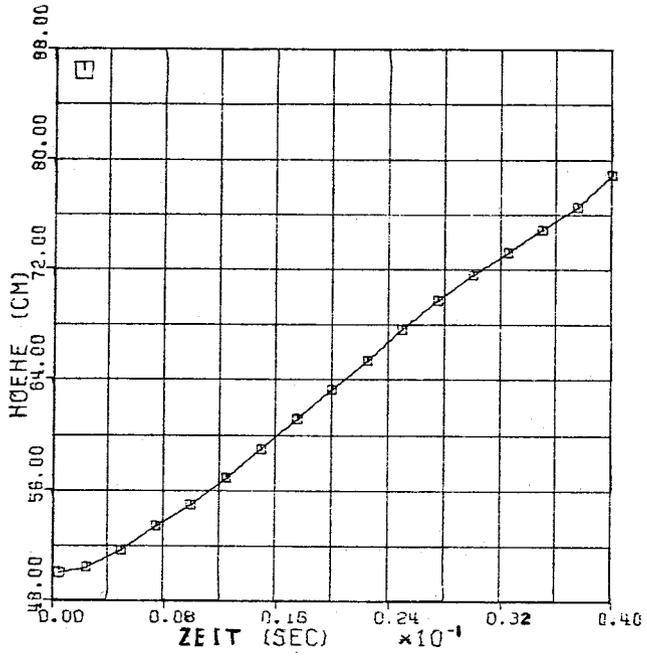
Kopplung von POOL mit einem Punktkinetikmodul.

Literatur

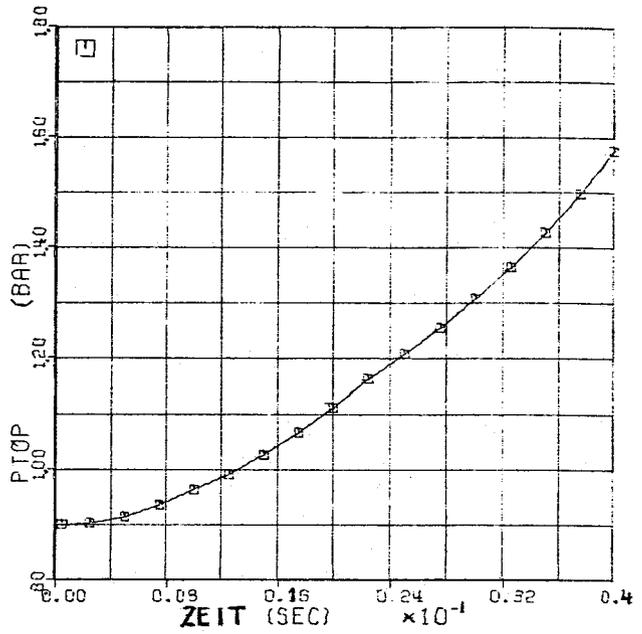
[1]

P.B. Abramson:

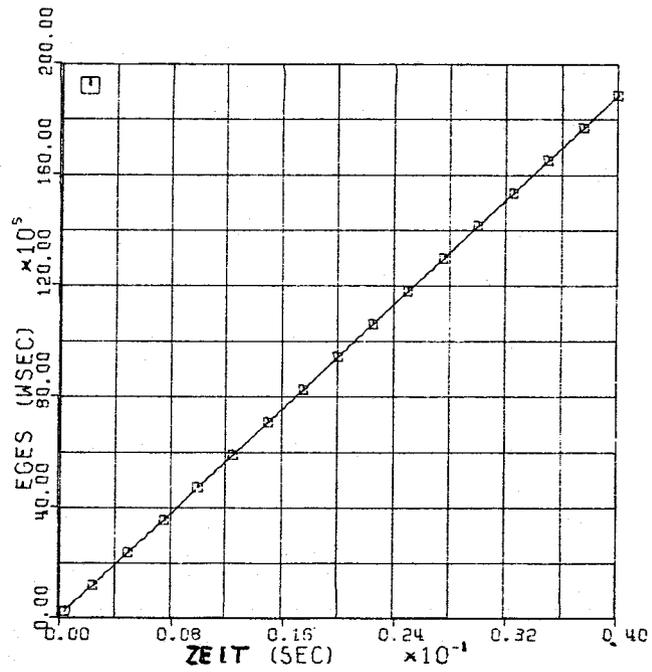
"POOL - A Two-Dimensional Three-Component Coupled
Hydrodynamic Thermodynamic Computer Model for Boiling
Pools of Fuel and Steel",
RSA-TM-3 (May 1975)



POOL-HEIGHT (ZO)

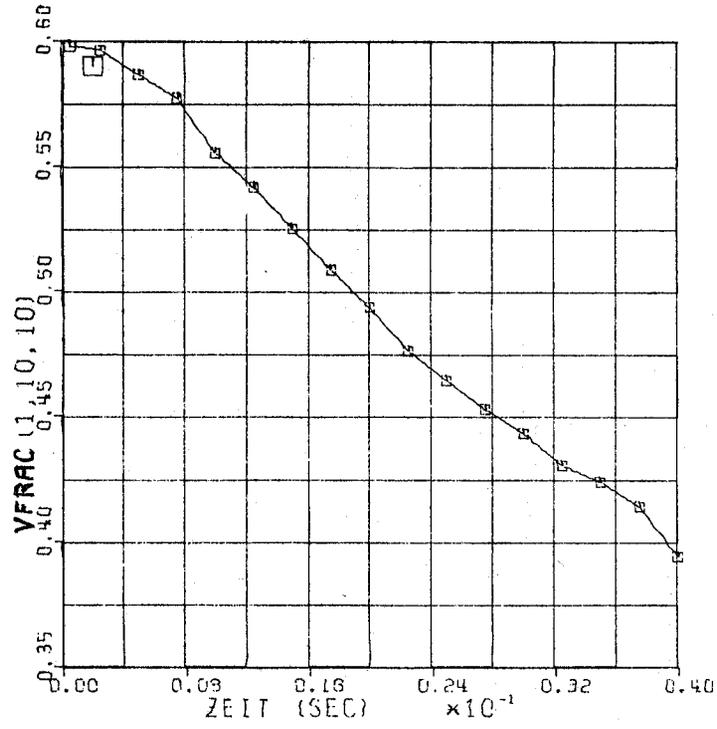


PRESSURE ABOVE POOL

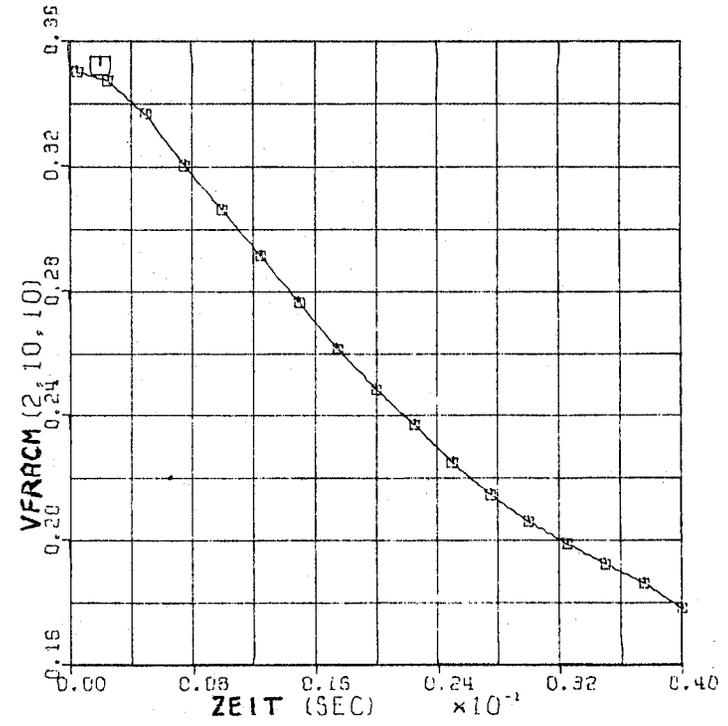


TOTAL ENERGY INPUT

Abb. 7: Poolhöhe, Druck über Pool, zeitliche Energiezufuhr



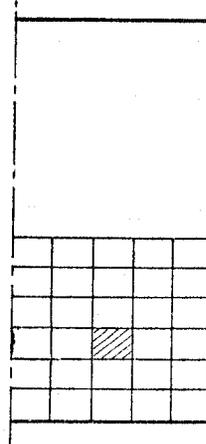
VOLUME FRACTION FUEL



VOLUME FRACTION STEEL

Abb. 8: Volumenfraktionen

NODE OF INTEREST



5. Theoretische Beschreibung der Hüllmaterialbewegung (HMB) nach dem Schmelzen

(G. Angerer, INR)

Modell-Weiterentwicklung

In das Rechenprogramm CMOT zur Beschreibung der HMB /1/ wurde eine Option eingebaut, die es erlaubt, die Bewegung wahlweise bei kohärentem oder inkohärentem Abschmelzen innerhalb eines Brennelements zu simulieren. Während bei der Simulation kohärenten Abschmelzens angenommen wird, daß die ^{Na-}Dampfströmung den Kühlkanal, in dem die HMB stattfindet, nicht verläßt, ist bei inkohärentem Abschmelzen die Möglichkeit der Umleitung der Dampfströmung in Nachbarkanäle mit noch intakten Hüllrohren vorhanden.

Anwendungsrechnungen zum Studium der Dynamik der HMB

Die Rechnungen mit CMOT zum Studium der Dynamik der HMB erbrachten einige interessante neue Erkenntnisse. Als Randbedingungen wurden dabei die Brennstabaußen- und Kühlmitteltemperaturen sowie die Lage und das axiale Ausmaß der Hüllrohrschmelzzone eines gerechneten SNR-300 Kühlungsverlustunfalls /2/ zugrunde gelegt. Es wurde angenommen, zur Natriumdampfproduktion trägt vorwiegend die oszillierende Bewegung der unteren Phasengrenze bei (Chugging), und der nach oben strömende Dampf kondensiert an der oberen Phasengrenze wieder. Der diese Strömung aufrechterhaltende Druckabfall entspricht dem hydrostatischen Druck des flüssigen Natriums. Damit ergibt sich eine Dampfgeschwindigkeit von ca. 75 m/sec für den intakten Kühlkanal vor Beginn der HMB. Die durchgeführten Rechnungen zeigen, daß das in /1/ dargestellte Schema den Bewegungsablauf bei kohärentem Abschmelzen zwar grob beschreibt, jedoch einer Verfeinerung bedarf.

Erreicht die Dampfgeschwindigkeitsreduktion durch die Bildung einer teilweisen Blockade im Staboberteil ein Ausmaß, die für die weitere Hüllmaterialaufwärtsbewegung nicht mehr ausreicht, beginnt der Hüllmaterialfilm nach unten abzufließen (Draining). Während dieser Phase bilden sich, wie die Rechnungen in Übereinstimmung mit experimentellen Beobachtungen zeigen /3/, im Stabunterteil Wellen großer Amplitude aus (Abb. 9b), die durch die Dampfströmung nach oben gezogen werden. Die Wellen gleiten dabei über einen relativ dünnen abwärtsfließenden Film, erstarren an der oberen Blockade und vergrößern diese (Abb. 9d). Gleichzeitig wird das Wachstum der unteren Blockade durch den abwärts fließenden dünnen Film aufrechterhalten. Beide Blockaden werden schließlich so weit vergrößert, daß die

verbleibende Dampfgeschwindigkeit nicht mehr ausreicht, die Wellen nach oben zu bewegen (Abb. 9e).

Völlig anders verläuft der gerechnete Bewegungsablauf unter der Annahme von inkohärentem Abschmelzen. Hier entstehen nun während der Aufwärtsbewegung des Films Wellen. Die dadurch verursachten Kühlkanalverengungen umgeht die Dampfströmung über Nachbarkanäle mit geringerem Strömungswiderstand, wodurch sich die Dampfgeschwindigkeit an den Wellen verringert. Reicht diese für die Wellenaufwärtsbewegung nicht mehr aus, beginnt die Welle über einen dünnen, nach oben bewegten Film abwärts zu gleiten (Abb. 10a). Auf ihrem Weg verkleinert sich die Wellenamplitude. Die Dampfgeschwindigkeit nimmt dadurch wieder zu und zieht die Welle erneut nach oben, wobei diese sich mit abwärtsbewegenden Wellen vereinigen kann (Abb. 10b...10f). Es bildet sich schließlich ein Zustand aus, indem unter einer dünnen, totalen Blockade im Staboberteil ein massiver Pfropfen flüssigen Materials sitzt (Abb. 10f). Dieser Pfropfen wird durch die Dampfströmung oben gehalten und läuft erst nach unten ab, wenn das Ausweichen der Dampfströmung in Nachbarkanäle durch den Beginn des Hüllrohrabschmelzens und der Blockadenbildung in diesen Kanälen verhindert wird. Der abfließende Hüllmaterialpfropfen erzeugt nach seiner Erstarrung im Stabunterteil eine axial ausgedehnte Blockade. Massive untere Blockaden wurden auch in den Bündelexperimenten der TREAT L- und R-Serie beobachtet.

Wie die Rechnungen zeigen, trägt die Wellenbewegung wesentlich zum Hüllmaterialtransport und zur Blockadenbildung bei. Obwohl aus Experimenten die Bildung großer Wellen bei der Rieselfilmströmung seit langem bekannt ist, wurde diese durch die bisherigen theoretischen Ansätze zur Beschreibung der Hüllmaterial- oder Natriumfilmbewegung, soweit uns bekannt ist, nicht nachgebildet.

Bedeutung für den Störfallablauf

Folgt unmittelbar auf den Beginn der HMB ausgedehntes Brennstoffschmelzen mit Austritt von Brennstoff in den Kühlkanal, dann ist um die Kernmitte noch ausreichend Hüllrohrstahl vorhanden. Nach dem Kontakt mit flüssigem Brennstoff kann dieser durch seine Verdampfung die Brennstoffdispersion unterstützen.

Beginnt jedoch ausgedehntes Brennstoffschmelzen erst nach weitgehendem Abschluß der Hüllmaterialumverteilung, haben sich unten und oben Kühlkanalblockaden gebildet, während um die Kernmitte lediglich ein sehr dünner Hüllmaterialfilm verbleibt. In diesem Fall ist die Wahrscheinlichkeit nennenswerter Brennstoffdispersion durch Hüllrohrstahlverdampfung gering. Darüber hinaus wird die Brennstoffdispersion

durch die entstandenen Blockaden erschwert.

Mit Ausnahme dieser extremen Situation besteht jedoch, unterstützt durch die Bewegung großer Hüllmaterialwellen durch den Kernbereich, stets die Möglichkeit für einen Kontakt zwischen einer größeren Hüllrohrstahlmenge und Brennstoff um die Kernmitte.

Literaturhinweise

/1/ G. Angerer

"Theoretische Beschreibung der Hüllmaterialbewegung nach dem Schmelzen"

KFK 1276/1, p 123.1 (1976)

/2/ G. Heusener, et al.

"Analysis of Hypothetical Accidents for SNR-300"

KFK 1834 (1973)

/3/ K. Feind

"Strömungsuntersuchungen bei Gegenstrom von Rieselfilmen und Gas in lotrechten Rohren"

VDI-Forschungsheft 481, Ausgabe B, Band 26 (1960)

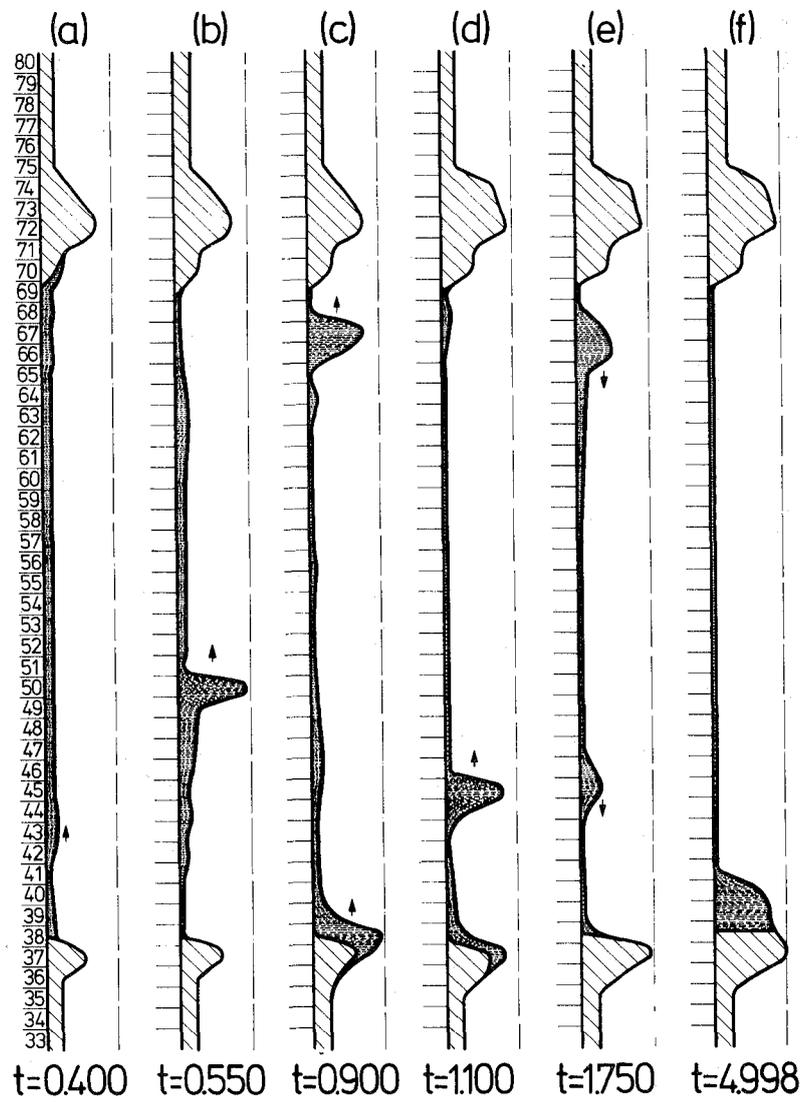


Abb. 9: Hüllmaterialbewegung bei kohärentem Abschmelzen

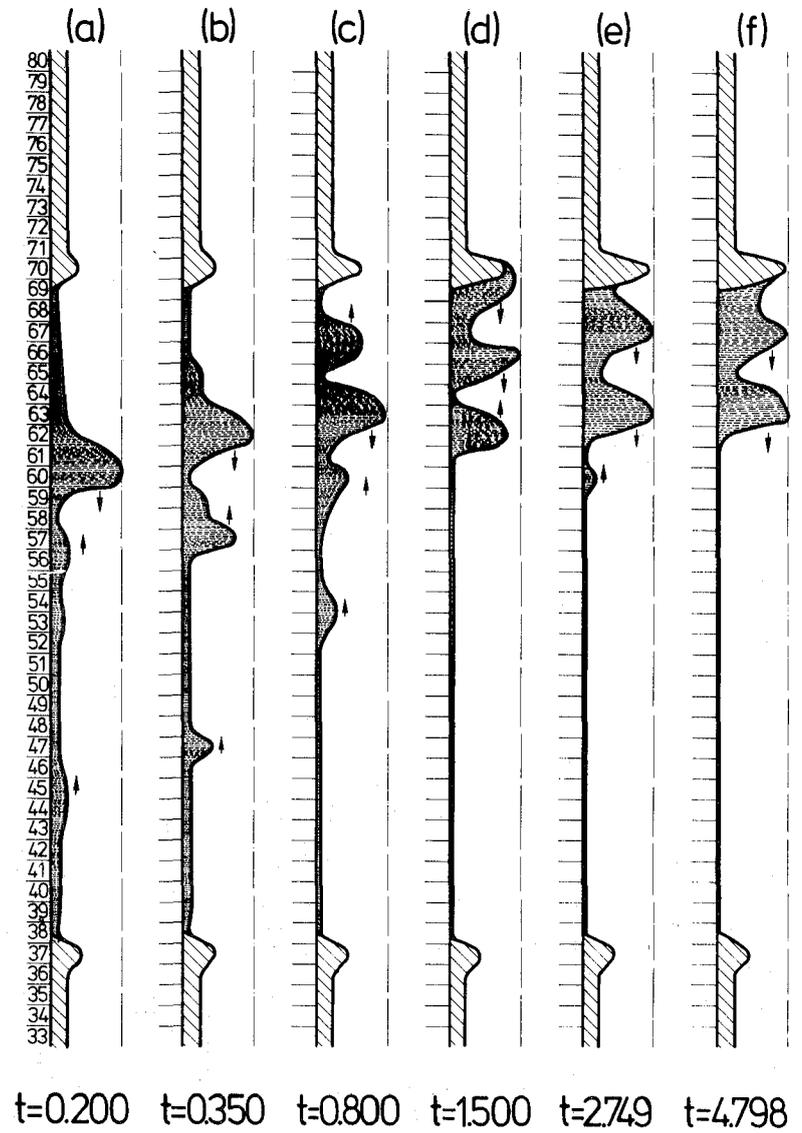


Abb. 10: Hüllmaterialbewegung bei inkohärentem Abschmelzen

1.23.12 Bereitstellung von thermodynamischen Daten von Kernbrennstoffen und Strukturmaterialien

Untersuchungen zum Dampfdruck von flüssigem Oxidbrennstoff^F

(M.Bober, H.U.Karow, K.Schretzmann, INR)

Die Laser-Dampfdruckmessungen an flüssigem UO_2 wurden durch zwei Meßserien bei ca. 3500 und 3950 K weitergeführt /1/. Mit den Messungen in diesem Temperaturbereich soll an die bei tieferen Temperaturen mit konventionellen Meßmethoden gewonnenen Dampfdruckdaten angeschlossen werden. Abb.11

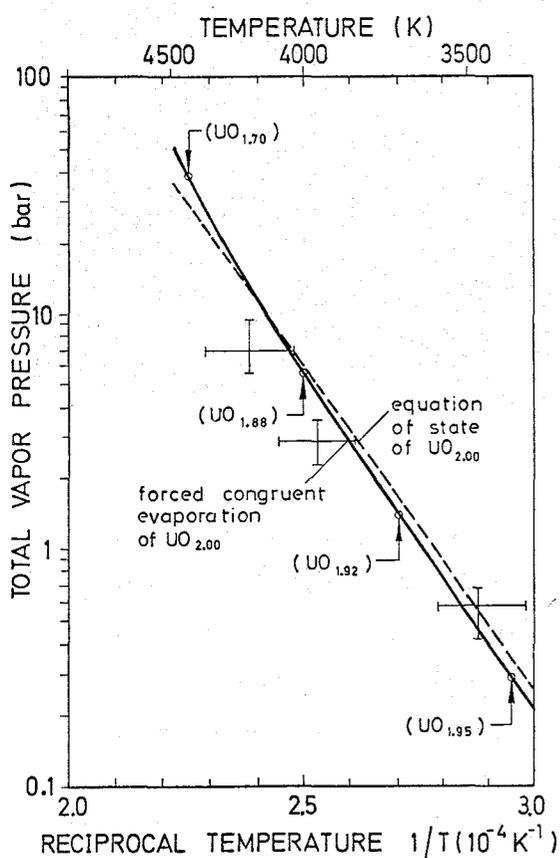


Abb. 11

zeigt die neueren Meßergebnisse sowie ihren experimentellen Streubereich und ebenso die älteren Messungen bei 4200 K. Die auf der Grundlage des Massenwirkungsgesetzes berechneten Dampfdruckkurven für Gleichgewichts- und Nichtgleichgewichtsverdampfung von UO_2 sind ebenfalls wiedergegeben /2, 3, 4/. - Bei tieferen Temperaturen in der Nähe des Siedepunktes sind relativ große systematische Fehler bei der ballistischen Temperaturbestimmung möglich. In den gegenwärtig laufenden Laser-Dampfdruckmessungen wird die Verdampfungstemperatur deshalb zusätzlich pyrometrisch bestimmt. Pyrometrische Temperaturmessungen können bis 4000 K als verlässlich gelten, setzen aber die experimentelle Bestimmung des spektralen Emissionsvermögens des flüssigen Brennstoffs bis etwa 4000 K voraus /2,1/.

Mit der Messung des Strahlungsvermögens von flüssigem UO_2 in einer integrierenden Ulbricht-Kugel wird gegenwärtig begonnen /1/.

Abb.12 zeigt das modifizierte ballistische Meßprinzip für die Dampfdruckmessungen. Das hierbei verwendete Mikropyrometer wurde aus einem kommerziellen SEV-Pyrometer entwickelt. Es erfaßt bei großen Arbeitsabständen (30cm) die Oberflächentemperatur eines Bereichs von $80\mu\text{m } \phi$ der mittels integriertem Zielfernrohr exakt anvisiert wird. Die Ansprechzeit liegt

^F Letzter Beitrag in KFK 1275/4, S. 123-12

im μs -Bereich. Die für die ε -Messungen an flüssigem Brennstoff entwickelte Ulbricht-Kugel ist in Abb.13 gezeigt.

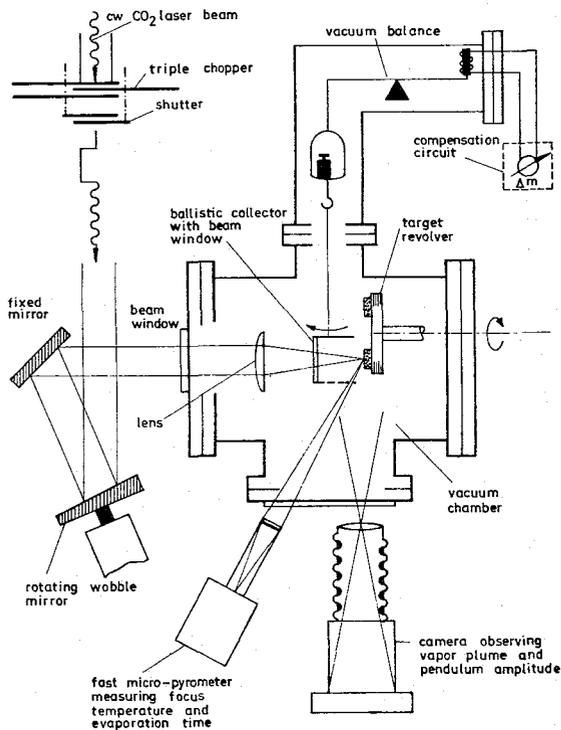


Abb.12

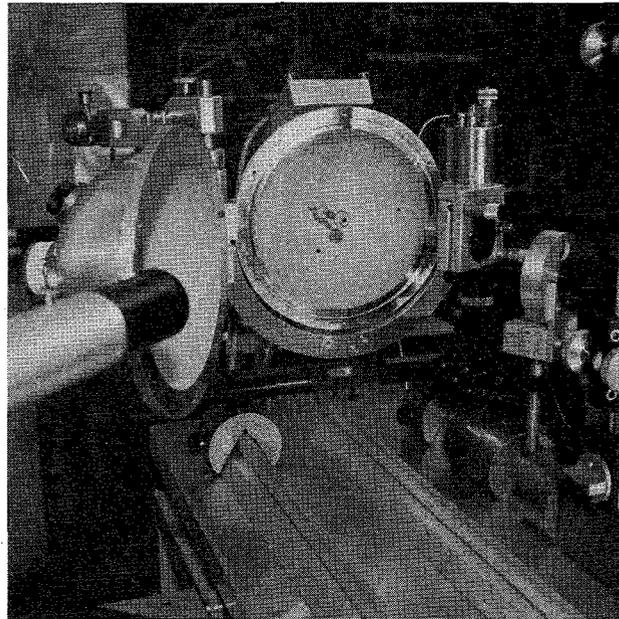


Abb.13

Ergänzend zu den Laserverdampfungsexperimenten wurde in erneuten theoretischen Abschätzungen die Frage geklärt, inwieweit die Seitwärtsbewegung von geschmolzenem Material aus dem Laserkrater -hervorgerufen durch den seitlich gerichteten Druckgradienten in der Flüssigkeitsschicht- die Enthalpiebilanz der Verdampfung bzw. die Laserdampfdruckmessungen beeinflusst. Frühere Aussagen wurden bestätigt /5,1/. So geht die Flüssigkeitsbewegung stark in Meßmethoden ein, die die Energiebilanz in der flüssigen Phase verwenden. Die ballistische Dampfdruckmeßmethode, die auf der Impulsbilanz und auf der Enthalpiebilanz in der Dampfphase beruht, wird durch eine Flüssigkeitsbewegung im Krater praktisch nicht beeinflusst, zum Unterschied von Meßverfahren, die auf der Messung der Verdampfungstiefe im Krater beruhen.

In weiteren theoretischen Untersuchungen wurden Modellrechnungen zu den Laserverdampfungsexperimenten an flüssigem UO_2 durchgeführt /6/. Sowohl für ruhenden als auch für einen bewegten Laserbrennfleck wurden die lokalen zeitabhängigen Verteilungen der Temperatur, der Verdampfungsstromdichte und des Dampfdrucks an der verdampfenden Brennstoffoberfläche aus einer Leistungsbilanz berechnet. In den Rechencode sind bis-

her die Verteilungen der Wärmezufuhr der durch Verdampfung abgeführten Enthalpie sowie die Aufheizung des Bodenkörpers und die Wärmestrahlung einbezogen, außerdem die teilweise Rückstreuung des abströmenden Dampfes. Den experimentellen Bedingungen entsprechend wurden die einge-

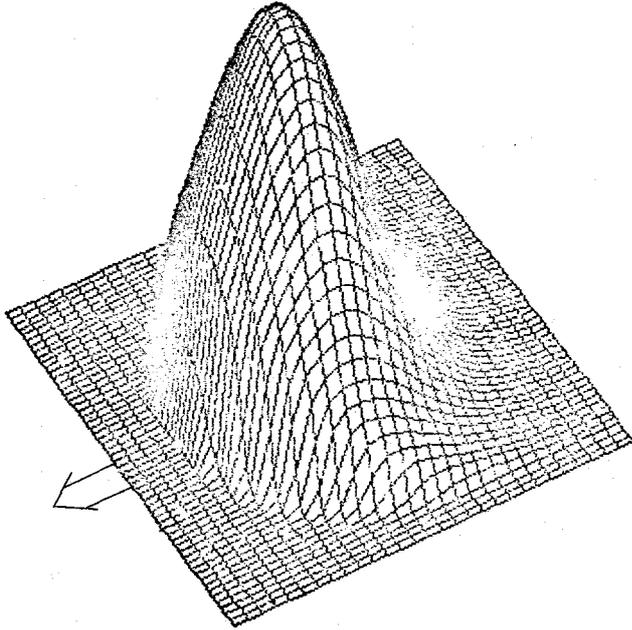


Abb.14

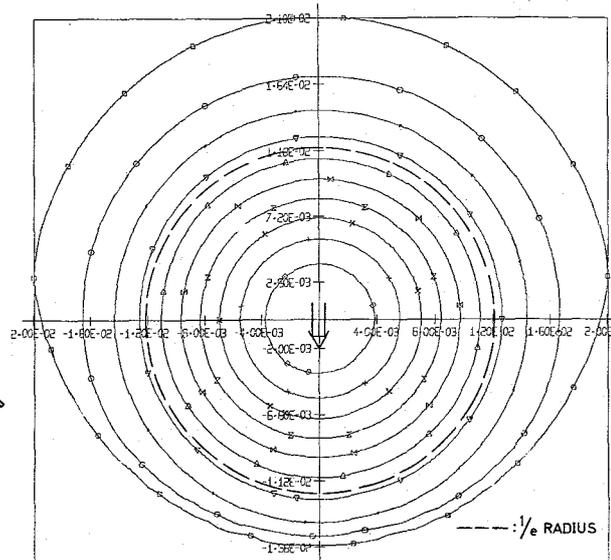


Abb.15

strahlte Leistungsdichte und der Vorschub des Brennflecks variiert. Abb.14 zeigt in einem Beispiel in räumlicher Darstellung die sich für einen bewegten Brennfleck ergebende Verdampfungsstromdichte. Die zugehörige Höhenlinienverteilung ist in Abb.15 dargestellt. Man erkennt an diesem Fall, daß die durch die Brennfleckbewegung verursachte Unsymmetrie der Verdampfungsstromdichte erst außerhalb des $1/e$ -Radius der zugeführten Leistungsdichte berücksichtigt werden muß. Diese Modellrechnungen verbessern die Auswertung der Laserverdampfungsexperimente und der Dampfdruckmessungen.

Literatur

- /1/ M.Bober, W.Breitung, H.U.Karow, K.Schretzmann: KFK-Bericht 2366 (1976)⁺
- /2/ M.Bober, H.U.Karow, K.Schretzmann: IAEA Symp. "Thermodynamics of Nucl.Mater. 1974", Vol.1, Wien 1975
- /3/ M.Bober, H.U.Karow, K.Schretzmann: Nucl.Technology 26 (1975) 237.
- /4/ W.Breitung: KFK-Bericht 2091 (1975).
- /5/ M.Bober, W.Breitung, H.U.Karow, K.Schretzmann: J.Nucl.Mater.60(1976)20.⁺
- /6/ M.Bober, H.U.Karow, K.Schretzmann: Unveröffentlicht

⁺ Veröffentlichungen im Berichtszeitraum

1.23.2 Verhalten von Reaktorbauteilen unter dynamischer Belastung

1. Verifizierung von ARES^x

(Y.S. Hoang, IRE)

Die Verifizierung der z.Z. verwendeten Programme zur Analyse der mechanischen Auswirkungen von Leistungsexkursionen auf das Primärcontainment ist für die sicherheitstechnische Beurteilung und die Auslegung des Primärsystems unerlässlich. Eine derartige angestrebte Verifizierung von Rechenprogrammen muß durch Vergleich von experimentellen und theoretischen Ergebnissen und durch vertiefende Arbeiten zu den physikalischen Modellen und den numerischen Techniken erfolgen.

Im Rahmen des Austauschs von F+E-Ergebnissen zwischen der GfK und der UKAEA stehen der GfK Resultate einer umfangreichen Serie von Tankexplosionsversuchen zur Verfügung. Es ist geplant, einen Großteil der Experimente mit dem von der Firma Interatom erstellten Rechenprogramm ARES nachzurechnen bzw. eine vorausgehende Berechnung durchzuführen, um u.a. auf dieser Basis gegebenenfalls Modifikationen an dem Rechenprogramm vorzunehmen. Dieses Vorhaben wird in Zusammenarbeit zwischen der GfK, der Firma Interatom und dem Institut für Reaktorsicherheit durchgeführt.

In Vorbereitung auf diese Arbeiten wurde das Rechenprogramm ARES übernommen und implementiert. Hierbei mußten eine Reihe von programmtechnischen Fehlern identifiziert und beseitigt werden. Ferner war eine Programmerweiterung erforderlich, um Plot-Programme anschließen zu können; die im Zusammenhang mit früheren Arbeiten erstellten Plot-Routinen konnten nach einigen Modifikationen Anwendung finden. Das in Absprache mit Interatom und dem Institut für Reaktorsicherheit zur Nachrechnung vorgesehene erste Experiment WT5 dient als Testfall.

2. Entwicklung einer nichtlinearen Schalentheorie^x

(T. Malmberg, IRE)

Die Analyse der mechanischen Auswirkungen des Bethe-Tait-Störfalls auf den Reaktortank und seine Einbauten erfordert die Anwendung einer nichtlinearen Schalentheorie. Durch diese wird eine approximative Berechnung des elastisch-plastischen Verhaltens flächenhafter Strukturen unter transienter Belastung erreicht.

Zur Überprüfung von Schalenmodellen in den z.Z. angewandten Rechenprogrammen wie ARES oder ASTARTE, und um bisher nicht erfaßte physikalische Phänomene abschätzen und gegebenenfalls berücksichtigen zu können, wurden geometrieunabhängige

^x Erster Bericht. BzFE-Nr. 537.0

Bewegungsgleichungen für Schalen aus den Invarianzeigenschaften des Energiesatzes hergeleitet. Zur Anwendung kommen hier die Invarianz des Energiesatzes gegenüber gleichförmiger translatorischer Starrkörperbewegung (Galilei-Invarianz) und die Invarianz gegenüber rotatorischer Starrkörperbewegung des Bezugssystems. Als kinematische Einschränkung wurde die Bernoullische Hypothese unter Berücksichtigung von Schubverformungen und Änderungen der Wandstärke vorausgesetzt.

Die ermittelten Bewegungsgleichungen stellen ein System von sechs nichtlinearen partiellen Differentialgleichungen dar, die durch eine Symmetriebedingung für die Momente ergänzt werden; wegen der Forderung der lokalen Unabhängigkeit der Verzerrungsmaße der Schale muß diese Bedingung identisch erfüllt sein; daraus folgt schließlich die (partielle) Symmetrie des Spannungstensors und damit die Symmetrie der Momente. Im Gegensatz zu dem bei anderen Verfahren üblichen Vorgehen, bei dem die Symmetrie des Spannungstensors axiomatisch vorausgesetzt wird, ist die hier entwickelte Schlußweise konsistenter. Für den Fall der Zylinderschale wurden die Bewegungsgleichungen in Komponentenform dargestellt.

Die Entwicklung geeigneter zweidimensionaler Stoffgesetze für Schalen ist Gegenstand weiterer Arbeiten.

1.23.3 Untersuchung von Kühlungsstörungen1.23.32 Untersuchungen zur Nachwärmeabfuhr aus einem Bündel *

(A. Kaiser, W. Pepler, M. Straka, IRE)

Im Zusammenhang mit der Sicherheitsanalyse eines schnellen natriumgekühlten Reaktors wurden 2 Fragestellungen zur Nachwärmeabfuhr näher untersucht:

- Welche Wärmeleistung kann aus einem am Einlaß vollständig blockierten Brennstabbündel durch Na-Verdampfung stationär abgeführt werden?
- Welche Wärmeleistung kann durch Naturkonvektion verbunden mit Sieden aus dem Brennstabbündel abgeführt werden?

Die Antwort auf die erste Fragestellung hängt weitgehend davon ab, wieviel Natrium von oben als Film entgegen der Dampfströmung dem Element zugeführt wird.

Der zweite Punkt setzt voraus, daß sämtliche Primärkreisläufe ausgefallen sind und die Nachwärme nur noch durch Naturkonvektion über das Notkühlsystem (Tauchkühler) im Reaktortank abgeführt werden kann.

Zur Untersuchung dieses Problemkreises wurden zwei Reihen von Siedeversuchen mit Natrium in elektrisch beheizten Mehrstabbündeln (7 bzw. 37 Stäbe, s. Abb. 16 und 17) durchgeführt (s. Tabelle 6). Nachfolgend werden die wichtigsten Versuchsergebnisse wiedergegeben und Schlußfolgerungen daraus für die Verhältnisse im SNR 300 gezogen.

Vollständige Blockade (7-Stabbündel)

Das Sieden setzte mit Siedeverzügen (bis zu 26 °C) im oberen Teil der beheizten Strecke ein und erfaßte nach ca. 2 s bereits mehr als die Hälfte der beheizten Zone. Es folgten lokale Dryout-Perioden, die durch Wiederbenetzung der Heizer unterbrochen wurden, im Laufe der Versuche aber zu immer höheren Überhitzungen der Heizer (bleibender Dryout) und dadurch schließlich zur Leistungsabschaltung führten.

* BzFE-Nr. 532.3a
Erstmals berichtet

Die Ursachen für das Versagen der Kühlung wurden an Hand eines einfachen physikalischen Modells [1], bei dem ein an den Stäben entgegen den Dampfströmungen herabrieselnder Film die zur Aufrechterhaltung der Kühlung erforderlichen Flüssigkeitsmengen heranführt, untersucht.

Die Rechnung ergab für den Querschnitt am Ende des beheizten Abschnitts unter Berücksichtigung des dortigen Abstandshalters eine stationär abführbare Wärmeleistung entsprechend einer Heizflächenleistung von $2,24 \text{ W/cm}^2$. Für den freien Bündelquerschnitt wurde ein Wert von $9,7 \text{ W/cm}^2$ errechnet. Dieses Ergebnis erklärt offensichtlich die Tatsache, daß die in den Versuchen eingestellten Leistungen noch über der Leistung lagen, die kontinuierlich abführbar ist.

Für das SNR 300-MKIA Brennelement wurden, bei Berücksichtigung des Wabenabstandshalters, auf diese Weise kühlbare Heizflächenbelastungen errechnet, die nur 0,5 % der Leistung bei Vollast entsprechen. D.h., die Nachwärmeabfuhr aus dem Bündel ist nur bis zu dieser Leistung gewährleistet. Ohne die Wabenabstandshalter bzw. mit Wendeldrahtabstandshaltern läge die abführbare Heizflächenleistung bei 3 % der Leistung bei Vollast.

Naturkonvektion (37-Stabbündel)

Bei dieser Versuchsreihe wurden die Heizleistung und der Systemdruck in jeweils 2 Stufen variiert (s. Tabelle 6). Um den Einfluß des Strömungswiderstandes (z.B. am Bündeleintritt) des Naturkonvektionskreislaufs auf die Kühlbarkeit des Bündels unter Siedebedingungen zu ermitteln, wurde das Drosselventil vor der Teststrecke in Abständen von 1 min stufenweise weiter, jedoch nicht vollständig geschlossen.

Nach Siedebeginn bildet sich im oberen Teil des Bündels eine 2-Phasenströmung aus, die sich mit zunehmender Drosselung immer mehr in die beheizte Zone ausbreitet. Dies veranschaulicht die axiale Temperaturverteilung, die für verschiedene Drosselstufen bzw. Massendurchsätze \dot{m} in Abb. 18 dargestellt ist.

[1] W. Pepler: Experimentelle Untersuchungen der Siedevorgänge mit Natrium in engen Kanälen und deren Anwendung auf schnelle Reaktoren, KFK-Ext. 8/72-1

Die Versuche haben gezeigt, daß trotz der künstlich herbeigeführten starken Durchsatzreduktion eine Wärmeleistung in der Größenordnung der Nachzerfallswärme aus dem beheizten Bereich durch Naturkonvektion abgeführt werden kann.

In dem untersuchten Bereich haben die Siedevorgänge die Naturkonvektion stets verstärkt. Es wurden keine dry-out-Perioden festgestellt.

Eine direkte Übertragung unserer Ergebnisse auf die SNR 300-Naturkonvektionsschleife ist z.Z. noch nicht möglich, da ein detaillierter Vergleich der thermodynamischen und geometrischen Daten der beiden Kreislaufsysteme erst durchgeführt werden muß.

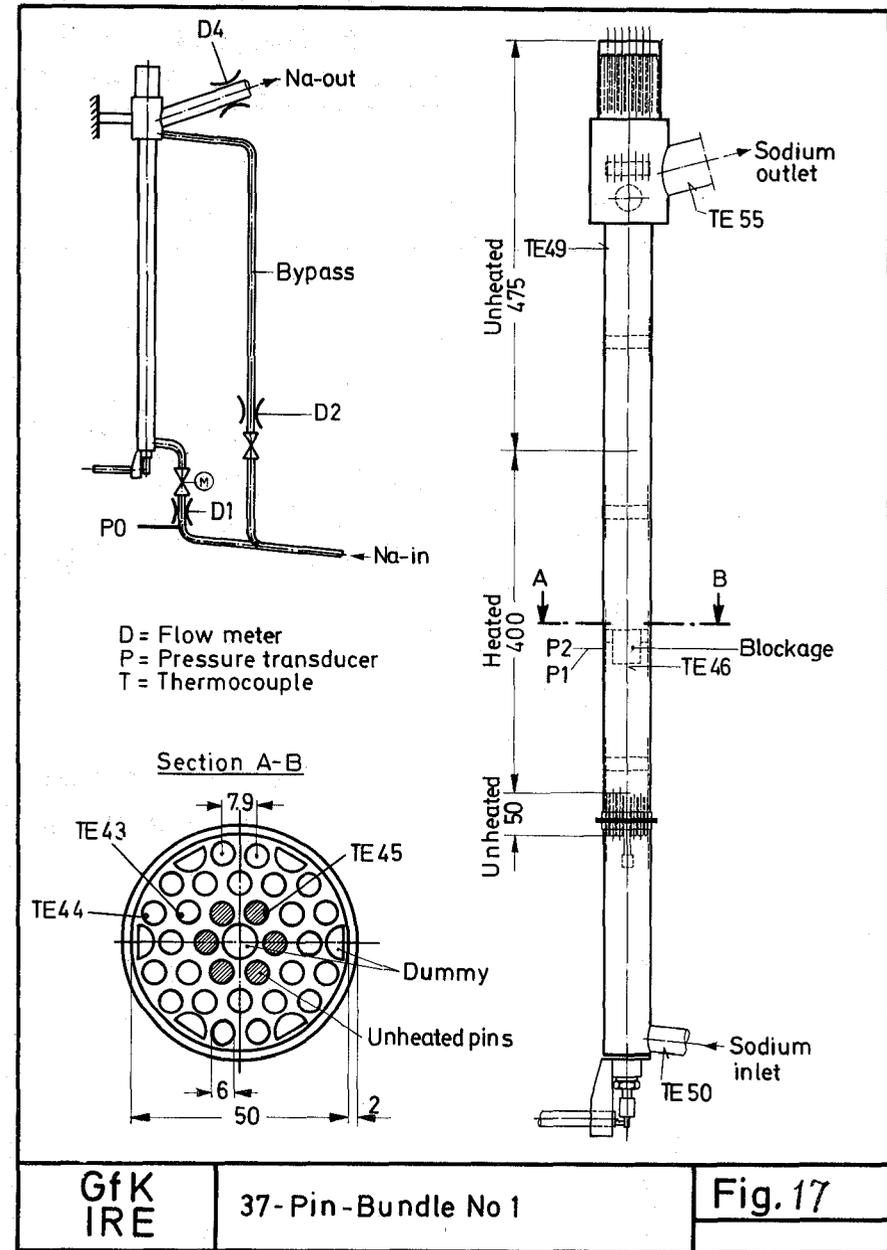
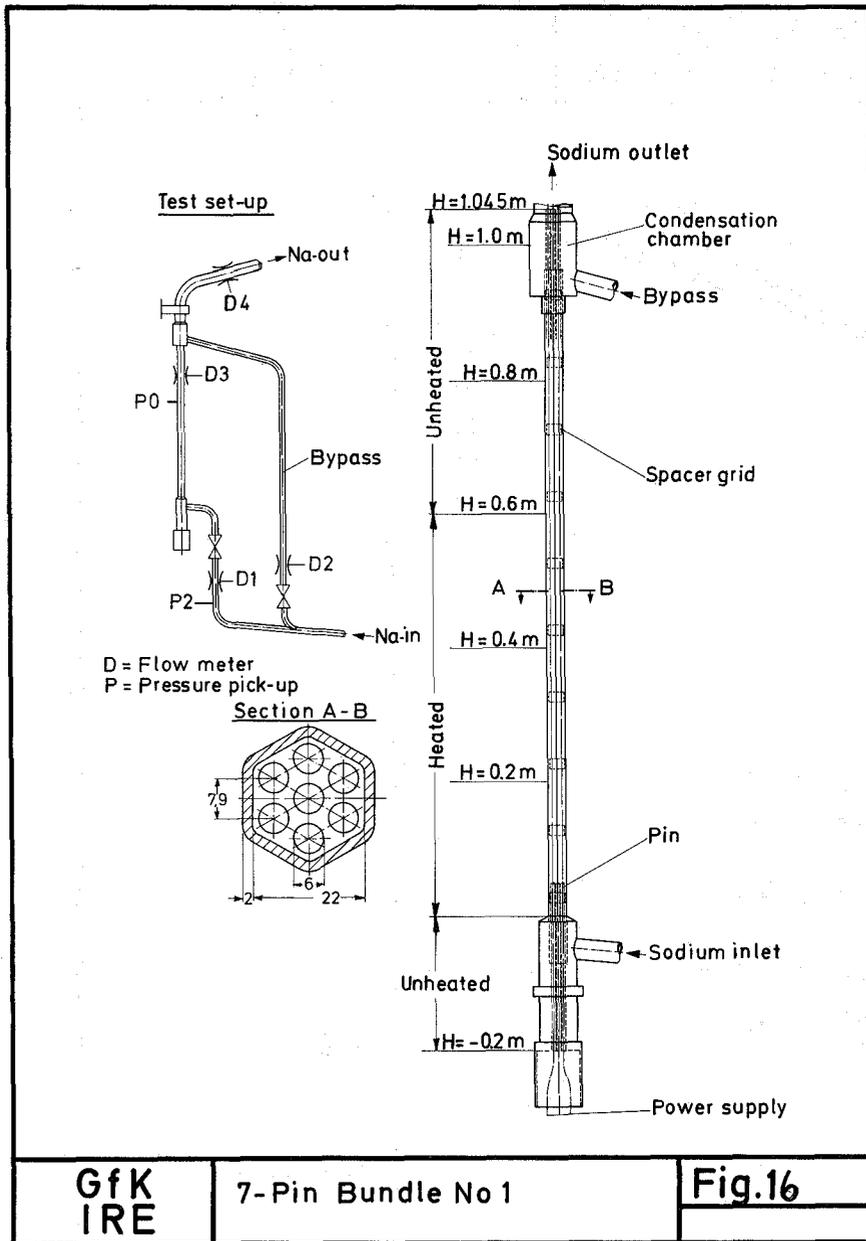
Um unsere bisherigen Ergebnisse noch weiter zu festigen sowie die höchste abführbare Wärmeleistung zu bestimmen, sind weitere Versuche zum Sieden unter Naturkonvektion in einem zweiten 37-Stabbündel geplant.

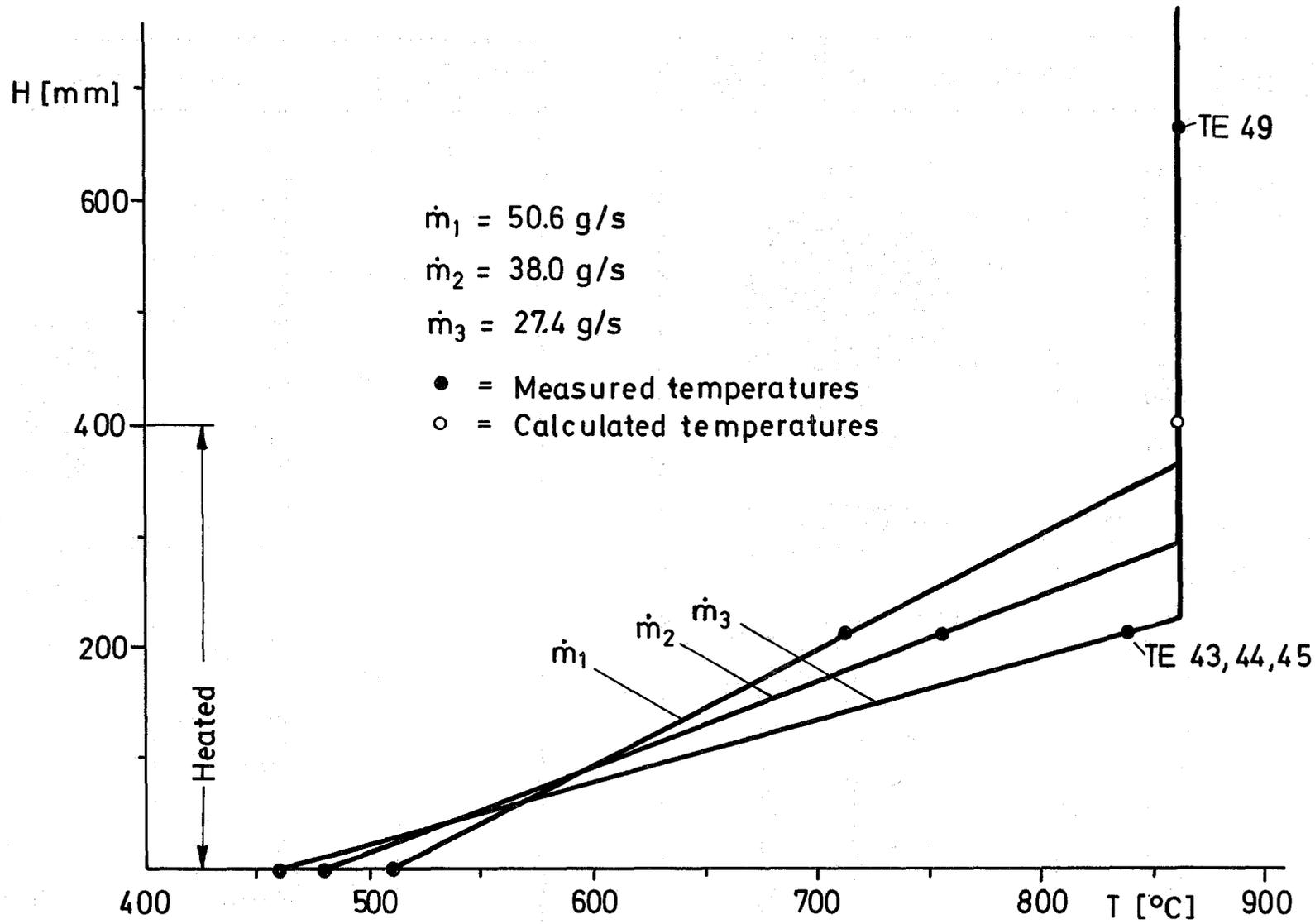
Veröffentlichung zu 1.23.32

- (1) A. Kaiser, W. Pepler, M. Straka:
Decay Heat Removal from a Pin Bundle,
International Meeting on Fast Reactor Safety and Related Physics,
October 6-8, 1976, Chicago

Versuchs- Nr.	Heizflä- chenleistg. W/cm ²	Siededruck bar	Siedever- zug °C	Eintritts- ventil	Bemerkung
7-1/43	18,7	1,55	15	geschlossen	Abschaltung infolge Dryout nach $\Delta t=8,7s$
7-1/45	13,2	1,55	26	"	dto., $\Delta t=12,7s$
7-1/46	8,3	1,55	26	"	dto., $\Delta t=23,4s$
37-20/50	9,2	0,84	8	stufenweise geschlossen	kein Dryout
37-20/51	13,8	0,84	0	"	kein Dryout
37-20/52	9,4	1,24	30	"	kein Dryout
37-20/53	13,7	0,84	25	"	kein Dryout

Tab. 6: Übersicht über Versuche zur Nachwärmeabfuhr aus Bündeln.





123-38

GfK
IRE

Development of the Axial Temperature Profile
at Low Power and Stepwise Throttled Natural
Convection in the Experiment 37-20/53

Fig.18

1.23.33 Lokales Sieden in einem 60°- Bündelausschnitt im ECN, Petten *

(B.Dorr, K.Schleisiek, IRE)

Letzter Bericht in KFK 1276/1, S. 123-22

Bei diesem von GfK und ECN gemeinsam bearbeiteten Vorhaben werden Natrium-Siedeexperimente in einem elektrisch voll beheizten, maßstabgerechten Ausschnitt aus einem SNR-Brennelement mit lokalen Blockaden durchgeführt. In diesem Beitrag wird über die im Bereich der Blockade gemessenen Temperaturverteilungen und über die bisher durchgeführten Siedeexperimente berichtet.

Die als Parameterstudie durchgeführten Einphasenversuche im Natrium zeigen, daß die Temperaturverteilung im Rezirkulationsgebiet von der Reynoldszahl abhängt. Eine ausgeprägte Temperaturverteilung als Folge einer Rezirkulationsströmung bildet sich bei $Re = 1 \cdot 10^4$ und ändert sich mit zunehmender Reynoldszahl derart, daß hinter der Blockade ein ausgedehntes isothermes Gebiet entsteht. Für $Re = 3,6 \cdot 10^4$ sind in Abb. 19 die Isothermen hinter der Blockade im Längsschnitt des Bündels veranschaulicht. Die gemessenen Temperaturen werden zur allgemeinen Darstellung als Temperaturkennzahlen θ angegeben

$$\theta_i = \frac{T_i - T_{\text{Block}}}{\Delta T / \Delta Z} \quad [m] .$$

Wobei T_i die gemessene mittlere Temperatur einer Meßstelle im Rezirkulationsgebiet, T_{Block} die mittlere Temperatur in der Hauptströmung in Höhe der Blockade und $\Delta T / \Delta Z$ der axiale Temperaturgradient im ungestörten Bündel in Höhe der Blockade ist.

In Abhängigkeit von der Reynoldszahl wandert auch das Gebiet maximaler Temperaturen: unmittelbar hinter der Blockade erfolgt mit zunehmender Reynoldszahl eine Verlagerung vom Blockadezentrum zum Blockaderand hin. Dabei bleibt die max. Temperaturerhöhung hinter der Blockade konstant und beträgt als Temperaturkennzahl $\theta_{\text{max}} = 0,80m$. Diese maximale Temperaturerhöhung liegt um 18% höher, als nach den Vorversuchen mit Wasser gemessen wurde. Dies ist auf die unterschiedliche Anordnung der Abstandshalter zurückzuführen.

* BzFE-Nr. 532.1

Im Bereich der Rezirkulationsströmung, wo wieder eine Parallelströmung im gesamten Querschnitt erwartet wird, liegt ein zweites Temperaturmaximum vor. Die Strömungsuntersuchungen im Wasserkreislauf des IRE zeigen im Zentrum hinter dem Rezirkulationsgebiet eine strömungsarme Zone, wenn die Rezirkulationsströmung durch einen Abstandshalter begrenzt wird. Diese strömungsarme Zone ist identisch mit dem Gebiet des zweiten Temperaturmaximums.

Bisher wurden acht Siedeversuche bei Natrium-Geschwindigkeiten von 1,5 und 2 m/sec, einer Wärmestromdichte bis zu 165 W/cm^2 und einer max. Temperatur bis zu 885°C durchgeführt. Die maximale Absenkung der Sättigungstemperatur in der Blase gegenüber der Maximaltemperatur vor dem Sieden betrug $\Delta T=45 \text{ K}$. Die bisherige Auswertung zeigt, daß bereits bei Temperaturabsenkungen von $\Delta T=10 \text{ K}$ ein stabiles Einzelblasensieden vorliegt, wobei das Sieden unmittelbar hinter der Blockade, im Gebiet des 2. Temperaturmaximums oder in beiden Gebieten gleichzeitig auftreten kann. Unmittelbar hinter der Blockade wird die Blase bis zu 55 mm lang bei einer Pulsationsfrequenz von 5 bis 7 Hz und einem maximalen Blasenvolumen von 14 cm^3 . Die Blase im Gebiet des 2. Temperaturmaximums pulsiert mit annähernd 20 Hz und weist ein maximales Blasenvolumen von 4 cm^3 auf.

Während der Siedeexperimente fielen zwei Heizstäbe aus. Die Ursache dafür konnte noch nicht geklärt werden. Ein dry-out wurde bisher nicht registriert.

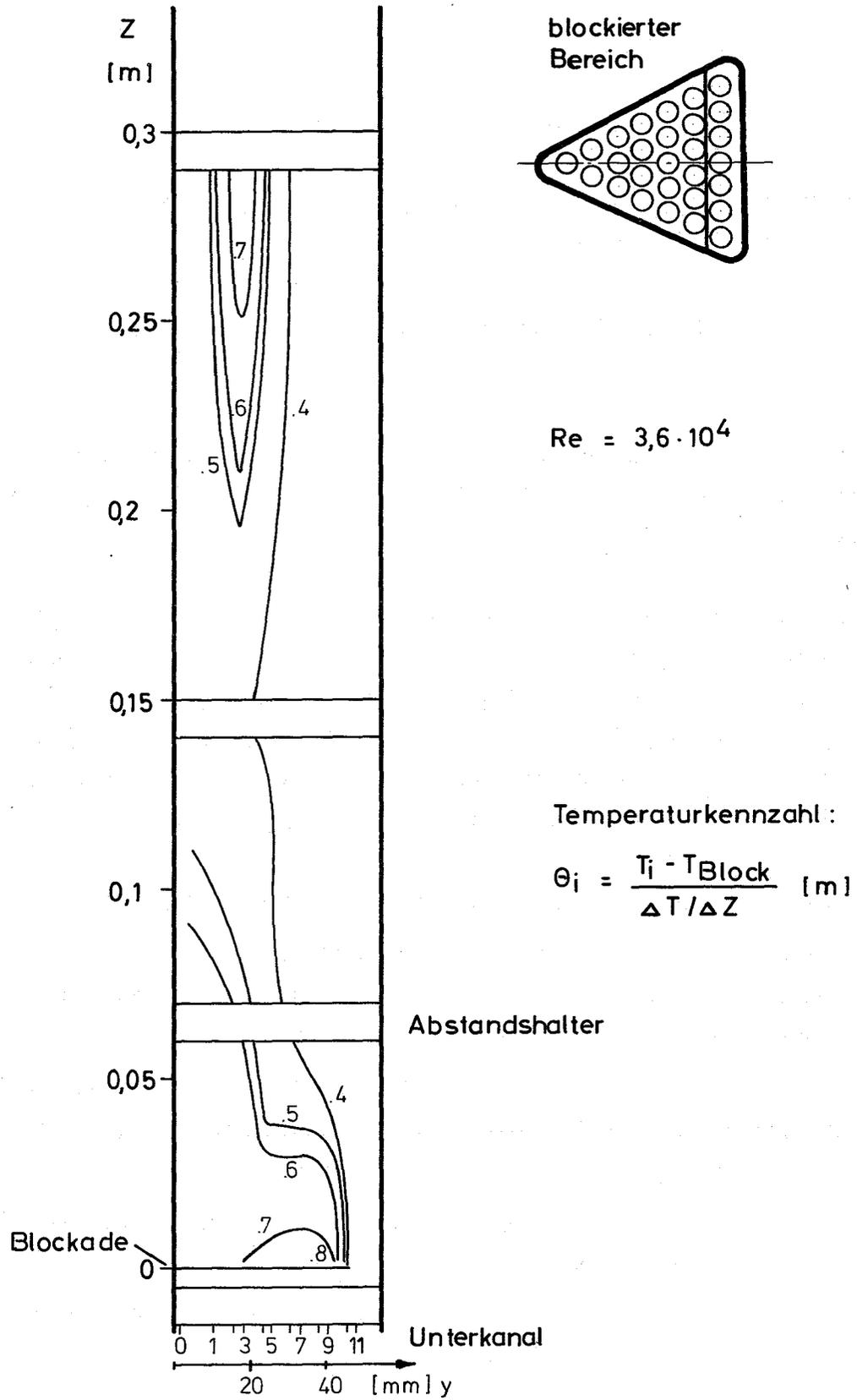


Abb. 19 Isothermen im Natrium hinter der 68,5%-Blockade im 60°-Bündel-Ausschnitt

1.23.4 Störfallverhalten von Brennstäben1.23.43 Transientenversuche im CABRI-Reaktor^FErprobungen von Instrumentierungen der CABRI-Teststrecke

(Institut für Kerntechnik, TU Hannover)

Untersuchungen zum dynamischen Verhalten von Thermoelementen ¹⁾

Nach dem erfolgreichen Abschluß des Meßprogramms zur Bestimmung des Thermo-element-Übertragungsverhaltens ist mit der Auswertung der aufgezeichneten Signale begonnen worden.

Die Analyse der gemessenen autospektralen Leistungsdichten von Intrinsic-Thermoelementsignalen hat ergeben, daß im wichtigen Frequenzbereich < 100 Hz das Temperaturrauschspektrum konstante Leistungsdichte aufweist. Damit ist die Möglichkeit gegeben, die Bestimmung des Übertragungsverhaltens der verschiedenen Testthermoelemente über Interpretation von Autospektren, frequenzabhängigen Laufzeiten, Phasengängen usw. durchzuführen.

Die bisher durchgeführte Auswertung läßt folgende Aussagen zu:

- Das Übertragungsverhalten von TI-Thermoelementen hängt kaum von der Fluidströmungsgeschwindigkeit ab. Es wird hauptsächlich durch Wärmeleitvorgänge im Innern des Elementes geprägt.
- Die Anströmrichtung des Fluids beeinflusst die Grenzfrequenz eines TI-Thermo-elementes stark, des TM-Thermoelementes wenig, beim Intrinsic-Thermoelement konnte bisher kein Einfluß festgestellt werden.
- Bei TM- und Intrinsic-Thermoelementen wird das Übertragungsverhalten stärker durch Strömungsgeschwindigkeitsänderungen beeinflusst.
- Thermoelemente äquivalenter Geometrien, aber verschiedener Hersteller, weisen große Unterschiede in den Grenzfrequenzen auf.
- Das Temperaturrauschspektrum natürlicher Fluktuationen unterscheidet sich stark von Spektren, die durch eingespritztes Natrium erzeugt werden.

1)

Mit dem Vergleich der Meßinstrumente und den Resultaten der theoretischen Voruntersuchungen wurde begonnen.

Außerdem sind für zwei Prototypen der CABRI-Durchflußmesser bei unterschiedlichen Betriebsbedingungen Konstanten zu Na-Durchsatzmessungen ermittelt worden.

Untersuchungen zum dynamischen Verhalten von Natrium-Instrumentierungen auf Gas- und Dampfblasen in fließendem Natrium²⁾

Es wurden verschiedene Instrumentierungen für das CABRI-Experiment unter zweiphasigen Bedingungen (Schutzgas/flü.Natrium) auf ihr dynamisches Verhalten hin untersucht.

Die infolge der Betriebsstörung während der ersten Meßreihe April 1976 aufgetretenen Beschädigungen der Teststrecke und einiger Detektoren wurden behoben. Außerdem sind einige konstruktive Veränderungen der Teststreckenbefestigung vorgenommen worden. Anfang September 1976 wurde die Teststrecke wieder in den Kreislauf des IRB eingebaut, und mit den Messungen ist begonnen worden. Die Messungen dauern z.Z. noch an, sie sollen Ende Oktober beendet werden. Bisher konnten diejenigen Untersuchungen abgeschlossen werden, bei denen der Brennstabsimulator in der Strecke eingebaut war.

Im Anschluß an die Meßreihe April 1976 wurde eine Voruntersuchung der bis dahin aufgezeichneten Signale durchgeführt. Die Ergebnisse sind als Zwischenbericht zusammengefaßt worden. Bisher sind folgende Aussagen möglich:

- Blasengeschwindigkeiten lassen sich sehr gut mit Hilfe der Korrelationsanalyse bestimmen. Dabei sind auch Korrelationen zwischen unterschiedlichen Detektortypen möglich (z.B. Chen-Jodel, Chen-Durchflußmesser).
- Durch Auswahl geeigneter Frequenzbereiche lassen sich getrennt die Geschwindigkeiten großer und kleiner Blasen ermitteln.
- Durch Analyse des Amplitudenverlaufes der Signale können Blasenform und Größe sowie der örtliche Gasgehalt im Strömungskanal bestimmt werden.

²⁾ Auftrag 601 / A3 / 336640 b

- Durchflußmesser, Jodel-Detektoren und Chen-Detektoren weisen gegenüber Gasblasen unterschiedliche effektive Einflußbereiche auf.
- Der Signalverlauf eines el.mag. Durchflußmessers ändert seine Charakteristik deutlich mit dem Gasgehalt.

1.23.44 In-pile Sicherheitsexperimente Mol 7C *

(Zusammengestellt von: W. Kramer, IRE, L. Schmidt, IMF,
G. Vanmassenhove, A. Verwimp, S.C.K./C.E.N.)

Zweck der im Reaktor BR2 als gemeinsames Vorhaben zwischen der GfK und dem S.C.K./C.E.N. geplanten Sicherheitsexperimente ist die Untersuchung des Verhaltens eines Brennstabündels unter gestörten Kühlungsbedingungen.

Im Zeitraum seit dem letzten Bericht lag der Schwerpunkt der Arbeiten auf der Vorbereitung und Durchführung verschiedener Vorversuche sowie der Herstellung des Testbündels und der Versuchseinrichtung für das erste Experiment. An Vorversuchen wurden durchgeführt:

- Untersuchungen in einem Wasserkreislauf zur Ermittlung der hydraulischen Verhältnisse im Testbündel mit und ohne Zusatzkühlung der lokalen Blockade.
- Spezielle Erprobung der Fertigungs- und Montagemöglichkeiten des Testbündels, insbesondere der lokalen Blockade. Hierzu gehören auch aufwendige Löt- und Schweißversuche an verschiedenen Bauteilen und Meßfühlern.
- Versuche mit einem elektrisch beheizten Modellbündel im Natrium-Siedekreislauf NSK zur Bestimmung der Temperaturverteilung im Blockadebereich im einphasigen Betrieb und bei Siedebedingungen.
- Erprobung zweier unterschiedlicher Durchflußmessertypen (Wirbelstrom und Permanentmagnet) unter realistischen Einbaubedingungen im NSK.
- Untersuchung verschiedener Loopkomponenten in Wasser- und Natrium-Kreisläufen (Absperr- und Drosselventil, Durchsatzverteilung in der Teststrecke, Entgasungssystem, Dichtungselemente).

Theoretische Untersuchungen befaßten sich u.a. mit dem Einfluß der "Schieflast" aufgrund der Eigenabschirmung der Brennstäbe im epithermischen Neutronenfluß auf die Beanspruchung der Brennstäbe.

✕

Letzter Bericht in KFK 1275/4 , S. 123-32

BzFE-Nr. 538.0

Die Spannungs- und Verformungsanalyse zeigten, daß unter der konservativen Annahme vollständig behinderter thermischer Biegung und unter Berücksichtigung eines Innendrucks von 60 bar die maximale Vergleichsspannung $12,6 \text{ kp/mm}^2$ beträgt. Dieser Wert liegt nur geringfügig oberhalb der Streckgrenze. Eine Gefährdung der Brennstäbe durch diese mechanischen Effekte wird nicht erwartet.

In Ergänzung zur früheren Sicherheitsanalyse der Loop-Druckrohre wurden weitere Parameterrechnungen zum Druck-Zeit-Verlauf bei örtlichen Brennstoff-Natrium-Wechselwirkungen durchgeführt, die als Eingabe für Rechnungen zum dynamischen Verhalten der Kühlmittelströmung bei örtlichen Druckpulsen dienten.

Des Weiteren wurden die Betriebsweise des Reaktors während der Vorbestrahlungsphase festgelegt und die entsprechenden neutronenphysikalischen Rechnungen durchgeführt. Damit verbundene Untersuchungen zur Corekonfiguration zeigten, daß der Einsatz eines speziellen Treiberelements vorteilhaft ist.

Die Arbeiten zur Bereitstellung der Versuchseinrichtung für das erste Experiment standen in Mol und Karlsruhe im Vordergrund. Zu erwähnen sind insbesondere:

- die Assemblierung des Brennstabbündels einschließlich der lokalen Blockade und der dazugehörigen Meßfühler (siehe Abb. 20),
- die Bereitstellung der Testinstrumentierung sowie der erforderlichen Meßelektronik,
- die Montage des in pile-Einsatzes, insbesondere des eigentlichen Teststreckebereiches (siehe hierzu Abb. 21, die ein Detail der Meßleitungsführung am Teststreckeneintritt zeigt),
- die Erweiterung der sekundären und tertiären Kühlkreisläufe (out of pile-Anlage),
- die Installation der Datenerfassungsanlagen im Reaktorgebäude einschließlich eines ersten Probetriebes.

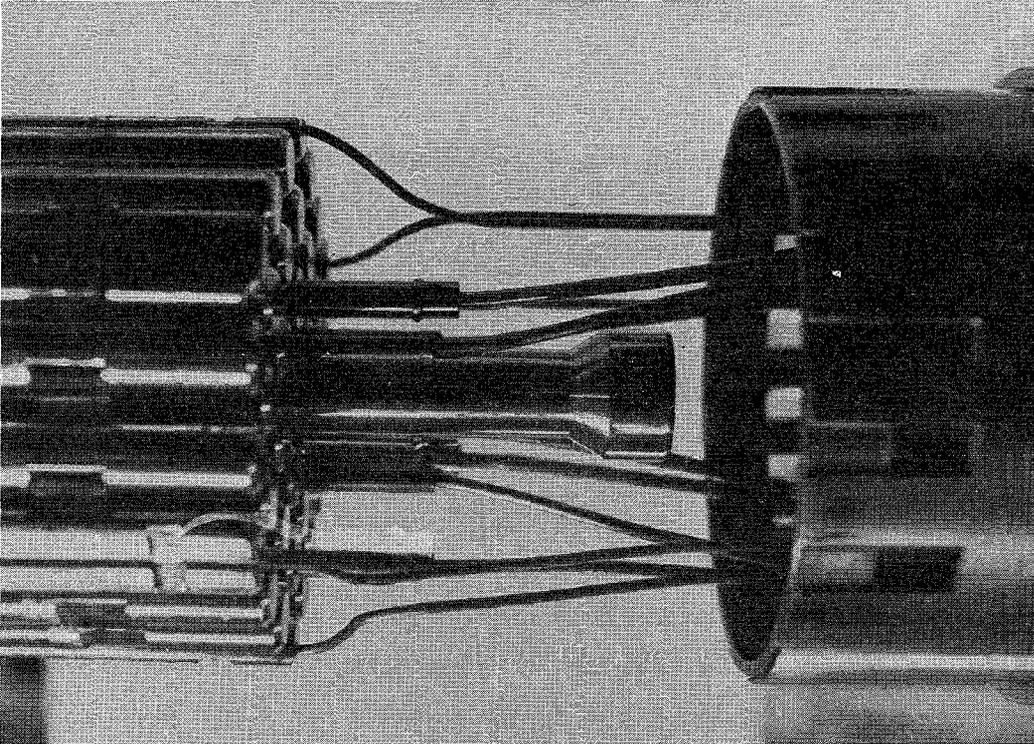


Abb.20: Brennstabbündel mit Thermoelmenten zur Brennstoff-Zentraltemperaturmessung und mit Druckkapillaren.

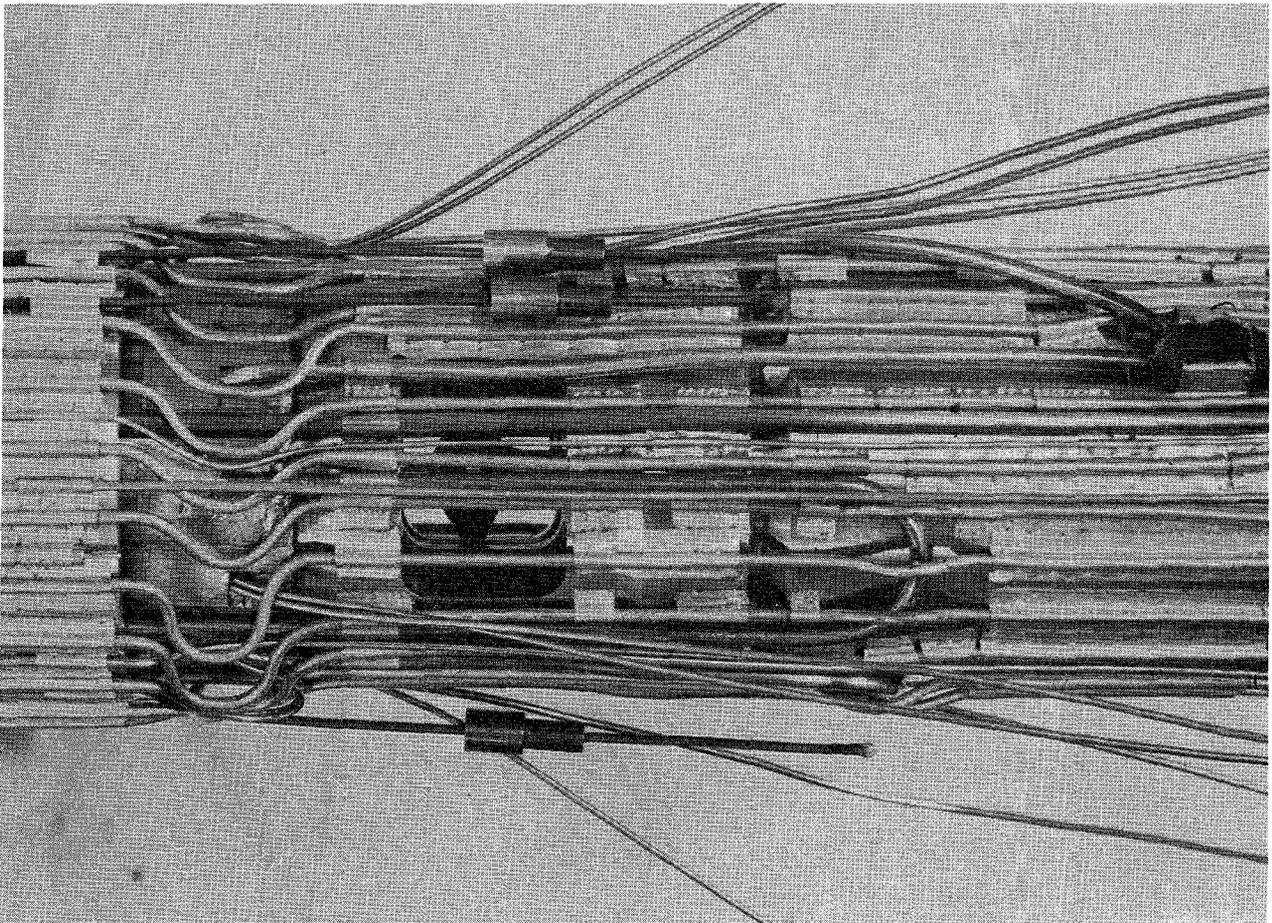


Abb.21: Anordnung der Meß- und Versorgungsleitungen am Teststreckeneintritt

1.23.45 Theoretische Interpretation der Scarabee-Versuche:
Berechnung des Druckverlusts zweiphasiger Natriumströmung
für mittlere und kleine α -Werte *

(M. Bottoni, W. Fries, W. Jocham, D. Struwe; IRE)

Die Nachrechnungen der ersten Scarabee-Experimente, die im Rahmen eines Dreierabkommens zwischen GfK, CEA und UKAEA mit dem Rechenprogramm BLOW-3 [1] durchgeführt wurden, haben darauf hingewiesen, daß die Bestimmung des Druckverlustmultiplikators einer zweiphasigen Natriumströmung zu theoretischen Ergebnissen führt, die nur für große Volumenanteile der Dampfphase in befriedigender Übereinstimmung mit den verfügbaren experimentellen Daten sind.

In der bisherigen Version des Rechenprogramms BLOW-3A wurde zur Bestimmung des Reibungsdruckabfalls einer Zweiphasenströmung die empirische Korrelation von Wallis [2] verwendet:

$$c_{fi} = c_g \left(1 + 300 \frac{S}{D_h} \right),$$

wo

- c_{fi} = Reibbeiwert an der Phasengrenze
 c_g = Reibbeiwert der reinen Dampfströmung
 S = Filmstärke
 D_h = Hydraulischer Durchmesser.

Diese Korrelation entspricht dem von Wallis mit "rough annular flow" bezeichneten Strömungszustand. Die Anwendung dieser Korrelation in den bisher durchgeführten theoretischen Analysen der Scarabee-Experimente [3], [4] hat gezeigt, daß der berechnete Druckabfall innerhalb des Zweiphasenbereichs für kleine Volumenanteile der Dampfphase überschätzt worden ist. Diese Er-

* BzFE-Nr. 532.3

kenntnis führte zu der Hypothese, daß die Wallis Korrelation für vollentwickelte, große Blasen mit großem Dampfgehalt gültig ist. Dagegen ist die Beschreibung des Siedeverhaltens für den Fall vieler kleiner Einzelblasen mittels der Wallis Korrelation nicht zufriedenstellend. Ferner bleibt bei dieser Korrelation die Geschwindigkeit des Flüssigkeitsfilms unberücksichtigt, die den Reibbeiwert an der Phasengrenze insbesondere bei dickeren Natriumfilmen wesentlich beeinflusst.

Durch die Berechnung des Zweiphasendruckverlustes mit der von Lockhart-Martinelli entwickelten Methode wird der Einfluß der Filmgeschwindigkeit berücksichtigt [5]. Eine verbesserte Beschreibung der Scarabee-Experimente sollte dadurch möglich werden. Die Bestimmung des Zweiphasen-Druckverlusts nach Lockhart-Martinelli kann jedoch im Falle eines heterogenen Mehrblasenmodells wie BLOW-3 nicht direkt angewandt werden. Die Berechnung des Dampfgehaltes durch thermische Bilanz über einen vorgegebenen Abschnitt der beheizten Teststrecke ist im heterogenen Modell nicht möglich, weil dieses im Gegensatz dazu einen homogenen Strömungszustand des Kühlmittels voraussetzen würde. Definiert man einen "lokalen" Wert des Dampfgehaltes als Verhältnis des Massendurchsatzes des Dampfes zu dem Massendurchsatz der beiden Phasen, so wird die Kenntnis der Dampf- und Filmgeschwindigkeit erforderlich. Die Berechnung der Dampf- und Filmgeschwindigkeit ist durch simultane Lösung der Impulsgleichungen für beide Phasen theoretisch möglich. Da aber diese Lösung außerordentlich aufwendig ist [6], wurde das Problem folgenderweise behandelt:

- a.) Es wird vorausgesetzt, daß durch Lösung der Impulsgleichung für die Dampfphase die zeitliche und örtliche Verteilung der Dampfgeschwindigkeit bekannt ist.
- b.) Die mittlere lokale Filmgeschwindigkeit wird aus der Grenzschichttheorie ermittelt. Dafür sind zwei Annahmen erforderlich: 1. die Beschleunigungskräfte und der Einfluß der Schwerkraft sind klein gegenüber den Schubspannungskräften; 2. die Schubspannung innerhalb des Films ist konstant.

Da bei dem gewählten Vorgehen die zur Definition der dimensionslosen Größen der Grenzschichttheorie notwendige Schubspannung an der Phasengrenze

$$\tau_i = \frac{c_{fi}}{2} (v_g - v_l)^2$$

zunächst nicht bekannt ist, ist eine direkte analytische Lösung dieses Problems nicht möglich. Eine numerische Lösung wurde mittels eines Iterationsverfahrens erzielt, welches in [7] ausführlicher erläutert ist. Das Iterationsverfahren umfaßt im wesentlichen folgende Schritte: eine Vorausschätzung der Filmgeschwindigkeit v_l ermöglicht die näherungsweise Berechnung des Dampfgehaltes und des sogenannten Lockhart-Martinelli Parameters X_{LM} . Die von Peppler [8] durchgeführten Arbeiten zur Bestimmung der Zweiphasendruckmultiplikators ϕ_l für Natrium Strömung liefern die folgende Korrelation:

$$\phi_l = 8.2 X_{LM}^{-0.55}$$

oder eine äquivalente für den auf die Dampfphase bezogenen Multiplikator:

$$\phi_g = (1 - \phi_l^{-1/3.5})^{-3.5/2}$$

Damit ergeben sich der Reibbeiwert zu

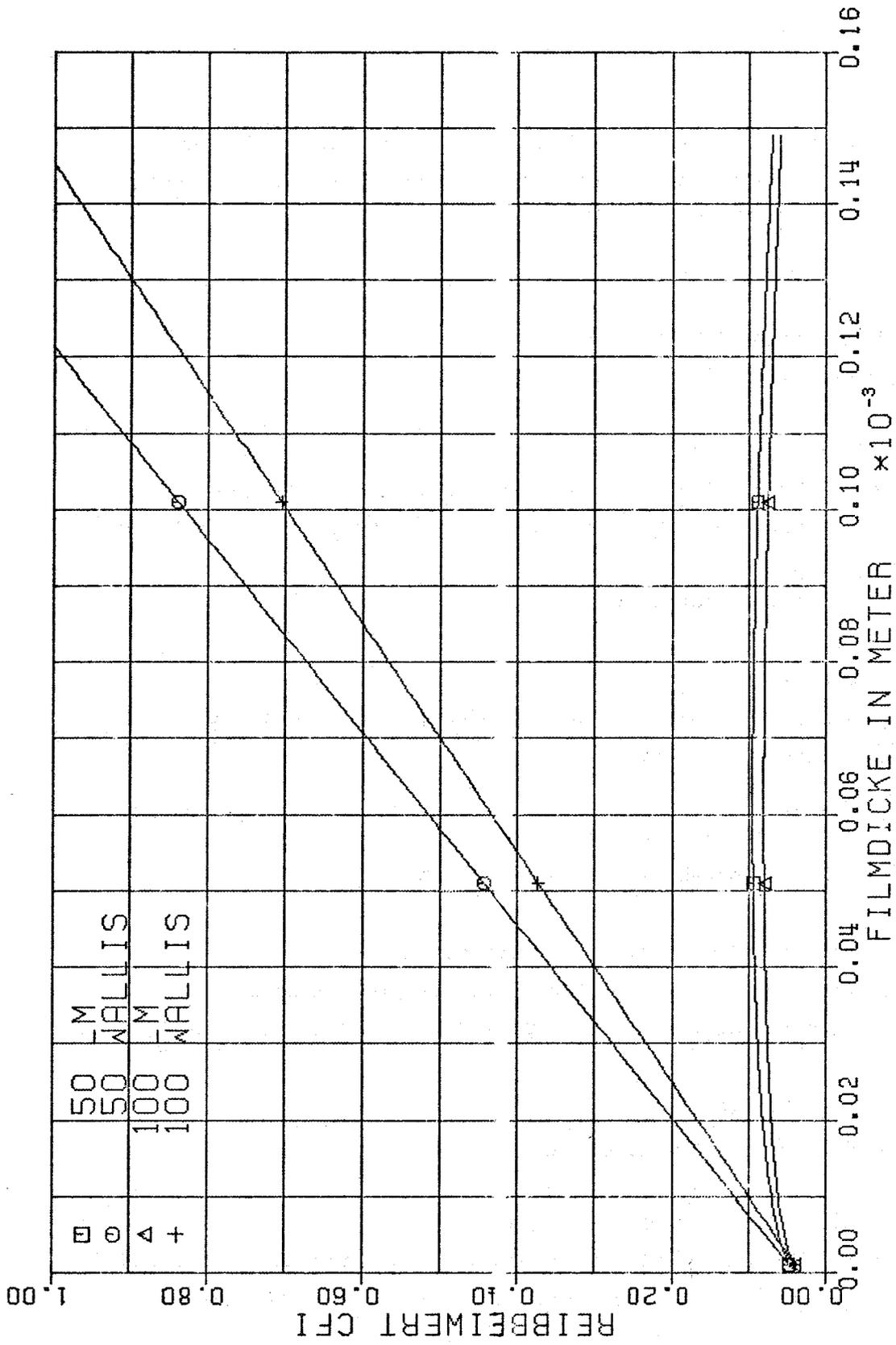
$$c_{fi} = c_g \phi_g^2 \alpha^{5/2}$$

und die Schubspannung τ_l . Es folgt aus der Grenzschichttheorie die Bestimmungsgleichung für die mittlere Filmgeschwindigkeit v_l , die als neue Schätzung für die Berechnung des Dampfgehaltes angenommen wird. Durch Wiederholung des Verfahrens werden iterativ der Reibbeiwert c_{fi} und die Filmgeschwindigkeit ermittelt.

Die nach dieser Methode und nach der Wallis Korrelation berechneten Reibbeiwerte sind in Abb. 22 dargestellt. Der Vergleich zeigt eine relativ gute Übereinstimmung der beiden Methoden für kleine Werte der Filmstärke, d.h. großer Dampfvolumentanteile α . Für kleinere Dampfvolumentanteile bleibt der Reibbeiwert nach der Lockhart-Martinelli Methode jedoch wesentlich unter dem Reibbeiwert nach Wallis. Eine erste Anwendung dieser Methode für die Scarabee-Experimente ergab eine bessere Übereinstimmung mit den experimentell ermittelten Daten.

Literaturverzeichnis

- [1] P. Wirtz:
Ein Beitrag zur theoretischen Beschreibung des Siedens unter
Störfallbedingungen in natriumgekühlten schnellen Reaktoren
KFK 1858 (Oktober 1973)
- [2] G.B. Wallis:
One-dimensional Two-phase Flow
Mc Graw Hill, 1969
- [3] D. Struwe, M. Bottoni et.al.:
Thermal-hydraulics interpretation of Scarabee IV experiments
with improved multiple bubble slug ejection model for boiling
phenomena
(1976) unveröffentlicht
- [4] M. Bottoni et.al.:
GfK Progress Report to Thermal-hydraulic Working Group
(1976) unveröffentlicht
- [5] R.W. Lockhart, R.C. Martinelli:
Chem. Eng. Progress 45, 1949, S. 39-48
- [6] G. Hoepfner, F.E. Dunn, T.I. Heames:
The SAS3A Sodium Boiling Model and its experimental basis.
Transactions of the American Nuclear Society, Paris, April 1975, S.20
- [7] M. Bottoni et.al.:
IRE Bericht, unveröffentlicht
- [8] A. Kaiser, W. Pepler, L. Vöröss:
Untersuchungen der Strömungsform des Druckabfalls und des kriti-
schen Wärmefflusses einer Zweiphasenströmung mit Natrium
KFK 2085 (April 1975)



ZWEIPHASENDRUCKVERLUST

PEPPLER KORR. / N=4 / T = 1000 C ABB. 22

1.23.5 Coreverformung infolge lokaler StörfälleEntwicklung eines Rechenmodells zur dynamischen Strukturanalyse eines Brennelements

(H. Zehlein, G. Negele, IRE) *

Die Programmierarbeiten zum Einbau des Moduls für die Querschnittsablattung (CRUSH) [1] in den Code für die BE-Dynamik (CORTRAN) [2] wurden abgeschlossen. Zur Zeit beginnen Testläufe zur Koppelung.

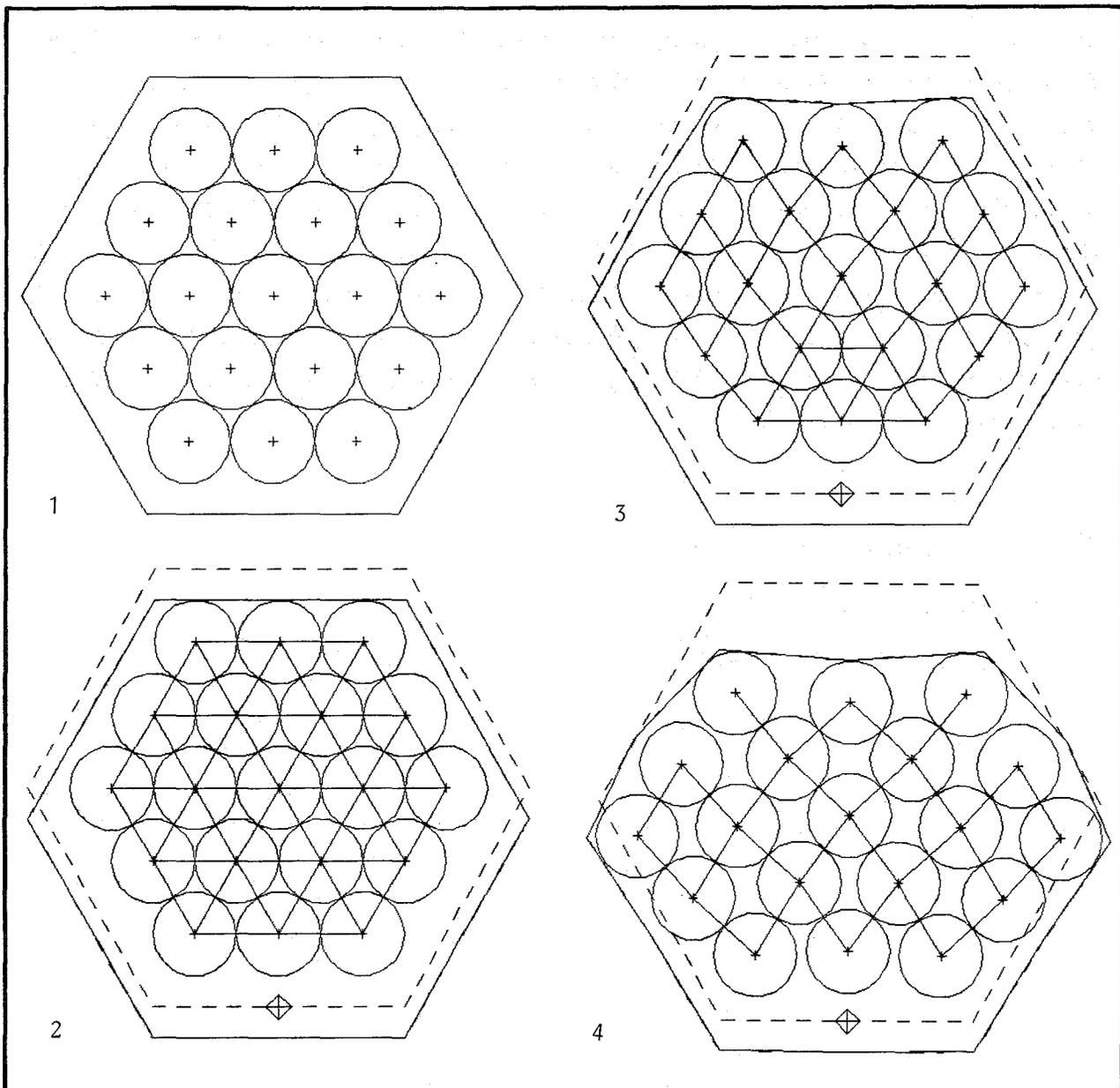


Abb. 23 : Ablattung des Kastenquerschnitts mit Bündel

*

Letzter Bericht in KFK 1276/2, S. 123-36 BzFE-Nr. 537.0

Der Modul für die Berechnung der Verformung des Pinbündels (PINDEF) [3] wurde mit dem Abplattungsmodul gekoppelt. Abb. 23 zeigt Ergebnisse einer Proberechnung zum Studium der Wechselwirkung von Kasten und Bündel. Das Modell unterscheidet zwei Phasen des zeitlichen Ablaufs:

- bis zur Kompaktierung paßt sich die Bündelkontur dem Kastenprofil an
- nach der Kompaktierung bestimmt das Bündel die Kinematik der Kastenverformung

Abb. 23 enthält 4 während der ersten Phase aufeinanderfolgende Konfigurationen des gekoppelten Systems (1: Ausgangszustand; 2: erste Berührung Kasten/Bündel; 3, 4: fortschreitende Bündelverformung). Der Kasten bewegt sich unter gleichzeitiger Abplattung von oben nach unten. Die Ausgangslage ist jeweils gestrichelt eingezeichnet (\diamond = Koordinatenursprung) (Anm.: Zur Vereinfachung wurde hier ein kompaktes Bündel ($p/d = 1.0$) als Ausgangskonfiguration angenommen; der Fall $p/d > 1.0$ würde lediglich im Unterschied dazu bewirken, daß das Bündel beim ersten Anliegen - Lage 2 - etwa so aussähe wie die in Abb. 23 gezeigte Lage 3). Erste Erfahrungen lassen hoffen, daß eine für die 2. Phase nach der Kompaktierung vorsichtshalber geplante Konsistenziteration für die Trägheitskräfte entfallen kann.

[1] KFK 1276/2, S. 123-36

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

[3] KFK 1275/1, S. 123-12

1.23.6 Brennstoff-Natrium-Reaktion1.23.61 Theoretische Behandlung der Brennstoff-Natrium-Reaktion (BNR) *

(L. Caldarola, IRE)

- A computer program based on the theory of Ref./1/ with some additional features has been written and fully tested. Ref./2/ contains the instructions for the use of the computer program.
- Fig.24 shows schematically the new geometry used in the model. The mechanical constraint is given by the volume of sodium above the reaction volume. This volume is a sodium piston(column) having a cross section which increases stepwise with the height (Fig. 24).
- The thermal interaction has been assumed to occur in three successive phases.

Phase A. A given number (function of time) of fuel particles come into intimate contact with a given mass of liquid sodium (function of time). The heat transfer process is characterized by good direct thermal contact between the fuel and the liquid coolant, and by a large contact area due to the small size of the particles. The heat transfer coefficient decreases with time due to the formation of a temperature profile inside the fuel particles. The heated volume of sodium is constrained by the surrounding unheated coolant and by the other materials present in the core. The sudden expansion of the heated volume first produces acoustic waves which travel along the sodium column. Later the sodium column behaves like a piston which is pushed inertially upwards. The pressure rises, reaches a maximum, and then falls as soon as the expansion of the liquid sodium becomes important. At the time at which the pressure reaches the saturation point, sodium boiling starts and phase B begins.

Phase B. The heat transfer process is now characterized by a very large contact area, and by thermal contact between the fuel and coolant which becomes increasingly worse with time, due to the formation of a sodium vapour layer at the external surface of the fuel fragments. The sodium will boil in a large quantity, and will therefore produce large volume changes. The sodium piston will be further accelerated and its movement will allow the pressure in the reaction volume to decrease. At the time at which the channel is empty (that is the reaction volume occupies the whole channel volume) phase C begins.

* Letzter Bericht in KFK 1275/1, S. 123-33
BzFE-Nr. 534.2

/1/ L.Caldarola: A theoretical model with variable masses for the molten fuel-sodium thermal interaction in a nuclear fast reactor.
Nuclear Eng. and Design, Vol. 34, 2. Nov. 1975, pp. 181-201

/2/ H.Wickenhäuser: FCTHI - Ein Computerprogramm zur Berechnung der thermischen Brennstoff-Natrium-Reaktion. Unveröffentl. Bericht

Phase C. Due to the weakness of the mechanical constraint complete cut-off of the heat transfer from the fuel particles to the sodium is assumed. Due to the expansion of the reaction volume, the pressure will decrease following an isentropic line. The calculation during phase C is time independent and comes to an end when the given final pressure is reached.

- The model accounts for the time history of the temperatures of each fuel particle by means of the use of specially averaged temperature values. The calculation of the heat transfer coefficient during phase B is based on experimental results. The presence of fission gases can also be taken into account. A size distribution of fuel particles has also been incorporated into the model as well as the effect of the friction due to the channel walls and that of the pressure losses at the outlet of the channel. New equations of the physical properties of sodium have been incorporated in the model. These equations are based on the work of Ref. /3/ and are valid up to the critical temperature of sodium.
- Work has been started in cooperation with the European Nuclear Research Center of Ispra (Italy) to use the american REXCO-code to simulate a two dimensional mechanical constraint. The subroutine describing the fuel/sodium interaction has already been written, tested and given to Ispra.

/3/ K. Thurnay: KANAST-Programmsystem zur Berechnung thermodynamischer wichtiger Zustandsdaten des Natriums als Funktion der Dichte und der Temperatur.
Unveröffentlichter Bericht

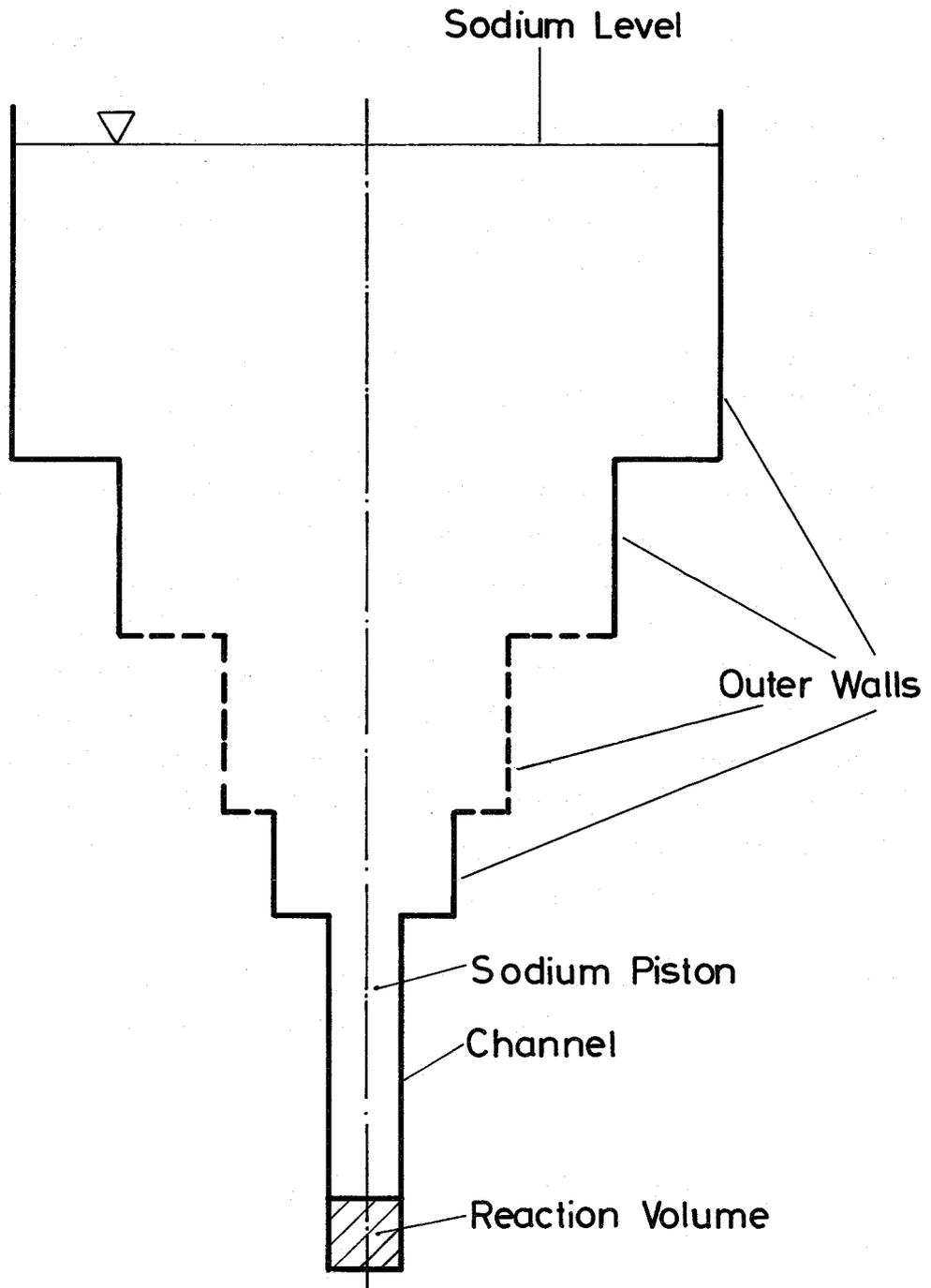


Fig. 24 Schematic Diagram of the Geometry

1.23.62 Experimentelle Untersuchungen zur Brennstoff-Natrium-Reaktion1. Vorversuche zum TUFCl-Experiment *

(H. Beutel, IRE)

In Zusammenarbeit mit Euratom (CCR Ispra) werden Experimente zur Brennstoff-Natrium-Reaktion (BNR) geplant. Hierzu wurde im IRE eine spezielle Versuchseinrichtung entwickelt, mit dem Ziel, den Druck-Zeit-Verlauf thermischer Wechselwirkungen zwischen flüssigem UO_2 und Natrium (BNR) nach dem Niederschmelzen eines Brennelements unter realistisch-pessimistischen Bedingungen zu ermitteln (TUFCl-Experiment (1)).

Dabei sollte der Kontakt zwischen geschmolzenem UO_2 und Natrium in der Weise erfolgen, daß sowohl eine von oben in das Reaktionsrohr eintretende Na-Säule, als auch eine kleine in UO_2 injizierte Na-Menge gleichzeitig miteinander reagieren. Da in dem Experiment der Na-Injektion eine große Bedeutung zukommt, wurden zwei Vorversuche in Ispra vorbereitet, von denen bis jetzt ein Versuch durchgeführt wurde. Es erfolgte eine Injektion mit 10 g Natrium bei einem Anfangsdruck von $90 \times 10^5 \text{ N/m}^2$ in einem mit 3 kg flüssigem UO_2 von 2850°C gefüllten Tiegel. Der dabei aufgenommene Hochgeschwindigkeitsfilm zeigt, daß es 3 ms nach Beginn der Injektion zu einer heftigen Wechselwirkung kam, bei der 800 g von dem flüssigen UO_2 fragmentiert wurden. Das ist exakt die UO_2 -Menge, die sich oberhalb der Austrittsöffnungen des Injektors befand. Dieses Ergebnis zeigt, daß der getestete Injektor zur Einleitung der Startreaktion durch Vorfragmentation des UO_2 geeignet ist.

Nach Abschluß dieser Vorversuche wird von Seiten des IRE die ursprünglich geplante Serie von Experimenten in Ispra zunächst zurückgestellt.

*

Letzter Bericht in KFK 1274/3, S. 123-23

BzFE-Nr. 535.1

Als Ersatz hierfür könnten möglicherweise die Ergebnisse der französischen CORECT II - Experimente in Grenoble herangezogen werden. Hierbei handelt es sich um Experimente mit ähnlicher Zielsetzung und vergleichbarer Versuchsführung, jedoch anderen Geometriebedingungen.

Um die Übertragbarkeit dieser Meßwerte auf Ispra bzw. TUFCl-Verhältnisse zu prüfen, wurden instationäre Vergleichsrechnungen bezüglich des hydrodynamischen Verhaltens beider Anlagen durchgeführt.

Als Vergleichsgröße diente hauptsächlich das zeitabhängige Volumen des verdrängten Natriums, das für beide Fälle bei vorgegebenem Druck-Zeit-Verlauf berechnet wurde. Eine Gegenüberstellung der beiden Vergleichsgrößen wird in Abb. 25a gezeigt, wobei als Input ein Druckzeit-Verlauf mit $130 \times 10^5 \text{ N/m}^2$ Spitzendruck und ca. 24 ms Halbwertsbreite nach Abb. 25b verwendet wurde. Bis 4 ms findet man gute Übereinstimmung vor. Nach weiteren 20 ms hat das Volumen des verdrängten Natriums der CORECT II-Experimente den 3,8-fachen Wert des Volumens von dem TUFCl-Experiment erreicht. Das bedeutet, daß der gesamte Reibungs- und Beschleunigungsdruckverlust der bewegten Flüssigkeitssäule bei dem CORECT-Experiment ab ca. 5 ms kleiner ist als der des TUFCl-Experiments. Vergleicht man beide Anlagen in Bezug auf die akustische Phase der BNR, die für ihre Entwicklung von entscheidender Bedeutung ist, so stellt man fest, daß bei dem Grenoble-Experiment aufgrund der 5 m hohen Flüssigkeitssäule und der damit zu erwartenden verhältnismäßig langen akustischen Phase konservative Bedingungen vorliegen.

Aus diesen Überlegungen folgt, daß bezüglich der hydrodynamischen Verdämmung, bei Berücksichtigung der Akustischen Phase A und der Verdampfungsphase B, vergleichbare Bedingungen beim CORECT und beim TUFCl - Experiment zu erwarten sind.
Veröffentlichungen zu 1.23.62:

- (1) H. Beutel: TUFCl - Eine Versuchsanlage für Experimente zur Brennstoff-Natrium-Reaktion in Brennelement-Geometrie (erste Ergebnisse in dem Natrium-Injektor) KFK 2352
- (2) H. Beutel, E. Bojarsky, L. Caldarola, H. Jacobs, H. Reiser, W. Zyszkowski: Current Status of Experimental and Theoretical Work on Fuel/Coolant Interaction, at Karlsruhe, 3. specialist meeting on sodium fuel interaction in fast reactors, Tokyo 22.-26. March 1976

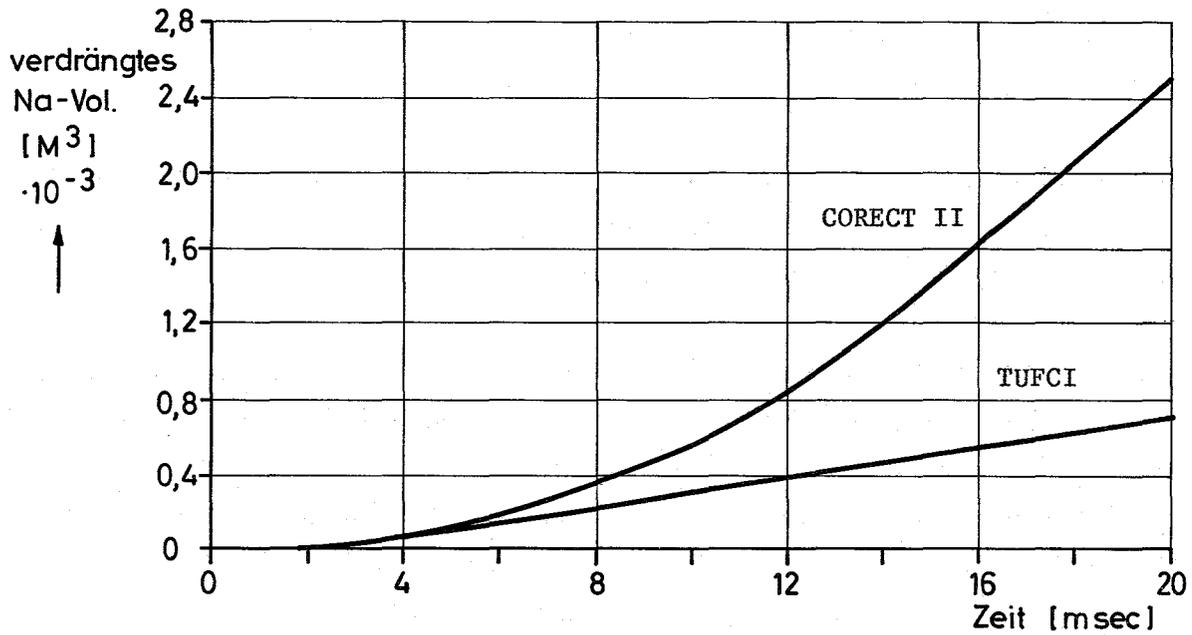


Abb. 25a: Diagramm des verdrängten Na-Volumens über die Zeit 20 ms für CORECT II (Grenoble) und TUFICI (Ispra) bei Verwendung des unten abgebildeten Druck-Zeit-Verlaufs als Input.

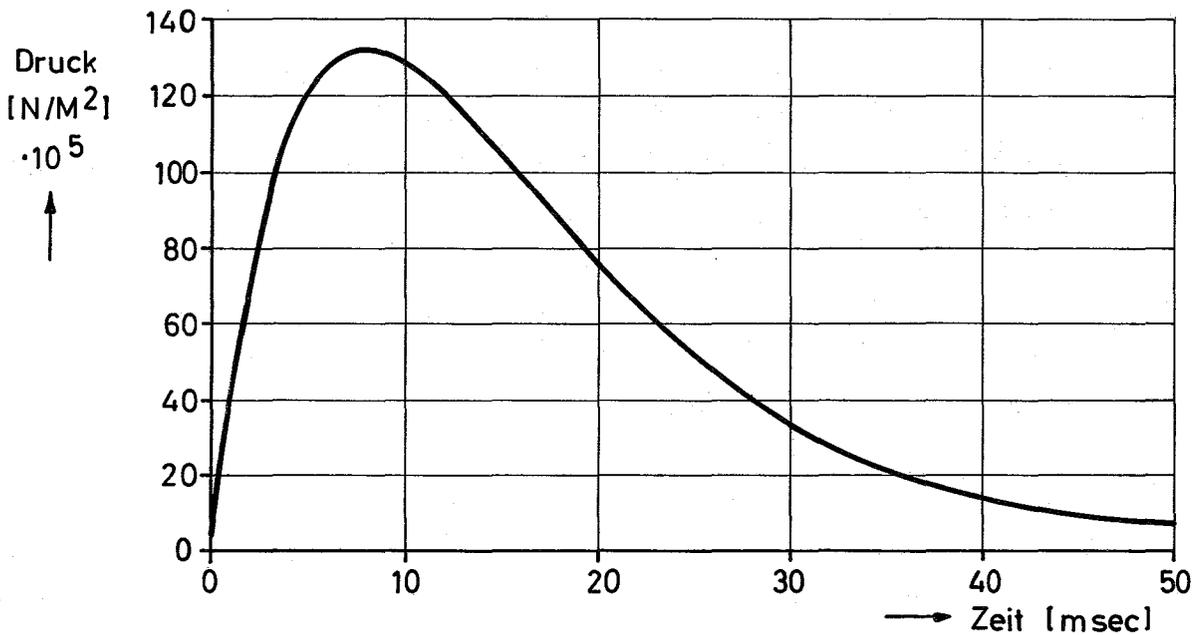


Abb. 25b: Vorgegebener Druck-Zeit-Verlauf als Input für hydrodynamische Vergleichsrechnungen zwischen CORECT (Grenoble) und TUFICI (Ispra)

2. Leidenfrost-Phänomen*
(P. Baraggioli, R. Ladisch, IRE)

Die verschiedenen BNR-Theorien postulieren, daß der Flüssigkeit-Flüssigkeit-Kontakt der Ausgangspunkt der BNR ist. Damit verknüpft ist das Leidenfrostphänomen, das durch die Heizerwandeigenschaften stark beeinflusst wird. Im interessierenden Temperaturbereich (bis 3000 K) und bei thermophysikalischen Heizerwandeigenschaften, ähnlich denen von UO_2 , liegen keine Meßergebnisse bezüglich Wärmefluß-Wandtemperatur und des Leidenfrostphänomens vor. Deswegen soll in einem Experiment der Wärmeübergang von Al_2O_3 (UO_2 -ähnliche Eigenschaften, maximale Temperatur 2200 K) untersucht werden. Zur Zeit werden Vorexperimente durchgeführt, die der Entwicklung und Erprobung der Instrumentierung (Thermoelemente) und der Ausbildung der heißen Wand dienen. Ein Auswerteprogramm für die Experimente wird erstellt. Begleitende theoretische Untersuchungen befassen sich mit der Rolle der physikalischen Heizerwandeigenschaften in den vorhandenen Modellen zur Erklärung des Leidenfrostphänomens.

* Erstmals berichtet
BzFE-Nr. 535.3a

1.23.9 Untersuchung zur Kühlung von Kernschmelzen
in einem Kernfänger

Modellexperimente zum Abschmelzen horizontaler Schichten
durch Wärmezufuhr aus einer aufliegenden Flüssigkeitsschicht *

(H. Alsmeyer, L. Barleon, IRB)

Bei einem hypothetischen Reaktorunfall werden die Zerstörung und das Niederschmelzen des Reaktorkerns angenommen. Als Folge davon wird geschmolzener Brennstoff auf horizontalen Flächen zu liegen kommen, z.B. auf der Gitterplatte oder in einem externen Corecatcher. Durch die anfallende Nachwärme und Speicherwärme aus dem Kernmaterial kann Abschmelzen der unterliegenden Schicht eintreten. Dies ist im Fall des Corecatchers mit Opferbett ein erwünschter Effekt; bei anderen Konfigurationen tritt dies dann auf, wenn die Kühlung nicht ausreicht, um die anfallende Wärme so abzuführen, daß der Schmelzpunkt der unterliegenden Schicht nicht überschritten wird. In den geschilderten Fällen sind Abschmelzgeschwindigkeit und Wärmeübergangszahlen von großem Interesse. Beide werden stark von Strömungsvorgängen im flüssigen Brennstoff bestimmt.

In der begonnenen experimentellen Untersuchung wird der Fall betrachtet, daß das erschmolzene Material leichter als der Brennstoff ist. Es wurde beobachtet, daß das Schmelzgut in Tropfen aufsteigt. Die hierdurch einsetzenden Bewegungsvorgänge beeinflussen Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung in der Schmelze, die erheblich von den aus Konvektionsexperimenten zwischen ebenen festen Rändern bekannten Verteilungen abweichen.

Das abschmelzende flüssige (oder auch dampfförmige) Material bildet einen dünnen instabilen Film zwischen Unterlage und flüssigem Brennstoff. Diese Schichtung wurde theoretisch von

* BzFE-Nr. 549.5

Taylor /1/ behandelt und von Behrenson /2/ und Lao /3/ auf die hydrodynamisch sehr ähnlichen Prozesse beim Filmsieden übertragen. Die Theorie sagt für die ablösenden Tropfen ein regelmäßiges Muster mit quadratischer Teilung voraus. Der Abstand zwischen den Tropfen hängt nur ab von der Laplace-Konstanten

$$a = \sqrt{\frac{\sigma}{g \Delta \rho}}$$

(σ = Oberflächenspannung, g = Erdbeschleunigung, $\Delta \rho$ = Dichteunterschied), die das Verhältnis von Oberflächenkraft zu Auftrieb darstellt.

Die ersten experimentellen Untersuchungen zu diesem Fragenkomplex wurden an einfachen, leicht handhabbaren Stoffen durchgeführt. Zur Simulation der Kernschmelze diente Wasser, wobei der abgeführte Wärmestrom aus der Speicherwärme des Wassers gedeckt wurde. Als abschmelzende Materialien wurden die organischen, nicht wasserlöslichen Lösungsmittel Benzol und Xylol mit der Dichte $0,88 \text{ g/cm}^3$ verwendet. Das Dichteverhältnis von Wasser zu diesen Stoffen entspricht etwa dem Dichteverhältnis von UO_2 zu Stahl.

In Abb. 26 a und 26 b ist das Abschmelzen einer Platte aus gefrorenem Benzol in Wasser von 25°C wiedergegeben. Da der Schmelzpunkt von Benzol mit $5,5^\circ\text{C}$ über dem Gefrierpunkt von Wasser liegt, tritt keine Eisbildung an der abschmelzenden Platte auf. Man erkennt sehr deutlich die sehr regelmäßige Struktur der Tropfenbildung, die sich innerhalb von einer Minute nach Beginn des Abschmelzvorganges ausbildet. Der Abstand zwischen den Tropfen auf der Platte beträgt in guter Übereinstimmung mit der Theorie $5,5 \text{ cm}$. Die Zeitdifferenz zwischen den Bildern ist $0,08 \text{ s}$. Wie ähnliche Experimente mit sublimierendem CO_2 ergaben, bleibt die regelmäßige Struktur der Blasenbildung auch bei großen Dichteunterschieden erhalten. Der Vorgang verläuft jedoch sehr viel heftiger.

/1/ G.I. Taylor, Proc. Roy. Soc., London, A-201, 192 - 196 (1950)

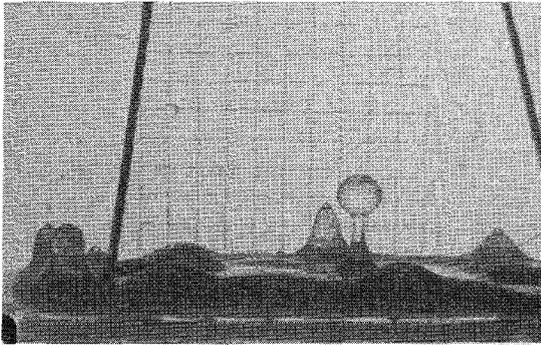
/2/ P.J. Berenson, J. Heat Transfer, Trans. ASME, 83, 351-357 (1961)

/3/ Y. Lao et al., Proc. Int. Heat Transfer Conf., 4, Paris 5, B 3.6 (1970)

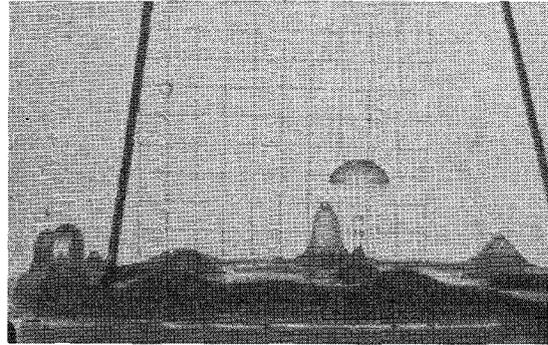
Durch Erhöhen der Wassertemperatur bis über die Siedetemperatur des Benzols ($80,1^{\circ}\text{C}$) läßt sich gleichzeitig Abschmelzen und Verdampfen eines Stoffes simulieren. Dies könnte z.B. für Stahl unter UO_2 auftreten. Abb. 27a bis 27c zeigt den Vorgang, wenn die Temperatur der Schmelze nur wenig höher ist als die Siedetemperatur des abschmelzenden Materials. Das erschmolzene Material löst sich, ähnlich wie bei Bild 26, als Flüssigkeit in Tropfen ab. Die regelmäßige Struktur ist hier etwas gestört, jedoch stimmen die mittleren Abstände mit den Aussagen der Theorie überein. Nach Ablösen des flüssigen Tropfens setzt während des Aufstiegs seine Verdampfung ein. Die in den Bildern 27 in der Mitte und oben sichtbaren dunklen Blasen sind im Verdampfen befindliche Benzol-Tropfen. Die Dampfblase schließt gleichzeitig Flüssigkeitstropfen mit ein und wächst schnell beim Aufsteigen. Wegen der starken Rührwirkung dieser Vorgänge stellt sich in der Schmelze eine annähernd konstante Temperatur ein.

Bei Verwendung von gefrorenem Xylol als abschmelzendem Material läßt sich die Bildung von Krusten in der Schmelze studieren (Schmelzpunkt von Xylol- 25°C). Zu Beginn des Abschmelzvorganges ergibt sich die gleiche, regelmäßige Tropfenbildung wie in Abb. 26. Wegen der niedrigen Xylol-Temperatur beginnt jedoch an der abschmelzenden Oberfläche des Xylols die Bildung von H_2O -Eis. Damit wird der Wärmeübergang aus der Schmelze verkleinert. Die Eisbildung beeinflußt weiterhin den Vorgang der Tropfenbildung. Abb. 28 zeigt ein fortgeschrittenes Stadium: Zwischen den Zentren der Tropfenbildung hat sich eine dünne Eisschicht ausgebildet. Das unter der Eisschicht erschmelzende Material wird nur noch durch wenige Öffnungen in der Kruste abtransportiert.

Die begonnenen Modelluntersuchungen an abschmelzenden Materialien sollen mit quantitativen Untersuchungen fortgesetzt werden. Weiterhin ist das Studium von abschmelzenden, in der Schmelze löslichen Materialien geplant.

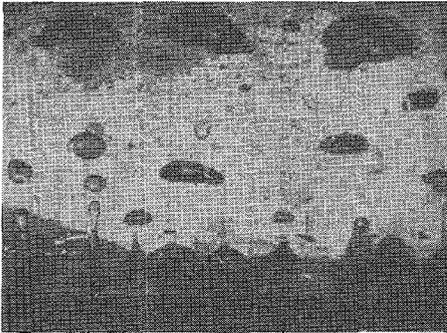


(a)

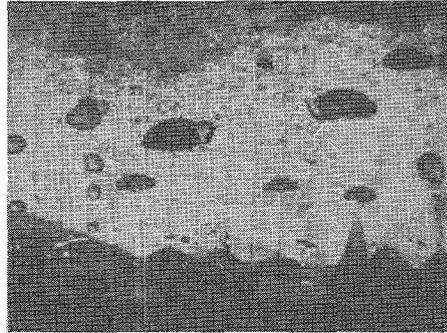


(b)

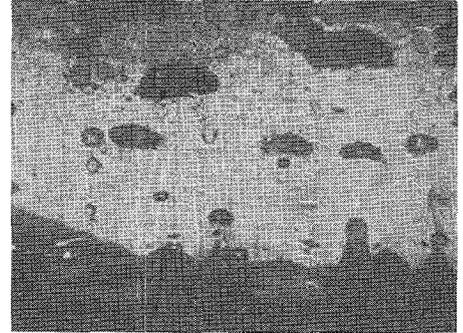
Abb.26 : Abschmelzendes Benzol unter Wasser (25°C). Zeit zwischen a und b: 0,08 sec.



(a)

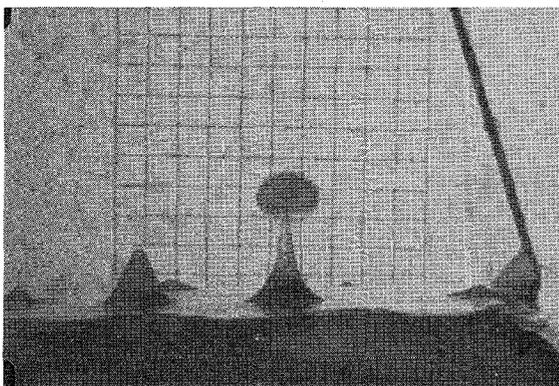


(b)

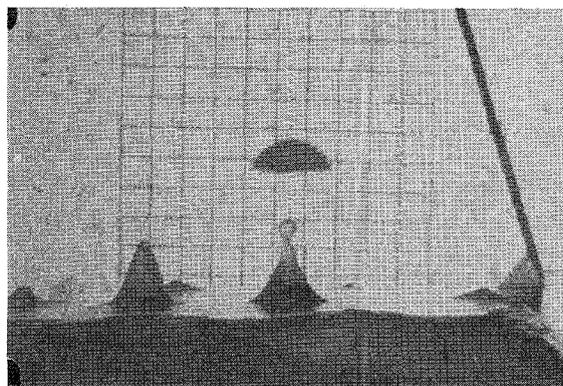


(c)

Abb.27 : Benzol unter heißem Wasser: Gleichzeitig Abschmelzen und Verdampfen, Zeit zwischen den Bildern: 0,07 sec.



(a)



(b)

Abb.28 : Abschmelzendes Xylol unter Wasser. Infolge des niedrigen Schmelzpunktes von Xylol (-25°C) tritt an der Xylol-Platte Eisbildung ein. Zeit zwischen a und b: 0,12 sec.

1.24. INSTRUMENTIERUNG UND SIGNALVERARBEITUNG ZUR KERNÜBERWACHUNG

1.24.1 Nachweis von Durchflußstörungen am Brennelement

1.24.13 Messung der Temperatur- und Durchsatzfluktuationen
am elektrisch beheizten Brennelement*

(L. Krebs, G. Weinkötz, IRB)

Die im Rahmen der GfK-ECN-Natriumexperimente in Petten und der KNS-Natriumexperimente (1.23.34) gemessenen Temperaturfluktuationen am Austritt eines blockierten Bündels wurden ausgewertet.

Nach einer ersten Analyse der Meßergebnisse kann folgendes ausgesagt werden:

1. Leistungs- und Durchsatzänderungen in einem teilblockierten Bündel werden auch stromabwärts vom Mischer durch die Messung der Temperaturfluktuationen registriert.
2. Bei der Analyse der spektralen Leistungsdichte konnte keine frequenzspezifische Abhängigkeit von der Blockade festgestellt werden.
3. Die spektrale Leistungsdichte und die Streuung sind im blockierten Bereich des Bündels deutlich höher als im nichtblockierten Querschnitt.
4. Der Informationsgehalt und die Nachweisempfindlichkeit von Temperaturfluktuationen werden durch die Grenzfrequenz der Thermoelemente wesentlich beeinflusst.

Über die Erfassung von lokalen Siedevorgängen im Bündel durch die Messung der Temperaturfluktuationen am Bündelaustritt kann nach dem derzeitigen Stand der Auswertung noch keine eindeutige Aussage gemacht werden.

Über weitere Ergebnisse des GfK-ECN-Experimentes wurde in (1) berichtet.

Veröffentlichung:

(1) L. Krebs, G. Weinkötz

Indication of a coolant blockage in a fuel element of a sodium-cooled reactor by temperature fluctuation measurements with steel-sodium thermocouples. International Meeting on Fast Reactor Safety and Related Physics, October 5-8, 1976, Chicago, Illinois

* BzFE - Nr. 634.3

1.24.2 Hüllüberwachung an Brennelementen1.24.22 Radionuklidmessungen bei Versuchen des Siloe-Defektstabprogrammes
(H.H. Stamm, IRCh) F

In /1/ wurden die vier Versuchsphasen des ersten Experiments "S2" im Rahmen des Defektstabprogramms kurz beschrieben und erste Ergebnisse von Messungen an Schutzgas-Filtern mitgeteilt. Inzwischen wurde der Kreislauf zerlegt; einzelne Teile und das ausgeschmolzene Natrium wurden zur Nachuntersuchung nach Cadarache geschickt. Ein Mitarbeiter des IRCh war zur Teilnahme an diesen Arbeiten zeitweise nach Cadarache delegiert.

Radionuklide auf Depositionsproben

Beim Zerlegen des Kreislaufs wurden auch die Depositionsproben ausgebaut, die während des Betriebs zugleich als Halterungen¹⁾ für die Thermoelemente-Zuleitungen gedient hatten. Bei "S2" waren alle Halterungen aus dem gleichen Material hergestellt, dem unstabilmisierten 18/8-Stahl "Z6 CN 18.10" mit der Zusammen-

Cr	18.63 %
Ni	9.61 %
Mn	1.80 %
C	0.056 %
P	0.027 %
S	0.012 %
Si	0.012 %
Fe	Rest

/1/ KFK 1276/2, S. 124-11

¹⁾ „centreurs“

Auf der heißen Seite des Loops (Na strömte hier aufwärts) waren 17 derartige Materialproben, auf der "kalten Seite" (Na strömte abwärts) 29 centreurs angebracht. Die einzelnen Proben waren 20 mm lang und durch je 30 mm lange Rohrabschnitte voneinander getrennt.

Nach dem Ausbau der Proben wurden 22 centreurs zur weiteren Untersuchung zur GfK gesandt. Hier wurden gammaspektrometrisch die Aktivitäten der Proben in dem Zustand bestimmt, wie sie aus dem Loop kamen, d.h. ohne ein Abwaschen der noch anhaftenden, kaum sichtbaren Schicht von Natriumhydroxid auf den Oberflächen. Die beiden Tabellen 1 und 2 zeigen einen Teil der Meßergebnisse.

Die drei unteren centreurs des heißen Schenkels und die 15 unteren centreurs des kalten Schenkels waren offenbar zu stark aktiviert worden, sie verblieben ebenso wie einige andere Proben in Grenoble. Wie der Aktivitätsabfall der Aktivierungsprodukte ^{51}Cr , ^{54}Mn , ^{59}Fe , ^{58}Co und ^{60}Co von unteren Proben zu oberen Proben zeigte, waren auch die Aktivitäten der übersandten centreurs zum Teil noch durch Aktivierung des Probenmaterials im Neutronenfluß des SILOE entstanden. Außer den in den beiden Tabellen zusammengestellten Aktivierungsprodukten wurden auf einigen centreurs in vergleichsweise geringen Aktivitäten auch ^{65}Zn und ^{124}Sb gemessen. $^{110\text{m}}\text{Ag}$ wurde auf keiner Probe gefunden, es war offenbar im Natrium verblieben.

Der "heiße Schenkel" des Kreislaufs war näher am Reaktorcore des SILOE als der "kalte Schenkel". Das schlug sich deutlich in der verschiedenen starken Aktivierung der centreurs nieder: Die beiden Proben 4A und 16B waren in gleicher Höhe eingebaut, ebenso entsprach wegen der identischen Abstände jedem Coupon auf der heißen Seite ein anderer auf der "kalten Seite". ^{51}Cr , ^{54}Mn , ^{59}Fe und ^{60}Co waren in der Probe 4A verglichen mit 16B etwa in der doppelten Aktivität meßbar. Das Abfallen der Aktivierungsprodukt-Aktivitäten von unten nach oben auf beiden Seiten des Kreislaufs beweist, daß es sich um eine Aktivierung der Proben handeln muß und der Abfall nicht etwa mit einem "Down-stream-Effekt" der Deposition erklärt werden kann.

An Spaltprodukten konnten auf allen ungewaschenen Proben ^{137}Cs , ^{134}Cs , $^{129\text{m}}\text{Te}$, ^{103}Ru , ^{95}Zr , ^{95}Nb und ^{141}Ce ermittelt werden, nachgewiesen wurden auf einigen centreurs darüberhinaus ^{144}Ce , ^{140}Ba - ^{140}La , ^{106}Ru - ^{106}Rh und ^{125}Sb . Die Aktivitäten von ^{140}Ba - ^{140}La waren nach vier Monaten Abklingdauer so weit abgefallen, daß die Rückrechnung mit Faktoren > 1000 nicht

sinnvoll erschien; aber auch die Aktivitäten zur Zeit der Messung der 1596 keV-Linie ließen keine Zuordnung nach der Geometrie oder nach der Na-Temperatur am Ort der Probe zu.

Die Temperaturen der heißesten und "kältesten" Halterung unterschieden sich nur um etwa 50 °C. So wurden z.B. bei voller Leistung folgende Temperaturen gemessen:

- unterhalb 2A	(TC 3)	562 °C
- zwischen 10A und 11A	(TC 4)	541 °C
- im oberen Umlenkbogen	(TC 5)	533 °C
- zwischen 21B und 22B	(TC 10)	512 °C
- unterhalb 16B	(TC 11)	507 °C
- im quasi-stagnierenden Natrium im oberen Ausgleichstank		504 °C .

Beim Behandeln mit Wasser (1 Stunde bei Raumtemperatur) wurden unterschiedliche Anteile der deponierten Aktivitäten abgelöst, z.B. von der Halterung 9A:

⁵¹ Cr	0 %
⁵⁴ Mn	7 %
⁵⁹ Fe	0 %
⁵⁸ Co	0 % (!)
⁶⁰ Co	61 % (!)
⁹⁵ Nb	29 %
¹⁰³ Ru	12 %
¹³⁴ Cs	92 % (!)
¹³⁷ Cs	92 % (!)
¹⁴¹ Ce	79 %

Tabelle 1: SILOE-Experiment S2

Aktivitäten (μCi) von Radionukliden, gemessen an den Depositionsproben im "heißen Schenkel" des Loops, berechnet auf das Ende des Kreislauf-Betriebs

Probe	^{51}Cr	^{54}Mn	^{59}Fe	^{58}Co	^{60}Co	^{137}Cs	^{103}Ru
17A	63	3.4	1.9	5.3	10	230	16
16A	63	5.2	n.n.	24	16	181	12
15A	*	*	*	*	*	*	*
14A	*	*	*	*	*	*	*
13A	55	2.4	n.n.	4.4	23	126	9
12A	50	2.6	1.2	2.7	3.3	126	11
11A	29	3.0	1.1	6.7	7.5	100	12
10A	73	3.4	-	9.3	17	101	13
9A	125	4.4	1.5	14	7.1	73	12
8A	330	7.0	3.8	30	26	80	14
7A	727	9.9	11	52	24	123	12
6A	1620	17	24	99	40	116	18
5A	3880	31	58	189	98	76	18
4A	10740	70	167	441	237	68	21

* Probe in Grenoble verblieben

n.n. = nicht nachweisbar.

Tabelle 2: SILOE-Experiment S2

Aktivitäten (μCi) von Radionukliden am Ende des Loop-Betriebs,
gemessen an den Depositionsproben im "kalten Schenkel" des
Loops

Probe	^{51}Cr	^{54}Mn	^{59}Fe	^{58}Co	^{60}Co	^{137}Cs	^{103}Ru
29B	*	*	*	*	*	*	*
28B	*	*	*	*	*	*	*
27B	82	3.3	-	12	19	337	9
26B	94	4.3	3.1	22	7.1	353	12
25B	*	*	*	*	*	*	*
24B	59	5.6	2.8	25	17	175	12
23B	c	c	c	c	c	c	c
22B	88	4.4	2.5	23	17	91	9
21B	136	4.9	2.5	29	7.7	140	13
20B	234	6.4	3.7	34	18	192	9
19B	476	8.5	7.5	46	25	75	11
18B	814	13	13	76	21	59	9
17B	2310	22	35	150	59	90	4
16B	5170	44	80	303	120	34	10

* Probe in Grenoble verblieben

c Probe nach Cadarache geschickt

1.24.43 Akustische Meßverfahren in Natrium-Systemen ^{*}

(J. Aberle, R. Bartholomay, H. Rohrbacher, IRE)

Zur Untersuchung des Signal-zu-Rauschverhältnisses akustischer Siedesignale wurden Messungen bei den Siedeexperimenten im KNS (1.23.34) sowie am 500 kW-Loop des ECN Petten (1.23.33) durchgeführt. Die Ergebnisse zeigen, daß die Meßstellen im Bereich der Teststrecke ausgeprägte und sicher detektierbare Siedesignale liefern, die breitbandig bis zu 80 kHz auftreten. Die Signale aus dem Bereich der übrigen Strukturen und des Expansionstanks wurden sowohl über die reine Körperschalleitung als auch den Schalltransport über das Natrium mit unterschiedlichen Sensoren gewonnen. Die Auswertung der aufgezeichneten Daten läßt erkennen, daß im wesentlichen eine Anhebung des Untergrundspektrums vorliegt, typische, vom Grundrauschen abweichende Spektren beim Sieden jedoch nicht vorliegen. Abb. 1 zeigt die autokorrelierten akustischen Leistungsdichten der Teststreckenmeßstelle P03 und der Meßstelle P07 am Expansions-Tank für den Schalluntergrund und für Sieden bei unterschiedlichen Kühlmitteldurchsätzen. Rechts im Bild: Ein 4 kHz breiter Ausschnitt der breitbandig bis 40 kHz ausgewerteten Spektren.

Die KNS-Körperschall-Meßstellen am Rohrleitungssystem liefern gegenüber denen der Teststrecke Siedesignale, deren Amplituden um eine Größenordnung reduziert sind. Die schwache Schallkopplung wird auf den geringen wirksamen Rohrquerschnitt und auf die bei Rohrrichtungsänderungen (Krümmer, Bögen) auftretenden Intensitätsabschwächungen durch Wellentyp-Umwandlungen zurückgeführt. Zusätzlich erscheinen die höherfrequenten spektralen Anteile stark gedämpft. Als eine mögliche Ursache wird die dichte Mineralisolierung der als Schalleiter zu betrachtenden Rohrab-schnitte angesehen. Ein Kriterium für die Detektierbarkeit von akustischen Siedespektren im Natriumplenum eines Reaktors bilden die ECN-Experimente insofern, als mit einem im Expansionstank bis in das Natrium reichenden Schallwellenleiter Siedeschall aufgenommen wird, der über das strömende Natrium geleitet auftritt (Meßstelle P06). Wegen der kürzeren und nur geraden Verbindungswege vom Siedeort bis zur Körperschall-Meßstelle (Meßpunkt P07) wurden herausragende Siedespektren im bevorzugt hohen Frequenzbereich gemessen. Dieses Ergebnis unterscheidet sich hinsichtlich der Kopplungs-Phänomene und des gesamten Körperschall-Übertragungsverhaltens von der Aussage der akustischen KNS-Experimente.

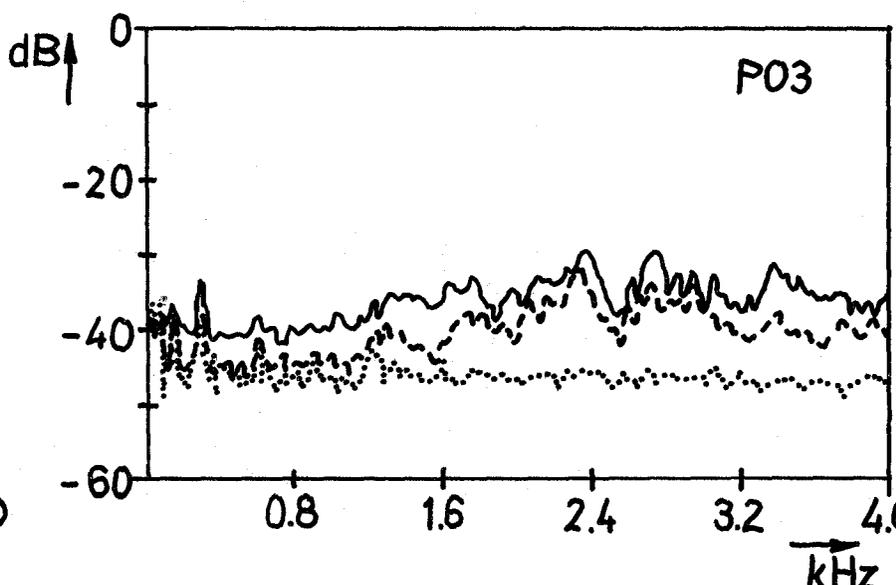
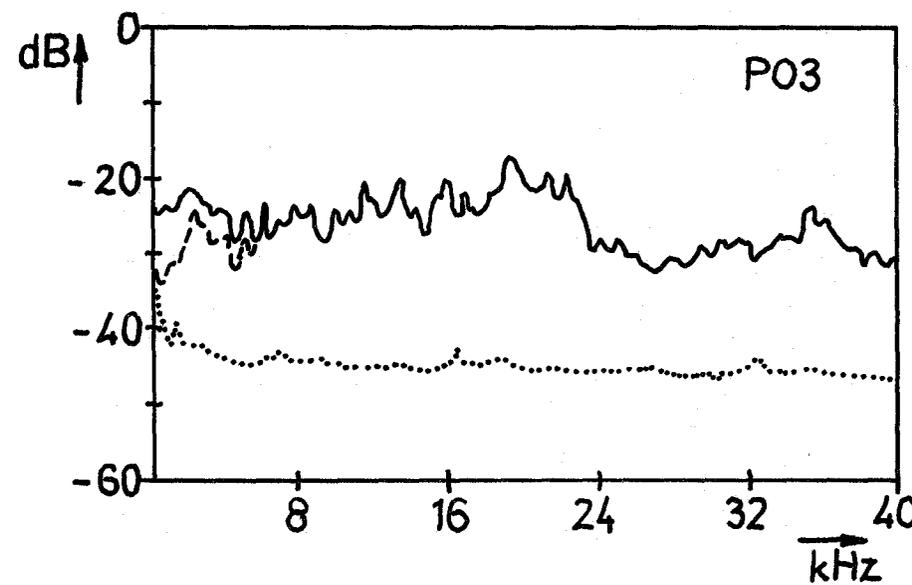
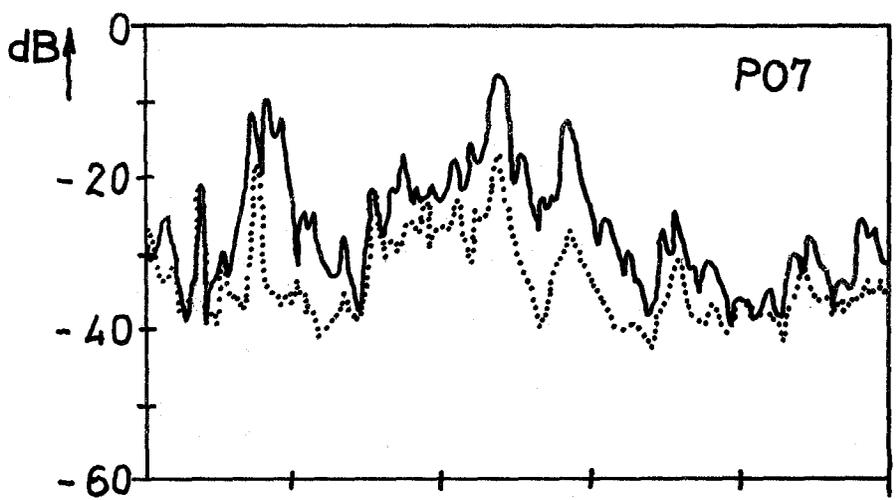
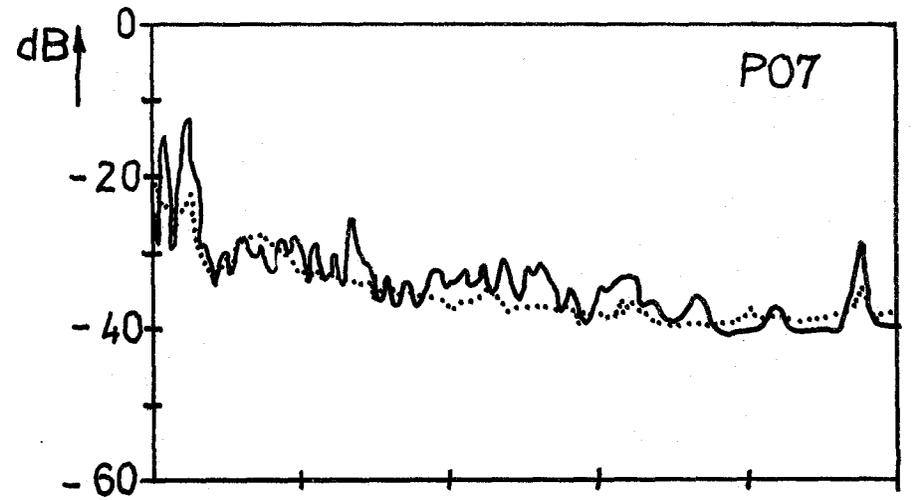
^{*} Letzter Bericht in KFK 1275/3 , S. 124-9

Wegen des Fehlens einer im strömenden Natrium eingesetzten KNS-Schallmeßstelle im Bereich des Tanks kann vorerst noch kein Vergleich mit den Siedespektren aus dem ECN-Expansions-Tank gemacht werden. Es ist daher vorgesehen, mehrere im Natrium immersierte Schallsensoren für die nächstfolgenden KNS-Experimente nachzurüsten.

Von besonderer Bedeutung ist das akustische Übertragungs-Maß des Natriums, da dieses bei einer realistischen Einschätzung der Montagemöglichkeit von Schall-druck-Sensoren im Reaktor-Natrium-Plenum als einziges Koppelmedium zur Verfügung steht. Daher wurde der Dämpfungseinfluß von ungelöstem Gas in einem mit Wasser durchgeführten Experiment untersucht [1]. Es wurde festgestellt, daß Gasvolumenanteile im Kühlmittel von $2 \cdot 10^{-3}$ und mehr zu erheblichen Detektionseinschränkungen führen und, je nach Intensität und spektraler Leistungsdichteverteilung des Backgrounds, S/N-Werte liefern, die unter Eins liegen. Eine akustische Siededetektion ist unter diesen Voraussetzungen darum nicht mehr möglich. Die im Rahmen einer Diplomarbeit durchgeführten Arbeiten zum Einfluß des Zweiphasenzustands schalleitender Flüssigkeiten auf das akustische Übertragungsmaß stehen in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Schallintensitätsmessungen in zweiphasigem Natrium im ORNL.

In einer weiteren Diplomarbeit wurde in einer Einrichtung zur Bestimmung der akustischen Transfer-Funktion der Einfluß von Strukturmaterialien auf die Schalldämpfung in einem Wassermodell untersucht [2]. Diese Arbeit steht in engem Zusammenhang mit der Fragestellung, welche Transportmechanismen bei der Schallenergieübertragung in Bündelanordnungen, in BE-Kästen oder unter akustischen Kopplungsbedingungen des gesamten Coreverbands wirksam sind. Im Ergebnis wird deutlich, daß Schalldruckwellen nahezu ungedämpft vom Siedeort in Richtung des Kühlmittelraumes zu den im simulierten Plenum eingebrachten Sensoren geführt werden, da sich die Summe der Einzelpins ebenso wie die axial ausgedehnten Kastenstrukturen wie Wellenleiter (Koppelstäbe) verhalten. Es werden dagegen besonders Frequenzen oberhalb 1 kHz betreffende Dämpfungswerte von -6 bis -10 db in radialer Schallrichtung gemessen, da der häufige Übergang von Medien unterschiedlicher Schallhärten zu Streuungen und Absorptionsverlusten führt.

-
- /1/ F. Czink: Untersuchungen zum Übertragungsverhalten bei Schallmessungen.
Unveröffentlichter Bericht, Juni 1976
- /2/ A. Schneider: Einrichtungen zur Bestimmung der akustischen Transfer-Funktionen an einem Wasser-Modell.
Unveröffentlichter Bericht, Juli 1975



- Sieden, $\dot{V}=4.53 \text{ m}^3/\text{h}$
- Sieden, $\dot{V}=4.37 \text{ m}^3/\text{h}$
- Background

Abb. 1 : Spektrale Leistungsdichte akustischer Signale beim lokalen Sieden

1.24.6 Untersuchungen zur Signalverarbeitung für das Reaktorschutzsystem1.24.63 Ein für Prozeßrechner geeignetes Verfahren zur näherungsweise Darstellung, Verarbeitung und Bestimmung von System-Antwortfunktionen⁶

(H. Borgwaldt, INR)

Eine Reihe von Methoden zur Überwachung von Anlagen läßt die folgende Beschreibung zu. Zwischen einer meßbaren Eingangsgröße $u(t)$, einer ebenfalls meßbaren Ausgangsgröße $y(t)$, der System-Antwortfunktion $h(t)$ und einer unbekanntem Störgröße $z(t)$ besteht die Beziehung

$$y(t) = \int_0^{\infty} h(t') u(t-t') dt' + z(t) \quad (1)$$

Das System kann irgendein Teil eines Kernkraftwerks sein, vorausgesetzt ist in (1) lediglich die Linearität in der Kopplung von Eingangs- und Ausgangsgrößen. Wenn $u(t)$ gemessen und $\hat{h}(t)$ bekannt (also das System gegeben) sind, kann man ein gemessenes $y(t)$ vergleichen mit einem störungsfrei geschätzten Wert

$$\hat{y}(t) = \int_0^{\infty} \hat{h}(t') u(t-t') dt' \quad (2)$$

Störungen, welche zu Abweichungen zwischen (1) und (2) führen, können große Störgrößen $z(t)$ sein, aber auch Diskrepanzen zwischen dem wahren $h(t)$ und dem angenommenen $\hat{h}(t)$. Hieraus folgt die Notwendigkeit, System-Antwortfunktionen $h(t)$ durch Messung zu bestimmen oder zu überprüfen. In günstigen Fällen hat das System eine einfache und bekannte Struktur, bei der nur einige Modellparameter, durch Anpassung, zu bestimmen sind. Bei komplexer oder unbekannter Struktur kann man Gl. (2) diskretisieren,

$$\hat{y}_{i+1} = \sum_{k=0}^K h_k u_{i-k} \quad (3)$$

$$\hat{y}_i = \hat{y}(i\tau), \quad u_i = u(i\tau), \quad h_k = \hat{h}(k\tau), \quad \tau = \text{Zeitschritt}$$

Die Struktur von (3) ist einerseits sehr günstig, weil die Schätzung linear in den Parametern h_k ist. Jedoch erfordert im allgemeinen die Faltungssumme für einen Prozeßrechner unzulässig viele Rechenoperationen sowie Speicherplatz für die h - und u -Werte, denn der Abschneide-Index K muß in realen Fällen groß sein.

⁶ Erster Bericht

Ein entsprechendes 3. Speicherfeld wird nur bei jedem 4. Zeittakt verändert und greift auf die letzten beiden Werte des 2. Speicherfeldes zu, etc. Die Zusammenkettung aller so aufgebauten Speicherfelder, deren jeweils letzte Werte eine hier nicht erläuterte Überlappungsfunktion erfüllen müssen, ergibt einen Vektor mit Komponenten U_{i-k} , den wir für eine Näherung von (3) benutzen

$$\hat{y}_{i+1} = \sum_{k=0}^{K'} H_k U_{i-k} \quad (\text{wobei } K' \ll K !)$$
 (3a)

Hierin steckt neben der Näherung, daß $h(t)$ durch eine kleine Zahl von Werten H_k dargestellt wird, die Verwendung von kondensierten Eingangsdaten U_{i-k} , bei denen die wahren Eingangsgrößen summiert werden über Intervalle, die sich nicht mit jedem Zeittakt verschieben, sondern mit einer reduzierten Taktfrequenz um entsprechend größere Schritte. Dies führt zusätzlich zu einer Reduktion des Rechenaufwands in (3a), da die Summe in Teilsummen zerfällt, die teilweise nur selten neu berechnet werden müssen.

Bei bekannten H_k und der beschriebenen Datenreduktion für die Eingangsgrößen u_i lassen sich Schätzungen \hat{y}_{i+1} nach (3a) schnell berechnen und mit Meßwerten y_{i+1} zur Anlagenüberwachung vergleichen.

Andererseits lassen sich Messungen y_{i+1} und Schätzungen \hat{y}_{i+1} nach (3a) heranziehen, um durch optimale Anpassung der H_k eine näherungsweise Darstellung einer unbekannt System-Antwortfunktion $h(t)$ zu erhalten. Ein wesentlicher Vorteil gegenüber anderen Methoden, wie Messung von Korrelationsfunktionen und dergl., ist eine größere Freiheit in der Wahl des Eingangssignals u_i . Als Anpassungsmethode zur Bestimmung der H_k eignet sich die direkte Methode der kleinsten Quadrate (MKQ), basierend auf der Forderung, daß $(\hat{y}_i - y_i)^2$ im Mittel ein Minimum haben soll.

Diese Methode wurde benutzt, um die Anwendbarkeit des Verfahrens zu testen. Für einen 1. Test wurde für $u(t)$ ein stochastisch rechteckmoduliertes Signal und für $h(t)$ eine Exponentialfunktion gewählt. Das Ergebnis war befriedigend, je nach der Steilheit von $h(t)$ ergeben sich in (3a) (quadratisch gemittelte) Approximationsfehler von 2 - 4 %. Ein weiterer Test wurde durchgeführt mit Meßdaten vom KNK I-Reaktor.⁺ Als $u(t)$ diente das Neutronenflußsignal, als $y(t)$

⁺ Die Meßdaten sind von P. Hoppè und F. Mitzel, INR zur Verfügung gestellt worden.

In fast allen Fällen kann man für System-Antwortfunktionen $h(t)$ jedoch voraussetzen, daß eine näherungsweise Darstellung nur für kleine Zeiten t eine hohe Zeitauflösung τ benötigt, während für größere Zeiten t größere Schrittweiten angemessen sind. Typisch hierfür ist die Reaktivität-Leistungs-Antwortfunktion eines Reaktors. Man kann dann $h(t)$ darstellen durch eine Stufenfunktion mit Stufen $H_k = \hat{h}(t_k)$ mit nicht-äquidistanten Stützstellen t_k . Eine vorteilhafte Wahl ergibt sich, wenn man wählt

$$\begin{aligned} t_k &= k\tau && \text{für } 0 \leq k < k_1, \\ t_k &= (2k - k_1 + 1)\tau && \text{" } k_1 \leq k < k_2, \\ t_k &= (4k - 2k_2 - k_1 + 2)\tau && \text{" } k_2 \leq k < k_3 \quad \text{etc.} \end{aligned} \quad (4)$$

und so die Schrittweite stufenweise um Zweierpotenzen erhöht. Wählt man für (k_1, k_2, k_3, \dots) die Folge (8, 12, 16, 20, 24, 28, 32) und $\tau = 0.125$ sec, so wird $h(t)$ dargestellt im Intervall (0,64) sec mit ca. 38 (statt 512) Stufen, wobei im Intervall (0,1) sec die Schrittweite = τ ist, stufenweise wachsend auf 8 sec im Intervall (32, 64) sec. Dies ist nur als Beispiel gedacht.

Wenn eine solche Datenreduktion für $h(t)$ zulässig ist, bietet sich eine ähnliche Lösung an für die Abspeicherung der Vorgeschichte des Eingangsprozesses $u(t)$, nämlich durch stufenweise Kondensation der Werte u_{i-k} . Anstatt aller dieser Daten speichert man kondensierte Daten U_{i-k} . Dabei sind für $0 \leq k < k_1$ die u_{i-k} und U_{i-k} identisch, für $k_1 \leq k < k_2$ fassen die U_{i-k} jeweils ein Paar von u -Werten zusammen, etc.

Besser als eine formelmäßige Darstellung erscheint hier eine vereinfachte, verbale Beschreibung des Ablaufschemas: In einem Speicherfeld der Länge (k_1+1) befinden sich die letzten (k_1+1) erfaßten Werte u_{i-k} . Nach einem Zeitschritt der Länge τ wird das Speicherfeld eine Stelle nach unten verschoben, mit Verlust des letzten, (k_1+1) Zeitschritte verzögerten Meßwerts. Ein neuer Meßwert u_{i+1} wird an die 1. Stelle des Speicherfelds gesetzt.

Für ein 2. Speicherfeld der Länge $(k_2 - k_1 + 1)$ ist nur jeder 2. Zeittakt ein Arbeitstakt. Bei einem Arbeitstakt wird das Feld ebenfalls verschoben und gleichzeitig die Summe der letzten beiden Werte des 1. Speicherfelds in die 1. Stelle dieses 2. Feldes übernommen. Das 2. Speicherfeld enthält also die um den Faktor 2 kondensierten, mehr als k_1 Zeittakte verzögerten u -Werte.

die mit einem Inverse-Kinetics-Code aus $u(t)$ berechnete Reaktivität. $h(t)$ ist in diesem Fall der im Inverse-Kinetics-Code implizit benutzte Integral-kern. Der Approximationsfehler war mit 2 - 3 % recht gut, die ermittelten H_k zeigten allerdings für kleine k -Werte, entsprechend kleinen t -Werten in $h(t)$, gewisse Anomalien. Hierfür bietet sich folgende Erklärung an: $h(t)$ für kleine Zeiten t beeinflusst nach (1) das Kurzzeitverhalten bei raschen Änderungen der Eingangsgröße. Wenn Zeitintervalle mit schnellen Gradienten in den Meßdaten unterrepräsentiert sind, kann das benutzte MKQ-Verfahren $h(t)$ für kleine Zeiten nur schlecht schätzen. Da dieser Bereich jedoch für die Anlagenüberwachung relevant ist, soll untersucht werden, ob ein modifiziertes MKQ-Verfahren mit Gradienten-abhängiger Wichtung oder ein anderes Filterverfahren die Schätzung der System-Antwortfunktion $h(t)$ im Bereich kleiner Zeiten verbessern kann.

Die Methode wurde versuchsweise angewandt, um die Leistung-Reaktivitäts-Rückführung $h(t)$ des KNK I-Reaktors zu bestimmen. Dabei ist $u(t)$ das Neutronenflußsignal, $y(t)$ = Rückführungsreaktivität (= Regelstabanzeige - Reaktivität aus inverser Kinetik). Schwierigkeiten bereitet dabei die sehr ungenaue Regelstabanzeige (bei den verwendeten Meßdaten), die numerisch korrigiert werden muß. Eindeutig nachweisen ließ sich bisher das Nachhinken der Regelstabanzeige hinter der wahren Regelstabbewegung. Während sich für größere Zeiten t ein plausibler Verlauf für $h(t)$ zeigte, ergaben sich für kleinere Zeiten Anomalien, die wahrscheinlich ähnlich wie oben zu deuten und zu beseitigen sind.

1.25 AUSWIRKUNGEN AUF DIE UMWELT1.25.2 Aerosol- und Spaltproduktfreisetzung aus heißen und siedenden Natriumlachen*(S. Jordan, Y. Ozawa⁺), W. Schütz. LAF/I)

Die Motivation des NALA-Programms ist die Annahme, daß bei einem Bethe-Tait-Störfall der Reaktortank des SNR-300 nicht intakt bleibt und der Hauptteil des Brennstoffs und der Spaltprodukte vom Core-Catcher aufgenommen wird. Dabei ist die Coreschmelze mit Natrium bedeckt, das infolge der Nachwärme bis zum Sieden aufgeheizt wird. Ein Teil des Brennstoffs und der Spaltprodukte wird im Natrium gelöst oder reagiert chemisch. Es kommt zur Freisetzung von Aktivität in die Containmentatmosphäre. Dabei spielt die Bildung von Aerosolen eine wichtige Rolle. Es wird weiterhin angenommen, daß es zu Leckagen zwischen dem inneren und dem äußeren Containment kommt. Die Kenntnis der Aerosolkonzentration im äußeren Containment durch den Core-Catcher als Langzeitquelle ist wichtig, da dieser Wert direkt in die Auslegung des Exventing-Filter-Systems eingeht. Die NALA-Experimente sollen aufzeigen, wie stark das Rückhaltevermögen des Natriums im Core-Catcher für Brennstoff und Spaltprodukte ist.

Die bisherigen Experimente beschränkten sich auf die Untersuchung von UO_2 in Natrium. Dazu wurden Versuche im Labormaßstab und im technischen Maßstab unternommen. Im Labormaßstab wurden Mischungen aus UO_2 -Pulver (≤ 10 g) und Na (100 g) auf $500^\circ C$ bzw. $890^\circ C$ aufgeheizt. Die freigesetzten Na- und U-Mengen wurden entweder per Diffusion oder durch erzwungene Konvektion mit Hilfe eines einstellbaren Argon-Stromes in zwei Kühlfallen mit einem anschließenden Filter niedergeschlagen. Bei den Experimenten im technischen Maßstab wurden 2 kg Na mit 20 g UO_2 -Pulver versetzt und in inerter Atmosphäre im 4 m^3 -Versuchskessel NABRAUS bis auf $500^\circ C$ erhitzt. Während des Experiments wurden fortlaufend Aerosolproben von verschiedenen Stellen des Kessels entnommen.

In allen Fällen wurden die freigesetzten Na-Mengen durch Titration und die Uranmengen durch Fluorometrie bestimmt. Es war möglich, Uranmengen bis zu 10 ng nachzuweisen. Die Experimente im Labormaßstab gestatteten außerdem die Bestimmung der Na-Verdunstungsrate.

⁺) delegiert von Hitachi Research Laboratory, Japan

* BzFE-Nr. 513.5

Zum Vergleich der Urankonzentration im freigesetzten Natrium zur ursprünglichen Konzentration in der Natriumlache wird der Dekontaminationsfaktor DF definiert:

$$DF = \frac{\left(\frac{m_U}{m_{Na}}\right)_{\text{Lache}}}{\left(\frac{m_U}{m_{Na}}\right)_{\text{freigesetzt}}}$$

Tabelle 1 gibt einen Überblick über einige der bisher durchgeführten Experimente im Labormaßstab. Bei konstantem Natriumanteil (100 g) wurden die UO_2 -Beimischung (≈ 1 bzw. ≈ 10 g), die Temperatur (500° und 890°) und die Argon-Flußrate variiert. Bei allen 500° -Experimenten wurde das $Na-UO_2$ -Gemisch zunächst ohne Gasstrom und ohne Kühlung der Kühlfallen auf ca. 800° vorgeheizt, um eine gründliche Durchmischung zu erreichen. In allen Fällen ergaben sich für DF Werte zwischen $1 \cdot 10^3$ und $2,5 \cdot 10^3$, wobei eine signifikante Abhängigkeit von einem der variierten Parameter nicht festgestellt werden konnte.

Für die Na-Verdampfungsraten ergaben sich Werte um $200 \text{ g/m}^2 \cdot \text{h}$ bei 500° und $85 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{h}$ bei 890° .

In Tabelle 2 sind die Ergebnisse eines Experiments im technischen Maßstab aufgeführt; zwei weitere Experimente lieferten ähnliche Resultate. Der Sauerstoffanteil der Atmosphäre oberhalb der Na-Lache war im ersten Teil des Experiments kleiner als 0,1 ppm, später wurde er auf 0,5 % erhöht. Die DF-Werte stehen in guter Übereinstimmung mit den Resultaten aus den Labor-Experimenten. Schließlich wurde der Sauerstoffanteil auf 21 % erhöht, was zu einem Ansteigen des DF auf Werte um 10^4 führte.

Zum besseren Verständnis des Freisetzungsmechanismus sind noch weitere Experimente erforderlich. Außerdem soll demnächst die Untersuchung von Spaltprodukten begonnen werden.

Tabelle 1 Uranfreisetzung aus einer kontaminierten Natriumlache
(100 g Na)

Experiment Nr.	UO ₂ g	Temp. °C	Argon l/min	Na frei- gesetzt g	U frei- gesetzt µg	DF
1	8,48	890	---	40,0	1580	2000
2	8,68	890	---	23,9	1230	1400
3	0,76	890	0,6	45,0	394	1100
4	0,84	500	17,0	12,3	42	2100
5	0,72	500	10,0	2,0	5	2470
6	0,95	500	1,0	0,9	4	1750
7	10,25	500	10,0	2,8	104	2450

Tabelle 2 Uranfreisetzung aus einer kontaminierten Natriumlache
(20 g UO₂ in 2 kg Na)

Probe Nr.	Zeit min.	O ₂ -Kon- zentration %	Temp. °C	Aerosolkon- zentration mg Na/m ³	Urankon- zentration mg U/m ³	DF
1	5	0	360	67	---	---
2	20	0	470	1326	---	---
3	35	0	530	2910	---	---
4	50	0	550	8560	0,03	2800
5	61	0	550	6500	0,01	4500
6	75	0	480	2580	0,01	2500
7	85	0,5	460	3280	0,03	1000
8	92	0,5	460	3370	0,03	1000
9	105	0,5	470	3900	0,04	1000
10	115	21,0	610	7800	0,01	10000
11	120	21,0	670	9700	0,01	10000

1.26 NATRIUM-TECHNOLOGIE-VERSUCHE1.26.2 Verschleißuntersuchungen im Natrium *
(E. Wild, K.J. Mack, IRB)

Das Reibverhalten von Tribaloy 700 wurde untersucht. Hierbei handelt es sich um einen mit "günstigen Gleiteigenschaften" entwickelten, Co-freien Werkstoff auf Nickelbasis, mit einem Mo-Anteil von ca. 32 %. Die Beschichtung der vorgefertigten Substrate (1.4961) erfolgte im Plasmaverfahren bei der Firma Floridienne-NOVA, die anschließende Fertigbearbeitung in der GfK-Hauptwerkstatt.

Die Reibversuche mit diesem Werkstoff wurden bei Na-Temperatur-Zyklen von 400-600-400-250-600 °C entsprechend einem früher mit INTERATOM vereinbarten Ablaufplan durchgeführt. Verändert wurde in einigen Versuchen nur der O₂-Gehalt im Na (durch Variation der Kaltfallentemperaturen). Als Beispiele sind in Abb. 1 die Ergebnisse aus den Versuchen Nr. 382 und 384 wiedergegeben. Bei dem mit hohem O₂-Gehalt (ca. 30 ppm) gefahrenen Versuch 382 sind die Reibwerte deutlich als Funktion der Na-Temperatur erkennbar. Sie liegen bei 600 °C zwischen 0,1 und 0,2 und bei 250 °C an der vom Reaktorhersteller vorgegebenen Grenze von 0,5. Der Unterschied zwischen dem statischen und dem mittleren kinetischen Reibkoeffizient bei 600 °C ist mehr als doppelt so groß gegenüber dem bei 250 °C ermittelten Wert. Dies ist durch die mit steigender Temperatur einsetzende "stick-slip"-Reibung und die ergebenden Teststreckenkriterien bedingt. Bei Versuch 384 lag der O₂-Gehalt bei 3-5 ppm. Hier folgen die Reibwerte vergleichsweise wenig dem Temperaturverlauf. Inwieweit hier die Oberflächenkorrosion als Funktion des O₂-Gehaltes in Na verantwortlich ist, muß in weiteren Versuchen ermittelt werden. Allerdings sind Messung und Kontrolle dieses wichtigen Parameters noch immer mit Unsicherheiten verbunden, vor allem bei kleinen ppm-Werten (<5). Zur Zeit wird der Versuchskreis NVP II mit einer zweiten Referenzsonde ausgestattet, und für die Zukunft ist die zusätzliche Anwendung der "Vanadiumdraht"-Methode vorgesehen. Die Versuche mit Tribaloy 700 und anderen Werkstoffen werden unter diesen verbesserten Bedingungen weitergeführt.

* BzFE-Nr. 212.7

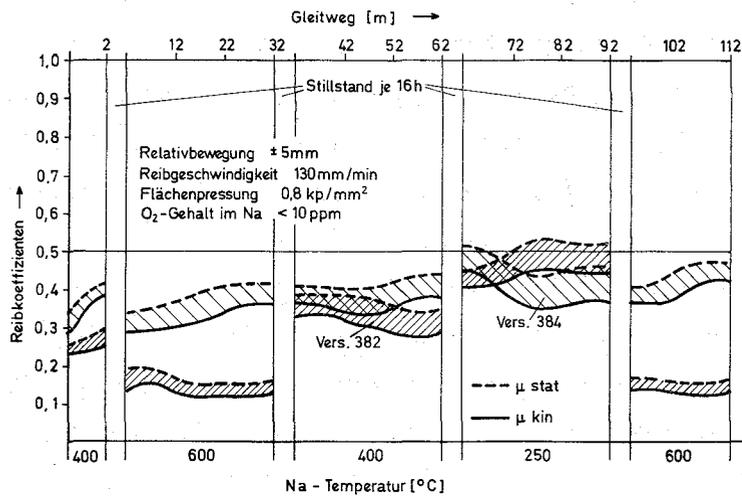


Abb.1 Statische und dynamische Reibkoeffizienten von Tribaloy 700 in Na (Vers.Nr.382 u.384)

1.26.3 Thermo- und fluiddynamische Untersuchungen im Natrium1.26.31 Theoretische Bestimmung von Temperaturfeldern in Brennstabbündeln*
(D. Weinberg, H.H. Frey, IRB)

Die in einem natriumdurchströmten elektrisch beheizten 19-Stabbündel gemessenen Temperaturfelder (F+E 1.26.33) wurden mit den Thermohydraulik-Bündel-Auslegungsprogrammen THESYS /1/ und MISTRAL - IIa /2/ verglichen und soweit möglich auch eine Bewertung vorgenommen. Darüberhinaus wurde in Rechnungen der Wandabstand variiert und sein Einfluß auf die Temperaturverteilung im Bündel untersucht /3/.

Die Abb. 2 zeigt für zwei unterschiedliche Experimente die Rechen- sowie Versuchsergebnisse der Unterkanaltemperaturen über die Ecktraverse des Bündels. Im Versuch 68 lag eine gleichmäßige und im Versuch 183 eine ungleichmäßige Beheizung vor. Im Versuch 183 wurde der Stab Nr. 6 nicht beheizt. Für die Eckkanäle liegen keine experimentellen Daten vor.

Für beide Versuche ergibt sich für den zentralen Bündelbereich - auch bei gleichmäßiger Leistung und daher steilen Temperaturgradienten - eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment. Die abweichenden experimentell bestimmten Unterkanaltemperaturen in den Kanälen 14,-8,-2,-3 liegen innerhalb der Fehlergrenze. Die Unterkanaltemperaturen werden im Schwerpunkt des Unterkanals gemessen. Die Rechenprogramme bestimmen die Temperaturen des Unterkanals als mittlere Temperatur. In den zentralen Strömungskanälen auch im Bereich starker Temperaturgradienten ist kein Unterschied zwischen Mitten- und Mitteltemperatur festzustellen.

Dagegen zeigen die Experimente in den Wandkanälen eine systematische Abweichung von etwa 2-3 °C nach unten gegenüber den Rechenergebnissen. Dies kann mit dem Nichtübereinstimmen bei der Ermittlung von Mitten- und Mitteltemperatur im Wandkanal erklärt werden. Über eine Bestimmung des Temperaturgradienten an Wand- zu Zentralkanal läßt sich zeigen, daß der Ort für die Messung der Kanalmittemperatur recht nahe an der Grenze Wand-Zentralkanal liegen müßte /3/.

Die experimentellen Wandkanal-Temperaturen müssen also durch Addition von ca. 2-3 °C korrigiert werden.

* BzFE-Nr. 451.1

Für die Eckkanäle liefern die beiden verwendeten Rechenprogramme unterschiedliche Kanaltemperaturen. Das Programm MISTRAL-IIa errechnet dort bis zu ca. 23 °C höhere Temperaturen als das Programm THESYS. Mögliche Ursachen werden in /3/ angegeben. In weiteren Rechnungen mit dem Programm THESYS wurde der Einfluß von unterschiedlichen Kasten-Wandabständen auf die Temperaturverteilung in den Unterkanälen sowie die Möglichkeit der Übertragung der 19-Stabbündel-Experimente auf SNR-Bedingungen untersucht.

-
- /1/ K. Doetschmann THESYS-Ein Fortran-Programm zur Berechnung der dreidimensionalen nominellen Temperaturverteilung in schnellen Reaktorkernen.
KFK 1997 (Juli 1974)
- /2/ W. Baumann MISTRAL-IIA, eine modifizierte Version des MISTRAL-II-Codes.
(unveröffentlicht)
- /3/ D. Weinberg Vergleich von berechneten Unterkanal-Temperaturen mit Hilfe der Programme THESYS und MISTRAL-IIA mit experimentell bestimmten Temperaturen im 19-Stabbündel.
(Veröffentlichung in Vorbereitung)

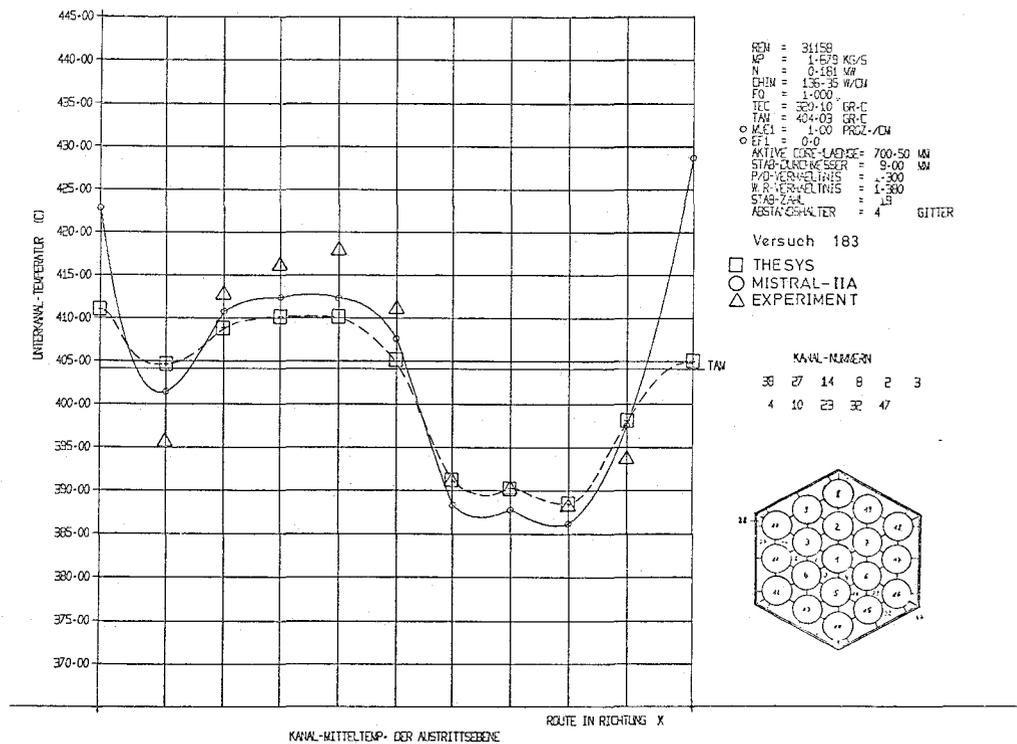
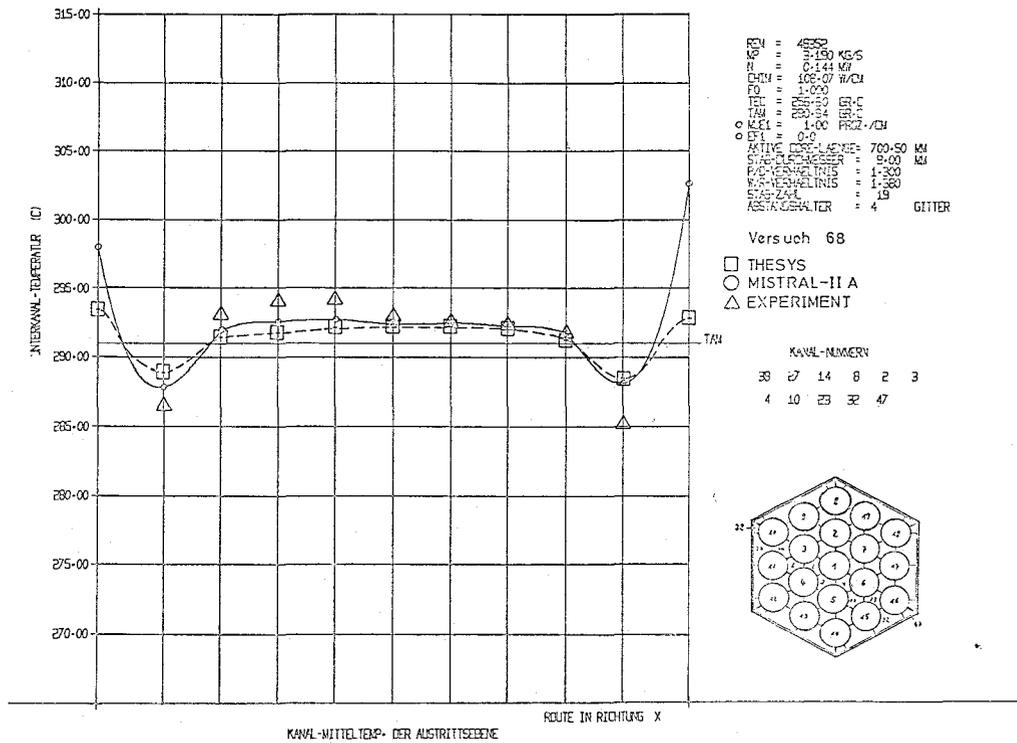


ABB. 2

UNTERKANALTEMPERATUREN ÜBER DIE ECKTRAVERSE EINES 19-STABBÜNDELS. VERGLEICH RECHNUNG/EXPERIMENT

1.26.33 Untersuchungen in Natriumströmung (19-Stabbündel-Experimente) *
(R. Möller, M. Kolodziej, H. Tschöke, IRB)

Der in Versuchsserie VS 2 an den drehbaren Stäben aufgetretene Schaden /1/ hatte seine Entstehungsursache in einer örtlich zu stark geschwächten Stabhülle (TE-Nut örtlich bei Stab 3 zu tief gefräst). Zur Vermeidung derartiger Fertigungsfehler sind für die künftige Stabinstrumentierung zusätzliche Fertigungskontrollen vorgesehen.

Zur genaueren Ermittlung der Oberflächentemperatur aus gemessenen Wandtemperaturen wurden am drehbaren Stab 12 aus Versuchsserie VS 1 Eichexperimente durchgeführt.

Die Ergebnisse der azimutalen Temperatur-Verteilungen der Randstäbe aus den Versuchsserien VS 1 und VS 2 sowie ein Vergleich mit anderen Experimenten und Rechnungen wurden in /2/ zusammengestellt. Die wichtigsten Schlußfolgerungen daraus sind:

- Wegen der starken Kühlkanalgeometrieänderungen im Bereich der Kastenwand treten in den Hüllen der Randstäbe große Temperaturvariationen am Umfang auf. Die Meßergebnisse sind reproduzierbar.
- Die maximalen Temperaturdifferenzen steigen für reaktortypische Pe-Zahlen mit zunehmender beheizter Länge im untersuchten Bereich ($0 \dots 100 D_H$) praktisch linear an. Am oberen Core-Ende ($\sim 180 D_H$) ist danach die Strömung noch nicht thermisch eingelaufen.
- Nachrechnungen der gemessenen Teilkanaltemperaturen mit globalen thermo-hydraulischen Auslegungs-Codes sowie die genauere Analyse der Wandtemperaturverteilungen des Eckstabes zeigen, daß der Kastenwand-Abstand und der Kasten-Eckradius die Temperaturverteilungen in den Randstabhüllen ent-

/1/ KFK - 1276/1, S. 126-6

/2/ R. Möller, H. Tschöke, M. Kolodziej
Experimentelle Bestimmung von Temperaturfeldern in natriumdurchströmten Bündeln mit hexagonaler Stabanordnung und gitterförmigen Abstandshaltern
KFK 2356

* BzFE-Nr. 451.1

scheidend beeinflussen. Der Einfluß dieser wichtigen Geometrieparameter wirkt sich am stärksten auf den Eckstab aus. Er muß daher gezielt experimentell mit der bewährten Meßtechnik (Temperaturmessung der Hüllwand) an einem Bündel kleiner Stabzahl untersucht werden.

Da für den Bündel-Randbereich keine geeigneten Wärmeübergangsbeziehungen in Flüssigmetallströmungen und noch Unsicherheiten in der Berechnung der Massenstromverteilung existieren, ist z.Z. eine zuverlässige Berechnung der Hüllwand-Temperaturverteilung mit globalen Auslegungs-Codes (Subchamel-Typ) nicht möglich. In den kritischen Bereichen der Kernelemente (Wandbereich, AH) sollten deshalb die örtlichen Temperaturfelder aufbauend auf ausgetesteten Auslegungs-Codes mit Mehrzonen-Modellen unter Einschluß der Stabzonen und der Kastenwand berechnet werden. Nur dann können nach dem Vergleich mit dem Experiment zuverlässige Temperaturfelder im Hüllrohr für die Festigkeits- und Standzeit-Berechnung bereitgestellt werden.

Strömungstechnische Untersuchungen an künstlichen Rauigkeiten
im Übergangsbereich glatt-rauh^G (W. Baumann, A. Roth, INR)

Am Wasserprüfstand des INR wurden 5 der vorgesehenen /1/ zweidimensionalen rechteckförmigen Rauigkeitsgeometrien untersucht. Für jede der Rauigkeiten wurden folgende Messungen durchgeführt:

- A) Verlauf des statischen Druckverlustes Δp_{stat} als Funktion des Durchsatzes.
- B) Verlauf des Staudruckes Δp_{stau} in der Mitte der der Rauigkeit gegenüberliegenden glatten Wand des Strömungskanals als Funktion des Durchsatzes (Preston-Messung).
- C) Verlauf des Staudruckes Δp_{stau} als Funktion des Wandabstandes y senkrecht zur Rauigkeitsplatte für mindestens 12 verschiedene Durchsätze (Profilmessung).

Die Auswertung der Messungen erfolgte mit digitalen Rechenprogrammen unter den Annahmen:

1. Volumetrische Definition des hydraul. Durchmessers und des Profil-Nullpunktes an der rauhen Wand.
2. Bezug aller dimensionsbehafteten Ergebnisse auf 20°C Strömungstemperatur.
3. Gültigkeit der von Patel /2/ angegebenen Gleichungen für die Preston-Messung (B).
4. Gültigkeit der Korrektur nach Macmillan /3/ für den Wandabstand der Pitotsonde aufgrund der endlichen Sondenabmessungen (B,C).
5. Gültigkeit der Korrektur nach Shaw /4/ für den gemessenen Staudruck aufgrund der endlichen Abmessungen der statischen Druckanbohrung (B,C).

Damit ergab sich aus A) die Funktion des Reibungsbeiwertes $\lambda(\text{Re})$, aus B) die Funktion der Schubspannungsgeschwindigkeit an der glatten Wand $u_g^*(\text{Re})$ und aus C) der Verlauf der Geschwindigkeitsprofile $u(y)$.

^G Letzter Bericht KFK 1276/1

In Abb. 1 sind über die Kanalhöhe gemessene Geschwindigkeitsprofile $u(y)$ für die Rauigkeit 3F ($P = 12 \text{ mm}$, $H = 3 \text{ mm}$, $B = 3 \text{ mm}$) bei 3 verschiedenen Durchsätzen dargestellt. Die Bezugsgeschwindigkeit u_m ergibt sich aus dem Durchsatzvolumen und dem gesamten Strömungsquerschnitt. In der rauhen Strömungszone liegen die Meßpunkte sehr nahe beisammen, während in der glatten Strömungszone ein starkes Auffächern beobachtet wird. Das Geschwindigkeitsmaximum verschiebt sich mit wachsendem Durchsatz immer mehr zur glatten Wand, was bedeutet, daß die Rauigkeit infolge abnehmender Grenzschichtdicke an Wirksamkeit gewinnt.

Teilt man die Profile etwa am Geschwindigkeitsmaximum auf und bezieht u nicht auf den Mittelwert u_m , sondern auf die Wandschubspannungsgeschwindigkeit $u^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$, so erhält man die Darstellungen in Abb. 2 und 3.

Als Abszisse dient hier ein dimensionsloser Wandabstand:

$y^+ = \frac{yu_g^*}{\nu}$ für die Strömungsschicht an der glatten, y/h für die an der rauhen Wand, wobei ν die kinematische Zähigkeit des Fluids und h die Höhe der Rauigkeit ist.

Die Wandschubspannungsgeschwindigkeit u_g^* und u_r^* für die Strömungsschichten an der glatten und rauhen Wand wurden zunächst aus dem Geschwindigkeitsprofil $u(y)$ unter der Annahme des Wandgesetzes bestimmt. Nach den ersten, ausführlich beschriebenen experimentellen Untersuchungen von Nikuradse in glatten /5/ und sandrauen Rohren /6/ sowie von Schlichting /7/ im Rechteckkanal mit künstlichen Rauigkeiten gilt nämlich

für die glatte Seite:

$$u^+ = \frac{u}{u_g^*} = A_s \cdot \ln y^+ + B_s \quad (1)$$

mit $A_s = 2.5$; $B_s = 5.5$,

für die rauhe Seite:

$$u^+ = \frac{u}{u_r^*} = A_r \cdot \ln y/h + R \quad (2)$$

mit $A_r = 2.5$; $R=f$ (Rauigkeit)

Durch Anwendung des Wandgesetzes auf das Geschwindigkeitsprofil, z.B. durch grafisches Auftragen von u über $\lg y$ oder rechnerisch mit Hilfe der Least Square Fit-Methode, erhält man unter obigen Annahmen für die Rauigkeit 3F bei $\dot{V} = 1000 \text{ l/min}$ die Werte $u_g^* = 14.68 \text{ cm/s}$ (Abb. 2) und $u_r^* = 39.68 \text{ cm/s}$ mit $R = 3.20$ (Abb. 3).

Um nun, wie im ersten Bericht /1/ angekündigt und begründet, die Berechtigung dieser Annahmen zu prüfen, wurden u_g^* und u_r^* nach einer zweiten Methode bestimmt. Für die glatte Wand kann man u_g^* direkt aus der Preston-Messung ermitteln, wobei die Gleichungen von Patel /2/ benutzt werden (Messung B); für die raue Wand läßt sich u_r^* mit Hilfe der von Schlichting /7/ angegebenen Beziehung

$$u_r^* = \sqrt{\frac{b}{\rho} \frac{dp}{dx} - u_g^{*2}} \quad (3)$$

aus dem Druckgradienten $\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx}$ (Messung A), der Kanalhöhe b und der Schubspannungsgeschwindigkeit an der glatten Wand u_g^* berechnen.

Als Ergebnis erhält man für die glatte Seite $u_g^* = 15.57$ cm/s, was den Koeffizienten $A_s = 2.87$ und $B_s = 2.29$ entspricht (Abb. 2).

Für die raue Seite ergibt sich $u_r^* = 28.55$ cm/s bzw. $A_r = 3.51$ und $R = 4.45$ (Abb. 3).

Die Ergebnisse stimmen mit denen der ersten Methode nicht überein. Die zweite Methode ist jedoch zweifellos zu bevorzugen, da sie die Wandschubspannungen direkt mit dem Druckgradienten korreliert (Gl. 3).

Es zeigt sich, daß die Steigungen A_r und A_s von dem bisher als Standard betrachteten Wert 2.5 um 40 % bzw. 15 % abweichen.

Die unter der Annahme des Standardwertes 2.5 aus dem Geschwindigkeitsprofil ermittelten Schubspannungsgeschwindigkeiten werden für die glatte Wand um etwa 6 % unterschätzt, für die raue Wand um etwa 28 % überschätzt.—

Die Untersuchungen der künstlichen Rauigkeiten werden systematisch weitergeführt. Es wird dann versucht, aus der Gesamtheit des Datenmaterials Gesetzmäßigkeiten zu erkennen.

Literatur:

- /1/ W. Baumann, A. Roth; 1. Vierteljahresbericht 1976, KFK 1276/1
- /2/ V.C. Patel; J. Fluid Mech. vol. 23, part 1, pp. 185-208 (1965)
- /3/ F.A. Macmillan; Rep. and Memoranda No. 3028 (1956)
- /4/ R. Shaw; J. Fluid Mech. vol. 7, pp. 550-564 (1960)
- /5/ J. Nikuradse; VDI-Forsch. Heft 356 (1932)
- /6/ J. Nikuradse; VDI-Forsch. Heft 361 (1933)
- /7/ H. Schlichting; Ing. Arch. 7, 1-34 (1936)

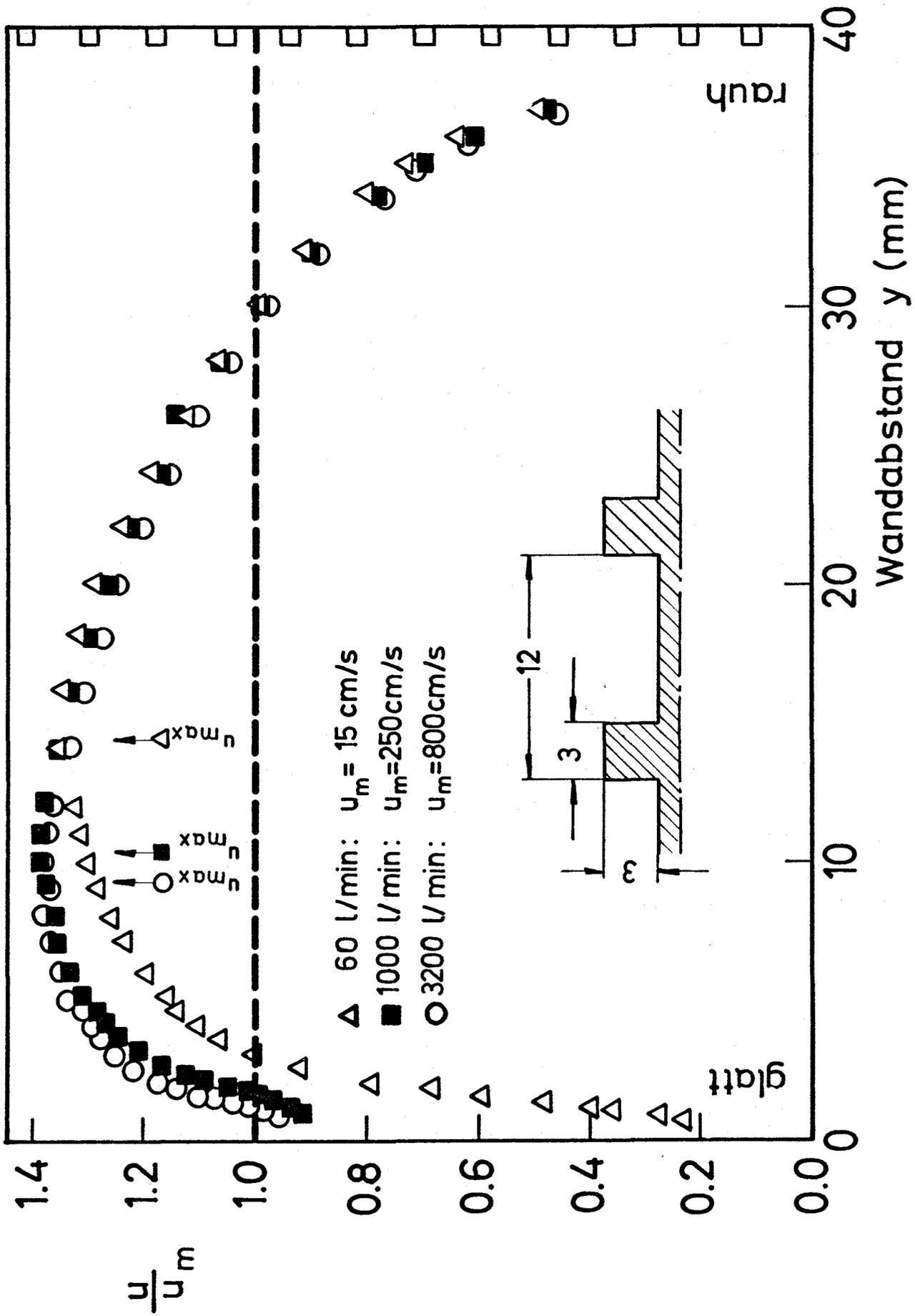


Abb. 1

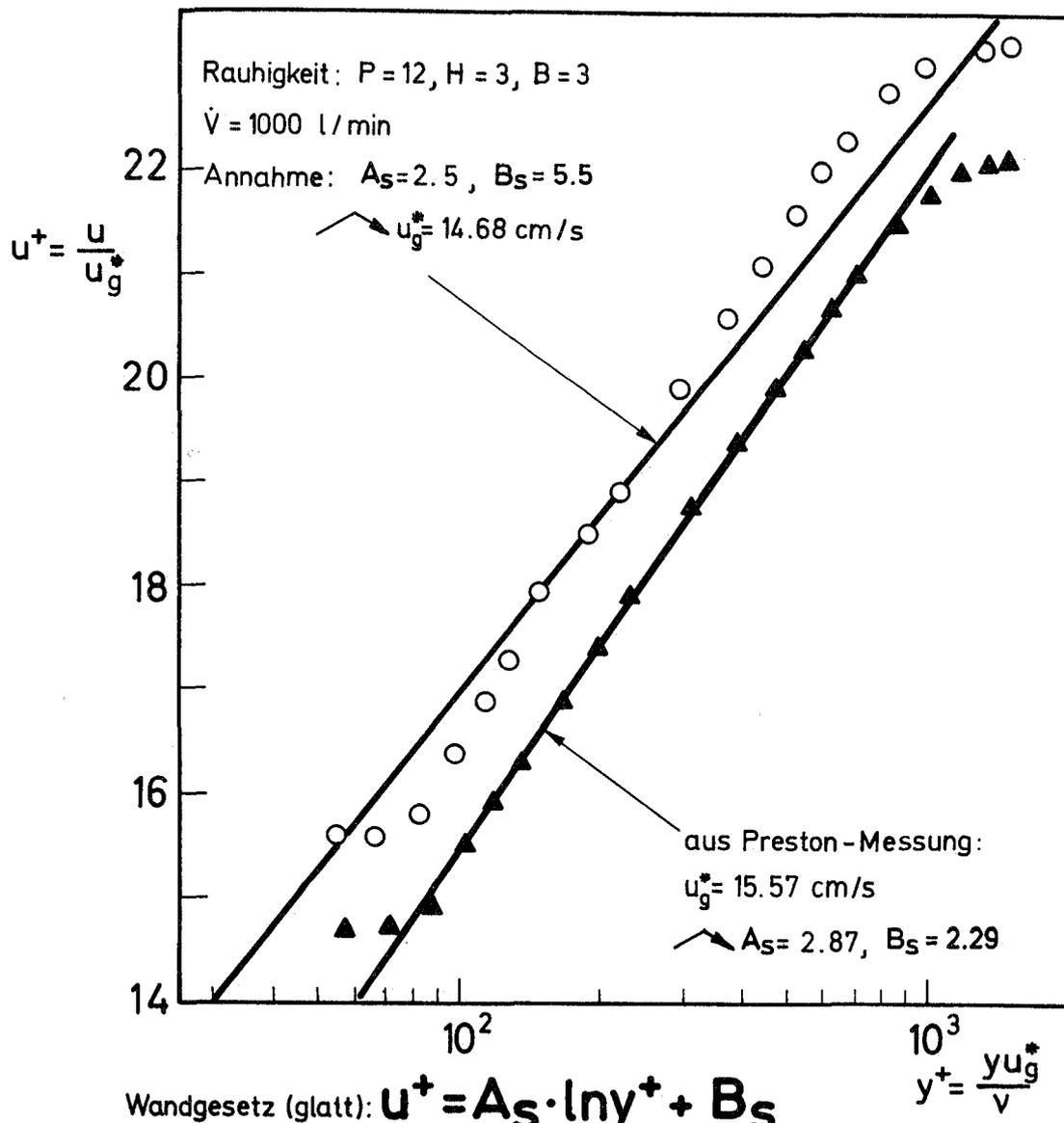


Abb. 2

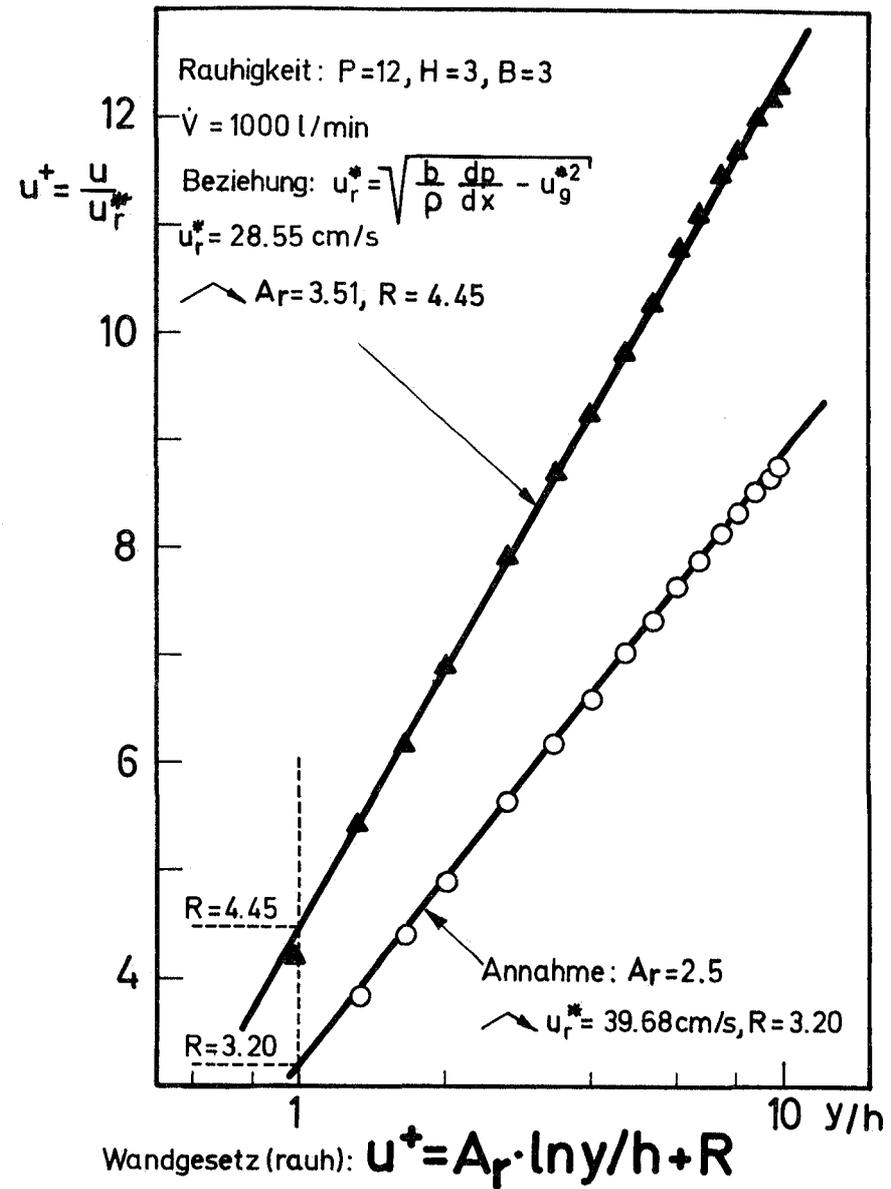


Abb. 3

1.28 ENTWURFS- UND SICHERHEITSUNTERSUCHUNGEN ZU GASGEKÜHLTEN SCHNELLEN
BRUTREAKTOREN (GSB)

Wärmeabfuhr aus dem Core-Catcher nach einem hypothetischen Stör-
fall bei gasgekühlten Schnellen Reaktoren.^G

(M. Dalle Donne, S. Dorner und G. Schumacher, INR)

Das Niederschmelzen eines Cores ist so unwahrscheinlich für den Gasbrüter, daß es nicht als Auslegungsstörfall betrachtet wird. Trotzdem wurde für diesen Reaktor ein Core-Catcher entworfen, der das Restrisiko eines solchen hypothetischen Unfalls abdeckt.

Da beim GSB wegen der abwärtsgerichteten Kühlmittelströmung die Core-Schmelze auf den Grund der Reaktorkaverne fallen muß, ist die Lokalisierung des Core-Catchers festgelegt. Das Problem ist nun, eine ausreichende Wärmeabfuhr zu ermöglichen. Nach dem jetzigen Stand der Untersuchungen scheint ein Core-Catcher mit Borax als Auffangmittel sowohl im Hinblick auf die Kosten als auch in Bezug auf die Sicherheit und das Aufräumen des geschmolzenen Cores die vorteilhafteste Lösung des Problems darzustellen /1/.

Der Core-Catcher ist innerhalb des Liners unter dem Core vorgesehen. Im Bereich des Core-Catchers ist der Liner mit Graphit ausgekleidet, um die Wärmespannungen im Liner und die Korrosion während der ersten Tage nach dem hypothetischen Unfall zu verringern. Innerhalb der ausgekleideten Zone befindet sich das Auffangmittel Borax. Das Borax besteht aus Formstücken, die von Stahl umhüllt sind (Boxen, Abb.1). Auch die drei Laderrohre sind während des Betriebs mit umhüllten Boraxstücken gefüllt. Diese werden während des jährlichen Brennelementwechsels entfernt und anschließend wieder eingesetzt. Im Bereich des Core-Catchers ist der Liner mit einer dichten Anordnung von Kühlrohren für die Wärmeabfuhr versehen.

Borax wird in der Glasindustrie in großen Mengen verwendet. Es ist billig. Der Schmelzpunkt liegt bei 741°C , der Siedepunkt bei 1575°C . Experimente zeigten, daß UO_2 , die oxidischen Spaltprodukte und wahrscheinlich $(\text{UPu})\text{O}_2$ im Temperaturbereich $1100\text{--}1400^{\circ}\text{C}$ in großen Mengen gelöst werden. Der Lösevorgang dauert bei 1400°C weniger als eine Stunde. Bei der Schmelztemperatur des Borax geht jedoch das Lösen langsam vor sich. Deshalb wurde das Borax mit Stahl umhüllt, damit die Core-Schmelze erst dann sinkt, wenn die Schmelztemperatur des Stahls (Edelstahl 1427°C) erreicht ist. Während die Core-

schmelze bei dieser Temperatur langsam in das Auffangmaterial einsinkt, löst sich auf diese Weise das ganze U₂Pu-Oxid mit dem größten Teil der Spaltprodukte. Nach Beendigung des Einsinkvorgangs befindet sich der Stahl im festen Zustand auf dem Boden des Core-Catchers, während die Oxide im Borax gelöst sind. So ist eine leichte Wärmeabfuhr durch Konvektion der Schmelze gewährleistet. Die starke Neutronenabsorption des Bors im Borax gewährleistet, daß die Schmelze unterkritisch bleibt. Experimente mit Graphit und Borax bei Temperaturen von 1250 bis 1450°C ergaben eine gute Verträglichkeit zwischen dem Auskleidungsmaterial Graphit und Borax. Der Abtrag von Kohlenstoff durch CO-Bildung betrug bei diesen Experimenten in stehendem sowohl als auch in strömendem Schutzgas nur wenige µm in der Stunde und kann vernachlässigt werden /2/. Andere Experimente zeigten, daß die Verdampfung des Borax in den Reaktortank kein Problem darstellt. Unter strömender und stehender Argonatmosphäre verdampfte bei 1100°C Oberflächentemperatur weniger als 0,01 g/cm²h. Über diese und weitere Untersuchungen zu den Materialfragen wird demnächst zusammenfassend berichtet. Für die vorläufige thermische Auslegung des Borax-Core-Catchers wurden Rechnungen unter den folgenden vereinfachenden Annahmen durchgeführt /1/:

- 1) Das gesamte Core und untere axiale Blanket fallen kohärent auf den Core-Catcher und verteilen sich gleichmäßig auf einen Kreis von 4 m Durchmesser.
- 2) Zehn Minuten später kommen das obere axiale und das radiale Blanket nach und verteilen sich auf einen Kreis von 4,6 m Durchmesser.
- 3) Die Zerfallswärme der Spaltprodukte heizt zunächst die erste Lage von Borax-Boxen in einem Umkreis von 2 Metern auf und schmilzt diese. Wärmeverluste durch Strahlung in den Reaktorbehälter und Leitung zu benachbarten Boxen werden vernachlässigt, was pessimistisch ist.
- 4) Nach dem Schmelzen der Boxen (bei Edelstahl 1427°C), die in 3) betrachtet werden, kommt die Schmelze in Kontakt mit den horizontal und vertikal benachbarten Boxen.

In der Abb.1 sind in den 7 vorgeschlagenen Lagen von Borax-Boxen die unter den angegebenen Voraussetzungen errechneten Zeiten eingetragen, die vom Moment des Herabfallens des Cores bis zum Erreichen des Schmelzpunktes einer Edelstahlhülle der Boxen vergehen. Nach etwa 10 Stunden sind alle Boxen geschmolzen, und die Schmelze hat Kontakt mit der Graphitauskleidung. In dieser Zeit ist mit Sicherheit der ganze Brennstoff gelöst. Man könnte sogar

Beiträge zu Teilprojekt

1.29 ENTWURFSSTUDIEN FÜR NATRIUMGEKÜHLTE BRUTREAKTOREN

folgen in einem späteren Vierteljahresbericht.

