

KERNFORSCHUNGSZENTRUM

KARLSRUHE

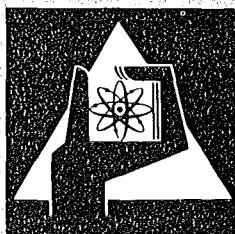
März 1974

KFK 1964

Institut für Reaktorentwicklung
Projekt Schneller Brüter

**Modelltheoretische Untersuchungen zum transienten Verhalten
von natriumgekühlten Schnellbrüter-Brennstäben unter
Einbeziehung spezieller Abbrandeinflüsse**

B. Kuczera



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

KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 1964

Institut für Reaktorentwicklung

Projekt Schneller Brüter

Modelltheoretische Untersuchungen zum transienten Verhalten
von natriumgekühlten Schnellbrüter-Brennstäben
unter Einbeziehung spezieller Abbrandeinflüsse^{*)}

von

B. Kuczera

Gesellschaft für Kernforschung mbH., Karlsruhe

*) Als Dissertation genehmigt von der Fakultät für
Maschinenbau der Universität Karlsruhe (TH)

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird das Verhalten von Brennstäben natriumgekühlter schneller Brutreaktoren unter transientser Belastung theoretisch untersucht, wobei die Einflüsse wesentlicher Abbrandphänomene auf das Brennstabverhalten im Vordergrund der Betrachtung stehen.

Das als BREDA-II entwickelte Brennstabmodell baut auf den Gleichungen der linearen Elastizitätstheorie auf. Für den rotationssymmetrischen Fall werden unter der Annahme ebener Querschnittsverformungen und linear elastischer Stoffgesetze analytische Näherungslösungen abgeleitet, die die Grundlage der Verformungsrechnungen darstellen. Ein Mehrzonen-Brennstoffmodell ermöglicht die Darstellung der langfristigen und transienten Abbranderscheinungen. Unter langfristigen Vorgängen werden speziell das stationäre Brennstoffschwellen, die Änderung der Brennstoffporosität sowie die Produktion und teilweise Freisetzung der Spaltgase verstanden. Während einer Leistungsexkursion bewirkt vor allem die transiente Spaltgasfreisetzung einen Druckanstieg im Zentralkanal und damit eine zusätzliche Brennstabbelastung. Der Einfluß des transienten Brennstoffschwellens kann in die Verformungsanalyse einbezogen werden. Die mit zunehmender Bestrahlungszeit zu erwartenden Änderungen der Hüllrohreigenschaften werden in engem Zusammenhang mit den Brennstabversagenskriterien diskutiert.

Ein Vergleich der Modellrechnungen mit den experimentellen Ergebnissen des H₃-Tests zeigt eine gute Übereinstimmung der Brennstabverformungen während der transienten Belastungsphase. Damit wird das Modellkonzept, das von linear elastischem Materialverhalten ausgeht, weitgehend gerechtfertigt.

In einer anschließenden Untersuchung wird das Brennstabverhalten auf Bedingungen extrapoliert, die während eines hypothetischen Reaktivitätsunfalls (5 $\%$ /sec-Rampe) auftreten können. Dabei wird die Belastungsgeschichte in Form des Bestrahlungszeit-Parameters variiert, um den Einfluß verschiedener Abbrandzustände im Hinblick auf das Brennstabverhalten zu analysieren.

Simulation of Transient LMFBR-Fuel Pin Behaviour
under Consideration of Certain Burnup Phenomena

Abstract

This theoretical treatise deals with the behaviour of LMFBR-fuel pins under transient overpower conditions. The main objective is to find out the influence of characteristic burnup phenomena upon the short-time behaviour of fuel pins.

The so called BREDA-II model is based on the equations of the linear thermoelastic theory. In particular the axisymmetric plane strain approximation is applied for the mechanical analysis. The multi-region fuel model allows to describe long-time and transient burnup phenomena. The long-time irradiation effects considered are steady state fuel swelling, change in fuel porosity, and production and partial release of fission gases. Of particular importance is the transient fission gas release which leads to a pressure increase in the central void and hence to additional loads in the fuel pin. Transient fuel swelling can be modelled. Irradiation dependent changes of the cladding material properties do strongly influence the fuel pin performance and are discussed together with the fuel pin failure criteria.

A comparison of the model calculations with experimental results of the H₃-test (TREAT) shows good agreement of the transient fuel pin deformations. This largely supports the model concept which is based on a linearly elastic type behaviour of the fuel.

In a subsequent study the fuel pin behaviour is extrapolated to conditions which may arise during a hypothetical overpower whole core accident simulated by a 5 \$/sec reactivity ramp insertion. Effects of burnup levels on the transient behaviour are discussed within this investigation.

Zusammenfassung

1. Einleitung	1
1.1 Modelltheorie zum transienten Brennstabverhalten	1
1.2 Bisherige Arbeiten auf diesem Gebiet	4
2. Das Brennstabmodell BREDA-II	7
2.1 Gleichungssystem der Elastizitätstheorie	9
2.2 Einzelheiten zum Brennstoffmodell	14
2.2.1 Das Mehrzonenmodell	15
2.2.2 Der stationäre Abbrandzustand	16
2.2.3 Transientes Spaltgasverhalten	22
2.2.4 Transientes Brennstoffschwellen	31
2.3 Einzelheiten zum Hüllrohrmodell	39
2.3.1 Berechnung des Kontaktdruckes	39
2.3.2 Abbrandveränderungen	41
2.4 Versagenskriterien	43
3. Modellrechnungen	46
3.1 Nachrechnung des H3-Experiments und Ergebnisvergleich mit DEFORM-II-Resultaten	46
3.2 Berechnung des transienten Verhaltens bestrahlter Brennstäbe während einer Leistungsexkursion (5 β /sec-Rampe)	50
4. Schlußbemerkung	62
Anhang: Zum Aufbau des Rechenprogramms	64
Nomenklatur	67
Abbildungen	73
Literaturverzeichnis	103

1. Einleitung

1.1 Modelltheorie zum transienten Brennstabverhalten

Ein Ziel der Sicherheitsanalyse natriumgekühlter schneller Brutreaktoren ist es, im Rahmen des Genehmigungsverfahrens nachzuweisen, daß die durch Kühlungs- und Reaktivitätsstörungen ausgelösten Unfälle entweder ungefährlich oder durch technische Maßnahmen zu beherrschen sind [1]. Dazu werden in entsprechenden Studien Unfallketten untersucht, deren Abläufe nur aufgrund hypothetisch postulierter Anfangs- und Randbedingungen vorstellbar sind ("hypothetische Unfälle"). Zu diesen hypothetischen Unfällen sind insbesondere der Kühlmittelverlustunfall (gleichzeitiger Ausfall aller Kühlmittelumwälzpumpen) und der Reaktivitätsunfall (Leistungsexkursion infolge eines erheblichen Reaktivitätsanstiegs) zu rechnen. Bei beiden Ereignissen wird vorausgesetzt, daß die Reaktorabschaltsysteme nicht ansprechen. Zu einer derartigen Situation formulieren Wolfe et al. [2] folgenden sicherheitstechnischen Aspekt: Bei Eintritt einer dieser "end-of-spectrum accidents" kann ein endgültiges Abschalten des Reaktors nur noch durch Brennstoffbewegung erfolgen. Damit wird ein Abschaltpotential aufgezeigt, das es gilt, quantitativ abzuschätzen. Übergeordnet aber bleibt die Forderung, daß es in keinem Fall zu einer unkontrollierten Freisetzung von Radioaktivitäten in die Umgebung kommen darf, das bedeutet zum Beispiel hier, daß solche Brennstoffbewegungen nicht eine Zerstörung des Reaktordruckbehälters ("containment") zur Folge haben dürfen. Um derartiges sicherzustellen und um entsprechende Erkenntnisse für die Entwicklung alternativer Gesamtkonzepte abzuleiten, wird das Verhalten einzelner Reaktorbauelemente vor allem in den kritischen transienten Belastungsphasen analysiert.

Zur Beschreibung eines komplexen Unfallablaufs bis hin zur möglichen Kernzerlegung werden als Hilfsmittel reaktordynamische Programmsysteme benötigt [3, 4]. Derartige Systeme setzen sich aus Unterprogrammen zusammen, die als theoretische Modelle verschiedene physikalische Einzelphänomene zusammenhängend nachbilden. In diesem Sinn ist die Entwicklung des Brennstabmodells BREDA [5] zu verstehen, das speziell das Brennstabverhalten in solchen Übergangsphasen beschreibt. Seine Bedeutung im Gesamtsystem soll anhand einer extremen Belastungssituation kurz erläutert werden.

Bei Leistungstransienten kann die Hüllrohrbelastung infolge des inneren Druckaufbaus und durch Minderung der temperaturabhängigen Festigkeitseigenschaften des Stahls ein Brennstabversagen verursachen. Damit ist im Kernbereich die Möglichkeit der freien Brennstoffbewegung gegeben, die je nach den Randbedingungen zur Brennstoffkompaktierung ("fuel slumping") oder zur heftig ablaufenden Brennstoff-Natrium-Reaktion (BNR) führen und in die Kernzerlegungsphase ("disassembly-phase") überleiten kann. Ort und Zeitpunkt des Brennstabversagens und der dann vorliegende Brennstoffzustand sind drei Parameter, die den weiteren Unfallablauf und schließlich den Grad der mechanischen Beanspruchung des Reaktordruckbehälters wesentlich beeinflussen. Die vorliegende Arbeit liefert einen Beitrag zur Bestimmung dieser Parameter.

Der Brennstab eines natriumgekühlten schnellen Brütters, seine Auslegung und sein Verhalten bei stationären bzw. zyklisch sich ändernden Reaktorbedingungen sind bereits seit mehreren Jahren Gegenstand modelltheoretischer Untersuchungen. In diesem Zusammenhang sind z.B. die Entwicklungen der Rechenprogramme von SATURN-0 [6] bis SATURN-1a [7] und von LIFE I bzw. II [8, 9] zu nennen. In einem ausführlichen Bericht über die Aktivitäten auf dem Gebiet der Brennstabmodelltheorie haben H. Kämpf und K. Kummerer [10] das Ziel dieser Forschungsrichtung umrissen. Danach lassen sich die Einflußgrößen auf das langfristige Brennstabverhalten in vier Bereiche klassifizieren, in den Bereich der Auslegungsgrößen (A), den der Betriebsgrößen (B), den der Materialphänomene (C) und den Bereich der Beanspruchungsmerkmale (D). Die als Aufgabe gestellte Verknüpfung dieser Parametermengen wird formal angegeben mit:

$$D = f(A, B, C)$$

Zur Beschreibung des Brennstabverhaltens unter transienten Bedingungen sind demgegenüber zusätzliche Gruppen von Einflußgrößen zu betrachten. Diese lassen sich aus den oben erwähnten ableiten, haben jedoch bezüglich ihrer Eigenschaften einen ausgeprägten instationären Charakter. Ein Beispiel soll dies verdeutlichen: Die mit steigendem Abbrand zunehmenden Spaltprodukte verursachen das Brennstoffschwellen, ein Teil der gasförmigen Spaltprodukte wird aus der Brennstoffmatrix freigesetzt und führt zu einem Druckaufbau im Brennstab (Langzeitverhalten). Nach dem vorliegenden Modell kann eine dann einsetzende Leistungsexkursion

einen Spaltgasdruckanstieg im Zentralkanal der Brennstoffsäule bewirken, der das Druckniveau gegenüber den stationären Verhältnissen um eine Zehnerpotenz anhebt. Dies stellt in Verbindung mit dem transienten Brennstoffschwellen ein erhebliches (Kurzzeit-) Belastungspotential dar. Kennzeichnet man die langfristig sich auswirkenden Parametermengen mit dem Index "0" im Sinne einer Anfangsbedingung für die transiente Phase, dann kann man in Anlehnung an [10] die erweiterte Zielfunktion der hier behandelten Modelltheorie beschreiben durch:

$$D(t) = f[A_0, B_0, C_0, D_0, B(t), C(t)]$$

Darin kommt zum Ausdruck, daß der Grad der transienten Brennstabbeanspruchung durch die Belastungsvorgeschichte und die instationären Auswirkungen des Unfallablaufs bestimmt wird.

Hinsichtlich ihrer Ergebnisse orientieren sich Langzeitverhaltensstudien an Fragen zu bestimmten Auslegungskriterien, die eine vorgegebene Lebensdauer des Brennstabes garantieren sollen [11]. Aus den erwähnten sicherheitsanalytischen Gründen wird in den hier betrachteten Modellen zur transienten Brennstabbelastung das mögliche Hüllrohrversagen als wesentliches Phänomen miteinbezogen. Das Modellkonzept geht über die Frage hinaus, ob z.B. die vorgegebene Standzeit eines Stabes erreicht wird, und ist so angelegt, daß es die Versagenssituation in Bezug auf thermohydraulische und neutronenphysikalische Konsequenzen hinreichend gut beschreiben kann.

Bevor konkret auf die theoretische Behandlung und die mathematischen Methoden zur Beschreibung des transienten Brennstabverhaltens eingegangen wird, seien einige Bemerkungen vorausgeschickt. Die oben angegebene allgemeine Formulierung der Zielfunktion beinhaltet die komplexe Abhängigkeit der Brennstabbeanspruchung von einer Vielzahl von Einzelparametern, die teilweise auch miteinander in einer Wechselbeziehung stehen. Für die Modelltheorie ist daraus nicht unbedingt die Forderung abzuleiten, die Gesamtheit aller Einzelvorgänge in jedem Zeitintervall genau zu erfassen, als vielmehr die wesentlichen Einflußgrößen und deren Wirkung auf den interessierenden Endeffekt herauszufinden. Das Rechenmodell wird auf dem Wege einer Synthese von zum Teil vereinfachten Einzelvorstellungen entwickelt, die z.B. aus Ergebnissen

detaillierter Materialforschung abgeleitet werden. Es soll mit entsprechend begrenztem Aufwand eine zeitliche und überschaubare Auflösung der transienten Vorgänge ermöglichen und zu einem besseren Verständnis der komplexen physikalischen Zusammenhänge verhelfen. Da der Parameter- einfluß auf die Brennstabbelastung wegen der zeitlichen Überlagerung von verschiedenen Einzelvorgängen nicht mehr mit Hilfe eines analytisch geschlossenen Formalismus interpretierbar ist, wird er oft in graphischen Darstellungen der numerischen Rechenergebnisse verfolgt. Auf diese Weise wird eine quantitative Eingrenzung der Schadensphänomene möglich, die dann als Größenordnung in weiterführende Überlegungen eingebracht werden kann.

1.2 Bisherige Arbeiten auf diesem Gebiet

Historisch ist die Modellentwicklung zum Brennstabverhalten unter transienten Bedingungen in etwa parallel mit der Erstellung von reaktordynamischen Programmsystemen ("whole core accident analysis code") zu sehen. Wie einleitend bereits erwähnt, zeigte die Sicherheitsanalyse die Notwendigkeit an, Brennstabbelastungen während der Leistungsexkursion zu ermitteln, um wesentliche Rückwirkungseffekte auf die Neutronenkinetik und Thermohydraulik, wie z.B. Reaktivitätsänderungen infolge axialer Brennstoffexpansion oder die Verbesserung der Brennstoffkühlung bei reduzierter Spaltweite, während des Unfallablaufs erfassen zu können. Bei der Verwirklichung dieser Forderung geht man davon aus, daß das instationäre Verhalten größerer Brennstabgruppen durch das Verhalten eines Einzelstabes repräsentativ beschrieben werden kann. In der den Rechnungen zugrunde liegenden Einzelkanaldarstellung ist der Einzelstab von entsprechenden Kühlmittel- und Strukturmaterialanteilen umgeben.

Dieser Zielsetzung, das transiente Brennstabverhalten zu analysieren, entsprechen die Arbeiten zum DEFORM I-Modell [12]. Die auf den Brennstab angewandte Mechanik baut auf den Gesetzen der linearen Elastizitätstheorie auf. Für den Fall der rotationssymmetrischen Anordnung werden die Verformungsgleichungen unter der Annahme abgeleitet, daß die Brennstabquerschnitte eben bleiben ("plane strain approximation"). Die Unterteilung in einzelne Brennstabsegmente bietet die Möglichkeit, das axiale Belastungsprofil näherungsweise abzubilden. DEFORM I geht von einer homogenen Brennstoffsäule aus, die sich elastisch verformen

kann. Beim Hüllrohr werden elastische bzw. ideal plastische Werkstoffeigenschaften vorausgesetzt.

In der weiterentwickelten Version DEFORM-II [13, 14] sind unter Beibehaltung der Methodik ("plane strain approximation") für Brennstoff und Hüllrohr rheologische Modelle eingeführt worden, deren nicht-lineares Materialverhalten in Abhängigkeit von der Spannung, der Dehnung, der Dehnungsgeschwindigkeit und der Temperatur beschrieben wird. Der stationäre Abbrandzustand des Brennstoffs wird in einem Dreizonen-Brennstoffmodell abgebildet, indem jeder Zone spezifische Materialeigenschaften zugeordnet werden. In der Brennstoffmatrix zurückgehaltenes Spaltgas wird mit dem Einsetzen des Schmelzens freigesetzt. Die Berechnung des transienten Spaltgasdruckaufbaus erfolgt auf iterativem Weg.

In ähnlicher Weise beschreibt das PECT I-Modell das transiente Brennstabverhalten [15]. Um größere Brennstabverformungen genauer berechnen zu können, wurden in der PECT II-Version bei der Ableitung der Dehnungsbeziehungen die Terme zweiter Ordnung in die mathematische Formulierung einbezogen [16].

Die erste Version des Modells BREDA (Brennstabdehnungsanalyse) [5] orientiert sich an einem weitgehend unbestrahlten Brennstab eines natriumgekühlten schnellen Brütters und ist hinsichtlich der Beschreibungsmöglichkeiten mit dem DEFORM I-Modell [12] vergleichbar. Die quasistatische Verformungsanalyse der rotationssymmetrischen Brennstabanordnung geht von den Gleichungen der linearen Elastizitätstheorie aus, für die unter der Voraussetzung ebener Querschnittsverformung eine Näherungslösung abgeleitet wird. Die Abbildung des instationären Temperaturfeldes, das die transiente Brennstabelastung verursacht, erfolgt mit Hilfe einer Ortsdiskretisierung in zehn radiale Brennstoff- und zwei radiale Hüllrohrzonen sowie der axialen Unterteilung in zehn mechanisch entkoppelte Brennstabsegmente. Der feste Brennstoff wird als Werkstoff mit elastischen Eigenschaften aufgefaßt, dem Hüllrohr werden elastische bzw. elastisch, ideal plastische Eigenschaften zugeschrieben.

Das Verformungsmodell bezieht sich im wesentlichen auf den Teil des Brennstabes, der durch die axiale Höhe der Brennstoff-Brutstoffsäule bestimmt ist (s. Abb. 1) Diese setzt sich aus Tabletten ("pellets") mit ebenen Stirnflächen zusammen. Die Stirnflächeneinsenkungen ("dishings")

werden über die Brennstoffschmierdichte eingeführt. Die stationäre Axialbelastung von Brennstoff und Hüllrohr durch die (obere) Druckfeder wird mit Hilfe einer anzugebenden Vorspannkraft simuliert. Federkraftänderungen infolge unterschiedlicher axialer Brennstoff- und Hüllrohr-expansion während der transienten Lastphase werden mit den vorgegebenen Federkonstanten berechnet. Das (beim SNR-300 unten angeordnete) Spaltgasplenum wurde nicht in die Modellkonfiguration aufgenommen, da die Brennstabbelastungen in diesem Bereich vergleichsweise gering sind. Die Plenumwirkung als Entspannungsvolumen für das während der Einsatzzeit produzierte und freigesetzte Spaltgas wird durch Vorgabe des stationären Spaltgasdruckes berücksichtigt. Dieser ist unter der Annahme, daß sich im Brennstab ein Gleichgewichtsdruck einstellt, zu ermitteln.

Eine mit diesem Modell durchgeführte Nachrechnung des Brennstabversagensexperiments S-3, bei dem ein frischer Brennstab unter der Belastung eines induzierten Leistungsimpulses versagt, zeigte, daß das Modellverhalten unter Berücksichtigung der eingeführten Restriktionen das Realverhalten eines Brennstabes in guter Näherung wiedergibt [18]. In einer weiteren Parameterstudie wurde der Einfluß der Brennstoffporosität und der Spaltweite (zwischen Brennstoff und Hüllrohr) auf das transiente Brennstabverhalten untersucht [19]. Dabei zeigte sich, daß die Spaltweitenreduzierung die stationäre Brennstoffkühlung deutlich verbessert und damit die Abschaltreserve infolge des Dopplereffektes vergrößert. Bei einem in Form eines plastischen Hüllrohrverformungsgrades vorgegebenen Versagenskriterium hat der geringere Spalt ein vergleichsweise frühes Brennstabversagen zur Folge. In der anschließenden Brennstoff-Natrium-Reaktion würde der zu diesem Zeitpunkt relativ kleine Brennstoffschmelzanteil eine geringere Umsetzung von thermischer in mechanisch wirksame Energie bedeuten [20]. Die umgekehrte Tendenz ist bei einer größeren Brennstoffporosität zu erwarten, wo das hohe stationäre Brennstoff-Temperaturprofil zu vergleichsweise großen Schmelzanteilen führt.

Diese BREDA-Version ist in das reaktordynamische Programmsystem CAPRI [17] zur Analyse hypothetischer Unfallabläufe integriert worden.

2. Das Brennstabmodell BREDA-II

Die Entwicklung von Brennstabmodellen für transiente Belastungen kann über die in der Einleitung vorgestellten Modelle hinaus im wesentlichen zwei Richtungen schwerpunktmäßig verfolgen:

- Die Erweiterung der Brennstabmechanik, indem Brennstoff und Hülle als Materialien behandelt werden, die sich mit elasto-plastischen Eigenschaften verformen.
- Die Einbeziehung spezieller Abbrandphänomene und deren Auswirkung auf das Brennstabverhalten unter Beibehaltung des bisherigen elastischen, bzw. elastisch-ideal plastischen Verformungsmodells.

Die erste Richtung führt zu einer Überarbeitung der Brennstabmechanik, in der insbesondere Kriech- und Verfestigungseigenschaften der Werkstoffe berücksichtigt werden. Auf diese Weise ließe sich insbesondere die Brennstabgeometrie zu Beginn der transienten Lastphase ermitteln, es bleibt jedoch angesichts der unsicheren Stoffgesetze für den primären Kriechbereich [21] offen, in welchem Maß elasto-plastisches Materialverhalten die Verformungsergebnisse der transienten Phase verbessern würde.

Die zweite Richtung konzentriert sich auf die Einbeziehung von Abbrandeffekten, die größtenteils als Einzelphänomene in der Materialforschung studiert werden. Dies ist insofern notwendig, als mit zunehmender Bestrahlungsdosis der Brennstab integral seine Eigenschaften verändert. Dies führt zu einem qualitativ anderen transienten Verhalten. Dabei sind es vor allem die Spaltprodukte, die in Bezug auf den Brennstab ein zusätzliches Verformungspotential darstellen und den Ablauf eines hypothetischen Unfalls im Sinne geringerer Energiefreisetzungsraten beeinflussen können [25]. Letztlich waren diese Aspekte für die Zielsetzung bei der Modellentwicklung BREDA-II entscheidend: Es sollten mit Hilfe eines einfachen mechanischen Modells die wesentlichen Bestrahlungseinflüsse auf das Verformungsverhalten des Brennstabes unter transienter Belastung untersucht werden.

Im folgenden werden die untersuchten Einzelphänomene, auf die besonderes Gewicht gelegt wurde, qualitativ zusammengestellt:

Der Abbrandzustand des Brennstabes wird durch die veränderte Anfangsgeometrie und einen stationären Spaltgasdruck charakterisiert. Geo-

metrieänderungen resultieren aus der Umstrukturierung des Brennstoffes und werden mit zunehmender Bestrahlungszeit durch ansteigendes Brennstoff- und Hüllrohrschwelen verursacht. Die Duktilitätsabnahme des Hüllwerkstoffes setzt die Versagenschwelle des Brennstabes bei inneren Druckwechselwirkungen herab.

Die Brennstoffumstrukturierung ist im Zusammenhang mit der Ausbildung des Zentralkanals und einer radialen Porositätsverteilung zu sehen, deren Form von dem stationären Temperaturniveau und den radialen Temperaturgradienten im Brennstoff und dessen Abbrandzustand abhängen. Ausgehend von einem eingestellten Spaltgasdruck im Zentralkanal wird der Druckanstieg während einer Leistungsexkursion infolge der instationären Temperatur- und Volumenänderung sowie der transienten Spaltgasfreisetzung durch axiale Integration über alle Brennstabsegmente berechnet. Da der Druckanstieg rückwirkend eine zusätzliche Brennstabaufweitung zur Folge hat, sind zur Druckbestimmung mehrere Deformationsanalysen im Sinne einer Iteration erforderlich. Transientes Brennstoffschwelen als Konsequenz der Störung des temperaturabhängigen Gleichgewichtszustandes von gelöstem Spaltgas in der Brennstoffmatrix wurde als Modelloption eingeführt.

Bei der Ausarbeitung des Modellkonzepts und insbesondere bei der mathematischen Beschreibung der einzelnen Phänomene [22] wurde deutlich, daß infolge der großen Streubereiche, mit denen die entsprechenden physikalischen Kenngrößen behaftet sind, die Bedeutung der Ergebnisse oftmals weniger in dem Zahlenwert selbst als in der darin zum Ausdruck kommenden Tendenz zu suchen sein wird.

Das Brennstabmodell ist ein Teil der reaktordynamischen Programmsysteme RADYVAR und CAPRI [3, 17]. Es übernimmt die stationäre Brennstabgeometrie, wie sie nach der Brennstoffumstrukturierung vorliegt, sowie die stationären Leistungs- und Temperaturwerte und ermittelt anhand der vorgegebenen Bestrahlungszeit die dem Abbrandzustand entsprechenden Brennstababmessungen. Mit diesen Angaben werden die stationären Temperaturrechnungen wiederholt. Bei größeren Ergebnisunterschieden zur ersten Rechnung setzt eine Recheniteration zur Bestimmung des stationären Reaktorzustands ein. Während der transienten Phase liefert RADYVAR das instationäre Temperaturfeld des Brennstabes (einschließlich der Brennstoffschmelzanteile) und den Kühlmitteldruckverlauf als Brennstabelastungsgrößen an. Nach durchgeführter Verfor-

mungsanalyse stellt BREDA die Neuberechnete Brennstabgeometrie zur Ermittlung thermodynamischer und neutronenphysikalischer Rückwirkungen bereit. Im Fall des Brennstabversagens stehen für die Weiterberechnung des Unfallablaufs folgende Informationen zur Verfügung: Versagenszeitpunkt, Versagensort, Brennstoffschmelzfraktion im Stab, Spaltgasdruck, -temperatur und -masse im Zentralkanal sowie die Verteilung des im Brennstoff zurückgehaltenen Spaltgases. Diese Angaben fließen dann in die theoretische Beschreibung der nachfolgend ablaufenden physikalischen Mechanismen wie der Brennstoff-Natrium-Reaktion oder der Brennstoffkompaktierung ("slumping") ein (s.a. Anhang).

2.1 Gleichungssystem der Elastizitätstheorie

Die Problemgleichungen zur Brennstabmechanik sind bis auf die Bestimmungsgleichungen der Integrationskonstanten aus der ersten Modellversion beibehalten. Ihre Ableitung ist in [5] ausführlich beschrieben. Aus Übersichtsgründen folgt ein kurzer Abriß des mathematischen Vorgehens.

Im Rahmen des Modells wird vorausgesetzt, daß die entkoppelte, quasistatische, thermoelastische Theorie gültig ist. "Entkoppelt" bedeutet hier, daß das instationäre Wärmeleitungsproblem des Brennstabes separat für sich gelöst wird; "quasistatisch" deutet an, daß während des Verformungsprozesses keine Trägheitskräfte berücksichtigt werden. Die Gleichungen der Elastizitätstheorie werden für den Fall der rotationsymmetrischen Brennstabanordnung abgeleitet. Die Abbildung des axialen Belastungsprofils wird durch eine adäquate Ortsdiskretisierung angenähert. Dann ist die Temperaturverteilung innerhalb eines axialen Brennstabsegments eine reine Funktion des Radius. Jedes Segment wird als langer Zylinder (Länge/Radius = 60) aufgefaßt, bei dem Randeinflüsse auf die Verformung vernachlässigbar sind. (Untersuchungen mit Hilfe der Finiten Elemente Methode zeigen, daß Randeinflüsse nach einem Längenbereich, der dem Zylinderradius entspricht, abklingen [23].)

Mit den weiteren Annahmen, nämlich dem Ebenbleiben der Querschnitte und kleinen Geometrieänderungen durch die Verformung, gelten für ein axiales Brennstabsegment die bekannten Gleichungen der linearen Elastizitätstheorie [24]. Sie leiten sich aus den unten angeführten Bedingungen ab und nehmen in einem zylindrischen Koordinatensystem (r, φ, z) die Form an (s.a. Abb. 2):

a) Gleichgewicht

$$\frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{\sigma_r - \sigma_\varphi}{r} = 0 \quad \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

b) Verzerrung - Verschiebung (Verträglichkeit)

$$\epsilon_r = \frac{\partial u}{\partial r} \quad \epsilon_\varphi = \frac{u}{r} \quad \epsilon_z = \frac{\partial w}{\partial z} \quad (2)$$

c) Hooke'sches Stoffgesetz (Deformation)

$$\begin{aligned} \epsilon_r &= \frac{1}{E} [\sigma_r - \nu(\sigma_\varphi + \sigma_z)] + \alpha_{th} \cdot T \\ \epsilon_\varphi &= \frac{1}{E} [\sigma_\varphi - \nu(\sigma_r + \sigma_z)] + \alpha_{th} \cdot T \\ \epsilon_z &= \frac{1}{E} [\sigma_z - \nu(\sigma_r + \sigma_\varphi)] + \alpha_{th} \cdot T \end{aligned} \quad (3)$$

Die formale Aufgabe besteht darin, mit Hilfe der acht Gleichungen die acht unbekanntenen Größen u , w , ϵ_i , σ_i , ($i = r, \varphi, z$) zu bestimmen. Dies erreicht man auf folgendem Weg: Eliminiert man die Dehnungskomponenten ϵ_i in den Gleichungen (2) durch die Hooke'schen Beziehungen (3), dann erhält man nach einiger Umformung Ausdrücke für die Spannungskomponenten σ_i . Das Einsetzen dieser Formeln in die Gleichgewichtsbedingung (1) und Ordnen der Terme führt schließlich zu Differentialgleichungen für die Radialverschiebung $u(r)$ und die Axialverschiebung $w(z)$, die z.B. im Fall eines Brennstoffzylindersegments folgende Form annehmen:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r^2} &= \frac{1+\nu_B}{1-\nu_B} \cdot \alpha_{th} \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \\ \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} &= 0 \end{aligned} \quad (4)$$

Für diese Differentialgleichungen lassen sich folgende analytische Lösungen ableiten:

$$u(r) = \frac{1+\nu_B}{1-\nu_B} \cdot \frac{1}{r} \cdot \int_{R_1}^r \alpha_{th}(T_B) \cdot \eta \cdot T(\eta) d\eta + C_1 \cdot r + \frac{C_2}{r} \quad (5)$$

$$w(z) = A \cdot z + A_1$$

Zur Bestimmung der Integrationskonstanten C_1 , C_2 , A , A_1 werden im Falle des kontaktfreien Brennstoffzylinders folgende Randbedingungen herangezogen:

- a) an der Außenberandung wirkt ein bekannter Druck $p_a = -\sigma_r(R_2)$
- b) für $R_1 = 0$ hat die Radialspannung den Maximalwert ($\partial\sigma_r/\partial r = 0$)
für $R_1 > 0$ wirkt am Innenrand der Gasdruck $p_i = -\sigma_r(R_1)$
- c) in z-Richtung tritt keine translatorische Verschiebung auf ($A_1 = 0$)
- d) in z-Richtung wirkt zusammen mit der axialen Federkraft F_z die resultierende Druckdifferenz:

$$F_z + \pi (R_2^2 \cdot p_a - R_1^2 \cdot p_i) = 2\pi \int_{R_1}^{R_2} \sigma_z \cdot r \cdot dr$$

Werden die Randbedingungen in die allgemeinen Lösungen (5) eingearbeitet, dann erhält man für die Verschiebungskomponenten $u(r)$ und $w(z)$ eines axialen Brennstoffsegments:

$$\begin{aligned}
 u(r) = & \frac{1+\nu_B}{1-\nu_B} \cdot \frac{1}{r} \cdot \int_{R_1}^r \alpha_{th}(T_B) \cdot T(\eta) \cdot \eta \, d\eta \\
 & + r \left\{ \frac{1-\nu_B}{E_B} \cdot \frac{1}{R_2^2-R_1^2} \cdot [R_2^2 \cdot \sigma_r(R_2) - R_1^2 \cdot \sigma_r(R_1)] \right. \\
 & \quad \left. - \frac{\nu_B}{E_B \cdot A_B} \cdot [F_z + \pi(R_2^2 \cdot p_a - R_1^2 \cdot p_i)] + \frac{1-3\nu_B}{1-\nu_B} \cdot \frac{1}{R_2^2-R_1^2} \cdot \int_{R_1}^{R_2} \alpha_{th} \cdot T \cdot r \, dr \right\} \\
 & + \frac{1}{r} \left\{ \frac{1+\nu_B}{E_B} \cdot \frac{R_1^2 \cdot R_2^2}{R_2^2-R_1^2} \cdot [\sigma_r(R_2) - \sigma_r(R_1)] \right. \\
 & \quad \left. + \frac{1+\nu_B}{1-\nu_B} \cdot \frac{R_1^2}{R_2^2-R_1^2} \cdot \int_{R_1}^{R_2} \alpha_{th} \cdot T \cdot r \, dr \right\}
 \end{aligned}$$

(6)

$$\begin{aligned}
 W(z) = & \left\{ \frac{F_z + \pi(R_2^2 \cdot p_a - R_1^2 \cdot p_i)}{E_B \cdot A_B} + \frac{2}{R_2^2-R_1^2} \cdot \int_{R_1}^{R_2} \alpha_{th} \cdot T \cdot r \, dr \right. \\
 & \left. + \frac{2 \cdot \nu_B}{R_2^2-R_1^2} \cdot \frac{1}{E_B} \cdot [R_1^2 \cdot \sigma_r(R_1) - R_2^2 \cdot \sigma_r(R_2)] \right\} \cdot z
 \end{aligned}$$

Die Terme in der Gl. $u(r)$ drücken die Verformungsanteile aus, die durch die radiale Temperaturverteilung, die Druckbeanspruchung an der Berandung, die Querkontraktion infolge der axialen Belastung und durch die Hohlzylindergeometrie verursacht werden.

Die weitere Behandlung des Temperaturdehnungsintegrals erfolgt in der normierten Form

$$I(r) = \frac{2}{r^2-R_1^2} \cdot \int_R^r \alpha_{th}(T_B) \cdot T(\eta) \cdot \eta \, d\eta \quad R_1 \leq r \leq R_2 \quad (7)$$

$$\lim_{r \rightarrow R_1} I(r) = \alpha_{th}(T_B) \cdot T(R_1)$$

In Gl. (7) ist der thermische Expansionskoeffizient $\alpha_{th}(T_B)$ eine Funktion der Brennstofftemperatur. Er stellt den Integralwert des differentiellen thermischen Ausdehnungskoeffizienten für den Temperaturbereich dar, der durch die Referenztemperatur und die instationäre Brennstofftemperatur begrenzt wird, und ändert sich damit entlang des Radius. Da das instationäre Temperaturfeld nicht als analytische Funktion sondern durch diskrete Werte $T_x(\gamma_i)$ radienabhängig übernommen wird (s. Abb. 3), wird das Integral $I(r)$ numerisch mit Hilfe der Trapezregel ausgewertet.

Der Brennstab stellt geometrisch eine Kombination aus zwei konzentrisch angeordneten Zylindern dar, die im Kontaktfall reibungsfrei in axialer Richtung Relativbewegungen ausführen können. Hinsichtlich der für den Stab relevanten Randbedingungen sind Fallunterscheidungen zu treffen, die sich an der Brennstoffstruktur und am Belastungszustand des Stabes orientieren.

So kann der Brennstoff vorliegen:

- (F1) in fester Form ohne ausgebildeten Zentralkanal ($R_1 = 0$),
- (F2) in fester Form mit einem unter Spaltgasdruck (p_i) stehenden Zentralkanal ($R_1 > 0$), wobei evtl. vorhandene Brennstoffschmelze das Zentralkanalvolumen nicht auffüllt,
- (F3) in fester (Ring-) Form ($R_1 > 0$), wobei der Schmelzanteil einen Kompressionsdruck auf den festen, äußeren Brennstoffring ausübt. Dies tritt bei einem weitgehend unbestrahlten Brennstoffzylinder auf, wo beim Schmelzen keine Spaltgasfreisetzung erfolgt.

Bezüglich der Hülle wird unterschieden:

- (F4) es tritt keine Wechselwirkung mit dem Brennstoff auf (Spaltweite $\Delta s > 0$),
- (F5) die Hülle erfährt durch die Brennstoffausdehnung eine zusätzliche Druckbeanspruchung (Spaltweite $\Delta s = 0$),
- (F6) wie unter (F5), jedoch führt die Druckbeanspruchung zu einer elastisch, ideal plastischen Hüllrohrverformung.

Durch Kombination von je einem der aufgeführten Brennstoff- und Hüllrohrzustände entstehen neun verschiedene Belastungssituationen, aus denen die Programmstruktur abgeleitet worden ist. Einzelheiten zur Organisation des Rechengangs sind im Anhang beschrieben.

2.2 Einzelheiten zum Brennstoffmodell

Zunächst einige Bemerkungen zu den Stoffeigenschaften. Dem festen Brennstoff werden isotrope und elastische Eigenschaften zugeordnet. Die Verformungsrechnungen basieren auf einer konstanten Poissonzahl ν , der Elastizitätsmodul wird nach [26] in Abhängigkeit von der Temperatur und Porosität ermittelt. Die Temperatur- und Porositätswerte sind dabei als repräsentative Mittelwerte eines axialen Segments aufzufassen. Die Brennstoffdichte und Wärmeleitfähigkeit werden abhängig von der radialen Temperatur- und Porositätsverteilung dargestellt. Die jeweils aktuellen Zahlenwerte werden während der Rechnung von der Stoffdatenbibliothek MAPLIB [27, 28] abgerufen.

In dem Modell sind der Einfluß der Brennstoff-Stöchiometrie auf die Wärmeleitfähigkeit [29, 30] und der Einfluß von U-Pu-Entmischungsvorgängen [31] auf das radiale Leistungsprofil im Brennstoff nicht erfaßt.

Kommt es während der Leistungsexkursion in einem weitgehend unbestrahlten Brennstab ohne Zentralkanal zum Brennstoffschmelzen, dann kann dies zu einer Druckwechselwirkung zwischen der Brennstoffschmelzzone und der festen, äußeren Ringzone führen. Dies hängt weitgehend von der Porosität des Brennstoffs ab. Das Porenvolumen kann die Volumenvergrößerung beim Phasenwechsel (9,6 % [32]) teilweise oder ganz kompensieren. Bei einer Druckwechselwirkung wird anhand der geometrischen Kompatibilitätsbedingung (Schmelzradius = Innenradius des festen Ringzylinders) die Schmelzkompression bei gleichzeitiger (Druck-) Aufweitung des festen Brennstoffringes berechnet. Eine formale Beschreibung dieses Vorganges ist in [5] enthalten.

Bei bestrahlten Brennstäben oder Stäben mit ausgebildetem Zentralkanal wird wie in Abschnitt 2.2.3 näher beschrieben das transiente Spaltgasverhalten in die Belastungsermittlung einbezogen.

2.2.1 Das Mehrzonenmodell

Die Aufteilung eines Brennstoffsegments in mehrere radiale Zonen lehnt sich an experimentelle Beobachtungen an, die folgendermaßen erklärbar sind: Steht ein frischer Brennstoffzylinder mit homogener Porositätsverteilung unter einer genügend hohen Stabileistung, dann setzt infolge der radialen Temperaturgradienten eine Wanderung der Sinterporen ein, die innerhalb von ca. 24 h zur Ausbildung des Zentralkanals und damit zu einer Reduzierung der Brennstoff-Zentraltemperatur führt [33, 61]. Gleichzeitig erfolgt eine Umstrukturierung des Brennstoffgefüges, die in Abb. 4 skizziert ist. Nach [34] kann in Abhängigkeit vom stationären Temperaturprofil der Brennstoff in drei radiale Strukturzonen aufgeteilt werden: in

- die innere Stengelkristallzone ("columnar grain-growth region") mit Brennstofftemperaturen (T_B), die über 1700 °C liegen,
- die mittlere Kornwachstumszone ("equiaxed grain-growth region") mit $T_B = 1700 \dots 1300$ °C
- und die äußere Zone ohne Gefügebeeinflussung*) ("unrestructured fuel") mit $T_B < 1300$ °C.

(Die angegebenen Grenztemperaturen differieren bei verschiedenen Autoren um einige 100 °C [35]).

Infolge der Sinterporenwanderung kommt es zu einer Porositätsabnahme im inneren Brennstoffbereich. Dementsprechend wird im Modell jeder Strukturzone ein repräsentativer Porositätswert zugeordnet. (Bei dieser Porositätsverteilung sind noch keine Abbrandeffekte berücksichtigt.) Aus der Differenz zwischen diesen Werten und der ursprünglichen Herstellungsporosität läßt sich in Verbindung mit den Zonenradien ein Leervolumen berechnen, das dem Zentralkanalvolumen entspricht.

Diese Mehrzonendarstellung ermöglicht es, verschiedene Abbrandphänomene (z.B. Brennstoffschwellen, Spaltgaszurückhaltung) in das Modell einzu beziehen. Hinsichtlich der Thermohydraulik und der Beschreibung möglicher Druckwechselwirkung während der Brennstoffschmelzphase ist es

*) Bei hohen Abbränden trifft diese metallurgische Bezeichnung nicht mehr zu; im Rahmen des Modells wird die Nomenklatur jedoch beibehalten.

ein Vorteil, die Brennstoffeigenschaften, Wärmeleitfähigkeit und Dichte auch in Abhängigkeit der radialen Porositätsverteilung erfassen zu können.

2.2.2 Der stationäre Abbrandzustand

Langfristig ändert sich die Brennstoffgeometrie durch Abbrand^{*)} bedingtes Brennstoffschwellen. Die Ursache hierfür ist die chemische Umwandlung von spaltbaren Kernen in feste und gasförmige Spaltprodukte. Bei den gasförmigen Spaltprodukten (ca. 15 % der stabilen Spaltprodukte sind die Edelgase Xe und Kr [35]) unterscheidet man zwischen freiem Spaltgas ("released fission gas"), das zum Gasdruckaufbau im Brennstab beiträgt, und dem Poren- bzw. dem Gitterspaltgas, das in der Brennstoffmatrix zurückgehalten wird ("retained fission gas") und zusammen mit den festen Spaltprodukten zu Brennstoffdichteänderungen führt.

Im Rahmen dieses Modells kommt es weniger darauf an, den Vorgang der langfristigen Veränderungen zu beschreiben, als vielmehr den geänderten Brennstoffzustand, wie er zu Beginn der transienten Lastphase vorliegt, zu formulieren. Die Berechnung lehnt sich daher stark an experimentell ermittelte Integralwerte an.

Für theoretisch dichten Brennstoff wurde eine Volumenzunahme infolge der festen Spaltprodukte von 0.32 ... 1,3 (% $\Delta V/V$)/% FIMA berechnet [37, 47]. Andere Autoren geben 0.7 (% $\Delta V/V$)/at-% Abbrand [36] und 0.52 bzw. 0.86 (% $\Delta V/V$)/at-% Abbrand [38] an. Nach Karsten [39] wird diese Volumenzunahme bei porösem Brennstoff durch teilweises Ausfüllen des Porenvolumens kompensiert. Dazu stehen in der Stengelkristallzone 80 %, in der Kornwachstumszone 50 % und in der Zone ohne

*) In der Literatur wird der Abbrand als Maß für den Anteil des durch Spaltung verbrauchten Brennstoffs in verschiedenen Einheiten angegeben:

- a) Atom-% schwere Atome = % FIMA ("fission per initial metal-atoms")
- b) % FIMA ("fission per initial fission-atoms")
- c) MWd/tM (produzierte Energie pro t schwere Metallatome)
- d) Spaltungen/cm³ theoretisch dichter Brennstoff

Nach [41] ergibt für 20 % Pu-angereicherten Brennstoff die Umrechnungsbeziehung: $1 \text{at}\% \approx 9640 \text{ MWd/tM} \approx 2,46 \cdot 10^{20} \text{ Spaltg/cm}^3$.

Gefügebeeinflussung 30 % des jeweiligen Porenvolumens zur Verfügung. Diese Schwelltendenz zeigte sich auch bei entsprechenden Experimenten [40].

Die Konzentration der im Brennstoff zurückgehaltenen, gasförmigen Spaltprodukte ist stark temperaturabhängig. Mit steigender Temperatur nimmt die Löslichkeit der Spaltgase im Brennstoff ab, so daß sich ein Konzentrationsgefälle von der äußeren Strukturzone zur Stengelkristallzone einstellt. Die ausfallenden Gasatome bilden kleine Blasen, die sich unter einem Temperaturgradienten ähnlich verhalten wie Sinterporen [42]. Das Entstehen der Blasen stellt für den Brennstoff ein Schwellen dar, das eine Zunahme des Außenradius bewirkt. Die Wanderung der Blasen in Richtung höherer Brennstofftemperaturen führt zur Spaltgasfreisetzung in den Zentralkanal. Mit dem Einbringen des Blasen volumens ist eine Vergrößerung des Zentralkanalvolumens verbunden. In Bezug auf den Brennstoff kann die Blasenentstehung und -wanderung als radial nach außen gerichteter Massentransport interpretiert werden.

Die Volumenänderung der Brennstoffsäule, die durch die gasförmigen Spaltprodukte verursacht wird, wird näherungsweise mit $1 (\% \Delta V/V) / \text{at-\% Abbrand}$ angegeben. Integralwerte für die Volumenzunahme des Brennstoffs durch die Anwesenheit von festen und gasförmigen Spaltprodukten werden mit $1.3 (\% \Delta V/V) / \text{at-\% Abbrand}$ [43] bzw. $1.7 (\% \Delta V/V) / \text{at-\% Abbrand}$ [44] beziffert. Die Unsicherheit dieser Zahlenangaben wird in [44] mit einem Multiplikationsfaktor charakterisiert, der zwischen 0.5 ... 2 liegen kann.

Die Konsequenzen des Brennstoffschwellens für die Anfangsbedingungen der transienten Phase ist die axial unterschiedliche Spaltweitenreduzierung und bei Variation des Zentralkanalradius eine entsprechende Änderung der Brennstoffzentraltemperatur.

(Brennstoffverdichtungen [62], die während der Einsatzzeit infolge mechanischer Druckspannungen ("hot pressing") oder durch Nachsintern des Brennstoffs entstehen [46], werden nicht erfaßt.)

Die Abbildung der vom Abbrand abhängigen Porositätsverteilung und der geänderten Brennstoffgeometrie geht von der Situation aus, die sich unmittelbar nach der Umstrukturierung (s. Abschnitt 2.2.1) eingestellt hat. Die Modellierung soll am Beispiel eines axialen Brennstoffsegments erklärt werden. (Die diesbezügliche Nomenklatur ist in Abb. 4 erläutert.)

Ausgehend von den Zonengrenzradien η_{oi} ($i = 1 \dots 4$) und den entsprechenden Zonenporositäten p_{oi} ($i = 1 \dots 3$) werden die aufgrund des Abbrandschwelens veränderten Größen η_i und p_i wie folgt ermittelt. Für den Abbrand A gilt nach [39]:

$$A = \frac{\chi \cdot t}{0.88 \cdot \eta_{o4}^2 \cdot \pi \cdot \rho_s} \quad \text{[MWd/tM]} \quad (8)$$

χ [W/cm] = Stabileistung,
 t [d] = Bestrahlungszeit,
 η_{o4} [cm] = Brennstoffaußenradius,
 ρ_s [g/cm³] = Brennstoffschmierdichte,
 A_{max} [MWd/tM] = max. zulässiger Abbrand

Mit den Parametern p_{ri} ($i = 1 \dots 3$), die angeben, um wieviel die jeweilige Zonenporosität bei maximalem Abbrand durch feste Spaltprodukte reduziert werden kann, ergeben sich die aktuellen Werte p_i zu:

$$p_i = p_{oi} \left(1 - p_{ri} \cdot \frac{A}{A_{max}} \right) \quad (9)$$

Die Porositätsabnahme der Zone i beträgt demnach

$$\Delta p_i = p_{oi} \cdot p_{ri} \cdot \frac{A}{A_{max}} \quad (10)$$

Da die Grenzen der Strukturzonen η_2 und η_3 nicht zugleich Radien r_j der Ortsdiskretisierung des Temperaturfeldes sind (s. Abb. 2), ist generell eine Transformation der Porositätsverteilung p_i auf das Diskretisierungsnetz erforderlich. Im Fall $r_j < \eta_2 < r_{j+1}$ wird z.B. folgende Mittelwertbildung für die Porosität P_j des radialen Volumenelements j durchgeführt:

$$P_j = \frac{p_1 \cdot (\eta_2^2 - r_j^2) + p_2 \cdot (r_{j+1}^2 - \eta_2^2)}{(r_{j+1}^2 - r_j^2)} \quad (11)$$

Die Schwellberechnung basiert auf einem integralen Schwellwert v_{sw} , der angibt, um wieviel Volumenprocente der theoretisch dichte Brennstoff pro Abbrandeinheit zunimmt. Für den aktuellen linearen Schwellfaktor s_w folgt daraus:

$$S_w = \frac{V_{sw}}{3} \cdot A \quad (12)$$

Berücksichtigt man, daß der Schwellanteil infolge der festen Spaltprodukte eine strukturzonenabhängige Porositätsminderung verursacht, dann erhält man als Brennstoffvolumen V_B eines axialen Segments:

$$V_B = \sum_{i=1}^3 (\eta_{oi+1}^2 - \eta_{oi}^2) \cdot \pi \cdot \Delta Z_o \cdot (1 + s_w)^3 \cdot (1 - \Delta p_i) \quad (13)$$

In dieser Darstellung ist das Volumenschwellen des Brennstoffsegments nicht mehr linear mit dem Abbrand verknüpft. Die zonenweise verschiedenen Porositätsänderungen Δp_i bringen eine strukturzonenspezifische Beschreibung des Schwellvorgangs mit sich, die es ermöglicht, die Belastungsphase während des Schmelzens besser anzunähern.

Den tatsächlichen, integralen Schwellwert v_{swB} erhält man über das Volumen V_{Bo} , das das Brennstoffsegment vor der Bestrahlung einnahm, nach der Beziehung:

$$v_{swB} = \frac{V_B}{V_{Bo}} - 1 \quad (14)$$

mit: $V_{Bo} = V_B \quad (A = 0)$

Als neutraler Radius, der sich weitgehend spannungsfrei verschiebt und nach SATURN-Rechnungen im Bereich $r/R_2 = 0.6 \dots 0.7$ liegt [48], wurde der Grenzradius η_3 zwischen der Kornwachstumszone und der Zone ohne Gefügebeeinflussung gewählt. Damit erhält man die Brennstababmessungen in Abhängigkeit vom Abbrand:

$$\begin{aligned}\eta_3 &= \eta_{03} \cdot \left(1 + \frac{V_{SWB}}{3}\right) \\ \Delta Z &= \Delta Z_0 \left(1 + \frac{V_{SWB}}{3}\right) \\ \eta_4 &= R_2 = \eta_3 + (\eta_{04} - \eta_{03}) \cdot (1 + S_w) \cdot (1 - \Delta p_3)^{1/3} \\ \eta_1 &= R_1 = \eta_3 - \left[\frac{V_B}{\eta \cdot \Delta Z} - (\eta_4^2 - \eta_3^2) \right]^{1/2}\end{aligned}\tag{15}$$

Neben den Porositäts- und Geometrieänderungen ist die stationäre Verteilung der in der Brennstoffmatrix zurückgehaltenen, gasförmigen Spaltprodukte von besonderem Interesse. Geht man davon aus, daß bei Spaltung eines schweren Atoms im Durchschnitt 0,26 Gasatome erzeugt werden [49], dann kann die Masse der gasförmigen Spaltprodukte m_{SGA} pro im Brennstoff erzeugter Energieeinheit MWd wie folgt ermittelt werden:

$$m_{SGA} = \frac{8.64 \cdot 10^{10}}{\epsilon} \cdot 0.26 \cdot \frac{M_{XK}}{L} = 15.1 \cdot 10^{-2} \frac{g}{MWd}\tag{16}$$

- ϵ = Spaltungsenergie ($3.08 \cdot 10^{-11}$ Wsec/Spaltung)
 L = Loschmidt-Zahl
 M_{XK} = Molekulargewicht des Spaltgases (124.8 g/mol)
 (Dabei wird angenommen, daß das Spaltgas als ein Xe, Kr-Gemisch von ca. 7:1 behandelt werden kann.)

Die Gesamtmasse der im Brennstab produzierten Spaltgase M_{SGB} erhält man, wenn man den Einheitswert m_{SGA} zonenweise mit den Abbranddaten A und der Masse schwerer Atome innerhalb des Brennstoffsegments m_s multipliziert und anschließend die Integration über alle NM Segmente ausführt.

$$M_{SGB} = m_{SGA} \cdot \sum_{m=1}^{NM} A_m \cdot m_{s,m}\tag{17}$$

Ein Teil der gasförmigen Spaltprodukte bleibt in der Brennstoffmatrix gelöst, der andere Teil fällt aus dem Feststoffgefüge aus und sammelt sich in Poren, bildet neue Spaltgasblasen oder durchdringt die Oberfläche der Brennstofftabletten und trägt zur Druckerhöhung im Brennstab bei. Die im Brennstoff eingelagerten Poren und Gasblasen wandern bei genügend hohem Temperaturniveau zum Brennstoffzentrum hin und setzen das mitgeführte Spaltgas in den Zentralkanal frei. Diese Poren- und Blasenwanderung ist am ausgeprägtesten in der Stengelkristallzone, so daß in dieser Zone eine nahezu vollständige Spaltgasfreisetzung erfolgt [36, 51, 52]. In der Kornwachstumszone werden auf diese Weise 25 ... 50 % der produzierten Gasatome freigesetzt [36, 53], während in der äußeren (relativ kalten) Strukturzone die relativ größte Spaltgaszurückhaltung im Brennstoff beobachtet wird [36]. Unter stationären Bedingungen ist über vereinzelte Radialrisse und den Spalt zwischen Brennstoff und Hüllrohr eine Verbindung zum Spaltgasplenum hergestellt, so daß sich in Abhängigkeit vom Abbrand ein Gleichgewichtsdruck einstellen wird, der bei maximalem Abbrand 70 atm nicht übersteigen soll [50].

Für die integrale Spaltgasfreisetzung aus allen Strukturzonen wird das Freisetzungsmodell von D.S. Dutt et al. [54] übernommen, das aus entsprechenden Experimenten, die mit Mischoxyd durchgeführt wurden, abgeleitet worden ist. Für ein axiales Brennstoffsegment erhält man demnach:

$$F = 1 - \frac{1 - \exp(-6.84 \cdot 10^{-5} \cdot A)}{6.84 \cdot 10^{-5} \cdot A + 0.421 \cdot \exp(0.05 \cdot \chi)} \quad (18)$$

$F \geq 0$ = Anteil des freigesetzten Spaltgases

χ [kW/ft] = Stableistung

A [MWd/tM] = Abbrand

In Gl. (18) wird die Abhängigkeit des Freisetzunganteils von der Brennstofftemperatur implizit über die Stableistung ausgedrückt. Bei höherer Stableistung wird ein größerer Spaltgasanteil freigesetzt. Die gleiche Tendenz bewirkt eine Abbrandzunahme (s.a. Abb. 20).

Die Berechnung der radialen Verteilung der zurückgehaltenen Spaltgase innerhalb eines axialen Segments baut auf dem Integralwert $(1-F)$ nach Gl. (18) auf. Definiert man mit f_{z1} den Anteil der gasförmigen Spaltprodukte, der in der Stengelkristallzone zurückgehalten wird, und mit f_{z2} den äquivalenten Anteil der Kornwachstumszone, dann leitet sich unter Berücksichtigung der Zonengrenzradien η_i (s. Abb. 4) der Zurückhaltungsanteil f_{z3} in der äußeren Strukturzone aus folgender Bedingung ab:

$$\frac{1}{\eta_4^2 - \eta_1^2} \cdot \sum_{i=1}^3 f_{zi} \cdot (\eta_{i+1}^2 - \eta_i^2) = 1 - F \quad (19)$$

Mit den bekannten Funktionswerten f_{zi} ($i = 1 \dots 3$) und den Gln. (17) und (18) erhält man die stationär zurückgehaltenen Spaltgasmengen $m_{SGZ,i}^{\circ}$, die innerhalb der jeweiligen Strukturzonen homogen verteilt sein mögen, nach der Beziehung:

$$m_{sg} = m_{sgA} \cdot A \cdot m_s$$

$$m_{sgz,i}^{\circ} = f_{zi} \cdot \frac{\eta_{i+1}^2 - \eta_i^2}{\eta_4^2 - \eta_1^2} \cdot m_{sg} \quad (i=1\dots3) \quad (20)$$

(m_{SG} = insgesamt produzierte Spaltgasmenge in einem Brennstoffsegment)

Indem die Gln. (20) auf alle axialen Segmente angewendet wird, erreicht man eine zweidimensionale Darstellung der Spaltgaszurückhaltung im Brennstab.

2.2.3 Transientes Spaltgasverhalten

Das Spaltgasfreisetzungmodell stellt insofern eine Neuentwicklung dar, als die transiente Freisetzung der zurückgehaltenen Gase bereits vor dem Brennstoffschmelzen einsetzt. Die Spaltgaszunahme im Zentralkanal wird in Anlehnung an die instationäre Brennstoffaufheizung ermittelt und ermöglicht es, den Druckaufbau besser den transienten Verhältnissen anzupassen.

Das Modellkonzept geht von folgenden physikalischen Vorstellungen aus. Wachsen bei einem Leistungsanstieg die Radien der 1700 °C-Isothermen (nach Abb. 5 sind dies Grenzdicken der im stationären Zustand definierten Strukturzonen) in die Kornwachstumszone bzw. die äußere Strukturzone ohne Gefügebeeinflussung, dann wird in diesen Brennstoffbereichen der lokale Gleichgewichtszustand in Bezug auf die Spaltgaszurückhaltung durch die Temperaturerhöhung gestört. Vorher gelöste Spaltgasatome fallen aus dem Brennstoffgefüge. Ein Teil davon wird in vorhandene Poren und Blasen eintreten und dort einen Druckerhöhung bewirken, der andere Teil gelangt in den Zentralkanal und trägt dort zur Erhöhung des Spaltgasdruckes bei. Die letztere Vorstellung leitet sich aus experimentellen Beobachtungen ab, nach denen in Brennstoffbereichen mit stationären Temperaturen über 1600 °C im Zuge der Porenwanderung Kanäle entstanden sind, die eine direkte Verbindung zum Zentralkanal herstellen [55]. Vollständige Spaltgasfreisetzung in den Zentralkanal setzt beim Brennstoffschmelzen ein. Dabei werden Aufschäumeffekte ("foaming"), die durch Expansion der Gasblasen in der viskosen Brennstoffmasse erzeugt werden [56], phänomenologisch nicht behandelt.

Dieses Modell stützt sich auf experimentelle Beobachtungen ab, die G.E. Culley et al. gemacht haben [57]. Danach war bei einer Leistungsexkursion ("overpower transient") die gemessene freigesetzte Spaltgasmenge im Brennstab um den Faktor 3 größer als in einem vergleichbaren Stab, der bis auf die Leistungsexkursion dieselbe Belastungsgeschichte aufwies.

Die Berechnung des transienten Spaltgasverhaltens basiert auf der Annahme, daß das Gasgemisch im Brennstab weitgehend aus den Spaltdelgasen Xe und Kr (Molekulargewicht der Gasmischung $M_{\text{XK}} = 124,8 \text{ kg/kmol}$) besteht und sein Verhalten mit Hilfe der Zustandsgleichung bzw. der idealen Gasgleichung hinreichend gut beschrieben werden kann. Weiterhin soll gelten, daß das Zentralkanalvolumen in dem Sinn semipermeabel begrenzt ist, als transient freigesetztes Spaltgas in diesen Raum eintreten kann. (Diese Annahme setzt voraus, daß ein möglicher Spalt zwischen Brennstoff und Hüllrohr relativ früh durch thermische Expansionsunterschiede geschlossen wird, so daß der Druckerhöhung nicht zur Rißbildung in der Brennstoffsäule führt.)

Aus den stationären Brennstoffabmessungen und dem axialen Verlauf der Brennstoffzentraltemperatur erhält man die Anfangswerte für die Spalt-

gastemperatur (T_{SG0}) zum Zeitpunkt t_0 nach folgenden Beziehungen:

$$V_{SG0} = \pi l \cdot \sum_{m=1}^{NM} (R_1^2 \cdot \Delta Z)_m \quad (21)$$

$$T_{SG0} = \frac{\pi l}{V_{SG0}} \cdot \sum_{m=1}^{NM} (T_{B0} \cdot R_1^2 \cdot \Delta Z)_m \quad (22)$$

Die Zustandsgleichung liefert mit dem bekannten Gleichgewichtsdruck im Brennstab P_{SG0} die sich im Zentralkanal befindende Gasmasse M_{SG0} :

$$M_{SG0} = \frac{P_{SG0} \cdot V_{SG0}}{R_{SG} \cdot T_{SG0}} \quad (23)$$

$$\text{mit: } R_{SG} = \frac{\text{allg. Gaskonstante}}{\text{Molgewicht } M_{XK}} = 66,62 \cdot 10^{-3} \text{ J/g } ^\circ\text{K}$$

Steigt während einer Leistungsexkursion das Temperaturfeld im Brennstoff an, dann kann für den Zeitpunkt $t_1 = t_0 + \Delta t$ die transient freigesetzte Spaltgasmenge aus der Verschiebung der Isothermenradien und der radialen Verteilung des zurückgehaltenen Spaltgases ermittelt werden. Der modellierte Freisetzungsvorgang soll für einen Zeitschritt erläutert werden.

Während der Aufheizphase Δt mögen die Isothermenradien η_i radial nach außen gewandert sein und die neuen Werte $\eta_{1,i} = \eta_i + \Delta \eta_i$ ($i = 2, 3$) annehmen. Mit dieser Radienverschiebung ist die transiente Spaltgasfreisetzung verbunden. Dabei werden drei Fallunterscheidungen getroffen:

- Verlagert sich der 1700°C -Radius η_2 in den Bereich der Kornwachstumszone, dann wird aus dem hinzugekommenen Festvolumen (entsprechend $\Delta \eta_2$) diejenige Spaltgasmenge freigesetzt, die der Differenz der Verteilungswerte $\Delta f_{z1} = f_{z2} - f_{z1}$ äquivalent ist (s. Abb. 5).

- Verschiebt sich der 1300 °C-Radius η_3 um den Betrag $\Delta \eta_3$ in die Zone ohne Gefügebeeinflussung, dann erfolgt eine Gasfreisetzung, die aus $\Delta \eta_3$ und einer Teildifferenz $\Delta f_{z2} = x \cdot (f_{z3} - f_{z2})$ mit $0 \leq x \leq 1$ berechnet wird. Dabei existiert die Modellvorstellung, daß nur der Teil x des aus Brennstofflösung ausfallenden Spaltgases unmittelbar in den Zentralkanal gelangt. Der dem Wert $(1 - x)$ proportionale Anteil möge zunächst in Poren und Blasen eingefangen werden. Seine Freisetzung beginnt zeitlich verzögert, wenn der 1700 °C-Radius $\eta_{1,2}$ die ursprüngliche Zonengrenze η_3 überschreitet.
- Bei einsetzendem Brennstoffschmelzen (Schmelzradius η_{SCH}) erfolgt in dem Bereich $\eta \leq \eta_{SCH}$ eine vollständige Gasfreisetzung.

Den unterschiedlichen Fällen angepaßt, wird die zum Zeitpunkt t_1 im Brennstoff zurückgehaltene Spaltgasmenge m_{SG2}^1 eines axialen Segments nach den folgenden Beziehungen ermittelt.

a) $\eta_{1,2} \leq \eta_3:$

$$\frac{m_{SGZ}^1}{m_{SG}} \cdot (\eta_4^2 - \eta_1^2) = f_{z1} \cdot (\eta_{1,2}^2 - \eta_1^2) + f_{z2} \cdot (\eta_3^2 - \eta_{1,2}^2) + x \cdot (f_{z3} - f_{z2}) \cdot (\eta_{1,3}^2 - \eta_3^2) + f_{z3} \cdot (\eta_4^2 - \eta_{1,3}^2)$$

b) $\eta_{1,2} > \eta_3:$ (24)

$$\frac{m_{SGZ}^1}{m_{SG}} \cdot (\eta_4^2 - \eta_1^2) = f_{z1} \cdot (\eta_{1,2}^2 - \eta_1^2) + x \cdot (f_{z3} - f_{z2}) \cdot (\eta_{1,3}^2 - \eta_{1,2}^2) + f_{z3} \cdot (\eta_4^2 - \eta_{1,3}^2)$$

c) $\eta_{SCH} > \eta_1, \eta_{1,2} > \eta_3:$

$$\frac{m_{SGZ}^1}{m_{SG}} \cdot (\eta_4^2 - \eta_1^2) = f_{z1} \cdot (\eta_{1,2}^2 - \eta_{SCH}^2) + x \cdot (f_{z3} - f_{z2}) \cdot (\eta_{1,3}^2 - \eta_{1,2}^2) \quad (24)$$

$$+ f_{z3} \cdot (\eta_4^2 - \eta_{1,3}^2)$$

Für die Gleichungen gelten die Randbedingungen: Wenn sich die Isothermenradien $\eta_{1,2}$ bzw. $\eta_{1,3}$ bis an den Brennstoffrand verschoben haben, dann werden sie gleich dem Außenradius η_4 gesetzt und tragen nicht mehr zur Gasfreisetzung bei.

Die zur Zeit t_1 in der Brennstoffsäule zurückgehaltene Spaltgasmenge erhält man durch die Summenbilanz:

$$M_{SGZ}^1 = \sum_{m=1}^{NM} (m_{SGZ}^1)_m \quad (25)$$

In den Zentralkanal freigesetzt wurde demnach:

$$\Delta M_{SG} = M_{SGZ}^0 - M_{SGZ}^1 \quad (26)$$

Der irreversible Charakter des Freisetzungsvorganges wird durch eine Restriktion eingebracht, die im Fall der Brennstoffabkühlung wirksam wird.

für $\Delta M_{SG} < 0 : \Delta M_{SG} = 0$

Die aktuelle Spaltgasmenge im Zentralkanal ergibt sich aus:

$$M_{SG} = M_{SG0} + \Delta M_{SG} \quad (27)$$

Die Gastemperatur T_{SG1} kann sinnentsprechend nach Gl. (22) berechnet werden.

Das aktuelle Spaltgasvolumen V_{SG} hängt von der momentanen Brennstoffverformung ab, die ihrerseits durch den momentanen Spaltgasdruck P_{SG} beeinflusst wird. Letzterer Zusammenhang wird deutlich, wenn man die entsprechenden Verformungen $u(R_1)$ und $w(\Delta z)$ aus den Gln. (6) ableitet. Im Fall eines vorhandenen Spalts erhält man für ein Brennstoffsegment:

$$\frac{u(R_1)}{R_1} = I(R_2) - \frac{\nu_B}{E_B \cdot A_B} \cdot [F_z + \pi \cdot (R_2^2 \cdot P_{SG0} - R_1^2 \cdot P_{SG})] + \frac{\pi}{E_B \cdot A_B} \cdot \left\{ 2 R_2^2 \cdot \sigma_r(R_2) - [(1-\nu_B) \cdot R_1^2 + (1+\nu_B) \cdot R_2^2] \cdot \sigma_r(R_1) \right\} \quad (28)$$

$$\frac{w(\Delta z)}{\Delta z} = I(R_2) + \frac{F_z + \pi \cdot (R_2^2 \cdot P_{SG0} - R_1^2 \cdot P_{SG})}{E_B \cdot A_B} + \frac{2 \cdot \nu_B \cdot \pi}{E_B \cdot A_B} \cdot [R_1^2 \cdot \sigma_r(R_1) - R_2^2 \cdot \sigma_r(R_2)]$$

mit den Randbedingungen für $R_1 > 0$: $\sigma_r(R_1) = -P_{SG}$.

Demnach wirkt der Spaltgasdruck der Axialbelastung durch die Federkraft F_z entgegen und verstärkt die radiale Aufweitung.

Da die Geometrie axial zonenabhängig ($m = 1 \dots NM$) definiert ist, der Spaltgasdruck aber eine integrale Größe für den Brennstoffzylinder darstellt, ist ein durchgehendes Lösungsverfahren nicht möglich. Bei der iterativen Bestimmung von P_{SG} und V_{SG} wird die erste Schätzung P_{SG1} mit den aktuellen Daten M_{SG} und T_{SG} und dem Gasvolumen zur Zeit $t = t_1 - \Delta t = t_0$ durchgeführt:

$$P_{SG1} = \frac{M_{SG} \cdot R_{SG} \cdot T_{SG}}{V_{SG0}} \quad (29)$$

Nach entsprechender Verformungsrechnung liefert die Integration über alle axiale Brennstoffsegmente die erste Volumennäherung V_{SG1}

$$V_{SG1} = \pi \cdot \sum_{m=1}^{NM} [R_1 + u(R_1)]_m^2 \cdot [\Delta Z + W(\Delta Z)]_m \quad (30)$$

Mit V_{SG1} wird ein korrigierter Gasdruck P_{SG2} berechnet und erneut eine Verformungsanalyse durchgeführt. Diese Iteration wird abgebrochen, wenn das Konvergenzkriterium $|(P_{SG, n+1} - P_{SG, n}) / P_{SG, n}| \leq 0,03$ erfüllt ist, d.h. die Druckdifferenz aus zwei aufeinander folgenden Iterationsschritten (n, n + 1) kleiner oder gleich 3 % ist (Enddruck = P_{SG}).

Tritt bei einer fortschreitenden Leistungsexkursion Brennstoffschmelzen ein, dann liegt ein Dreiphasengemisch aus Spaltgas, Schmelze und festen Brennstoffteilen in der inneren Brennstoffregion vor. (Der Dampfdruckaufbau während der Schmelzphase wird vernachlässigt.) Die Schmelzregion wird axial abhängig durch den Radius R_1 des äußeren festen Brennstoffrings begrenzt. Innerhalb der Region bezeichnet V_{sm} den Volumenanteil, der von der Schmelze und den festen Brennstoffteilen eingenommen wird.

Beim Schmelzvorgang wird das restliche noch im festen Brennstoff zurückgehaltene Spaltgas freigesetzt. Die entsprechende Zunahme der Gasmenge im Zentralkanal kann aus dem Anwachsen der axialen Schmelzfraktionen direkt ermittelt werden.

Die effektive Volumenänderung des Brennstoffs beim Phasenwechsel hängt von der Brennstoffporosität im festen Aggregatzustand ab. Für theoretisch dichtes Uranoxyd gibt Christensen [32] eine Volumenzunahme von 9,6 % an. Ist die Porosität des Brennstoffs geringer als dieser Wert, so ist die Differenz gleichbedeutend mit einer Reduzierung des Spaltgasvolumens und trägt zur Erhöhung des Spaltgasdruckes bei. Rückwirkend komprimiert der höhere Gasdruck das Schmelzvolumen V_{sm} und weitet wie beschrieben den äußeren Brennstoffring auf.

Die Berechnung der Schmelzzonen-Kompression geht von den festen und flüssigen Brennstoffanteilen (f_s und f_l) innerhalb der radialen Volumenelemente aus, die vom thermodynamischen Programmteil übernommen werden.

Der Kompressionsmodul (K_1) des Feststoff-Flüssigkeitsgemisches wird aus der Kompressibilität der Flüssigkeit (K_1) und der des Feststoffes (K_s)

nach folgender Beziehung bestimmt:

$$\frac{1}{K_i} = \rho_i \left[\frac{f_l}{\rho_l \cdot K_l} + \frac{f_s}{\rho_s \cdot K_s} \right] \quad (31)$$

ρ_i = spezifische Masse des Gemisches

Dies gilt für ein radiales Brennstoffvolumenelement. Tritt die Schmelzphase in mehreren benachbarten Volumenelementen ($i = k \dots n$) eines axialen Segments auf, dann wird die mittlere Kompressionszahl (K_m) dieser axialen Unterzone ermittelt nach:

$$\frac{1}{K_m} = \frac{1}{r_n^2 - r_k^2} \cdot \sum_{i=k}^n \frac{\rho_{R,i} \cdot (r_{i+1}^2 - r_i^2)}{\rho_i \cdot K_i} \quad (32)$$

$\rho_{R,i}$ = spez. Masse im Referenzzustand ($t = t_0$)

Damit folgt für das Kompressionsvolumen ΔV_{sm} der Brennstoffschmelze eines axialen Segments

$$\Delta V_{sm} = - \frac{P_{sg} \cdot V_{sm}}{K_m} \quad (33)$$

Im Falle des Brennstoffschmelzens wird in der Spaltgasdruck-Iterationsrechnung Gl. (30) durch die folgende ersetzt:

$$V_{sg1} = \sum_{m=1}^{NM} \left\{ \pi \cdot [R_1 + u(R_1)]_m^2 \cdot [\Delta Z + w(\Delta Z)]_m - V_{sm} + \Delta V_{sm} \right\} \quad (34)$$

Das Gasvolumen ist demnach gleich dem Hohlvolumen des Feststoffringes, vermindert um das Volumen der Schmelzzone und korrigiert durch das Kompressionsvolumen.

Die bisherige Beschreibung des transienten Spaltgasverhaltens bezog sich auf einen Brennstab hohen Leistungsniveaus, bei dem davon ausgegangen werden kann, daß im axialen Kernbereich eine vollständige Brennstoffumstrukturierung stattgefunden hat. Eine unterschiedliche Behandlung ist erforderlich, wenn diese Randbedingung infolge einer geringeren Leistungsdichte nicht erfüllt ist.

Als Brennstäbe niedriger Leistung werden im folgenden Stäbe bezeichnet, bei denen aufgrund des axialen Leistungsprofils die maximale Brennstofftemperatur in einigen oder allen axialen Segmenten unter 1700 °C liegt. Dann ist der radiale Temperaturgradient als treibendes Potential für die Porenwanderung und die damit verbundene Brennstoffumstrukturierung zu gering, um die Ausbildung der Stengelkristallzone und des Zentralkanals im Brennstoffzylinder zu bewirken. Da in der Kornwachstumszone und der Zone ohne Gefügebeeinflussung die Gasbeweglichkeit relativ gering ist, wird angenommen, daß die stationäre Verteilung der zurückgehaltenen Spaltgase (f_{z2} , f_{z3}) in diesen Zonen bis zum Einsetzen des Brennstoffschmelzens erhalten bleibt. Während des Schmelzens erfolgt spontan die Freisetzung der Spaltprodukte in den Zentralkanal. Diese Gasmenge kann direkt über den Schmelzradius bestimmt werden.

Ist das Stableistungsniveau so gering, daß der Brennstoffvollzylinder über der ganzen Kernhöhe erhalten bleibt ($\eta_1 = \eta_2 = 0$), dann wird den in der Schmelzphase freigesetzten Spaltprodukten im ersten Iterationsschritt das Porenvolumen der Schmelzzone als Gasvolumen V_{SG1} zugeordnet. Über den Schmelzradius η_{SCH} , die Porositätsverteilung (s. Gl. (9)) und die Zurückhaltungsanteile f_{zi} ($i = 2, 3$) können die Spaltgasmasse M_{SG} und das Volumen V_{SG1} ermittelt werden:

$$M_{SG} = \pi \cdot \sum_{m=1}^{NM} S_m \cdot (\Delta Z \cdot m_{SG})_m \cdot \left[\sum_{i=2}^k (k-2) \cdot (\eta_i^2 - \eta_{i-1}^2) f_{zi-1} + (\eta_{SCH}^2 - \eta_i^2) f_{zi} \right]_m \quad (35)$$

$$V_{SG1} = \pi \cdot \sum_{m=1}^{NM} s_m \cdot \Delta z_m \cdot \left[\sum_{i=2}^k (k-2) \cdot (\eta_i^2 - \eta_{i-1}^2) \cdot p_{i-1} + (\eta_{SCH}^2 - \eta_i^2) \cdot p_i \right]_m \quad (36)$$

mit den Bedingungen für k und s_m :

$$\begin{aligned} \eta_{SCH} &= 0 & : & & s_m &= 0 \\ \eta_{SCH} &> 0 & : & & s_m &= 1 \\ \eta_{SCH} &\leq 3 & : & & k &= 2 \\ \eta_{SCH} &> 3 & : & & k &= 3 \end{aligned}$$

Die Spaltgastemperatur sei in diesen Fällen gleich der Schmelztemperatur des Brennstoffs. Dann kann nach Gl. (29) der erste Schätzwert für den Gasdruck berechnet werden. Bei der anschließenden Iteration wird die Kompression der Brennstoffschmelze bei der Volumenbestimmung entsprechend Gl. (34) berücksichtigt.

2.2.4 Transientes Brennstoffschwellen

Im Gegensatz zu dem in Abschnitt 2.2.2 beschriebenen langfristigen Brennstoffschwellen ist das transiente Schwellen zu sehen, das in Verbindung mit einer instationären Brennstoffaufheizung festgestellt wurde. Nachuntersuchungen von bestrahlten Brennstäben ($A = 8250 \text{ MWd/tM}$), die einer Leistungsexkursion ausgesetzt waren, zeigten eine plastische Hüllrohrverformung von 0,55 %, einen relativ großen Anteil freigesetzten Spaltgases und im Brennstoffrandbereich eine unvermutet hohe Konzentration von kleinen Spaltgasblasen an [57]. Durch diese Phänomene unterschieden sich die transient belasteten Stäbe deutlich von Brennstäben, die bei gleicher Belastungsvorgeschichte der transienten Phase nicht ausgesetzt waren. Anhaltspunkte für eine Interpretation des instationären Brennstabverhaltens fand man in den Ergebnissen der Versuchsnachrechnung, die auf keine plastische Hüllrohrverformung hinwiesen und deutlich kleinere Brennstoffraden anzeigten. Offensichtlich wurde die

stärkere Hüllrohrbelastung durch eine größere Brennstoffexpansion verursacht, obwohl Brennstoffschmelzen nicht aufgetreten ist. Eine Erklärung des Brennstoffverhaltens wird mit Hilfe des Mehrzonenmodells (s.a. Abb. 4) versucht.

Die relativ geringe Stableistung von 290 W/cm und das daraus resultierende niedrige Temperaturniveau führten während der Bestrahlungszeit nicht zur Ausbildung eines Zentralkanals. Dementsprechend größer waren die Kornwachstumszone und die äußere Brennstoffzone ohne Gefügebeeinflussung. Wie bereits in Abschnitt 2.2.2 erwähnt, ist der im Brennstoff zurückgehaltene Spaltgasanteil in der Zone ohne Gefügebeeinflussung am größten. Ein stationärer Temperaturanstieg in dieser Strukturzone stört das (temperaturabhängige) Lösungsgleichgewicht in der Richtung, daß zuvor gelöste Spaltgasanteile aus der Brennstoffmatrix ausfallen und kleine Spaltgasblasen entstehen. Diese Blasenbildung wird als Ursache für das beobachtete transiente Brennstoffschwellen angesehen.

Der Einfluß des transienten Schwellens auf das Brennstabverhalten wird nach Meinung von Culley et al. [58] von der Größe der äußeren Brennstoffzone ohne Gefügebeeinflussung und vom Abbrandzustand abhängen. Unter diesem Aspekt klassifizieren sie die Brennstäbe eines Reaktors in drei Typen:

- a) weitgehend unbestrahlte Brennstäbe ("fresh pins"), deren Abmessungen und Eigenschaften weitgehend der Fabrikationspezifikation entsprechen;
- b) bestrahlte Brennstäbe mit niedriger Stableistung ($\chi < 300$ W/cm, "low power pins"), bei denen sich während der Bestrahlungszeit keine Stengelkristallzone ausgebildet hat. In der entsprechend ausgedehnten Brennstoffzone ohne Gefügebeeinflussung ist ein relativ großer Anteil des Spaltgases zurückgehalten;
- c) bestrahlte Brennstäbe mit hoher Stableistung ("high power pins"), bei denen im Zuge der Brennstoffumstrukturierung eine ausgeprägte Stengelkristallzone entstand. In solchen Brennstäben sind die äußere Strukturzone und der Anteil an zurückgehaltenem Spaltgas relativ klein.

Eine Kombination der Typen (b) und (c) ist aufgrund des axialen Leistungsprofils des Reaktors in einem Brennstab vorstellbar. Dann ist der mittlere axiale Bereich nach (c) zu charakterisieren, während die Endbereiche der Brennstoffsäule mehr dem Typ (b) entsprechen. Waltar et al. [59] leiten daraus qualitativ die Tendenz ab, daß während einer Leistungsexkursion Brennstabversagen im oberen Reaktorbereich ("low power region") auftritt, wo thermische Brennstoffexpansion und stärker ausgeprägtes transientes Schwellen in Verbindung mit der reduzierten Hüllrohrfestigkeit die Versagensursachen sind.

Die Modellierung des transienten Schwellvorganges kann sich an zwei Zielen orientieren:

- durch Beschreibung der zum Teil konkurrierenden Einzelvorgänge, die das Gasverhalten in der Mikrostruktur beeinflussen, zu einem besseren Verständnis und einer quantitativen Darstellung des Schwellvorganges zu gelangen, oder
- durch Beschreibung der makroskopischen Effekte (Phänomenologie) in Abhängigkeit von globalen Größen wie Brennstofftemperatur, Abbrandzustand oder Konzentration der zurückgehaltenen Spaltgase den Schwellvorgang zu erfassen, um seine Auswirkungen auf das übergeordnete Brennstabverhalten analysieren zu können.

Das erste Ziel verfolgen die speziellen Spaltgasfreisetzungs- und Brennstoffschwellprogramme wie z.B. die Modelle GRASS und BUBL-2 [60, 63, 64]. Das GRASS-Modell geht von drei Blasentypen aus, die entweder an Gitterfehlstellen oder an Korngrenzen gelagert sind, oder die sich frei in der Struktur eines Dreizonen-Brennstoffmodells befinden. Drei Bewegungsmechanismen, die Oberflächendiffusion, die Volumendiffusion und die Verdampfung-Kondensation haben als treibendes Potential den Temperaturgradienten im Brennstoff und werden durch Spannungsgradienten in der Umgebung von Gitterfehlstellen gehemmt. Das Blasenwachstum wird durch Blasenkoaleszenz und gegenläufig durch Lösung von Gasatomen in der Brennstoffmatrix ("re-solution") beeinflusst. Zur Bestimmung der Spaltgasblasenverteilung in den drei Strukturzonen werden für jeden Blasentyp eine Anzahl i Größenbereiche definiert. Die zeitliche Änderung der Blasenanzahl f_i im i -ten Bereich folgt dann der Differentialgleichung:

$$\frac{df_i}{dt} = -a_i f_i^2 - b_i f_i + c_i \quad (37)$$

Der erste Term auf der rechten Seite stellt den Verlust aus dem i-ten Größenbereich dar, der durch Vereinigung von zwei Blasen der gleichen Bereichsgröße entsteht; der zweite Ausdruck gibt an, wieviel Blasen durch Koaleszens mit anderen Blasengrößen oder durch "re-solution" in einen anderen Größenbereich wechseln bzw. durch Diffusion die Strukturzone verlassen; c_i repräsentiert den Quellterm für den i-ten Bereich.

Die Lösung dieses Differentialgleichungssystems für jeden Blasentyp und jede Brennstoffzone liefert die gesuchte Verteilung der Spaltgasblasen. Aus diesen Informationen werden schließlich quantitative Aussagen über das Brennstoffschwellen abgeleitet.

Die Andeutung der GRASS-Methodik veranschaulicht, daß die detaillierte Beschreibung der Vorgänge, die das Brennstoffschwellen verursacht, ein separates Forschungsziel darstellt, das nicht mehr in den Modellrahmen, der das transiente Brennstabverhalten umfaßt, einzuordnen ist. Aus diesem Grunde wurde die oben erwähnte zweite Richtung eingeschlagen und der Versuch unternommen, das Brennstoffschwellen in seinen makroskopischen Auswirkungen mit einem stark vereinfachten Modell zu erfassen.

Die dem transienten Schwellen zugrunde liegenden Überlegungen werden an einer im Brennstoff eingelagerten Gasblase angestellt. Der Gasdruck p bedeutet für Feststoffumgebung eine mechanische Belastung, die an der Oberfläche durch die Normalspannung σ_n angegeben werden kann:

$$p = -\sigma_n \quad (38)$$

Bei einem sprunghaften Temperaturanstieg soll der Druck zunächst entsprechend der idealen Gasgleichung zunehmen und dann durch zusätzlich in die Blase eindiffundierende Spaltgasatome nach der Zustandsgleichung ansteigen. Der Brennstoff ist bestrebt, diesen Belastungszuwachs durch plastische Verformung abzubauen. Zieht man zur Beurteilung des Relaxationsvorganges die Kriechgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}$ heran, dann gilt nach [26] die Beziehung:

$$\dot{\epsilon} = f(\sigma^n) \cdot \exp(-Q/RT_K) \quad (39)$$

- σ = mech. Spannung im Brennstoff
- Q = Aktivierungsenergie
- R = allg. Gaskonstante
- T_K = Brennstofftemperatur $^{\circ}\text{K}$
- n = Exponent ($\approx 4,5$)

Da die Kriechgeschwindigkeit exponentiell mit der mechanischen Belastung zunimmt, ist bei genügend hohem Spannungsniveau eine relativ schnelle Relaxation zu erwarten. Beschleunigt wird dieser Vorgang bei entsprechend hoher Brennstofftemperatur ($T_B > 0,5 \cdot$ absolute Schmelztemperatur) durch Hochtemperaturkriechen. In Gl. (38) ist dies in einem Term vom Arrhenius-Typ ausgedrückt. Dabei geht man von der Vorstellung aus, daß die Aktivierungsenergie des Kriechens weitgehend der Aktivierungsenergie der Diffusion von (z.B.) Gitterversetzung im Brennstoffgefüge entspricht, und somit das Hochtemperaturkriechen als diffusionsgesteuerter Vorgang angesehen werden kann [21].

Der Spannungsabbau setzt aber nach der Randbedingung (38) eine Druckreduzierung voraus. Erfolgt diese durch eine Vergrößerung des Blasenwachstums, dann verringert sich nach Gl. (39) die Verformungsgeschwindigkeit. Theoretisch steuert dieser Relaxationsvorgang asymptotisch den Druckabbau auf Umgebungsdruckniveau an. Die Betrachtung soll hier mit dem Abbau der erwähnten Druckstörung enden, und die bis dahin erfolgte Blasenvergrößerung soll den meßbaren transienten Schwelleffekt ausmachen.

Chubb et al. [65] interpretieren ihre experimentellen Beobachtungen nach ähnlichen Vorstellungen, wonach das Brennstoffschwellen infolge des Gasblasenwachstums letztlich durch Diffusionsvorgänge gesteuert wird, und regen für die Beschreibung der Schwellrate (Durchmesseränderung pro 10^{20} Spaltungen cm^3) eine allgemeine Temperaturfunktion vom Arrhenius-Typ an, die vom Autor in der Form eingeführt wird:

$$\alpha_s = \alpha_{sm} \cdot A \cdot \exp\left[-\frac{Q_s}{R \cdot (T_B + 273.15)}\right] \quad (40)$$

- α_{sm} = Schwellparameter $\left[\frac{\text{lineare Dimensions-}}{\text{änderung pro } 10^{20} \text{ Spaltungen/cm}^3} \right]$
- A = Abbrand $\left[10^{20} \text{ Spaltungen/cm}^3 \right]$
- Q_s = äquivalente Schwell-Aktivierungsenergie
- R = allgemeine Gaskonstante
- T_B = Brennstoff-Temperatur

Während bisher Schwellangaben allein auf den Abbrandzustand des Brennstoffs bezogen wurden, wird mit Hilfe von Gl. (40) versucht, den Einfluß des stationären Temperaturfeldes auf das Schwellen mit zu erfassen.

Wendet man Gl. (39) in Verbindung mit instationären Temperaturfeldern an, so behandelt man den transienten Schwellprozeß mit einer quasi-statischen Methode, d.h., man setzt instantane Schwellverformung voraus. Dies führt zu einer Überschätzung des Effektes, da diese tatsächlich mit zeitbeanspruchenden Verformungsvorgängen gekoppelt sind.

Gl. (40) stellt in der angegebenen Form insofern eine grobe Näherung dar, als die Schwelldehnung linear mit dem Abbrand zunimmt. Diese Darstellung wird zu überprüfen sein, sobald quantitative Angaben über transientes Brennstoffschwellen verfügbar sind. Insbesondere gilt es dann zu untersuchen, ob die Approximation nicht durch eine von der Spaltgaskonzentration im Brennstoff abhängigen Beschreibung verbessert werden kann. Denkbar ist, daß mit der Einbeziehung des Spaltgasfreisetzungsmodells nach Dutt et al. (s. Gl. (18)) eine adäquate Anpassung an die experimentellen Beobachtungen erreicht werden kann.

Aufgrund experimenteller Beobachtungen verglichen Chubb et al. $\left[40 \right]$ den Schwellvorgang mit der thermischen Expansion des Brennstoffs. Daran anlehnend wurde im Modell ein isotroper Ausdehnungskoeffizient α_v eingeführt, der das Schwellen (α_{sw}) mit der thermischen Expansion (α_{th}) verknüpft und in Abhängigkeit von der instationären Brennstofftemperatur (T_{B1}) darstellbar ist:

$$\alpha_v(T_{B1}) = \alpha_{th}(T_{B1}) + \alpha_{sw}(T_{B1}) \quad (41)$$

mit:
$$\alpha_{th}(T_{B1}) = \frac{1}{T_{B1} - T_{B0}} \cdot \int_{T_{B0}}^{T_{B1}} \alpha_{diff}(T_B) dT_B \quad (42)$$

$$\alpha_{sw}(T_{B1}) = \frac{\alpha_{sm} \cdot A}{T_{B1} - T_{B0}} \left\{ \exp\left[-\frac{Q_s}{R \cdot (T_{B1} + 273.15)}\right] - \exp\left[-\frac{Q_s}{R \cdot (T_{B0} + 273.15)}\right] \right\} \quad (43)$$

α_{diff} = differentieller thermischer Expansionskoeffizient

T_{B0} = Referenztemperatur des Brennstoffs

T_{B1} = instationäre Brennstofftemperatur

Für den Schwellterm gelten dabei folgende Restriktionen:

a: $\alpha_{sw}(T_{B1}) = \text{konst}$ für $T_{B1}(t + \Delta t) \leq T_{B1}(t)$ (44)

b: $\alpha_{sw}(T_{B1} > 1700 \text{ } ^\circ\text{C}) = \alpha_{sw}(1700 \text{ } ^\circ\text{C}) = \text{konst}$

c: $\alpha_{sw}(T_{B1}) = 0$ für $T_{B0} > 1700 \text{ } ^\circ\text{C}$

Mit der ersten Einschränkung wird das Schwellen als irreversibler Vorgang beschrieben, die zweite Bedingung berücksichtigt die Modellvorstellung, daß bei Brennstofftemperaturen $T_{B1} > 1700 \text{ } ^\circ\text{C}$ größere Spaltgasanteile aus den Blasen bereits in den Zentralkanal freigesetzt worden sind und damit als treibendes Potential für den weiteren Schwellprozeß entfallen. Restriktion (44c) bedeutet, daß in der Stengelkristallzone wegen der geringen Spaltgaszurückhaltung kein Schwellbeitrag berechnet wird. Zur Berechnung der integralen Brennstoffverformung wird in dem Dehnungsintegral Gl. (7) der thermische Ausdehnungskoeffizient α_{th} durch α_v ersetzt.

Um eine Vorstellung von der Größenordnung des Dehnungskoeffizienten α_v zu erhalten, wurde der Schwellterm α_{sw} nach Gl. (43) für verschiedene Aufheizspannen berechnet und mit dem entsprechenden thermischen Expansionskoeffizienten des Brennstoffs nach Gl. (42) verglichen. Mit den Konstanten $Q_s = 1,4 \cdot 10^5$ J/mol $R = 8,314$ J/mol $^{\circ}K$, $T_{Bo} = 1000$ $^{\circ}C$, $\alpha_{sm} = 3 (\Delta R/R)/10^{20}$ Sp pro cm^3 und einem Abbrand $A = 80\ 000$ MWd/tM $\approx 20 \cdot 10^{20}$ Sp/cm 3 erhält man folgende Vergleichsdaten:

T_{Bl} [$^{\circ}C$]	1100	1300	1500	1700
$\exp\left(-\frac{Q_s}{R(T_{Bl}+273,15)}\right)$	$4,6 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$7,5 \cdot 10^{-5}$	$1,9 \cdot 10^{-4}$
α_{sw} [$^{\frac{-1}{^{\circ}C}}$]	$0,28 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$9 \cdot 10^{-6}$	$1,6 \cdot 10^{-6}$
α_{th} [$^{\frac{-1}{^{\circ}C}}$]	$11,4 \cdot 10^{-6}$	$11,8 \cdot 10^{-6}$	$12,1 \cdot 10^{-6}$	$12,5 \cdot 10^{-6}$
α_v [$^{\frac{-1}{^{\circ}C}}$]	$11,68 \cdot 10^{-6}$	$13,8 \cdot 10^{-6}$	$21,1 \cdot 10^{-6}$	$26,5 \cdot 10^{-6}$

Aus dem Vergleich der Zahlen erkennt man deutlich den dominierenden Einfluß der Brennstofftemperatur auf den modellierten Schwellvorgang. Entsprechend dem Verlauf der Exponentialfunktion tritt bei Temperaturen < 1100 $^{\circ}C$ kein merklicher Ausdehnungsbeitrag in Erscheinung. Bei weiterer Aufheizung nimmt der Schwelleinfluß auf die Verformung rapide zu. Er ist bei Temperaturen um 1500 $^{\circ}C$ von der gleichen Größenordnung wie der Einfluß der thermischen Expansion und übersteigt ihn bei 1700 $^{\circ}C$. Dieser dynamische Schwellcharakter wird linear dem Abbrandzustand angepaßt.

2.3 Einzelheiten zum Hüllrohrmodell

Das Hüllrohr wird zunächst als Werkstoff mit elastischen Eigenschaften betrachtet. Erreicht die Tangentialspannung die Fließgrenze σ_f des Materials, so wird davon ausgegangen, daß sich die Hülle wie ein inkompressibler Werkstoff mit ideal plastischen Eigenschaften bleibend verformt. Dehnungsverfestigungen werden nicht berücksichtigt. Die Beschreibung der elastischen, ideal plastischen Verformung basiert auf der Annahme, daß das dünnwandige Rohr bei Druckbelastung in einen Membranspannungszustand übergeht (s. Abb. 6). Die dabei auftretenden Tangentialspannungen σ_φ werden über die Rohrwand als konstant angenommen, das bedeutet, daß der Temperaturgradient in der Rohrwand vernachlässigt wird. Die Gesamtdehnung wird in einen elastischen und in einen plastischen Anteil zerlegt. Bei einer Wechselwirkung versucht der Brennstoffzylinder, sich entsprechend seiner (thermischen und Druck-) Belastung unter Druckeinwirkung auf die Hülle auszudehnen. Genügt die elastische Hüllrohrverformung allein nicht, um die Verträglichkeitsbedingung im System zu erfüllen, so verformt sich die Hülle zusätzlich um den plastischen Betrag, der für die Erfüllung dieser Bedingung notwendig ist.

Die analytische Beschreibung der elastischen Hüllrohrverformung soll für den Fall des Kontaktes mit der Brennstoffsäule demonstriert werden.

2.3.1 Berechnung des Kontaktdruckes

Die in Abschnitt 2.1 abgeleiteten Gln. (6) gelten bei sinngemäßer Änderung der Indices auch für die Berechnung der elastischen Hüllrohrverformung. Daraus folgt z.B. für die Radialverschiebung $u(r)$:

$$\begin{aligned}
 \frac{u(r)}{r} = & \frac{1+\nu_H}{1-\nu_H} \cdot \frac{1}{2 \cdot r^2} \left[(r^2 - R_3^2) \cdot I(r) + R_3^2 \cdot I(R_4) \right] \\
 & + \frac{1-3\nu_H}{2(1-\nu_H)} \cdot I(R_4) - \frac{\nu_H}{E_H \cdot A_H} \cdot \left[F_z + \pi \cdot R_3^2 \cdot P_{sg0} \right] \\
 & + \frac{1-\nu_H}{E_H \cdot A_H} \cdot \pi \cdot \left[R_4^2 \cdot \sigma_r(R_4) - R_3^2 \cdot \sigma_r(R_3) \right] \\
 & + \frac{1+\nu_H}{E_H \cdot A_H} \cdot \frac{R_3^2 \cdot R_4^2}{r^2} \cdot \left[\sigma_r(R_4) - \sigma_r(R_3) \right]
 \end{aligned} \tag{45}$$

mit
$$I(r) = \frac{2}{r^2 - R_3^2} \cdot \int_{R_3}^r \alpha_H(T_H) \cdot T(\eta) \cdot \eta d\eta \quad R_3 \leq r \leq R_4$$

$$\lim_{r \rightarrow R_3} I(r) = \alpha_H(T_H) \cdot T(R_3)$$

und den Randbedingungen: $\sigma_r(R_3) = -P_{SG0}$ (bei Spaltweite $\Delta s > 0$)
 $\sigma_r(R_4) = -P_{Kkm}$

Kommt es infolge unterschiedlicher Expansion von Brennstoff und Hüllrohr zum Kontakt zwischen beiden Zylindern, so bedeutet das eine Kopplung der Gln. (6) und (45) zur Bestimmung der radialen Brennstabverformung. An der Kontaktfläche sind zwei Übergangsbedingungen zu erfüllen, die aus der Forderung nach geometrischer Verträglichkeit innerhalb der Stabanordnung und aus dem Kräftegleichgewicht folgen:

$$\begin{aligned} R_2 + u(R_2) &= R_3 + u(R_3) \\ \sigma_r(R_2) &= \sigma_r(R_3) = \sigma_{rk} \end{aligned} \quad (46)$$

Die zwei noch fehlenden Randbedingungen sind aus den Druckverhältnissen im Zentralkanal und im Kühlkanal abzuleiten:

$$\begin{aligned} \sigma_r(R_1) &= -P_{SG} \\ \sigma_r(R_4) &= -P_{kkm} \end{aligned} \quad (47)$$

Entwickelt man aus Gl. (6) den Ausdruck $u(R_2)$, leitet aus Gl. (45) die Verschiebung $u(R_3)$ ab und setzt diese Beziehungen in die erste Übergangsbedingung (46) ein, so erhält man nach einiger Umrechnung die Lösung für die Radialspannung σ_{rk} an der Kontaktfläche:

$$\begin{aligned} \sigma_{rk} = \frac{1}{\alpha} \cdot \left\{ R_3 \cdot \left[1 - \frac{\nu_H}{E_H \cdot A_H} \cdot (F_z + \pi \cdot R_3^2 \cdot P_{SG0}) + I(R_4) + \frac{2\pi \cdot R_4^2}{E_H \cdot A_H} \cdot \sigma_r(R_4) \right] \right. \\ \left. - R_2 \cdot \left[1 - \frac{\nu_B}{E_B \cdot A_B} \cdot [F_z - \pi \cdot (R_2^2 \cdot P_{SG0} - R_1^2 \cdot P_{SG})] + I(R_2) - \frac{2\pi \cdot R_1^2}{E_B \cdot A_B} \cdot \sigma_r(R_1) \right] \right\} \quad (48) \end{aligned}$$

$$\text{mit } \alpha = \frac{\pi \cdot R_2}{E_B \cdot A_B} \cdot [R_2^2(1-\nu_B) + R_1^2(1+\nu_B)] + \frac{\pi \cdot R_3}{E_H \cdot A_H} \cdot [R_3^2(1-\nu_H) + R_4^2(1+\nu_H)]$$

Mit den vorgegebenen Randbedingungen (47) und Gl. (48) kann σ_{rk} bestimmt werden und zur Berechnung der Radialverformungen in die Gln. (6) und (45) eingesetzt werden.

2.3.2 Abbrandveränderungen

Mit zunehmender Bestrahlungsdosis ("fluence") ändern sich die Abmessungen des Hüllrohres und die Eigenschaften des austenitischen Stahls. Unter mechanischen Spannungen verändert sich langfristig die Hüllrohrgeometrie durch strahlungsinduziertes Kriechen bereits bei Temperaturen $T_H > 300$ °C. Bei höheren Temperaturen $T_H > 500$ °C überlagert sich das thermische Kriechen und beschleunigt die Spannungsrelaxation [66, 67]. Bei hohen Temperaturen ($T_H > 0,5 \cdot$ absolute Schmelztemperatur) ist eine Versprödung des Werkstoffs zu beobachten, die sich durch starke Abnahme der Bruchdehnung in Zugversuchen bemerkbar macht. Als Ursache für die Hochtemperaturversprödung werden die über (n, α)-Reaktionen gebildeten He-Kerne angesehen, die sich an den Korngrenzen zu kleinen Blasen vereinigen und die Korngrenzenfestigkeit herabsetzen [68, 69].

Von der He-Blasenbildung zu unterscheiden sind die "Leerstellenblasen" oder Poren ("voids"), die unter Neutronenbestrahlung ($E_n > 0,1$ MeV) entstehen und neben der Änderung der mechanischen Eigenschaften vor allem das Hüllrohrschwellen verursachen [70]. Hüllrohrschwellen wird vorwiegend im Bereich $T_H = 0,3 \dots 0,5 \cdot$ absolute Schmelztemperatur beobachtet und tritt bei lösungsgeglühten austenitischen Stählen stärker in Erscheinung als bei kaltverformten. K. Ehrlich [71] gibt für die Dosisabhängigkeit des Schwellens die allgemeine, aus Experimenten abgeleitete Beziehung an:

$$\frac{\Delta V}{V} = \text{konst} \cdot (\phi \cdot t)^{1,6} \cdot f(T_H) \quad (49)$$

Speziell für den lösungsgeglühten austenitischen Stahl 4988, der im Zusammenhang mit dem SNR-300 diskutiert wird, schlägt er die Näherung vor, die in das Modell übernommen wurde:

$$\frac{\Delta V}{V} = 8.5 \cdot \left(\frac{\phi \cdot t}{10^{23}} \right)^{1.6} \cdot \exp \left[- \left(\frac{490 - T_H}{100} \right)^2 \right] \quad (50)$$

$\Delta V/V$ [%] = Volumenzunahme,

ϕ [n/cm² · sec] = Neutronenfluß ($E_n > 0,1$ MeV)

t [sec] = Bestrahlungszeit

T_H [°C] = mittlere Hüllrohrtemperatur

Hierbei ist für die transiente Brennstabbelastung von Bedeutung, daß stationär im Bereich $T_H = 490$ °C ein Schwellmaximum zu erwarten ist. Dies beeinflußt mit die axiale Lage des Ortes maximaler Brennstabbelastung. Bei der Berechnung der neuen Abmessungen wird zunächst der mittlere Hüllrohrradius linear um ein Drittel des Schwellwertes vergrößert, anschließend werden der Hüllrohrinnen- und-außenradius über die neue Wandstärke ermittelt.

Mehrere andere Schwellformeln von gleichem Typ wie Gl. (49) werden für amerikanische Stähle in [72] angegeben. Daraus kann geschlossen werden, daß zur quantitativen Beschreibung noch viele Untersuchungen anzustellen sind, aus denen man sich insbesondere Kenntnisse über den Einfluß der Werkstoffzusammensetzung und der mechanischen Spannung auf das Schwellverhalten erhofft [73, 74].

Von besonderem Interesse für das Verformungsmodell ist der Einfluß der Neutronenbestrahlung auf die Fließeigenschaften des Hüllwerkstoffes. Neben der erwähnten Hochtemperaturversprödung ist mit der Porenbildung eine Streckgrenzenerhöhung verbunden. Da in dem Modell Werkstoffverfestigungen nicht direkt erfaßt werden können, wurde eine Polynomnäherung zur Beschreibung der Fließgrenze des Materials in Abhängigkeit von der Temperatur vorgegeben. Dies bietet die Möglichkeit, experimentelle Ergebnisse [75, 76] näherungsweise abzubilden.

In gleicher Weise können die infolge der Bestrahlungsdosis reduzierten elastischen Konstanten (Elastizitätsmodul, Poissonzahl) [77] in der Programmeingabe spezifiziert werden.

2.4 Brennstabversagenskriterien

Brennstabversagen tritt ein, wenn das Hüllrohr, die sog. erste Barriere zur Verhinderung einer unkontrollierten Freisetzung von Radioaktivitäten, zerstört wird. In Abhängigkeit vom betrachteten Unfalltyp wird das Brennstabversagen einmal von der Kühlmittelseite her, zum anderen von der Brennstoffseite her eingeleitet. Der erste Fall tritt ein, wenn es im Ablauf eines hypothetischen Kühlmittelverlustunfalles zum Na-Sieden kommt. Das kann zum Austrocknen der Staboberfläche ("dry out") und damit zu einer weitgehenden Unterbrechung der Wärmeabfuhr aus dem Brennstab führen. Die Folge dieser außerhalb des Stabes liegenden Ursache ist die Aufheizung und - nicht auszuschließen - das Schmelzen des Hüllrohres. Andererseits ist die Ursache im Brennstab selbst zu finden, wenn z.B. während einer Leistungsexkursion der größte Teil des Brennstoffs geschmolzen ist. Dann bewirkt der steile Temperaturgradient im Spalt einen Wärmestromanstieg, der über die Na-Verdampfung zu gleichen Symptomen führt.

Als hauptsächliche Versagensursache ist jedoch die mechanische Überbeanspruchung des Hüllrohres zu nennen, die im wesentlichen durch die unterschiedlichen Ausdehnungen von Brennstoff und Hüllrohr entsteht. In diesem Zusammenhang wäre es wünschenswert, ein aus der Bruchmechanik abgeleitetes Versagenskriterium [79] anzuwenden. Dies würde aber eine verfeinerte Hüllrohrmechanik voraussetzen, die in diesem Modell aus einleitend erwähnten Überlegungen zunächst zurückgestellt wurde. Es wird daher versucht, die Versagensgrenze mit Hilfe des plastischen Hüllrohrverformungsgrades zu simulieren.

Leitet man aus der plastischen Hüllrohrverformung ein Versagenskriterium ab, dann muß noch einmal auf die Modellrestriktionen eingegangen werden. Aus dem Modell allein läßt sich der Grenzwert des plastischen Verformungsgrades nicht definieren. Da ideales Werkstoffverhalten vorausgesetzt ist, muß ein für das Modell zutreffendes Berstkriterium quantitativ aus entsprechenden Experimenten abgeleitet werden. Dies ist möglich, wenn der Zeitpunkt des Berstens etwa durch einen definierbaren Druckimpuls experimentell festgehalten wird. Der aus der Versuchsnachrechnung zu diesem Zeitpunkt sich ergebende plastische Hüllrohr-Verformungsgrad ϵ_{R4} kann dann in Verbindung mit der stationären Spaltweite als ein modelläquivalentes Versagenskriterium für vergleichbare Leistungstransienten aufgefaßt werden. Auf diesem Weg erhält man für einen unbestrahlten

Brennstab mit einer radialen Spaltweite von 0,050 mm, der unter einem induzierten Leistungsimpuls versagte, eine äquivalente Versagensschwelle ϵ_{R4} von:

$$\epsilon_{R4} = \frac{R_4(t) - R_4(t=0)}{R_4(t=0)} \cdot 100 \approx 5\% \quad (51)$$

Wie aus Abschnitt 2.4 hervorgeht, ändern sich mit zunehmendem Abbrand die mechanischen Eigenschaften des Stahls. So erscheint es zunächst sinnvoll, die Versagensgrenze ϵ_{R4} in dem Maß zu reduzieren, wie die Hüllrohrduktilität mit der Bestrahlungsdosis abnimmt. Dann aber bliebe unberücksichtigt, daß die Hüllrohrbelastbarkeit durch die Folgen chemischer Reaktionen, die zwischen Legierungsbestandteilen, Sauerstoff und Spaltprodukten ablaufen, erheblich gemindert wird ϵ_{81} . Damit verbunden ist gewissermaßen eine Zerklüftung der Hüllrohroberfläche. Die intergranularen Schädigungen des Werkstoffgefüges können eine Eindringtiefe erreichen, die 20 % der Wandstärke ausmacht ϵ_{82} , und stellen damit einen statistischen Unsicherheitsfaktor in Bezug auf das Werkstoffverhalten dar. Da die bisher durchgeführten Experimente noch zu wenig Informationen liefern, um diese Einflüsse quantitativ beschreiben zu können, versucht man, Richtwerte für Versagenskriterien aus transienten Belastungsgrößen, die in Nachuntersuchungen meßbar sind, abzuleiten.

Carelli et al. ϵ_{83} orientieren sich am Unfalltyp und gehen beim Reaktivitätsunfall von einem Grenzwert für den Brennstoffschmelzanteil und beim Kühlmittelverlustunfall von einer Hüllrohrgrenztemperatur als Versagensschwelle aus. Culley et al. ϵ_{84} beziehen die Belastungsvorgeschichte des Brennstabes in das Kriterium mit ein (s.a. Abschn. 2.2.4). Danach versagt ein unbestrahlter Brennstab, wenn 80 % eines Brennstoffquerschnitts geschmolzen ist oder das Hüllrohr zu schmelzen beginnt. Brennstäbe, die bei Stableistungen < 300 W/cm der Bestrahlung ausgesetzt waren, werden bereits infolge des verstärkten transienten Brennstoffschwellens soweit belastet, daß sie beim Einsetzen des Brennstoffschmelzens bersten. Abgebrannte Stäbe mit hoher Normalleistung sollen versagen, wenn der Schmelzanteil eines Brennstoffsegments 30 % übersteigt. Ähnliche Grenzwerte für die Schmelzfraction des Brennstoffs nennen auch Cox ϵ_{47} (frischer Stab: 70 %, bestrahlter Stab: 30 %) und Thomas ϵ_{85} (bestrahlter Stab: 20 ... 40 %).

Neuerdings wird versucht, den Versagenszeitpunkt mit Hilfe des aktuellen Spaltgasdrucks im Zentralkanal und der Zugbruchspannung des Hüllrohrwerkstoffs zu ermitteln [98]. Behandelt man das Hüllrohr als dünne Membran, dann kann über den Spaltgasdruck und die Brennstabbradien die Hüllrohrbelastung ermittelt und durch die Größe der Tangentialspannung ausgedrückt werden. Übersteigt die Umfangsspannung die Bruchspannung, die in Abhängigkeit von der Hüllrohrtemperatur und der Dehnungsgeschwindigkeit vorgegeben ist, dann wird das Auftreten des Hüllrohrversagens angenommen.

Wird bei Versagenstests die Brennstabelastung durch einen Leistungsimpuls induziert, dann kann man davon ausgehen, daß der Brennstoff während der Impulsdauer weitgehend adiabat aufgeheizt wird. In solchen Fällen wird zu Vergleichszwecken auch die im Brennstoff produzierte Energie (1000 ... 1500 J/g Brennstoff [90, 91]) in die Versagensinterpretation einbezogen.

Alle diese Angaben können aber nur Richtwertcharakter haben. Es bleibt im konkreten Einzelfall die schwierige Aufgabe, die unterschiedliche Belastungsvorgeschichte der Brennstäbe durch einen Grenzwert oder eine Grenzwertkombination für die Versagensschwelle zahlenmäßig zu erfassen. In dieser Hinsicht werden aus entsprechenden Brennstabversagensexperimenten weiterführende Erkenntnisse zu gewinnen sein.

3. Modellrechnungen

Die Auswahl der Rechenbeispiele wurde unter Berücksichtigung folgender Aspekte getroffen. Es sollte:

- durch Nachrechnung eines entsprechenden Experiments der Approximationsgrad des Modells in Bezug auf das transiente Brennstabverhalten herausgefunden werden,
- die Rechenergebnisse den Resultaten anderer vergleichbarer Modellrechnungen gegenübergestellt werden und
- das Brennstabverhalten auf transiente Bedingungen, die während eines Reaktivitätsstörfalles auftreten, extrapoliert werden.

3.1 Nachrechnungen des H₃-Experiments und Ergebnisvergleich mit DEFORM-II-Resultaten

Transiente Brennstabexperimente, die sich zur Überprüfung des Modells eignen, wurden bisher überwiegend in amerikanischen Forschungsstätten durchgeführt. Die entsprechenden Publikationen beschränken sich in den meisten Fällen auf die Mitteilung der wesentlichen Versuchsergebnisse, aus denen die für eine Nachrechnung notwendigen Einzelinformationen nur zum geringeren Teil hervorgehen. Die nahezu vollständige Dokumentation eines transienten Experiments ist im Rahmen der Publikation des Brennstabmodells DEFORM-II enthalten [13]. Dies ermöglicht die Nachrechnung des H₃-Tests, wobei die Rechenergebnisse mit den experimentell ermittelten Daten verglichen und den DEFORM-II-Resultaten gegenübergestellt werden konnten.

Beim H₃-Experiment [86] wurde ein hexagonal angeordnetes Sieben-Stab-bündel in einem Natrium-Kreislauf [87] unter transienter Belastung getestet ("sodium loop experiment"). Der bestrahlte Zentralstab (25 000 MWd/tM) war von sechs unbestrahlten Brennstäben umgeben. Ziel des Versuches war es, den Zentralstab instationär bis unmittelbar an die Schmelzisotheime des Brennstoffs aufzuheizen, um aus dem Brennstoffverhalten Hinweise auf mögliche Versagensarten und -positionen zu erhalten, die mit dem Einsetzen des Brennstoffschmelzens auftreten können. Das Stableistungsniveau wurde zunächst auf 550 W/cm angehoben und dann

für ca. 3 sec konstant gehalten, um im Brennstab ein Temperaturprofil zu erzeugen, das weitgehend stationären Lastbedingungen entspricht. Die anschließende Leistungsexkursion repräsentiert eine Reaktivitätsstörung von 1 β /sec (s. Abb. 7).

Die Nachrechnungen beziehen sich auf den Zentralstab. Seine Vorbestrahlung erfolgte in zwei Phasen, zunächst 110 Tage (d) bei einer maximalen Stableistung von 285 W/cm, anschließend bei maximal 358 W/cm über einen Zeitraum von 80 d. Im Modell wurde davon ausgegangen, daß die letzte Abbrandphase den dominierenden Einfluß auf den Brennstabzustand hatte. Die Rechnungen zur stationären Brennstabgeometrie basierten auf einer äquivalenten Einsatzzeit von 172 d bei der maximalen Stableistung von 358 W/cm. Die Neutronenbestrahlung führte im Zuge der Brennstoffumstrukturierung nicht zur Ausbildung der Stengelkristallzone und des Zentralkanals [13],

In Abb. 8 ist die Konfiguration eines axialen Brennstabsegments mit den wesentlichen Eingabedaten zu den Rechnungen wiedergegeben. Die dort angeführten Abmessungen entsprechen dem unbestrahlten Brennstab. Infolge des Abbrandes vergrößerten sich durch Schwellen der Brennstoffradius auf $R_2 = 2,526$ mm und der Hüllrohrradius auf $R_3 = 2,545$ mm, so daß im Referenzzustand die Spaltweite $\Delta s = R_3 - R_2$ von 0,075 mm auf 0,019 mm reduziert wurde. (Die Angaben beziehen sich auf die sechste axiale Unterzone.) Bei isothermen Anfangsbedingungen von 370 °C bewirkt die stärkere, thermische Hüllrohrexpanansion eine Spaltweitenvergrößerung auf $\Delta s = 0,030$ mm. Die Wärmeübergangszahl im Spalt wird axial unabhängig betrachtet und beträgt 1 W/cm² °C. In Anlehnung an [13] wurden Brennstoffdichte und Wärmeleitfähigkeit für eine mittlere Porosität von 11,2 % berechnet.

In der repräsentativen Einkanalardarstellung wird der Brennstab von entsprechenden Kühlmittel- und Strukturmaterialanteilen umgeben. Der so definierte Kühlkanal ist in zehn axiale Unterzonen aufgeteilt. Das axiale Leistungsprofil des Brennstabes ist in Abb. 9 skizziert. Der Testkreislauf war mit einem B_6 Si-Filter für thermische Neutronen umgeben, um die radiale Leistungsdepression im angereicherten Brennstoff zu vermindern und damit die Schnellbrüterverhältnisse (homogene Wärmequellendichte) besser anzunähern. Die aus [13] übernommene radiale Leistungsverteilung ist in Abb. 9 dargestellt.

Der aus der Leistungsexkursion resultierende instationäre Temperaturverlauf im Brennstoff bleibt mit dem Maximum von 2695°C ($M = 7$, $t = 6,3$ sec) knapp unterhalb der Schmelztemperatur (2722°C). Da in den Nachuntersuchungen keine Anzeichen für eingetretenes Schmelzen gefunden wurden, bringen die Ergebnisse den Nachweis, daß die Temperatur keine Unterschätzung darstellt. In Abb. 10 ist der zeitliche Verlauf der maximalen und der mittleren Brennstofftemperatur aufgezeichnet. Die eingetragenen Vergleichswerte der DEFORM-II-Rechnungen zeigen nur geringe Unterschiede. Deutlicher ist in Abb. 11 eine Differenz im radialen Temperaturprofil gegen Ende der Exkursion ($t = 6,2$ sec) zu erkennen, auf die später noch einmal eingegangen wird.

Die transiente Brennstabverformung ist am Beispiel der sechsten axialen Unterzone in Abb. 12 skizziert. Da im Vergleich zur Brennstoffaufheizungsrate die Hüllrohraufheizung klein erscheint, bewirkt die thermische Brennstoffexpansion im Zeitbereich $t = 2,0 \dots 5,6$ sec eine starke Reduzierung des Spaltes. Mit dem Einsetzen der $1 \beta/\text{sec}$ -Rampe verstärkt sich die Brennstoffaufheizung und führt bei $t = 5,8$ sec zur Schließung des Spaltes.

In der dann eintretenden druck-elastischen Wechselwirkung zwischen Brennstoff und Hülle dominiert die Brennstoffaufweitung, die sich weitgehend auf das Hüllrohr überträgt. Plastische Hüllrohrverformung beginnt bei $t = 6,1$ sec mit dem Erreichen der Fließgrenze des Stahls (Typ 316), deren Temperaturabhängigkeit in Abb. 13 wiedergegeben ist.

Die plastische Verformung ist am stärksten im Bereich unterhalb der Stabmitte (s. Abb. 14). Dies ist im Zusammenhang mit dem axialen Verlauf der mittleren Hüllrohrtemperaturen T_{Hm} zu sehen, der in starkem Maße der Kühlmittelaufheizung entspricht. Zur Zeit $t = 6,1$ sec beträgt $T_{\text{Hm}} = 498^{\circ}\text{C}$ in der vierten axialen Zone und $T_{\text{Hm}} = 558^{\circ}\text{C}$ in der siebten axialen Zone, d.h. bei ungefähr gleichen Brennstofftemperaturen (s. Abb. 15 und 16) ist die Hüllrohrbelastung in der kälteren Zone infolge der geringeren thermischen Hüllrohrdehnung größer. Dies führt zu einem maximalen Kontaktdruck von 805 atm. Nach dem Abklingen der Leistung ist die bleibende plastische Hüllrohrverformung ϵ_{R4} in der vierten axialen Zone mit ca. $0,12\%$ am größten.

Dieselbe Tendenz haben die DEFORM-II-Ergebnisse [13]. Die Maximalbelastung tritt in der unteren Stabhälfte auf und wird mit einer plastischen Hüllrohrverformung von $0,27\%$ angegeben. Nachuntersuchungen

am Teststab zeigten jedoch im Rahmen der Meßgenauigkeit von $\pm 0,005$ mm (das entspricht $\Delta \epsilon_{R4} = \pm 0,17$ %) keine Durchmesseränderungen des Hüllrohrs an. Das kann andeuten, daß in beiden Modellrechnungen die plastischen Hüllrohrverformungen überschätzt werden. Die Differenzen zu den experimentellen Befunden erscheinen geringfügig, wenn man die Meßtoleranzen in die Interpretation einbezieht. Aus [13] geht hervor, daß sich bei einer Vergrößerung der Spaltweite von 0,019 mm auf 0,025 mm eine Reduzierung der plastischen Hüllrohrverformung von 0,27 % auf 0,10 % ergibt. Ähnliche Unsicherheiten treten auch im Zusammenhang mit der Wärmeübergangszahl im Spalt, der Brennstoffporosität und dem Kalibrierungsfaktor (Nachuntersuchungen ergaben: $1,6 \pm 0,1$ W/g Brennstoff im Teststab pro MW TREAL-Leistung [86]) auf. Eine höhere Wärmeübergangszahl bzw. geringere Porosität (= höhere Wärmeleitfähigkeit im Brennstoff) führen zu niedrigeren Brennstofftemperaturen, was einer entsprechend reduzierten Hüllrohrbelastung gleichkommt. Unter diesen Aspekten kann von einer guten Übereinstimmung der Rechenergebnisse mit den experimentellen Resultaten gesprochen werden.

Die Gegenüberstellung der Ergebnisse des DEFORM-II- bzw. BREDA-II-Modells zeigen geringe Belastungsunterschiede, die sich in der Differenz der maximalen, plastischen Hüllrohrverformung von $0,27 - 0,12 = 0,15$ % ausdrücken. Die Ursachen für die größeren Verformungen (DEFORM-II) können im elasto-plastischen Brennstoffverhalten und im thermischen Modellverhalten liegen. Durch die plastische Verhaltenskomponente wird der Formänderungswiderstand verkleinert, und der Brennstoff weitet sich vergleichsweise stärker auf. Es kommt früher zum Kontakt mit der Hülle und zu einer entsprechenden Steigerung der Hüllrohrbelastung. Diese Tendenz zeigt sich in Abb. 17 am zeitlichen Verlauf der Vergleichsspannung am Hüllrohräußenradius. Der stärkere Anteil an den Verformungsunterschieden ist vermutlich auf die bereits erwähnten, höheren Brennstofftemperaturen gegen Ende der Exkursion zurückzuführen (s.a. Abb. 11). Aus dem Vergleich der Resultate kann gefolgert werden, daß im Rahmen sicherheitstechnischer Analysen transientes Brennstabverhalten mit den Gleichungen der linearen Elastizitätstheorie und linearen Stoffgesetzen in Verbindung mit der Modellierung abbrandspezifischer Phänomene hinreichend gut beschrieben werden kann.

Um abschätzen zu können, welchen Einfluß das radiale Leistungsprofil im Brennstoff (s. Abb. 9) auf das Stabverhalten hat, wurde eine zweite Rechnung mit homogener Wärmequellendichte im Brennstoff durchgeführt.

Aus den Abbildungen 10, 11, 14 und 15 erkennt man die Tendenz. Infolge der höheren Brennstoffzentraltemperaturen verstärkt sich die Brennstabbelastung, was zu einer Erhöhung der maximalen plastischen Hüllrohrverformung von 0,12 % auf 0,16 % führt. Die in diesem Fall vorliegende Leistungsdepression von $P(R_1 = 0)/P(R_2) = 0,8$ besitzt angesichts der geschilderten Unsicherheiten keinen vorrangigen Belastungseinfluß. Dieser Aspekt wird aber stets neu zu untersuchen sein, wenn man experimentelle Beobachtungen, die an Schnellbrüter-Stäben in einem Neutronenfluß mit weitgehend thermischem Energiespektrum gemacht wurden, auf Schnellbrüterverhältnisse übertragen will.

3.2 Berechnung des transienten Verhaltens bestrahlter Brennstäbe während einer Leistungsexkursion (5 β /sec-Rampe)

Im folgenden wird das transiente Brennstabverhalten während einer extremen Leistungsexkursion beschrieben. Bei der Analyse der zeitabhängigen Brennstabbelastung steht neben der Interpretation der Absolutwerte der Versuch im Vordergrund, den Einfluß spezieller Abbrandphänomene auf die Belastungsintensität herauszufinden, um die Verhaltenstendenz von Brennstäben bei zunehmender Bestrahlungsdosis abschätzen zu können.

Die Modellrechnungen gehen vom stationären Reaktorbetrieb aus, bei dem ein hypothetischer Reaktivitätsunfall einsetzen soll. Obwohl solche Situationen aufgrund der installierten Sicherheitsvorkehrungen kaum vorstellbar sind, können sie nach heutigem Stand der Kenntnisse doch nicht ausgeschlossen werden. Die Analyse hypothetischer Unfälle wird daher durchgeführt, um aus den Ergebnissen eine Auslegungsbasis für das Gesamtkonzept des Reaktors ableiten zu können.

Für die Rechnungen wurde eine Leistungsexkursion ausgewählt, die von Heusener et al. als Folge einer dem SNR-300 zugeführten Reaktivitätsrampe von 5 β /sec ermittelt wurde [88]. Obwohl derzeit keine realistische Ereigniskette als Ursache für eine derartige Reaktivitätszufuhr angegeben werden kann, soll die 5 β /sec-Rampe in einem konservativen Sinn als charakteristisch gelten für einen ganzen Bereich hypothetischer Unfallabläufe, bei denen eine anfänglich geringere Reaktivitätsrampe während der Leistungsexkursion verstärkt wird. Dies ist bei unzerstörter Reaktorkonfiguration allenfalls denkbar, wenn nach dem Brennstabversagen im Zuge der Brennstoff-Natrium-Reaktion vorwiegend

das Natrium aus größeren Bereichen des Kernzentrums ausgetrieben wird. Eine Begründung für die Auswahl der Rampensteilheit ist letztlich in dem Bestreben zu finden, das Spektrum des Nicht-Ausschließbaren soweit wie möglich in Bezug auf die Konsequenzen zu untersuchen.

Der extremen Belastung sei ein Brennstab ausgesetzt, der einem Stab des SNR-300 [50, 89] weitgehend gleicht. Die in den Rechnungen verwendeten Daten sind in Tab. 1 u. 2 zusammengefaßt. Der 6 mm Ø-Stab hat bei Normalbetrieb eine maximale Stableistung von 460 W/cm in der sechsten axialen Zone, die zu den Stabenden hin abnimmt (s. Abb. 18). Die Umstrukturierung des Mischoxyd-Gefüges führt im Bereich der Kernzone zu einer axial unterschiedlichen Ausbildung des Zentralkanals und einer korrespondierenden Porositätsverteilung im Brennstoff. Die Brennstabkühlung wird weitgehend durch den Wärmeübergang im Spalt ($1,1 \text{ W/cm}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$) und den Kühlmittelstrom (Natrium-Eintrittstemperatur = $380 \text{ } ^\circ\text{C}$, Geschwindigkeit = $6,2 \text{ m/sec}$) bestimmt. Unter diesen Bedingungen tritt im sechsten Stabsegment die maximale Brennstofftemperatur = $2300 \text{ } ^\circ\text{C}$ auf.

Während der Einsatzzeit von 300 d soll der Brennstab unter stationären Lastbedingungen bestrahlt worden sein. Dies entspricht einem maximalen Abbrand von ca. 80 000 MWd/tM. Es wird angenommen, daß infolge der freigesetzten Spaltgase der Plenumsdruck während dieser Zeit auf 70 atm anstieg. Die Anteile an freigesetztem Spaltgas sind der axialen Abbrandverteilung zufolge zonenweise unterschiedlich. Sie betragen in dem oberen und unteren Randbereich des Stabes 68 % und steigen in der sechsten Zone auf den Maximalwert von 79 % der gasförmigen Spaltprodukte an. Innerhalb eines axialen Brennstoffsegments ist die Zurückhaltung in den einzelnen Strukturzonen verschieden. In der Stengelkristallzone betrage dieser Anteil 10 %, in der Kornwachstumszone 40 % des Produktionsterms. Die verbleibende Differenz zu dem Integralwert des axialen Segments sei in der äußeren Randzone des Brennstoffs eingelagert.

Die festen Spaltprodukte bewirkten entsprechend der Modellvorstellung eine Reduzierung der Brennstoffporosität, die z.B. in der äußeren Strukturzone ca. 3,2 % beträgt. Durch Schwellen vergrößerte sich der Außenradius des Brennstoffzylinders. Im Bereich des Leistungsmaximums vergrößerte sich der Radius von 2,55 mm auf 2,62 mm (bezogen auf $300 \text{ } ^\circ\text{C}$). Im gleichen axialen Bereich führte das Hüllrohrschwellen zu einer Aufweitung des Hüllrohrinnenradius von 2,62 mm auf 2,67 mm. Daraus ergibt sich eine "isotherme" Spaltweite von 0,050 mm, die bei Betriebstempera-

Tab. 1: Brennstab und Betriebsdaten

Auslegungsdaten

Brennstoffradius	$R_2 = 2,55 \text{ mm}$
Hüllrohrinnenradius	$R_3 = 2,62 \text{ mm}$
Hüllrohraußenradius	$R_4 = 3,00 \text{ mm}$
Höhe der unteren Brutstoffzone	$H_1 = 0,40 \text{ m}$
Höhe der Brennstoffzone	$H_2 = 0,95 \text{ m}$
Höhe der oberen Brutstoffzone	$H_3 = 0,40 \text{ m}$
Gesamthöhe	$H_Z = 1,75 \text{ m}$
Brennstoff	(U, Pu) O_2
Pu-Anreicherung	$a = 0,213$
Brennstoffporosität	$p_B = 0,135$
Brennstoffschmierdichte	$\rho_s = 0,80 \text{ TD}$
Hüllrohrwerkstoff	Nr. 1.4988

Stationäre Betriebsdaten

max. Stableistung	$\chi_{\max} = 460 \text{ W/cm}$
Wärmeübergangszahl (Spalt)	$h = 1,1 \text{ W/cm}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$
Na-Eintrittstemperatur	$T_{ko} = 380 \text{ } ^\circ\text{C}$
Na-Geschwindigkeit	$W_{Na} = 6,2 \text{ m/sec}$
Neutronenfluß (> 0,1 MeV)	$\phi_n = 4 \cdot 10^{15} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{sec}$
Einsatzzeit	$t = 300 \text{ d (200, 100)}$
Spaltgasdruck	$p_{SGO} = 70 \text{ atm (50, 30)}$

Tab. 2: Daten zum Modell

Äußere Grenztemperatur der Stengelkristallzone	$T_{SK} = 1700 \text{ }^{\circ}\text{C}$
Äußere Grenztemperatur der Kornwachstumszone	$T_{KW} = 1300 \text{ }^{\circ}\text{C}$
Brennstoffporösität nach Umstrukturierung	
Stengelkristallzone	$p_{o1} = 0,050$
Kornwachstumszone	$p_{o2} = 0,135$
Zone ohne Gefügebeeinflussung	$p_{o3} = 0,135$
Porositätsminderungsfaktoren bei max. Abbrand	
Stengelkristallzone	$p_{r1} = 0,60$
Kornwachstumszone	$p_{r2} = 0,40$
Zone ohne Gefügebeeinflussung	$p_{r3} = 0,25$
Relative Spaltgaszurückhaltung in den Brennstoffzonen	
Stengelkristallzone	$f_{z1} = 0,1$
Kornwachstumszone	$f_{z2} = 0,4$
Zone ohne Gefügebeeinflussung	$x = 0,5$
Stat. Brennstoffschwellen durch Spaltprodukte	$V_{SW}=1,5 \text{ } (\% \Delta V/V)/\text{at-}\%$
Parameter für transientes Brennstoffschwellen	$\alpha_{sm} = 3 (5,7) (\Delta R/R)/10^{20} \text{ Sp}\cdot\text{pro cm}^3$

turen auf 0,010 mm schrumpft. Wie in Abschnitt 2.3.2 erwähnt, berechnet man mit der verwendeten Schwellbeziehung (50) bei Hüllrohrtemperaturen (T_{Hm}) um 490 °C maximale Schwellwerte^{*)}. Das hat zur Folge, daß im vierten axialen Brennstabsegment bei $T_{Hm} = 480$ °C die Spaltweite mit 0,036 mm relativ groß ist und in den oberen (siebten und achten) Segmenten ($T_{Hm} = 586$ bzw. 609 °C) die Spaltweite zu Null wird, so daß Kontakt zwischen Brennstoff und Hülle besteht.

Das stationäre Temperaturfeld erreicht die Höchstwerte im sechsten axialen Brennstabsegment, in dem eine Stabileistung von 460 W/cm produziert wird (s. Abb. 18). Als charakteristische Werte seien die Zentraltemperatur von 2300 °C, die mittlere Brennstofftemperatur von 1670 °C und die mittlere Hüllrohrtemperatur von 556 °C angeführt.

Der zeitliche Verlauf der Leistungsexkursion wurde in Anlehnung an [88] vorgegeben. Danach steigt die Leistung innerhalb von 0,18 sec auf das 5-fache an und erreicht nach 0,30 sec den ca. 40-fachen Ausgangswert (s.a. Abb. 19). Die deutliche Brennstoffaufheizung setzt bei $t = 0,18$ sec ein und führt nach insgesamt 0,25 sec zum Brennstoffschmelzen. Als Maß für die thermische Brennstabbelastung kann die Aufheizrate angesehen werden. Nach 0,30 sec erhöhte sich die mittlere Brennstofftemperatur um 908 °C auf 2578 °C, während die mittlere Hüllrohrtemperatur um 149 °C auf 705 °C anstieg.

Das instationäre Temperaturverhalten eines Körpers wird oft durch die Zeitkonstante^{**) τ} charakterisiert. Die Zeitkonstante bringt zum Ausdruck, in welchem Maß der Wärmestrom durch die Oberfläche durch die Wärmekapazität des Körpers beeinflusst wird. Im Fall des Brennstoffzylinders ergibt sich für τ ein Wert von ca. 0,7 sec. Daraus folgt qualitativ, daß die innerhalb der betrachteten 0,30 sec im Brennstoff er-

*) Neuere Untersuchungen und insbesondere die Auswertung von Bestrahlungsexperimenten, die mit St. Nr. 1.4988 umhüllten Brennstäben durchgeführt wurden, ergaben eine gute Übereinstimmung der Schwellformel mit den gemessenen Daten, wenn anstelle der Referenztemperatur von 490 °C jetzt 460 °C eingesetzt wird [97].

**) Nach [92] ist τ für einen zylindrischen Körper definiert durch das Verhältnis von Wärmekapazität des Körpers/Wärmeübergangszahl an der Oberfläche. Die Zeitkonstante gibt an, nach welcher Zeit die repräsentative mittlere Temperatur T_K des Körpers sich um das $1/e$ -fache einer sprunghaft aufgeprägten Temperaturdifferenz ($T_K(t=0) - T_S$) verändert. Die Differenz wird zum Zeitpunkt $t = 0$ durch die konstant bleibende Oberflächentemperatur T_S einer Wärmesenke verursacht.

zeugte Wärme zum großen Teil dort gespeichert und erst mit einer entsprechenden zeitlichen Verzögerung abgeführt werden kann. Die aus den Aufheizspannen abzuleitenden Unterschiede in der thermischen Expansion des Brennstoffs bzw. der Hülle deuten bereits qualitativ den Hüllrohrbelastungsgrad an.

Im Zusammenhang mit der Brennstoffaufheizung ist die transiente Spaltgasfreisetzung zu sehen, die der Verschiebung der Strukturzonengrenzen folgt. Die Grenzen werden durch Isothermenradien abgebildet, die während der Aufheizphase radial nach außen wandern (s. Abb. 20). Aus der Verschiebung und der radialen Verteilung des im Brennstoff zurückgehaltenen Spaltgases wird die Freisetzungsrates wie in Abschnitt 2.2.3 beschrieben ermittelt. Die Molzunahme führt zusammen mit der Erhöhung der Gastemperatur zu einem deutlichen Druckanstieg im Zentralkanal (s. Abb. 21). Mit dem Einsetzen des Schmelzens verringert sich infolge der Brennstoffexpansion das Zentralkanalvolumen und trägt damit wesentlich zur Druckerhöhung auf über 1300 atm im Zentralkanal bei.

Zwei gegenläufige Tendenzen treten mit radial fortschreitendem Schmelzradius ein. Entsprechend der Wandstärkenreduzierung des äußeren, festen Brennstoffrings weitet sich der Brennstab stärker auf. Hinzu kommt, daß der Brennstoff in den Randzonen eine größere Porosität aufweist, die als Leervolumen die Schmelzexpansion teilweise oder ganz kompensieren oder in umgekehrter Richtung eine effektive Gasvolumenzunahme bedeuten kann.

Um das Belastungspotential des transient freigesetzten Spaltgases abschätzen zu können, wurde in einer Vergleichsrechnung die anfängliche Spaltgasmenge M_{SG0} im Zentralkanal konstant gehalten. Der sich dann einstellende Druckverlauf P_{SG}^* ist in Abb. 21 aufgezeichnet. Man erkennt, daß bis zum Schmelzbeginn der Temperaturanstieg in seiner Wirkung weitgehend durch die Expansion des Gasvolumens ausgeglichen wird. Mit dem Einsetzen des Brennstoffschmelzens erhöht sich der Gasdruck merklich und steigt auf ca. 350 atm an. Ab $t = 0,31$ sec zeichnet sich eine Verhaltensumkehr an. Wie bereits angedeutet, wird beim Schmelzen der stärker porösen Randzonen soviel Leervolumen in die Bilanz eingebracht, daß eine Gasexpansion einsetzen kann.

Das Hüllrohr hat infolge der transienten Spaltgasfreisetzung eine zusätzliche Belastung erfahren, die sich in einem größeren plastischen Verformungsgrad ϵ_{R4} ausdrückt. Wie aus Abb. 22 hervorgeht, liegt ϵ_{R4}

mit 1,4 % um 0,2 % über dem Vergleichswert, der bei konstanter Gasmasse erreicht wurde.

Aus Abb. 22 ist gleichfalls zu erkennen, daß die Maximalbelastung im siebten axialen Brennstabsegment auftritt, in jenem Brennstabbereich, in dem Brennstoff und Hülle unter stationären Bedingungen bereits Kontakt hatten. Hier zeigt sich deutlich der Einfluß der Brennstoff- und Hüllrohrschwellmodelle und ihre Auswirkungen auf den axialen Ort des möglichen Brennstabversagens. (Die vereinfachte Darstellung, nach der der Brennstoff linear mit zunehmendem Abbrand schwillt, führt zu einer Überschätzung der Geometrieänderung. Experimentelle Untersuchungen [93] zeigen bei höheren Abbränden wieder eine geringe Spaltweitenvergrößerung an.)

Geht man davon aus, daß ein bestrahlter Brennstab hohen Leistungsniveaus versagt, wenn mehr als 30 % eines Brennstoffquerschnitts geschmolzen sind, dann ist dies im vorliegenden Beispiel nach 0,305 sec zu erwarten. Den gleichen Zeitpunkt würde man auch erhalten, wenn man als modell-äquivalente Versagensgrenze einen plastischen Hüllrohrverformungsgrad von 1 % vorgeben würde. Im Hinblick auf mögliche Folgereaktionen während des Unfallablaufs kann das Brennstabversagen knapp charakterisiert werden:

Versagenszeitpunkt	= 0,305 sec
Versagensort	= siebente ax. Brennstabsegment
Brennstoffschmelzanteil im Stab	= 13,5 %
Spaltgasdruck im Zentralkanal	= ca. 1300 atm
Spaltgastemperatur	= 2720 °C
Zentralkanalvolumen	= $0,24 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3$
im Brennstoff zurückgehaltener Spaltgasanteil	= 2,5 %

Um den Einfluß der Bestrahlungszeit auf das Brennstabverhalten zu erkennen, wurden zwei weitere Rechnungen durchgeführt, die von einer Bestrahlungszeit von 100 d bzw. 200 d ausgingen. Bei unverändertem Leistungsverlauf stellt sich eine im wesentlichen gleiche thermische Belastung ein, während der Spaltgasdruckanstieg entsprechend dem Abbrand geringer ist (s. Abb. 21).

Bei Anwendung des gleichen Kriteriums, wonach Brennstabversagen eintreten soll, wenn 30 % eines Brennstoffquerschnitts geschmolzen ist,

ist der gleiche Versagenszeitpunkt zu erwarten. In Tabelle 3 sind die stationäre Spaltweite und drei weitere Versagensmerkmale für die unterschiedlichen Bestrahlungszeiten gegenübergestellt.

Tab. 3: Abbrandeinfluß auf Brennstabbelastungsgrößen
(Versagenskriterium: 30 % Schmelzfraction in einem axialen Brennstoffsegment, Versagenszeitpunkt $t = 0,305$ sec)

Bestrahlungszeit	100 d	200 d	300 d
stationäre Spaltweite ΔS (M = 6)	0,018 mm	0,010 mm	0,009 mm
ΔS (M = 7)	0,021 mm	0,006 mm	0
Versagensort (ax. Segment) M =	6	7	7
plastische Hüllrohrverformung am Versagensort ϵ_{R4}	0,54 %	0,87 %	1,07 %
Spaltgasdruck beim Versagen P_{SG}	ca. 820 atm	ca. 1100 atm	ca. 1300 atm

Man erkennt deutlich den Einfluß der Spaltweite auf den Versagensort und den Hüllrohrbelastungsgrad. Nach den Modellrechnungen tritt Brennstabversagen bei 100 d Vorbestrahlung im sechsten axialen Brennstabsegment bei $\epsilon_{R4} = 0,54$ % auf, bei 300 d Vorbestrahlung im siebten Segment, wobei $\epsilon_{R4} = 1,07$ % erreicht. D.h., der Versagensort ist im Bereich der minimalen stationären Spaltweite zu finden. Die Tendenz der ϵ_{R4} -Werte zeigt, daß es nicht hinreichend ist, allein die Schmelzfraction eines axialen Brennstoffsegments als modelläquivalentes Versagenskriterium vorzugeben, denn es erscheint nicht sinnvoll, mit steigender Bestrahlungsdosis größere Bruchdehnungen zuzulassen.

Eine andere Tendenz erhält man, wenn man in grober Näherung von einer für bestrahlte Brennstäbe konstanten Bruchdehnung $\epsilon_{R4} = 1$ % ausgeht. Wie aus Tabelle 4 hervorgeht, führt dies bei geringer bestrahlten Brennstäben zu späteren Versagenszeitpunkten. Entsprechend höher sind dann die Brennstoffschmelzfractionen, die in Bezug auf die anschließende Brennstoff-Natrium-Reaktion eine größere mechanische Energieumsetzung be-

wirken können. Diese Tendenz wird noch deutlicher hervortreten, wenn weitere Werkstoffkenntnisse es gestatten, den maximal zulässigen plastischen Hüllrohrverformungsgrad ϵ_{R4} in Abhängigkeit vom Abbrandzustand des Brennstabes anzugeben.

Tab. 4: Abbrandeinfluß auf Versagenszeitpunkt

(Versagenskriterium: $\epsilon_{R4} = 1 \%$ plastische Hüllrohrverformung)

Bestrahlungszeit	100 d	200 d	300 d
Versagenszeitpunkt	0,320 [*] sec	0,315 sec	0,305 sec
Versagensort (ax. Segment) M =	6	7	7
max. Schmelzfraction in einem axialen Segment	0,53 [*]	0,47	0,32
Schmelzfraction des gesamten Brennstoffs	0,30 [*]	0,23	0,13
Spaltgasdruck beim Versagen	800 atm [*]	ca. 1300 atm	ca. 1300 atm
<p>* Die Parameterrechnungen wurden bei $t = 0,320$ sec abgebrochen. Zu diesem Zeitpunkt beträgt die maximale plastische Hüllrohrverformung $\epsilon_{R4} = 0,8 \%$</p>			

Bei den bisherigen Verformungsanalysen wurde transientes Brennstoffschwellen vernachlässigt. Der Grund dafür ist letztlich darin zu sehen, daß derzeit noch keine zuverlässigen Schwelldaten zur Verfügung stehen. Zur qualitativen Abschätzung des transienten Schwelleneinflusses auf das Brennstabverhalten, wurden drei Modellrechnungen im Sinne einer Parameterstudie durchgeführt. Diese unterscheiden sich vom bisher diskutierten Fall (Vorbestrahlungszeit = 300 d) darin, daß ein Schwellparameter $\alpha_{sm} = 3$ (bzw. = 5, = 7) $(\Delta R_2/R_2)/10^{20}$ Spaltungen pro cm^3 vorgegeben wird [s.a. Gl. (40)].

Diese Untersuchungen zeigten erwartungsgemäß eine stärkere Hüllrohrbelastung. Aus Abb. 24 geht hervor, wie mit zunehmendem Schwellfaktor die plastische Hüllrohrverformung ϵ_{R4} ansteigt. Im Fall $\alpha_{sm} = 5$ ver-

größert sich c_{R4} auf ca. 2 % ($t = 0,305$ sec) und ist damit ungefähr doppelt so groß wie im Fall $\alpha_{sm} = 0$. Eine axiale Verschiebung des Versagensorts wird hierbei nicht beobachtet.

Rückwirkend hat das transiente Brennstoffschwellen einen deutlichen Einfluß auf den Spaltgasdruckverlauf während der Leistungsexkursion. Die verstärkte Aufweitung der Randpartien des Brennstoffzylinders führt zu einer Volumenzunahme des Zentralkanals, die dämpfend auf den Druckanstieg wirkt. Aus Abb. 25 wird anhand der zeitlichen Druckverläufe ersichtlich, in welchem Maße die Brennstoffschmelzexpansion durch den Schwellbeitrag kompensiert wird. Im Beispiel $\alpha_{sm} = 5$ steigt der Gasdruck auf ca. 750 atm an, eine Größenordnung, die auch von anderen Autoren angegeben wird [94]. Die deutliche Tendenz zur anschließenden Druckentspannung verliert angesichts der niedrig anzusetzenden Versagensschwelen weitgehend an Relevanz.

Bei Anwendung des Versagenskriteriums von $c_{R4} = 1$ % würde infolge dieser zusätzlichen Schwellbelastung das Brennstabversagen um 20 ... 30 msec früher eintreten als im Referenzfall ($\alpha_{sm} = 0$). Entsprechend geringer sind zu diesem Zeitpunkt der Brennstoffschmelzanteil und der Spaltgasdruck im Zentralkanal. Wie sich diese Tendenz auf den weiteren Ablauf des hypothetischen Unfalls auswirken kann, wird im Zusammenhang mit der detaillierten Analyse des gesamten Unfallablaufs zu untersuchen sein.

Die bisherigen Verformungsanalysen gingen von einem Brennstab aus, dessen maximale Stableistung 460 W/cm betrug (= Referenzstab). Es soll nun untersucht werden, ob und gegebenenfalls welche Verhaltensänderungen auftreten, wenn die Stableistung unter sonstiger Beibehaltung der Spezifikation (Vorbestrahlungszeit = 300 d, Schwell-Parameter $\alpha_{sm} = 5$) um 20 % auf maximal 368 W/cm reduziert wird.

Eine direkte Folge der Leistungsminderung ist das Absinken der mittleren Brennstofftemperatur um ca. 20 % auf 1350 °C. Die sich in dem korrespondierenden Temperaturfeld ausbildenden Strukturzonen unterscheiden sich insofern vom Referenzstab, als die Brennstoffrandzonen ein größeres Volumen einnehmen (s. Abb. 26). In diesen Randzonen ist mit einer gegenüber der Stengelkristallzone größeren Spaltgaszurückhaltung zu rechnen. Die Leistungsreduzierung hat in Bezug auf die gasförmigen Spaltprodukte zwei Auswirkungen, die Spaltgasproduktion sinkt proportional mit der

Leistung und der freigesetzte Anteil des produzierten Gases ist entsprechend dem Dutt-Modell (s.a. Abb. 20) bei geringerem Abbrand kleiner. Dies führt in Verbindung mit der Strukturzonenausbildung dazu, daß insgesamt eine im Vergleich zum Referenzstab geringfügig größere Spaltgasmenge im Brennstoffrandbereich zurückgehalten wird.

Der Zentralkanalradius ist ca. 25 % kleiner als im Fall der hohen Stableistung, was einer knappen Halbierung des zur Verfügung stehenden Gasvolumens gleichkommt. Bei instationärer Brennstoffaufheizung wird in etwa die gleiche Spaltgasmenge wie im Referenzfall freigesetzt, was bei einem reduzierten Gasvolumen zu größeren Druckerhöhungsraten führt. Nach dem Einsetzen des Brennstoffschmelzens (ca. 45 msec später als im Referenzfall) werden Spaltgasdrücke von ca. 1500 atm berechnet. Die stärkste Hüllrohrbeanspruchung würde in beiden Fällen im siebten axialen Segment auftreten, wo der axiale Verlauf der stationären Spaltweiten ein Minimum aufwies. Eine axiale Verschiebung des Versagensorts in Richtung Kernaustritt, wo die stärksten Auswirkungen des transienten Brennstoffschwellens aufgrund der ursprünglich großen Spaltgaszurückhaltung denkbar wäre, wurde in diesem Vergleich nicht festgestellt.

Gibt man als Versagensschwelle anstelle des Grenzwertes für die Brennstoffschmelzfraction den Grenzwert für die plastische Hüllrohrverformung mit $\epsilon_{R4} = 1\%$ an, dann tritt im Referenzfall Brennstabversagen nach 0,270 sec und im Fall niedriger Stableistung nach 0,295 sec ein. Die entsprechenden Brennstoffschmelzanteile sind zu diesen Zeitpunkten 1 % im Referenzfall bzw. ungefähr Null bei reduzierter Stableistung (= Schmelzbeginn). In beiden Fällen wird es über die Spaltgasexpansion im wesentlichen zur Bildung einer Natrium-Blase kommen, die anschließend mit dem Kühlmittelstrom aus dem Kern geschwemmt wird. Diese Betrachtungsweise, die von Festigkeitsgrenzwerten ausgeht, führt nicht unmittelbar zu einer Brennstoff-Natrium-Reaktion mit ihren Folgen.

Der Vergleich zeigt, daß Brennstäbe mit unterschiedlichem Leistungsniveau ein durchaus ähnliches transientes Verhalten aufweisen. Hinsichtlich der Hüllrohrbelastung ist die Abbildung der stationären Brennstabgeometrie und hierbei insbesondere eine genaue Beschreibung des axialen Spaltweitenverlaufs von vorrangiger Bedeutung.

Vor der Zusammenfassung der Ergebnisse eine Anmerkung zum transienten Verhalten unbestrahlter Brennstäbe: Die Dimensionierung basiert, wenn

man einmal von speziellen Teststäben absieht, auf einem Auslegungskonzept, das den sicheren Reaktorbetrieb gewährleisten will. Die Brennstoffporosität, die Einsenkung an den Stirnflächen und der Spalt setzen die Brennstoffschmierdichte auf 0,80 TD $\sqrt{50}$ herab, so daß im Stab ein relativ großes Leervolumen zur Kompensation möglicher Brennstoffexpansionen bereitsteht. So stellt bei einem unbestrahlten Brennstab weniger die mechanische Druckbelastung als die thermische Überbelastung des Hüllrohres (bei fortschreitendem Brennstoffschmelzen oder unter "dry out"-Bedingungen) die Versagensursache dar.

Experimentelle Beobachtungen und nicht zuletzt die vorgestellten Modellrechnungen zeigen, daß mit zunehmender Bestrahlungszeit sich u.a. vier Abbranderscheinungen ausprägen, die die Brennstabbelastung in einer transienten Phase erheblich beeinflussen. Dies sind:

- die infolge des Brennstoff- und Hüllrohrschwellens veränderte Spaltgeometrie mit ihren Auswirkungen auf die axial unterschiedliche Hüllrohrbelastung,
- das stationär freigesetzte Spaltgas, das den Gasdruck im Brennstab bis auf 70 atm anheben kann und damit eine wesentliche Anfangsbedingung für das transiente Spaltgasverhalten bestimmt,
- das im Brennstoff zurückgehaltene Spaltgas, das bei instationärer Brennstoffaufheizung transientes Schwellen verursacht und mit der Freisetzung den Druckanstieg erheblich forciert,
- die radiale Porositätsverteilung im Brennstoff, die sich insbesondere auf den zeitlichen Druckverlauf im Zentralkanal bei fortschreitendem Brennstoffschmelzen auswirkt.

Ein wesentlicher Aspekt der Ergebnisinterpretation war, die daraus resultierenden Änderungen in der Brennstabbelastung herauszustellen.

4. Schlußbemerkung

Das Verhalten eines Brennstabes unter transienten Leistungsbedingungen in einem natriumgekühlten schnellen Brutreaktor stellt eine komplexe Gesamtheit vieler Einzelvorgänge dar. Dabei sind die Einzelphänomene teilweise in ihrem physikalischen Ablauf noch nicht vollständig erklärbar oder nur mit großem mathematischen Aufwand zu beschreiben. Die zum Verständnis des Brennstabverhaltens notwendige theoretische Behandlung geht von vereinfachten Vorstellungen aus und ist solange sinnvoll, wie die damit erzielten Resultate nicht zu Widersprüchen mit experimentellen Beobachtungen führen.

In der vorliegenden Arbeit wurden wesentliche Abbranderscheinungen diskutiert und in das Brennstabmodell BREDA-II integriert, um deren Auswirkungen auf die Brennstabelastung im Simultanablauf der Einzelvorgänge verfolgen zu können. Speziell die Beschreibung der transienten Spaltgasfreisetzung (über die Verschiebung der Isothermenradien) und des transienten Brennstoffschwellens (durch einen abbrand- und temperaturabhängigen, isotropen Expansionsterm) basiert auf Annahmen, die mit fortschreitenden Kenntnissen über das Verhalten von stärker abgebranntem Brennstoff so ergänzt werden können, daß eine bessere Approximation möglich wird. Die Abbrandphänomene können aber bereits jetzt qualitativ in die Unfallanalyse einbezogen werden, indem anhand von entsprechenden Parameteruntersuchungen aufgezeigt wird, mit welcher Tendenz sich die Brennstabelastung jeweils ändert. Die in diesem Vorgehen enthaltene Dynamik stellt gleichzeitig eine anregende Rückverbindung zur Materialforschung her.

Ein Problem, das in der Arbeit nicht ausdiskutiert werden konnte, ist die quantitative Ableitung eines modelläquivalenten Versagenskriteriums für Brennstäbe die einen höheren Abbrandzustand aufweisen. Zwar bietet sich auch hier mit dem plastischen Hüllrohrverformungsgrad eine Beziehung zum Versagensphänomen an, die Schwierigkeit liegt jedoch in der zahlenmäßigen Bestimmung dieses Grenzwertes. Neben den noch unzureichenden Kenntnissen über die Einflüsse der Bestrahlungsdosis und Betriebstemperatur auf das Bruchverhalten des Hüllrohrmaterials, sind es vor allem die intergranularen Werkstoffschädigungen, die mit steigendem Abbrand die Grenzwertangaben in statistischer Weise verunsichern. Daher werden weiterführende Informationen letztlich in starkem Maße aus den Versagensexperimenten selbst abzuleiten sein.

Inwieweit Modellrechnungen in die Versuchsinterpretation einbezogen werden können, geht aus der Nachrechnung des H₃-Tests hervor. Das Modellverhalten zeigte in guter Übereinstimmung mit dem Experiment, wie stationäres Brennstoff- und Hüllrohrschwellen zu einer axial unterschiedlichen Spaltweitenreduzierung führen, die während der Leistungsexkursion bewirkte, daß das Hüllrohr lokal bis an die Grenze der elastischen Verformbarkeit belastet wurde. Aufgrund der Ergebnisse kann gefolgert werden, daß bei geringfügig höherer Energiezufuhr Brennstoffschmelzen einsetzen würde und damit eine merkliche plastische Hüllrohrverformung, wenn nicht gar Hüllrohrversagen zu erwarten wäre.

Detailliertere Informationen über die Leistungsfähigkeit des Modells werden weitere Versuchsnachrechnungen liefern. Ein interessanter Aspekt ergibt sich im Zusammenhang mit den im CABRI-Reaktor geplanten Brennstabversagensexperimenten [95_7]. Hier können modelltheoretische Resultate bereits in die Versuchsauslegung einbezogen werden. Aus der anschließenden Versuchsauswertung wird dann genauer zu quantifizieren sein, in welchem Maße die Modellergebnisse als konservativ, das heißt im sicherheitstechnischen Bezug auf die Schadensphänomene und ihre Konsequenzen als zu ungünstig zu bezeichnen sind.

Anhang: Zum Aufbau des Rechenprogramms

Wie bereits in der Einleitung erwähnt, ist das Brennstabmodell ein Teilprogramm des reaktordynamischen Programmsystems RADYVAR [3]. Der funktionelle Aufbau des Systems und die angewandten mathematischen Methoden zur Beschreibung hypothetischer Unfallabläufe sind in [96] beschrieben. Der aus der Programmstruktur sich ableitende Datentransfer zwischen den Einzelprogrammen ist in dem Fließschema (Abb. 27) skizziert.

Ausgehend von einem stationären Reaktorzustand wird das transiente Neutronenflußverhalten aufgrund des zeitlichen Verlaufs der externen Störgrößen ermittelt. Bei der Behandlung der Thermo- und Hydrodynamik wird während der Leistungsexkursion zwischen einphasiger und zweiphasiger Kühlmittelströmung unterschieden. Aus den instationären Temperatur- und Druckfeldern wird die Brennstabelastung ermittelt und die daraus resultierende Brennstabverformung berechnet. Zeigen die Rechnungen ein Versagen des Hüllrohrs an, dann wird je nach den vorliegenden Randbedingungen der weitere Unfallablauf mit Hilfe geeigneter Modelle für die Brennstoff-Natrium-Reaktion ("fuel coolant interaction") bzw. für die Brennstoff-Kompaktierung ("fuel slumping") verfolgt. Am Ende eines Zeitschrittes werden diejenigen physikalischen Kenngrößen bestimmt, die zur Beschreibung der Rückwirkungseffekte auf das Reaktorverhalten notwendig sind.

Das RADYVAR-Konzept geht von einem Reaktor aus, der in einer rotations-symmetrischen Zylindergeometrie abgebildet werden kann. Zur Approximation des radialen Leistungsprofils ist eine Aufteilung des Reaktors in mehrere Ringzonen vorzunehmen. Die Zonen unterscheiden sich durch ein verschieden hohes, homogenes Leistungsniveau. Das instationäre Verhalten aller Brennelemente, die im Kernverband innerhalb der betrachteten Ringzone liegen, wird am Beispiel eines repräsentativen Brennelementes ermittelt. Zur Beschreibung des thermohydraulischen Verhaltens eines solchen charakteristischen Brennelements ist es aus rechentechnischen Gründen nicht möglich, das Brennelement, bestehend aus 169 einzelnen Brennstäben, im Detail zu betrachten. Man beschränkt sich darauf, für jedes Brennelement einen repräsentativen Kühlkanal zu betrachten, der aus der Brennstoffsäule, dem Hüllrohr, dem Kühlmittel und anteiligem Strukturmaterial besteht (Einkanaldarstellung). In axialer Richtung umfaßt ein so definierter charakteristischer Kühlkanal die Drossel im

Brennelementfluß, das Spaltgasplenum, den unteren axialen Brutmantel, den Kernbereich, den oberen axialen Brutmantel und die Mischkammer.

Der Aufbau der Verformungsrechnung für die so spezifizierten Brennstäbe soll anhand des vereinfachten Strukturdiagramms (s. Abb. 28) geschildert werden. Die Rechnungen beziehen sich auf den axialen Bereich der Brennstoff-Brutstoffsäule. Der stationäre Reaktorzustand wird aus den Angaben über die Betriebszeit und der Betriebsleistung ermittelt. Die Referenzgeometrie des bestrahlten Brennstabes und die Porositätsverteilung im Brennstoff werden im Programmteil "Abbrand" bestimmt. Die Routine "PGASO" liefert die Zustandsgrößen des Spaltgases im Zentralkanal und Informationen über die die Verteilung der in den Brennstoffsegmenten zurückgehaltenen Spaltgase.

Die Verformungsanalyse basiert auf den Gln. (6), die durch aktuelle Randbedingungen der Problemsituation angepaßt werden. Die Programmorganisation geht davon aus, daß der momentane Brennstabzustand in axialer Abhängigkeit durch die Kennzahl NFALL (J) charakterisiert wird ($J = 1 \dots JMAX =$ axiales Brennstabsegment). NFALL (J) stellt die Summe aus der Brennstoffkennziffer NBR (J) und der Hüllrohrkennziffer NH (J) dar. Die Identifikationsziffern NBR (J) und NH (J) werden durch Abfrage bestimmter Kriterien ermittelt, die sich aus den in Abschnitt 2.1 angeführten Fallunterscheidungen F1 ... F6 ableiten. Die Zahlenwerte der Brennstoff- bzw. Hüllrohrkennziffern repräsentieren folgende Randbedingungen:

$$\begin{aligned} \text{NBR}(J) = 0: & R_1(J) = 0 \\ & = 3: R_1(J) > 0 \\ & = 6: P_K > 0 \quad (\text{bei unbestrahltem Brennstoff}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{NH}(J) = 1: & R_2(J) + u(R_2) - R_3(J) - u(R_3) > 0 \\ & = 2: R_2(J) + u(R_2) - R_3(J) - u(R_3) = 0; \sigma_\varphi(R_3) < \sigma_f \\ & = 3: R_2(J) + u(R_2) - R_3(J) - u(R_3) = 0; \sigma_\varphi(R_3) \geq \sigma_f \end{aligned}$$

P_K = Kompressionsdruck im Brennstoff aufgrund der Volumenergrößerung während des Brennstoffschmelzens

σ_φ = Tangentialspannung

σ_f = Fließgrenzspannung des Hüllrohrmaterials

Ein Beispiel soll das Organisationsschema verdeutlichen: Im Fall eines ausgebildeten Zentralkanals ($R_1(J) > 0$) ist die Kennziffer $NBR(J) = 3$, und in Verbindung mit einer vorhandenen Spaltweite wird die Hüllrohrkennzahl $NH(J) = 1$ sein. Die Rechnungen zur Verformungsanalyse (VA) erfolgen dann entsprechend der Steuergröße $NFALL(J) = NBR(J) + NH(J) = 4$ im Programmteil VA 4 (s.a. Abb. 28). Stellt sich während der Berechnung heraus, daß es infolge unterschiedlicher Expansion zum Brennstoff-Hüllrohr-Kontakt kommt, so führt das programmintern zur Neubestimmung der Hüllrohrkennziffer, speziell hier zu $NH(J) = 2$. Der Rechengang wird dann in VA 4 unterbrochen und nach erneuter Fallidentifikation mit $NFALL(J) = 5$ in VA 5 fortgesetzt.

Sind in dieser sequentiellen Folge $J = 1 \dots J_{MAX}$ die Deformationen in allen Brennstabsegmenten ermittelt worden, dann wird das Zentralkanalvolumen unter Berücksichtigung der berechneten Brennstoffaufweitung neu bestimmt und mit diesem Gasvolumen der ursprüngliche Spaltgasdruck überprüft [s.a. Gln. (29, 30)]. Die Iteration zur Ermittlung des neuen Brennstabzustandes bricht ab, wenn die Differenz in den Spaltgasdrücken, die aus zwei aufeinander folgenden Iterationsrechnungen stammen, innerhalb des Bereichs liegt, der durch das vorgegebene Konvergenzkriterium ϵ abgegrenzt wird.

Die transiente Verformungsanalyse eines Brennstabes endet mit dem Erreichen einer spezifizierten Versagensgrenze bzw. einer entsprechenden Grenzwertkombination. Dann werden der Versagensort, der Brennstoffschmelzanteil im Stab sowie der Spaltgaszustand im Zentralkanal und der Anteil der im Brennstoff zurückgehaltenen gasförmigen Spaltprodukte für die weitere Berechnung des Unfallablaufs bereitgestellt.

Neben dieser Version, die ein Teilprogramm ("subroutine") des Programmsystems ausmacht, existiert eine Arbeitsfassung, die in Verbindung mit dem Thermohydraulikteil als unabhängiges Rechenprogramm ("stand alone code") erstellt wurde. Mit diesem Programm werden neu entwickelte Modelloptionen ausgetestet und Parameterstudien zu speziellen Brennstabversagensexperimenten durchgeführt.

Nomenklatur

A	$\left[\frac{\text{MWd}}{\text{tM}} \right]$	Abbrand
A_{max}	$\left[\frac{\text{MWd}}{\text{tM}} \right]$	maximal zulässiger Abbrand
A		Integrationskonstante s. Gl. (6)
A_1	$\left[\frac{1}{\text{m}} \right]$	Integrationskonstante s. Gl. (6)
A_B	$\left[\frac{1}{\text{m}^2} \right]$	Brennstoffquerschnitt
A_H	$\left[\frac{1}{\text{m}^2} \right]$	Hüllrohrquerschnitt
a_i	}	Koeffizienten zur Beschreibung der Änderung des Spaltgasverhaltens im Brennstoff nach Gl. (37)
b_i		
c_i		
C_1		Integrationskonstante s. Gl. (6)
C_2	$\left[\frac{1}{\text{m}^2} \right]$	Integrationskonstante s. Gl. (6)
E_B	$\left[\frac{\text{N}}{\text{m}^2} \right]$	Elastizitätsmodul des Brennstoffs
E_H	$\left[\frac{\text{N}}{\text{m}^2} \right]$	Elastizitätsmodul des Hüllrohrs
F		Spaltgasfreisetzungsanteil s. Gl. (18)
F_z	$\left[\text{N} \right]$	axial wirkende Federkraft
f_i		Spaltgasblasenanzahl s. Gl. (37)
f_1		Brennstoffschmelzanteil innerhalb eines Volumenelements
f_s		Anteil festen Brennstoffs innerhalb eines Volumenelements
f_{zi}		Anteil zurückgehaltenen Spaltgases in der i -ten Strukturzone, $i = 1 \dots 3$, (s.a. Abb. 5)
$I(r)$		Temperaturausdehnungsintegral, s. Gl. (7)
$i = 1 \dots 3$		Zählindex für Brennstoffstrukturzonen
		$i = 1$: Stengelkristallzone
		$i = 2$: Kornwachstumszone
		$i = 3$: Zone ohne Gefügebeeinflussung
$i = 1 \dots 4$		Zählindex für Strukturzonen-Grensradien
		$i = 1$: Zentralkanalradius
		$i = 2$: äußerer Radius der Stengelkristallzone

	$i = 3:$	äußerer Radius der Kornwachstumszone
	$i = 4:$	Brennstoffaußenradius
K_i [N/m ²]		Kompressionszahl des Gemisches aus festem und flüssigem Brennstoff in einem Volumenelement
K_l [N/m ²]		Kompressionszahl des flüssigen Brennstoffs
K_s [N/m ²]		Kompressionszahl des festen Brennstoffs
K_m [N/m ²]		Kompressionszahl des Brennstoffs in der axialen Schmelzzone
L [1/Mol]		Loschmidt-Zahl = $6.02 \cdot 10^{23}$
M_{XK} [g/Mol]		Molekulargewicht des Spaltgases (= Xe/Kr-Gemisch)
M_{SGB} [g]		während der Bestrahlungszeit in der Brennstoffsäule produziertes Spaltgas
M_{SG} [g]		momentane Spaltgasmasse im Zentralkanalvolumen (Zeit: $t = t_1$)
M_{SG0} [g]		Spaltgasmasse im Zentralkanal zur Zeit: $t = t_1 - \Delta t$
M_{SGz}^0 [g]		in der Brennstoffsäule zurückgehaltenes Spaltgas zur Zeit: $t = t_1 - \Delta t$
M_{SGz}^1 [g]		in der Brennstoffsäule zurückgehaltenes Spaltgas zur Zeit: $t = t_1$
$m = 1 \dots NM$		Zählindex für axiale Segmente
m_s [t]		Masse schwerer Brennstoffatome
m_{SG} [g]		während der Bestrahlungszeit entstandene gasförmige Spaltprodukte in einem axialen Brennstoffsegment
m_{SGA} [g/MWd]		Entstehung gasförmiger Spaltprodukte pro Energieeinheit
$m_{SGz, i}^0$ [g]		stationär zurückgehaltene Spaltgasmenge in der i -ten Strukturzone, $i = 1 \dots 3$, (Zeit: $t = 0$)

m_{SGz}^1	$[\bar{\varepsilon}]$	zurückgehaltene Spaltgasmenge im axialen Brennstoffsegment zur Zeit: $t = t_1$
P_j		Brennstoffporosität im Volumenelement j innerhalb eines axialen Segments, $j = 1 \dots 10$
P_{km}	$[\bar{N/m^2}]$	Kühlmitteldruck an der Hüllrohroberfläche
P_{SG}	$[\bar{N/m^2}]$	momentaner Spaltgasdruck im Zentralkanal
P_{SGO}	$[\bar{N/m^2}]$	stationärer Spaltgasdruck im Zentralkanal = Druck im Spaltgasplenum
P_{SG1}	$[\bar{N/m^2}]$	geschätzter Spaltgasdruck für die erste Iterationsrechnung
p_i	$[\bar{N/m^2}]$	Druck an Zylinderinnenwand
p_a	$[\bar{N/m^2}]$	Druck an Zylinderaußenwand
p_i		Porosität in den Strukturzonen bei vorgegebenem Abbrand ($i = 1 \dots 3$)
p_{oi}		Porosität in den Brennstoffzonen unmittelbar nach der Umstrukturierung
p_{ri}		Porositätsänderung durch feste Spaltprodukte bei maximalem Abbrand, $0 \leq p_{ri} \leq 1$
Δp_i		aktuelle Porositätsänderung durch feste Spaltprodukte
Q	$[\bar{J/Mol}]$	Aktivierungsenergie
Q_S	$[\bar{J/Mol}]$	Aktivierungsenergie für transientes Brennstoffschwellen
R	$[\bar{J/Mol} \text{ } ^\circ K]$	allgemeine Gaskonstante
R_{SG}	$[\bar{J/g} \text{ } ^\circ K]$	Spezifische Gaskonstante für Spaltgas
R_1	$[\bar{m}]$	Brennstoffzentralkanalradius
R_2	$[\bar{m}]$	Brennstoffaußenradius
R_3	$[\bar{m}]$	Hüllrohrinnenradius
R_4	$[\bar{m}]$	Hüllrohraußenradius
r	$[\bar{m}]$	Radienkoordinate
r_i	$[\bar{m}]$	Grensradien der Volumenelemente innerhalb eines axialen Brennstoffsegments, $i = 1 \dots 10$

r_j	[m]	entspricht r_i
Δs	[m]	radiale Spaltweite zwischen Brennstoff und Hüllrohr
S_w		linearer Schwellfaktor für theoretisch dichten Brennstoff
T	[°C]	Temperaturerhöhung gegenüber Referenzzustand
T_x	[°C]	Stützwerte des instationären Temperaturfeldes an den Radien r_i
T_B	[°C]	Brennstofftemperatur
T_{Bo}	[°C]	Brennstoffzentraltemperatur
T_{Bo}	[°C]	stationäre Brennstofftemperatur (Referenztemperatur)
T_{Bl}	[°C]	instationäre Brennstofftemperatur
T_H	[°C]	mittlere Hüllrohrtemperatur
T_{SG}	[°C]	transiente Spaltgastemperatur
T_{SGO}	[°C]	stationäre Spaltgastemperatur
T_K	[°K]	Brennstofftemperatur Gl. (39)
t	[sec]	Zeitskala für Leistungsexkursion
Δt	[sec]	Zeitschritt zur Berechnung des transienten Brennstabverhaltens
t	[sec]	Bestrahlungszeit s. Gl. (50)
u	[m]	Radialverschiebung
V_B	[m ³]	Volumen eines axialen Brennstoffsegments (geschwollener Zustand)
V_{Bo}	[m ³]	Volumen eines axialen Brennstoffsegments (A = 0)
V_{SG}	[m ³]	aktuelles Zentralkanalvolumen
V_{SGO}	[m ³]	Zentralkanalvolumen zur Zeit $t = 0$
\dot{V}_{SG1}	[m ³]	Zentralkanalvolumen nach dem ersten Iterationsschritt, s. Gl. (30) bzw. (34)
V_{sm}	[m ³]	Volumen der geschmolzenen Brennstoffzone in einem axialen Segment

v_{sw}	$\left[\frac{\% \Delta v/v}{Mw_d/tM} \right]$	Volumenschwellkoeffizient für theoretisch dichten Brennstoff
v_{swB}	$\left[\frac{\% v/v}{Hw_d/tM} \right]$	tatsächlicher Volumenschwellkoeffizient
w	$[m]$	Axialverschiebung
z	$[m]$	Axialkoordinate
Δz	$[m]$	Höhe des axialen Segments
α_{diff}	$[1/^\circ C]$	linearer, differentieller, thermischer Expansionskoeffizient
α_s	$\left[\frac{\Delta r}{r} \right]$	Radienänderung durch transientes Brennstoffschwellen
α_{sm}	$\frac{\Delta r/r}{10^{20} Sp/cm^3}$	linearer Schwellparameter
α_{sw}	$[1/^\circ C]$	isotroper Schwell-Expansionskoeffizient
α_{th}	$[1/^\circ C]$	integraler, thermischer Expansionskoeffizient
α_v	$[1/^\circ C]$	isotroper Ausdehnungskoeffizient für thermische Expansion in Verbindung mit transientem Brennstoffschwellen
ϵ	$[J/Spaltung]$	Spaltungsenergie
$\dot{\epsilon}$	$[1/h]$	Kriechgeschwindigkeit
ϵ_r		Radialdehnung
ϵ_φ		Tangentialdehnung
ϵ_z		Axialdehnung
ϵ_{R4}		plastische Hüllrohrverformungsgrad, s. Gl. (51)
η	$[m]$	Radialkoordinate (vgl. r)
η_{SCH}	$[m]$	Brennstoffschmelzradius
η_i	$[m]$	Grensradien der Brennstoffstrukturzonen, $i = 1 \dots 4$ (s.a. Abb. 4 und 5)
η_{oi}	$[m]$	Grensradien η_i zum Zeitpunkt t_0
η_{li}	$[m]$	Grensradien η_i zum Zeitpunkt: $t_1 = t_0 + \Delta t$
ν		Poissonzahl
ν_B		Poissonzahl des Brennstoffs

ν_H		Poissonzahl der Hülle
π		= 3.14159
ρ_i	$[\text{kg/m}^3]$	spezifische Masse des Gemisches aus festem und flüssigem Brennstoff in einem Volumenelement
ρ_l	$[\text{kg/m}^3]$	spezifische Masse des flüssigen Brennstoffs
ρ_s	$[\text{kg/m}^3]$	spezifische Masse des festen Brennstoffs
$\rho_{s,i}$	$[\text{kg/m}^3]$	Brennstoffschmierdichte s. Gl. (8)
$\rho_{R,i}$	$[\text{kg/m}^3]$	spezifische Masse des Brennstoffs in einem Volumenelement (Referenzzustand)
σ_n	$[\text{N/m}^2]$	normale Spannungskomponente
σ_r	$[\text{N/m}^2]$	radiale Spannungskomponente
σ_φ	$[\text{N/m}^2]$	tangentiale Spannungskomponente
σ_z	$[\text{N/m}^2]$	axiale Spannungskomponente
ϕ	$[\text{n/cm}^2 \cdot \text{sec}]$	Neutronenfluß
χ	$[\text{W/cm}]$	Stableistung

Abbildungen

- Nr. 1 Brennstab eines schnellen Brutreaktors (SNR-300)
- Nr. 2 Spannungen am Volumenelement und Geometrie eines Brennstabsegment
- Nr. 3 Typischer Temperaturverlauf in einem Brennstabsegment
- Nr. 4 Darstellung des Mehrzonen-Brennstoffmodells
- Nr. 5 Skizze zur transienten Spaltgasfreisetzung
- Nr. 6 Skizze zum mechanischen Hüllrohrmodell
- Nr. 7 Zeitlicher Leistungsverlauf und Energieintegral des Brennstoffs (H3-Test)
- Nr. 8 Repräsentative Brennstabanordnung (H3-Test)
- Nr. 9 Radiale und axiale Leistungsverteilung im Brennstoff (H3-Test)
- Nr. 10 Maximale und mittlere Brennstofftemperatur T_{Bo} und T_{Bm} als Zeitfunktion (H3-Test, $M = 7$)
- Nr. 11 Radiale Temperaturverteilung im Brennstoff ($M = 7$) zu verschiedenen Zeitpunkten (H3-Test)
- Nr. 12 Radiale Spaltweite (Δs) und Brennstoff-Außenradius (R_2) als Zeitfunktion (H3-Test, $M = 6$)
- Nr. 13 Temperaturabhängigkeit der Fließgrenze des Hüllmaterials (St. Type 316) nach [13]
- Nr. 14 Bleibende plastische Hüllrohrverformung (H3-Test)
- Nr. 15 Axialer Verlauf der maximalen Brennstofftemperatur T_{Bo} (H3-Test)

- Nr. 16 Axialer Verlauf der einachsigen Vergleichsspannung am Hüllrohraußenradius (H3-Test)
- Nr. 17 Zeitlicher Verlauf der einachsigen Vergleichsspannung (Hüllrohraußenradius, $M = 6$, H3-Test)
- Nr. 18 Stationäres Temperaturfeld und Brennstoffstrukturzonen in einem bestrahlten Brennstab (Bestrahlungszeit = 300 d)
- Nr. 19 Instationärer Temperaturverlauf des maximal belasteten Brennstabsegments ($M = 6$, $\chi = 460$ W/cm) während der Leistungsexkursion (5 β /sec-Rampe)
- Nr. 20 Transiente Spaltgasfreisetzung in einem bestrahlten Brennstabsegment während der Leistungsexkursion (5 β /sec-Rampe)
- Nr. 21 Transientes Spaltgasverhalten in einem bestrahlten Brennstab (300 d) während der Leistungsexkursion (5 β /sec-Rampe)
- Nr. 22 Plastische Hüllrohrverformung ϵ_{R4} des bestrahlten Brennstabes zu verschiedenen Zeitpunkten (5 β /sec-Rampe)
- Nr. 23 Axiale Verteilung des Brennstoffschmelzanteils v_{SCH} zu verschiedenen Zeitpunkten (5 β /sec-Rampe)
- Nr. 24 Einfluß des transienten Schwellparameters α_{sm} auf die Verformung eines bestrahlten Brennstabes (300 d) während der Leistungsexkursion (5 β /sec-Rampe)
- Nr. 25 Einfluß des transienten Schwellparameters α_{sm} auf den Spaltgasdruckaufbau in einem bestrahlten Brennstab (300 d) während der Leistungsexkursion (5 β /sec-Rampe)
- Nr. 26 Einfluß der stationären Stabileistung auf die Belastung eines bestrahlten Brennstabes (300 d) während der Leistungsexkursion (5 β /sec-Rampe)
- Nr. 27 Rechenschema zur Analyse hypothetischer Unfallabläufe (RADYVAR)
- Nr. 28 BREDA-II (Strukturdiagramm)

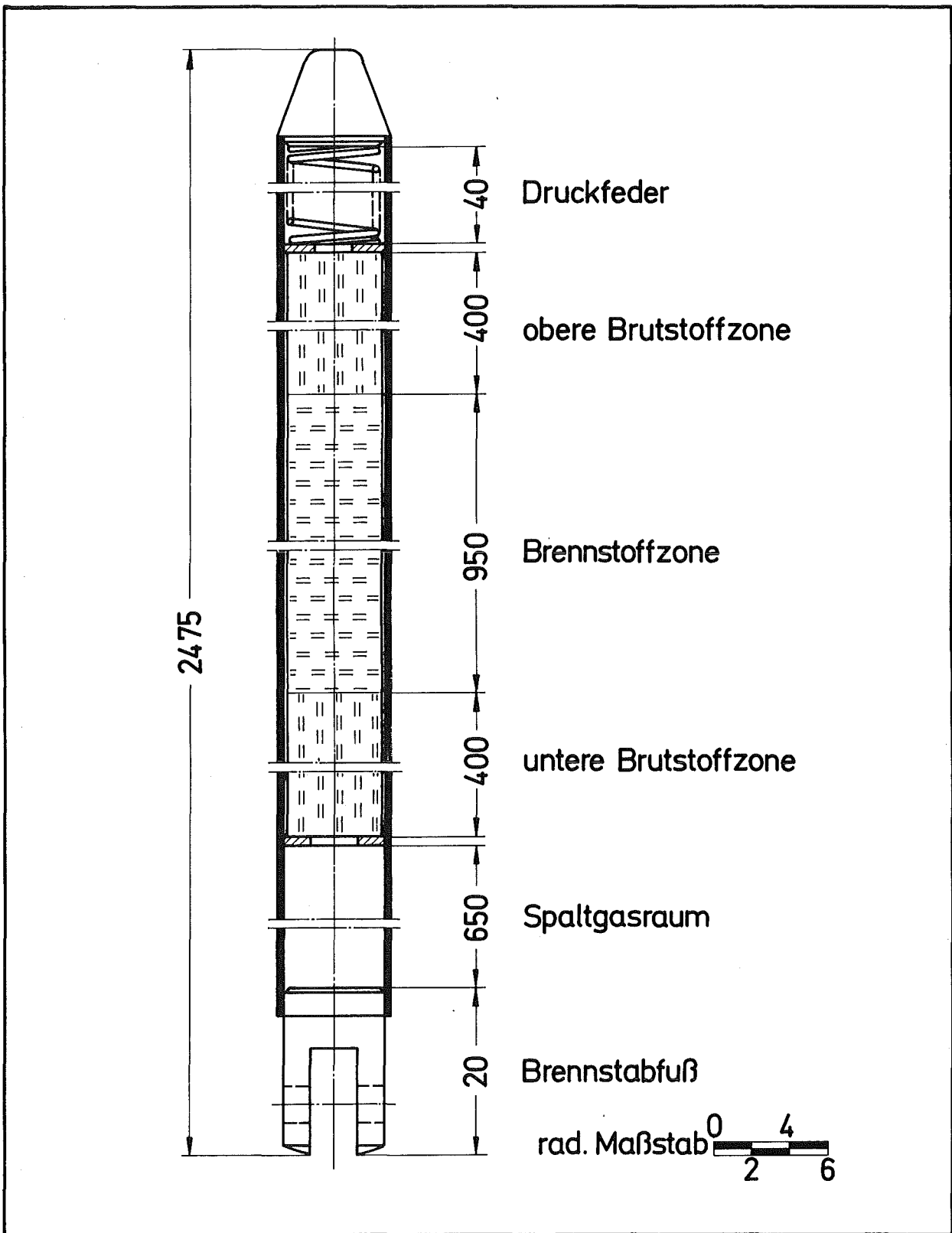


Abb. 1 Brennstab eines schnellen Brutreaktors (SNR-300)

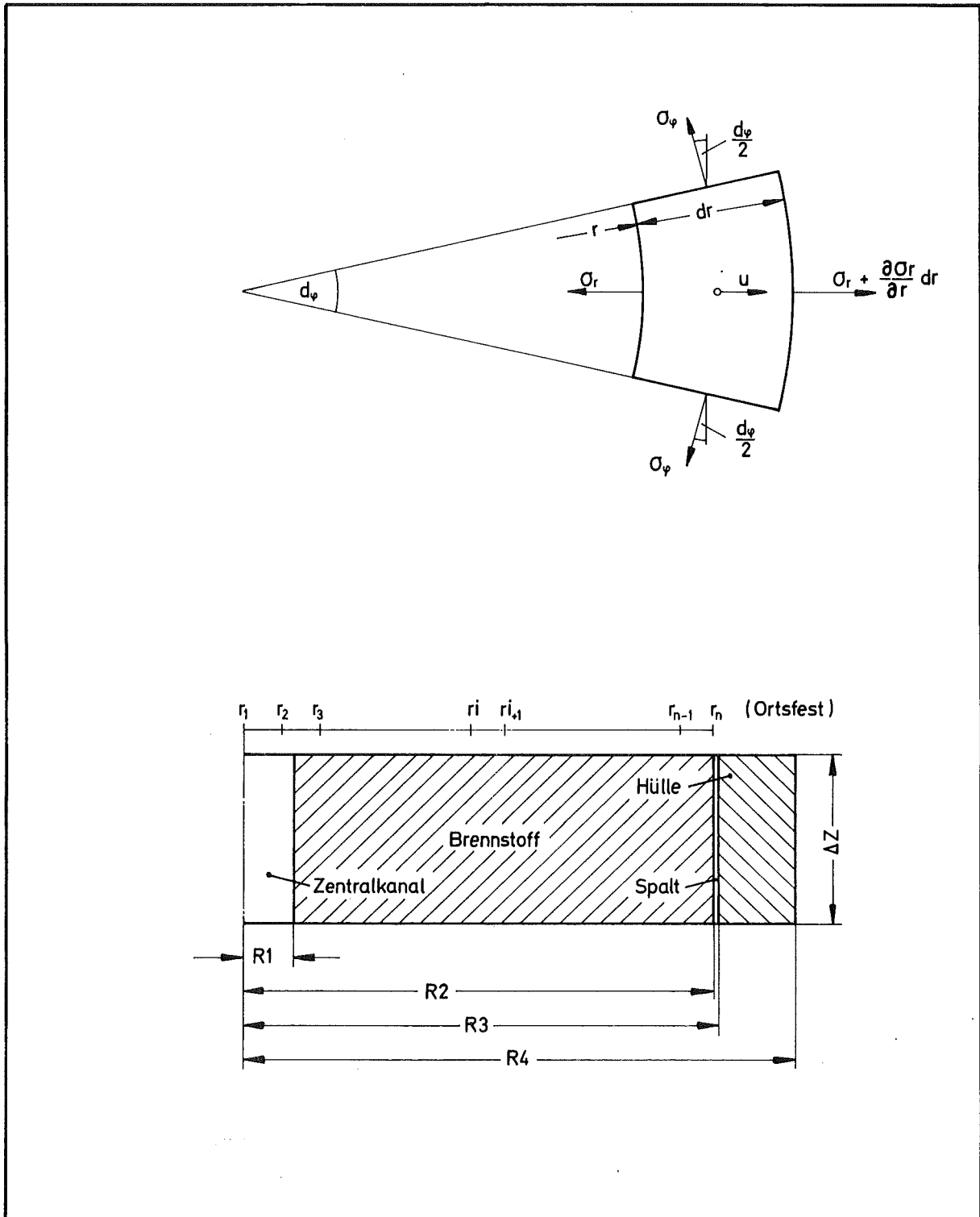


Abb. 2 Spannungen am Volumenelement und Geometrie eines Brennstabsegments

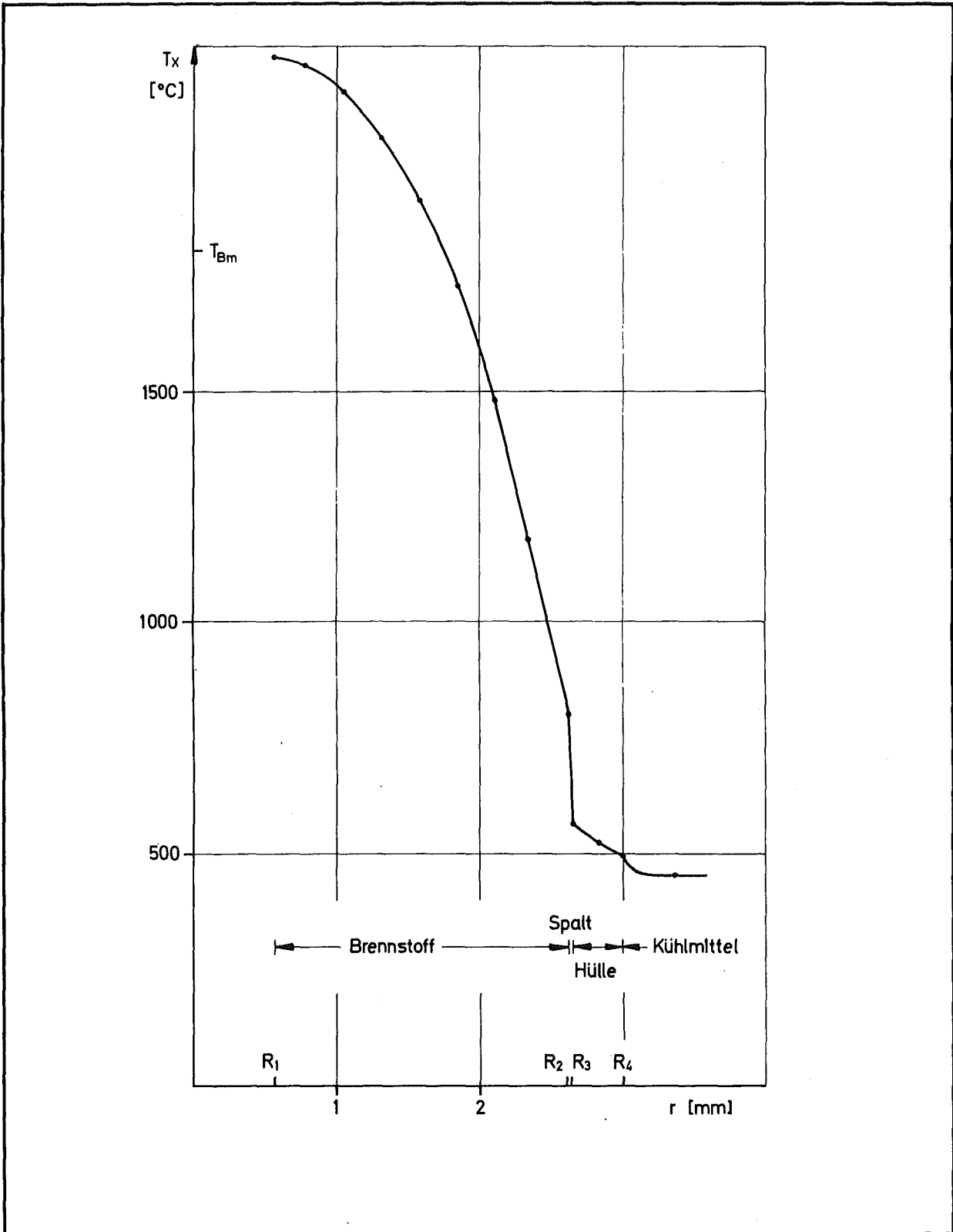
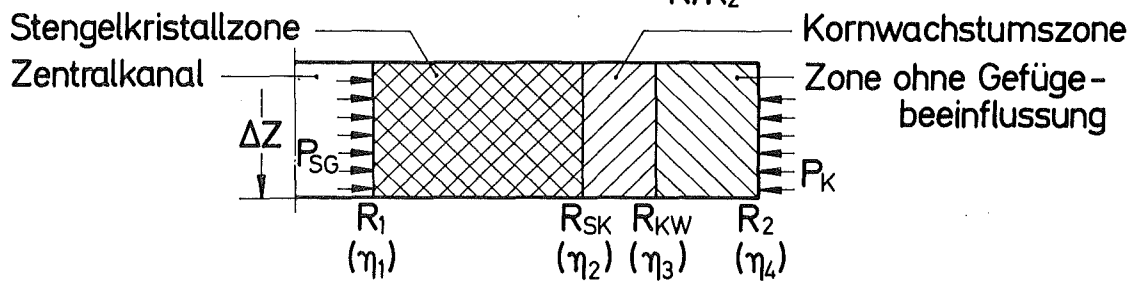
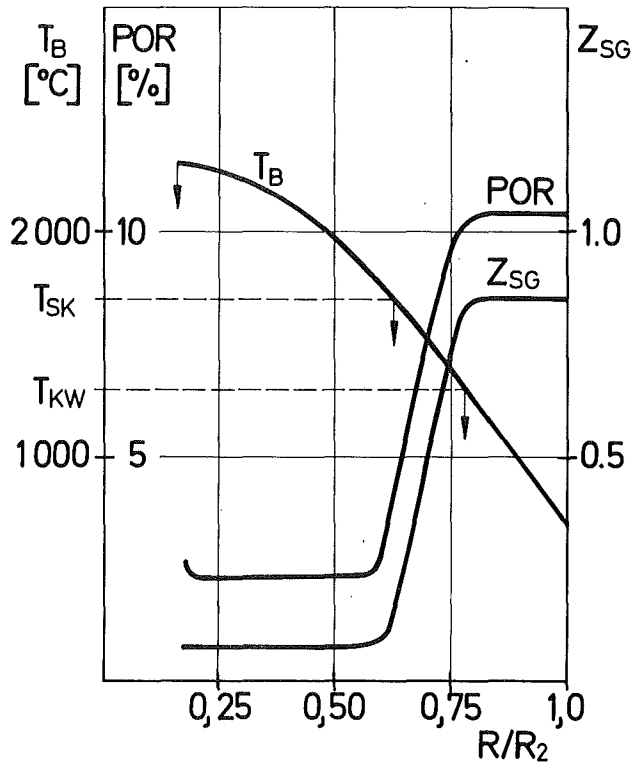


Abb. 3 Typischer Temperaturverlauf im Brennstabsegment (SNR 300)



- | | |
|--|--|
| T_B = Stat. Brennstoff-Temperatur | R_1 = Zentralkanalradius |
| POR = Brennstoff - Porösität | R_2 = Brennstoffaußenradius |
| Z_{SG} = Anteil zurückgeh. Spaltgases | R_{SK} = Zonengrenzradius |
| P_{SG} = Spaltgasdruck | R_{KW} = Zonengrenzradius |
| P_K = Kontaktdruck | η_i = Zonengrenzradien ($i=1..4$) |
| T_{SK} = Grenztemperatur (Stengelkristallzone) | |
| T_{KW} = Grenztemperatur (Kornwachstumszone) | |

Abb. 4 Darstellung des Mehrzonen-Brennstoffmodells

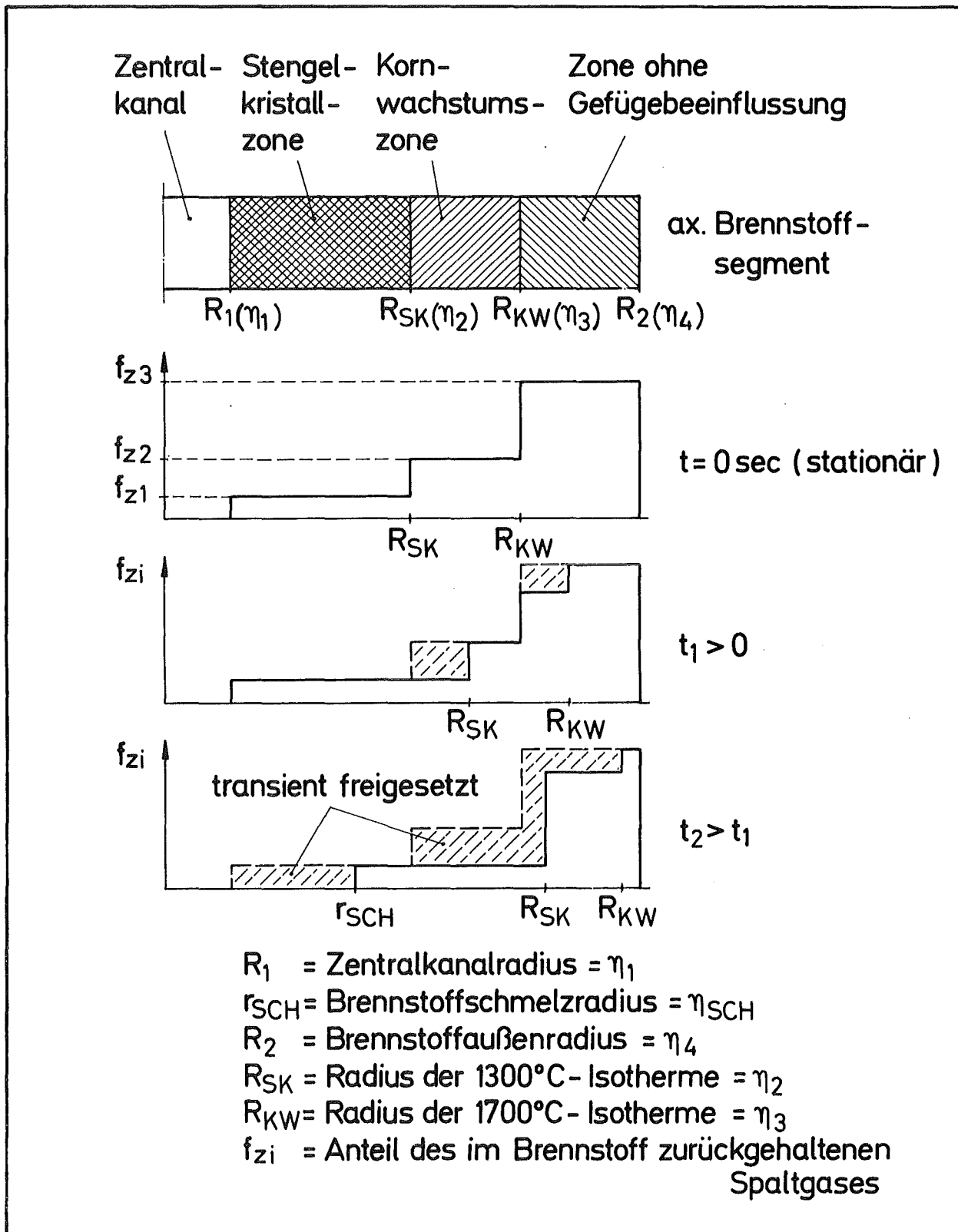
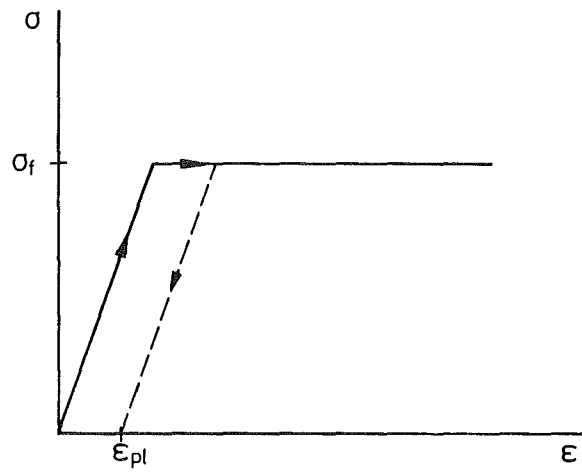


Abb. 5 Skizze zur transienten Spaltgasfreisetzung



Dehnungsverhalten des Hüllmaterials
(elastisch, ideal plastisch)

Membranspannungszustand
des Hüllrohres bei ideal
plastischer Verformung

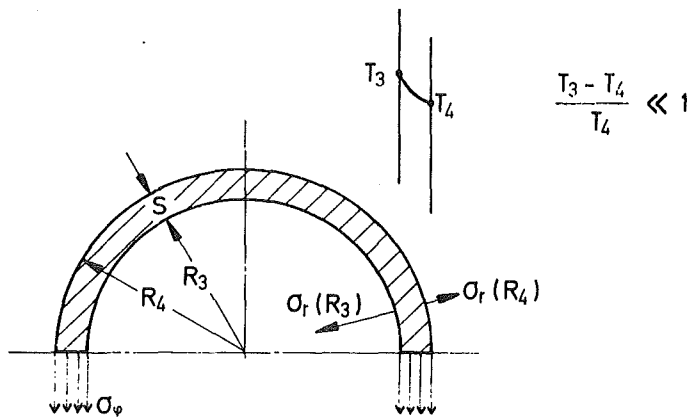


Abb. 6 Skizze zum mechanischen Hüllrohrmodell

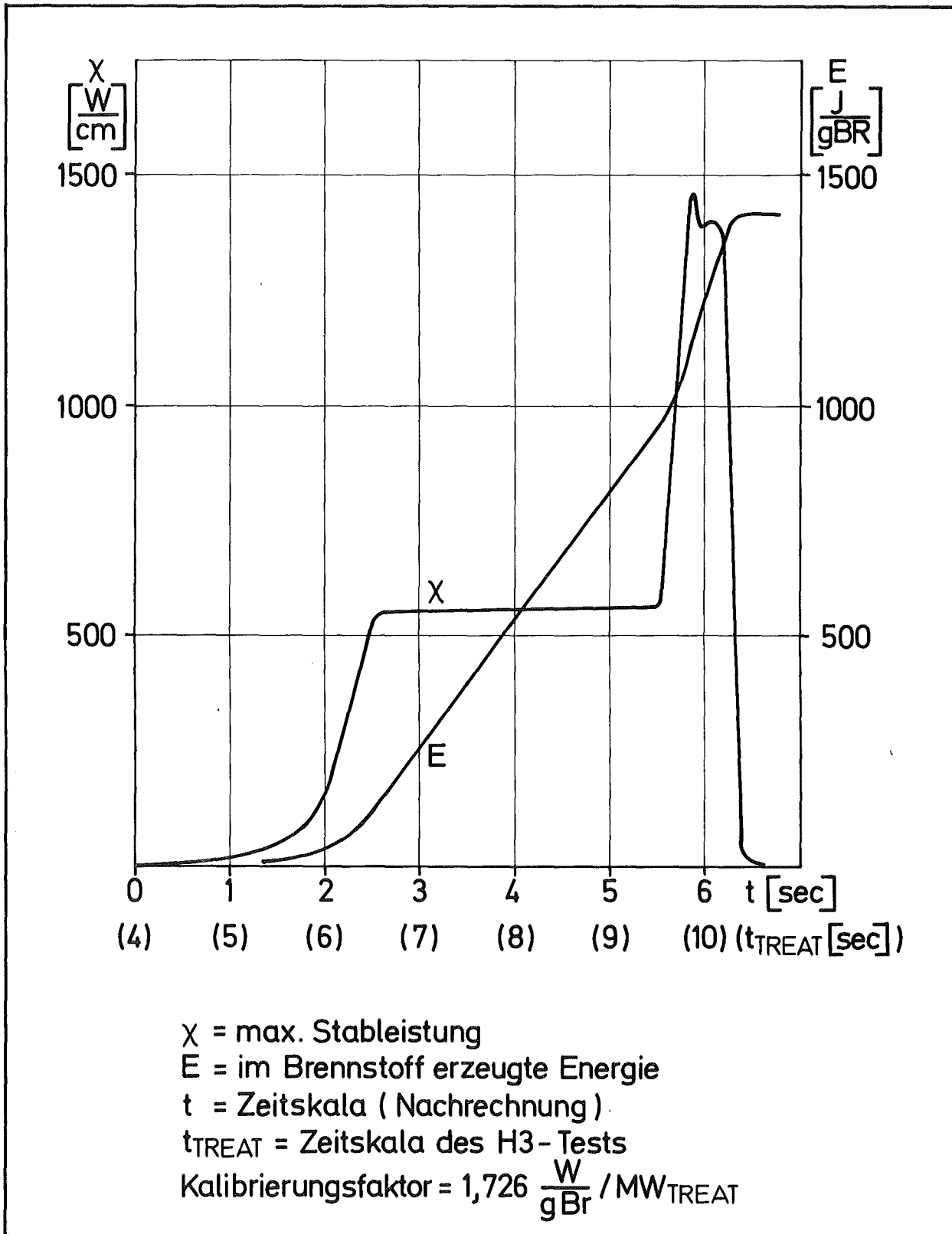
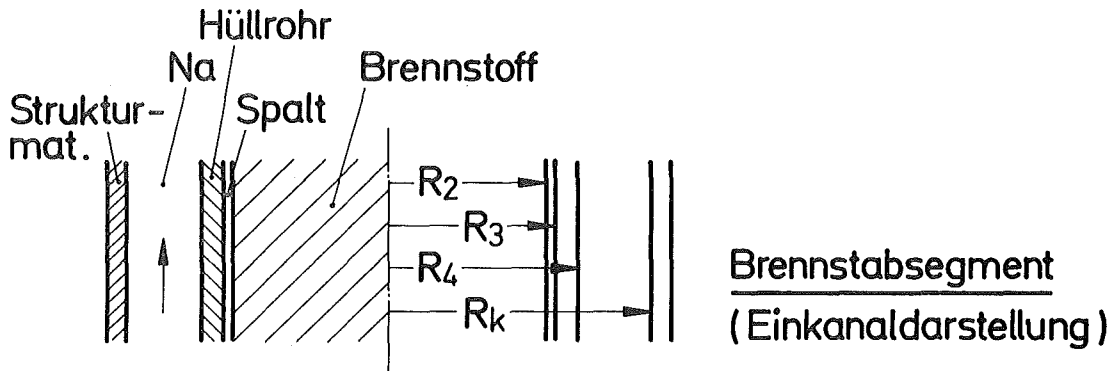


Abb. 7 Zeitlicher Leistungsverlauf und Energieintegral des Brennstoffs (H3-Test)



Angaben zum Brennstab (H3- Test)

Pelletradius	$R_2 = 2,465 \text{ mm}$
Hüllrohrinnenradius	$R_3 = 2,540 \text{ mm}$
Hüllrohraußenradius	$R_4 = 2,920 \text{ mm}$
äquiv. Kühlkanalradius	$R_k = 4,120 \text{ mm}$
Teststablänge	$H_z = 343 \text{ mm}$
Brennstoff	U-Pu-Mischoxyd
Anreicherung (PuO_2)	$a = 0,25$
Porosität	$p = 0,112$
Schmierdichte	$g_s = 0,875 \text{ TD}$
Abbrand	$A = 25000 \text{ MWd/tM}$
rad. Spaltweite bei 25°C	$\Delta S_{\min} = 19,2 \cdot 10^{-3} \text{ mm}$
Wärmeübergang im Spalt	$h_{sp} = 1 \text{ W/cm}^2 \text{ }^\circ\text{C}$
Kühlmitteleintrittstemperatur	$T_{K1} = 370^\circ\text{C}$
Kühlmittelgeschwindigkeit	$W_{Na} = 3,93 \text{ m/sec}$
Diskretisierung	10 ax. Unterzonen 10 rad. Brennstoffzonen 2 rad. Hüllrohrzonen

Abb. 8 Repräsentative Brennstabanordnung (H3-Test)

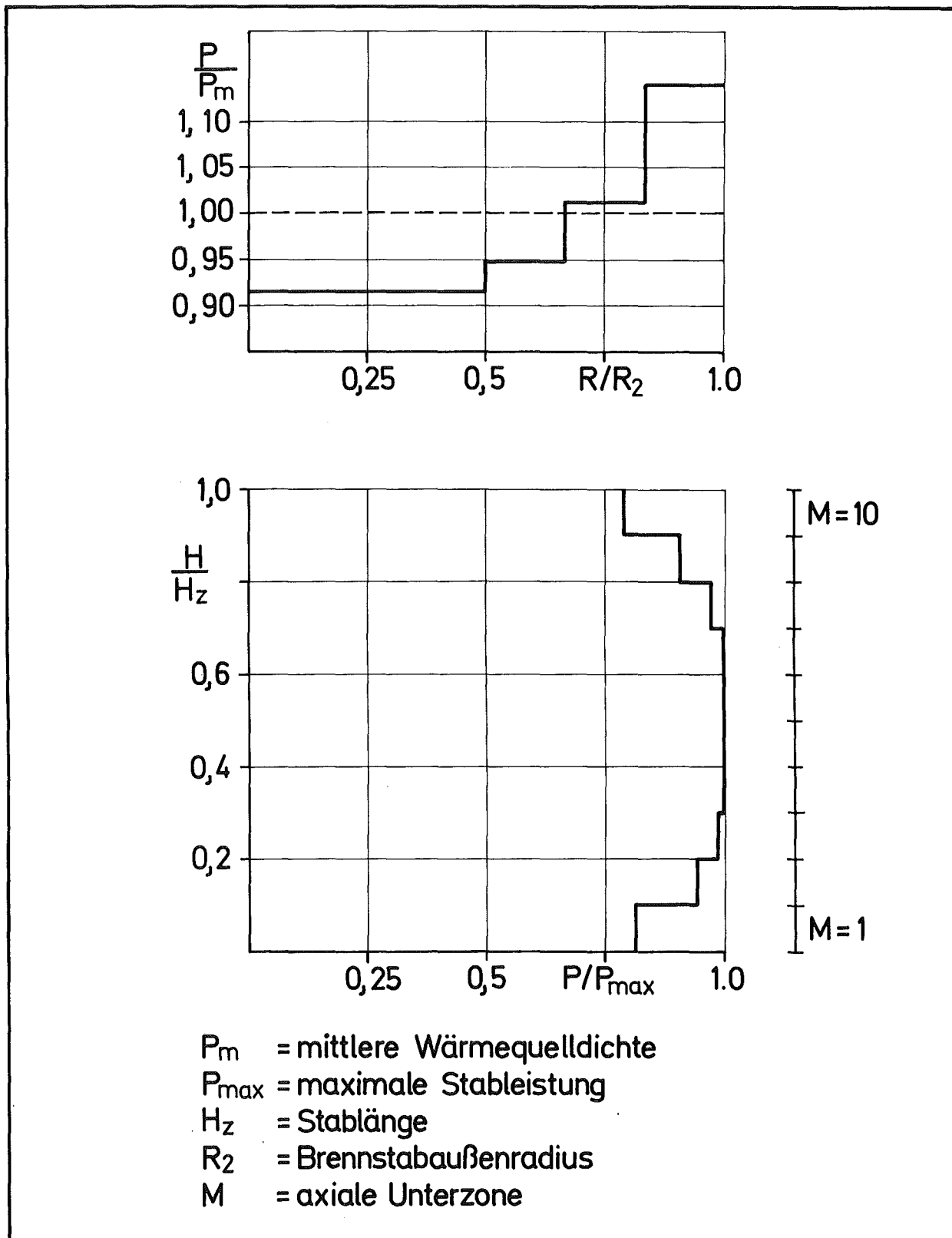


Abb. 9 Radiale und axiale Leistungsverteilung im Brennstoff (H3-Test)

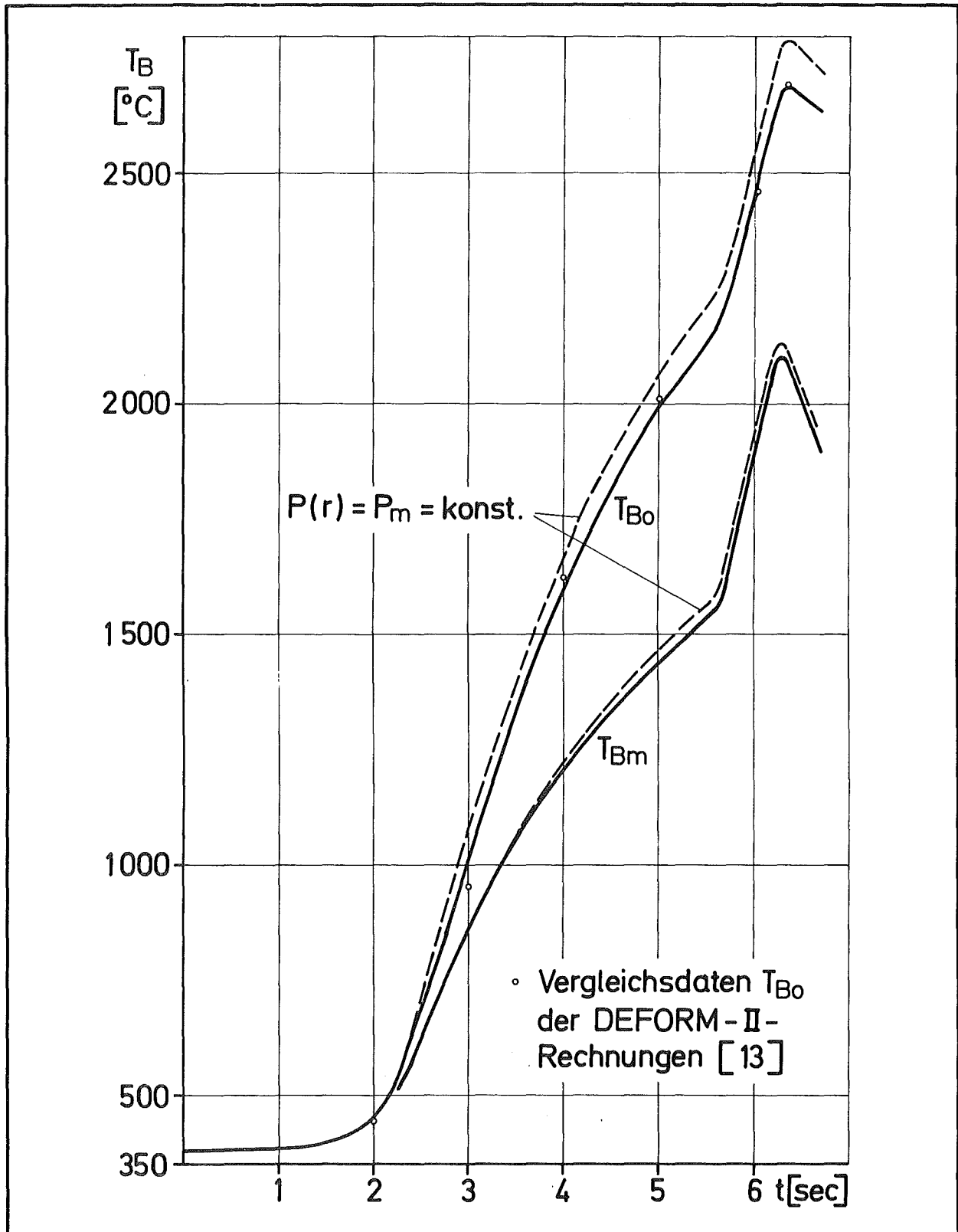


Abb. 10 Maximale und mittlere Brennstofftemperatur T_{Bo} und T_{Bm} als Zeitfunktion (H3-Test, $M = 7$)

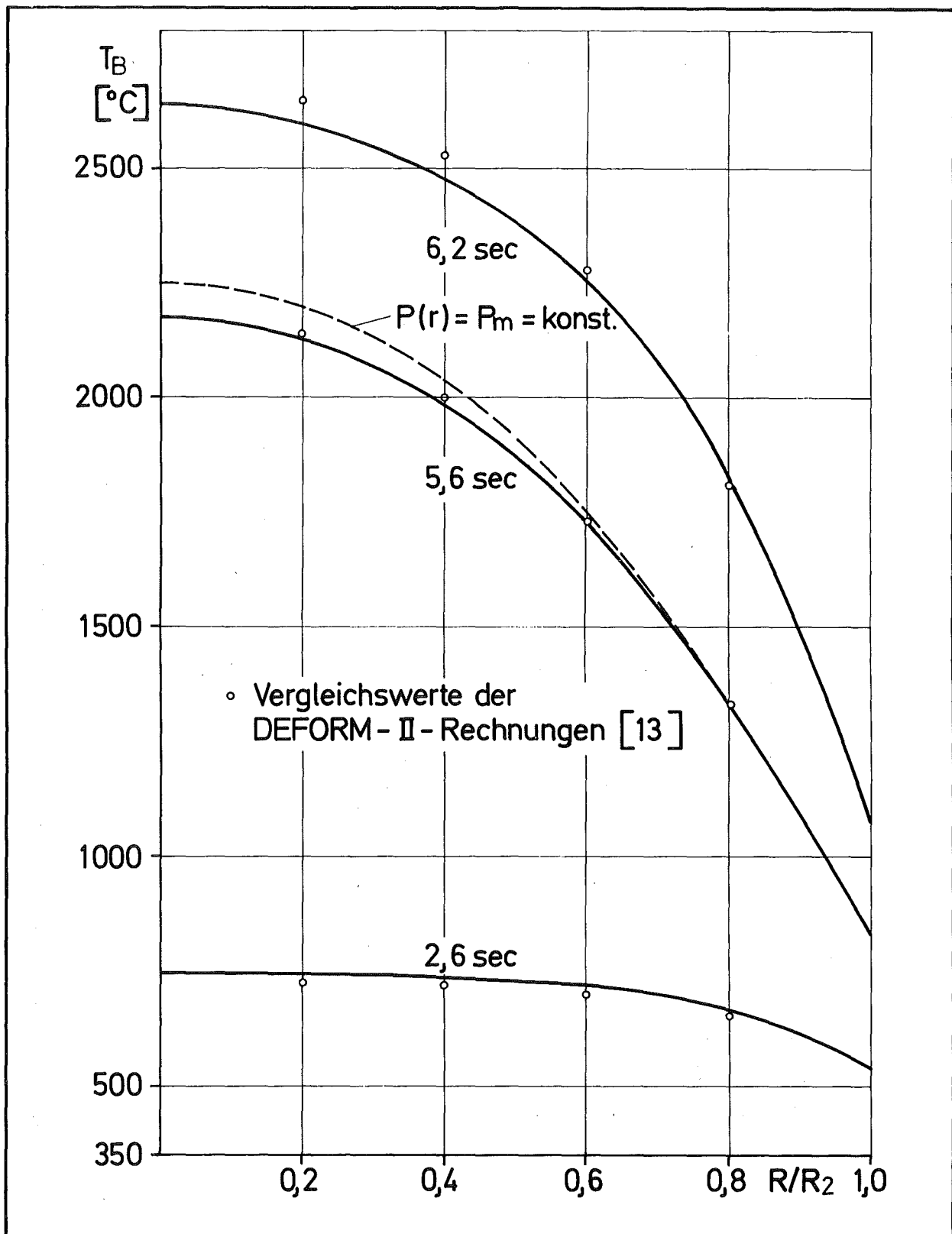


Abb. 11 Radiale Temperaturverteilung im Brennstoff ($M = 7$) zu verschiedenen Zeitpunkten (H3-Test)

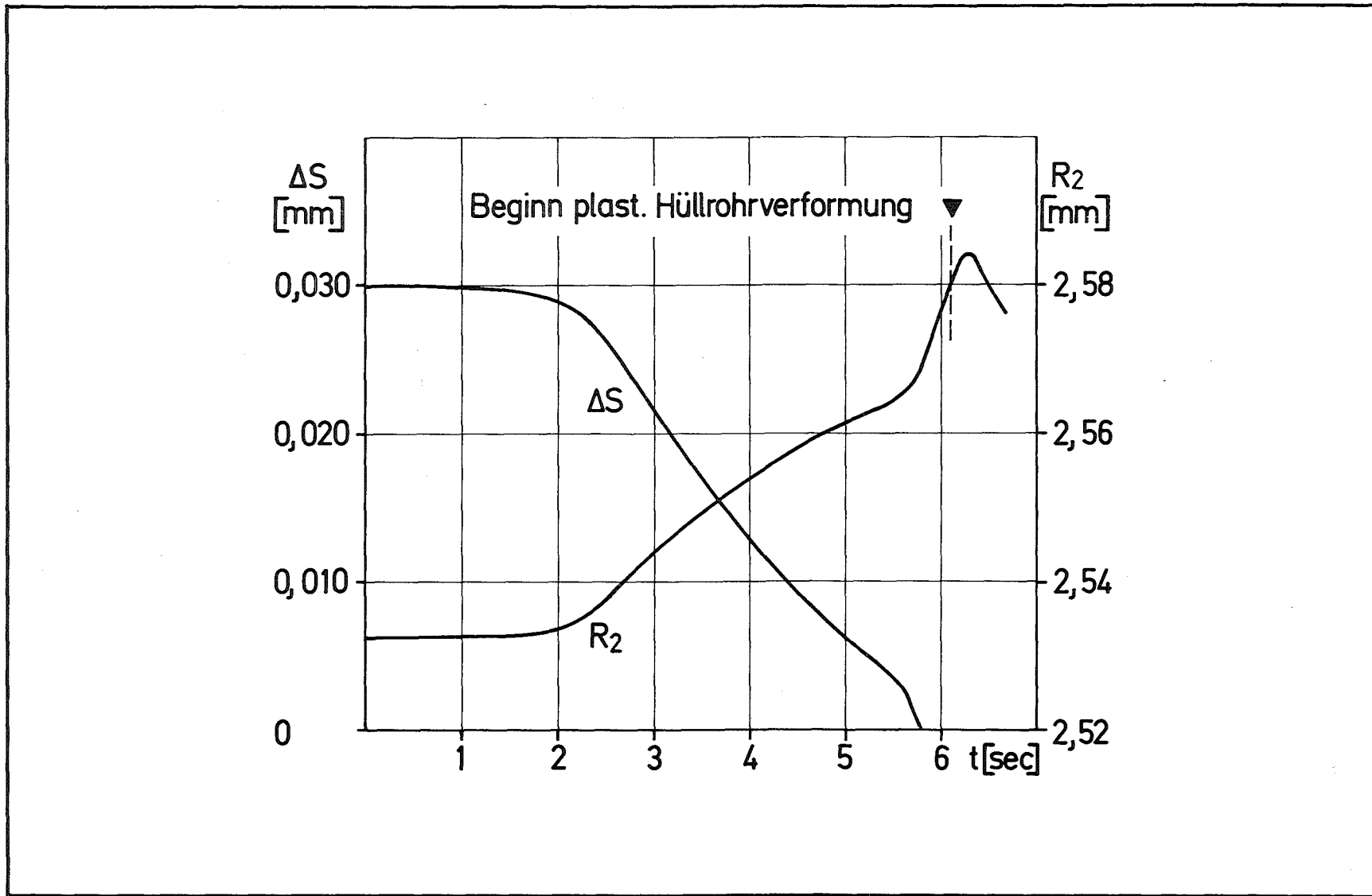


Abb. 12 Radiale Spaltweite (Δs) und Brennstoff-Außenradius (R_2) als Zeitfunktion (H3-Test, $M = 6$)

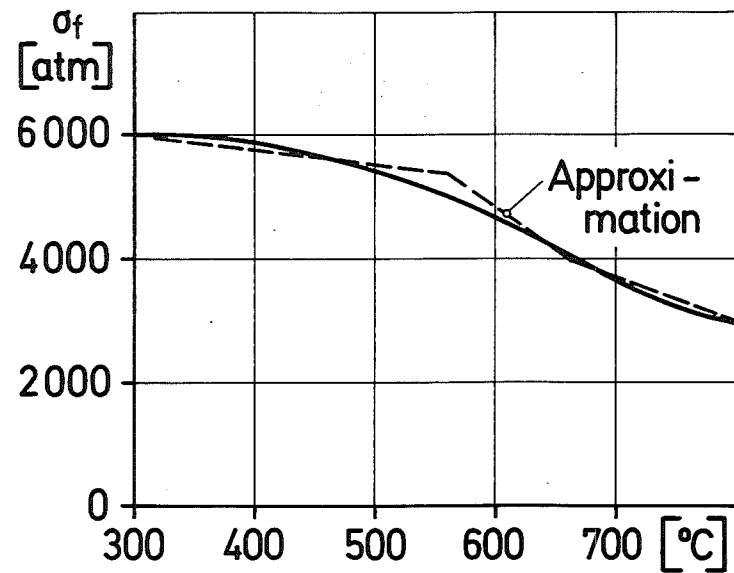
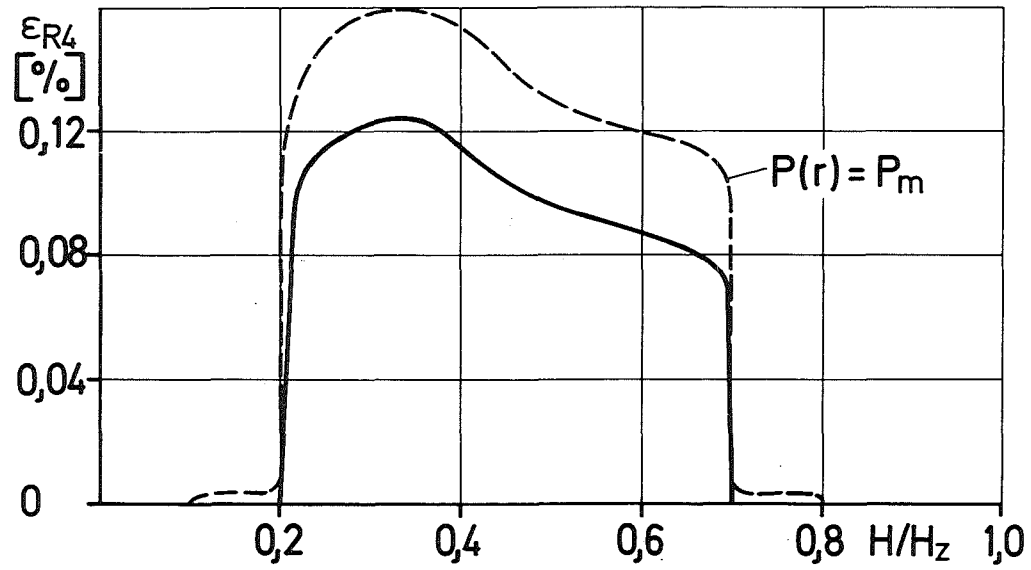


Abb. 13 Temperaturabhängigkeit der Fließgrenze des Hüllmaterials (St. Type 316) nach [13]



$$\epsilon_{R4} = \frac{R_4(t) - R_{40}}{R_{40}} \cdot 100 \text{ [%]}$$

Abb. 14 Bleibende plastische Hüllrohrverformung (H3-Test)

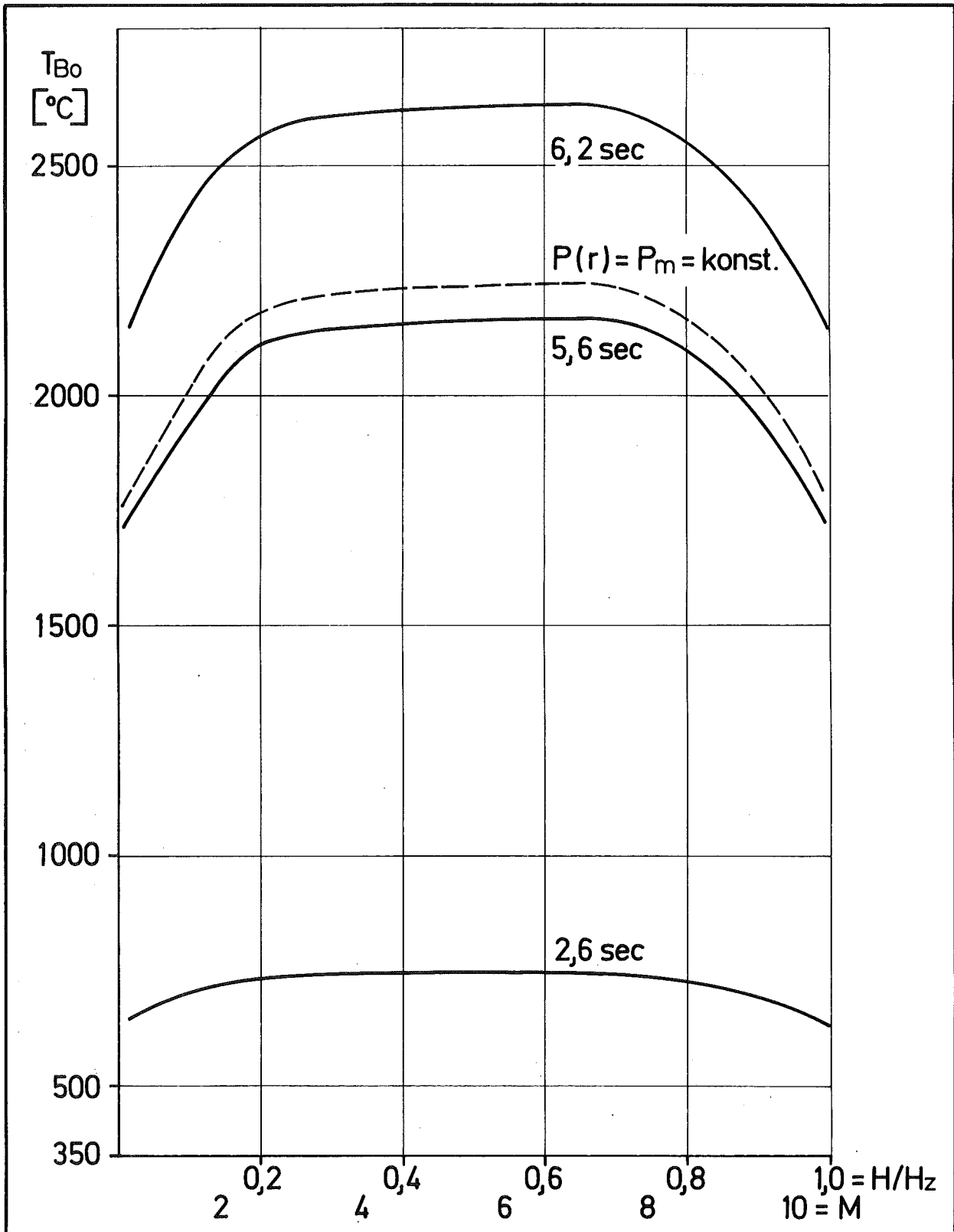


Abb. 15 Axialer Verlauf der maximalen Brennstofftemperatur T_{Bo} (H3-Test)

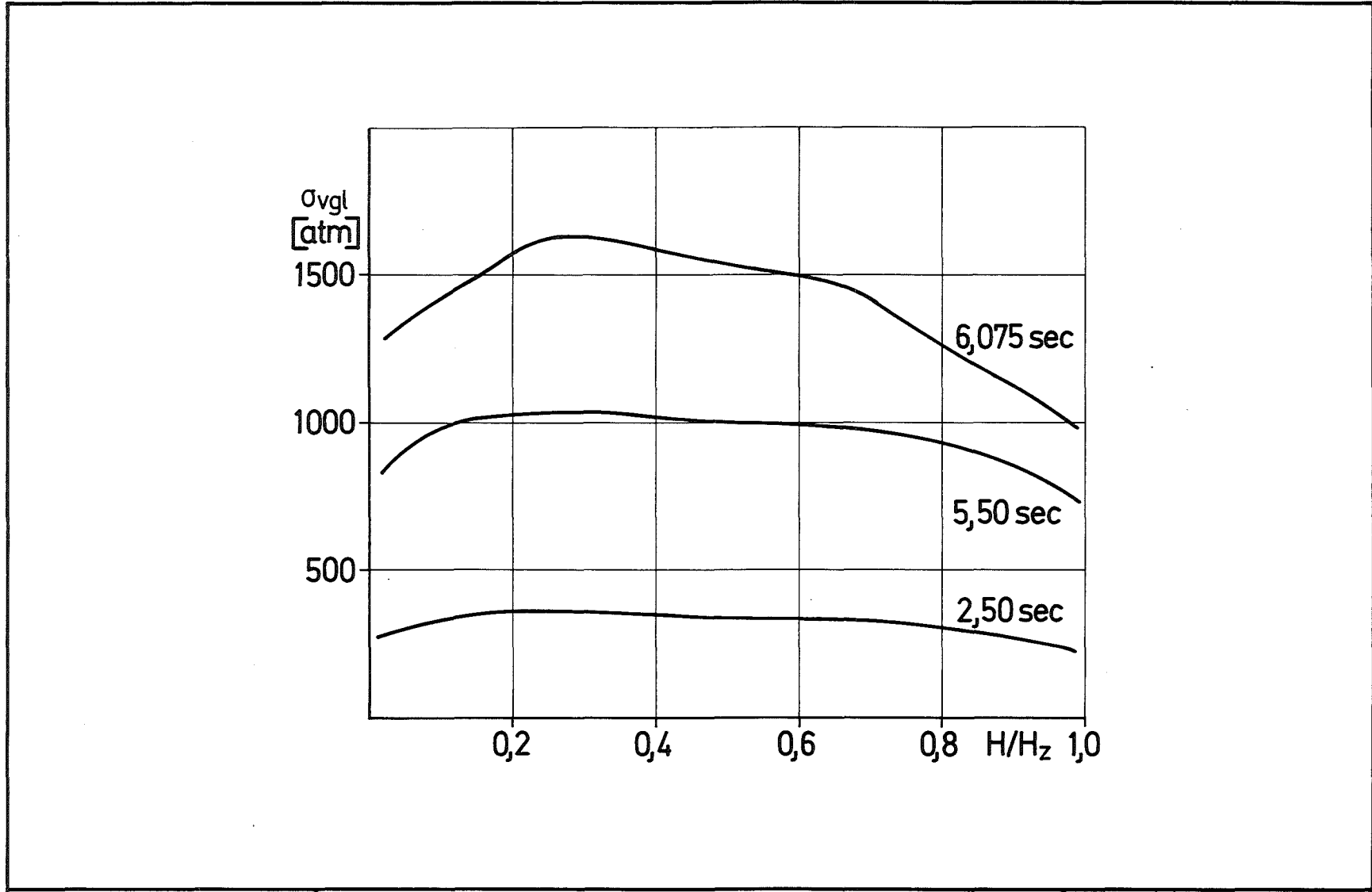


Abb. 16 Axialer Verlauf der einachsigen Vergleichsspannung am Hüllrohräußenradius (H3-Test)

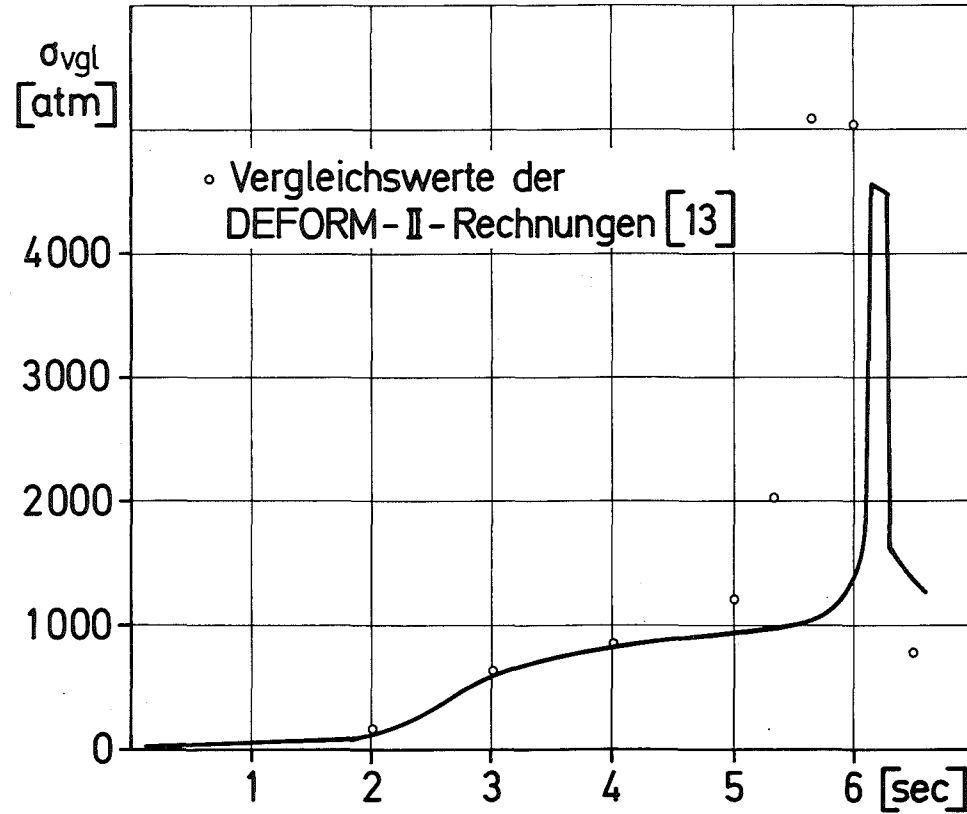


Abb. 17 Zeitlicher Verlauf der einachsigen Vergleichsspannung (Hüllrohr Außenradius, M = 6, H3-Test)

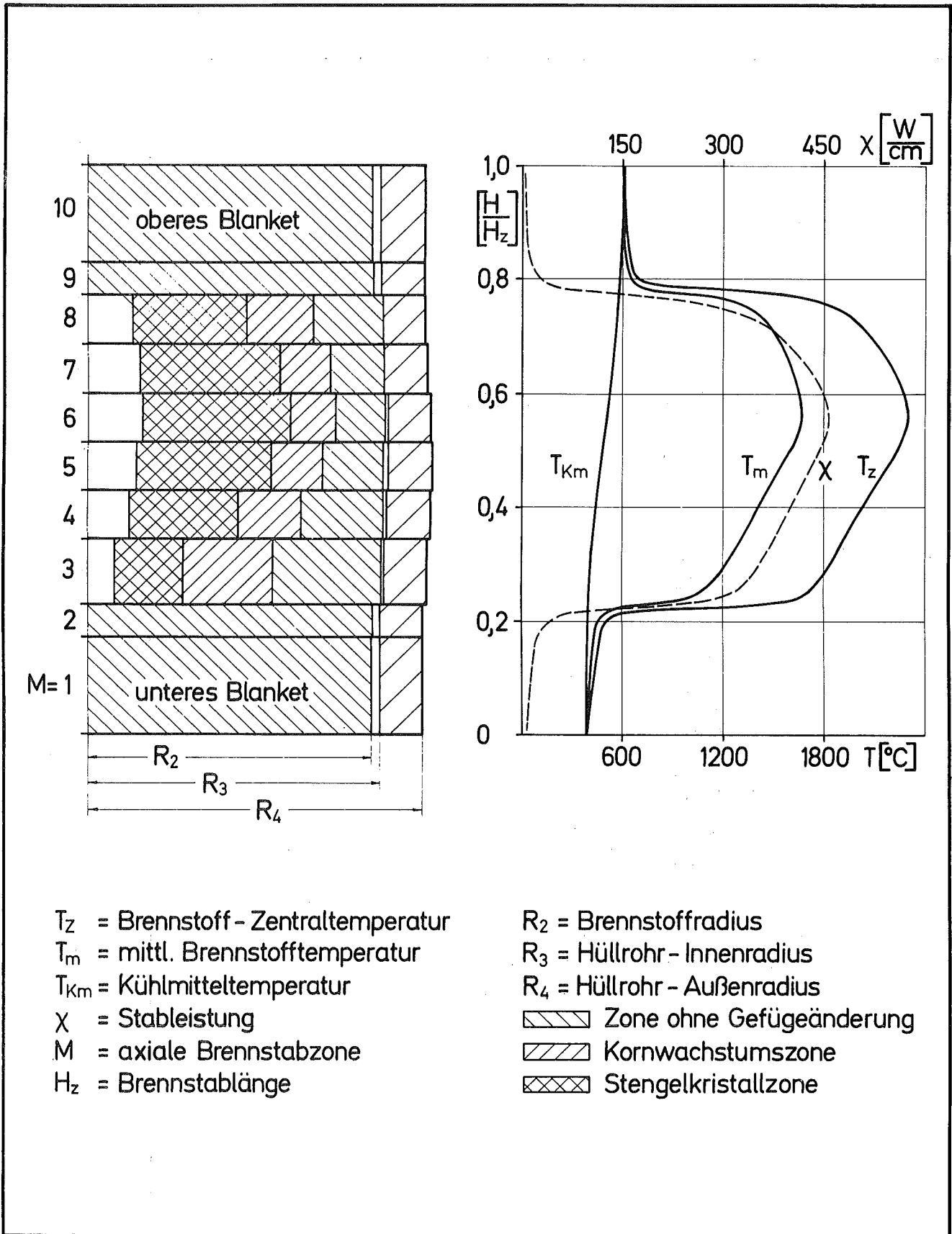
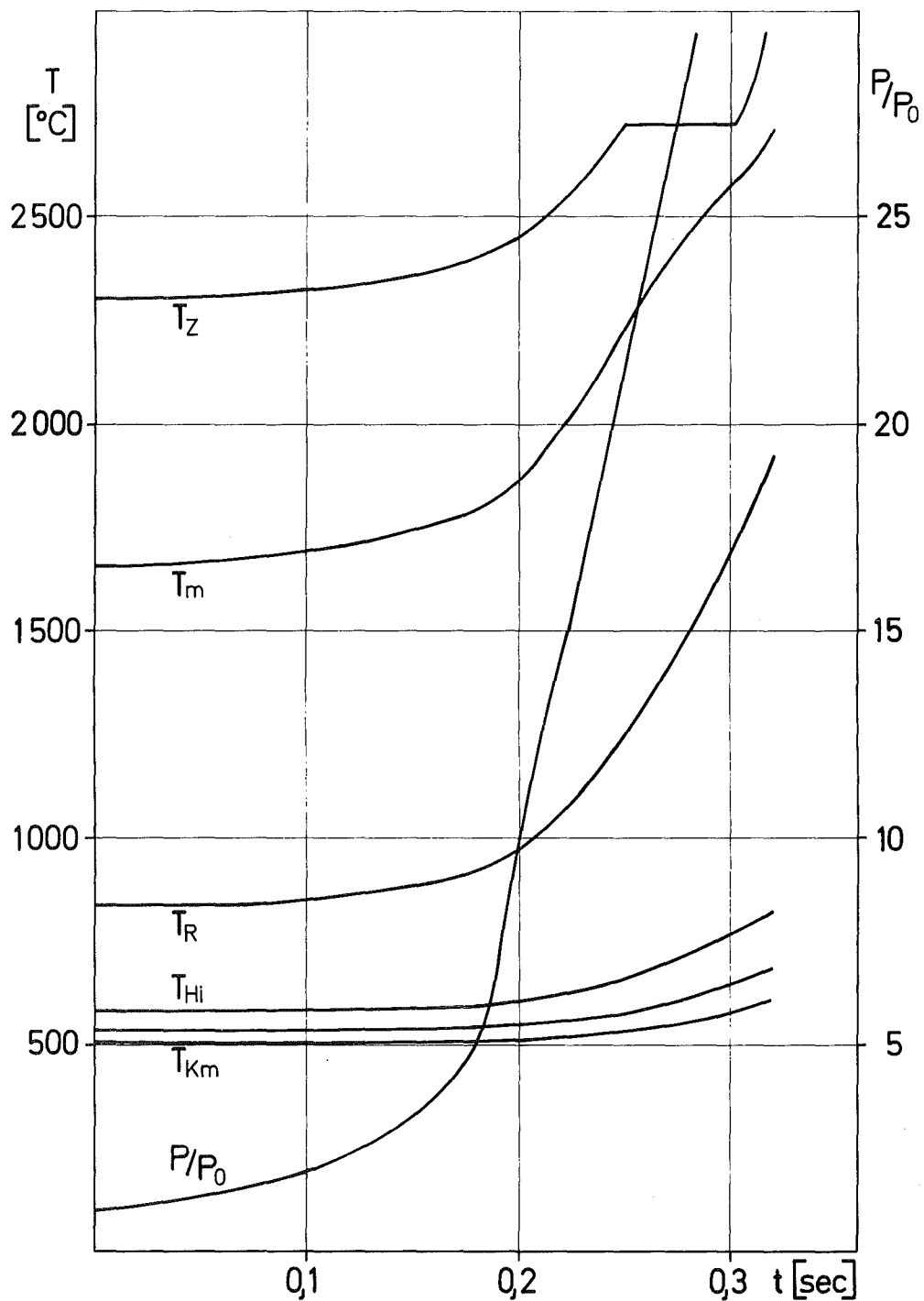


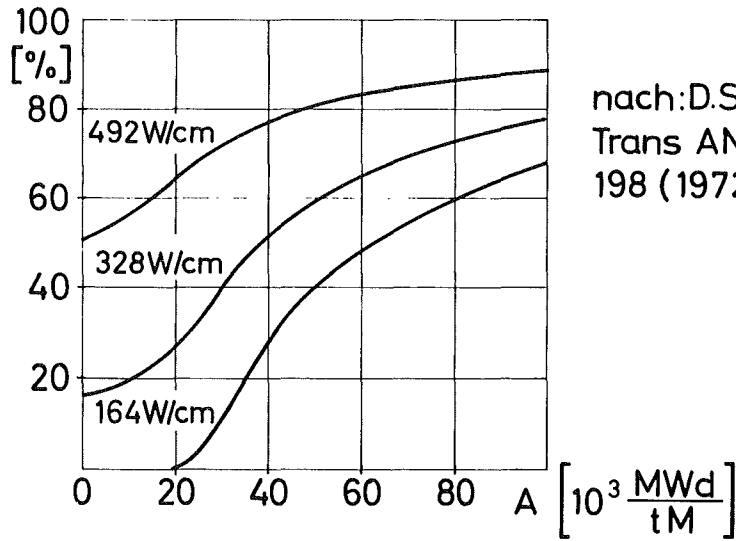
Abb. 18 Stationäres Temperaturfeld und Brennstoffstrukturzonen in einem bestrahlten Brennstab (Bestrahlungszeit = 300 d)



T_z = Brennstoff - Zentraltemperatur T_{Hi} = Hüllrohr - Innentemperatur
 T_m = mittl. Brennstofftemperatur T_{Km} = Kühlmitteltemperatur
 T_R = Brennstoff - Randtemperatur P/P_0 = Leistungsanstieg

Abb. 19 Instationärer Temperaturverlauf des maximal belasteten Brennstabsegments ($M = 6$, $\chi = 460 \text{ W/cm}$) während der Leistungsexkursion (5 $\$/\text{sec}$ -Rampe)

Stationäre Spaltgasfreisetzung in Mischoxyd-Brennstoff

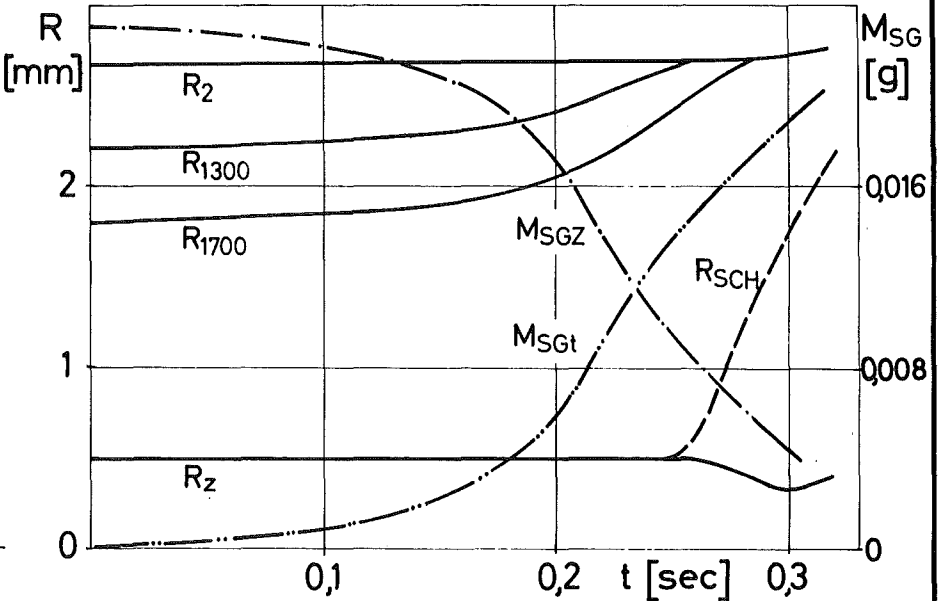
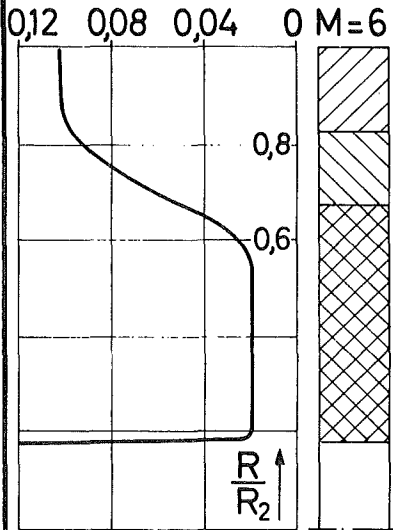


nach: D.S. Dutt et al. Trans ANS 15 (1), 198 (1972)

$$F = 1 - \frac{1 - \exp(-6.84 \cdot 10^{-5} A)}{0.421 \cdot \exp(0.05 \cdot Q)}$$

F = freigesetzter Spaltgasanteil ≥ 0
 A [MWd/tM] = Lokaler Abbrand
 Q [kW/ft] = Lokale Stableistung

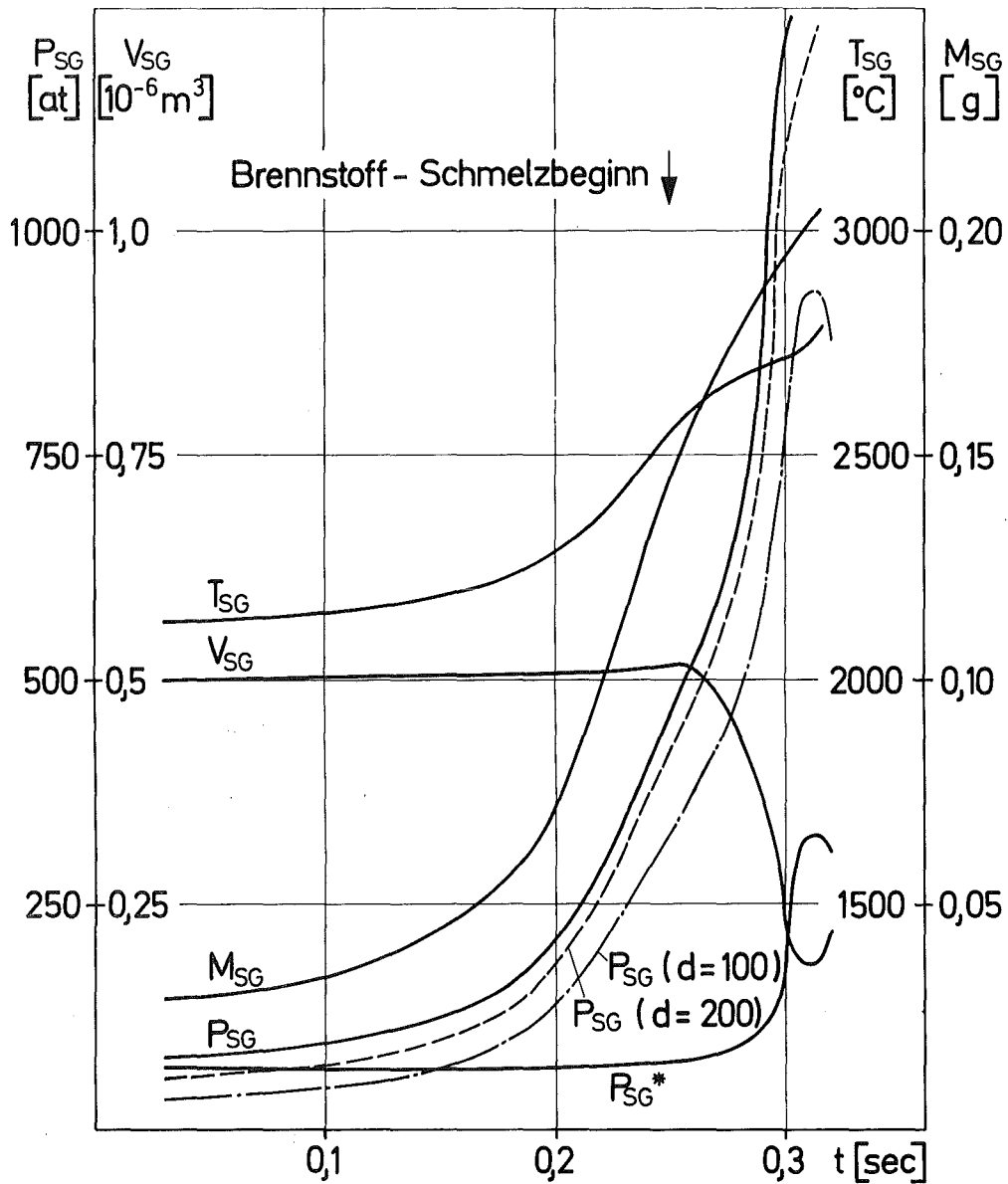
Brennstoff-Porosität



R_2 = Brennstoff - Außenradius
 R_z = Zentralkanalradius
 R_{SCH} = Brennstoff - Schmelzradius
 M = 6 (rad. Brennstoff-Struktur)

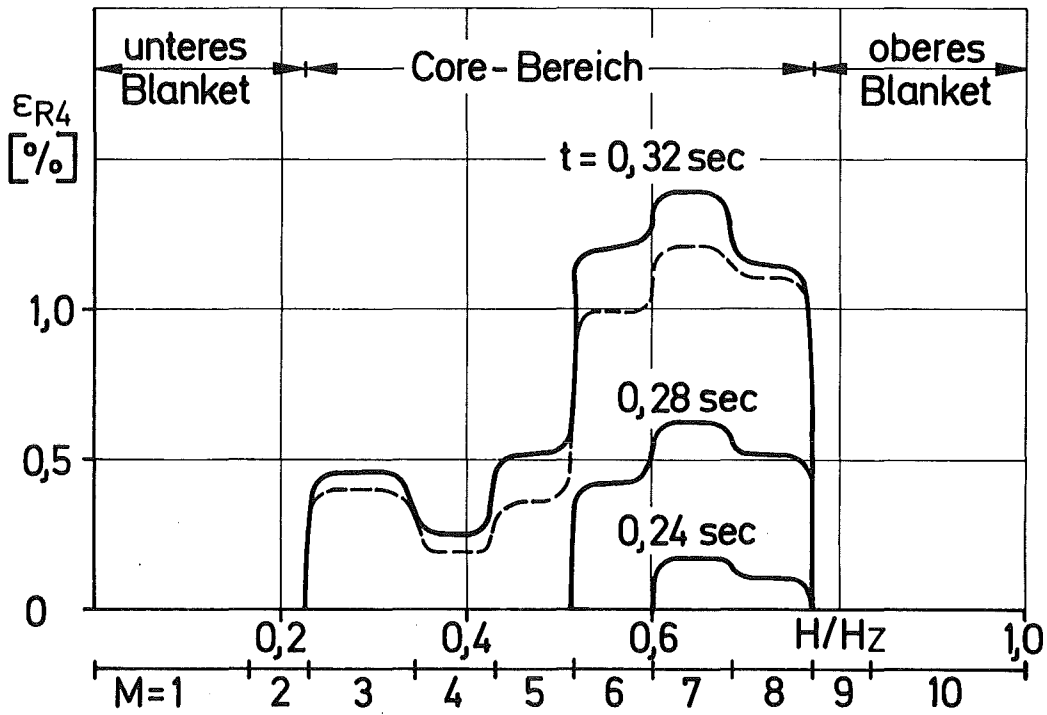
R_{1300} = Radius der 1300°C - Isotherme
 R_{1700} = Radius der 1700°C - Isotherme
 M_{SGZ} = im Brennstoff zurückgeh. Spaltgas
 M_{SGt} = transient freigesetztes Spaltgas

Abb. 20 Transiente Spaltgasfreisetzung in einem bestrahlten Brennstabsegment während der Leistungsexkursion (5 \$/sec-Rampe)



P_{SG} = Spaltgasdruck
 V_{SG} = Spaltgasvolumen
 T_{SG} = Spaltgastemperatur
 M_{SG} = Spaltgasmasse
 P_{SG}^* = Druckaufbau ohne
 transiente Spaltgasfrei-
 setzung ($M_{SG} = \text{konst.}$)
 d = Bestrahlungszeit (Tage)

Abb. 21 Transientes Spaltgasverhalten in einem bestrahlten Brennstab (300 d) während der Leistungsexkursion (5 \$/sec-Rampe)



M = ax. Unterzone
 Hz = Brennstablänge

$\epsilon_{R4} = [R_4(t) - R_{40}] / R_{40}$
 --- ohne transiente
 Spaltgasfreisetzung

Abb. 22 Plastische Hüllrohrverformung ϵ_{R4} des bestrahlten Brennstabes zu verschiedenen Zeitpunkten (5 \$/sec-Rampe)

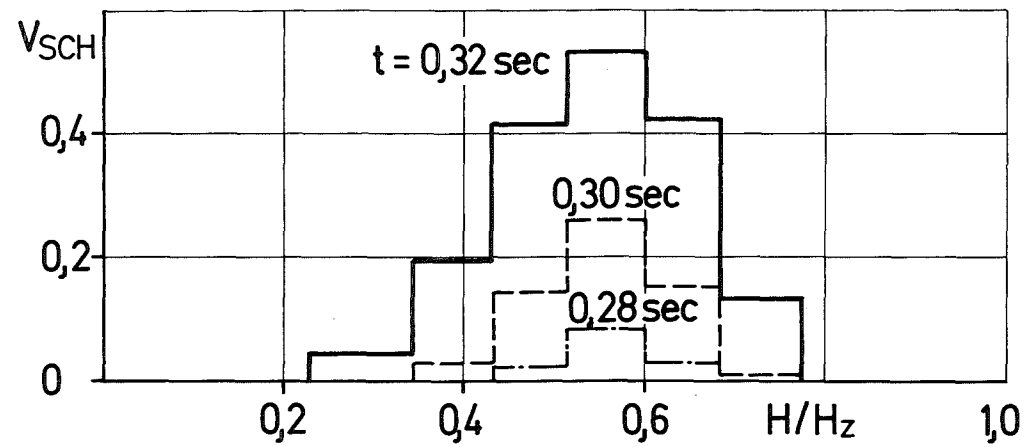


Abb. 23 Axiale Verteilung des Brennstoffschmelzanteils v_{SCH} zu verschiedenen Zeitpunkten (5 $\$/\text{sec}$ -Rampe)

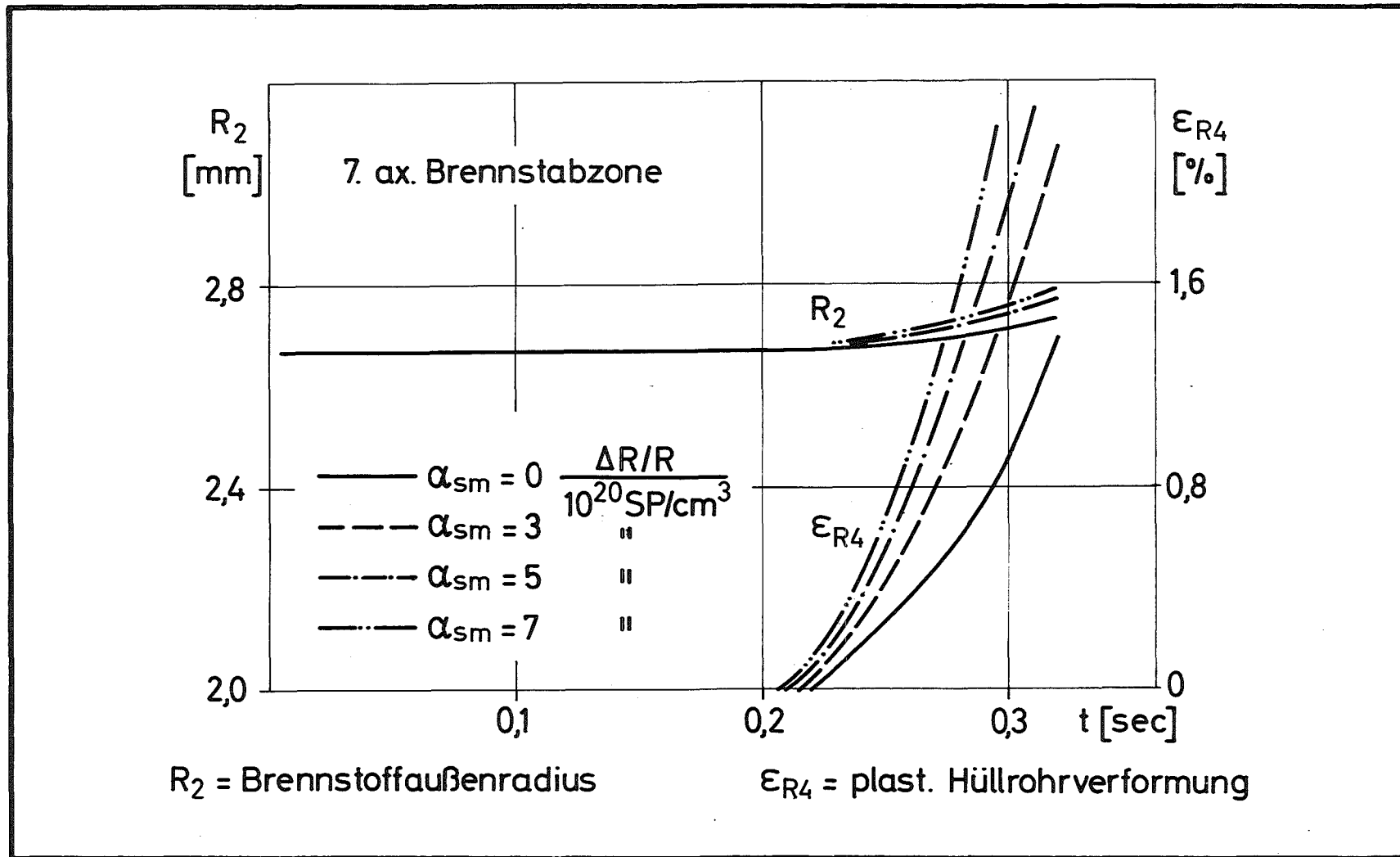


Abb. 24 Einflu\ss des transienten Schwellparameters α_{sm} auf die Verformung eines bestrahlten Brennstabes (300 d) w\ahrend der Leistungsexkursion (5 \$/sec-Rampe)

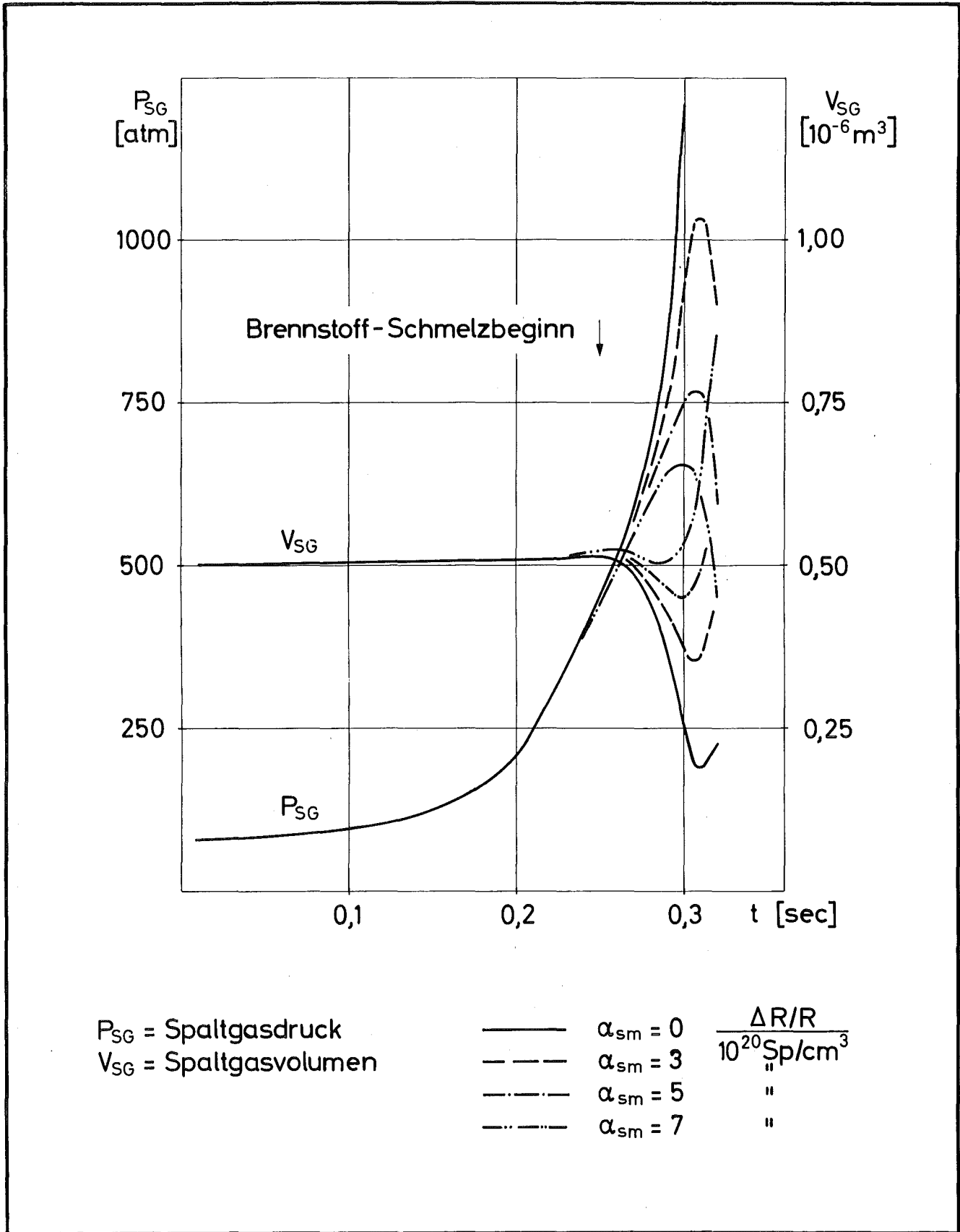


Abb. 25 Einfluß des transienten Schwellparameters α_{sm} auf den Spaltgasdruckaufbau in einem bestrahlten Brennstab (300 d) während der Leistungsexkursion (5 \$/sec-Rampe)

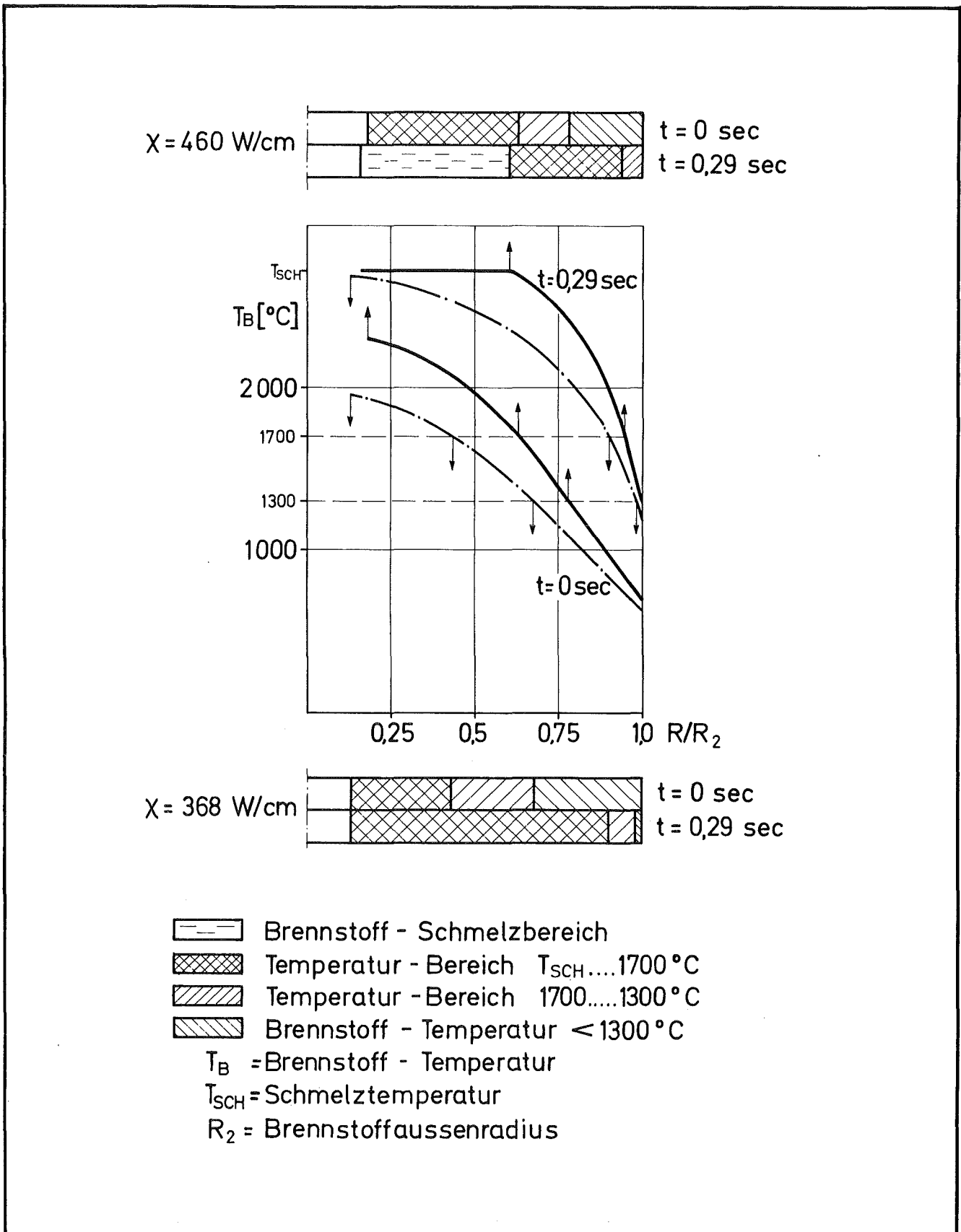


Abb. 26 Einfluß der stationären Stableistung auf die Belastung eines bestrahlten Brennstabes (300 d) während der Leistungsexkursion (5 \$/sec-Rampe)

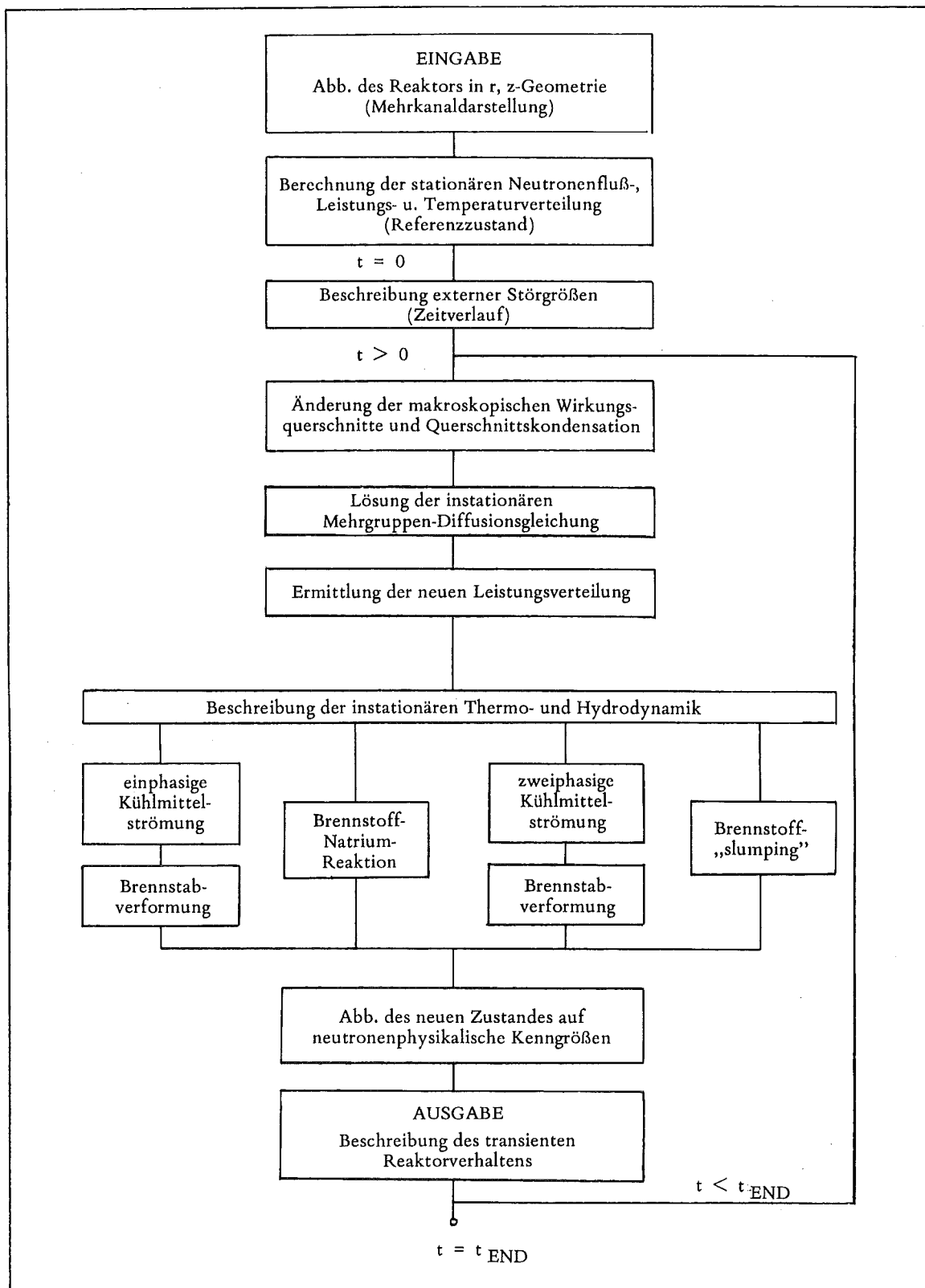


Abb. 27 Rechenschema zur Analyse hypothetischer Unfallabläufe (RADYVAR)

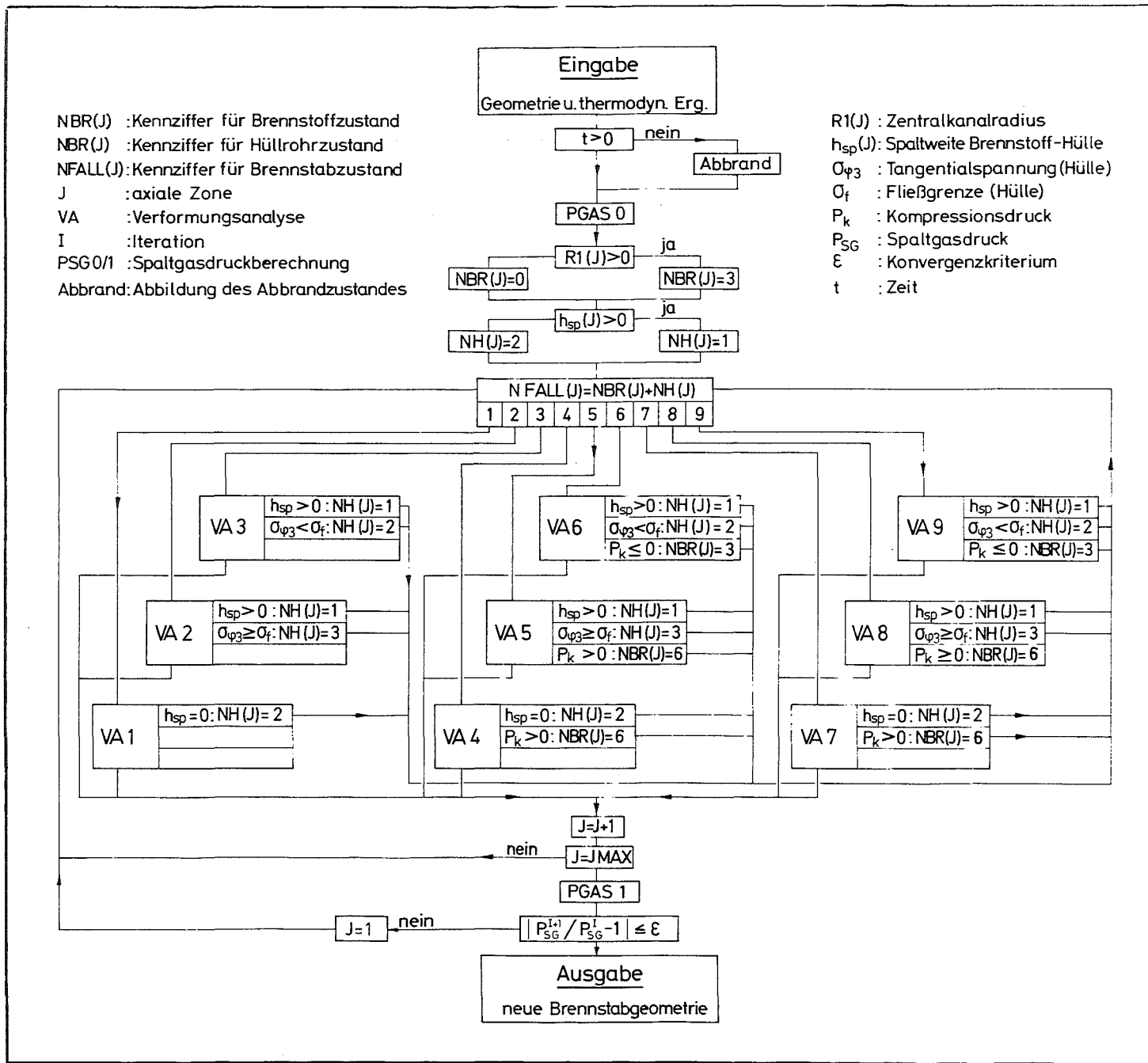


Abb. 28 BREDA-II (Strukturdiagramm)

Literatur

- [1_] D. Smidt: "Karlsruher Arbeiten zur Sicherheit des SNR"
atw, Juli 1972, S. 375
- [2_] B. Wolfe et al.: "Design Basis Accidents for Fast Reactors"
Trans. ANS Vol 16 (1973) p. 205
- [3_] D. Struwe: "Das dynamische Verhalten schneller natrium-
gekühlter Brutreaktoren" Compact der "Reaktortagung 1973"
(DATF), S. 205, Karlsruhe, April 1973
- [4_] J.C. Carter et al.: "ASA 1A, A Computer Code for the
Analysis of Fast-Reactor Power and Flow Transients"
ANL-7607, Oct. 1970
- [5_] B. Kuczera: "BREDA - Ein Rechenmodell für die Verformung
des Brennstabes eines natriumgekühlten schnellen Brut-
reaktors unter transientser Belastung"
KFK-1729, Dez. 1972
- [6_] H. Kämpf, G. Karsten: "The Saturn Code - A Theoretical
Analysis of Fuel Pin Behavior and Fuel Void Dynamics"
KFK-1088, Nov. 1969
- [7_] H. Kämpf, H. Elbel, F. Depisch: "Das Rechenprogramm SATURN 1a
für Brennstäbe"
KFK-1575, Sept. 1972
- [8_] V.Z. Jankus, R.W. Weeks: "LIFE-I, a FORTRAN-IV Computer Code
for the Prediction of Fast-reactor Fuel-element Behavior"
ANL-7736, Nov. 1970
- [9_] V.Z. Jankus, R.W. Weeks: "LIFE-II, A Computer Analysis of
Fast-reactor Fuel-element Behavior as a Function of Reactor
Operating History"
Nucl. Eng. Design 18 (1972), 83-96
- [10_] H. Kämpf, H. Elbel, K. Kummerer ed.: "Brennstabmodelltheorie
- Modelle und Materialdaten"
KFK-1400, Okt. 1971

- [11_] H. Böhm et al.: "Irradiation Behaviour of Fast Reactor Fuel Pins and their Components"
A/Conf. 49/P/392, Genf, April 1971
- [12_] C.K. Youngdahl: "Fuel Element Deformation Model for Fast Reactor Accident Study Code"
Nucl. Eng. Design 15 (1971) 149-186
- [13_] P. Royl et al.: "Transient Fuel-cladding Deformation Analysis of the In-pile H3-TREAT Test with the "SAS 2A/ DEFORM-II Code"
Preprints 2nd Int. Conf. "Structural Mechanics in Reactor Technology", Berlin, Sept. 1973, Vol. 1 (C 3/1)
- [14_] A. Watanabe, A.M. Judd: "A Computer Code for Predicting the Behavior of Oxide Fuel in Accidents"
Trans. ANS, Vol. 14/2 (1971), p. 733
- [15_] Persönliche Mitteilung des H. Dr. Kämpf und H. Dr. Royl (GfK)
- [16_] F.E. Bard: "PECT-I, A Fortran IV Computer Program to Determine the Plastic-elastic Creep and Thermal Deformations in Thick-walled Cylinders"
BNWL-1171, Dec. 1969
- [17_] G. Angerer et al.: "CAPRI - A Computer Code for the Analysis of Hypothetical Core Disruptive Accidents in the Pre-disassembly-Phase"
ANS Topical Conference on Fast Reactor Safety, Beverly Hills, California, April 1974
- [18_] B. Kuczera: "Die Verformung des Brennstabes eines natriumgekühlten schnellen Brutreaktors unter transienter Belastung"
Compact der "Reaktortagung 1973" (DATF), S. 350, Karlsruhe, April 1973
- [19_] B. Kuczera: "A Contribution to the LMFBR Fuel Pin Behaviour during Transient Overpower Conditions"
Preprints 2nd Int. Conf. "Structural Mechanics in Reactor Technology", Berlin, Sept. 1973, Vol. 1 (D 2/4)

- [20] L. Caldarola: "A Theoretical Model for the Molten Fuel-Sodium Interaction in a Nuclear Fast Reactor"
Nucl. Eng. Design 22 (1972), 175 - 211
- [21] H. Böhm: "Zeitstandsverhalten metallischer Werkstoffe"
Z. Metallkde, Bd. 61 (1970), H.12
- [22] B. Kuczera: "Brennstabversagensmodell"
innerhalb des 2. Vierteljahresberichtes (PSB)
KFK-1273/2, Sept. 1973, S. 123-24
- [23] H. Fabian, H.D. Klement: " Untersuchungen zur Festigkeit von Brennstabhüllrohren im Bereich der unteren Schweißnaht"
Z. Atomwirtschaft, Juli 1973, S. 339
- [24] I. Szabó: "Höhere Technische Mechanik"
2. Auflage, Springer-Verlag, Berlin 1958
- [25] H.J. Teague, D.J. Mather: "Factors Limiting Prompt-Critical Excursions in Irradiated Fast Reactor Cores"
Nucl. Safety, Vol. 14, No. 3, May 1973, p. 201
- [26] D. Vollath: "Mechanische Eigenschaften unbestrahlter oxidischer Brennstoffe"
KFK-1400, Okt. 1971, S. 191
- [27] U. Schumann: " MAPLIB - Ein Programmsystem zur Bereitstellung von Stoffdaten für Rechenprogramme"
KFK-1253, Sept. 1970
- [28] R. Schuster: "Darstellung der Stoffdaten des Systems MAPLIB in tabellarischer und graphischer Form"
KFK-1792, Mai 1973
- [29] H.E. Schmidt: "Die Wärmeleitfähigkeit unbestrahlter keramischer Kernbrennstoffe"
KFK-1400, Okt. 1971, S. 227

- [30] M.F. Lyons et al.: "UO₂-Properties Affecting Performance"
Nucl. Eng. Design 21 (1972) 167-199
- [31] M. Bober et al: "Spaltstoffentmischung in oxidischen
Brennstoffen schneller Reaktoren"
Compact der "Reaktortagung 1973" (DAtF), S. 303,
Karlsruhe, April 1973
- [32] J.A. Christensen: "Thermal Expansion and Change in Volume
of Uranium Dioxide on Melting"
J. American Ceramic Society, Dec. 1963, p. 607
- [33] H. Hoffmann, W. Hellriegel: "Radiale Porenverteilung kurz-
zeitig bestrahlter Brennstab-Prüflinge"
Z. Atomwirtschaft, Juni 1972, S. 317
- [34] G. Karsten et al.: "Theoretical and Computer Analysis on
the Behaviour of Fast Reactor Fuel Pins and Related Parts
of the Core under Operatinal Conditions"
KFK-878, Nov. 1968
- [35] D.H. Thomson, W.W. Marr: "Prediction of Maximum Temperature
or Melting Fraction in a LMFBR Fuel Element"
Nucl. Eng. Design 17 (1971), 361-370
- [36] B.R.T. Frost: "Theories of Swelling and Gas Retention
in Ceramic Fuels"
Nucl. Appl. and Technology Vol. 9, 1970, p.128
- [37] F. Anselin: "The Role of Fission Products in the Swelling
of Irradiated UO₂ and (U, Pu) O₂ Fuels"
Trans. ANS 10 (1), 103, (1967)
- [38] H. Zimmermann: "Schwellen durch feste Spaltprodukte"
KFK-1400, Okt. 1971, S. 115
- [39] G. Karsten: "Das Betriebsverhalten eines Brennelementstabes"
KFK-700, Dez. 1967 (V)

- [⁻40_] W. Chubb et al.: "Factors Affecting the Swelling of Nuclear Fuel at High Temperatures"
Nucl. Technology, Vol. 18, June 1973, 231-256
- [⁻41_] H. Hoffmann, H. Wertenbach: "Abbrandbestimmung an Kernbrennstoffprüflingen aus dem FR 2"
KFK-1704, April 1973
- [⁻42_] Hj. Matzke, C. Ronchi: "Spaltgasverhalten in theoretisch dichtem Brennstoff"
KFK-1400, Okt. 1971, S. 127
- [⁻43_] A. Boltax et al.: "Fast Reactor Fuel Performance Model Development"
Nucl. Appl. and Technology Vol. 9, Sept. 1970, 326-337
- [⁻44_] C.M. Cox, F.J. Homan: "Performance Analysis of a Mixed-Oxide LMFBR Fuel Pin"
Nucl. Appl. and Technology, Vol. 9, Sept. 1970, 317-325
- [⁻45_] K. Kummerer et al.: "Verhalten von Brennstäben bei höherem Abbrand"
Z. Atomwirtschaft, Okt. 1971, S. 545
- [⁻46_] H. Abmann, H. Stehle: "Verdichtungseffekte in gesintertem UO₂"
Compact der "Reaktortagung 1973" (DATF), S. 409, Karlsruhe, April 1973
- [⁻47_] C.M. Cox: "The Irradiation Performance of Uranium-Plutonium Oxide Fuel Pins"
Nucl. Safety, Vol. 10, No. 5, Sept. 1969, 380-391
- [⁻48_] H. Kämpf et al.: "Das Rechenprogramm SATURN 1a für Brennstäbe"
KFK-1477, Sept. 1972
- [⁻49_] F.E. Gelhaus, J.D. Stephen: "Performance Predictions and a Description of the Oxide Fuel Element Modeling Code BEHAVE-1"
GEAP-13741, July 1972

- [50] K. Kummerer: "Brennstäbe der Schnellbrüter-Prototypreaktoren"
Z. Atomwirtschaft, Nov. 1972, S. 574
- [51] H. Zimmermann: "Spaltgasverhalten in porösem Brennstoff"
KFK-1400, Okt. 1971, S. 145
- [52] M.D. Freshley: "Mixed Oxide Fuel Irradiations in the
Plutonium Recycle Test Reactor"
Nucl. Technology Vol. 15, Aug. 1972
- [53] R.H. Hilbert et al.: "Swelling of UO_2 -Pu O_2 in the Equiaxed
Grain Growth Region"
Trans. ANS 14 (2), 582, (1971)
- [54] D.S. Dutt et al.: "A Correlated Fission Gas Release Model
for Fast Reactor Fuels"
Trans. ANS 15 (1), 198 (1972)
- [55] R.F. Hilbert et al.: "Mechanism of Swelling and Gas Release
in Uranium Dioxide"
J. Nucl. Materials 38 (1971), 26-34
- [56] R.G. Stuart, G.R. Thomas: "Effects of Fission gas on
Transient Overpower Fuel Rod Failure"
Trans. ANS 13 (2), 654, (1970)
- [57] G.E. Culley et al.: "Response of an EBR-II Irradiated,
Mixed-Oxide Fuel Pin to an Overpower Transient in TREAT"
Proc. Conf. "Fast Reactor Fuel Element Technology"
New Orleans, April 1971 (ANS), p. 657
- [58] G.E. Culley et al.: "Transient Overpower Response of
Mixed-Oxide Fuel Pins"
Trans. ANS 15 (1), 341 (1972)
- [59] A.E. Waltar et al.: "Effects of Molten-Fuel Movements
During a Fast Reactor Overpower Transient"
Trans. ANS 15 (1), 346 (1972)

- [60] R.B. Poeppel: "An Advanced Gas Release and Swelling Subroutine"
Proc. Conf. "Fast Reactor Fuel Element Technology"
New Orleans, April 1971 (ANS), p. 311
- [61] J.D.B. Lambert, L.A. Neimark: "Short-Term Restructuring and Densification in Mixed-Oxide Fuel Elements"
Trans. ANS 17, 171 (1973)
- [62] M.O. Marlowe: "Predicting In-Reactor Densification Behaviour of UO_2 "
Trans. ANS 17, 166, (1973)
- [63] H.R. Warner, I.A. Nichols: "BUBL-2 - A Statistical Fuel Swelling and Gas Release Model for Varying Power History"
Trans. ANS 17, 181 (1973)
- [64] R.B. Poeppel, J.W. Dias: "Effects of Bubble Size on Fission Gas Release"
Trans. ANS 17, 182, (1973)
- [65] W. Chubb et al.: "Fission Gas Swelling of Refractory Nuclear Fuels"
Mat. Sci. Eng. 9 (1972), 293-300
- [66] T.T. Cloudson: "Irradiation Induced Swelling and Creep in Fast Reactor Materials"
Proceeding Int. Meeting "Fast Reactor Fuel and Fuel Elements",
Karlsruhe, Sept. 1970
- [67] K.D. Closs: "Untersuchungen an einem 15 Cr 15 NiTiB-Stahl zum Kriechen unter Neutronenbestrahlung bei 550 °C"
Z. Atomwirtschaft, April 1973, S. 173
- [68] K.D. Closs: "Helium-Erzeugung in den Stählen 1.4988, 1.4981 und 1.4970"
Z. Atomwirtschaft, Juni 1972, S. 315

- [⁻69₋] E.E. Bloom, J.R. Weir Jr.: "Effect of Neutron Irradiation on the Ductility of Austenitic Stainless Steel"
Nucl. Technology, Vol. 16, Oct. 1972, 45-54
- [⁻70₋] H. Böhm: "Die Porenbildung in metallischen Werkstoffen durch Neutronenbestrahlung"
KFK-838, Sept. 1968
- [⁻71₋] K. Ehrlich: "Das Schwellen von Hüll- und Strukturmaterialien unter Neutronenbestrahlung"
Z. Atomwirtschaft, Juli 1971, S. 356
- [⁻72₋] P. Murray: "Fast Breeder Fuel"
Reactor Technology, Vol. 15, No. 1, Spring 1972, 16-58
- [⁻73₋] H. Böhm: "Werkstoffverhalten unter Bestrahlung"
(Bericht von der A/Conf. 49, Genf, Sept. 1971)
Z. Atomwirtschaft, Dez. 1971, S. 677
- [⁻74₋] A.R. Wazzan: "Effect of Stress on Swelling"
Trans ANS 17 (1973)
- [⁻75₋] J.R. Weir Jr., H.E. Mc Coy Jr.: "Cladding and Structural Materials"
ORNL-4770, Sept. 1971, p. 69
- [⁻76₋] R.L. Fish, J.J. Holmes: "Tensile Properties of Annealed Type 316 Stainless Steel after EBR-II Irradiation"
J. Nucl. Materials 46 (1973), 113-120
- [⁻77₋] J.L. Straalsund, C.K. Day: "Effect of Neutron Irradiation on the Elastic Constants of Type-304 Stainless-Steel"
Nucl. Technology Vol. 20, Oct. 1972, 27-34
- [⁻78₋] P. Wirtz: "Ein Beitrag zur theoretischen Beschreibung des Siedens unter Störfallbedingungen in natriumgekühlten schnellen Reaktoren"
Dissertation, Universität (TH) Karlsruhe, Juni 1973
KFK-1858, Okt. 1973

- [79] G. Bartholome, G. Vasoukis: "Technische Anwendung der Bruchmechanik zum Sicherheitsnachweis von Reaktorkomponenten" Preprints 2nd Int. Conf. "Struktural Mechanics in Reactor Technology", Berlin, Sept. 1973, Vol. 3 (G 5/7)
- [80] A.K. Agrawal: "Analysis of the Fuel Meltdown Experiment (S-3) with the Transient Reactor Test (TREAT) Facility" ANL-7610, Jan. 1970
- [81] C.E. Johnson et al.: "Fuel Cladding Chemical Interactions in UO_2 -20 wt % $Pu O_2$ Fast Reactor Fuel Clad with Stainless Steel" Proc. Conf. "Fast Reactor Fuel Element Technology" New Orleans, April 1971 (ANS), p. 393
- [82] K.J. Perry et al.: "Fuel-Clad Reactions Observed in Stainless-Steel-Clad Mixed-Oxide Fuel Pin Irradiation" Trans. ANS Suppl. 1 to Vol. 14 (1971), 17
- [83] M.D. Carelli et al.: "LMFBR Fuel Rod Design Limits and Transient Survival Criteria" Z. Atomwirtschaft, Febr. 1971, S. 84
- [84] G.E. Culley et al.: "Fast Reactor Safety Implications of Recent Assessments of Fuel Pin Transient Behavior" Int. Conference on Engineering of Fast Reactors for Safe and Reliable Operations, Karlsruhe, Oct. 1972 (Vol. II, 626-642)
- [85] G.R. Thomas, J.H. Field: "Oxide Fuel Behavior During Transient Overpower Conditions" Trans. ANS Suppl. 1 to Vol. 14 (1971), 29
- [86] A.B. Rothman et al.: "First TREAT Mark-II Loop Failure Threshold Experiment with Preirradiated FFTF-Type Fuel (H3)" Trans. ANS 16, 181-182, (1973)
- [87] L.E. Robinson: "The Mark-II Integral Sodium TREAT Loop" Trans. ANS 13, 354-355, (1970)

- [88_] G. Heusener et al.: "Analysis of Hypothetical Accidents for SNR-300"
Int. Conference on Engineering of Fast Reactor for Safe and Reliable Operations, Karlsruhe, Oct. 1972 (Vol. III, 1235-1266) und KFK-1834, Sept. 1973
- [89_] K. Kummerer, H. Elbel: "Experimental and Modeling Results Concerning the Operational Behaviour of a SNR-Type Fuel Pin"
Symposium on Fuel and Fuel Elements for Fast Reactors Brussels, July 1973 (IAEA/SM-173+V-25)
- [90_] M.D. Freshley et al.: "Behavior of Discrete Plutonium-Dioxide Particles in Mixed-Oxide Fuel During Rapid Power Transient"
Nucl. Technology, Vol. 15, Aug. 1972, 239-248
- [91_] C.E. Miller, J.J. Barghusen: "Particle-size Distribution of Residues from In-pile Tests S3, S4, S5 and S6"
ANL-7833, June 1971, p. 8.23
- [92_] H.H. Hummel, D. Okrent: "Reactivity Coefficients in Large Fast Power Reactors"
Published by American Nuclear Society, 1970
- [93_] B.F. Rubin et al.: "Fuel-Cladding Mechanical Interaction in LMFBR Fuel Rods"
Nucl. Technology, Vol. 16 (1972), 89-99
- [94_] L.L. Smith, M.G. Stevenson: "Effect of Reactivity Insertion Rate on Fuel Pin Failure Threshold"
Trans. ANS 17, 284-285, (1973)
- [95_] G. Keßler, et al.: "CABRI Feasibility Study"
Interne Studie über die Durchführbarkeit von Brennstabexperimenten unter transienten Lastbedingungen im CABRI-Reaktor.
GfK-PSB, Nov. 1973
- [96_] B. Kuczera et al.: "Ansätze zur Behandlung hypothetischer Störfälle in natriumgekühlten schnellen Brutreaktoren"
Z. KFK-Nachrichten 1/73, S. 15

[97]

H. Elbel, H. Hoffmann: "Analyse der Brennstoff- und Hüllrohrverformungen bei DFR-304 und DFR-350"
Veröffentlichung auf der Reaktortagung 1974 (Berlin) geplant.

[98]

A. Watanabe, M.G. Stevenson: "Preliminary Cladding Deformation Analysis of H5 TREAT Test by SAS 2A/DEFORM II"
Trans. ANS 17, 363-364, (1973)