



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH

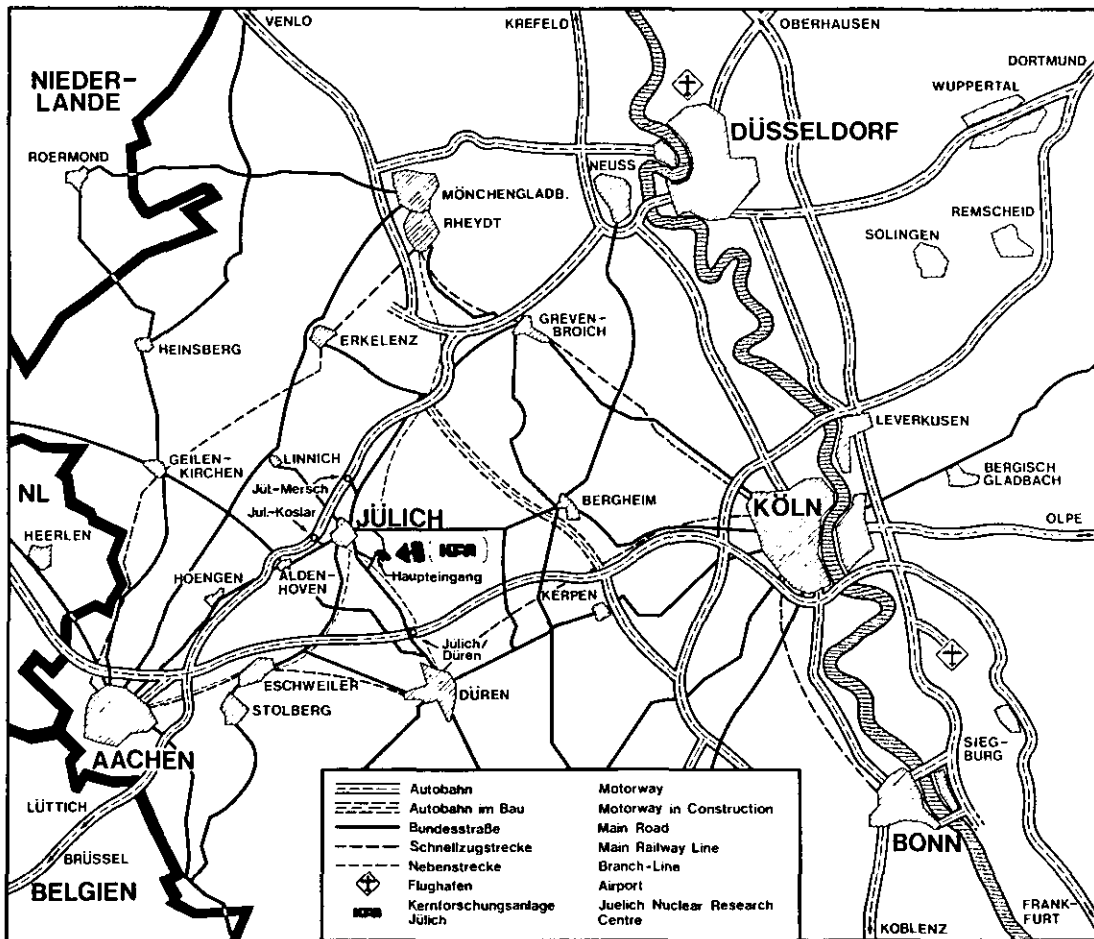
Institut für Reaktorentwicklung

**Analysen zur Dynamik von
Kugelhaufen-Hochtemperaturreaktoren**

von

H. Engelbrecht

Jül - Spez - 123
August 1981
ISSN 0343-7639



Als Manuskript gedruckt

Spezielle Berichte der Kernforschungsanlage Jülich - Nr. 123

Institut für Reaktorentwicklung Jül - Spez - 123

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH

Postfach 1913 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)

Telefon: 024 61/610 · Telex: 833556 kfa d

Analysen zur Dynamik von Kugelhafen-Hochtemperaturreaktoren

von

H. Engelbrecht

D 82 (Diss. T. H. Aachen)

ANALYSES OF THE DYNAMICS OF PEBBLE BED HIGH TEMPERATURE REACTORS

by

Helmut Engelbrecht

ABSTRACT

With the aid of the axial-one dimensional diffusion program DYNOTTO in this work the dynamical accident behaviour of pebble bed high temperature reactors is investigated. The effects of temporal xenon concentration changes, temperature-dependent variations of the radial neutron losses and the possible accident 'water ingress' have been included in the program. An analytical simulation of the experiments performed at the AVR in Jülich come to a good agreement between the measured results and the arithmetical results. Also the accident behaviour of other HTR-concepts is described analytically. The results confirm, also for extremely impossible accident situations, that pebble bed high temperature reactors show a high inherent safety, which especially is effective for small HTRs.

ANALYSEN ZUR DYNAMIK VON
KUGELHAUFEN-HOCHTEMPERATURREAKTOREN

von

Helmut Engelbrecht

KURZFASSUNG

Mit Hilfe des axial-eindimensionalen Diffusionsprogramms DYNMOTO wird in dieser Arbeit das dynamische Störfallverhalten von Kugelhaufen-Hochtemperaturreaktoren untersucht. Die Auswirkungen von zeitlichen Xenonkonzentrationsänderungen, temperaturbedingten Schwankungen der radialen Neutronenverluste und des möglichen Störfalls Wassereinbruch werden programmtechnisch neu beschrieben. Eine rechnerische Simulation der am AVR in Jülich durchgeführten Experimente ergibt eine gute Übereinstimmung zwischen den Meßwerten und den Rechenergebnissen. Auch das Störfallverhalten anderer HTR-Konzepte wird rechnerisch beschrieben. Die Ergebnisse bestätigen, auch für extrem unwahrscheinliche Störfallsituationen, daß Kugelhaufen-Hochtemperaturreaktoren eine hohe inhärente Sicherheit aufweisen, die insbesondere bei kleinen Reaktorvarianten zum Tragen kommt.

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
1. Einleitung	1
2. Beschreibung des DYNOTTO-Rechenprogramms	3
2.1 Berechnungsverfahren	3
2.2 Modellmäßige Darstellung der Reaktoren	7
3. Berücksichtigung von Xenon-Effekten im Programm DYNOTTO	9
3.1 Lösung der Xenon-Abbrandgleichung	9
3.2 Programmtechnische Berücksichtigung der Xenon-Effekte	12
3.3 Näherungsweise Darstellung der Xenon-Effekte	14
3.4 Beispielrechnungen	15
4. Weitere Programmodifikationen	18
4.1 Berechnung der verzögerten Neutronen	18
4.2 Rückkehr zur Leistungsrechnung	20
4.3 Berechnung der Wasserkonzentration	23
5. Der Einfluß des radialen Bucklings auf axial-eindimensionale Rechnungen	31
5.1 Berechnungsverfahren und Ergebnisse	32
5.2 Programmtechnische Darstellung eines temperaturabhängigen Bucklings	37
5.3 Abhängigkeit der Bucklingwerte vom H_2O - Gehalt des Cores	42
5.4 Zusammenfassende Wertung	43
6. Überprüfen der DYNOTTO-Rechenergebnisse anhand von AVR-Meßdaten	45
6.1 Der Vierstaklemmversuch vom 3.12.74	47
6.2 Abschalten des AVR-Reaktors durch Schließen der Hauptpaßklappen	51

	Seite
6.3 Reduktion der Gebläsedrehzahl auf 400 min ⁻¹	54
6.4 Abschließende Wertung	57
7. Ergebnisse der Untersuchungen verschiedener HTR-Konzepte	58
7.1 PNP 3000 im 40%-Teillastbetrieb	59
7.1.1 Störungen des Reaktorgleichgewichts- zustandes	61
7.1.2 Sprungförmige Änderung der Gasein- trittstemperatur	61
7.1.3 Störfall Wassereinbruch	64
7.1.4 Zusammenfassende Wertung	67
7.2 PND 1500	68
7.2.1 Stationärer Betriebszustand	70
7.2.2 Sprungförmige Änderung der Gasein- trittstemperatur	74
7.2.3 Störfall Wassereinbruch	77
7.2.4 Zusammenfassende Wertung	81
7.3 200 MW-HTR in Modulbauweise	82
7.3.1 Sprungförmige Änderung der Gasein- trittstemperatur	85
7.3.2 Ausfahren der Regelstäbe	86
7.3.3 Störfall Wassereinbruch	87
7.3.4 Zusammenfassende Wertung	88
8. Zusammenfassung	90
Literaturverzeichnis	93
Anhang	

VERZEICHNIS DER ABKÜRZUNGEN UND SYMBOLE

A	freier Strömungsquerschnitt	cm^2
B^2	radiale Bucklings	cm^{-2}
C	Konzentration der Mutterkerne der verzögerten Neutronen	cm^{-3}
D	Diffusionskonstante	cm
He	Helium	
H_2O	Wasser	
J	Jodkonzentration	cm^{-3}
K	Konzentration eines fiktiven Kontrollgiftes	cm^{-3}
L_s	Loschmidt Zahl	mol^{-1}
M	Molmasse	g/mol
P	Reaktorgesamtleistung	W
T	Temperatur	$^{\circ}\text{C}$
Xe	Xenonkonzentration	cm^{-3}
h	H_2O -Teilchendichte	cm^{-3}
g	H_2O -Teilchenstromdichte	$\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
m	Massenstrom	kg/s
r	Ortskoordinate längs des Brennelementradius	cm
t	Zeitkoordinate	s
v	energiegemittelte Geschwindigkeit der Neutronen	cm/s
w	Geschwindigkeit des Kühlmittels	m/s
z	Ortskoordinate längs der Reaktorachse	cm
k	Multiplikationskonstante	

ψ	schneller Neutronenfluß	$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
ϕ	thermischer Neutronenfluß wenn mit Index = Gruppenfluß	$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
Σ	makroskopischer Absorptionsquerschnitt	cm^{-1}
σ	mikroskopischer Absorptionsquerschnitt	cm^2
ϑ	Temperatur	$^{\circ}\text{C}$
β	Anteil der verzögerten Neutronen an der Gesamtzahl der entstehenden Neutronen	
ϵ	Porösität	
λ	Zerfallskonstante	s^{-1}
ν	Spaltausbeute	
ρ	Reaktivität	
γ	Yield	

Indizes

1,2	Gruppennumerierung
Br	Brennstoff
Mo, Mod	Moderator
tot	total
a	Absorption
f	Spaltung
p	Produktion
s	Streuung
K	Kontrollstab
G	fiktives Gift
k	Gruppen verzögerter Neutronen
eff	effektiv

1. Einleitung

Einen Schwerpunkt der heutigen Forschungsarbeiten im Bereich der nuklearen Energieerzeugung bilden die Untersuchungen zur Reaktorsicherheit. Das Störfallverhalten der verschiedenen Reaktorkonzepte, speziell die physikalischen Vorgänge im Core nach Ausfall einzelner Komponenten oder Anlagenteile, sind hierbei von grundlegender Bedeutung für die Sicherheitsmaßnahmen, die ergriffen werden müssen, um eine Schädigung der Anlagen und der Umwelt zu verhindern.

Zur numerischen Simulation des Störfall- und Regelverhaltens von Kugelhaufen-Hochtemperaturreaktoren wurde das Programm DYNOTTO erstellt /1/ /2/, das insbesondere dazu geeignet ist, Fragen zur Kurzzeitdynamik dieses Reaktortyps zu beantworten. Unter diesem Begriff versteht man die reaktorphysikalischen Vorgänge, die sich im Sekunden- bis Minutenbereich nach Auftreten einer Störung des Reaktorgleichgewichtszustandes ereignen. Wird diese Störung durch eine Regelmaßnahme hervorgerufen, so stellt sich die Frage, welcher neue, stationäre Reaktorzustand nach welcher Zeit erreicht wird; handelt es sich um einen Störfall, so ist es wichtig zu wissen, ob und inwieweit technologische Grenzen der Reaktorauslegung überschritten werden. Aus programmtechnischen Gründen beschränken sich die Untersuchungen hierbei auf den Reaktorkern. Die übrigen Anlagenkomponenten werden aber von den Ereignissen im Core direkt beeinflusst, so daß die Ergebnisse des Programms DYNOTTO auch Rückschlüsse über die Störfallauswirkungen auf andere Reaktorteile zulassen.

Da die Hochtemperaturreaktoren aufgrund ihrer physikalischen Eigenschaften, wie z. B. der niedrigen Leistungsdichte und der großen Wärmekapazität des Cores, relativ träge auf Störungen des Gleichgewichtszustandes reagieren, ist eine Betrachtung der Störfallabläufe über eine längere Zeitspanne hin notwendig, um die sich ergebenden corephysikalischen und sicherheitstechnischen Fragen besser beantworten zu können.

Aufgabe dieser Arbeit ist es unter anderem, das Programm DYNOTTO so zu erweitern, daß die Störfallauswirkungen bis in den Stundenbereich hinein simuliert werden können.

Darüber hinaus sollen die Möglichkeiten des Programmes zu Untersuchung unterschiedlicher HTR-Projekte eingesetzt werden, wobei zu verdeutlichen ist, welchen Einfluß z. B. die Brennelementbeladung oder das Leistungsniveau auf das Störfallverhalten von Kugelhaufen-Hochtemperaturreaktoren haben. Außerdem soll die Aussagekraft des DYNOTTO-Rechenprogramms überprüft werden. Der einzige zur Zeit in Betrieb befindliche Kugelhaufen-Hochtemperaturreaktor ist der AVR in Jülich. An diesem Reaktor wurden zu experimentellen Zwecken einige Störfälle simuliert und meßtechnisch erfaßt. Die Auswertung dieser Experimente im Vergleich zu den DYNOTTO-Rechenergebnissen bieten eine gute Möglichkeit, die Aussagekraft des Programms zu beurteilen.

2. Beschreibung des DYNOTTO-Rechenprogramms

2.1 Berechnungsverfahren

Das Computerprogramm DYNOTTO wurde entwickelt, um das Kurzzeitstörverhalten von Hochtemperaturreaktoren mit kugelförmigen Brennelementen zu untersuchen. Dazu löst das Programm die eindimensionale, zeitabhängige Zweigruppendiffusionsgleichung in axialer Richtung. Die endliche Ausdehnung des Reaktorcores in radialer Richtung wird durch ortsabhängige Zweigruppenbucklings berücksichtigt. Diese eindimensionale Zweigruppennäherung der zeitabhängigen Diffusionsgleichung läßt sich in der folgenden Form angeben /1/ :

$$\begin{aligned} \frac{1}{v_1(z,t)} \cdot \frac{\delta \Psi(z,t)}{\delta t} &= \nabla D_1(z,t) \nabla \Psi(z,t) - (\Sigma_{A1}(z,t) + \Sigma_S(z,t) + \Sigma_{G1}(z) \\ &+ \Sigma_{K1}(z) + D_1(z,t) \cdot B_1^2(z)) \cdot \Psi(z,t) \\ &+ (1 - \beta) (\Sigma_{P1}(z,t) \cdot \Psi(z,t) \\ &+ \Sigma_{P2}(z,t) \cdot \phi(z,t)) + \sum_k \lambda_k \cdot C_k(z,t) \end{aligned} \quad (2.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{v_2(z,t)} \cdot \frac{\delta \phi(z,t)}{\delta t} &= \nabla D_2(z,t) \nabla \phi(z,t) - (\Sigma_{A2}(z,t) + \Sigma_{G2}(z) + \Sigma_{K2}(z) \\ &+ D_2(z,t) \cdot B_2^2(z)) \cdot \phi(z,t) + \Sigma_S(z,t) \cdot \Psi(z,t) \end{aligned} \quad (2.2)$$

(Zu den Abkürzungen und Symbolen siehe das entsprechende Verzeichnis.)

Die Zeitabhängigkeit der verzögerten Neutronen wird für jede Gruppe k durch folgende Differentialgleichung beschrieben:

$$\frac{\delta C_k(z,t)}{\delta t} = \beta_k \cdot [\sum p_1(z,t) \cdot \psi(z,t) + \sum p_2(z,t) \cdot \phi(z,t)] - \lambda_k \cdot C_k(z,t)$$

(2.3)

Zur Lösung dieser Gleichungen wird ein in /1/ näher beschriebenes Differenzenverfahren angewendet. Dabei werden sowohl zur Bestimmung des stationären Ausgangszustandes als auch für die instationären Berechnungen dieselben Lösungsverfahren benutzt. Der Reaktorgleichgewichtszustand kann durch Zugabe eines fiktiven Kontrollgiftes längs der Reaktorachse oder durch Verfahren der Abschaltstäbe eingestellt werden. Während der instationären Berechnungen wird die Zeitschrittweite automatisch in Abhängigkeit vom Flußverlauf gewählt, wodurch nach Abklingen der Störung eine Beschleunigung der Rechnungen möglich ist.

Die Koeffizienten in Gleichung 2.1 und 2.2 sind orts- und zeitabhängig. Diese Abhängigkeiten resultieren aus einer sich ändernden Nuklidichte über der Reaktorhöhe und einer temperaturabhängigen Änderung der Wirkungsquerschnitte. Da das Programm DYNOTTO speziell zur Beschreibung des Störfalls Wassereinbruch in HTR-Cores geeignet ist, müssen auch noch die Querschnittsänderungen in Abhängigkeit von der Wasserkonzentration berücksichtigt werden. Zur Beschreibung dieser Phänomene werden längs der Reaktorachse Spektralzonen mit konstanter Isotopenzusammensetzung definiert. Die Abhängigkeit der makroskopischen Wirkungsquerschnitte von der Brennstofftemperatur, der Moderatortemperatur und dem Wassergehalt wird programmintern für jede Spektralzone durch eine Potenzreihe zweiter Ordnung dargestellt.

$$\begin{aligned}
 \Sigma(T_{\text{Br}}, T_{\text{Mo}}, h) = & A_0 + A_1 \cdot (T_{\text{BrO}} - T_{\text{Br}}) + A_2 \cdot (T_{\text{MoO}} - T_{\text{Mo}}) \\
 & + A_3 \cdot (T_{\text{BrO}} - T_{\text{Br}})^2 + A_4 \cdot (T_{\text{MoO}} - T_{\text{Mo}})^2 \\
 & + A_5 \cdot (T_{\text{BrO}} - T_{\text{Br}}) \cdot (T_{\text{MoO}} - T_{\text{Mo}}) \\
 & + A_6 \cdot (h_0 - h) + A_7 \cdot (h_0 - h)^2 \\
 & + A_8 \cdot (h_0 - h) \cdot (T_{\text{BrO}} - T_{\text{Br}}) \\
 & + A_9 \cdot (h_0 - h) \cdot (T_{\text{MoO}} - T_{\text{Mo}})
 \end{aligned} \tag{2.4}$$

Die Größen T_{BrO} , T_{MoO} und h_0 sind dabei die Referenzwerte für die Temperaturen und den Wassergehalt. Die Faktoren A_0 bis A_9 werden aus den Ergebnissen zahlreicher Spektralrechnungen bestimmt.

Die Temperaturberechnungen selber gliedern sich in zwei Teile. Der Temperaturverlauf in den Brennelementen ergibt sich in Abhängigkeit vom Kugelradius r und der Zeit t als Lösung der instationären Wärmeleitungsgleichung. Die Gastemperaturen werden aus der Energiebilanz für ein differentiell kleines Gasvolumen ermittelt, die für die einzelnen Stützpunkte auf der Reaktorachse nach einem Verfahren nach BENDER /1/ /3/ durchgeführt wird. Dieses Verfahren hat sich bisher in allen Fällen als stabil erwiesen und wird in abgeänderter Version auch dazu genutzt, die Verteilung der H_2O -Partikelkonzentration beim Störfall Wassereinbruch zu bestimmen. Mit den auf diese Weise errechneten Temperaturen und Wasserkonzentrationen kann dann das oben beschriebene Polynom (2.3) zur Bestimmung neuer Wirkungsquerschnitte benutzt werden. Somit ist eine Simulierung der Leistungsrückkopplung des Reaktorsystems möglich.

Zur Veranschaulichung der Rechenweise des Programms DYNOTTO zeigt Abbildung 2.1 ein Flußdiagramm, in dem die wichtigsten Rechenschritte in ihrem logischen Zusammenhang dargestellt sind.

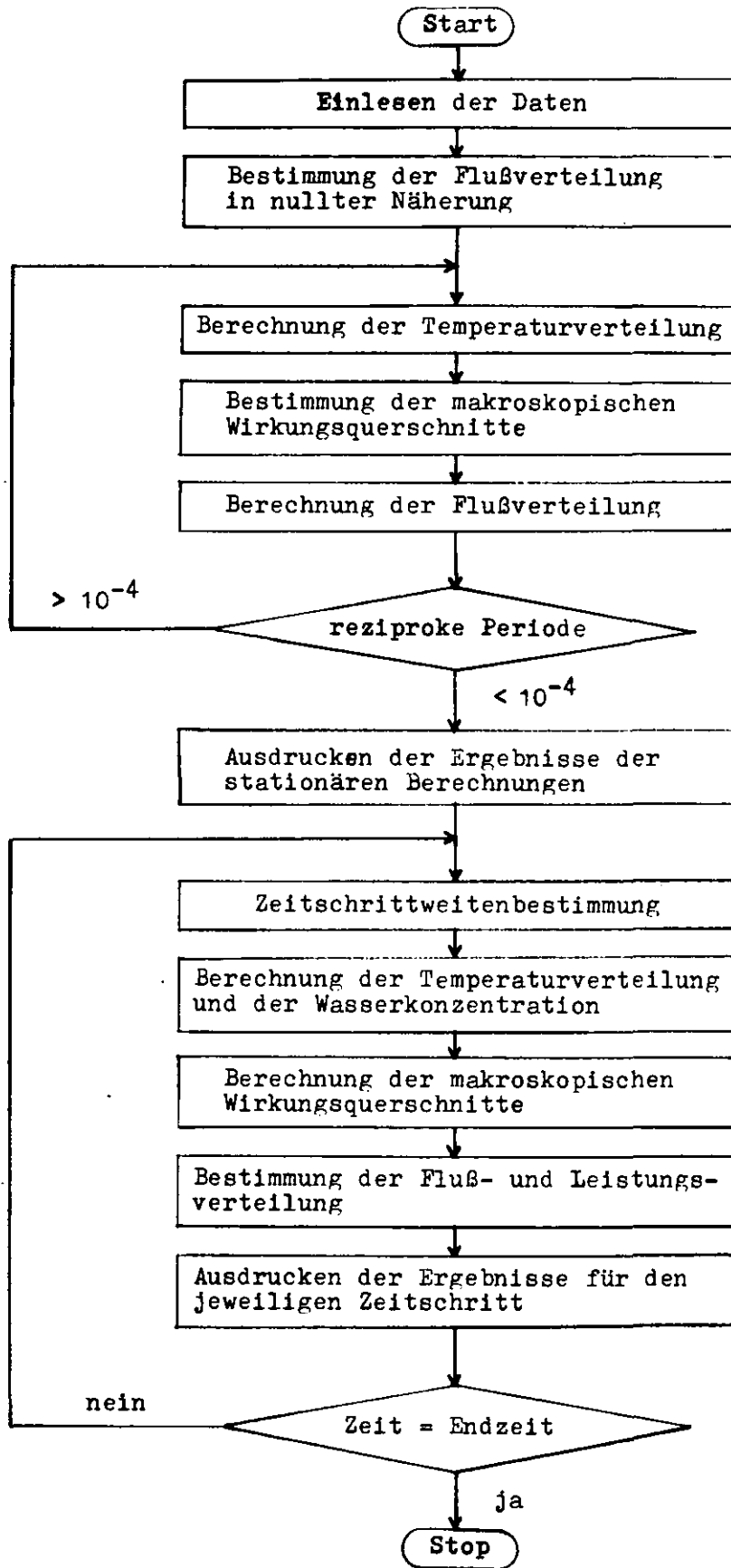


Abbildung 2.1 : Flußdiagramm des Programms DYNOTTO

2.2 Modellmäßige Darstellung der Reaktoren

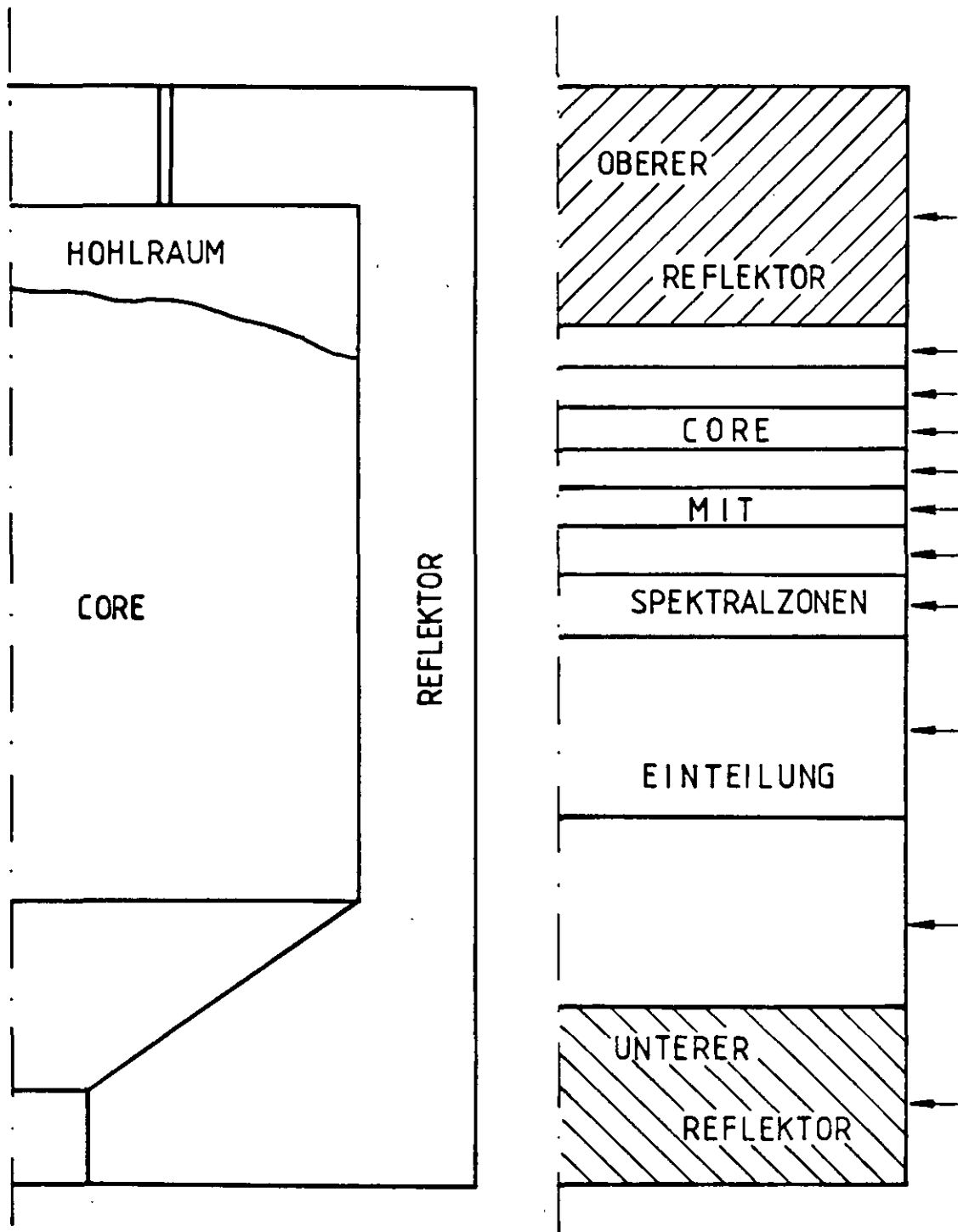
Für die Dateneingabe des Programms DYNOTTO muß die Reaktor-geometrie durch eine modellmäßige Darstellung beschrieben werden, bei der eine Reihe von Vereinfachungen vorzunehmen sind, die anhand von Abbildung 2.2 kurz erläutert werden sollen.

Der Coreaufbau wird durch eine Zylinderform gleicher Abmessungen ersetzt. Um die Diffusionsnäherung überhaupt benutzen zu können, werden der Deckenreflektor und der obere Hohlraum durch eine aufliegende Graphitschicht dargestellt, in der die Kühlgasführungs Kanäle verlaufen. Der untere Corebereich mit der kegelförmigen Abzugsvorrichtung wird durch einen volumengleichen zylindrischen Coreteil dargestellt. Im Bodenreflektor sind für die thermohydraulischen Rechnungen wieder Gaskanäle vorgesehen; das Kugelabzugrohr wird in der modellmäßigen Darstellung vernachlässigt.

Die Auswirkungen der Zylindrisierung des unteren Corebereiches sind bei Hochtemperaturreaktoren mit OTTO-Beschickung vernachlässigbar. Bei Reaktoren mit einer gleichmäßigeren Leistungsverteilung über der Corehöhe (MEDUL-Beschickung) trifft dies nicht zu. Auch die modellmäßige Darstellung des oberen Corebereiches führt sicherlich zu einer ungenauen Wiedergabe der in der Realität vorhandenen Fluß- und Leistungsverteilungen.

Die axial-eindimensionale Diffusionsnäherung betrachtet den Reaktorkern in radialer Richtung als unendlich ausgedehnt. Radiale Effekte, wie der Einfluß des Seitenreflektors, lassen sich durch Zweigruppenbucklings darstellen, die dem Programm spektralzonenweise vorgegeben werden können. Unterschiedliche radiale Beladungszonen werden durch eine volumengewichtete Mittelung der Nuklidichte bei der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte berücksichtigt.

Bei den Untersuchungen zum Störfallverhalten von Kugelhaufen-Hochtemperaturreaktoren, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, sind die oben beschriebenen modellmäßigen Vereinfachungen für alle untersuchten Reaktorkonzepte durchgeführt worden. Im weiteren werden deshalb die jeweiligen Modelle der einzelnen Reaktoren nicht mehr ausführlich beschrieben.



← Simulation des radialen Reflektors durch Bucklings

Abbildung 2.2 : Übertragung der realen Reaktorgeometrie auf das Rechenmodell

3. Berücksichtigung von Xenon-Effekten im Programm DYNOTTO

Bei der Betrachtung von Störfalltransienten im Rahmen der Kurzzeitdynamik werden im allgemeinen zeitlich konstante Nuklidkonzentrationen im Reaktorcore vorausgesetzt /1/. Diese Annahme verliert ihre Berechtigung, sobald die zu untersuchenden Phänomene in Zeitbereichen von mehr als 5 Minuten ablaufen, da bei größeren Zeiten die Veränderungen der Jod- und Xenonkonzentration im Corebereich den Störfallablauf beeinflussen /4/. Deshalb wurde das Programm DYNOTTO ertüchtigt, bei der Berechnung von Störfalltransienten die zeitlichen Konzentrationsänderungen des Xenon 135 zu berücksichtigen.

3.1 Lösung der Xenon-Abbrandgleichung

Das Programm DYNOTTO rechnet mit zwei Neutronen-Energiegruppen. Dementsprechend ergeben sich die Jod- bzw. Xenonkonzentrationen aus den Gleichungen:

$$\frac{dJ}{dt} = Y_J \cdot \sum_{i=1}^2 \Sigma_{f,i} \cdot \phi_i - \lambda_J \cdot J \quad (3.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{dXe}{dt} = & Y_{Xe} \cdot \sum_{i=1}^2 \Sigma_{f,i} \cdot \phi_i + \lambda_J \cdot J \\ & - \sum_{i=1}^2 \sigma_{a,i} \cdot \phi_i \cdot Xe - \lambda_{Xe} \cdot Xe \end{aligned} \quad (3.2)$$

Wenn der Neutronenfluß zeitschrittweise konstant gehalten wird, lassen sich diese Gleichungen analytisch lösen /5/, und man erhält für ein Zeitintervall

$$J(t+\Delta t) = J(t) \cdot \exp(-\lambda_J \cdot \Delta t) + J_0(t) \cdot (1 - \exp(-\lambda_J \cdot \Delta t)) \quad (3.3)$$

mit der Jodgleichgewichtskonzentration

$$J_0(t) = \frac{\gamma_J \cdot \sum_{i=1}^2 \Sigma_{f,i} \cdot \phi_i}{\lambda_J} \quad (3.4)$$

und

$$\begin{aligned} Xe(t+\Delta t) = & Xe(t) \cdot \exp(-\lambda_2 \cdot \Delta t) \quad (3.5) \\ & + \frac{\gamma_{Xe} \cdot \sum_{i=1}^2 \Sigma_{f,i} \cdot \phi_i}{\lambda_2} (1 - \exp(-\lambda_2 \cdot \Delta t)) \\ & + \frac{\lambda_J}{\lambda_2 - \lambda_J} \cdot J(t) \cdot \exp(-\lambda_2 \cdot \Delta t) \\ & \cdot (\exp((\lambda_2 - \lambda_J) \cdot \Delta t) - 1) \\ & + \lambda_J \cdot J_0(t) \cdot \exp(-\lambda_2 \cdot \Delta t) \\ & \cdot \left(\frac{1}{\lambda_2} \cdot (\exp(\lambda_2 \cdot \Delta t) - 1) \right. \\ & \left. - \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_J} \cdot (\exp((\lambda_2 - \lambda_J) \cdot \Delta t) - 1) \right) \end{aligned}$$

dabei ist

$$\lambda_2 = \lambda_{Xe} + \sum_{i=1}^2 \sigma_i \cdot \phi_i \quad (3.6)$$

Da gezeigt werden konnte (vgl. Abb. 3.1), daß bei der im Programm DYNOTTO gewählten Energiegruppeneinteilung das Verhältnis des schnellen zum thermischen mikroskopischen Absorptionsquerschnitt

$$\frac{\sigma_{Xe} (E > 1,86 \text{ eV})}{\sigma_{Xe} (E \leq 1,86 \text{ eV})} \leq 10^{-5}$$

ist, wurde im Programm gesetzt:

$$\sum_{i=1}^2 \sigma_i \cdot \phi_i \cong \sigma_{\text{therm.}} \cdot \phi_{\text{therm.}}$$

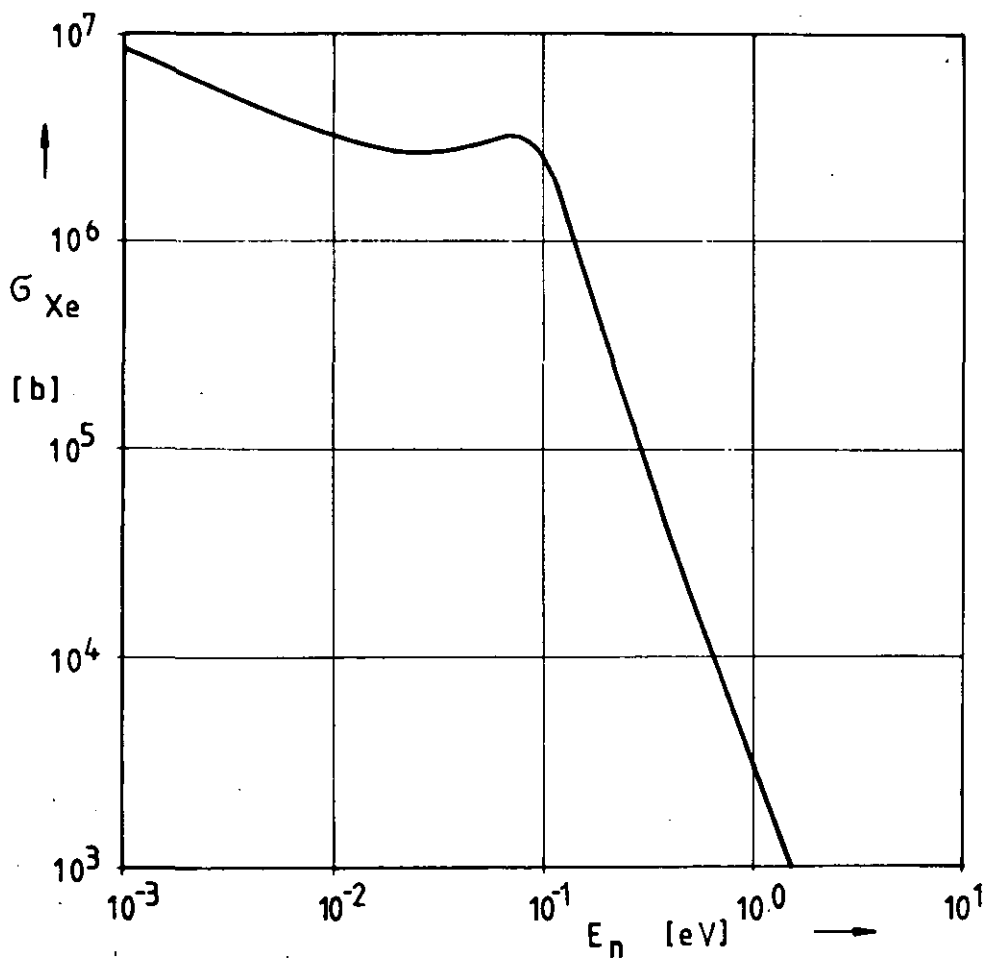


Abbildung 3.1 : Energieabhängiger Verlauf des mikroskopischen Absorptionsquerschnitts von Xenon 135

3.2 Programmtechnische Berücksichtigung der Xenoneffekte

Zur Lösung der Zwei-Gruppen-Diffusionsgleichung benötigt das Programm DYNOTTO die Vorgabe orts- und temperaturabhängiger makroskopischer Wirkungsquerschnitte, Diffusionskoeffizienten und Geschwindigkeiten. Die Abhängigkeit dieser Größen von der Brennstofftemperatur, der Moderator-temperatur und dem Wassergehalt wird programmintern für jede Spektralzone durch eine Potenzreihe 2. Ordnung dargestellt (vgl. Kap. 2.1).

Nimmt man anstelle der H₂O-Konzentration den Xenongehalt als Bezugsgröße, so kann mit dem gleichen Formalismus die Abhängigkeit der Koeffizienten der Diffusionsgleichung von der Xenonkonzentration ermittelt werden.

Somit ergibt sich in Analogie zur Gleichung 2.4 eine Potenzreihe 2. Ordnung der Form:

$$\begin{aligned} \Sigma(T_{\text{Br}}, T_{\text{Mo}}, \text{Xe}) = & A_0 + A_1 \cdot (T_{\text{BrO}} - T_{\text{Br}}) + A_2 \cdot (T_{\text{MoO}} - T_{\text{Mo}}) \\ & + A_3 \cdot (T_{\text{BrO}} - T_{\text{Br}})^2 + A_4 \cdot (T_{\text{MoO}} - T_{\text{Mo}})^2 \\ & + A_5 \cdot (T_{\text{BrO}} - T_{\text{Br}}) \cdot (T_{\text{MoO}} - T_{\text{Mo}}) \\ & + A_6 \cdot (\text{Xe}_0 - \text{Xe}) + A_7 \cdot (\text{Xe}_0 - \text{Xe})^2 \quad (3.7) \\ & + A_8 \cdot (\text{Xe}_0 - \text{Xe}) \cdot (T_{\text{BrO}} - T_{\text{Br}}) \\ & + A_9 \cdot (\text{Xe}_0 - \text{Xe}) \cdot (T_{\text{MoO}} - T_{\text{Mo}}) \end{aligned}$$

Zur Bestimmung der Faktoren A₀ bis A₉ müssen zahlreiche Spektralrechnungen durchgeführt werden. Da eine gleichzeitige Berücksichtigung der Wasser- und der Xenonkonzentration diesen Rechenaufwand vervielfachen würde, ist auf eine Darstellung der makroskopischen Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von den vier Größen Moderatortemperatur,

Brennstofftemperatur, Wassergehalt und Xenonkonzentration verzichtet worden.

Die Berechnung des stationären Ausgangszustandes wird im Programm DYNOTTO als instationäres Problem mit sehr kleiner Zeitschrittweite behandelt.

Da der Xenongehalt im Core während dieser Berechnungen nicht bekannt ist, wird bei jedem Iterationsschritt eine Neubestimmung erforderlich. Analog zu Gleichung 3.4 errechnet sich die Xenongleichgewichtskonzentration aus

$$Xe_o(t) = \frac{\gamma \cdot \sum_{i=1}^2 \Sigma_{f,i} \cdot \phi_i}{\lambda_{Xe} + \sigma_{Xe} \cdot \phi_{therm.}} \quad (3.8)$$

mit $\gamma = \gamma_J + \gamma_{Xe}$

und $\sigma_{Xe} \cdot \phi_{therm.} \cong \sum_{i=1}^2 \sigma_{Xe,i} \cdot \phi_i$

Hierzu muß aber der mikroskopische Absorptionsquerschnitt des Xenon bekannt sein, der ebenfalls stark energieabhängig ist (vgl. Abb. 3.1).

Dieser Zusammenhang wird wiederum durch eine Potenzreihe 2. Ordnung, analog zu Formel 3.7, berücksichtigt, d.h. der mikroskopische Absorptionsquerschnitt des Xenon für den thermischen Energiebereich kann also abhängig von der Brennstofftemperatur, der Moderatorortemperatur und der Xenonkonzentration berechnet werden.

Der so für das Gleichgewichtscore errechnete Xenongehalt dient während der instationären Rechnungen als Bezugswert für eine normierte Angabe der Konzentrationsänderungen.

Der aktuelle Xenongehalt wird während des Störfallablaufs mit Hilfe von Formel 3.4 und 3.5 für jeden Zeitschritt neu bestimmt.

3.3 Näherungsweise Darstellung der Xenoneffekte

Das Erstellen der Ausgangsdaten für das Programm DYNOTTO ist aufwendig und erfordert zahlreiche vorbereitende Rechnungen. Das oben beschriebene Modell zur Berücksichtigung der Xenoneffekte erhöht diesen Aufwand nicht stark, nimmt dem Programm aber die Möglichkeit, den Störfall Wassereintrich rechnerisch zu simulieren. Um nun Wasser- und Xenoneffekte mit dem Rechencode DYNOTTO behandeln zu können, wurde eine weitere vereinfachte Version zur Berücksichtigung der Xenonkonzentrationsänderungen programmiert, die es ermöglicht, die Effekte des Wassergehaltes im Core wie bisher /1/ zu beschreiben.

Dabei wird angenommen, daß die Auswirkungen der Änderungen des Xenongehaltes sich allein auf den makroskopischen Absorptionsquerschnitt in der Form

$$\Sigma_a(\text{Xe}) = \Sigma_a(\text{Xe}_0) + \sigma_a(\text{Xe}) \cdot \Delta \text{Xe} \quad (3.9)$$

beschränkt.

Diese Addition (Formel 3.9) erfolgt zeitschrittweise jeweils nach einer Neubestimmung des makroskopischen Absorptionsquerschnitts.

Der Wert für den mikroskopischen Absorptionsquerschnitt des Xenon wird als Funktion der Brennstoff- und Modertemperaturen und des Wassergehaltes durch eine Potenzreihe 2. Ordnung, analog zu Formel 3.7, berechnet. Die Bestimmung des Xenongehaltes geschieht wie in Kapitel 3.1 beschrieben, so daß für jeden Zeitschritt die Differenz zur Xenongleichgewichtskonzentration ΔXe bestimmt werden kann.

3.4 Beispielrechnungen

Von den beiden hier beschriebenen Verfahren zur Berücksichtigung der Xenonkonzentrationsänderungen ist das erste als genauer anzusehen, denn die Beschränkungen des Einflusses des Xenongehaltes auf den makroskopischen Absorptionsquerschnitt allein ist sicherlich mit Fehlern behaftet. Für den Vergleich der beiden Rechenverfahren wurde folgendes Testbeispiel ausgewählt:

Der Reaktor PNP 3000 läuft mit 100 % Leistung. Zum Zeitpunkt $t = 0,0$ sec springt die Heliumeintrittstemperatur von 300 auf 400° C. Dies bewirkt aufgrund des negativen Temperaturkoeffizienten des Cores einen Leistungsabfall. Werden die Xenonkonzentrationsänderungen nicht berücksichtigt, so stabilisiert sich die Reaktorleistung nach 50 sec bei 80 % der Ausgangsleistung (vgl. Abb.3.2).

Werden die Xenonkonzentrationsänderungen bei den Berechnungen berücksichtigt, so ist der Leistungsabfall, bedingt durch den Temperaturkoeffizienten der gleiche (Kurve c, d). Mit sinkendem Flußniveau wird aber weniger Xenon abgebrannt, die Konzentration im Core steigt an, und der Anteil der vom Xenon absorbierten Neutronen wächst. Dies führt zu einer weiteren, zeitlich langsamer verlaufenden Leistungsabnahme. Diese Effekte werden erst in größeren Zeitbereichen deutlich wirksam, was auch in Abbildung 3.2 zu erkennen ist.

Die in Abbildung 3.2 durch Punkte beschriebene Leistungskurve b wurde mit dem Programm AIREK-JUEL /6/ unter Verwendung eines punktkinetischen Rechenverfahrens ermittelt. Sie zeigt nach Vorgabe der oben beschriebenen Randbedingungen qualitativ den gleichen Störfallverlauf wie die mit dem Programm DYNOTTO unter Berücksichtigung der Xenoneffekte errechneten Leistungskurven. Die Abweichungen für kleine Zeiten erklären sich durch die programmintern unterschiedlichen Darstellungsweisen des

Deckenreflektors. Im AIREK-JUEL Rechencode wird der Reflektor durch eine Blindkugelschüttung simuliert. Hierdurch wird die Auswirkung einer Gaseintrittstemperaturerhöhung im leistungsproduzierenden Corebereich erst später wirksam als beim Programm DYNOTTO, das für die Gasführung im Deckenreflektor Kühlkanäle vorsieht.

In Abbildung 3.3 ist nochmals ein Vergleich der beiden im Programm DYNOTTO verwirklichteten Modelle zur Berücksichtigung von Xenonkonzentrationsänderungen aufgetragen. Angenommen wurde hierbei, daß die Gaseintrittstemperatur des PNP 3000 zum Zeitpunkt $t=0,0$ s um -100 K auf 200°C absinkt. Dies bewirkt eine Reaktivitätszufuhr, d.h. die Reaktorleistung nimmt zu. Mit steigenden Flußwerten wird aber auch mehr Xenon abgebrannt, so daß es nach der durch die Temperaturverminderung bedingten Leistungserhöhung noch zu einem langsamer verlaufenden Leistungsanstieg, verursacht durch die Abnahme der Xenonnuklidichte, kommt.

Ein Vergleich der Rechengenauigkeit der beiden im Programm DYNOTTO eingebauten Modelle zur Berücksichtigung der Xenonkonzentrationsänderungen zeigt, daß Unterschiede erst in größeren Zeitbereichen deutlich werden. Bei den weiteren Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit wurde das einfachere Modell zur Beschreibung der Jod- und Xenonabbrandeffekte gewählt, um auch den Störfall Wassereinbruch mit dem Programm untersuchen zu können.

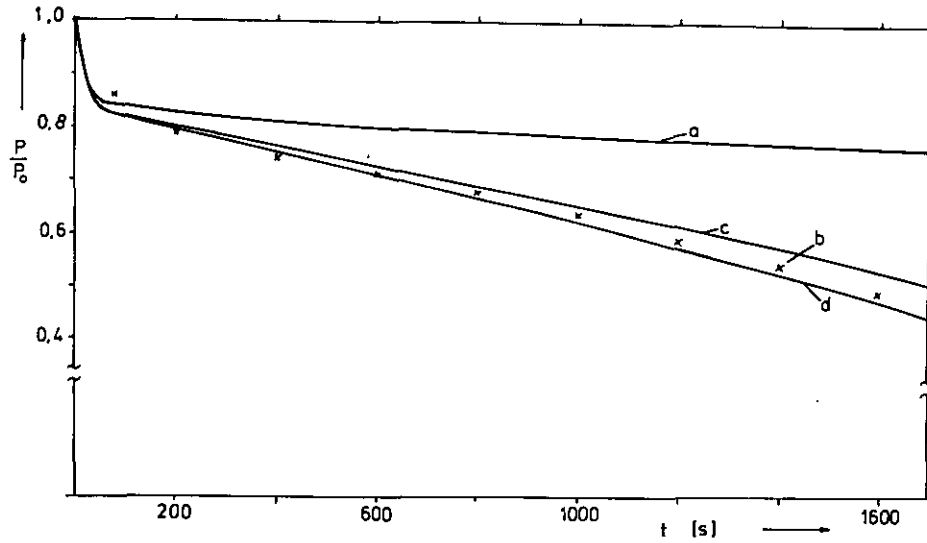


Abbildung 3.2 : PNP 3000, Störfall: Gaseintrittstemperatur + 100 K
a = DYNOTTO-Ergebnisse ohne Xenon-Effekte
b = AIREK-JUEL Ergebnisse mit Xenon
c = DYNOTTO mit Xenon
d = DYNOTTO mit Xenon (Näherung)

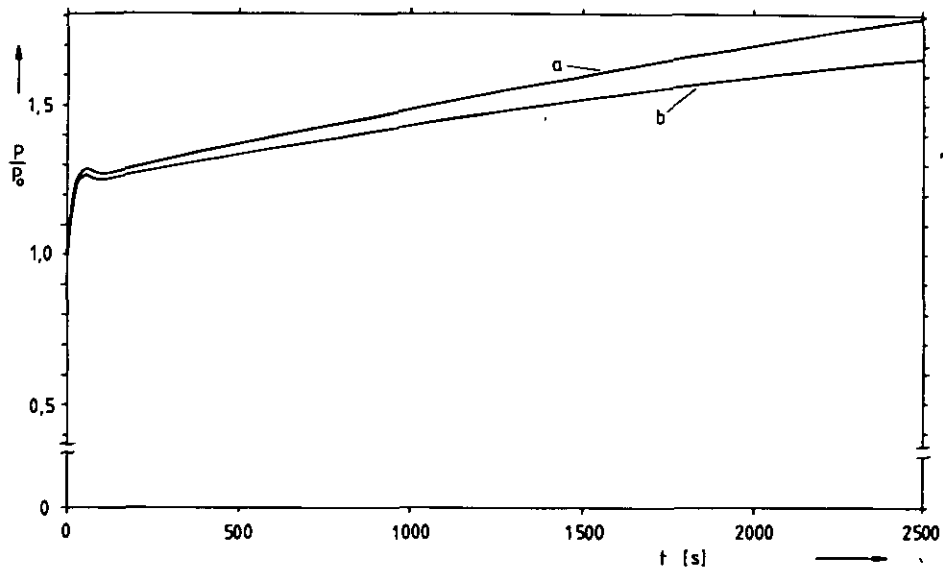


Abbildung 3.3 : PNP 3000, Störfall: Gaseintrittstemperatur - 100 K
a = DYNOTTO mit Xenon (Näherung)
b = DYNOTTO mit Xenon

4 Weitere Programmodifikationen

Zur Steigerung der Gebrauchsfähigkeit des Programms DYNOTTO wurden zahlreiche Änderungen vorgenommen, von denen die wesentlichsten nachfolgend näher erläutert werden.

4.1 Berechnung der verzögerten Neutronen

Um den Rechenzeitbedarf des Programms DYNOTTO verringern zu können, ist eine genauere Bestimmung der Konzentration der Mutterkerne der verzögerten Neutronen notwendig, als die von Scharf /1/ vorgeschlagene und programmierte Version. Die Zeitabhängigkeit der verzögerten Neutronen wird für jede Gruppe k durch die Differentialgleichung

$$\frac{\delta c_k(z,t)}{\delta t} = \beta_k \cdot [\sum_{p_1}(z,t) \cdot \psi(z,t) + \sum_{p_2}(z,t) \cdot \phi(z,t)] - \lambda_k \cdot c_k(z,t) \quad (4.1)$$

beschrieben. Zusammen mit den Gleichungen 2.1 und 2.2 muß diese Gleichung gelöst werden, da die Konzentration der verzögerten Neutronen in 2.1 wiederum als Quellterm behandelt wird. Mit den Definitionen

$$c_k(z, t) = c(t) \quad ; \quad \lambda_k = \lambda$$

und

$$\beta_k \left[\sum_{p_1}(z, t) \cdot \psi(z, t) + \sum_{p_2}(z, t) \cdot \phi(z, t) \right] = 1(t)$$

wird 4.1 zu

$$\frac{\delta c(t)}{\delta t} = l(t) - \lambda \cdot c(t), \quad (4.2)$$

Als weitere Annahme soll gelten, daß

$$l(t) = l(t_i) \quad t_i \leq t \leq t_{i+1}$$

ist. Dies erscheint gerechtfertigt, da sich, bedingt durch die flußabhängige Zeitschrittweitenkontrolle des Programms, der Flußwert während der Zeitspanne

$$\Delta t = t_{i+1} - t_i$$

nur geringfügig verändern kann.

Somit ergibt sich die analytische Lösung von Gleichung 4.2 zu

$$c(t_{i+1}) = \left(c(t_i) \right) - \frac{l(t_i)}{\lambda} \exp(-\lambda + \Delta t) + \frac{l(t_i)}{\lambda}. \quad (4.3)$$

Diese Gleichung wurde programmiert. Damit ist der bei der Berechnung der verzögerten Neutronenkonzentration gemachte relative Fehler unabhängig von der Zeitschrittweite Δt und wird lediglich durch die Annahme $l(t) = l(t_i)$ bedingt. Es sind also Zeitschrittweiten oberhalb der in /1/ und /2/ vorgeschlagenen Grenzen möglich, wodurch eine erhebliche Rechenzeiterparnis erreicht wird.

4.2 Rückkehr zur Leistungsrechnung

Ca. 7 % der im stationären Betrieb erzeugten Reaktorleistung stammt vom β - und γ -Zerfall radioaktiver Spaltprodukte, der ganz anderen zeitlichen Gesetzen gehorcht als der eigentliche Spaltprozeß /2/. Dies wird im Programm DYNOTTO so berücksichtigt, daß, sobald im Verlauf der Rechnungen die Reaktorgesamtleistung $P(t)$ die Bedingung /2/

$$P(t) \leq 0,07143 \cdot P(0) \quad (4.4)$$

erfüllt, die weitere zeitabhängige Leistungsproduktion nicht mehr vom Spaltprozeß, sondern allein von der Nachwärmeproduktion bestimmt wird. Diese Nachwärmeleistung wird durch folgende empirische Gleichung beschrieben /7/:

$$\begin{aligned} \frac{P(t)}{P(t=0)} &= 4,96 \cdot 10^3 \cdot \left[9,5 \cdot \left\{ t^{-0,2} - (t + t_{NB})^{-0,2} \right\} \right. \\ &- 1,2 \left\{ t^{-0,957} - (t + t_{NB})^{-0,957} \right\} \\ &- 29,8 \left\{ (t + 10^5)^{-0,366} - (t + 10^5 + t_{NB})^{-0,366} \right\} \\ &+ 12,1 \left\{ t^{-0,23} - (t + t_{NB})^{-0,23} \right\} \\ &\left. - 5,35 \left\{ t^{-0,45} - (t + t_{NB})^{-0,45} \right\} \right] \quad (4.5) \end{aligned}$$

mit t_{NB} = Reaktorbetriebszeit vor Störfallbeginn

Dabei bleibt die räumliche Leistungsverteilung entsprechend der Leistungsformfunktion zu Beginn der Nachwärmerechnungen erhalten. Eine denkbare Rückkehr zur erneuten Leistungsberechnung nach der Diffusionsgleichung war im Programm DYNOTTO bisher nicht vorgesehen.

Der Formalismus zur Berechnung der Nachwärmeleistung geht von der Annahme aus, daß der Reaktor für einen Zeitraum von 10^9 Sekunden, bzw. ca. 30 Jahre, kontinuierlich und störungsfrei mit der Leistung $P(0)$ betrieben worden ist, bevor die gegenwärtig berechnete Transiente ausgelöst wird. In der Realität wird diese Randbedingung wohl nicht erfüllt werden können. Die durch den nachträglichen Spaltproduktzerfall freigesetzte Leistung ist nach kürzeren Reaktorbetriebszeiten aber nicht wesentlich geringer /7/.

Mit der Möglichkeit, Störfalltransienten auch über längere Zeiträume hin rechnerisch zu simulieren, erscheint es notwendig, das Programm so zu ändern, daß ein erneuter Leistungsanstieg ebenfalls berechnet werden kann. Dazu wird nach Unterschreiten des durch Gleichung 4.4 beschriebenen Leistungsniveaus parallel sowohl eine Leistungsberechnung durch Lösen der Diffusionsgleichung, als auch eine Leistungsberechnung entsprechend dem Nachwärmealgorithmus durchgeführt. Die beiden so ermittelten Werte werden miteinander verglichen, der jeweils höhere dient dann als Ausgangsgröße für die thermohydraulischen Berechnungen. Steigt die Reaktorleistung wieder über den durch Gleichung 4.4 beschriebenen Wert, so wird die Leistungsbe-
rechnung durch den Nachwärmealgorithmus gestoppt. Ein erneuter Leistungsabfall führt dann wieder zur Aufnahme der Nachwärmerechnung nach Gleichung 4.5, wobei die gleichen Randbedingungen gelten wie vorher. Dies führt zu einer Überbewertung der erzeugten Nachwärmeleistung. In Realität addieren sich beim Abschalten eines Reaktors die Nachwärmeleistung und die verbliebene Spaltleistung. Dies wird im Rechenmodell nicht berücksichtigt, da beim

normalen Abschaltvorgang die Spaltleistung exponentiell abfällt. Kommt es aber zu Leistungsschwingungen, so wird durch die oben beschriebene Überbewertung der Nachwärmeleistung die Vernachlässigung der Spaltleistung teilweise kompensiert.

Abbildung 4.1 verdeutlicht den Unterschied zwischen der alten und der neuen Berechnungsweise. Angenommen wurde, daß der Reaktor PNP 3000 aus dem Teillast- in den Voll- lastbetrieb gebracht werden soll. Dabei fallen die Gebläse aus. Dies bewirkt eine Leistungsschwingung des Reaktors. Nach dem alten Berechnungsverfahren konnte schon der zweite Leistungsanstieg nicht mehr simuliert werden, da nach der erstmaligen Aufnahme der Nachwärmeberechnung eine Rückkehr zur Leistungsberechnung nicht möglich war. Die erweiterte Version des Programms DYNOTTO ermöglicht somit eine bessere rechnerische Simulation der tatsächlichen Verhältnisse.

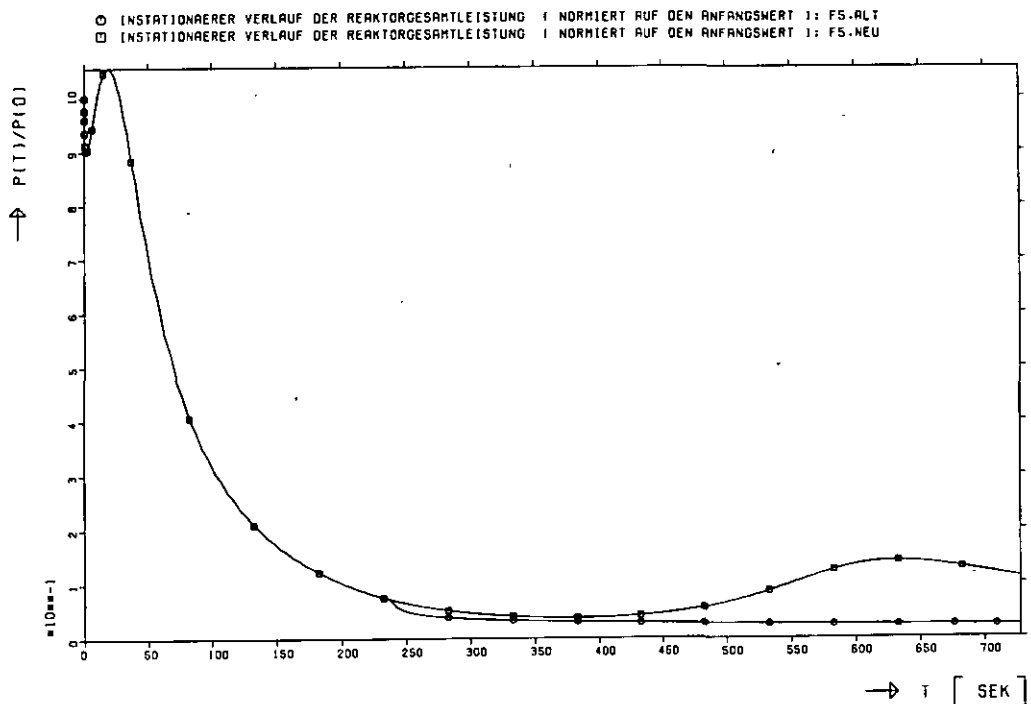


Abbildung 4.1 : PNP 3000, Störfall Gebläseversagen
Vergleich des neuen und alten Verfahrens
zur Bestimmung der Nachwärmeleistung.

4.3 Berechnung der Wasserkonzentration

Das Programm DYNOTTO benötigt zur Lösung der Zweigruppen-Diffusionsgleichung makroskopische Wirkungsquerschnitte, die programmintern in Abhängigkeit von der Brennstofftemperatur, der Moderatortemperatur und dem Wassergehalt bestimmt werden (vgl. Kapitel 2, Gleichung 2.3). Zur Berechnung der dabei verwendeten Wasserkonzentrationswerte wird zunächst ein H_2O - Teilchenstrom definiert, wobei folgende Fallunterscheidung zu treffen ist /1/ :

- 1) Die Strömungsgeschwindigkeit des Gasgemisches (H_2O und Helium) ist so gering, daß während eines Zeitintervalls Δt (Δt wird durch die automatische Zeitschrittweitenkontrolle im neutronenphysikalischen Teil des Programms festgelegt.) der nächste Knotenpunkt nicht erreicht wird, also

$$\Delta z_i \geq \Delta t \cdot \bar{w}_i$$

Dann gilt für den Wasserteilchenstrom

$$\begin{aligned} g(z_{i+1}, t_{K+1}) &= g(z_{i+1}, t_K) - \frac{\bar{w}_i(t_{K+1}) \Delta t_K}{\Delta z_i} \\ &\quad \cdot \left(g(z_{i+1}, t_K) - g(z_i, t_K) \right) \\ &\quad + \bar{h}(t_K) \left(\bar{w}_i(t_{K+1}) - \bar{w}_i(t_K) \right) \cdot \frac{1}{A} \end{aligned}$$

- 2) Für den Fall, daß die Maschenweite Δz_i kleiner ist als die von dem Gasgemisch während des Zeitintervalls Δt zurückgelegte Distanz, also $\Delta z_i \ll \Delta t_K \cdot \bar{w}_i$, gilt :

$$\begin{aligned}
 g(z_{i+1}, t_{K+1}) &= g(z_i, t_{K+1}) - \frac{\Delta z_i}{\bar{w}_i(t_{K+1}) \cdot \Delta t_K} \\
 &\quad \cdot \left(g(z_i, t_{K+1}) - g(z_i, t_K) \right) \\
 &\quad + \bar{h}(t_K) \left(\bar{w}_i(t_{K+1}) - \bar{w}_i(t_K) \right) \frac{1}{A} \\
 &\quad \cdot \frac{\Delta z_i}{\bar{w}_i(t_{K+1}) \cdot \Delta t_K}
 \end{aligned}$$

Dabei ist

A = der freie Strömungsquerschnitt in der jeweiligen Masche $z_i \leq x \leq z_{i+1}$

$\bar{w}(t_{K+1})$ = die Strömungsgeschwindigkeit zum Zeitpunkt t_{K+1} in der jeweiligen Masche $z_i \leq x \leq z_{i+1}$

$\bar{h}(t_K)$ = die H_2O - Teilchendichte zum Zeitpunkt t_K in der jeweiligen Masche $z_i \leq x \leq z_{i+1}$

Für die Strömungsgeschwindigkeit gilt /1/ :

$$\bar{w}_i(t) = \frac{1}{\Delta z_i} \int_{z_i}^{z_{i+1}} w(z, t) \cdot \frac{\delta \vartheta(z, t)}{\delta z} dz \cdot \left(\vartheta(z_{i+1}, t) - \vartheta(z_i, t) \right)^{-1}$$

Die Teilchendichte errechnet sich aus :

$$\bar{h}(t_{k+1}) = \bar{h}(t_k) - \frac{\Delta t}{\Delta z} \cdot \left(g(z_{i+1}, t_{k+1}) - g(z_i, t_{k+1}) \right) \cdot A$$

Der Ausgangswert für die Teilchenstromdichte läßt sich aus der eingeströmten Dampfmenge bestimmen:

$$g(z_0, t_k) = \frac{\dot{m}_D(z_0, t_k) \cdot L_s}{A(z_0) \cdot M_D}$$

Die auf diese Weise ermittelten Wasserkonzentrationswerte gelten für das Leervolumen der Kugelschüttung und können in dieser Form für die thermohydraulischen Berechnungen genutzt werden.

Für den nuklearen Teil des Programms DYNOTTO sind aber homogenisierte Wasserkonzentrationswerte erforderlich, denn bei den zur Bestimmung der Polynomkonstanten (Gleichung 2.3) durchgeführten Spektralrechnungen wurde eine homogene Nuklidverteilung vorausgesetzt. D.h. die nach

dem oben beschriebenen Berechnungsverfahren ermittelten H_2O - Teilchendichten müssen um den Faktor ϵ , den Leervolumenanteil der betrachteten Corezone, verkleinert werden.

$$\bar{n}_{\text{nuklear}} = \bar{n}_{\text{thermohydr.}} \cdot \epsilon$$

Dieser Zusammenhang ist bisher nicht berücksichtigt worden, was zu einer Überbewertung der nuklearen Auswirkungen des Störfalls Wassereineinbruch geführt hat.

Diese Überschätzung der nuklearen Wirksamkeit des Wassers wird deutlich, wenn man die zugeführte Reaktivität in Abhängigkeit von der ins Core geflossenen Wassermenge betrachtet. Abbildung 4.2 zeigt diesen Zusammenhang am Beispiel eines 1500 MW Hochtemperaturreaktors mit LEU - Brennstoffzyklus. Die gemäß dem neuen Berechnungsverfahren geringeren Wasserkonzentrationen bewirken bei insgesamt gleichem Störfallablauf nur einen etwa halb so großen Reaktivitätszuwachs.

Trägt man den Leistungsverlauf des Reaktors über der Zeit auf, so zeigt sich dieser Effekt auch darin, daß die Leistungsexkursion nach dem Wassereinbruch deutlich geringer ist, als nach dem alten, fehlerhaften Berechnungsverfahren. Abbildung 4.3 zeigt den Leistungsverlauf des PNP 3000 mit HEU - Brennstoffzyklus nach einem Wassereinbruch von 10 t innerhalb von 70 s. Ausgehend vom 40% Teillastniveau ist der Leistungsanstieg nach dem neuen Berechnungsverfahren nur etwa halb so groß wie nach dem alten. Hierdurch wird die gesamte Störfallsituation entschärft. Abbildung 4.4 zeigt den Verlauf der Kugelzentraltemperaturen im Reaktorcore nach dem Wassereinbruch. Deren Anstieg ist ebenfalls deutlich geringer, so daß die gesamten Störfallauswirkungen wesentlich einfacher beherrschbar erscheinen, als nach den alten Berechnungen /8/.

Interessant erscheint in diesem Zusammenhang auch ein Vergleich der H_2O - Teilchendichten, wie er in Abbildung 4.5

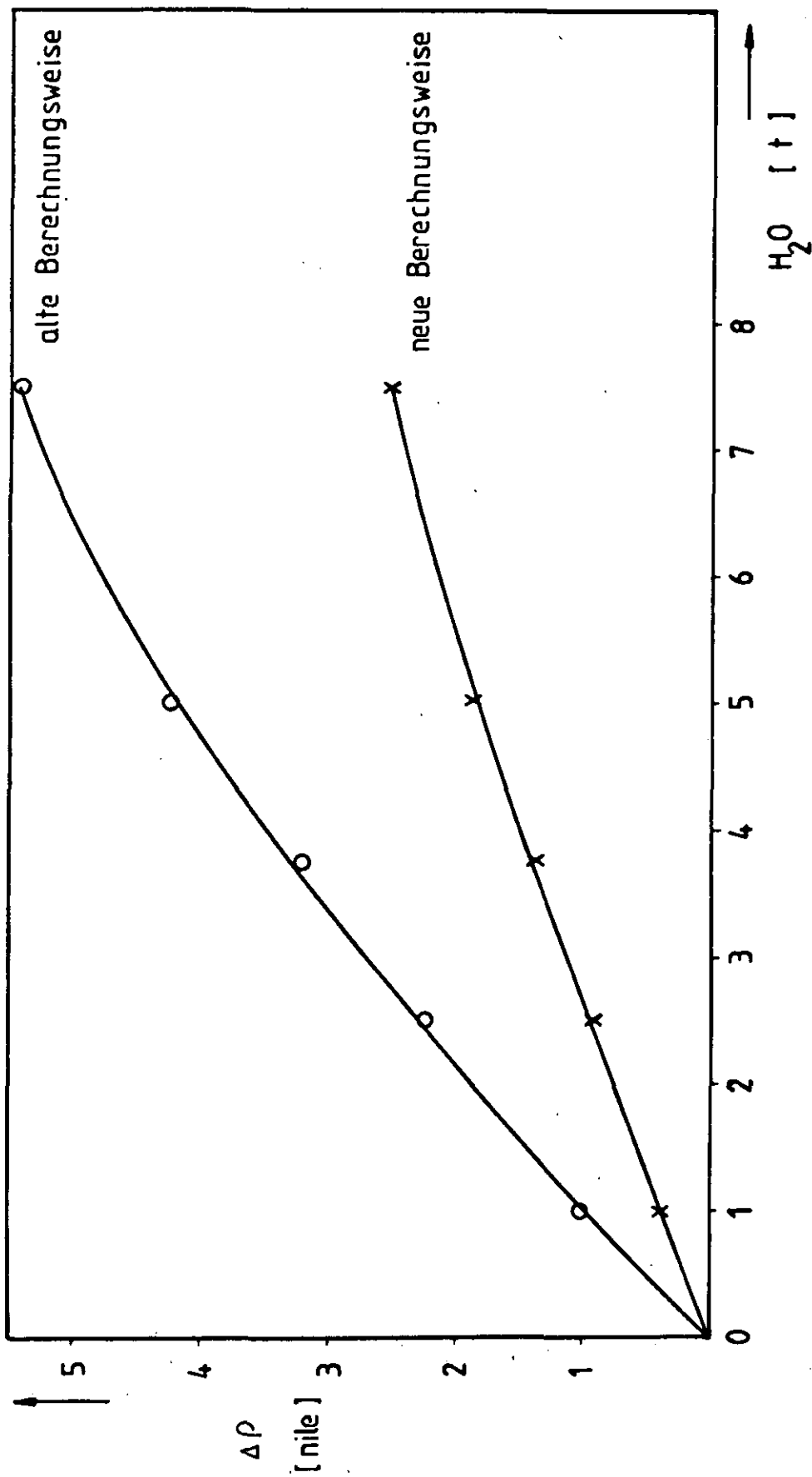


Abbildung 4.2 : Reaktivitätszuwachs in Abhängigkeit von der eingeströmten Wassermenge, dargestellt am Beispiel des PND 1500 mit einer Schwermetallbelastung von 11 g pro Kugel (LEU Brennstoffzyklus).

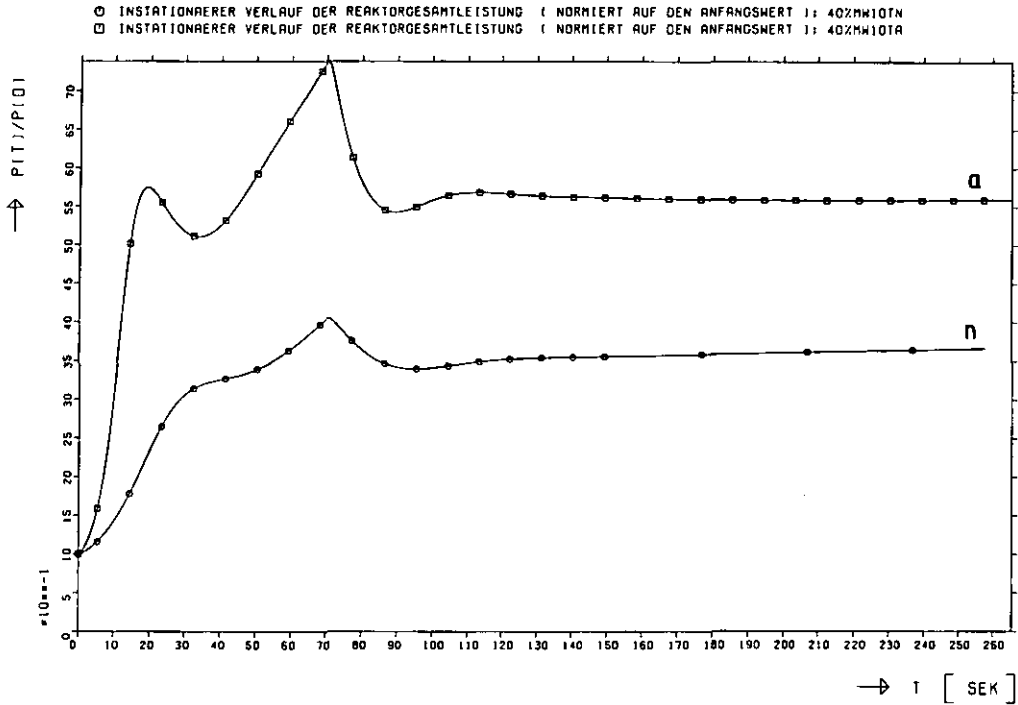


Abbildung 4.3 : PNP 3000 40% Teillastbetrieb
 Störfall Wassereinbruch, Vergleich der
 neuen (n) und alten (a) Berechnungen.

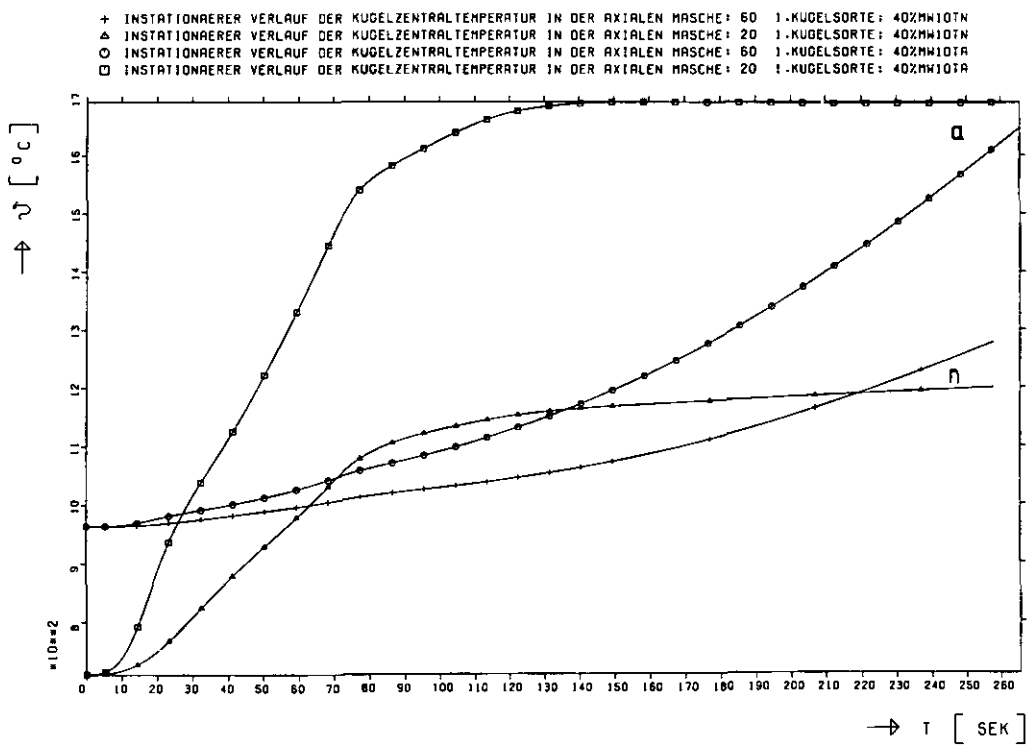


Abbildung 4.4 : PNP 3000 40% Teillastbetrieb
 Störfall Wassereinbruch, Vergleich der
 neuen (n) und alten (a) Berechnungen.
 Masche 20: 1 m unter Topreflektor
 Masche 60: 50 cm über Bodenreflektor

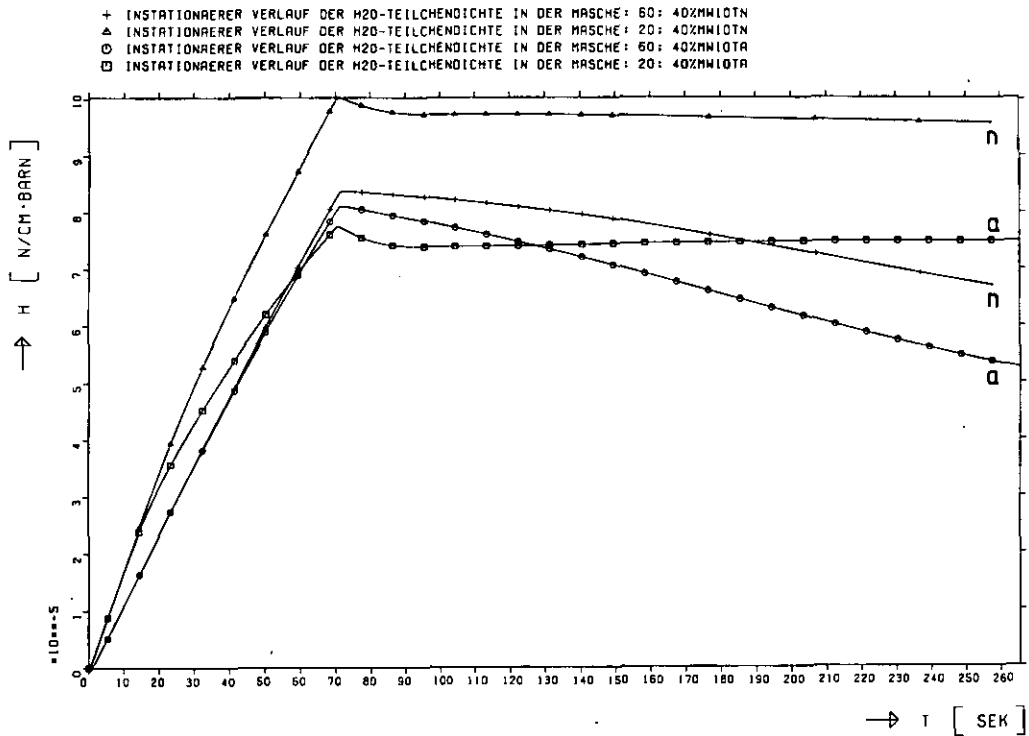


Abbildung 4.5 : PNP 3000 40% Teillastbetrieb
Störfall Wassereinbruch, Vergleich der
neuen (n) und alten (a) Berechnungen.
Masche 20: 1 m unter Topreflektor
Masche 60: 50 cm über Bodenreflektor

aufgetragen ist. Die nach dem alten Berechnungsverfahren ermittelten Dichten liegen in allen Corebereichen deutlich unter den Vergleichswerten, die mit den verbesserten Rechnungen ermittelt wurden. Ursache für diese Differenzen bei den Wasserdichten sind die unterschiedlichen Temperaturverläufe im Core. Nach den alten Berechnungen kam es als Folge des Wassereinbruchs zu wesentlich höheren Kerntemperaturen (vgl. Abb. 4.4), entsprechend waren die Dampfdichten in den einzelnen Corebereichen geringer, als die nach dem neuen Berechnungsverfahren für einen ge-

ringeren Temperaturanstieg ermittelten Werte. Die Temperaturverteilung im Core bestimmt auch das zeitliche Verhalten der Dampfdichte. So bleibt aufgrund der konstanten Gaseintrittstemperatur die H_2O - Teilchendichte in den oberen Corezonen nach Beendigung des Wassereinbruchs fast konstant. In den unteren Bereichen der Kugelschüttung nimmt die Dampfdichte mit den steigenden Temperaturen jedoch wieder ab. Der H_2O - Massenstrom bleibt von diesen Effekten unbeeinflusst. Nach Beendigung des Wasserzustromes, in diesem Fall nach 70 s , ist die umgewälzte Dampfmenge konstant.

5. Der Einfluß des radialen Bucklings auf axial-ein-dimensionale Rechnungen

Der Einfluß des Seitenreflektors eines Reaktors wird bei der Lösung der eindimensionalen Diffusionsgleichung in axialer Richtung durch Bucklings simuliert. Diese werden dem Programm DYNOTTO als Daten eingegeben und müssen zuvor mit dem Programm BOCOCIT /12/ bestimmt werden. Dabei wird, ausgehend von den Ergebnissen einer 2-D CITATION-Rechnung /10/ die Leckage aus einer vorgegebenen Reaktorzone ermittelt. Aus diesen Leckagewerten werden mit Hilfe des folgenden Formalismus die Bucklingwerte für jede Energiegruppe und jedes Reaktorgebiet berechnet.

$$B^2 = \frac{L_R}{\bar{D} \cdot V \cdot \bar{\phi}} \quad (5.1)$$

mit \bar{D} = mittlere Diffusionskonstante der jeweiligen Reaktorzone
 $\bar{\phi}$ = gemittelter Neutronenfluß der Zone
 L_R = radiale Leckage
 V = Volumen des betrachteten Reaktorbereichs

Multipliziert man diese Werte mit den zugehörigen Diffusionskonstanten, so erhält man die Faktoren:

$$D_1(z, t) \cdot B_1^2(z)$$

und

$$D_2(z, t) \cdot B_2^2(z)$$

Diese werden in der eindimensionalen Zweigruppennäherung der zeitabhängigen Diffusionsgleichung, die das Programm DYNOTTO löst (vgl. Gleichung 2.1 und 2.2), als Verlusttherme in der Neutronenbilanz aufgeführt, um radiale Störeinflüsse zu berücksichtigen.

Untersuchungen am PNP 3000 /8/ haben gezeigt, daß einige Ergebnisse der Störfallrechnungen des Programms DYNOTTO dann am besten mit denen stationärer Rechnungen vergleichbar sind, wenn die Bucklingwerte zu Null gesetzt werden. Diese Näherung liefert für große Hochtemperaturreaktorcores recht gute Ergebnisse, um aber auch kleine Reaktoren mit diesem Programm untersuchen zu können, ist es notwendig, den Einfluß der Bucklingwerte auf die axial-eindimensionalen Berechnungen genauer zu bestimmen.

5.1 Berechnungsverfahren und Ergebnisse

Mit dem Diffusionsprogramm CITATION /10/ wurden ein- und zweidimensionale, stationäre Rechnungen durchgeführt, um den Einfluß der Bucklingwerte auf die verschiedenen Rechenverfahren zu überprüfen. Da die Wirkung des radialen Buckling bei den Berechnungen kleiner Reaktorcores besonders stark ist, wurde für die Untersuchungen ein Coremodell gewählt, das von den Abmessungen und den Betriebsdaten her dem AVR-Hochtemperaturreaktor entspricht.

Die Berechnungen wurden dem DYNOTTO-Rechencode entsprechend in zwei breiten Energiegruppen durchgeführt. Eine Überprüfung durch Rechnungen mit vier Energiegruppen brachte keine wesentlichen Unterschiede in den Ergebnissen, was auch durch andere Untersuchungen bestätigt wird /9/. Das Reaktormodell umfaßte 19 Core- und Reflektorregionen und insgesamt 1500 räumliche Maschenpunkte. Alle Berechnungen wurden für zwei unterschiedliche Brennelementbeladungen durchgeführt:

- 1) für einen Einzonencore, also für ein Core mit radial konstanter Nuklidichte,
- 2) für ein Zweizonencore, das dem AVR entsprechend außen eine Zone frischer und innen eine Zone teilweise abgebrannter Brennelemente enthält.

Die Ergebnisse der Berechnungen sind in Tabelle 5.1 und 5.2 dargestellt. Als Maß für das dynamische Verhalten des Cores wurden die Temperaturkoeffizienten gemäß der folgenden Definition gewählt :

$$\begin{aligned}\Gamma_{Br} &= \frac{1}{\bar{k}} \frac{\Delta k}{\Delta T_{Br}} \\ \Gamma_{Mod} &= \frac{1}{\bar{k}} \frac{\Delta k}{\Delta T_{Mod}} \\ \Gamma_{Tot} &= \frac{1}{\bar{k}} \frac{\Delta k}{\Delta T_{Tot}}\end{aligned}\tag{5.2}$$

Das Programm CITATION benötigt die Vorgabe makroskopischer Wirkungsquerschnitte. Diese wurden mit Hilfe des Spektralprogramms MUPO /11/ erzeugt. Dabei wurden für die 2-D Rechnungen die globalen Bucklingwerte zwischen dem Spektral- und dem Diffusionsprogramm ausiteriert. Die hierbei erzielten k_{eff} -Werte und die sich daraus ergebenden Temperaturkoeffizienten werden als Referenzwerte angesehen und sind in den jeweiligen Spalten 4 der Tabellen 5.1 und 5.2 angegeben.

Grundlage für die eindimensionalen Berechnungen mit dem Programm CITATION sind die für die zweidimensionalen Rechnungen benötigten makroskopischen Wirkungsquerschnitte.

Rechnungen mit :	1-D Rechnungen $B^2 = 0.0$ $B^2 = \text{konst}$ $B^2 = f(T)$	2-D Rechnungen $B^2 = f(T)$
k_{eff}	1.18716 1.03465 1.03465	1.03537
$\Gamma_{\text{Br}} \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$	-1.05713 -1.28428 -1.17938	-1.17962
$\Gamma_{\text{Mod}} \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$	-1.24426 -0.50657 -3.95257	-3.94895
$\Gamma_{\text{tot}} \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$	-2.31094 -1.80251 -5.14824	-5.14295
$B^2 = f(T)$: Die Bucklingwerte wurden durch Iteration mit einem Spektralprogramm bestimmt.		

Tabelle 5.1 : Einfluß des radialen Bucklings auf 1-D CITATION-Rechnungen, dargestellt durch die Temperaturkoeffizienten eines HTR-Einzonecores mit AVR-Geometrie.

Rechnungen mit :	1-D Rechnungen $B^2 = 0.0$ $B^2 = \text{konst}$ $B^2 = f(T)$	2-D Rechnungen $B^2 = f(T)$
k_{eff}	1.21624 1.05753 1.05753	1.05904
$\Gamma_{\text{Br}} \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$	-0.92516 -1.04554 -0.99178	-0.94426
$\Gamma_{\text{Mod}} \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$	-0.20962 +1.10659 -2.53009	-2.53987
$\Gamma_{\text{tot}} \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$	-1.13050 +0.05812 -3.47854	-3.48474
$B^2 = f(T)$: Die Bucklingwerte wurden durch Iteration mit einem Spektralprogramm bestimmt.		

Tabelle 5.2 : Einfluß des radialen Bucklings auf 1-D CITATION-Rechnungen, dargestellt durch die Temperaturkoeffizienten eines HTR-Zweizonencores mit AVR-Geometrie.

Für jede axiale Region wurde eine flußgewichtete Mittelung der Querschnitte der jeweiligen radialen Zonen durchgeführt. Aus den Ergebnissen der 2-D Rechnungen konnten mit Hilfe des Programms BOCOCIT die radialen Bucklingwerte bestimmt werden. Die Ergebnisse der Spalten 3 in Tabelle 5.1 und 5.2 zeigen, daß bei Vorgabe temperaturabhängiger Bucklingwerte eine Reproduktion der Referenzwerte möglich ist. Nimmt man die radialen Bucklings jedoch als konstant an, so wie es im Programm DYNOTTO bisher gehandhabt wurde, so ergeben sich besonders bei erhöhten Moderatortemperaturen (vgl. Spalten 2) falsche Darstellungen des dynamischen Verhaltens. Selbst bei einem kleinen Core würde die Vorgabe von $B^2 = 0$ für die eindimensionalen Rechnungen zu besseren Resultaten führen, was durch die Temperaturkoeffizienten in den Spalten 1 im Vergleich zu denen in den Spalten 2 belegt wird.

Ausgehend von diesen Ergebnissen wurde nun die Abhängigkeit der Bucklingwerte von der Temperatur untersucht. Es zeigte sich, daß

- 1) die Werte des schnellen Buckling B_1^2 nur schwach abhängig von Temperaturänderungen im Core sind,
($\Delta B_1^2 \leq 1\%$ für $T_{\text{Mod}} = T_{\text{Mod}} + 100\text{K}$ und $T_{\text{Br}} = T_{\text{Br}} + 100\text{K}$)
- 2) die Werte des thermischen Buckling B_2^2 nahezu unabhängig von der Brennstofftemperatur sind
($\Delta B_2^2 \leq 1\%$ bei $T_{\text{Br}} = T_{\text{Br}} + 100\text{K}$),
- 3) zur Bestimmung eines temperaturabhängigen Bucklings eine Beschreibung der Abhängigkeit des B_2^2 von der Moderatortemperatur ausreicht.

5.2 Programmtechnische Darstellung eines temperaturabhängigen Bucklings

Wie Abbildung 5.1 zeigt, kann der Wert des thermischen Buckling in weiten Temperaturbereichen als linear abhängig von der Moderatortemperatur angesehen werden. Es wurden exemplarisch die Verläufe der Bucklingwerte für 5 Coreregionen aufgetragen. Dementsprechend wurde das Programm DYNOTTO so geändert, daß in linearer Abhängigkeit von der Moderatortemperatur die thermischen Bucklingwerte der jeweiligen Corezone für jeden Zeitschritt gemäß

$$B_2^2(T) = B_2^2(T_0) \cdot (1 + k \cdot (T_0 - T_1)) \quad (5.3)$$

neu berechnet werden. Dabei sollte die Referenztemperatur T_0 , bei der auch der Bucklingausgangswert $B_2^2(T_0)$ bestimmt wird, so gewählt sein, daß sie ungefähr der Temperatur entspricht, die sich in dieser Coreregion bei Reaktornormalbetrieb einstellt. Durch diese Maßnahme wird der durch die lineare Darstellung bedingte Fehler bei der Bucklingbestimmung klein gehalten. Die Steigung des Bucklingverlaufs wird durch 2D CITATION Rechnungen bestimmt und variiert, wie auch aus Abbildung 5.1 zu ersehen ist, zwischen den einzelnen Coreregionen.

Die mit diesem Berechnungsverfahren gefundenen Bucklingwerte beschreiben das dynamische Reaktorverhalten recht gut. Tabelle 5.3 zeigt einen Vergleich von Temperaturkoeffizienten, wie sie für verschiedene Temperaturänderungen mit den unterschiedlichen Verfahren gewonnen wurden. In Spalte 1 sind die Werte zusammengefaßt, die aus 2-D CITATION Rechnungen resultieren. Spalte 3 zeigt die Temperaturkoeffizienten, die nach Vorgabe der von CITATION ermittelten Bucklingwerte vom Programm DYNOTTO gewonnen werden. Spalte 2 stellt die Ergebnisse des Programms DYNOTTO nach linearer Approximation des thermischen Bucklingwertes dar.

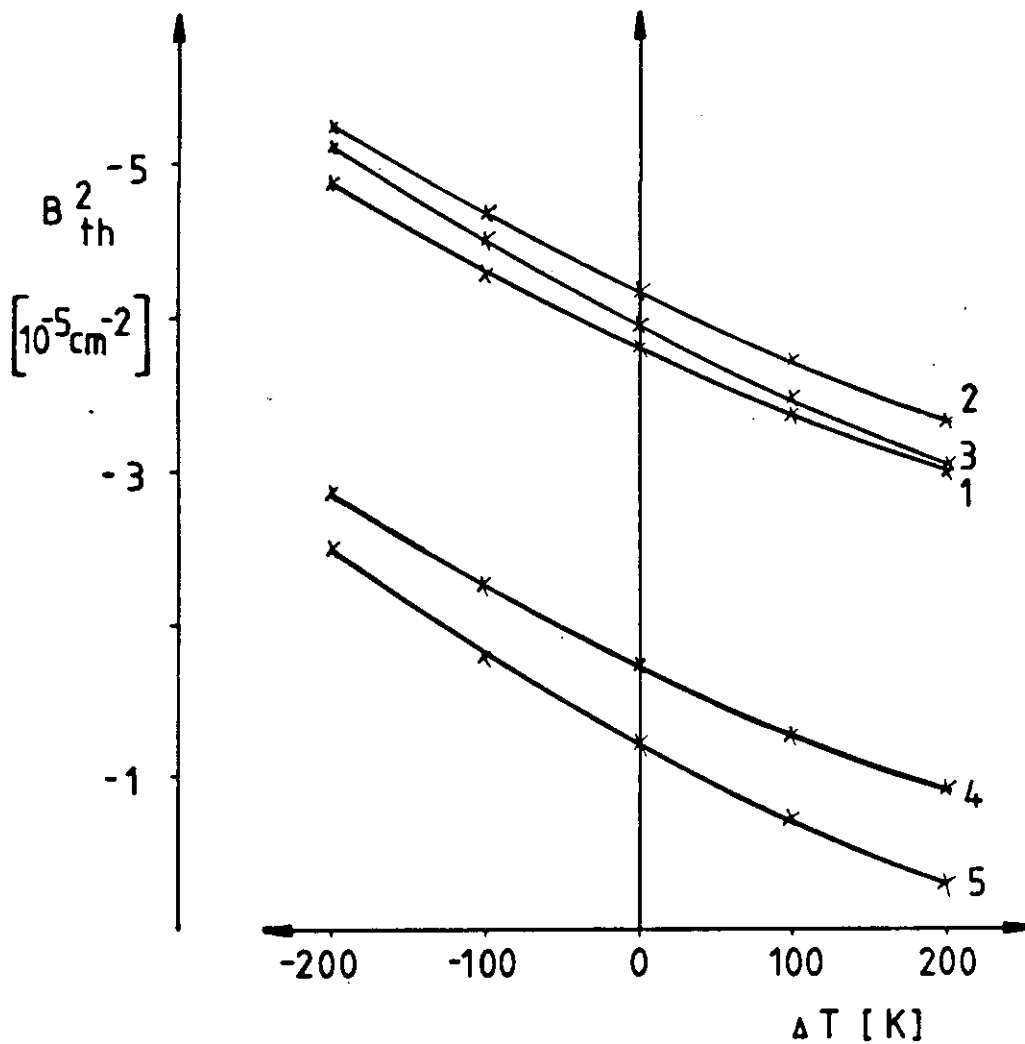


Abbildung 5.1 : Temperaturabhängigkeit der thermischen Bucklingwerte für verschiedene Corezonen.

Man sieht schnell, daß die mit den verschiedenen Verfahren ermittelten Temperaturkoeffizienten nur im Bereich negativer Reaktivitätsänderungen annähernd übereinstimmen. Die Differenzen zwischen den CITATION und den DYNOTTO Rechnungen sind jedoch im Rechenverfahren begründet. CITATION berechnet für jeden Reaktorzustand eine stationäre Ausgangslage, wobei verzögerte Neutronen keinerlei Einfluß auf die Rechnungen haben. DYNOTTO dagegen bestimmt einen stationären Ausgangszustand, von

	CIT 2D	DYNOTTO $B^2 = \text{var}^*$	DYNOTTO $B^2 = f(T)^{**}$
$k_{\text{eff}} [\Delta T = \text{OK}]$	1.002974	0.999992	0.999995
$\Gamma_{\text{tot}} [\Delta T = -200\text{K}]$	$-7.19 \cdot 10^{-5}$	$-4.47 \cdot 10^{-5}$	$-5.61 \cdot 10^{-5}$
$\Gamma_{\text{tot}} [\Delta T = -100\text{K}]$	$-6.76 \cdot 10^{-5}$	$-4.95 \cdot 10^{-5}$	$-5.99 \cdot 10^{-5}$
$\Gamma_{\text{tot}} [\Delta T = +100\text{K}]$	$-6.08 \cdot 10^{-5}$	$-5.45 \cdot 10^{-5}$	$-6.14 \cdot 10^{-5}$
$\Gamma_{\text{tot}} [\Delta T = +200\text{K}]$	$-5.88 \cdot 10^{-5}$	$-5.59 \cdot 10^{-5}$	$-6.07 \cdot 10^{-5}$
$\Gamma_{\text{tot}} [\Delta T = +500\text{K}]$	$-5.82 \cdot 10^{-5}$	$-6.03 \cdot 10^{-5}$	$-6.06 \cdot 10^{-5}$

alle Temperaturkoeffizienten in K^{-1}

* $B^2 = \text{var}$ thermische Bucklingwerte werden gemäß Formel 5.3 näherungsweise bestimmt

** $B^2 = f(T)$ Bucklingwerte wurden entsprechend der Temperatur fest vorgegeben.

Tabelle 5.3 : Vergleich der Temperaturkoeffizienten aus stationären und dynamischen Rechnungen.

dem eine Störfalltransiente ausgeht, die ganz wesentlich von den verzögerten Neutronen beeinflusst wird. Der Unterschied ist leicht aus der Berechnung des k_{eff} -Wertes zu ersehen.

$$k_{\text{Stat}} = \frac{\sum P_1 \cdot \psi + \sum P_2 \cdot \emptyset}{\text{Abs.} + \text{Leak.}} \quad (5.4)$$

$$k_{\text{dyn}} = \frac{(1 - \beta) \cdot \left[\sum P_1 \cdot \psi + \sum P_2 \cdot \emptyset \right] + \sum_j \lambda_j C_j}{\text{Abs.} + \text{Leak.}} \quad (5.5)$$

Formel 5.4 entspricht der CITATION Rechenweise, das Programm DYNOTTO rechnet nach der Formel 5.5. Um überhaupt vergleichbare Ergebnisse aus den stationären und dynamischen Rechnungen zu erhalten, kann man das Programm DYNOTTO so modifizieren, daß das aktuelle k_{stat} für jeden Zeitschritt gemäß Formel 5.4 ausgedruckt wird. Trotzdem sind das k_{Stat} (DYNOTTO) und das k_{Stat} (CITATION) nur bedingt vergleichbar, da die Flußwerte immer noch unter Berücksichtigung der verzögerten Neutronen bestimmt werden.

Die Ergebnisse für die Temperaturkoeffizienten, wie sie vom Programm DYNOTTO unter linearer Approximation des thermischen Bucklingwertes errechnet wurden und die in Tabelle 5.3 in Spalte 2 aufgeführt sind, weichen aufgrund der getroffenen Näherungen von den Resultaten der Rechnungen mit fest vorgegebenem Buckling (Spalte 3) ab. Im Vergleich zu den Rechnungen mit konstantem Buckling oder mit $B^2=0$ sind die Abweichungen zwischen den Ergebnissen (vgl. Tabelle 5.1 und 5.2) aber gering. Es kann also davon ausgegangen werden, daß durch die Beschreibung der thermischen Bucklingwerte in Abhängigkeit von der Moderatoratemperatur eine wesentliche Verbesserung der rech-

nerischen Störfallsimulation mit dem Programm DYNOTTO erzielt wurde.

Abbildung 5.2 zeigt einen Vergleich der Rechenverfahren mit und ohne temperaturabhängiger Bucklingbeschreibung, dargestellt durch den Verlauf des thermischen Flusses, wie er sich bei Anwendung der unterschiedlichen Rechenverfahren ergibt. Angenommen wurde ein Störfall, bei dem sich der Kühlgasmassenstrom von 12,8 kg/s auf 0,6 kg/s reduziert. Dieser Vorgang bewirkt eine Kernerwärmung, was zu einer Leistungsabnahme führt. Auch hier zeigt sich, wie in den Tabellen 5.1 und 5.2, daß bei der Annahme konstanter radialer Bucklingwerte der Leistungsabfall unter gleichen Störfallbedingungen geringer ist, als bei der temperaturabhängigen Beschreibung des Bucklingverlaufes.

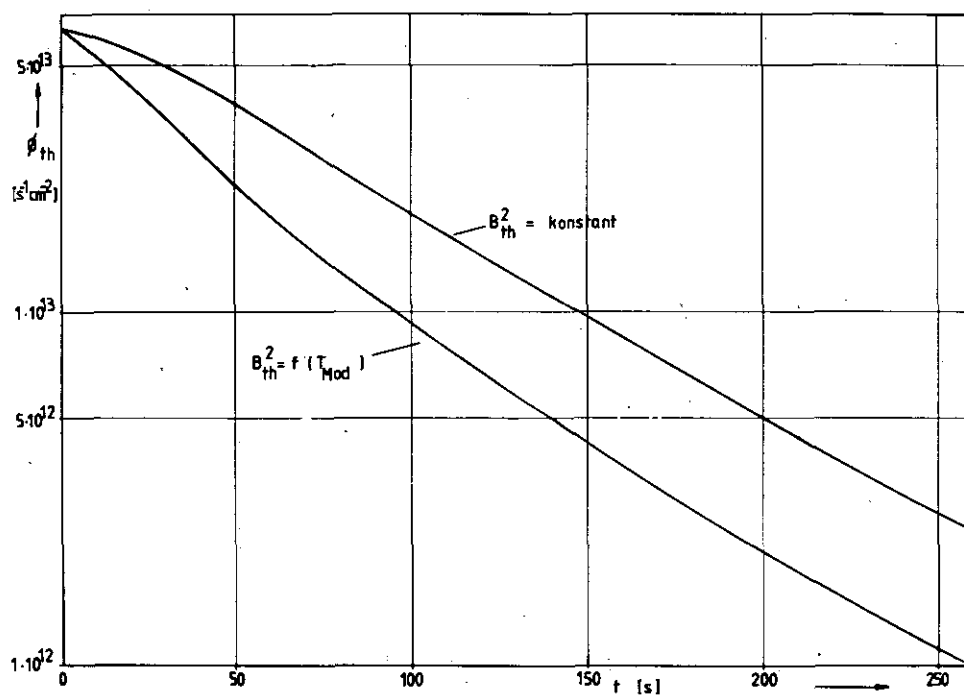


Abbildung 5.2 : Vergleich von DYNOTTO-Ergebnissen mit und ohne temperaturabhängiger Beschreibung des Bucklingverlaufes.

5.3 Abhängigkeit der Bucklingwerte vom H_2O - Gehalt des Cores

Das Programm DYNOTTO ist speziell zur Berücksichtigung des Störfalls Wassereinbruch in HTR-Cores geeignet. Da der Ablauf von Störfalltransienten erheblich von den radialen Einflüssen bestimmt wird, ergibt sich die Frage, inwieweit die Wasserkonzentration im Core neben den makroskopischen Wirkungsquerschnitten auch die Bucklingwerte beeinflusst. Wie bei den Untersuchungen zur Temperaturabhängigkeit ergab sich, daß der Wassereinbruch im

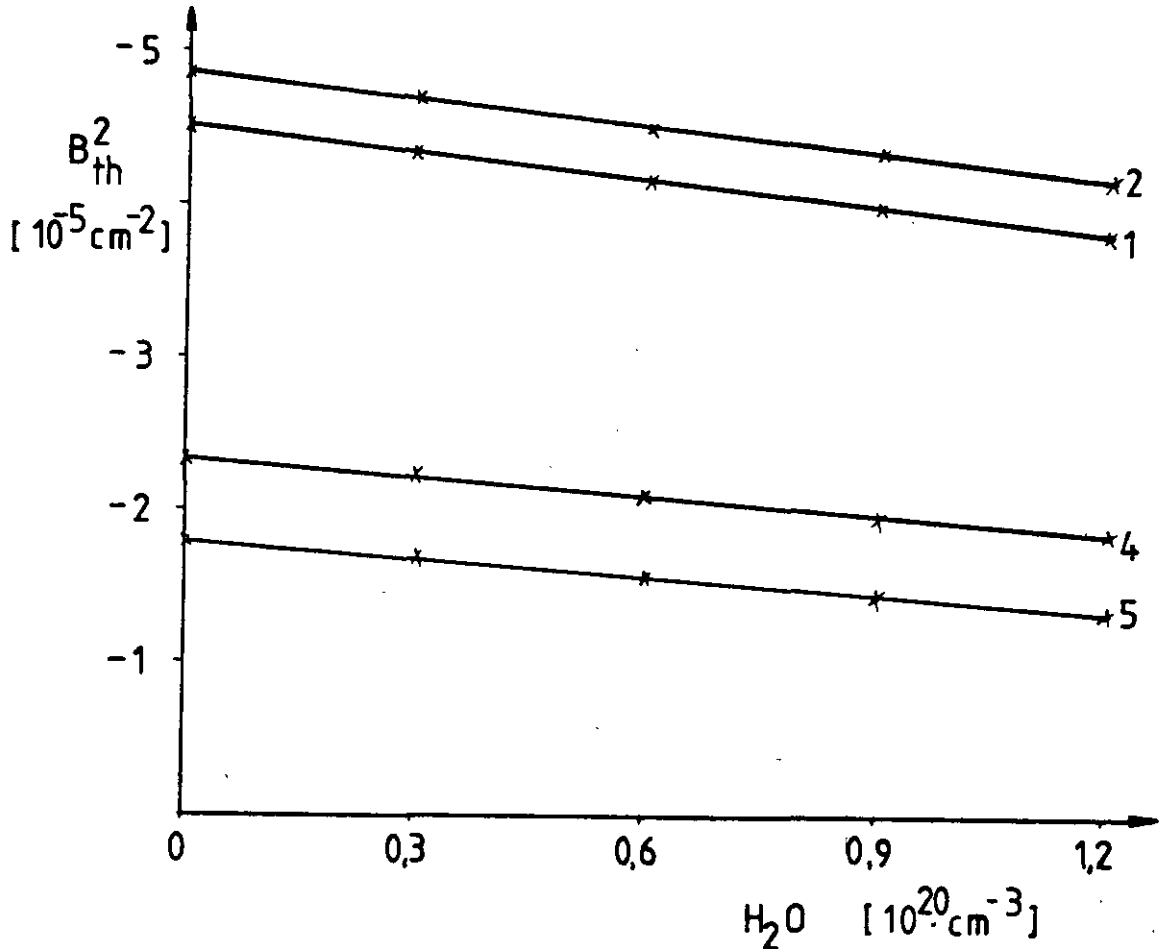


Abbildung 5.3 : Abhängigkeit der thermischen radialen Bucklingwerte von der H_2O Partikeldichte in verschiedenen Corezonen

wesentlichen nur die thermischen Bucklingwerte beeinflusst. Abbildung 5.3 zeigt den Verlauf der B_{th}^2 -Werte für unterschiedliche Corezonen als Funktion der Wasserkonzentration. Zwar nehmen auch die Werte für das schnelle Buckling mit zunehmender H_2O - Konzentration ab, diese Änderungen sind aber so gering, daß sie nur im Prozentbereich der Ursprungswerte liegen.

Vergleicht man Abbildung 5.3 mit Abbildung 5.1, so wird deutlich, daß der Einfluß der H_2O - Konzentration auf die Bucklingwerte klein ist im Vergleich zur Temperaturabhängigkeit des thermischen Buckling. Um eine aufwendige Datenbeschaffung zu vermeiden, wurde auf eine Darstellung des radialen Bucklings in der Form

$$B_{th}^2 = f(T_{Mod}, h)$$

im Programm DYNOTTO verzichtet. Wie durch Kontrollrechnungen belegt werden konnte, ist der durch diese Vereinfachung bedingte Fehler recht gering (vgl. Tabelle 5.4). Zumindest für das hier untersuchte kleine HTR-Core und unter Berücksichtigung der zwischen CITATION und DYNOTTO aus Systemgründen bedingten Rechendifferenzen scheinen die Werte in Tabelle 5.4 das dynamische Verhalten des Reaktors auch beim Störfall Wassereinbruch korrekt wiederzugeben.

5.4 Zusammenfassende Wertung

Es konnte gezeigt werden, daß bei einer axial eindimensionalen Betrachtung von Störfalltransienten dem Wert des radialen Bucklings ein erheblicher Einfluß zukommt. Für dynamische Rechnungen ist es unumgänglich, auch die Bucklingwerte als Funktion von Ort und Zeit beschreiben zu können. Dies wurde bei den hier vorgenommenen Untersu-

chungen durch eine Darstellung des thermischen Bucklings in linearer Abhängigkeit von der Moderatortemperatur erreicht. Dieses Verfahren liefert eine hinreichend genaue Wiedergabe der Störfalltransienten, was mit Hilfe der Programme DYNOTTO und CITATION am Beispiel des untersuchten AVR - HTR nachgewiesen werden konnte.

Eine genauere Berechnung der Bucklingwerte im Programm DYNOTTO ist aufgrund des damit verbundenen Rechenaufwandes bei der Datenbeschaffung nicht mehr zu rechtfertigen. Eine bessere Darstellung der Störfalltransienten ist nur durch eine zweidimensionale dynamische Berechnung zu erwarten.

	Corezustand	DYNOTTO	CIT 2D
k_{eff}	$\Delta T = 0K$ $H_2O = 0 \text{ cm}^{-3}$	0.999992	1.002974
ΔK	$\Delta T = 0K$ $H_2O = 6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	0.004083	0.003196
ΔK	$\Delta T = -200K$ $H_2O = 6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	0.012667	0.016778
ΔK	$\Delta T = +200K$ $H_2O = 6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	-0.007358	-0.007997

Tabelle 5.4 : Vergleich von CITATION 2D und DYNOTTO
Rechnungen beim Störfall Wassereinbruch.

6. Überprüfen der DYNOTTO Rechenergebnisse anhand von AVR-Meßdaten

In den letzten Jahren sind mit Hilfe des Programms DYNOTTO verschiedene Hochtemperaturreaktoren auf ihr Kurzzeitstörverhalten hin untersucht worden /1/ /8/. Die Rechenergebnisse konnten aber, da es sich immer um zukünftige HTR-Projekte handelte, nur mit den Ergebnissen anderer Rechencodes, z.B. Exterminator /13/, verglichen werden.

Der weltweit einzige in Betrieb befindliche Hochtemperaturreaktor mit kugelförmigen Brennelementen ist das AVR-Versuchskernkraftwerk in Jülich. An diesem seit Dezember 1967 betriebenen Reaktor wurden zu experimentellen Zwecken zahlreiche Störfallsituationen simuliert. Die Auswertungen und Meßergebnisse dieser Experimente eignen sich als Grundlage zur Überprüfung der DYNOTTO-Rechenergebnisse.

Die wesentlichsten technischen und physikalischen Daten des AVR-Reaktors sind in Tabelle 6.1 zusammengefaßt. Die Werte gelten für den stationären Betrieb bei einer thermischen Leistung von 46 MW und einer mittleren Kühlgasaustrittstemperatur von 950°C (Stand: 1.1.78). Vollastbetrieb ist möglich zwischen 770°C und 950°C /15/. Im Reaktorcore sind ca. 100 000 Kugeln unterschiedlicher Auslegung. Der Schwermetallgehalt beträgt 7 bzw. 11 g und besteht aus $(\text{U} + \text{Th})\text{O}_2$ oder $(\text{U} + \text{Th})\text{C}_2$. Der Abschalt- und Regelmechanismus des Reaktors besteht aus schwerkraftgetriebenen Reflektorstäben, die, umgeben von einer Graphitstruktur, nasenförmig in den Corezylinder hineinragen. Der Reaktor wird im Gegensatz zu anderen HTR-Projekten vom Kühlgas Helium von unten nach oben durchströmt. Der Dampferzeuger ist über dem Core angeordnet.

Die Brennelementbeladung erfolgt in zwei radialen Zonen. Als Grundlage für die Nukliddichteverteilung wurde der Corezustand am Ende des Jahres 1974 gewählt, der durch den

<u>Core</u>		
thermische Leistung	MW _{th}	46
mittlere Leistungsdichte	MW/ m ³	2,5
Höhe	cm	320
Radius	cm	150
Schüttungsdichte der Kugeln		0,61
Beschickungsweise		MEDUL
Beschickungsvorschrift		2 - Zonen
äußere Radien der Zonen	cm	93 / 150
<u>Wärmeübertragung</u>		
Kühlgasinhalt Helium	m ³ (i.N.)	1650
Kühlgasdruck	bar	10,8
Kühlgasmassenstrom	kg/s	13
Kühlgasaufheizung	°C	270 - 950
<u>Kugel</u>		
Radius	cm	3
Radius der Matrix	cm	2,5
Kernchenmaterial		(U,Th)O ₂ und (U,Th)C
Schwermetallbeladung pro Kugel	g	7 und 11

Tabelle 6.1 : Physikalische und technische Daten des AVR - Hochtemperaturreaktors.

Begriff "Wiederbeladung 136" gekennzeichnet ist /14/. Für die Dateneingabe des Programms DYNOTTO mußten die in Kapitel 2 geschilderten vereinfachenden Annahmen gemacht werden.

Kugelhaufen-Hochtemperaturreaktoren haben eine hohe inhärente Sicherheit. Um diese Eigenschaft zu belegen, wurden am AVR-Reaktor zahlreiche Stabklemmversuche durchge-

führt. Ausgehend von der hypothetischen Störfallannahme eines gleichzeitigen Ausfalls der Reaktorkühlung und des gesamten Abschaltsystems konnte die hohe inhärente Sicherheit dieses Versuchsreaktors nachgewiesen werden. Insgesamt wurden drei dieser experimentellen Störfallsimulationen mit dem Programm DYNOTTO nachgerechnet.

6.1 Der Vierstabklemmversuch vom 3.12.74

Am 3.12.74 wurde der AVR-Reaktor im Vollastbetrieb mit einer mittleren Kühlgasaustrittstemperatur von 950°C gefahren. Um 9.12 Uhr nahm man die Generatoren vom Netz und schaltete die Gebläse aus. Die Position der Abschaltstäbe wurde nicht verändert. Eine Abschaltung des Dampferzeugers konnte aus Zeitgründen nicht vorgenommen werden, so daß noch eine Wärmesenke oberhalb des Reaktorcores vorlag /6/.

Abbildung 6.1 zeigt den Verlauf des thermischen Flusses, wie er sich in den ersten 300 s nach Eintritt dieser Störfallsituation ergibt. Aufgetragen sind zum einen die Flußwerte, wie sie vom Programm DYNOTTO für diese Störfallrandbedingungen errechnet wurden und zum anderen der Flußverlauf, entsprechend den AVR-Messungen /15/.

In Abbildung 6.2 ist zur Verdeutlichung der corephysikalischen Effekte der zeitliche Verlauf der Kugelzentraltemperaturen für 3 verschiedene axiale Positionen im Reaktor dargestellt. Dabei bedeutet eine höhere Maschennummer eine höhere Position im Core. Abbildung 6.3 zeigt für die gleichen Orte auf der Reaktorachse den zeitlichen Verlauf der Kühlgastemperaturen. Die dargestellten Temperaturwerte beruhen alle auf Rechenergebnissen, da gleichwertige Temperaturmessungen im AVR-Core nicht möglich sind /15/.

Der Verlauf der Flußwerte in Abbildung 6.1 erklärt sich aufgrund des großen negativen Temperaturkoeffizienten des

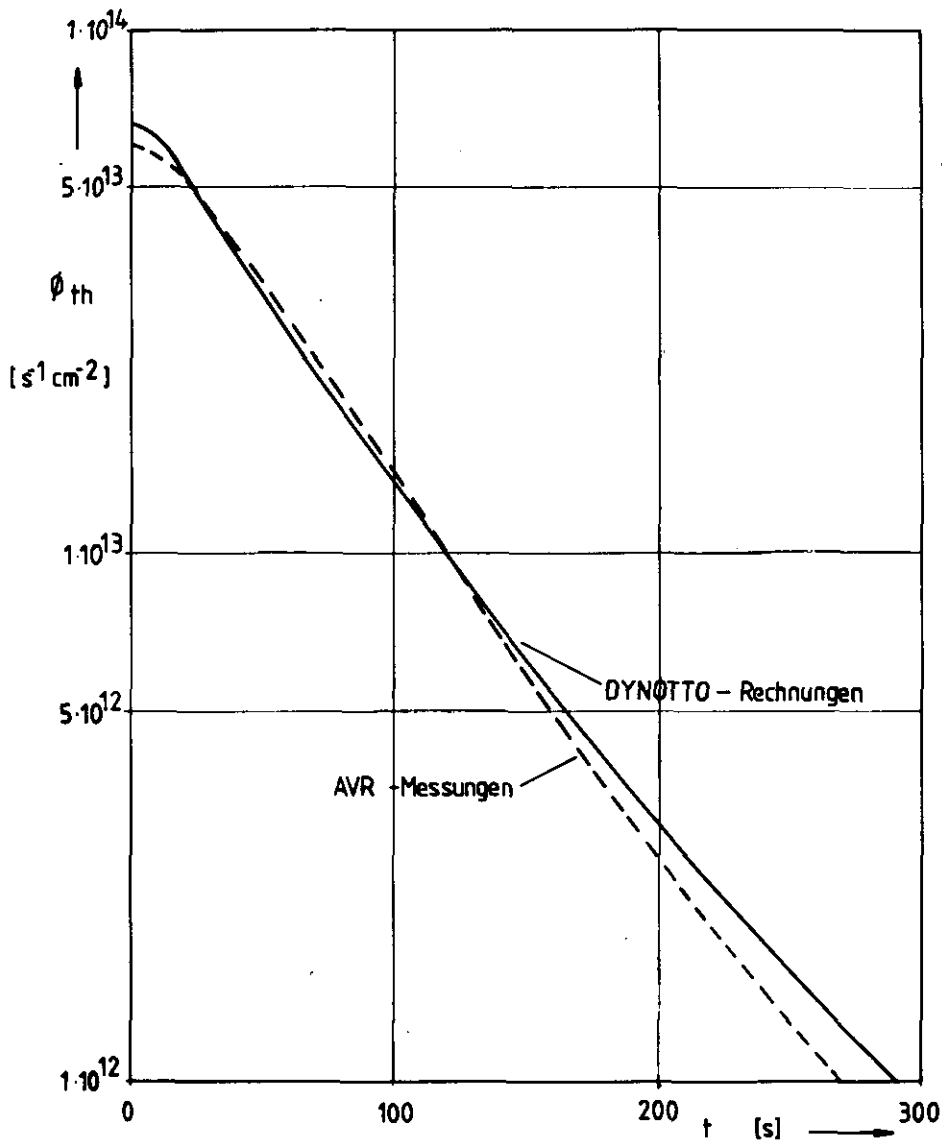


Abbildung 6.1 : AVR, Störfall: Gebläseabschaltung
Vergleich des thermischen Flußverlaufes
zwischen DYNOTTO-Ergebnissen und AVR-
Messungen

AVR-Cores. Nach Ausfall der Reaktorkühlung verursacht der Temperaturanstieg sofort einen Fluß- und Leistungsabfall. Die anschließende Abkühlung des Cores (vgl. 6.2), bedingt durch eine konvektive Wärmeabfuhr aus der Kugelschüttung /17/, reicht nicht aus, den Reaktor wieder kritisch werden zu lassen. Der mit dem Leistungsabfall verbundene Anstieg der Xenonvergiftung bewirkt eine Fortdauer der

Unterkritikalität auch für Temperaturen, die unterhalb der Ausgangswerte liegen.

Beim Vergleich von Abbildung 6.2 und 6.3 stellt man fest, daß die Kugelzentral- und die Heliumtemperaturen nicht parallel verlaufen. So steigen die Kugelzentraltemperaturen nur um wenige Grad an, um dann nach Ausfall der Leistungsproduktion langsam abzuklingen. Der Anstieg der Heliumtemperaturen ist wesentlich stärker, das Abfallen der beiden Temperaturverläufe erfolgt dann jedoch nahezu parallel. Dies hängt mit den sich ändernden Wärmeübertragungseigenschaften der Kugelschüttung während der Störfallereignisse zusammen. Gleichzeitig mit der Verschlechterung der Wärmeübertragung durch die Reduktion des Kühlgasmas-

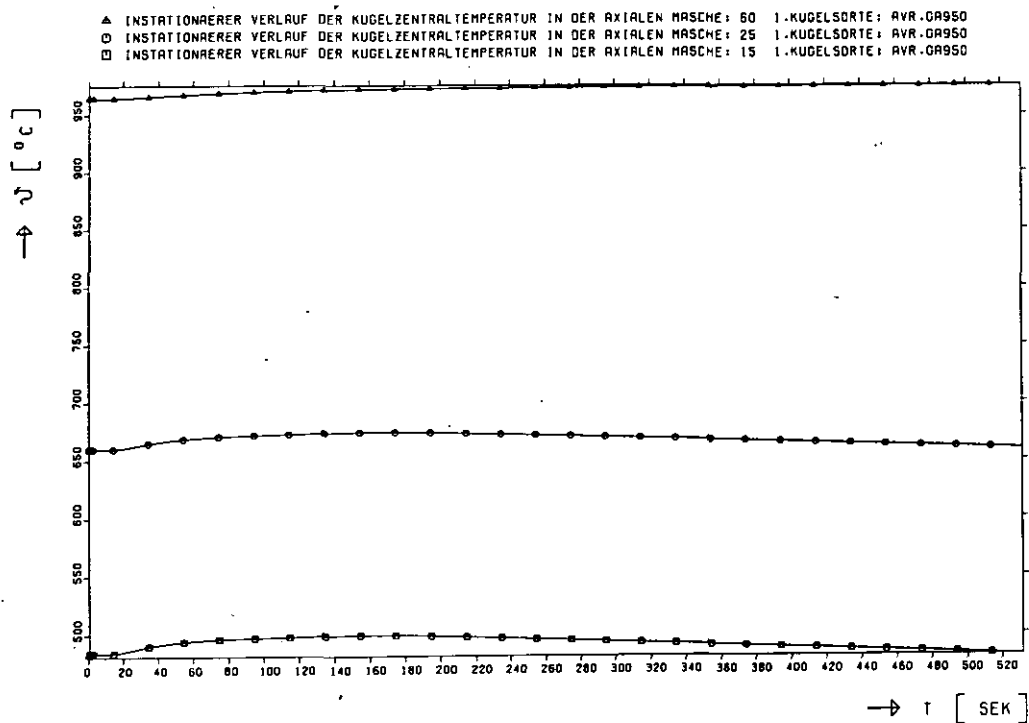


Abbildung 6.2 : AVR, Störfall: Gebläseabschaltung
Verlauf der Kugelzentraltemperaturen
in verschiedenen Corebereichen
Masche 60: 25 cm unter Topreflektor
Masche 25: 95 cm über Bodenreflektor
Masche 15: 45 cm über Bodenreflektor

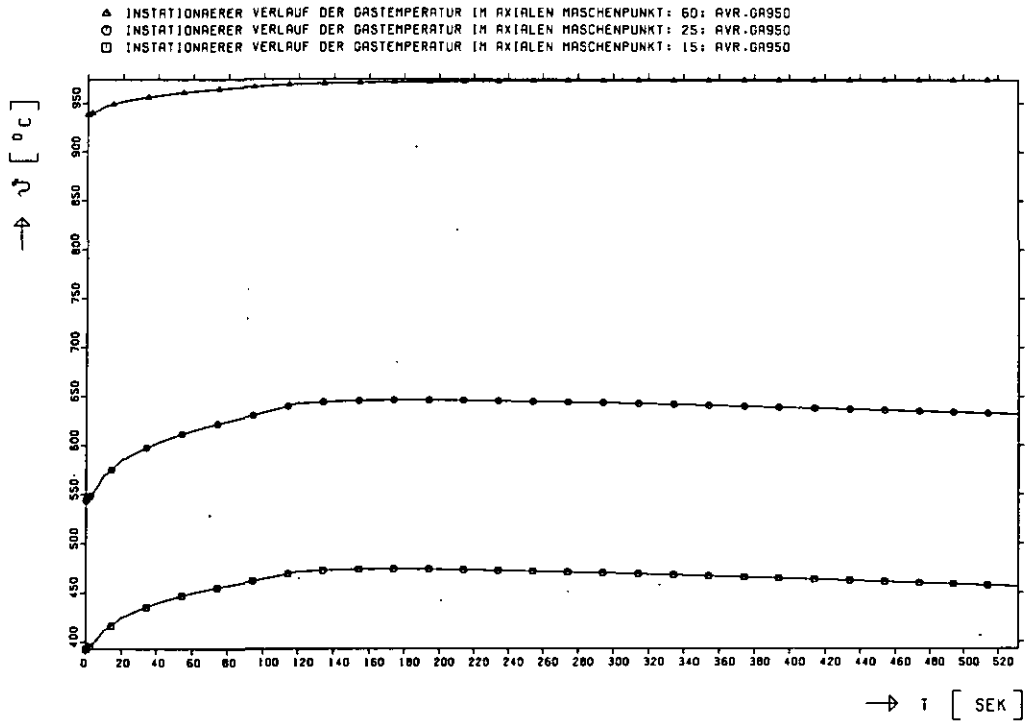


Abbildung 6.3 : AVR, Störfall: Gebläseabschaltung
Verlauf der Gastemperaturen in verschiedenen Corebereichen
Masche 60: 25 cm unter Topreflektor
Masche 25: 95 cm über Bodenreflektor
Masche 15: 45 cm über Bodenreflektor

senstromes beim Gebläseausfall setzt auch die Leistungsproduktion in der Kugel aus. Hierdurch kommt es zu einer Annäherung der Kugeloberflächen- und der Gastemperaturen, d. h. die Gastemperatur erhöht sich zunächst wesentlich stärker als die Kugelzentraltemperatur. Nach dem Ende dieser Temperatúrausgleichsvorgänge ist dann der weitere Verlauf der beiden Werte parallel.

Wie Abbildung 6.1 zeigt, ist die Übereinstimmung zwischen den Meß- und Rechenergebnissen sehr gut. Die vorhandenen Abweichungen sind so gering, daß von einer korrekten Wiedergabe der neutronenphysikalischen Phänomene in den ersten 300 s nach Störfallbeginn durch den Rechencode DYNOTTO ausgegangen werden kann.

6.2 Abschalten des AVR-Reaktors durch Schließen der Hauptpaßklappen

Das Kühlgas Helium durchströmt den AVR-Versuchsreaktor von unten nach oben. Nach Austritt aus dem Dampferzeuger strömt das abgekühlte Helium durch die Kaltgasrückführung nach unten, wo es von den Gebläsen angesaugt und wieder in die Kugelschüttung gefördert wird. Dieser Kreislauf kann durch das Schließen der Hauptpaßklappen, die direkt hinter den beiden Gebläsen liegen, unterbrochen werden.

Zur Vorbereitung des Abschaltversuchs wurde die mittlere Kühlgasaustrittstemperatur des Reaktors von 950°C auf 770°C gesenkt. Damit die Reaktorleistung konstant blieb, wurde die Gebläsedrehzahl und somit auch der Kühlgasmassestrom angehoben. Diese Maßnahme sollte eine zu hohe Temperaturbelastung der Brennelemente aufgrund der spontanen Unterbrechung der Heliumzufuhr zum Core durch das Schließen der Hauptpaßklappen verhindern. Am Tag darauf, am 24.11.1975 um 16.10 Uhr, wurden, nachdem der Generator vorher vom Netz getrennt worden war, beide Hauptpaßklappen gleichzeitig geschlossen und unmittelbar danach die Gebläse abgeschaltet. Die Abschaltstäbe blieben in unveränderter Position ausgefahren /18/.

Abbildung 6.4 zeigt den Verlauf der Reaktorspaltleistung nach dem Schließen der Hauptpaßklappen, einmal dargestellt gemäß den DYNOTTO-Rechenergebnissen, zum anderen entsprechend den AVR-Messungen /18/.

In Abbildung 6.5 sind die für diesen Störfallverlauf errechneten Heliumtemperaturen für verschiedene axiale Positionen im Reaktorcore dargestellt. Die für den Maschenpunkt 66 erstellte Kurve beschreibt den Verlauf der Gas-temperatur im oberen Reflektor.

Auch für diesen Abschaltversuch ist die Übereinstimmung zwischen Rechen- und Meßergebnissen sehr gut. Ein Vergleich des Leistungsverlaufs mit dem Flußverlauf in Abbildung 6.1 zeigt, daß durch das Schließen der Hauptpaß-

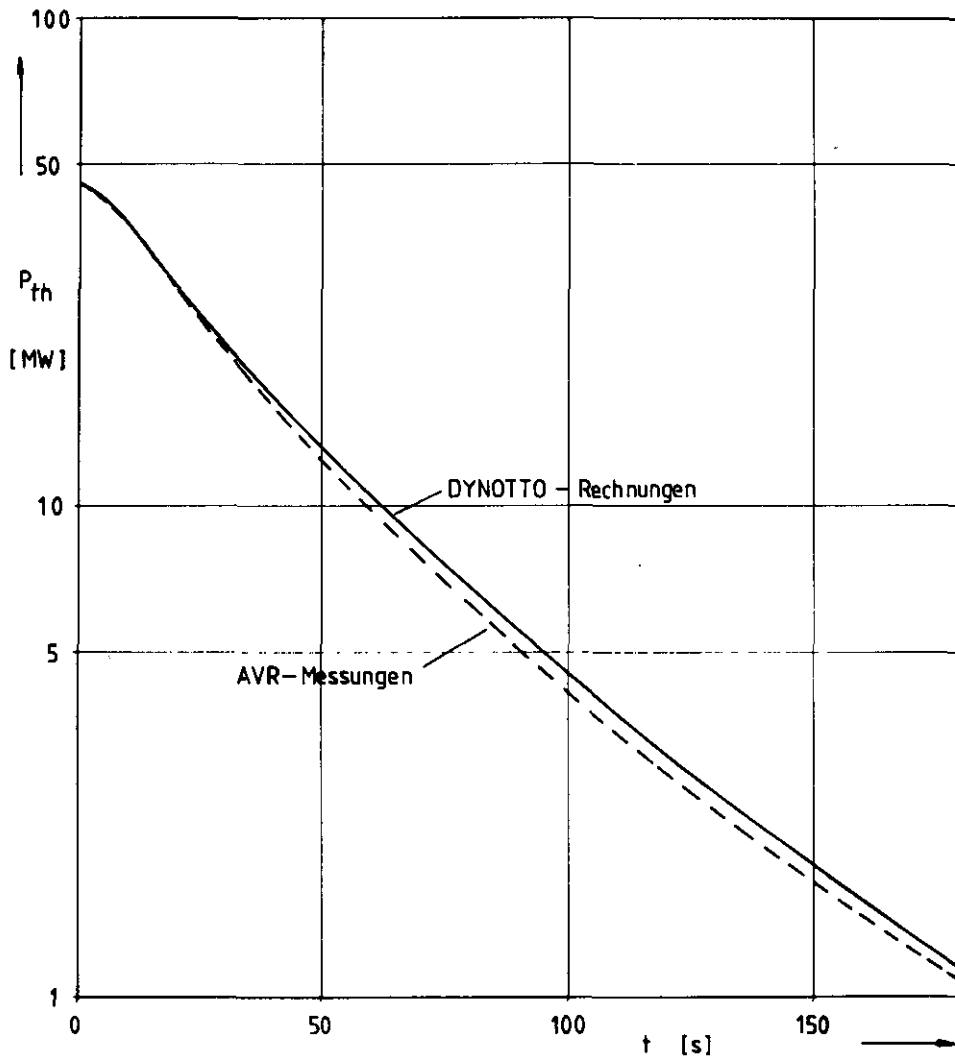


Abbildung 6.4 : AVR, Störfall: Schließen der Hauptpaßklappen. Vergleich des Leistungsverlaufes zwischen DYNOTTO-Ergebnissen und AVR-Messungen

klappen ein stärkerer Leistungsabfall bewirkt wird als durch eine Gebläseabschaltung allein. Die technische Nulleistung, die in /19/ als 1 ‰ der Ausgangsleistung definiert ist, wird etwa um 2 min schneller erreicht. Dies ist begründet durch den annähernd gasdichten Abschluß des Kühlkreislaufes beim Schließen der Hauptpaßklappen. Der verbleibende Kühlgasmassenstrom kann mit 0,2 kg/s abgeschätzt werden /17/. Beim Gebläseauslauf

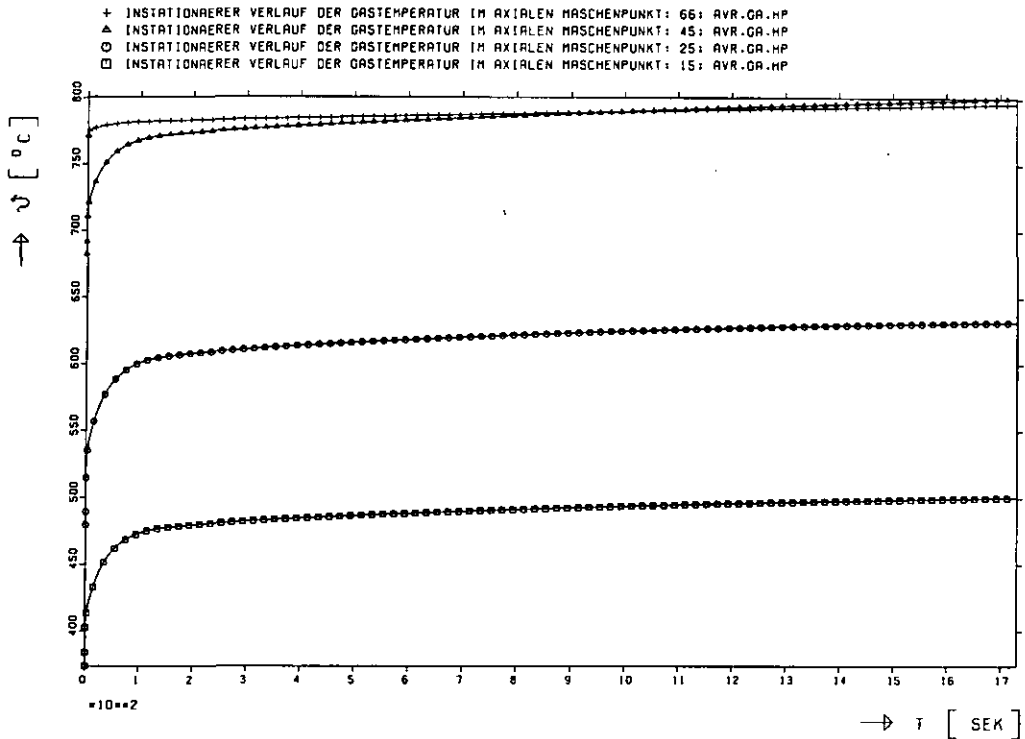


Abbildung 6.5 : AVR, Störfall: Schließen der Hauptpaßklappen. Verlauf der Gastemperaturen in unterschiedlichen Corebereichen.
Masche 66: Topreflektor
Masche 45: 1 m unter Topreflektor
Masche 25: 95 cm über Bodenreflektor
Masche 15: 45 cm über Bodenreflektor

steht dem gegenüber ein wesentlich größeres Kühlgasvolumen zur Verfügung, wodurch auch das wesentlich schnellere Abklingen der Temperaturen im Core bewirkt wird (vgl. Abbildungen 6.2 und 6.4). So fallen beim Ausfall der Gebläse die Temperaturen aufgrund der verbleibenden Kühlung durch Naturkonvektion innerhalb kurzer Zeit auf ihre Ausgangswerte zurück. Beim Abschluß des Kühlkreislaufs durch die Hauptpaßklappen tritt dieser Effekt in der ersten halben Stunde nicht auf. Der verbleibende Kühlgasstrom reicht lediglich dazu, die erzeugte Nachwärmeleistung abzuführen, so daß sich die Coretemperaturen zunächst stabilisieren. Später kommt es dann aber auch bei diesem Abschaltversuch zu einer Auskühlung des Cores. 15,3 Stunden nach Störfallbeginn wurde das Core wieder kritisch /18/.

6.3 Reduktion der Gebläsedrehzahl auf 400 min^{-1}

Das Abschalten des Reaktors durch alleinige Reduktion des Kühlgasmassenstromes funktioniert nicht mehr, wenn man die Gebläse ähnlich schnell wie beim Auslaufen herunterregelt, sie dann aber bei einer Drehzahl von 400 min^{-1} abfängt. Bei einem entsprechenden Experiment am AVR-Reaktor zeigte sich, daß der verbleibende Kühlgasmassenstrom ausreicht, um das Core nach etwa 9 min wieder kritisch zu machen. Die Reaktorspaltleistung stieg wieder an, erreichte nach 14 min ein Maximum von 6 MW und pendelte sich dann bei etwa 3 MW ein /19/. Die Reduktion der Gebläsedrehzahl auf ein Zehntel ihres Volllastwertes bewirkt eine starke Leistungsminderung durch Verringerung des Heliummassenstromes. Die Reaktorleistung fällt zunächst ab, mit Auskühlung des Cores steigt sie jedoch wieder kurz an, um sich dann auf einem neuen der Kühlung entsprechenden Leistungsniveau einzupendeln.

Abbildung 6.6 zeigt eine Gegenüberstellung der AVR-Meßdaten und der DYNOTTO-Rechenergebnisse. Das Programm beschreibt den Verlauf der Spaltleistung zwar qualitativ richtig, allerdings wird das Wiederansteigen der Leistung für einen um 150 s späteren Zeitpunkt errechnet, als es tatsächlich auftritt. Dies ist durch die axial-eindimensionale Rechenweise des Programms zu erklären. Die radialen Wärmeverluste des AVR-Cores belaufen sich, unabhängig vom Kühlgasmassenstrom, auf 2 bis 4 % der Gesamtleistung /20/ und tragen dadurch zu einer schnelleren Auskühlung des Cores bei. Diese radiale Wärmeabfuhr kann vom Programm DYNOTTO nicht nachgerechnet werden, da im thermohydraulischen Teil des Programms keine Möglichkeit zur Berücksichtigung radialer Effekte vorgesehen ist. Die Auskühlung des Cores erfolgt also in der rechnerischen Simulation langsamer, und der bis zum Wiederanstieg der Spaltleistung verstreichende Zeitraum ist entsprechend größer.

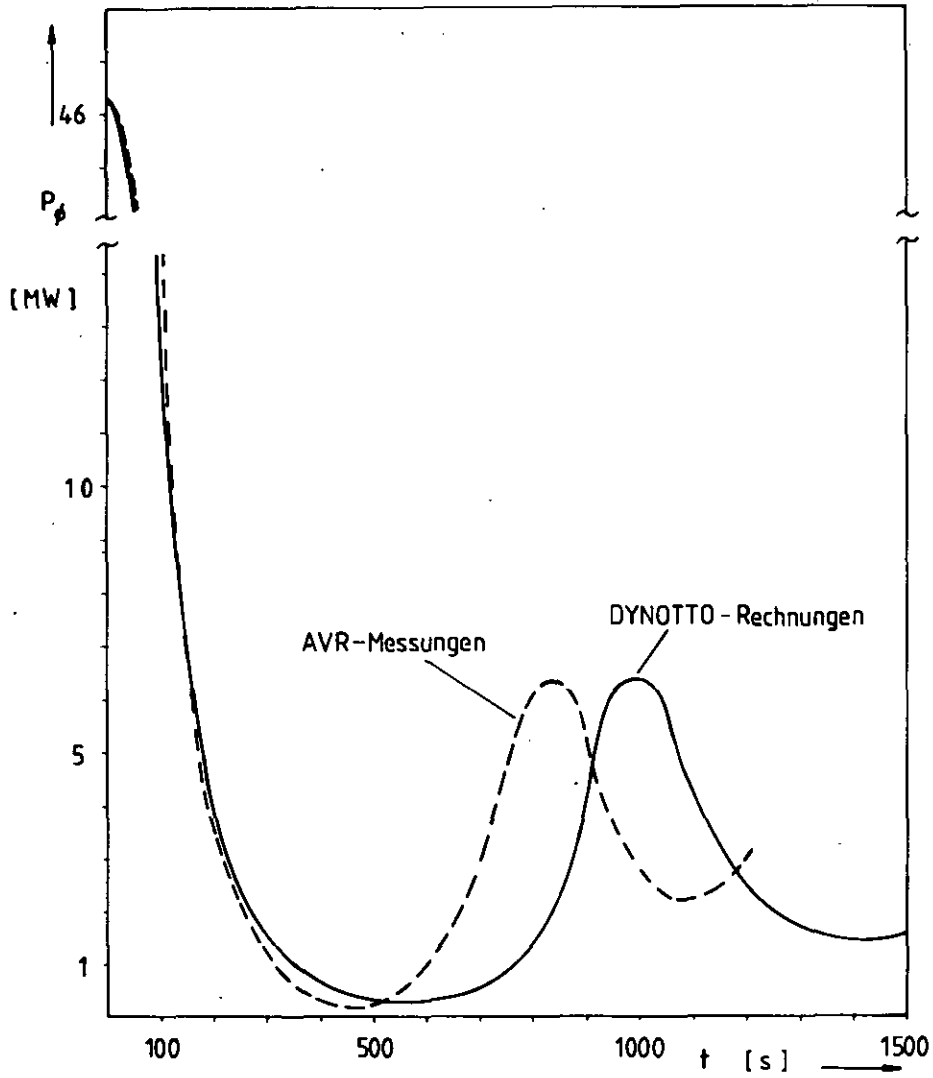


Abbildung 6.6 : AVR, Störfall: Reduktion der Gebläsedrehzahl auf 400 min^{-1} . Vergleich des Verlaufs der Spaltleistung zwischen DYNOTTO-Ergebnissen und AVR-Messungen

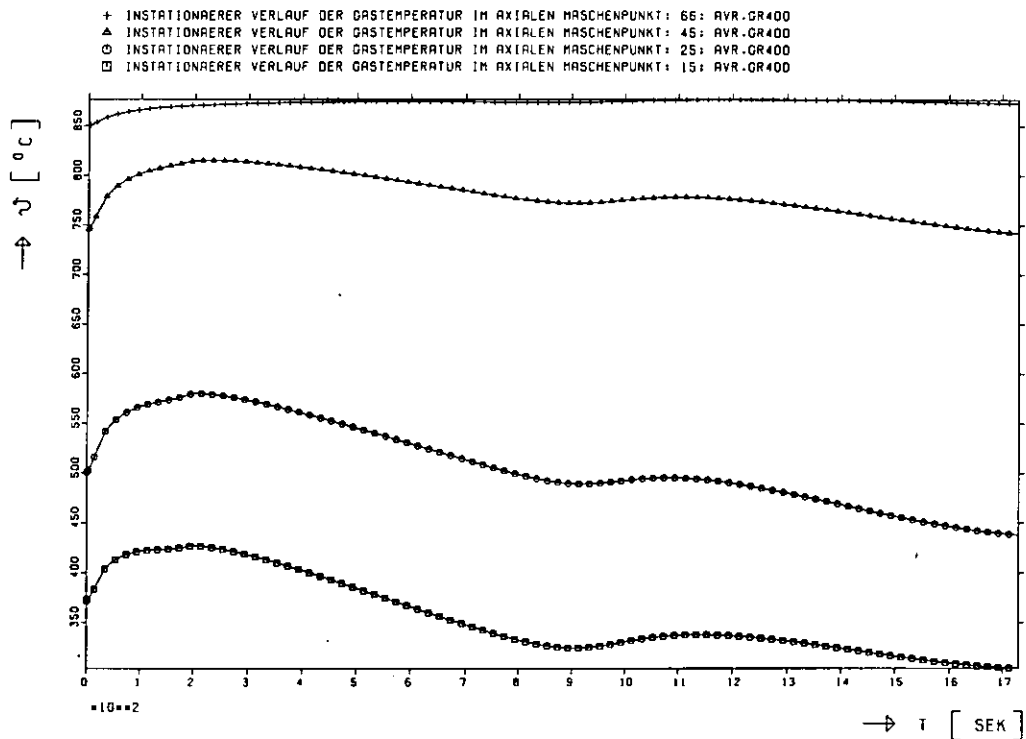


Abbildung 6.7 : AVR, Störfall: Reduktion der Gebläsedrehzahl auf 400 min^{-1} . Verlauf der Gastemperaturen in unterschiedlichen Coreregionen.
Masche 66: Topreflektor
Masche 45: 1 m unter Topreflektor
Masche 25: 95 cm über Bodenreflektor
Masche 15: 45 cm über Bodenreflektor

Abbildung 6.7 zeigt die rechnerisch ermittelten Verläufe der Gastemperaturen für verschiedene axiale Positionen im Reaktor. Maschenpunkt 66 liegt im Bereich des oberen Reflektors. Es wird deutlich, daß alle Coretemperaturen nach Überschreiten eines anfänglichen Maximums abfallende Tendenz haben. Auch die Temperaturspitzen während der erneuten Kritikalität liegen deutlich tiefer. Dies wird durch den mit dem Leistungsabfall verbundenen Xenonaufbau bewirkt. Die zusätzliche Xenonvergiftung bindet soviel Reaktivität, daß für eine erneute Kritikalität des Reaktors ein entsprechend niedrigeres Temperaturniveau erforderlich ist.

6.4 Abschließende Wertung

Am Beispiel des AVR-Hochtemperaturreaktors konnte gezeigt werden, daß eine rechnerische Simulation von Störungen des Reaktorgleichgewichtszustandes mit dem Programm DYNOTTO sehr gut möglich ist. Besonders die neutronenphysikalischen Phänomene in den ersten 300 s nach Störfallbeginn werden mit großer Genauigkeit beschrieben. Bei der Nachrechnung langfristiger Transienten gewinnen die modellmäßigen Vereinfachungen der Reaktordarstellung, bedingt durch die Eindimensionalität des Programms, einen zunehmend größeren Einfluß, so daß die Ergebnisse die Realität nicht mehr ganz exakt wiedergeben. Eine weitere Verbesserung des Programms erscheint im Rahmen der axial-eindimensionalen Reaktordarstellung auch nicht mehr sinnvoll. Eine verbesserte Beschreibung des dynamischen Reaktorverhaltens unter korrekter Berücksichtigung der thermohydraulischen Effekte kann wohl nur von einem zweidimensionalen Dynamik-Programm realisiert werden.

7. Ergebnisse der Untersuchungen verschiedener HTR-Konzepte

Wie in Kapitel 6 gezeigt wurde, ist das Rechenprogramm DYNOTTO in der Lage, das Störfallverhalten des AVR-Versuchsreaktors sehr gut zu beschreiben. Es kann also wohl davon ausgegangen werden, daß Untersuchungen zu anderen HTR-Projekten einen ähnlich hohen Aussagewert haben. Deshalb wurde mit dem Programm DYNOTTO auch das Störfallverhalten anderer Reaktorkonzepte nachgerechnet. Diese Untersuchungen hatten nicht das Ziel, umfassende quantitative Resultate für diese speziellen Hochtemperaturreaktoren zu liefern, dazu fehlten zum Teil auch die detaillierten Auslegungsdaten und Konstruktionsmerkmale. Der Schwerpunkt lag vielmehr in dem Bestreben, grundlegende Erkenntnisse zum dynamischen Störfallverhalten der unterschiedlichen HTR-Konzepte zu erhalten, um daraus eventuell vorhandene, sicherheitstechnisch relevante Mängel aufzuzeigen und mögliche Verbesserungen bei der Auslegung und Konstruktion vorzuschlagen. Aus diesem Grund sind die Störfallannahmen, die den folgenden Untersuchungen zugrunde liegen, so gewählt, daß sie im Vergleich zu realistischen Störungen des Reaktorgleichgewichtszustandes als pessimistisch anzusehen sind. Es wurde daher auch bei den meisten der folgenden Beispiele auf die Simulation eines Regeleingriffs verzichtet, d. h. der Reaktor wird während der Störfallereignisse sich selbst überlassen, da nur so eine Beurteilung der inhärenten Sicherheit des Gesamtkonzeptes möglich ist.

Um zu vermeiden, daß durch die Vielzahl der Abbildungen der sich anschließende Textteil unübersichtlich wird, werden die meisten der graphischen Darstellungen der Störfalltransienten im Anhang A zusammengefaßt; sie werden dementsprechend durch den Großbuchstaben A in der Abbildungsnummer gekennzeichnet.

7.1 PNP 3000 im 40 %-Teillastbetrieb

Die Auslegungsdaten für das PNP 3000 Referenzcore sind in Tabelle 7.1 zusammengestellt. Dieser Hochtemperaturreaktor wurde schon detailliert von Schultes /8/ untersucht, wobei aber Xenoneffekte noch nicht berücksichtigt werden konnten (vgl. Kapitel 3). Schwerpunkt der im Rahmen dieser Untersuchungen durchgeführten Rechnungen war zwar das gleiche Reaktorcore aber bei einer Leistung von nur 40 % des Vollastbetriebes. Es sollte überprüft werden, ob dieser Reaktortyp in diesem Betriebszustand ein anderes Störfallverhalten zeigt.

Bei den Auslegungsrechnungen, die mit dem Reaktorrechnungsprogramm V.S.O.P. /22/ durchgeführt wurden, setzte man voraus, daß bei der Leistungsreduktion von 100 auf 40% die Gasaustrittstemperatur konstant bleibt, was nur durch eine gleichwertige Verringerung des Kühlgasmassenstromes zu erreichen ist. Außerdem sollte der Lastwechsel zeitlich solange zurückliegen, daß die sich ergebende Nuklidichteverteilung erneut einen Reaktorgleichgewichtszustand beschreibt. Den Randbedingungen entsprechend ist das Gastemperaturprofil der beiden Reaktorzustände völlig identisch. Abbildung A 1.1 zeigt den axialen Verlauf der Gastemperatur während des 40% Teillast- und des Vollastbetriebszustandes beim PNP 3000. Bedingt durch den auch auf 40% reduzierten Heliummassenstrom wird der Wärmeübergang in der Kugelschüttung schlechter. Trotzdem sind die Kugeloberflächentemperaturen niedriger, wenn der Reaktor bei 40% Leistung fährt. Ursache hierfür ist die um den Faktor 2,5 verringerte Leistung, zu deren Abtransport natürlich ein deutlich geringerer Wärmestrom ausreicht. Dies macht sich insgesamt durch einen geringeren Temperaturgradienten im Brennelement bemerkbar. Ein Vergleich der beiden Temperaturverläufe innerhalb der Kugeln, wie er sich für den Ort auf der Reaktorachse mit der größten Kugelleistung errechnet, ist in Abbildung A 1.2 aufgetragen.

In Abbildung A 1.3 sind die axialen Verläufe der Kugel-

<u>Core</u>		
thermische Leistung	MW _{th}	3000
mittlere Leistungsdichte	MW / m ³	5,5
Höhe	cm	554
Radius	cm	560
Schüttungsdichte der Kugeln		0,64
Beschickungsweise		OTTO
Beschickungsvorschrift		2 - Zonen
Äußere Radien der Zonen		460 / 560
<u>Reflektor</u>		
Dicke des oberen R.	cm	200
Dicke des seitlichen R.	cm	100
Dicke des unteren R.	cm	100
<u>Wärmeübertragung</u>		
Aufheizung des Kühlgases	°C	300-960
Betriebsdruck	bar	40
<u>Kugel</u>		
Radius	cm	3
Radius der Matrix	cm	2,5
Kernchenmaterial		(U,Th)O ₂
Schwermetallgehalt pro Kugel	gr	11,24

Tabelle 7.1 : Auslegungsdaten für das PNP 3000 Referenz-core /21/.

zentraltemperaturen in den beiden Betriebssituationen dargestellt. Diese Temperaturen können als Maß für die maximal auftretenden Temperaturbelastungen der Coated Particle angesehen werden. Es zeigt sich, daß mit der Leistungsverringerung eine Abnahme der Materialbelastungen gekoppelt ist.

7.1.1 Störungen des Reaktorgleichgewichtszustandes

Die von Schultes /8/ durchgeführten Untersuchungen am PNP 3000 kommen zu dem Ergebnis, daß dieses Reaktorsystem mit dem in der Konzeption vorgesehenen Abschaltssystem in der Lage ist, alle Störfallsituationen sicher zu beherrschen. Diese Aussage wird im Teillastbetrieb um so eher zutreffen, da schon beim Vergleich der beiden stationären Betriebszustände gezeigt werden konnte, daß die Materialbelastungen im 40% Leistungsbetrieb deutlich geringer sind als bei Vollast. Um auch das dynamische Verhalten des Reaktors bei dieser geringeren Leistung beurteilen zu können, werden im folgenden einige hypothetischen Störfälle diskutiert. Dabei wird angenommen, daß neben dem jeweiligen Störfallereignis, das die Leistungstransiente anregt, auch noch ein Versagen aller Abschaltssysteme vorliegt, so daß keine Regeleingriffe möglich sind.

7.1.2 Sprungförmige Änderung der Gaseintrittstemperatur

Eine Änderung der Gaseintrittstemperatur kann durch vorhergehende Störungen im Sekundärkreis hervorgerufen werden. Um eine deutliche Beschreibung der hierdurch auftretenden corephysikalischen Ereignisse zu ermöglichen, wurde bei den hier beschriebenen Störfallberechnungen eine sprungförmige Änderung zum Zeitpunkt $t=0.0$ um jeweils 100 K angenommen.

Eine Erhöhung der Gaseintrittstemperatur um 100 K bewirkt einen Leistungsabfall des Reaktors. Durch die höhere Gastemperatur werden die Brennelementkugeln im oberen Corebereich schlechter gekühlt. Dadurch steigen die Brennelementtemperaturen, und über den negativen Temperaturkoeffizienten kommt es zu einem Abfall der Reaktorleistung. In Abbildung A 1.6 ist der Verlauf der Reaktorleistung aufgetragen. Zum Vergleich ist auch hier wieder der Leistungsverlauf für die gleiche Störfallsituation bei Vollastbetrieb dargestellt. Es zeigt sich, daß der Leistungsabfall aus dem Vollastbetrieb heraus prozentual stärker ist und zeitlich schneller erfolgt. Vergleicht man in Tabelle 7.2 die Temperaturkoeffizienten des Cores für die unterschiedlichen Betriebszustände, so wäre eigentlich der gegenteilige Effekt zu erwarten, da die Temperaturkoeffizienten des Cores bei 40% Teillast größer sind, als die Vergleichswerte bei Vollast.

Ursache für den geringeren Leistungsabfall im Teillastbetrieb ist der ebenfalls auf 40% reduzierte Kühlgasmassestrom. Die Erhöhung der Eintrittstemperatur dieses verringerten Heliumstromes bewirkt eine deutlich geringere Aufheizung der oberen Corebereiche, da die Wärmekapazität des Cores ja konstant bleibt. In Abbildung A 1.7 wird dieser Effekt durch den instationären Verlauf der Heliumtemperaturen für den jeweiligen Betriebszustand verdeutlicht. Aufgetragen wurde der Temperaturverlauf am Maschenpunkt 16, dem Ort der maximalen Brennelementleistung im stationären Betriebszustand.

Bei voller Leistung bewirkt die Erhöhung der Gaseintrittstemperatur einen Sprung der Heliumtemperatur um mehr als 30 K, bei 40% Leistung sind es nur knapp 20 K. Diese Differenz bedingt die unterschiedlichen Störfalltransienten der beiden Betriebszustände, denn aufgrund der OTTO-Beschickungsweise des Cores wird das Leistungsverhalten des Reaktors maßgeblich von den oberen Corebereichen bestimmt.

	40% Teillast	100% Vollast
Γ_{Br}	-2,44 10^{-5} K^{-1}	-2,19 10^{-5} K^{-1}
Γ_{tot}	-4,04 10^{-5} K^{-1}	-2,65 10^{-5} K^{-1}

Tabelle 7.2 : Temperaturkoeffizienten des PNP 3000 bei unterschiedlichem Leistungsniveau (ermittelt mit Exterminator /13/)

Eine sprunghafte Änderung der Gaseintrittstemperatur um -100 K hat eine Leistungserhöhung zur Folge. In Abbildung A 1.8 sind die Verläufe der Reaktorleistung des PNP 3000 für diese Störfallsituation bei Vollast- und Teillastbetrieb einander gegenübergestellt. Auch hier bewirkt der verringerte Kühlgasmassenstrom nur einen Bruchteil der Temperaturänderungen, die beim Vollastbetrieb auftreten. Entsprechend erfolgt der Leistungsanstieg langsamer, und der Verlauf der Störfalltransienten im Teillastbetrieb ist harmloser.

Die instationären Verläufe der Reaktorleistung in Abbildung A 1.8 zeigen in den ersten 100 s eine Leistungsspitze, bevor es zu einem stetigen Anstieg der Reaktorleistung kommt. Dieses Überschwingen des Leistungsverlaufs kann bei allen Störfällen mit spontanen, positiven Reaktivitätsänderungen beobachtet werden. Durch die Reaktivitätszu-

fuhr kommt es zu einem plötzlichen Leistungsanstieg. Die hohe Wärmekapazität des Cores ermöglicht aber nur ein langsames Steigen der Coretemperaturen, so daß bedingt durch den negativen Temperaturkoeffizienten die Leistung wieder auf ein geringeres Niveau zurückfällt. Dieser Effekt wird auch beim Betrachten des instationären Verlaufs der Gastemperaturen deutlich, wie er in Abbildung A 1.9 aufgetragen ist. Nach dem Abklingen der Gastemperaturen, bedingt durch die sprungförmige Änderung der Gas-eintrittstemperatur, kommt es zu einem steilen Wiederanstieg und einem dem Leistungsverlauf ähnlichen Temperaturverhalten, wobei die Temperaturminima und -maxima um etwa 20 s später als die Leistungsspitzen auftreten. Diese Störfalltransienten gelten jedoch nur für das Vollastverhalten des Reaktors, aus dem 40% Teillastbetrieb heraus verläuft die Leistungstransiente nach dem Abfall der Gas-eintrittstemperatur wesentlich flacher, und es kommt nur zu geringen Wechselwirkungen zwischen den thermischen und nuklearen Effekten.

7.1.3 Störfall Wassereinbruch

Der Störfall Wassereinbruch bewirkt bei Hochtemperaturreaktoren eine Reaktivitätszufuhr. Die Untersuchungen von Schultes /8/ haben gezeigt, daß aber auch diese Störfallsituation mit Hilfe des Regel- und Abschaltsystems des PNP 3000 beherrschbar ist. Dabei wurde von folgendem, sicherlich als sehr konservativ anzusehenden Störfallverlauf ausgegangen.

1. Ein Dampferzeuger läuft völlig leer. Dadurch gelangen 10 t Wasserdampf in den Primärkreis. Dieser Vorgang dauert 70 Sekunden.
2. Die Reaktorgebläse laufen weiter, die Leistungsaufnahme der Gebläse ist aber auf 110% begrenzt.

3. Die Eintrittstemperatur des Helium-Dampf-Gemisches bleibt konstant. Der Druck im Primärkreis erhöht sich von 40 auf 55 bar.

Nimmt man zusätzlich zu diesem Störfall ein Versagen aller Regel- und Abschaltssysteme sowie der Berstscheiben an, also einen unveränderten Ablauf der Störfalltransiente, so werden im Core Temperaturen erreicht, die nicht mehr tolerierbar sind. Nach der Korrektur der Bestimmung des nuklear wirksamen Wassergehaltes des Cores (vgl. Kapitel 4.3) im Programm DYNOTTO stellt sich die oben beschriebene Störfallsituation wesentlich entspannter dar. In Abbildung A 1.10 und A 1.11 sind zum Vergleich noch einmal die Leistungs- und Temperaturverläufe für die unterschiedlichen Berechnungsweisen dargestellt. Es wird deutlich, daß der Anstieg der Coretemperaturen wesentlich langsamer verläuft und auch der Anstieg der Reaktorleistung nur noch die Hälfte dessen ausmacht, was mit Hilfe des alten Berechnungsverfahrens ermittelt wurde. Insgesamt erscheinen die Folgen des Störfalls Wassereinbruch somit deutlich besser beherrschbar, als noch von Schultes /8/ berechnet.

Nachfolgend werden die Berechnungen zum Störfallverhalten des PNP 3000 Core nach einem Wassereinbruch erörtert. Dazu sind in den Abbildungen A 1.12 bis A 1.16 die Transienten, die für den Störfallablauf aus dem Vollastbetrieb errechnet wurden, denen gegenübergestellt, die sich für den 40% Teillastbetrieb ergeben. Hierzu muß einschränkend bemerkt werden, daß eine Berücksichtigung der Xenonkonzentrationsänderungen bei den Rechnungen zum Vollastcore nicht möglich war. Somit erscheint ein Vergleich der jeweiligen Störfalltransienten nur für die ersten 5 Minuten nach Störfallbeginn sinnvoll, da danach aufgrund des erhöhten Xenonabbrandes in Folge der Leistungssteigerung auch für das Vollastcore höhere Leistungs- und Temperaturwerte zu erwarten sind, als sie in den Berechnungen ermittelt wurden.

Wird der Reaktor PNP 3000 auf einem Leistungsniveau von 40% betrieben, so stellt sich der Störfall Wassereinbruch anders dar. Bei Gültigkeit der oben genannten Störfallrandbedingungen ist die als Folge des Wassereinbruchs auftretende Leistungsexkursion doppelt so groß wie der Vergleichswert bei Vollastbetrieb. Wie Abbildung A. 1.12 zeigt, stabilisiert sich der Leistungsverlauf nach etwa 100 Sekunden auf dem Vierfachen des Ausgangswertes, während beim Störfallablauf aus dem Vollastbetrieb heraus die Leistung nur auf den doppelten Wert steigt.

Ursache hierfür ist die unterschiedliche Leistungsaufnahme der Reaktorgebläse. Tritt der Störfall Wassereinbruch im Vollastbetrieb auf, so wird aufgrund des größeren Massenstromes die Leistungsbegrenzung der Gebläse von 110% schnell erreicht. Während des Teillastbetriebes ist die Gebläseleistung auf 40% reduziert, Die Annahme, auch in diesem Fall sei nur eine 10%ige Leistungserhöhung möglich, erscheint nicht realistisch. Deshalb wurde für die Berechnungen der Störfalltransienten des PNP 3000 bei Teillastbetrieb keine Leistungsbegrenzungen der Gebläse angenommen. Die Steigerung des Kühlgasmassenstromes, der jetzt aus einem Dampf-Helium-Gemisch besteht, ist also deutlich größer, ohne daß die Vergleichswerte des Vollastbetriebes erreicht würden (vgl. Abbildung A 1.13).

Neben der Reaktivitätszufuhr, bedingt durch den Wassereinbruch, wird im Core also auch durch die bessere Kühlung Reaktivität freigesetzt, was insgesamt zu einer größeren Leistungsexkursion führt, als bei Annahme einer konstanten oder nur um 10% erhöhten Gebläseleistung. Als Folge ergeben sich starke Temperaturerhöhungen im Core. In Abbildung A 1.14 und A 1.15 sind die Temperaturverläufe aufgetragen, wie sie sich als Folge der Störfallsituation für die verschiedenen Betriebszustände ergeben. Während die Gastemperaturen aus dem Teillastbetrieb heraus im oberen Corebereich deutlich höher steigen, bleiben die entsprechenden Kugelzentraltemperaturen unter den Werten, die für den Störfallablauf aus dem Vollastbetrieb

heraus berechnet wurden. Im unteren Corebereich erfolgt der Anstieg der Temperaturwerte zeitlich später, was durch das langsamere Anwachsen der H_2O -Partikeldichte (vgl. Abb. A 1.16) zu erklären ist. Nach ca. 250 Sekunden jedoch steigen sowohl die Gas- als auch die Kugelzentraltemperaturen in den unteren Corezonen über die Werte an, die für den Wassereinbruch bei Vollastbetrieb ermittelt wurden.

7.1.4 Zusammenfassende Wertung

Die Berechnungen zum Störfallverhalten des PNP 3000 im 40% Teillastbetrieb haben gezeigt, daß die Belastungen des Systems in Störfallsituationen geringer sind als bei Vollastbetrieb. Lediglich in der hypothetischen Störfallsituation des Wassereinbruchs, unter Voraussetzung der vollständigen Umwälzung des Dampf-Helium-Gemisches, können Transienten errechnet werden, die zu einer unzulässig hohen Temperaturbeanspruchung der Brennelemente und der dem Core nachgeordneten Reaktorsysteme führen. Allerdings konnte schon Schultes /8/ zeigen, daß ein Absenken des Primärkreisdrucks durch Öffnen von Berstscheiben ausreicht, den Störfallablauf so zu begrenzen, daß keine Auslegungskriterien überschritten werden. Ein anderer Mechanismus, der den gleichen Effekt bewirkt, ist der Gebläseausfall. In den Abbildungen A 1.17 und A 1.18 sind die Störfalltransienten für diesen Fall dargestellt. Angenommen wurde, daß nachdem 10 t H_2O in das auf Teillastniveau betriebenen PNP 3000 Core geflossen sind, es zu einem teilweisen Ausfall der Gebläse kommt.

Die Annahme eines zumindest teilweisen Gebläseausfalls ist durchaus nicht unrealistisch, da bedingt durch den Druckanstieg und den hohen Dampfgehalt infolge des Wassereinbruchs die Beanspruchung der Gebläse stark ansteigt. Der auf 10% reduzierte Kühlgasmassenstrom bewirkt einen sofortigen Abfall der Reaktorleistung, wodurch die Temperaturbelastungen des Core entsprechend verringert werden (vgl. Abbildungen A 1.17, 1.18). Neben konstruktiven Vor-

kehrungen zur Begrenzung der beim Dampferzeugerversagen ins Core strömenden Wassermassen, sind also auch andere passive Sicherheitsmaßnahmen denkbar, die es ermöglichen, den PNP 3000 auch in hypothetischen Störfallsituationen sicher zu beherrschen.

7.2 PND 1500

Hochtemperaturreaktoren sind aufgrund ihrer technischen Eigenschaften nicht nur zur Stromerzeugung einsetzbar, sondern bieten darüber hinaus die Möglichkeit, eine Reihe anderer Technologien verfügbar zu machen, die in vielen Bereichen der Energieversorgung eingesetzt werden können. Insbesondere die Nutzung nuklearer Prozeßwärme für die Veredelung von Kohle und die Verwirklichung nuklearer Fernenergiesysteme machen den Einsatz von Hochtemperaturreaktoren notwendig.

Im folgenden sollen mit Hilfe des Programms DYNOTTO die Sicherheitsaspekte des nuklearen Teils einer solchen HTR-Prozeßdampfanlage untersucht werden. Die Auslegungsmerkmale des im Rahmen des PND-Projektes hierfür vorgeschlagenen Hochtemperaturreaktors sind in Tabelle 7.3 zusammengefaßt. Der Reaktor, der für eine thermische Leistung von 1500 MW konzipiert wurde, soll 410 MW Strom liefern und 560 t Prozeßdampf pro Stunde erzeugen /24/. Im Gegensatz zu den meisten bisher geplanten HTR-Projekten soll der Reaktor im LEU-Brennstoffzyklus betrieben werden, also auf 6% angereichertes Uran als Brennstoff verwenden. Als Art der Beschickung ist ein einmaliges Durchlaufen der Brennelemente durch das Core vorgesehen (OTTO-Beschickung). Das Helium strömt von oben nach unten durch das Reaktorcore und wird dann zu den daneben angeordneten Dampferzeugern geführt. Das gesamte System ist von einem vorgespannten Spannbetonbehälter umgeben.

<u>Core</u>		
Thermische Leistung	MW _{th}	1500
mittlere Leistungsdichte	MW / m ³	5,5
Höhe	cm	504
Radius	cm	412,5
Schüttungsdichte der Kugeln		0,63
Beschickungsweise		OTTO
Beschickungsvorschrift		2 - Zonen
äußere Radien der Zonen	cm	312,5/412,5
<u>Reflektor</u>		
Dicke des oberen R.	cm	200
Dicke des seitlichen R.	cm	100
Dicke des unteren R.	cm	100
<u>Wärmeübertragung</u>		
Aufheizung des Kühlgases	°C	280-750
Betriebsdruck	bar	50
<u>Kugel</u>		
Radius	cm	3
Radius der Matrix	cm	2,5
Kernchenmaterial		UO ₂
Schwermetallgehalt pro Kugel	gr	8 bzw. 11

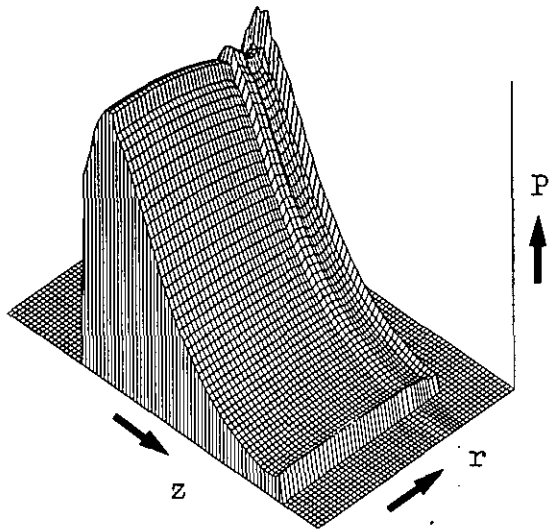
Tabelle 7.3 : Auslegungsdaten für das PND 1500 Core /24/.

Erste Konzeptionsstudien für das PND-Projekt gingen von Brennelementen mit 11 g Schwermetallbeladung aus. Es zeigte sich aber, daß aufgrund des hieraus resultierenden niedrigen Moderationsverhältnisses der Reaktor sehr empfindlich auf einen möglichen Wassereinbruch ins Core reagiert. Die zur Kompensation dieses Störfalls notwendige Abschaltreaktivität ist nur schwer bereitzustellen und erfordert aufwendige Abschaltssysteme. Als Alternative hierzu erschien eine Brennelementbeladung sinnvoll, die lediglich 8 g niedrig angereichertes Uran pro Kugel vorsieht. Bei den Untersuchungen zum dynamischen Störfallverhalten des PND 1500 wurden im Rahmen dieser Arbeit beide Coreauslegungen untersucht. Im folgenden werden deshalb bei der Erörterung der Störfalltransienten die Auswirkungen der unterschiedlichen Schwermetallbeladungen besonders berücksichtigt.

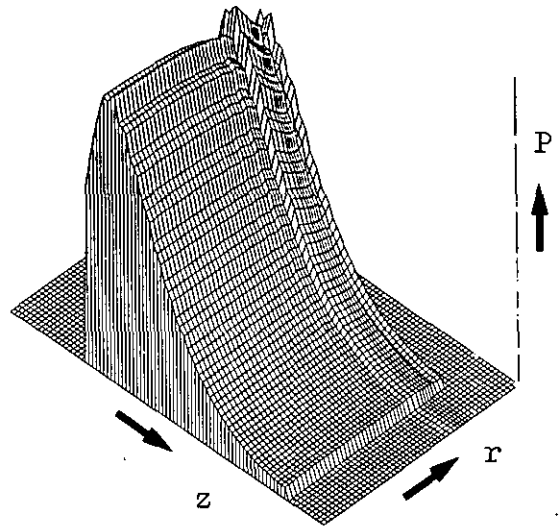
7.2.1 Stationärer Betriebszustand

Schon im stationären Betriebszustand lassen sich Unterschiede bei den corephysikalischen Daten zwischen der 8 g- und der 11 g-Schwermetallbeladung erkennen. In Abbildung 7.1 sind die dreidimensionalen Leistungsdichteverteilungen in den jeweiligen Cores aufgetragen. Die beiden unteren Darstellungen zeigen die Differenzwerte der Leistungsdichte, einmal als Absolutwert, zum anderen in Prozent, wie sie sich für einen Vergleich der beiden PND-Cores errechnen, wobei die Leistungsdichteverteilung der 11 g Schwermetallbeladung als Referenzwert genommen wurde. Es wird deutlich, daß sich die Leistungserzeugung bei geringerem Schwermetallgehalt auf die oberen Corebereiche konzentriert. Der axiale Leistungsverlauf ist für das Reaktorcore mit 11g-Brennelementen insgesamt flacher, das Leistungsmaximum liegt dementsprechend ca. 5% unter dem Vergleichswert der 8g-Kugeln.

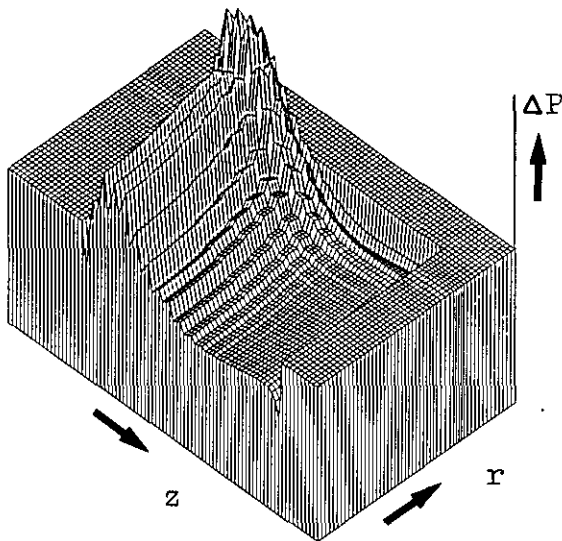
Auch das Verhalten des Neutronenflusses wird von der



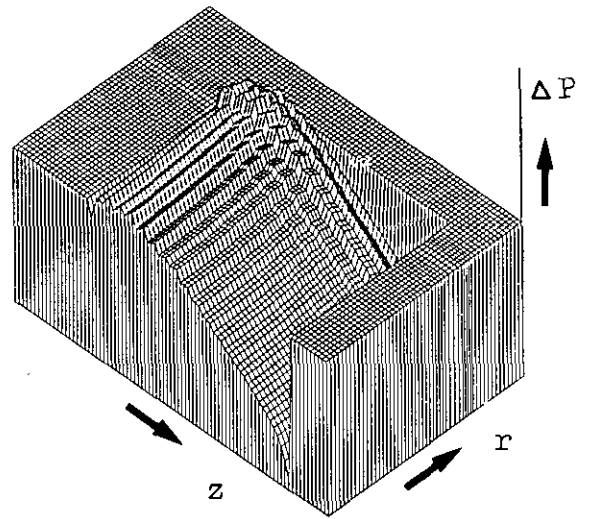
11 g Core
Leistungsdichteverteilung
 P in W/cm^3



8 g Core
Leistungsdichteverteilung
 P in W/cm^3



ΔP in W/cm^3



ΔP in %

Differenzen der Leistungsdichteverteilungen zwischen dem 8 g und dem 11 g Core (bezogen auf das 11 g Core).

Abbildung 7.1 : Leistungsdichteverteilungen des PND 1500 Cores bei unterschiedlicher Schwermetallbeladung der Brennelemente /23/.

Schwermetallbeladung beeinflusst. Im schnellen Energiebereich sind die axialen Flußverteilungen nahezu identisch (vgl. Abbildung A 2.1). Die thermischen Flußwerte sind bei 8 g Schwermetallgehalt jedoch bis maximal doppelt so groß (vgl. Abbildung A 2.2) wie die Vergleichswerte bei 11g-Kugeln. Dies ist eine Folge der deutlich schlechteren Moderationseigenschaften des Cores mit höherem Schwermetallgehalt.

In Tabelle 7.4 sind die Moderationsverhältnisse für die bisher im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Reaktorcores zusammengestellt. Insbesondere das Verhältnis der Kohlenstoff- zu den Spaltstoffatomen ermöglicht eine gute Abschätzung der Moderationseigenschaften des jeweiligen Kerns.

Tabelle 7.4 : Moderationsverhältnisse verschiedener Reaktortypen am Ort der größten Leistungsdichte.

Reaktor	PNP 3000	PND 1500	PND 1500
Brennstoffzyklus	HEU	LEU	LEU
Beschickung	OTTO	OTTO	OTTO
Schwermetallbeladung	11g/ball	11g/ball	8g/ball
N_C/N_{SN}	340	340	480
$N_C/N_{\text{Spaltstoff}}$	7310	4540	9800

Der axiale Verlauf der Gastemperaturen im Reaktorcore ist für beide Schwermetallbeladungen ähnlich (vgl. Abbildung A 2.3 und A 2.4). Aufgrund der größeren Leistung im oberen Corebereich erfolgt der Temperaturanstieg im 8g-Core schneller. Auch die Kugelzentraltemperaturen liegen in den oberen Zonen aufgrund der höheren Brennelementleistungen höher, als beim Core mit 11g-Schwermetallgehalt pro Kugel. In den Abbildungen A 2.5 bis A 2.7 sind exemplarisch die Temperaturverläufe in den Brennelementen für drei verschiedene Positionen auf der Reaktorachse aufgetragen. Auf der axialen Masche 16 (Corehöhe 2,47 m) sind die Temperaturen der jeweiligen Brennelementoberflächen gleich; bedingt durch die hier höhere Kugelleistung, bei der 8g Schwermetallbeladung ist der Temperaturgradient im Element aber größer und die Kugelzentraltemperatur höher. 2,56 m tiefer auf der axialen Masche 40 verlaufen die Temperaturen in den beiden Brennelementen weitgehend parallel, das 11g-Element liegt aber auf einem etwa 5 bis 10 K niedrigeren Temperaturniveau. Auf einer Corehöhe von 6,62 m, der axialen Masche 60, ist die Kugelleistung für die 11g-Brennelemente größer als der Vergleichswert der 8g-Kugeln. Daraus resultiert ein stärkerer Temperaturgradient im Brennelement. Trotz niedrigerer Brennelementoberflächentemperatur ist die Kugelzentraltemperatur im Fall einer 11g Schwermetallbeladung höher, als die der Kugeln mit 8g Urangehalt. Insgesamt verlaufen die Temperaturgradienten im unteren Corebereich aber wesentlich flacher als an den Orten mit hohen Kugelleistungen in den oberen Corezonen.

Aus den corephysikalischen Unterschieden zwischen einer Brennelementbeladung von 8g und von 11g Schwermetallgehalt pro Kugel lassen sich beim stationären Betrieb des PND 1500 Reaktors etwas geringere Materialbelastungen für die 11g-Kugeln ablesen. Dem größeren Temperaturgradienten und den höheren Neutronenflüssen steht aber eine um ca.

ein Drittel niedrigere mittlere Kugeldurchflußzeit der 8g-Brennelemente entgegen. Eine endgültige Bewertung der Vor- und Nachteile einer niedrigeren Schwermetallbeladung erscheint aufgrund der Differenzen im stationären Betriebszustand noch nicht möglich.

7.2.2 Sprungförmige Änderungen der Gaseintrittstemperatur

Im Rahmen der Arbeiten, die zur Datenbeschaffung für die Eingabe des Programms DYNOTTO notwendig sind, wurden auch die Temperaturkoeffizienten für die beiden PND Coreauslegungen ermittelt. Wie Tabelle 7.5 zeigt, liegt der Wert des Brennstoff-Temperaturkoeffizienten bei einem Core mit 11g Schwermetallgehalt pro Kugel deutlich über dem Vergleichswert des Kerns mit 8g-Kugeln. Bei den Moderator-koeffizienten ist es umgekehrt, trotzdem ist der Gesamttemperaturkoeffizient für das Core mit der höheren Schwermetallbeladung größer als der Koeffizient des Cores mit 8g-Elementen.

Tabelle 7.5 : Temperaturkoeffizienten des PND Cores für unterschiedliche Brennelementbeladungen.

	11g-Kugel	8g-Kugel
Γ_{Br}	-5,86 10^{-5} K^{-1}	-4,50 10^{-5} K^{-1}
Γ_{Mod}	-1,77 10^{-5} K^{-1}	-2,34 10^{-5} K^{-1}
Γ_{tot}	-7,63 10^{-5} K^{-1}	-6,84 10^{-5} K^{-1}

Ein Vergleich des Leistungsverhaltens des Reaktors bei unterschiedlicher Brennelementbeladung scheint den angegebenen Temperaturkoeffizienten zu widersprechen. So zeigt z. B. Abbildung A 2.8, daß bei einem Sprung der Gaseintrittstemperatur um +100 K die Reaktorleistung des Cores mit 8g Schwermetallgehalt pro Brennelement deutlich stärker abfällt als die Leistung des Kerns mit 11g-Kugeln. Auch das Absinken der Kugelzentraltemperaturen verläuft sowohl im oberen, wie auch im unteren Corebereich schneller, wenn die Elemente eine geringere Schwermetallbeladung haben (vgl. Abbildung A 2.9).

Zur Klärung dieser Effekte wurden mit dem Programm DYNOTTO Rechnungen durchgeführt, die von den Randbedingungen her der Definition des Temperaturkoeffizienten ähnlich sind. Es wurde angenommen, daß zum Zeitpunkt $t=0.0$ die Brennstoff- und Moderatortemperaturen im Corebereich um 100K steigen. Die stationären Rechnungen, die zur Bestimmung der Temperaturkoeffizienten durchgeführt wurden (Tabelle 7.5), gingen von den gleichen Bedingungen aus. Abbildung A 2.10 zeigt einen Vergleich des Leistungsverhaltens des PND Cores einmal bei 8g, zum anderen bei 11g Schwermetallgehalt pro Brennelement. Entsprechend den Werten der Temperaturkoeffizienten ist der Leistungsabfall bei höherer Schwermetallbeladung größer. Mit der Leistungsabnahme fallen aber auch die Temperaturen besonders im oberen Corebereich stark ab (vgl. Abbildung A 2.11). Hierdurch kommt es zu einem erneuten Leistungsanstieg, der wiederum, entsprechend den Temperaturkoeffizienten, für das Core mit höherem Schwermetallgehalt stärker ausfällt, als beim PND mit 8g-Kugeln. Danach stabilisiert sich die Reaktorleistung auf einem neuen quasi-stationären Niveau, das aber beim Core mit 11g-Kugeln um ca. 1% höher liegt, als der Vergleichswert. Danach wird die Reaktorleistung nur noch von den Änderungen der Xenonkonzentration beeinflusst.

Der Xenonabbrand hat einen wesentlichen Einfluß auf das Störfallverhalten der unterschiedlichen Kernausslegungen.

Entsprechend der Formel 3.8 errechnet sich die Xenongleichgewichtskonzentration aus

$$Xe_o(t) = \frac{\gamma \cdot \sum_{i=1}^2 \Sigma_{f,i} \cdot \phi_i}{\lambda_{Xe} + \sigma_{Xe} \cdot \phi_{therm.}}$$

(vgl. Kapitel 3).

Der Kern mit geringerem Schwermetallgehalt hat ein höheres thermisches Flußniveau. Da die Reaktorleistung in beiden Fällen gleich ist, ergibt sich somit auch eine kleinere Xenonausgangskonzentration bei niedrigerer Schwermetallbeladung. Während des Störfallablaufs ändern sich die thermischen Flußwerte des Reaktors mit 11g-Kugeln weniger (vgl. Abbildung A 2.12), somit ist auch der Xenonaufbau geringer als beim Core mit 8g Schwermetall pro Brennelement. In Tabelle 7.6 ist dieser Zusammenhang für den Ort der höchsten Kugelleistung dargestellt.

Tabelle 7.6 : Xenonaufbau im PND Core mit unterschiedlicher Schwermetallbeladung als Folge einer Brennstoff- und Moderatorerhöhung von 100K.

	11g-Kugel	8g-Kugel
Xenonausgangskonzentration in $[10^{-24} \text{ cm}^{-3}]$	1.45 10^{-10}	7.16 10^{-11}
Zuwachs bei t = 19s	0.21 %	0.41 %
Zuwachs bei t = 50s	0.39 %	0.85 %
Zuwachs bei t = 100s	0.61 %	1.36 %
Zuwachs bei t = 300s	1.55 %	3.52 %

Mit dem Xenonaufbau wachsen die Neutronenverluste, die Reaktorleistung fällt ab. Diese langsamer verlaufenden Xenonkonzentrationsänderungen bewirken, daß das HTR-Core mit 11g Schwermetallgehalt auf Störfälle wesentlich träger reagiert, als der Reaktor mit 8g Urangehalt pro Kugel. Die aus stationären Rechnungen ermittelten Temperaturkoeffizienten berücksichtigen solche Effekte nicht, zur Beurteilung des dynamischen Störfallverhaltens von Reaktoren sind sie also nur bedingt verwendbar.

Auch auf eine positive Reaktivitätsänderung, z. B. einer Änderung der Gaseintrittstemperatur um -100K , reagiert das Core mit 8g Schwermetallgehalt pro Brennelement heftiger als das Vergleichscore mit 11g-Kugeln. In Abbildung A 2.13 sind die Leistungsverläufe für die unterschiedlichen Kernausslegungen einander gegenübergestellt. Mit der größeren Leistungsproduktion steigen auch die Brennelementtemperaturen, wobei die Temperaturwerte für eine 11g Schwermetallbeladung hinter den Vergleichswerten für die 8g-Kugeln zurückbleiben (vgl. Abbildung A 2.14). Die Begründung für die unterschiedlichen Verhaltensweisen ist auch hier wieder in den verschiedenen Xenonausgangskonzentrationen der Cores zu suchen. Generell kann festgestellt werden, daß die Xenonkonzentrationsänderungen die core-physikalischen Reaktionen auf das Störfallereignis verstärken.

7.2.3 Störfall Wassereinbruch

Wasser hat deutlich bessere Moderationseigenschaften als Graphit. Deshalb bewirkt der Störfall Wassereinbruch bei einem Hochtemperaturreaktor zunächst immer eine Verbesserung der Moderation und somit eine Reaktivitätszufuhr. Erst bei größeren Wassermengen wirkt sich auch die verstärkte Neutronenabsorption durch den Wasserstoff aus. Das Ausmaß der Reaktivitätsänderungen hängt stark vom Moderationsverhältnis und der Brennelementbeladung ab. In Abbildung 7.2

ist die Reaktivitätszufuhr für des PND-Core als Funktion der eingeströmten Wassermenge aufgetragen. Die dem Diagramm zugrundeliegenden Werte wurden mit den Programmen MUPO /11/ und CITATION /10/ ermittelt. Die Reaktivitätszufuhr errechnet sich aus der Differenz des stationären k_{eff} und des k_{eff} -Wertes bei vorgegebener Wasserkonzentration:

$$\Delta \rho = (k_{\text{eff}}(\text{ohne H}_2\text{O}))^{-1} - (k_{\text{eff}}(\text{mit H}_2\text{O}))^{-1}$$

Temperaturänderungen und andere durch den Wassereinbruch bedingte dynamische Effekte wurden nicht berücksichtigt.

Aus Abbildung 7.2 wird deutlich, daß das Einströmen von Wasser für ein PND-Core mit 8g-Schwermetallgehalt pro Brennelement eine wesentlich geringere Reaktivitätszufuhr bedeutet, als für das Vergleichscore mit 11g Uran pro Kugel. Hier zeigt sich, daß das deutlich bessere Moderationsverhältnis (vgl. Tabelle 7.4) die Auswirkungen der Moderatorzufuhr verringert. Differenzen bei den Xenon- ausgangskonzentrationen haben nur einen geringen Einfluß auf die mit einem Wassereinbruch verbundene Reaktivitätszufuhr. Bei Kontrollrechnungen mit einer auf 25% der Gleichgewichtskonzentration reduzierten Xenondichte ergaben sich nur geringfügig größere Reaktivitätsänderungen (vgl. Abbildung 7.2), als für das PND-Core mit 8g-Brennelementen und unveränderten Nuklidichten. Die unterschiedlichen Auswirkungen des Störfalls Wassereinbruch auf die jeweiligen Cores sind also hauptsächlich auf die verschiedenen Moderationseigenschaften zurückzuführen.

Das dynamische Verhalten der beiden PND-Kernauslegungen nach einem Störfall Wassereinbruch unterscheidet sich entsprechend der differierenden Reaktivitätszufuhr. Unter der Voraussetzung, daß innerhalb von 70s 5t H₂O ins Core fließen und keinerlei störfallbegrenzende Maßnahmen getroffen

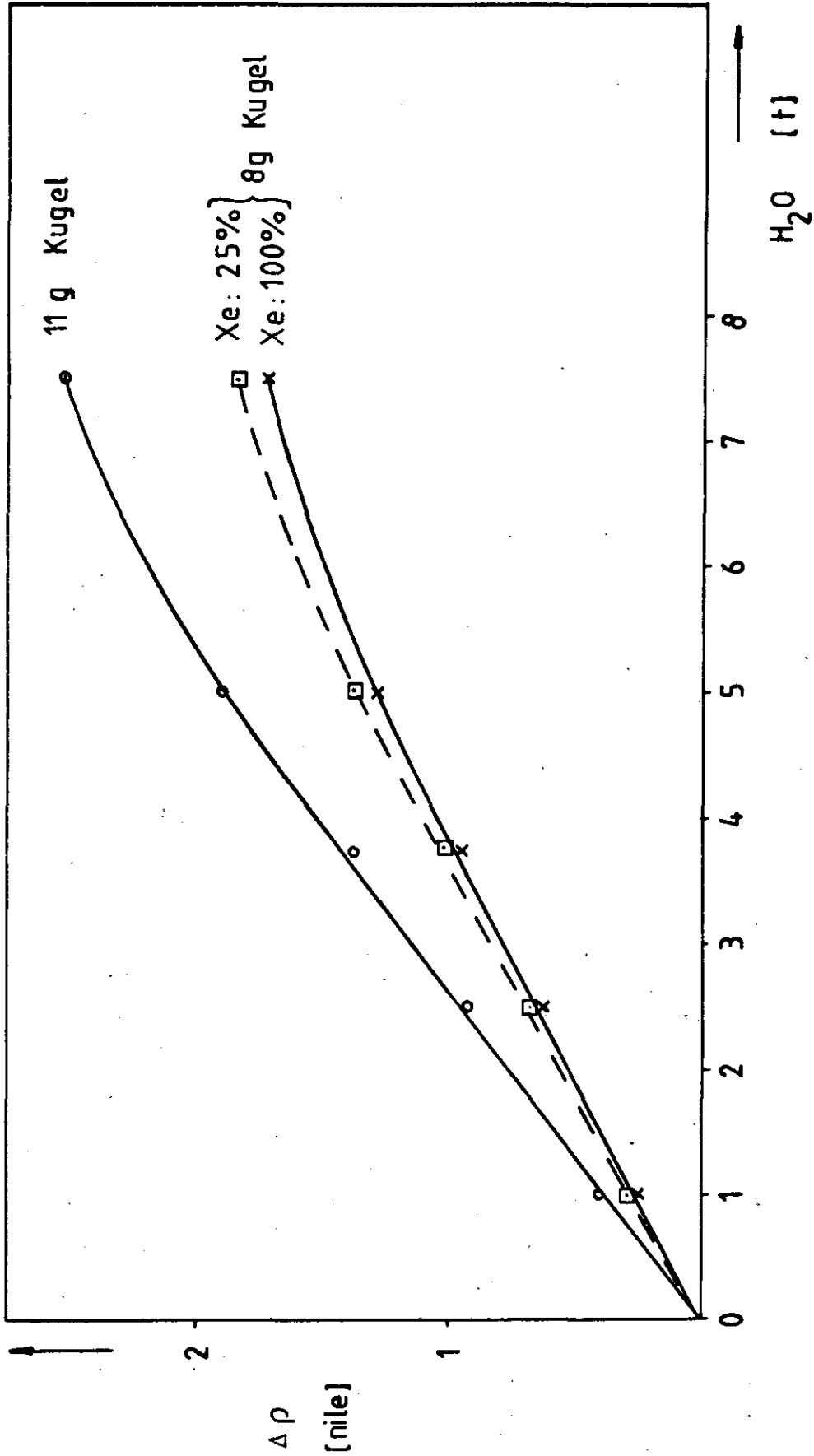


Abbildung 7.2 : Reaktivitätszuwachs in Abhängigkeit von der eingeströmten Wassermenge, dargestellt am Beispiel des PND 1500 Cores mit 11 g und 8 g Schwermetallgehalt pro Kugel. Der Einfluß unterschiedlicher Xenonkonzentrationen wird am Beispiel des 8 g Cores verdeutlicht.

werden, steigt die Reaktorgesamtleistung bei einem Core mit 11g-Kugeln auf das 2,6fache der Ausgangsleistung, das Core mit 8g-Kugeln erreicht nur den 2,2fachen Wert. Nach Beendigung der Wasser- bzw. Reaktivitätszufuhr kommt es, bedingt durch den verzögert ablaufenden Temperaturanstieg zu einem Abklingen der Reaktorleistung, und es stellt sich ein neues, quasistationäres Leistungsniveau ein. Danach wird das Leistungsverhalten nur noch von der sich ändernden **Xenonkonzentration** bestimmt.

In den Abbildungen A 2.15 und A 2.16 sind die langfristigen Verläufe der Reaktorgesamtleistung und der Kugelzentraltemperaturen dargestellt. Im Mittel erreicht das Core mit 11g Schwermetallgehalt pro Brennelement als Folge des Wassereinbruchs ein um 10% höheres Leistungsniveau als das Vergleichscore mit 8g-Kugeln. Entsprechend liegen auch die Temperaturwerte höher. Um die Leistungs- und Temperaturtransienten unmittelbar nach Störfallbeginn besser erkennen zu können, wurden in den Abbildungen A 2.17 und A 2.18 die Verläufe der Reaktorgesamtleistung und der Heliumtemperaturen in den ersten 300s nach Störfallbeginn dargestellt. Auch hier zeigt der Vergleich einen deutlich flacheren Verlauf der Transienten für das Core mit 8g-Kugeln. In Abbildung A 2.19 wird zum Vergleich mit den Gastemperaturen aus Abbildung A 2.18 der Verlauf der Kugelzentraltemperaturen in den axialen Maschen 20 und 60 dargestellt. Für die unteren Corebereiche ist der Anstieg der beiden Temperaturen nahezu parallel. Im oberen Core-drittel (Masche 20) aber vergrößert sich die ursprünglich vorhandene Temperaturdifferenz zwischen Kugelmitte und -oberfläche von 250K auf nahezu 600K für die Brennelemente mit ca. 11g Schwermetallgehalt. Bei den 8g-Kugeln erhöht sich die Differenz auf 550K. Eine Schädigung der Brennelemente durch diese starken Temperaturerhöhungen innerhalb weniger Sekunden ist aufgrund der extrem guten Temperaturwechselbeständigkeit /25/ des Graphits nicht wahrscheinlich. Die chemischen Folgen des Störfalls Wassereinbruch können im Rahmen dieser Arbeit nicht berücksichtigt werden.

7.2.4 Zusammenfassende Wertung

Die beiden unterschiedlichen Coreauslegungen des PND 1500, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden, haben keine grundsätzlichen sicherheitstechnischen Schwierigkeiten aufgezeigt. Selbst unter der hypothetischen Störfallannahme eines Wassereintruchs ohne mögliche Gegenmaßnahmen werden keine Transienten ausgelöst, die eine technologische Grenze erreichen. So liegen z. B. die Kugelzentraltemperaturen in den ersten 5000s nach Störfallbeginn für beide Kernausslegungen deutlich unter 1400°C , so daß sich auch die Spaltproduktfreisetzungsrates in diesem Zeitraum nicht wesentlich erhöhen dürfte /26/. Eine Bewertung der unterschiedlichen Schwermetallbeladungen fällt schwer. Das Core mit 8g Urangehalt pro Brennelement hat ein besseres Moderationsverhältnis, es benötigt somit zur Kompensation eines möglichen Wassereintruchs weniger Abschaltreaktivität. Demgegenüber ist das Verhalten des Cores mit 11g-Kugeln bei Reaktivitätsstörfällen anderer Art günstiger, da Xenonkonzentrationsänderungen einen deutlich geringeren Einfluß auf den Störfallablauf haben, als beim Vergleichs-core mit 8g-Schwermetallgehalt je Brennelement. Da aber zur Kompensation des Störfalls Wassereintruch genügend Abschaltreaktivität vorgesehen werden muß, können die starken Xenonschwankungen beim Core mit niedrigerem Schwermetallgehalt bei funktionierendem Regelsystem leicht beherrscht werden. Aus sicherheitstechnischen Überlegungen kann auch nach der Erörterung des dynamischen Störfallverhaltens keinem der beiden Cores ein eindeutiger Vorteil zugesprochen werden.

7.3 200 MW-HTR in Modul-Bauweise

Die KWU-Firmengruppe stellte im Mai 1980 ein neues Hochtemperaturreaktorkonzept vor. Die Gesamtanlage mit einer Leistung von 1600 MW_{th} besteht aus einer entsprechenden Anzahl Reaktoren mit einer Einheitsleistung von 200 MW_{th} (Moduln) /27/. Ein solch kleiner Modul-HTR kann die inhärenten Sicherheitseigenschaften der Kugelhaufen-Hochtemperaturreaktoren sehr gut nutzen. Das sicherheitstechnische Grundkonzept stützt sich deshalb hauptsächlich auf passiv wirkende Komponenten und Systeme für die Abschaltung und Nachwärmeabfuhr, um eine Spaltproduktfreisetzung zuverlässig zu begrenzen /27/.

Das dynamische Störfallverhalten eines solchen Modul-Hochtemperaturreaktors ist mit dem Programm DYNOTTO untersucht worden. Die Auslegungsdaten des zugehörigen Einheitscores sind in Tabelle 7.7 angegeben. Der Reaktor hat ein Einzonen-Kugelhaufencore mit Modul-Beschickung. Das Regel- und Abschaltssystem besteht aus 20 freifallenden Reflektorstäben. Die Reaktorregelung soll aber soweit wie möglich durch Variation des Kühlmittelstromes erfolgen. Bei Ausfall der Hauptwärmesenke wird die Nachwärmeleistung mittels Wärmetransport durch den Reflektor und die Wandungen des Kernbehälters auf Kühlsysteme, die an der Peripherie des Kernbehälters angeordnet sind, übertragen und abgeführt /27/.

Ein besonderes Merkmal des HTR-Konzeptes der KWU-Gruppe ist die große Höhe der Kugelschüttung. Während bei anderen Projekten maximale Corehöhen von 5,5 m geplant wurden, ist für den Modul-HTR eine Kugelschüttung von 9,6 m Höhe vorgesehen. In der Abbildung 7.3 wird die Leistungsdichteverteilung dreidimensional dargestellt. Der Leistungsabfall im unteren Corebereich erscheint zwar recht ausgeprägt, anhand der in Abbildung 7.4 dreidimensional aufgetragenen Verteilung der Produktionsrate $v\Sigma_f$ lassen sich aber gut die Eigenschaften eines Cores mit Mehrfach-

<u>Core</u>		
thermische Leistung	MW _{th}	200
mittlere Leistungsdichte	MW / m ³	3,0
Höhe	m	9,6
Radius	m	1,5
Schüttungsdichte der Kugeln		0,61
Beschickungsweise		MEDUL
Beschickungsvorschrift		Einzonencore
äußere Radien der Zonen	m	1,5
<u>Reflektor</u>		
Dicke des oberen R.	cm	150
Dicke des seitlichen R.	cm	100
Dicke des unteren R.	cm	100
<u>Wärmeübertragung</u>		
Aufheizung des Kühlgases	°C	250-750
Betriebsdruck	bar	50
<u>Kugel</u>		
Radius	cm	3
Radius der Matrix	cm	2,5
Kernchenmaterial		UO ₂
Schwermetallgehalt pro Kugel	gr	7

Tabelle 7.7 : Auslegungsdaten für einen 200 MW_{th}
Modul-HTR /27/, /28/.

Abbildung 7.3 :
Leistungsdichteverteilung
im Modul-HTR 200 MW
P in $\text{W}\cdot\text{cm}^{-3}$

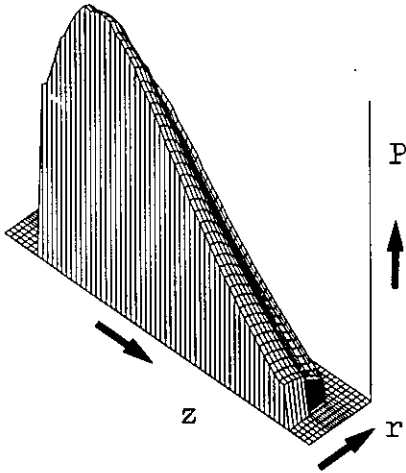
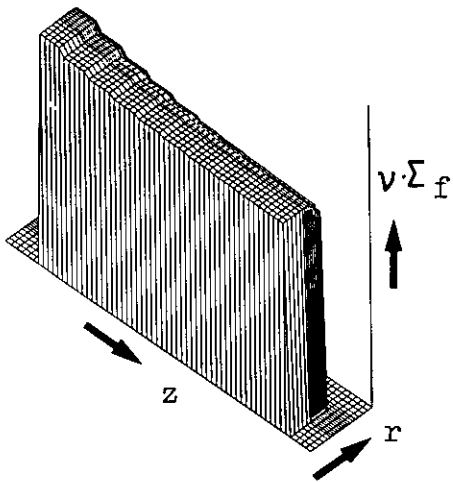


Abbildung 7.4 :
Produktionsquerschnittsver-
lauf ($\nu\cdot\Sigma_f$) im Modul-HTR
200 MW für den thermischen
Energiebereich



$\nu\cdot\Sigma_f$ in cm^{-1}

durchlauf der Brennelemente (MEDUL-Beschickung) erkennen. Bedingt durch die geringeren Änderungen der Nukliddichten über der Corehöhe, ist die axiale Leistungsverteilung trotz vergleichbarer Brennelementtemperaturen (vgl. Abb. A 3.1) gleichmäßiger, als bei einem Kern mit OTTO-Beschickung. Aufgrund der großen inhärenten Sicherheit des Modul-HTR sind nur wenige Störfallsituationen denkbar, die zu extremen Systembelastungen führen könnten. Die Untersuchungen zum dynamischen Störfallverhalten dieses Reaktors mit Hilfe des Programms DYNOTTO konzentrieren sich deshalb auf einen möglichen Wassereinbruch und die Frage, ob die große Corehöhe die Störfalltransienten beeinflusst.

7.3.1 Sprungförmige Änderung der Gaseintrittstemperatur

Eine sprungförmige Änderung der Gaseintrittstemperatur bewirkt eine Reaktivitätsänderung in den oberen Corezonen. Eine Erhöhung der Heliumtemperaturen um +100 K führt zu einer Leistungsreduktion. Wie Abbildung A 3.2 zeigt, steigen als Folge der Erhöhung der Gaseintrittstemperatur in den obersten Corezonen auch die Kugelzentraltemperaturen an. Schon 1,5 m (Masche 25) unterhalb des Deckenreflektors kommt es allerdings zu einem Absinken der maximalen Brennelementtemperaturen, da aufgrund der verringerten Leistungsproduktion der Temperaturgradient in den Brennelementen abklingt. Die Gastemperaturen auf dieser axialen Coreposition (Masche 25) bleiben annähernd konstant (vgl. Abbildung A 3.3). In den unteren Corebereichen reduzieren sich in Folge der Gaseintrittstemperaturerhöhung sowohl die Kugelzentral- als auch die Heliumtemperaturen.

Die thermischen Flußwerte ändern sich den Temperaturen entsprechend. Im oberen Corebereich ist der Fluß- und somit auch der Leistungsabfall (vgl. Abbildung A 3.4) am größten. Am unteren Coreende (Masche 57) ist die Flußänderung nur noch gering. Da die Leistungsproduktion sich

aber auf die oberen Corebereiche konzentriert, bestimmen diese auch weitgehend den Verlauf der Reaktorgesamtleistung nach dem Störfallbeginn (vgl. Abbildungen A 3.5 und A 3.6). Nur der kurzzeitige Leistungsanstieg im Bereich von 130 s nach Störfallbeginn wird ausgelöst durch eine Leistungserhöhung in den unteren Corebereichen, die sich allmählich auf die oberen Zonen überträgt. Dieser kurzzeitige Leistungswiederanstieg wird durch Temperaturlausgleichsvorgänge bewirkt und kann auch bei anderen HTR-Projekten beobachtet werden (vgl. Abbildung A 1.6). Durch einen Sprung der Gaseintrittstemperatur um -100 K wird im Core eine Leistungserhöhung bewirkt (vgl. Abbildung A.3.7). Auch in dieser Störfallsituation ergeben sich keine Transienten, die auf eine Besonderheit im Störfallverhalten des Modul-HTRs hinweisen.

7.3.2 Ausfahren der Regelstäbe

Die Darstellung von Reflektorstäben im Programm DYNOTTO ist aufgrund der eindimensionalen Rechenweise des Programms schwierig. In einer ersten Näherung wurde deshalb angenommen, daß eine homogene Vergiftung des oberen Reflektors bis zu einer Tiefe von 1m innerhalb von 60 Sekunden linear auf Null m zurückgefahren wird, bzw. abnimmt. Diese Annahme bewirkt eine Reaktivitätszufuhr von 0,2 nile und führt zunächst zu einem starken Leistungsanstieg. Ca. 30 Sekunden nach Störfallbeginn (vgl. Abb. 3.8) kommt es jedoch zu einem schnellen Abfallen der Reaktorleistung. Die mit dem Leistungsanstieg verbundenen Temperaturerhöhungen bewirken in diesem Moment einen Leistungsabfall, der so groß ist, daß die weitere Abnahme der Reflektorvergiftung keinerlei Auswirkungen mehr zeigt. Nach dem Abfall steigt die Reaktorleistung langsam auf ein der Reaktivitätszufuhr entsprechendes Niveau. Danach wird der Leistungsverlauf nur noch durch den zunehmenden Xenonabbrand beeinflusst.

Das Ansteigen der Coretemperaturen ist bedingt durch den eigentlich eher geringen Leistungszuwachs nicht sehr groß. Wie Abbildung A 3.9 zeigt, steigen die maximalen Brennelementtemperaturen im unteren Corebereich innerhalb der ersten 1000 Sekunden nach Störfallbeginn um etwa 30 K auf 800°C. Entscheidend für den Störfallablauf ist das verzögerte Ansteigen der Coretemperaturen nach Beginn des Stabausfahrens. Wie auch schon bei einigen Rechnungen zum Wassereinbruch (Abbildung A 4.3 und A 1.10) zeigt sich, daß es bei fortdauernder Reaktivitätszufuhr zu einem Leistungsabfall, bzw. einem Abklingen des Leistungsanstiegs kommt, wenn der Leistungszuwachs ausreicht, um die Kugeltemperaturen zu erhöhen. Je nach Störfallrandbedingungen kann es somit 10 bis 30 Sekunden dauern, bis eine Leistungsexkursion durch eine entsprechende Temperaturerhöhung begrenzt wird. Insbesondere für die Regelstabbewegungen ergibt sich hieraus die Forderung, die maximale Ausfahrgeschwindigkeit durch technische Maßnahmen soweit zu begrenzen, daß keine unerwünschten Leistungsspitzen auftreten können.

7.3.3 Störfall Wassereinbruch

Für den Störfall Wassereinbruch im Modul-HTR wurden folgende Randbedingungen definiert /29/ :

- Aufgrund der konstruktiven Eigenschaften des Reaktors und des Dampferzeugers ist mit einer maximal einströmenden Dampfmenge von 40 kg/s über einen Zeitraum von 20 s zu rechnen.
- Die Gebläse arbeiten weiter, die maximale Leistungsaufnahme ist auf 110 % begrenzt.
- Der Störfallablauf wird durch keinerlei Gegenmaßnahmen beeinflusst.

Das Programm DYNOTTO errechnet für den Modul-HTR unter den oben definierten Störfallannahmen einen starken Leistungsanstieg bis auf das 2,6fache des Ausgangswertes (vgl. Abb. A 3.10). Nach Beendigung des Wassereintruchs fällt die Reaktorgesamtleistung fast auf das Ausgangsniveau zurück und stabilisiert sich danach bei etwa 250 MW. Ungefähr 200 s nach Störfallbeginn sind die Auswirkungen des Wassereintruchs abgeklungen, und der Leistungsverlauf wird nur noch vom Xenonabbrand beeinflusst.

Die Temperaturen im Core (Abbildung A 3.11 und A 3.12) steigen etwas verzögert an. Der Peak der Reaktorleistung ist nur in den oberen Corebereichen auch bei den Temperaturverläufen deutlich zu erkennen. In den unteren Corezonen steigen die Helium- und Kugeltemperaturen langsam an, ohne daß in den ersten 1000 Sekunden nach Störfallbeginn Temperaturwerte von 900°C überschritten werden.

Die Folgen des Störfalls Wassereintruch in das Modul-HTR-Core sind unter den hier definierten Randbedingungen ohne Schwierigkeiten zu beherrschen. Eine konstruktive Änderung des Dampferzeugers und der Kaltgasführung erscheint aber sinnvoll, wenn es gelingt, zumindest die Einströmgeschwindigkeit des Wassers zu reduzieren. Hierdurch würde die Reaktivitätszufuhr verlangsamt und die Leistungsexkursion entsprechend begrenzt. Als Folge würden auch die Störfalltransienten in den oberen Corebereichen flacher verlaufen und die Materialbelastungen entsprechend verringert.

7.3.4 Zusammenfassende Wertung

Der von der KWU-Firmengruppe vorgeschlagene Modul-HTR mit 200 MW_{th} verwirklicht aufgrund seiner Auslegungskriterien eine Vielzahl von inhärenten Sicherheitsmerkmalen. Die Störfalltransienten, die mit dem Programm DYNOTTO bestimmt wurden, ergaben keine kritischen Belastungen des Reaktors oder seiner Komponenten. Auch die für die Spaltproduktfreisetzung wesentlichen Coretemperaturen bleiben

selbst bei extrem konservativen Störfallannahmen deutlich unter den Grenzwerten. Es zeigte sich, daß auch die große Höhe der Kugelschüttung keinen negativen Einfluß auf das dynamische Störfallverhalten dieses Reaktors hat. Zwar kommt es in Folge einer lokalen Reaktivitätszufuhr, wie das Ausfahren von Reflektorstäben, zu einer leichten Leistungsschwingung, die aber nicht auf die große Corehöhe zurückzuführen ist, sondern durch Temperatenausgleichsvorgänge bewirkt wird, die auch bei anderen HTR-Konzepten zu beobachten sind. Insgesamt gibt das dynamische Störfallverhalten des Reaktorkonzeptes, soweit es hier untersucht wurde, keinen Anlaß zu sicherheitstechnischen Bedenken.

8. Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden Untersuchungen zum dynamischen Störfallverhalten von Kugelhaufen-Hochtemperaturreaktoren durchgeführt. Die rechnerische Darstellung des Reaktorverhaltens erfolgte mit Hilfe des axial-eindimensionalen Diffusionscode DYNOTTO.

Um eine möglichst exakte Simulation der realen Störfallabläufe zu gewährleisten, wurde das Programm zunächst so modifiziert, daß eine Berücksichtigung der Jod- und Xenonkonzentrationsänderungen möglich ist. Die Änderungen der Xenonnuklidichten im Core während der Ereignisse nach Störfallbeginn bewirken immer eine Verstärkung der Transienten, eine dynamische Betrachtung der Störfallfolgen ohne Berücksichtigung der Xenonkonzentrationsänderungen führt also immer zu einer optimistischen Darstellung der Ereignisse.

Eine Überprüfung der Berechnungen zum Störfall Wassereintritt ergab, daß die bisher mit dem Programm DYNOTTO durchgeführten Rechnungen die nukleare Wirksamkeit des Wasserdampfes überschätzten. Eine Korrektur der Berechnungsweise zeigte, daß die mit dem Wassereintritt verbundene Reaktivitätszufuhr generell nur etwa halb so groß ist, wie ursprünglich mit dem Programm DYNOTTO ermittelt. Die Folgen des Störfalls Wassereintritt in HTR-Cores stellen sich somit wesentlich entspannter dar.

Der Einfluß radialer Effekte wird bei der Lösung der axial-eindimensionalen Diffusionsgleichung durch Bucklings dargestellt. Gerade bei kleinen Kugelhaufencoren mit geringem Durchmesser hängt der Ablauf der Störfallereignisse wesentlich von der Beschreibung dieser Effekte ab. Dem Programm DYNOTTO wurden bisher zeitlich konstante Bucklingwerte zur Beschreibung radialer Einflüsse vorgegeben. Es konnte gezeigt werden, daß diese Darstellungsweise zu einer verfälschten Wiedergabe der Störfallereignisse führt. Selbst die Annahme eines radial unendlich ausgedehnten Cores, also die Vorgabe von Bucklingwerten identisch Null,

ermöglicht eine bessere Simulation der tatsächlichen Störfallfolgen. Nach zahlreichen Berechnungen ergab sich, daß die im Rahmen eines axial-eindimensionalen Diffusionsprogramms optimale Darstellungsweise radialer Effekte durch die temperaturabhängige Beschreibung des thermischen Bucklingwertes erreicht wird. Eine exaktere Simulation radialer Einflüsse bei dynamischen Störfallrechnungen erscheint nur noch durch eine zweidimensionale Berechnungsweise möglich.

Zur Überprüfung der Aussagekraft der DYNOTTO-Rechenergebnisse wurden einige am AVR-Hochtemperaturreaktor vorgenommene Störfallsimulationsexperimente nachgerechnet. Die Übereinstimmung der AVR-Meßdaten und der DYNOTTO-Ergebnisse ist sehr gut. Nur langfristige Ereignisse, die auch eine Berücksichtigung der radialen Wärmeverluste verlangen, weichen in der rechnerischen Simulation etwas von den Meßdaten ab. Auch diese Effekte können wohl nur im Rahmen zweidimensionaler Dynamikberechnungen berücksichtigt werden. Die Übereinstimmung der Resultate war aber immer so gut, daß von einer hinreichend korrekten Beschreibung der untersuchten Störfalltransienten durch das Programm DYNOTTO ausgegangen werden kann.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden unterschiedliche HTR-Cores auf ihr Störfallverhalten hin untersucht. Ein Vergleich der Transienten des PNP 3000 bei Vollast- und bei Teillastbetrieb ergab deutlich günstigere Störfallfolgen für das Core bei Teillastbetrieb. Dies ist auf die geringere Leistungsdichte zurückzuführen. Unterschiedliche Schwermetallgehalte der Brennelemente bei ansonsten gleichen Core-daten zeigen beim PND 1500 keine eindeutigen Vorteile für eine Kugel mit 11g- bzw. 8g-Brennstoffgehalt. Beim Störfall Wassereinbruch ist die Leistungsexkursion für ein Core mit 8g Schwermetall pro Brennelement geringer, in allen anderen Störfallsituationen zeigt das Core mit 11g-Kugeln Vorteile, da aufgrund geringerer Xenonkonzentrationsänderungen die Transienten einen flacheren Verlauf

haben. Die inhärenten Sicherheitsmerkmale, die alle Hochtemperaturreaktoren aufweisen, werden am besten vom Modul-HTR der KWU-Gruppe genutzt. Ein niedrigerer Schwermetallgehalt in den Brennelementen, kombiniert mit einer geringen Leistungsdichte im Core und einer für die Wärmeabfuhr günstigen Coregeometrie, bewirken, daß in diesem Reaktorkore bei allen betrachteten, auch hypothetischen Störfallsituationen keine sicherheitstechnisch relevanten Probleme sichtbar wurden.

Literaturverzeichnis

- /1/ H. J. Scharf
Untersuchungen zur Kurzzeitdynamik von OTTO-Kugelhaufenreaktoren
Jül - 1169, Februar 1975
- /2/ H. J. Scharf, J. Vigassy
DYNOTTO, ein axial-eindimensionales Programm zur Untersuchung des Raum-Zeit-Verhaltens von Hochtemperaturreaktoren mit kugelförmigen Brennelementen
Jül - 1246, Oktober 1975
- /3/ D. J. Bender
An Explicit Unlimited Stability Approach to the Transient Conduction-Convection Equations
Conf - 690 401, 1968, S. 561 - 585
- /4/ W. Scherer
Modifiziertes AIREK - MOD zur Behandlung der Jod/Xenon Gleichungen
Aktennotiz WS 78/AIR/1 vom 1.8.78
- /5/ A. Lauer
Räumliche Schwingungen in Hochtemperaturreaktoren
Jül - 850 - RG, Mai 1972
- /6/ W. Scherer
AIREK - JUEL, ein Programm zur Beschreibung von Kurz- und Langzeittransienten in Kugelhaufen-Hochtemperaturreaktoren
Interner Bericht KFA - IRE - IB 9/79
- /7/ J. Singh
Untersuchungen über thermodynamische Transienten im Core eines Hochtemperaturreaktors
Jül - 937 - RG, 1973

- /8/ K. Schultes
Untersuchungen zum Temperaturkoeffizienten und zur
Kurzzeitdynamik am Kugelhaufen-Hochtemperaturreak-
tor PNP 3000
Jül 1566, Januar 1979
- /9/ A. Lauer
Reaktivitätsberechnungen für einige Betriebszu-
stände des PNP 3000 Cores
Aktennotiz IRE 12.12.78
- /10/ T.B. Fowler, D.R. Vondy, G.W. Cunningham
Nuclear Reactor Core Analysis Code: CITATION
Revision 2 : July 1971
Oak Ridge National Laboratory
ORNL-TM-2496, Rev. 2
- /11/ J. Schlösser
MUPO. An IBM-7090 Programme to Calculate Neutron
Spectra and Multigroup Constants
Dragon - Report 172 (1963)

H. J. Neef
Rechenprogramm MUPO - 4 - D
KFA-IRE-70-15, Interner Bericht, September 1970

H. Gerwin, W. Scherer
KFA - Jülich, private Mitteilungen
- /12/ W. Scherer
BOCOCIT
KFA - Jülich, private Mitteilungen
- /13/ A. Lauer
Rechenprogramm EXTERMINATOR - II - JUEL
KFA - IRE - 70 - 9, Interner Bericht 1970

- /14/ R. Wagemann et. al.
Zusammenstellung der reaktorphysikalischen Daten
des AVR-Atomversuchskraftwerks für das Jahr 1974
Arbeitsgemeinschaft Versuchsreaktor AVR GmbH
- /15/ T. Grotkamp, H.W. Halfenberg, R. Wagemann
AVR GmbH, private Mitteilungen
- /16/ Ostendorf
AVR Aktennotiz vom 14. Januar 1975
Abschaltversuche am AVR - Reaktor
- /17/ K.W. Otto, H. Petersen, V. Malý
Naturkonvektion im AVR - Reaktor
Vortrag, Reaktortagung 1978 in Hannover
- /18/ Krüger, Riehm
AVR Aktennotiz vom 28.4.1976
Abschalten des Reaktors durch Unterbrechung des
Kühlgasstromes ohne Einfahren der Abschaltstäbe
- /19/ H. Knüfer
Abschaltvorgänge beim AVR-Hochtemperaturreaktor
Brennst.-Wärme-Kraft 26 (1974) Nr. 12
- /20/ R. Wagemann
AVR Aktennotiz vom 11.12.1975
Ermittlung der radial abgeführten Leistung
- /21/ H. Werner
PNP 3000 Referenzcore
Technische Notiz, KFA 18.5.1976
- /22/ U. Hansen, E. Teuchert
Programmzyklus V.S.O.P. - 70/71
Interner Bericht, IRE - 4 - 71, Februar 71

- /22/ E. Teuchert, U. Hansen, K.A. Haas
V.S.O.P. - Computer Code System for Reactor Physics
and Fuel Cycle Simulation
Jül - 1649, März 1980
- /23/ A. Lauer
CARTHAGO-DDM: 3D-Plott-Auswerte-Programm für
Matrix-Serien
KFA - IRE - IB - 4/80, Interner Bericht, Januar 1980
- /24/ Andler, Reutler
Vorläufige Datensammlung PND
GHT - Notiz Nr. 78.1596.5
- /25/ Nickel
Reaktorwerkstoffe und Brennstoffe
Vorlesung RWTH Aachen WS 78/79
- /26/ H. Bastek
KFA - Jülich , IRE, persönliche Mitteilungen
- /27/ Überlegungen der KWU-Gruppe zu einem alternativen
HTR-Konzept
Erlangen/Berg. Gladbach 2.5.1980
- /28/ E. Teuchert, H.J. Rütten, K.A. Haas
Neutronenphysikalische Untersuchungen zum alterna-
tiven HTR-Konzept der KWU-Gruppe
Aktennotiz IRE 12.11.80
- /29/ W. Scherer
Reaktordynamik bei Wassereinbruch im MODUL 200 MW
Aktennotiz IRE 30.1.81, WS / MODUL / 81-3

A N H A N G

Graphische Auswertung der Rechnungen

Die folgenden Computer-Zeichnungen ermöglichen eine optische Analyse der in Kapitel 7 näher erörterten Störfallrechnungen.

Die Numerierung und die Reihenfolge der Abbildungen entsprechen der im Textteil.

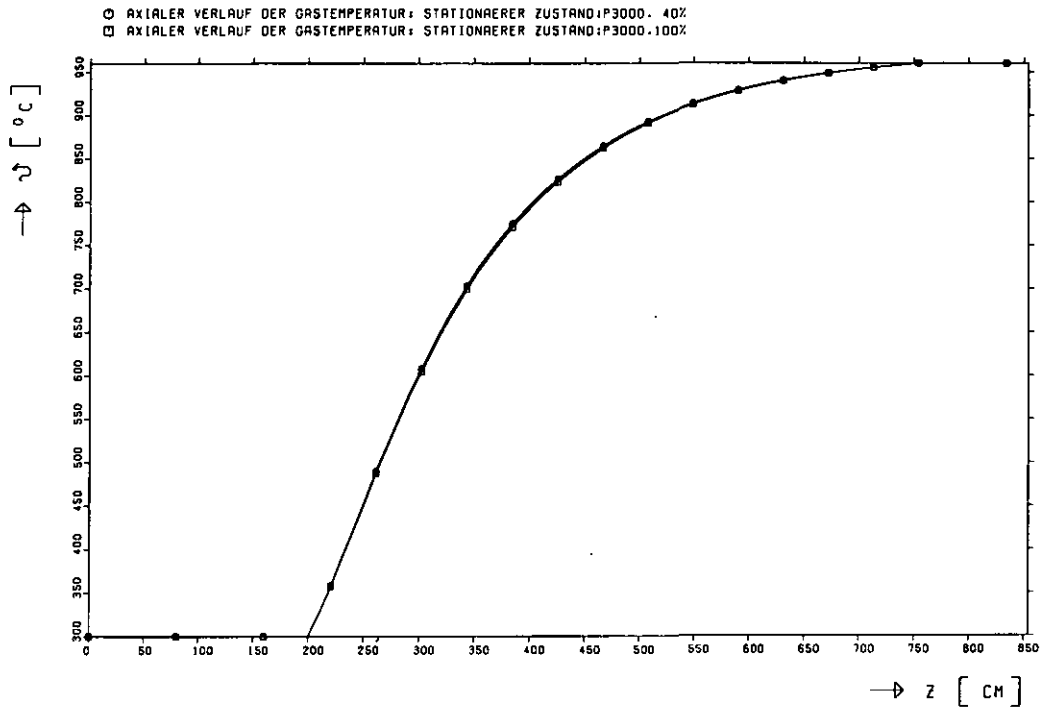


Abb. A 1.1 : PNP 3000, Vergleich der Vollast- und Teil-
last Betriebsdaten.

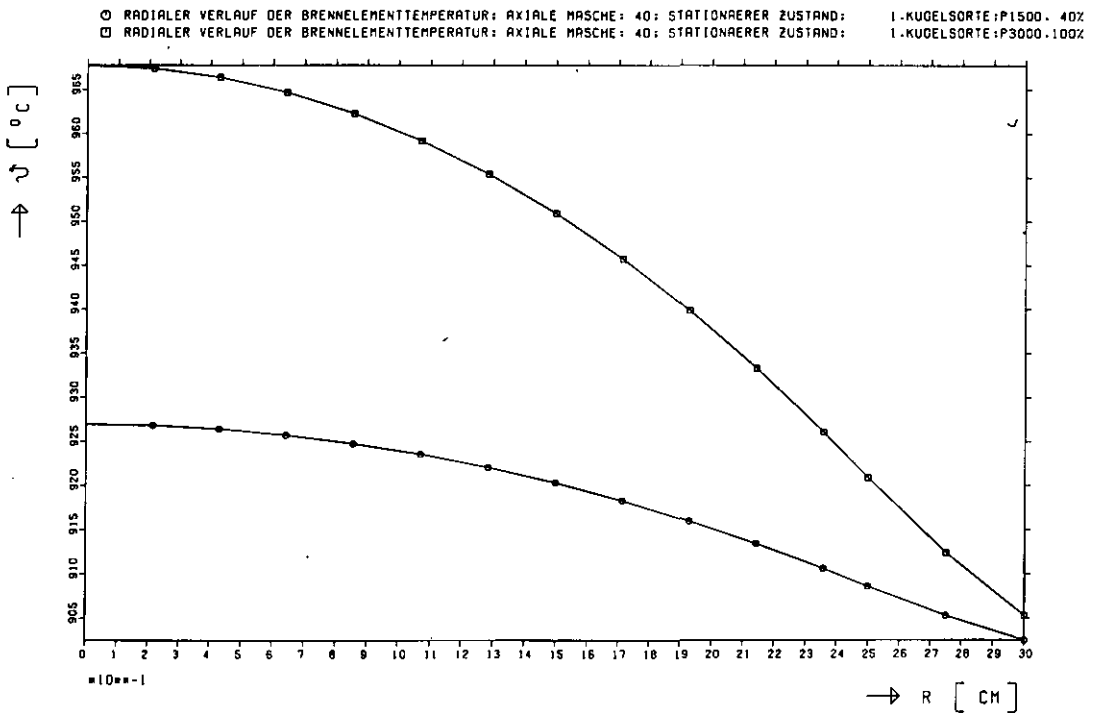


Abb. A 1.2 : PNP 3000, Vergleich der Vollast- und Teil-
last Betriebsdaten.

Masche 40: 3 m unter Topreflektor

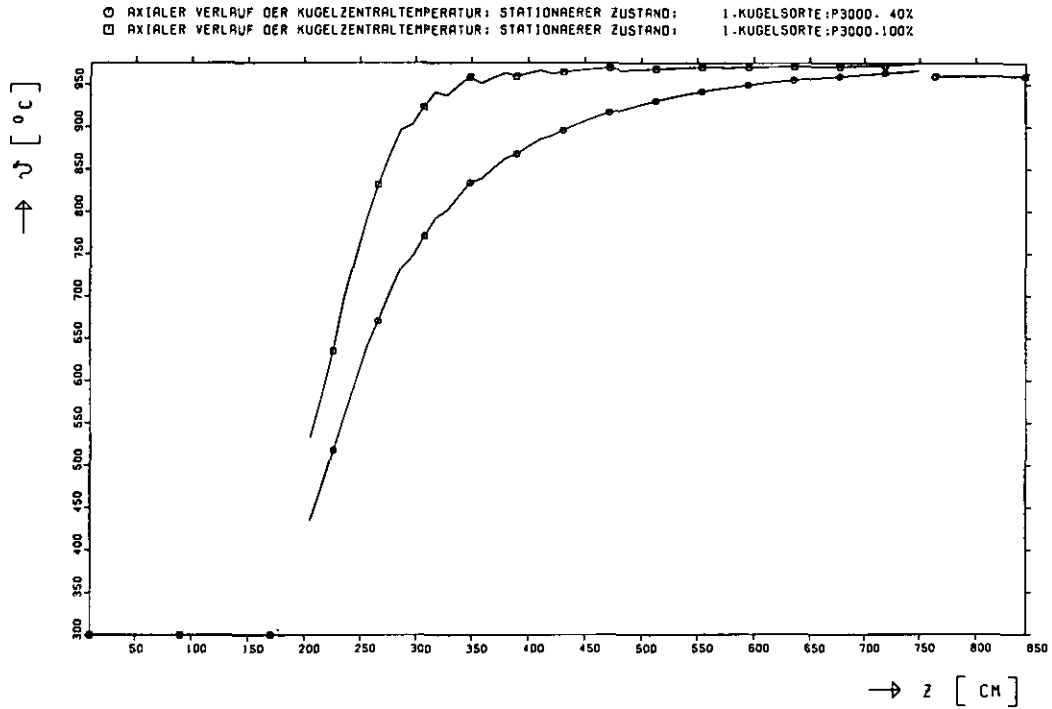


Abb. A 1.3 : PNP 3000, Vergleich der Volllast- und Teil-
last Betriebsdaten.

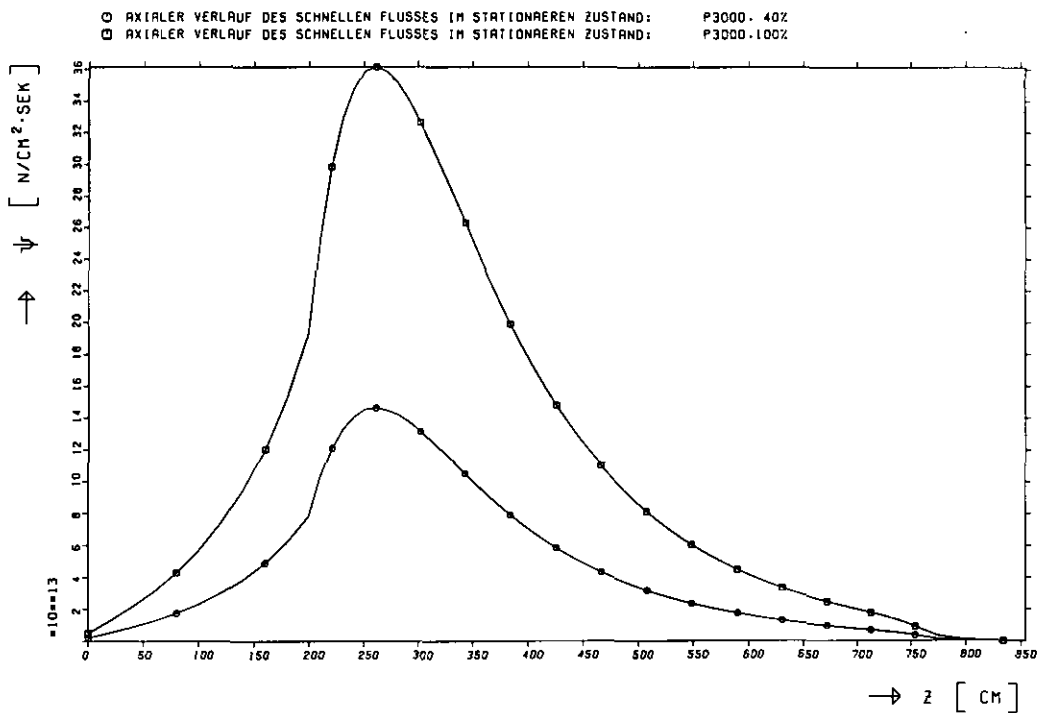


Abb. A 1.4 : PNP 3000, Vergleich der Volllast- und Teil-
last Betriebsdaten.

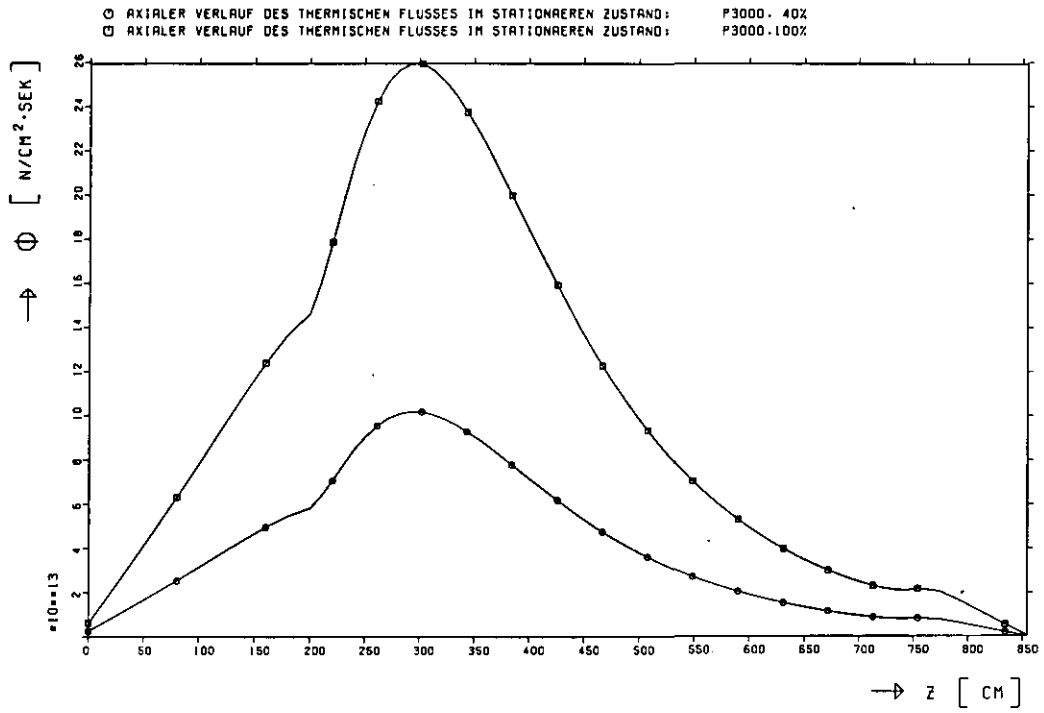


Abb. A 1.5 : PNP 3000, Vergleich der Vollast- und Teil-
last Betriebsdaten.

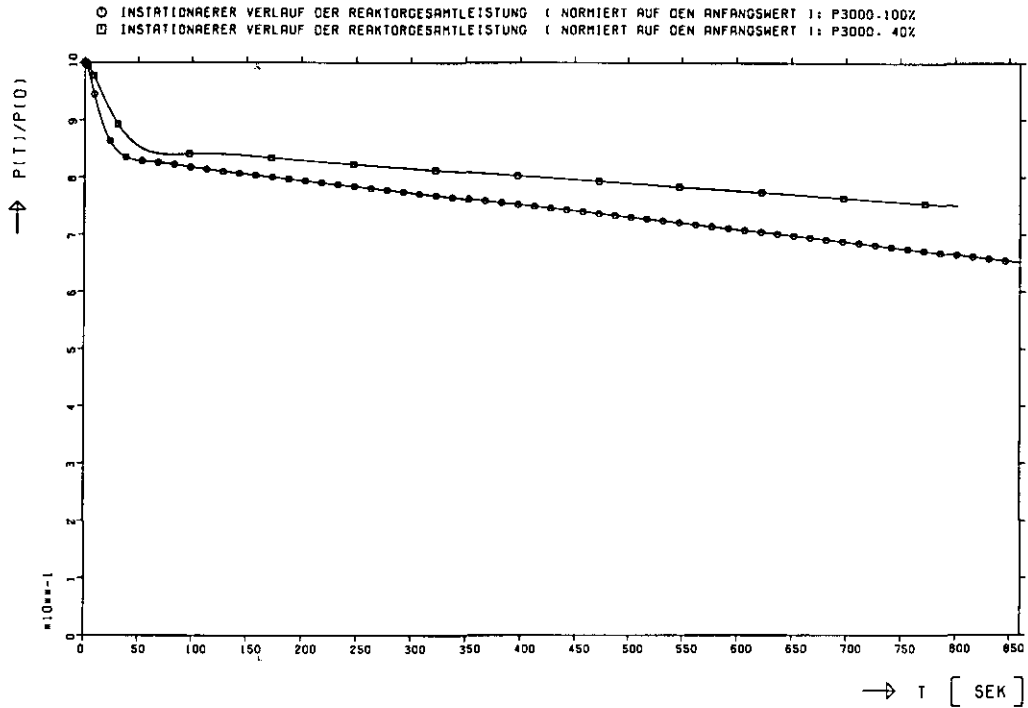


Abb. A 1.6 : PNP 3000, Vergleich Vollast- Teillastbetrieb
 Störfall: Gaseintrittstemperatur + 100 K

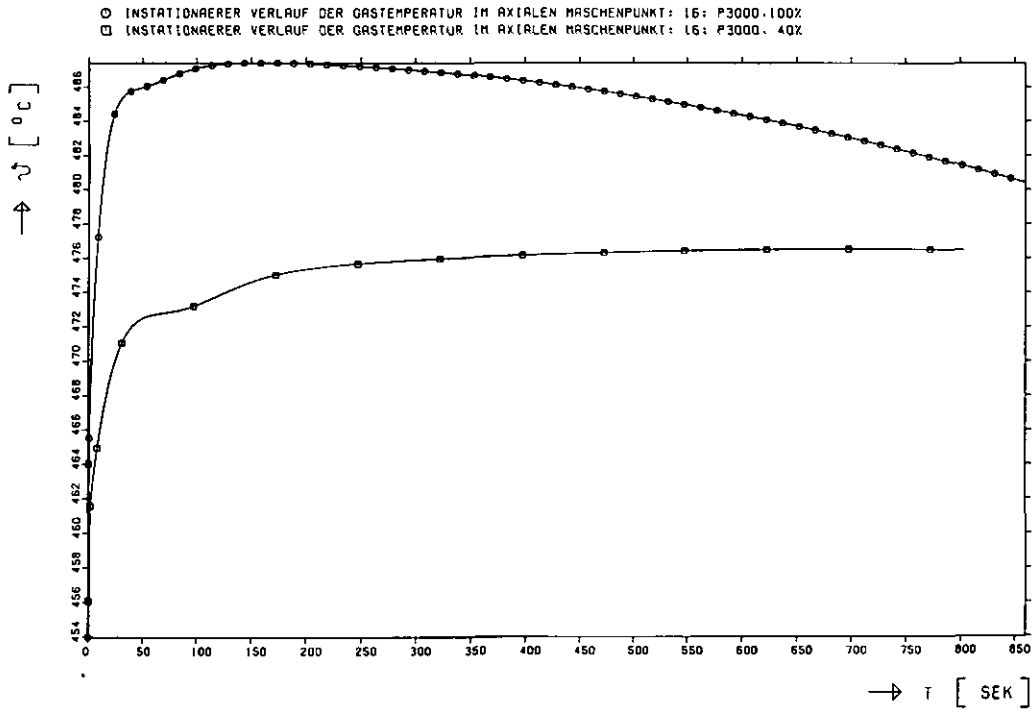


Abb. A 1.7 : PNP 3000, Vergleich Vollast- Teillastbetrieb
 Störfall: Gaseintrittstemperatur + 100 K
 Masche 16: 51 cm unter Topreflektor

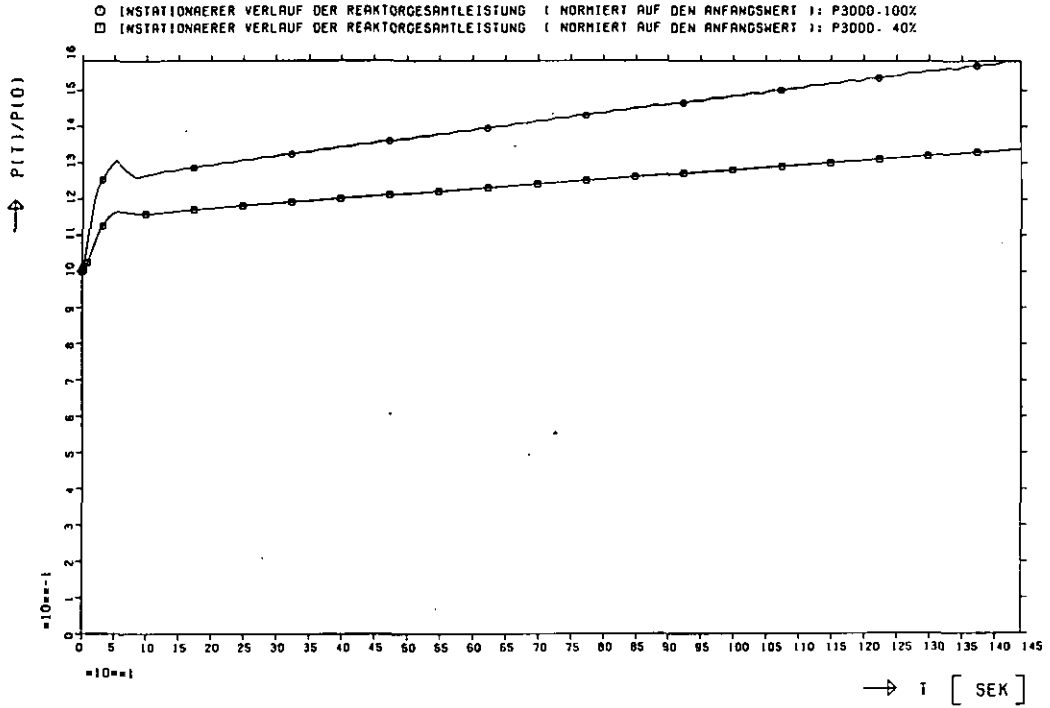


Abb. A 1.8 : PNP 3000, Vergleich Vollast- Teillastbetrieb
 Störfall: Gaseintrittstemperatur - 100 K

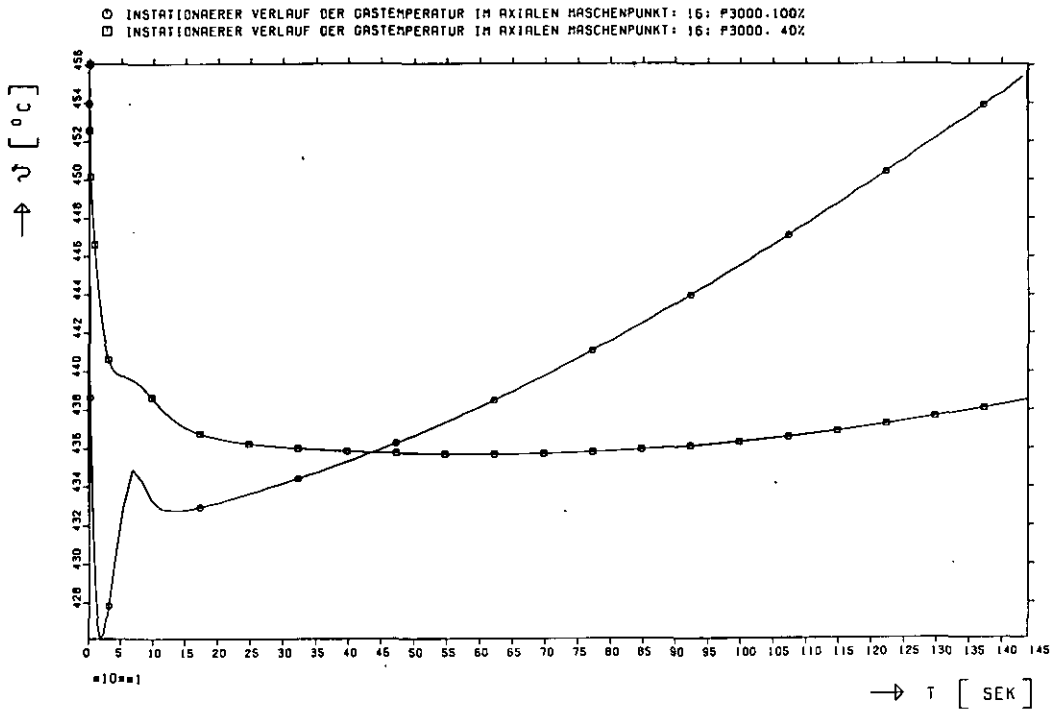


Abb. A 1.9 : PNP 3000, Vergleich Vollast- Teillastbetrieb
 Störfall: Gaseintrittstemperatur - 100 K
 Masche 16: 51 cm unter Topreflektor

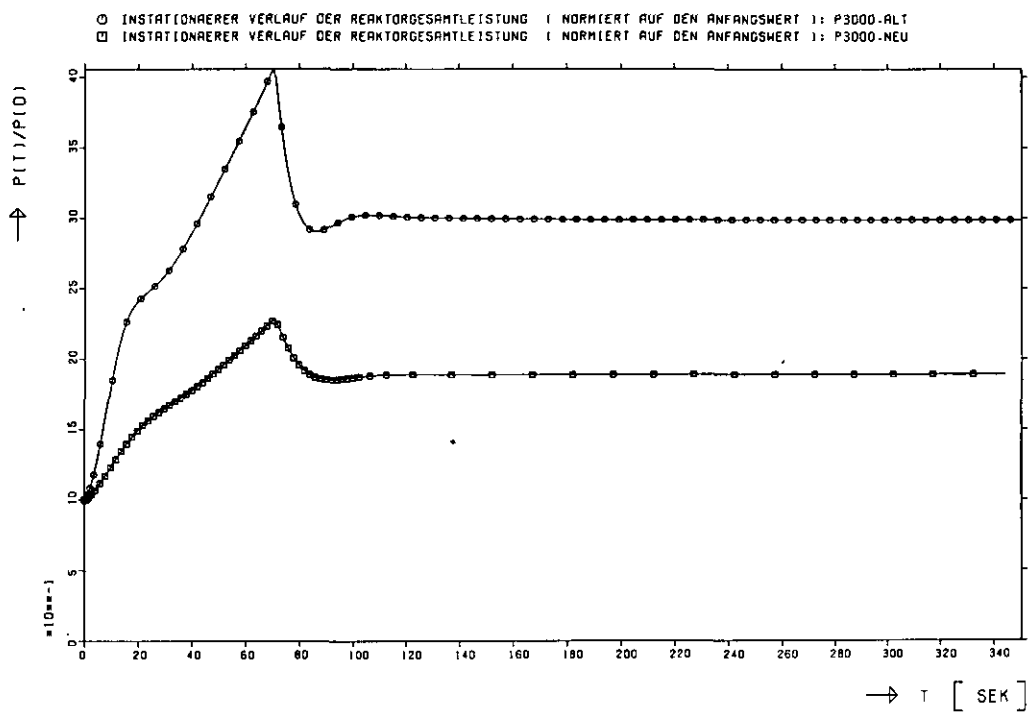


Abb. A 1.10: PNP 3000, Vergleich alte - neue Berechnungen
 Störfall: Wassereinbruch 10 t H₂O in 70 s

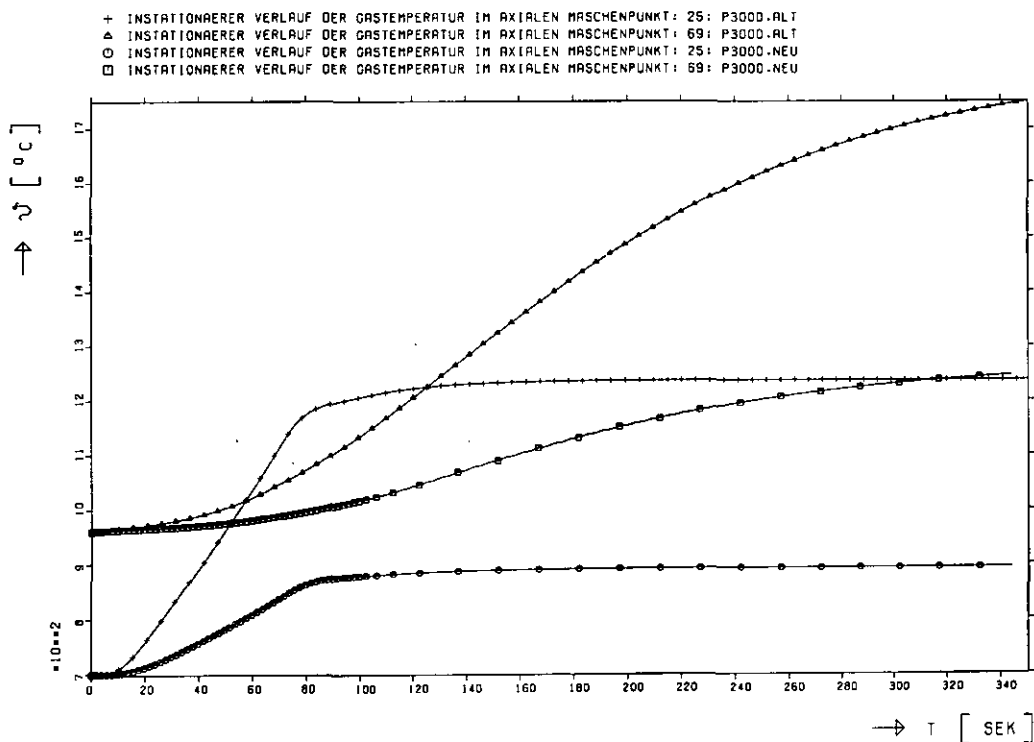


Abb. A 1.11: PNP 3000, Vergleich alte - neue Berechnungen
 Störfall: Wassereinbruch 10 t H₂O in 70 s
 Masche 25: 143 cm unter Topreflektor
 Masche 69: Bodenreflektor

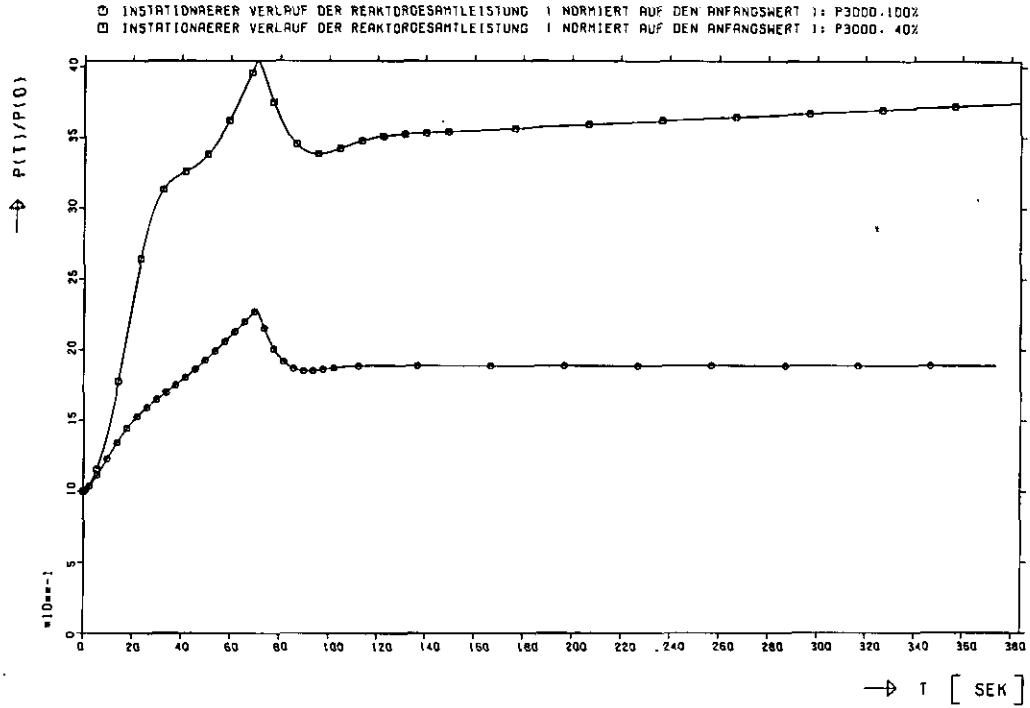


Abb. A 1.12: PNP 3000, Vergleich Vollast- Teillastbetrieb
 Störfall: Wassereinbruch 10t H₂O in 70 s

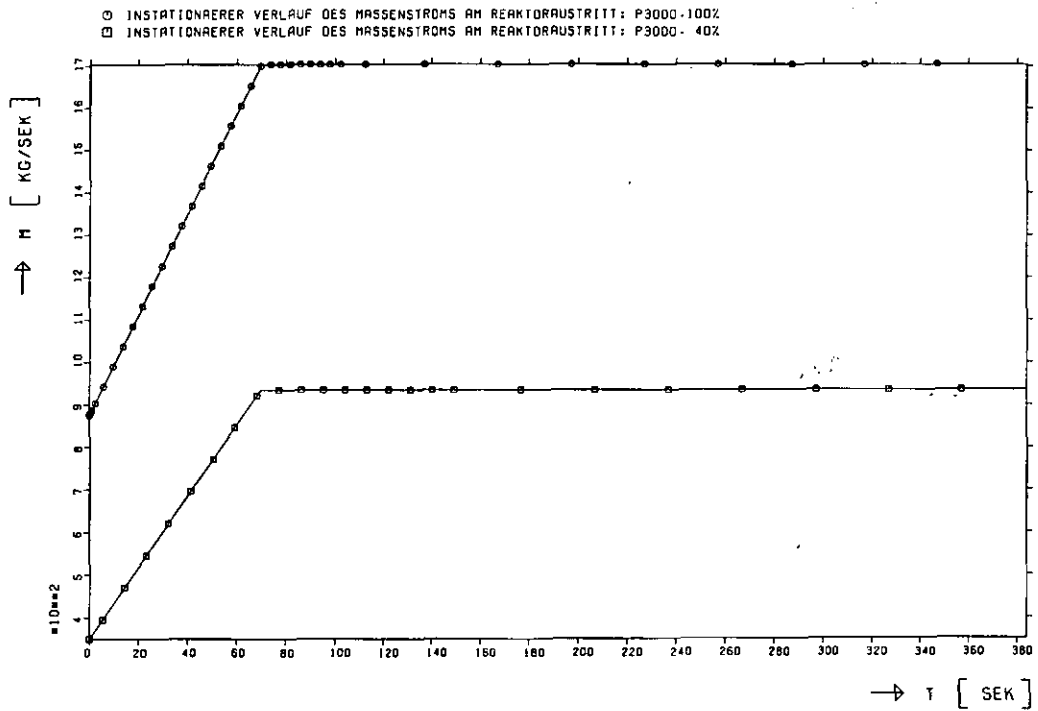


Abb. A 1.13: PNP 3000, Vergleich Vollast- Teillastbetrieb
 Störfall: Wassereinbruch 10t H₂O in 70 s

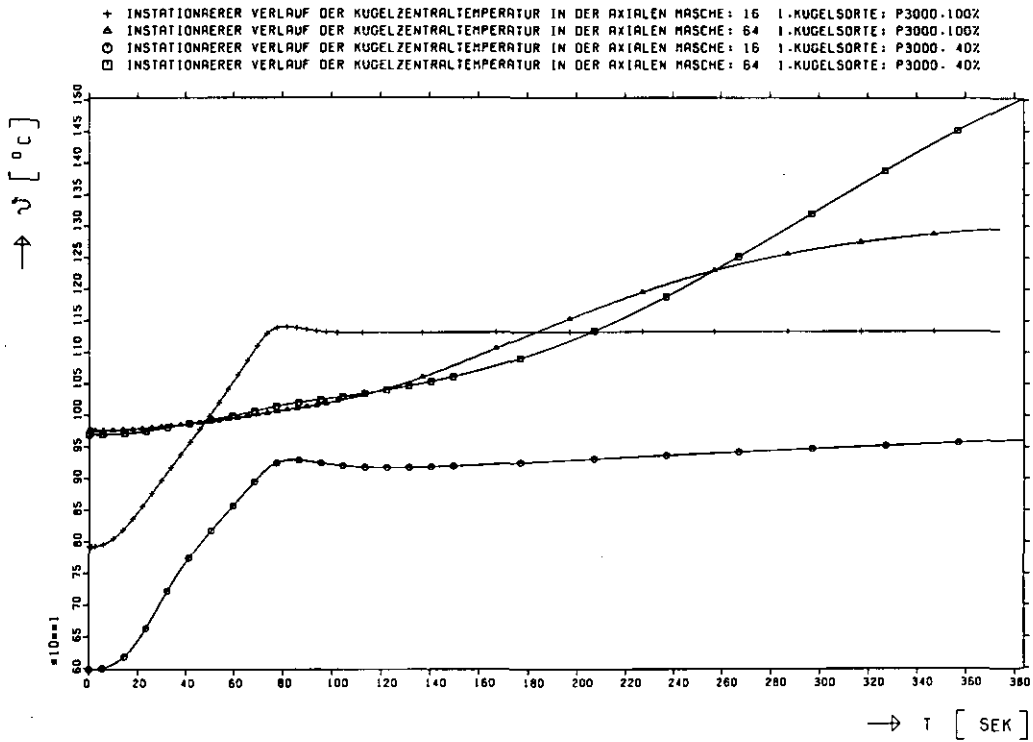


Abb. A 1.14: PNP 3000, Vergleich Vollast- Teillastbetrieb
 Störfall: Wassereinbruch 10 t H₂O in 70 s
 Masche 16: 51 cm unter Topreflektor
 Masche 64: Coreboden

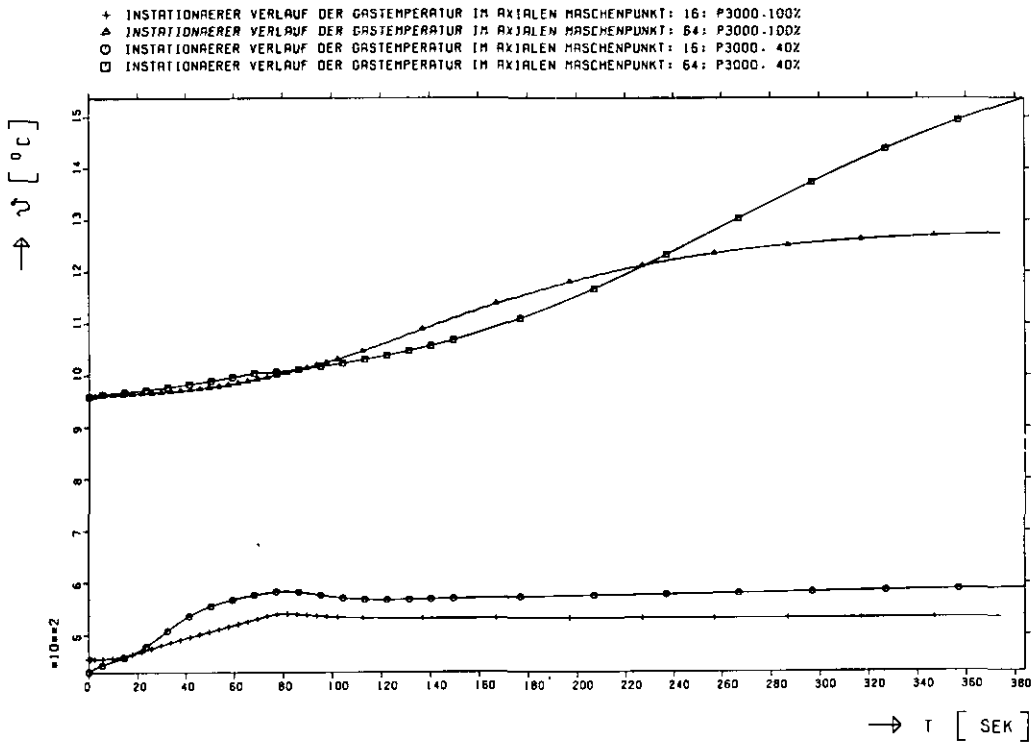


Abb. A 1.15: PNP 3000, Vergleich Vollast- Teillastbetrieb
 Störfall: Wassereinbruch 10 t H₂O in 70 s
 Masche 16: 51 cm unter Topreflektor
 Masche 64: Coreboden

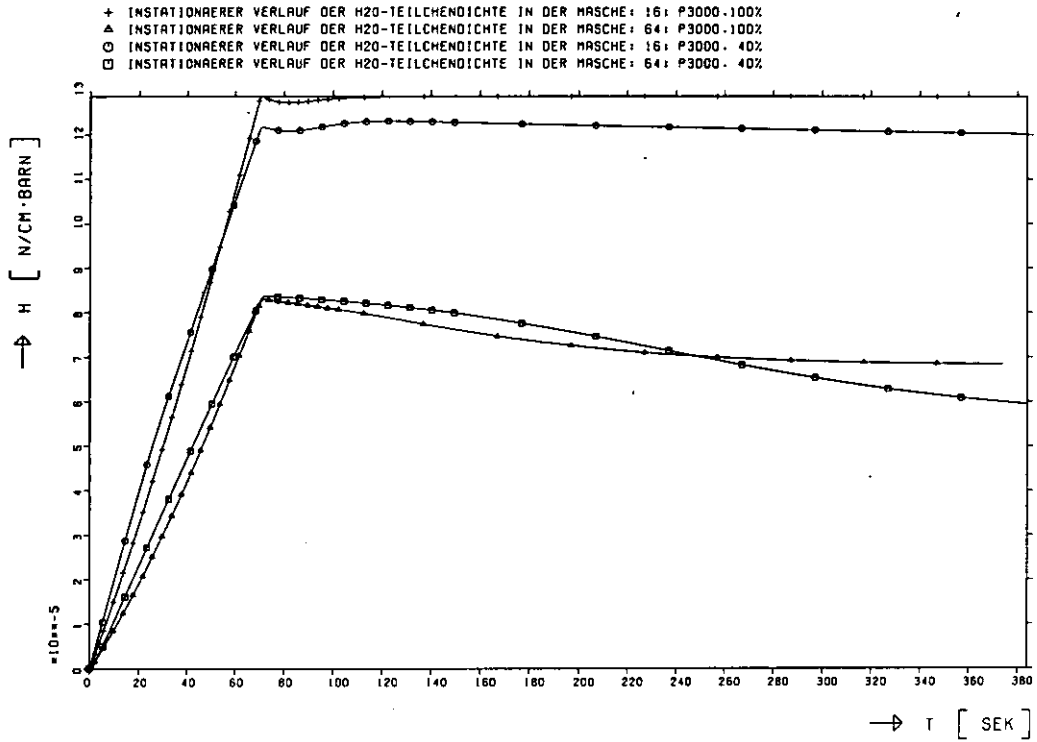


Abb. A 1.16: PNP 3000, Vergleich Vollast- Teillastbetrieb
Störfall: Wassereinbruch 10 t H₂O in 70 s
Masche 16: 51 cm unter Topreflektor
Masche 64: Coreboden

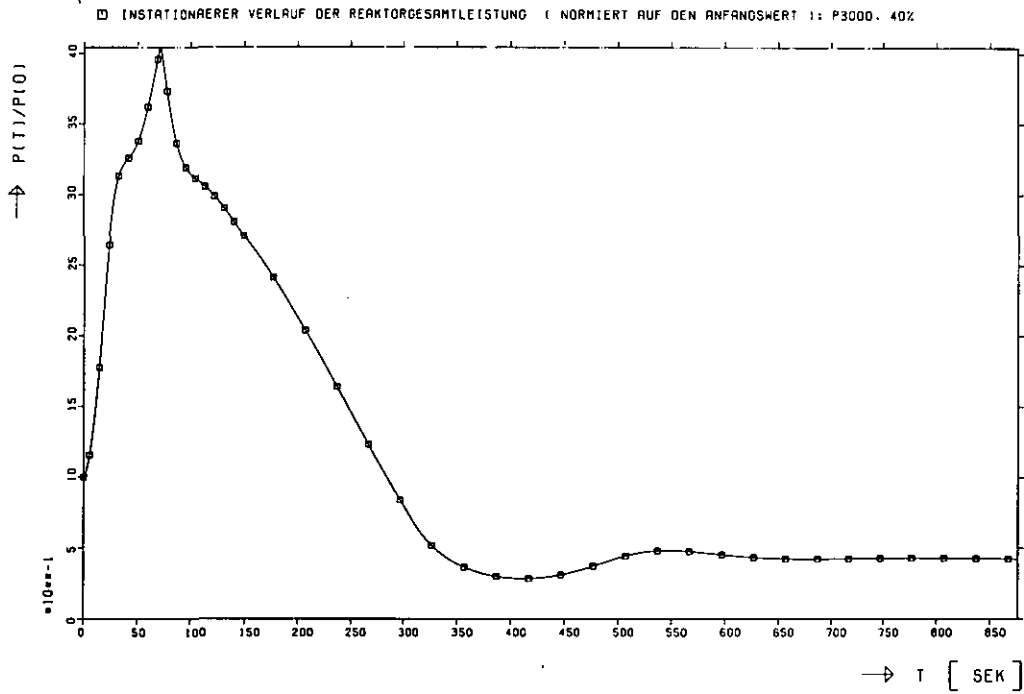


Abb. A 1.17: PNP 3000, 40% - Teillastbetrieb
Störfall: Wassereinbruch und Gebläseausfall.

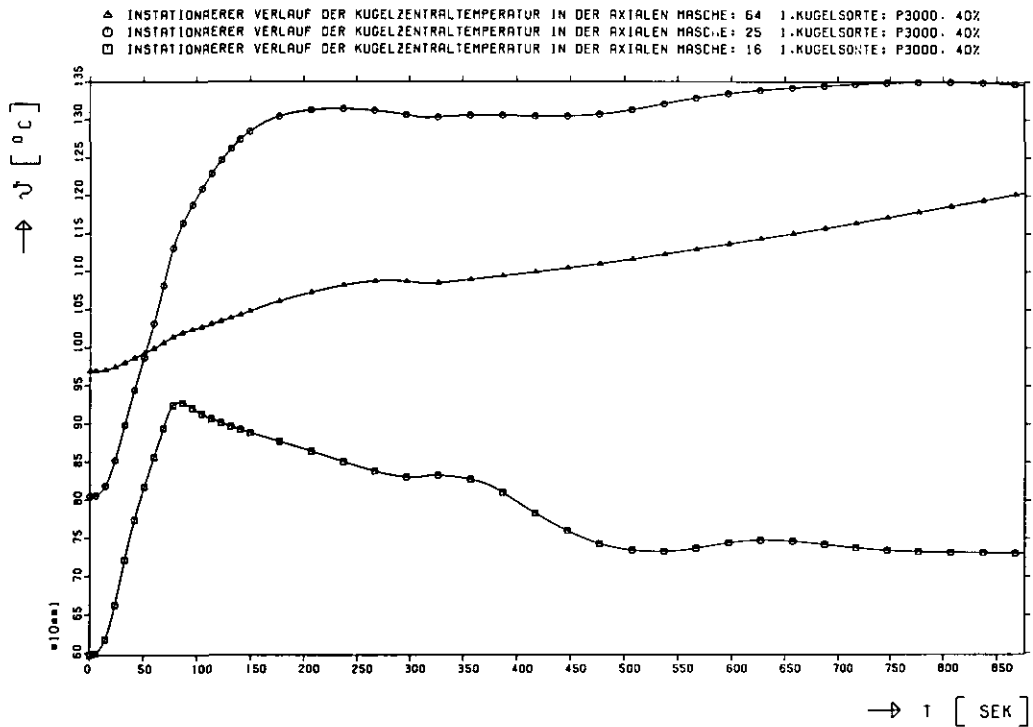


Abb. A 1.18: PNP 3000, 40% - Teillastbetrieb
Störfall: Wassereinbruch und Gebläseausfall
Masche 64: Coreboden
Masche 25: 143 cm unter Topreflektor
Masche 16: 51 cm unter Topreflektor

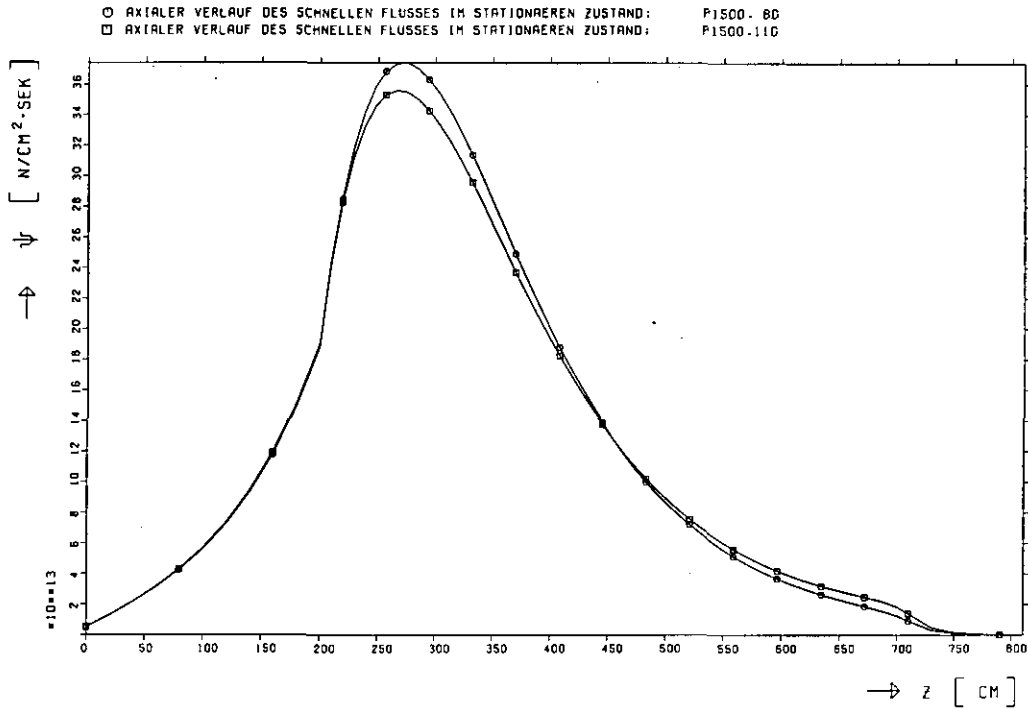


Abb. A 2.1 : PND 1500, Vergleich 8g - 11g Brennstoff/Kugel Betriebsdaten im stationären Zustand

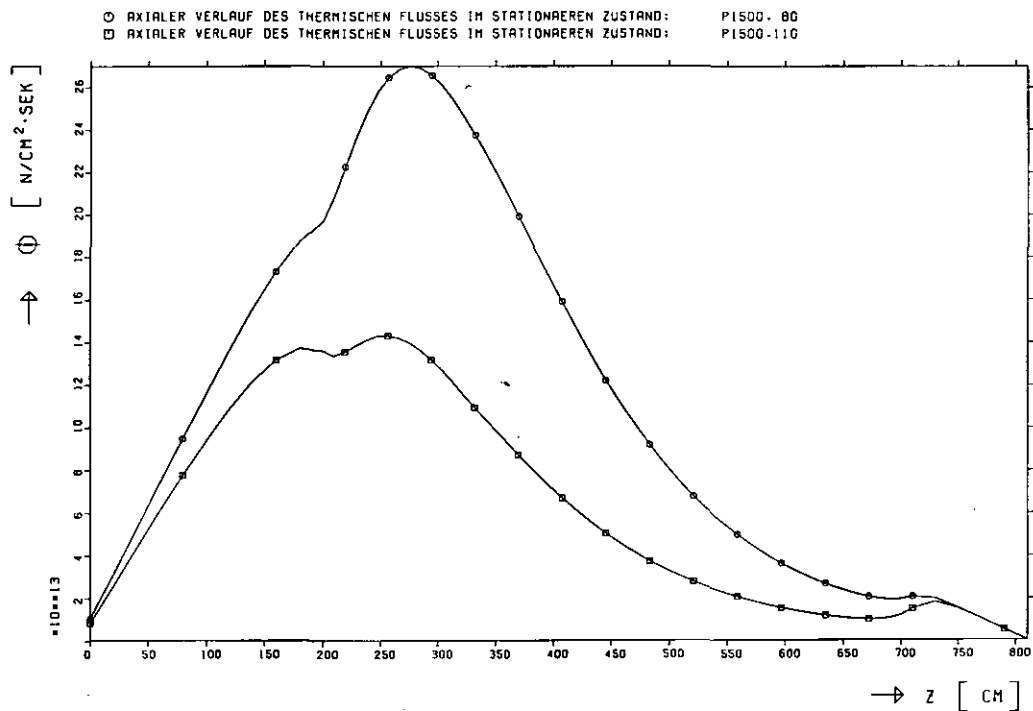


Abb. A 2.2 : PND 1500, Vergleich 8g - 11g Brennstoff/Kugel Betriebsdaten im stationären Zustand

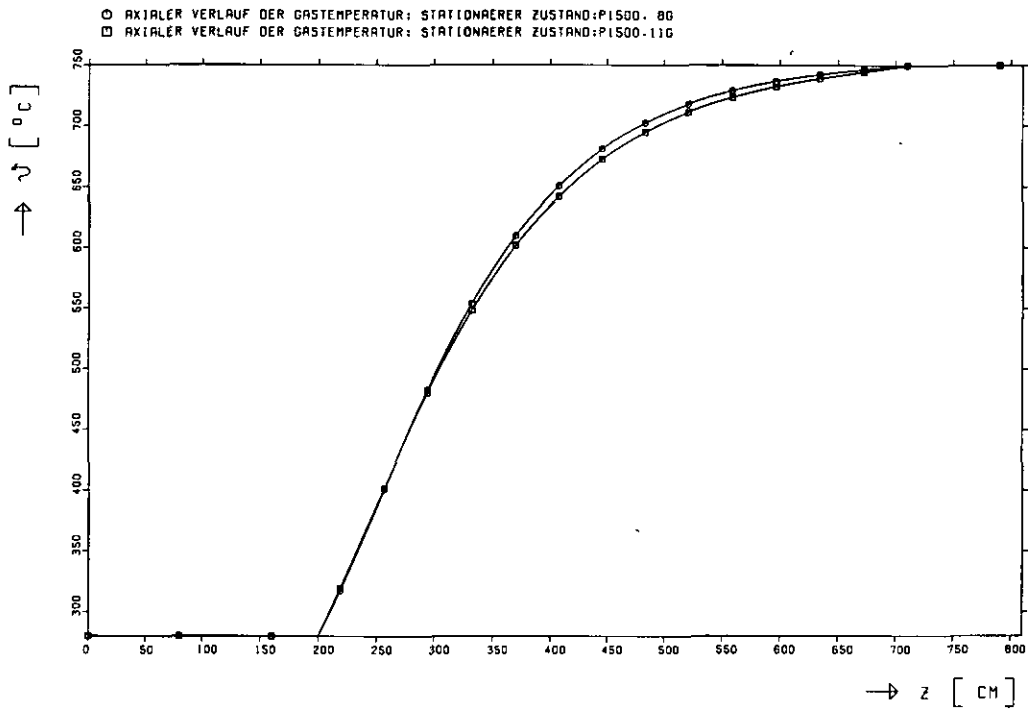


Abb. A 2.3 : PND 1500, Vergleich 8g - 11g Brennstoff/Kugel Betriebsdaten im stationären Zustand

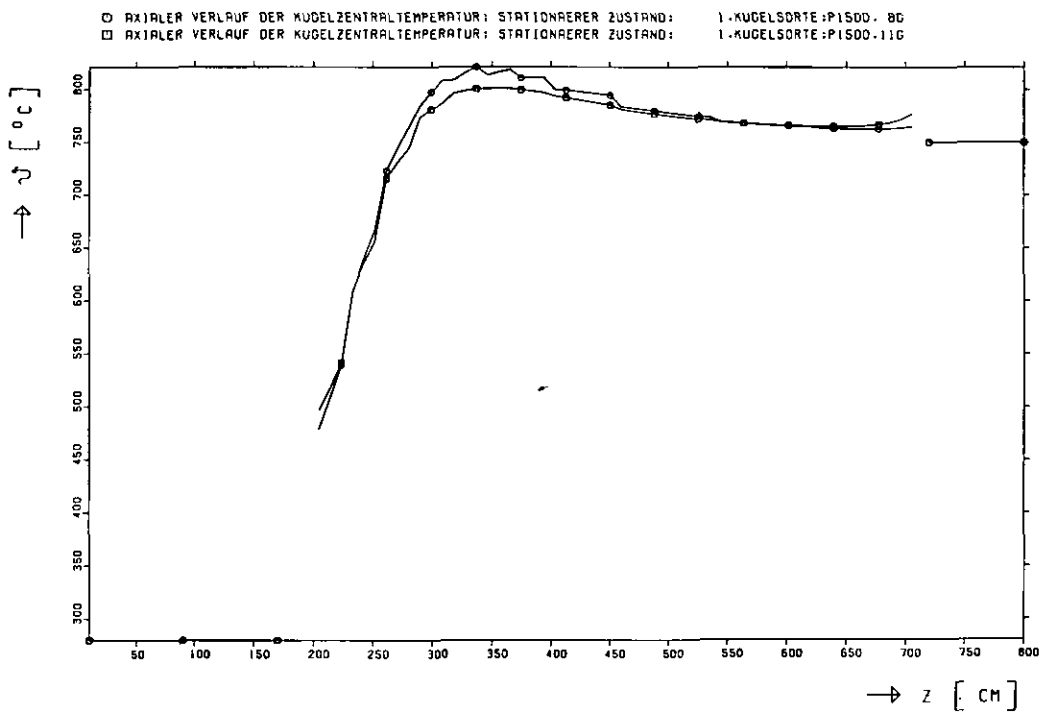


Abb. A 2.4 : PND 1500, Vergleich 8g - 11g Brennstoff/Kugel Betriebsdaten im stationären Zustand

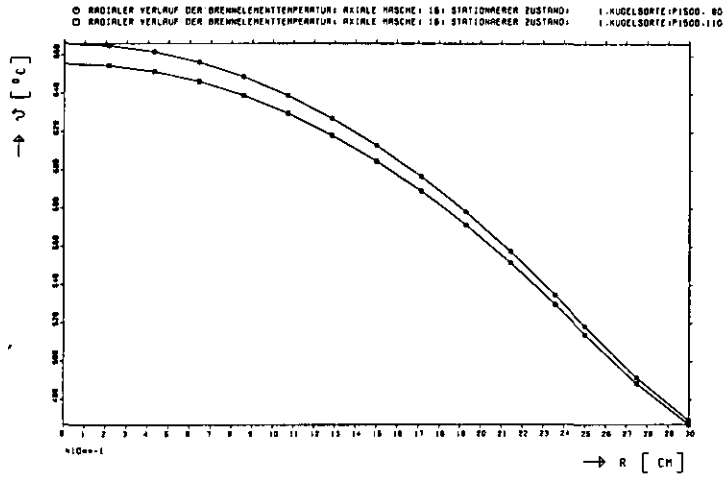


Abb. A 2.5 :
Kugeltemperaturen
axiale Masche 16
Vergleich 8g -
11g Kugel

Masche 16: 47 cm unter Topreflektor

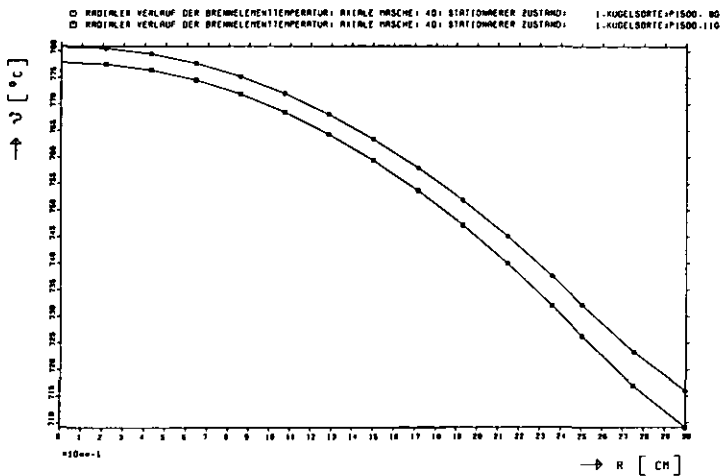


Abb. A 2.6 :
Kugeltemperaturen
axiale Masche 40
Vergleich 8g -
11g Kugel

Masche 40: 274 cm unter Topreflektor

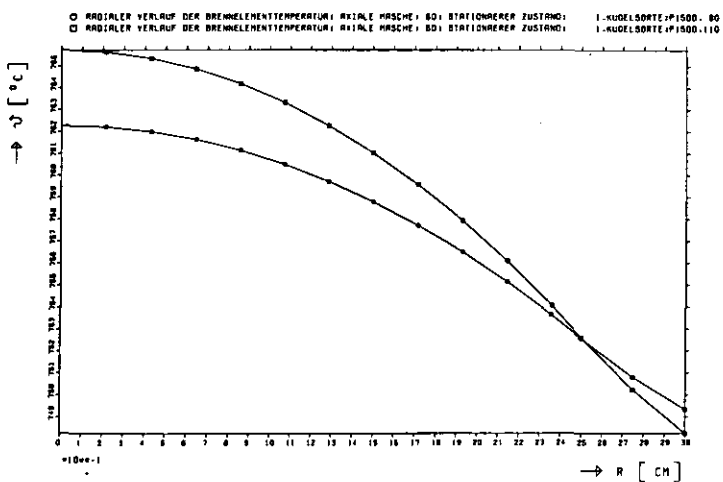


Abb. A 2.7 :
Kugeltemperaturen
axiale Masche 60
Vergleich 8g -
11g Kugel

Masche 60: 38 cm über Bodenreflektor

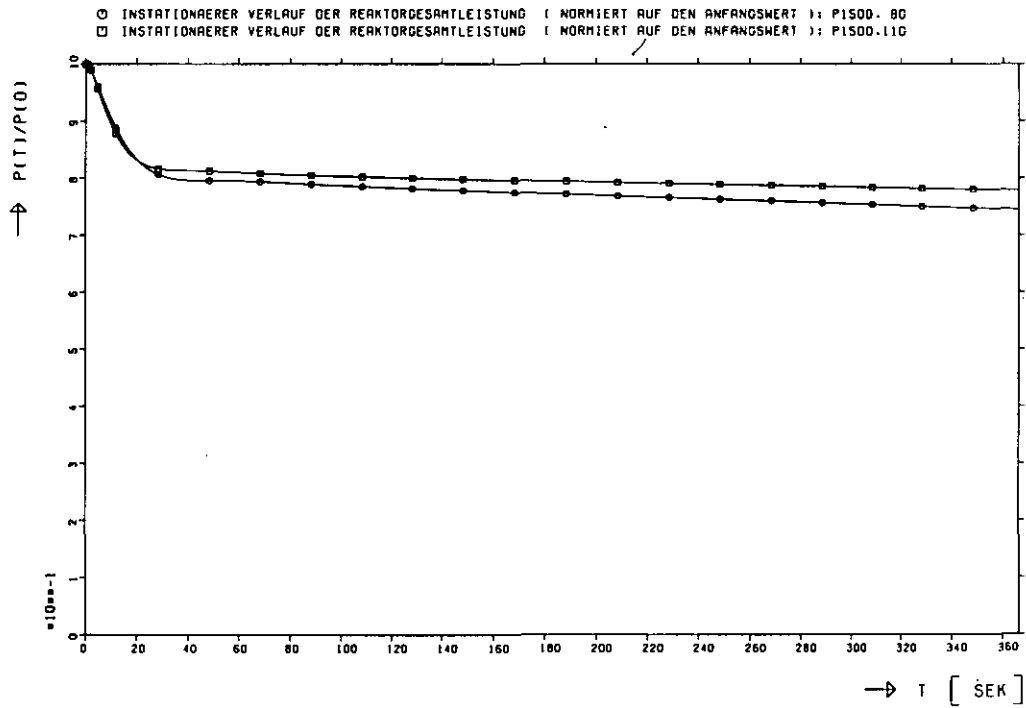


Abb. A 2.8 : PND 1500, Vergleich 8g - 11g Brennstoff/Kugel
 Störfall: Gaseintrittstemperatur + 100 K

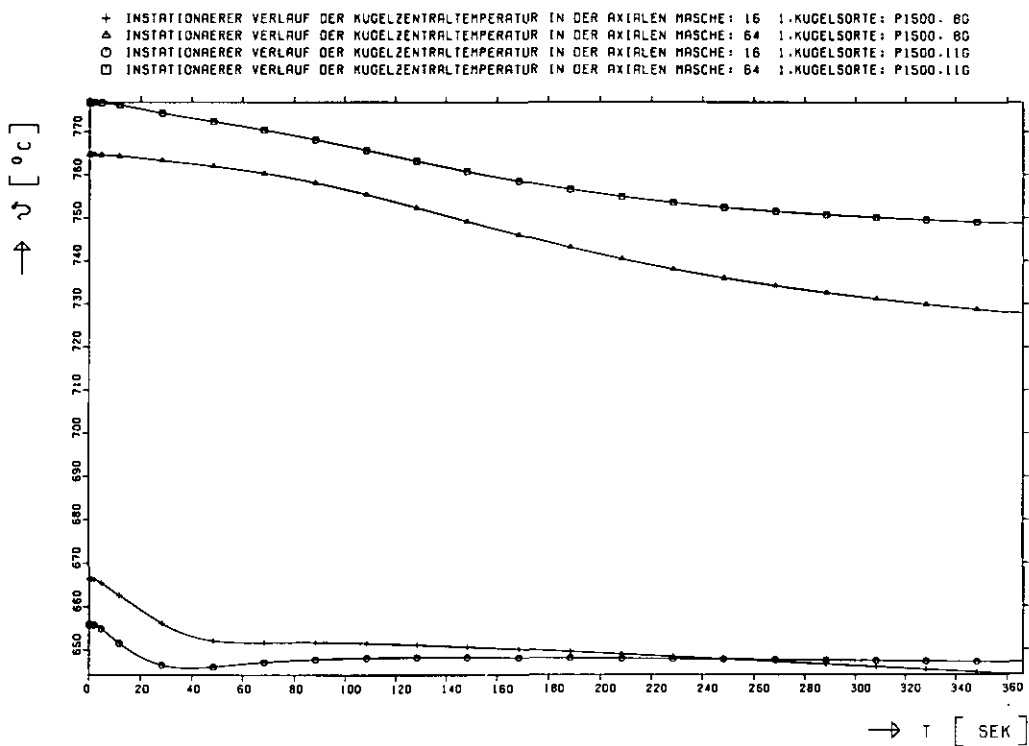


Abb. A 2.9 : PND 1500, Vergleich 8g - 11g Brennstoff/Kugel
 Störfall: Gaseintrittstemperatur + 100 K
 Masche 16: 47 cm unter Topreflektor
 Masche 64: Coreboden

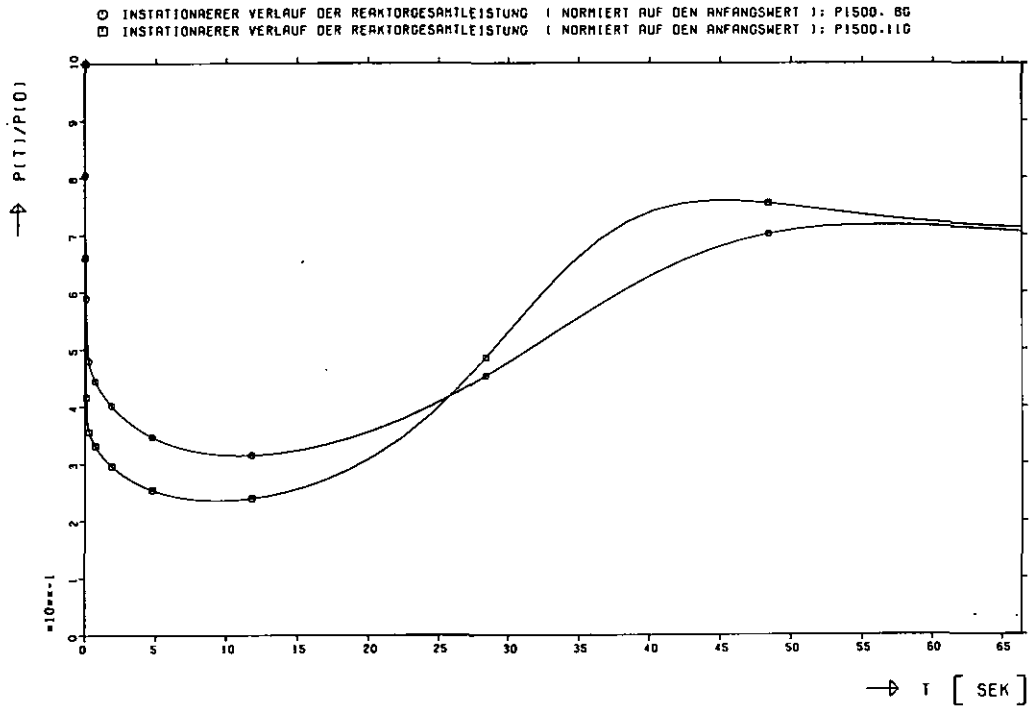


Abb. A 2.10: PND 1500, Vergleich 8g - 11g Brennstoff/Kugel
 Annahme: bei $t=0.0$ $T_{Br.}$ und $T_{Mod.} +100$ K

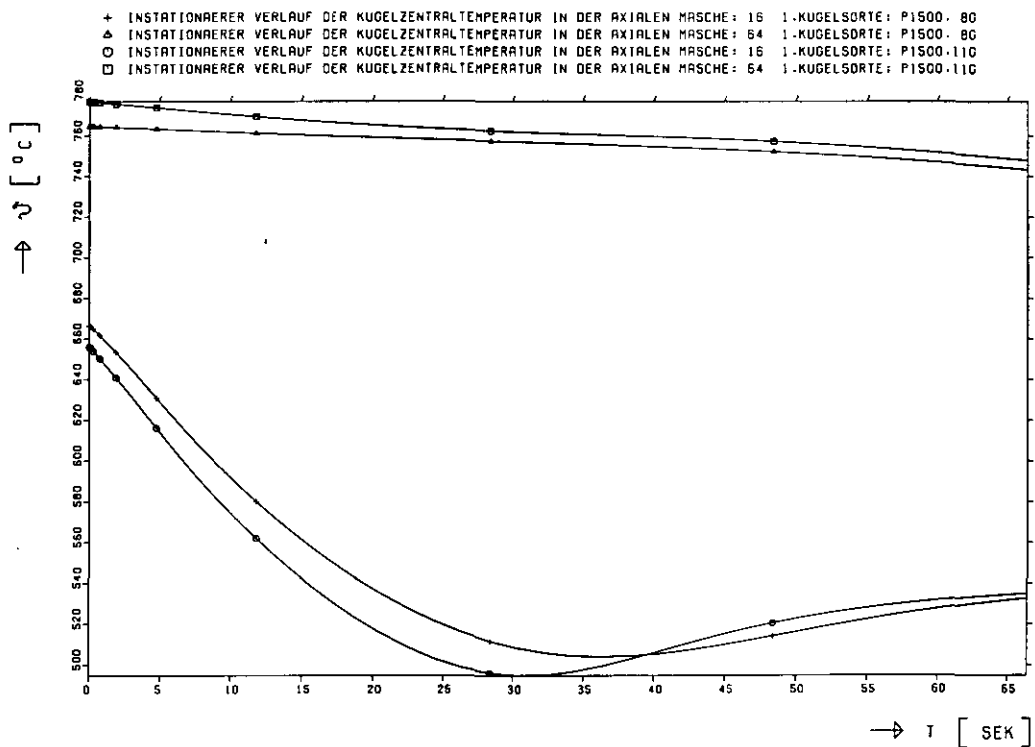


Abb. A 2.11: PND 1500, Vergleich 8g - 11g Brennstoff/Kugel
 Annahme: bei $t=0.0$ $T_{Br.}$ und $T_{Mod.} +100$ K

Masche 16: 47 cm unter Topreflektor
 Masche 64: Coreboden

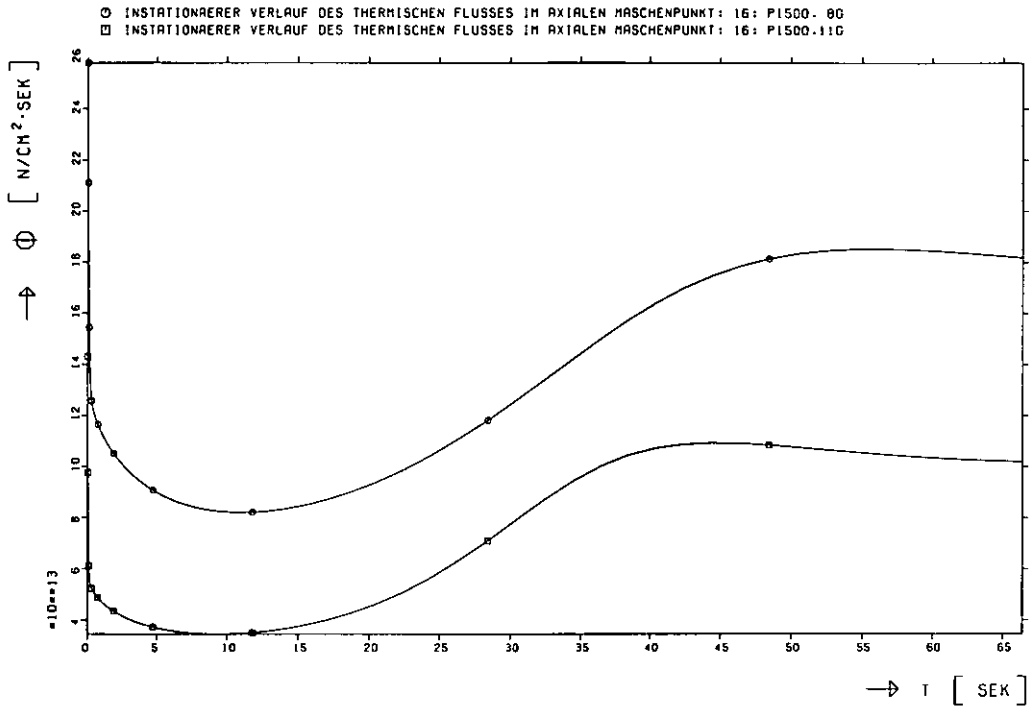


Abb. A 2.12: PND 1500, Vergleich 8g - 11g Brennstoff/Kugel
 Annahme: bei $t=0.0$ $T_{Br.}$ und $T_{Mod.} + 100$ K
 Masche 16: 47 cm unter Topreflektor

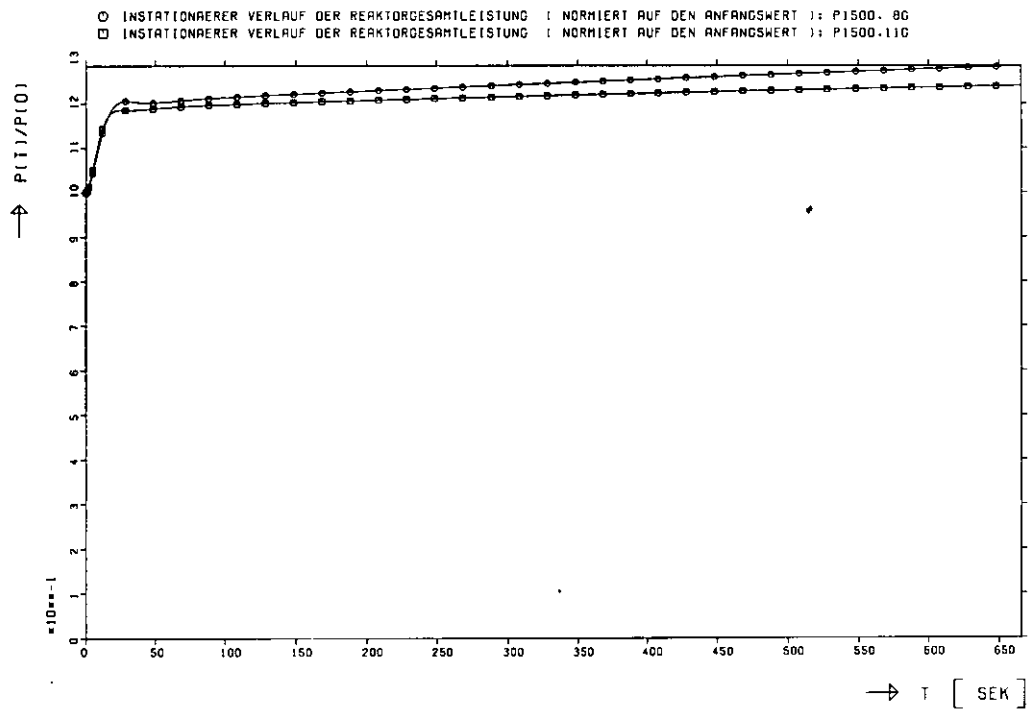


Abb. A 2.13: PND 1500, Vergleich 8g - 11g Brennstoff/Kugel
 Störfall: Gaseintrittstemperatur - 100 K

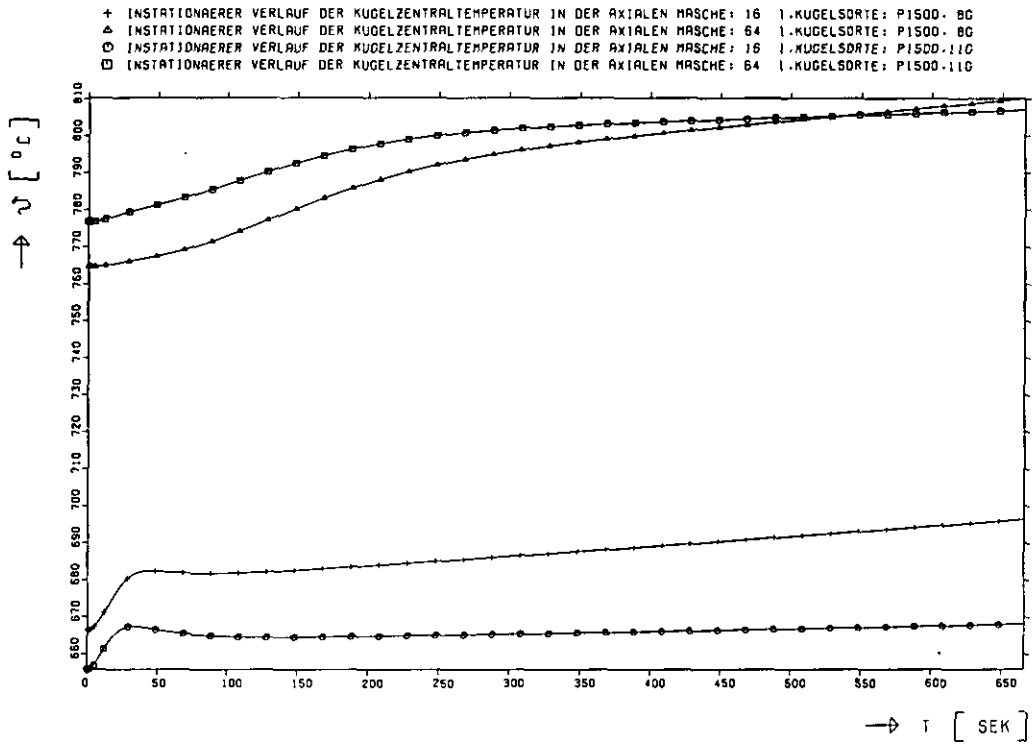


Abb. A 2.14: PND 1500, Vergleich 8g - 11g Brennstoff/Kugel
 Störfall: Gaseintrittstemperatur - 100 K
 Masche 16: 47 cm unter Topreflektor
 Masche 64: Coreboden

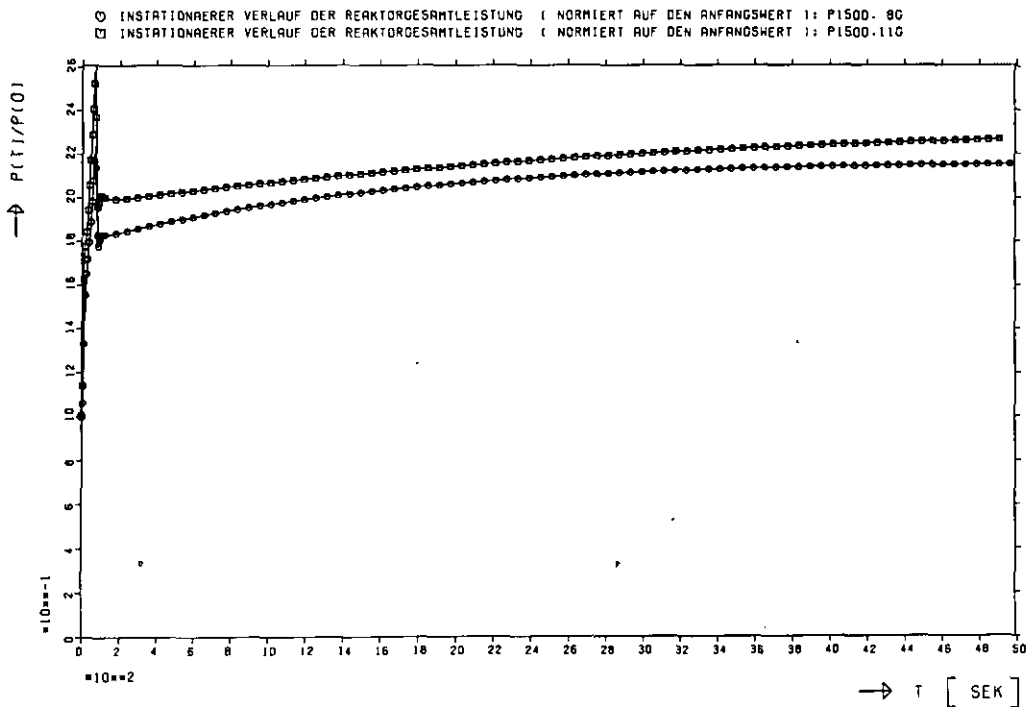


Abb. A2.15: PND 1500, Vergleich 8g - 11g Brennstoff/Kugel
 Störfall: Wassereintritt 5 t H₂O in 70 s

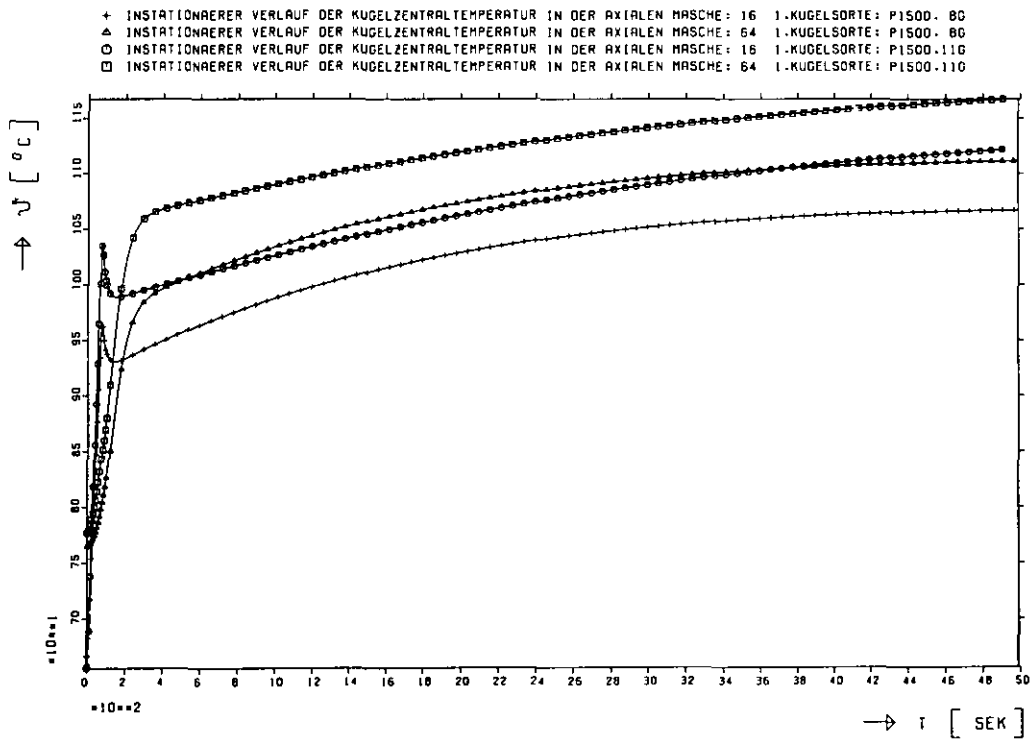


Abb. A 2.16: PND 1500, Vergleich 8g - 11g Brennstoff/Kugel
 Störfall: Wassereinbruch 5 t H₂O in 70 s
 Masche 16: 47 cm unter Topreflektor
 Masche 64: Coreboden

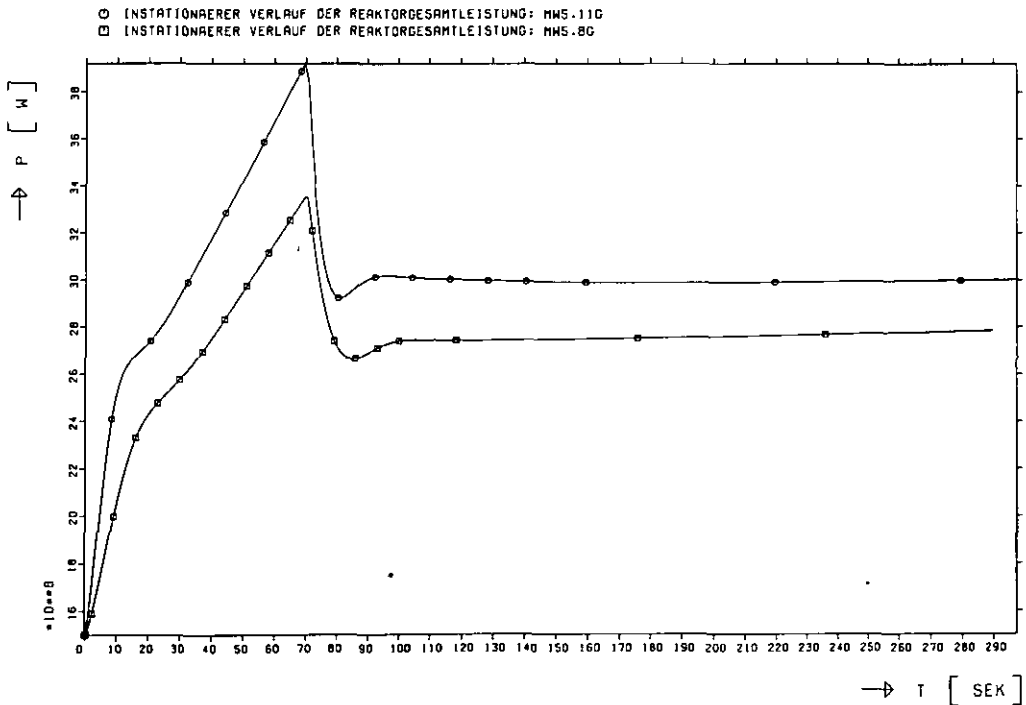


Abb. A 2.17: PND 1500, Vergleich 8g - 11g Brennstoff/Kugel
 Störfall: Wassereinbruch 5 t H₂O in 70 s

+ INSTATIONÄRER VERLAUF DER GASTEMPORATUR IM AXIALEN MASCHENPUNKT: 60; MWS.11G
 ▲ INSTATIONÄRER VERLAUF DER GASTEMPORATUR IM AXIALEN MASCHENPUNKT: 20; MWS.11G
 ○ INSTATIONÄRER VERLAUF DER GASTEMPORATUR IM AXIALEN MASCHENPUNKT: 60; MWS.8G
 □ INSTATIONÄRER VERLAUF DER GASTEMPORATUR IM AXIALEN MASCHENPUNKT: 20; MWS.8G

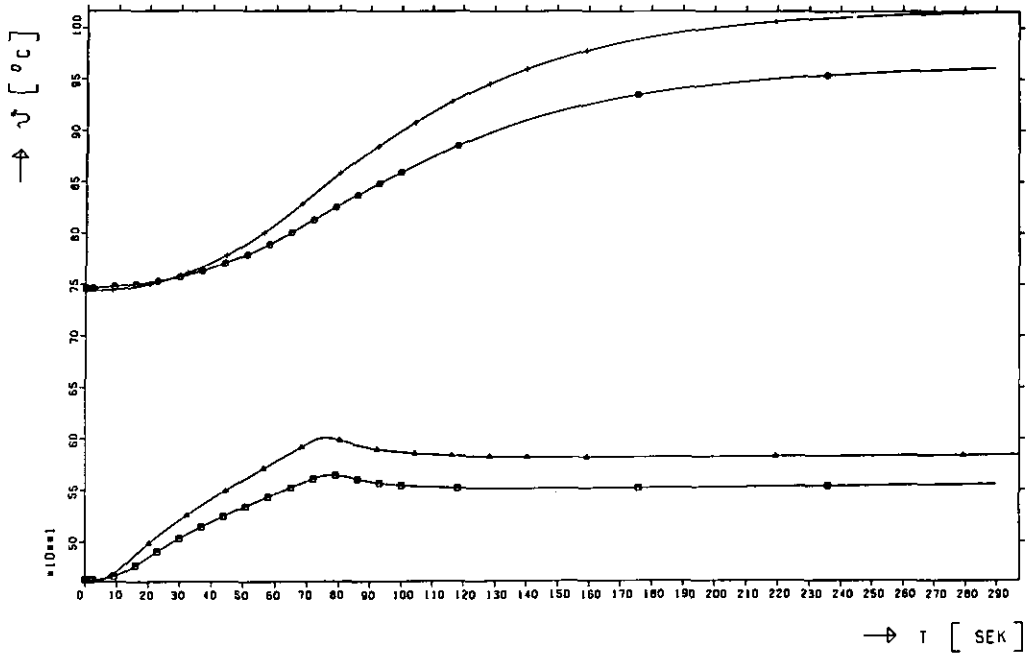


Abb. A 2.18: PND 1500, Vergleich 8g - 11g Brennstoff/Kugel
 Störfall: Wassereinbruch 5t H₂O in 70 s
 Masche 60: 38 cm über Bodenreflektor
 Masche 20: 85 cm unter Topreflektor

+ INSTATIONÄRER VERLAUF DER KUGELZENTRALTEMPORATUR IN DER AXIALEN MASCHE: 60 1-KUGELSORTE: MWS.11G
 ▲ INSTATIONÄRER VERLAUF DER KUGELZENTRALTEMPORATUR IN DER AXIALEN MASCHE: 20 1-KUGELSORTE: MWS.11G
 ○ INSTATIONÄRER VERLAUF DER KUGELZENTRALTEMPORATUR IN DER AXIALEN MASCHE: 60 1-KUGELSORTE: MWS.8G
 □ INSTATIONÄRER VERLAUF DER KUGELZENTRALTEMPORATUR IN DER AXIALEN MASCHE: 20 1-KUGELSORTE: MWS.8G

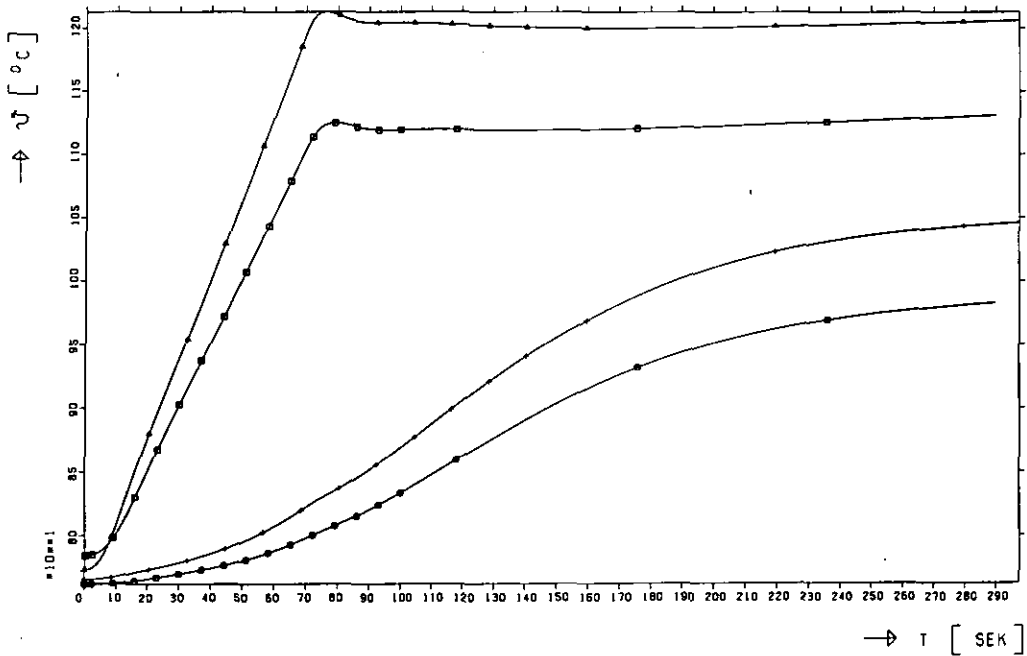


Abb. A 2.19: PND 1500, Vergleich 8g - 11g Brennstoff/Kugel
 Störfall: Wassereinbruch 5 t H₂O in 70 s
 Masche 60: 38 cm über Bodenreflektor
 Masche 20: 85 cm unter Topreflektor

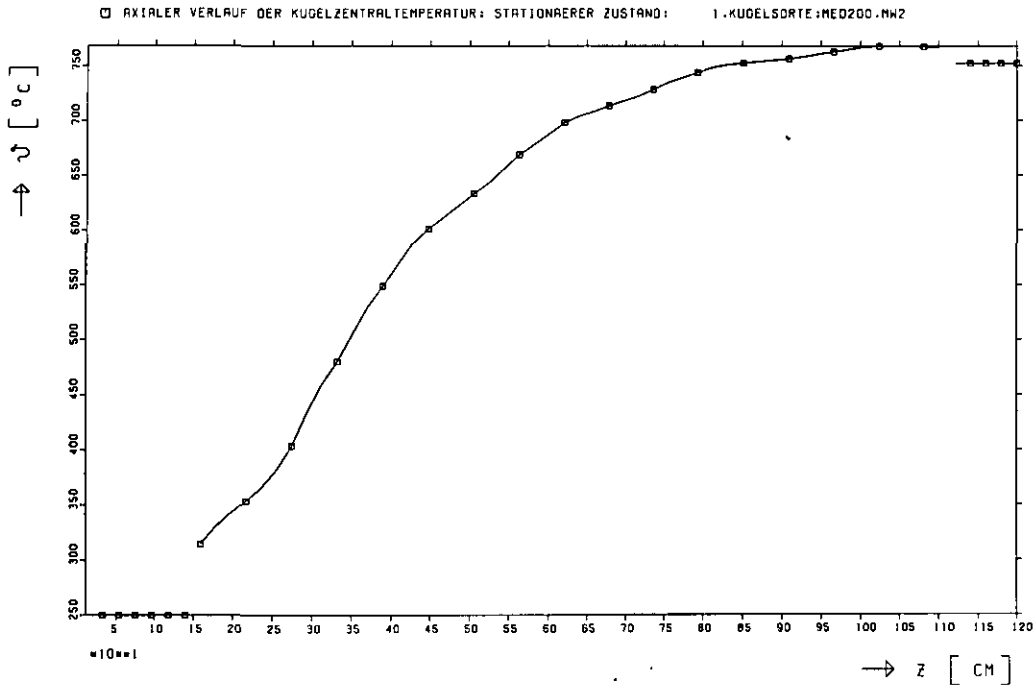


Abb. A 3.1 : HTR 200 MW,
Betriebsdaten im stationären Zustand

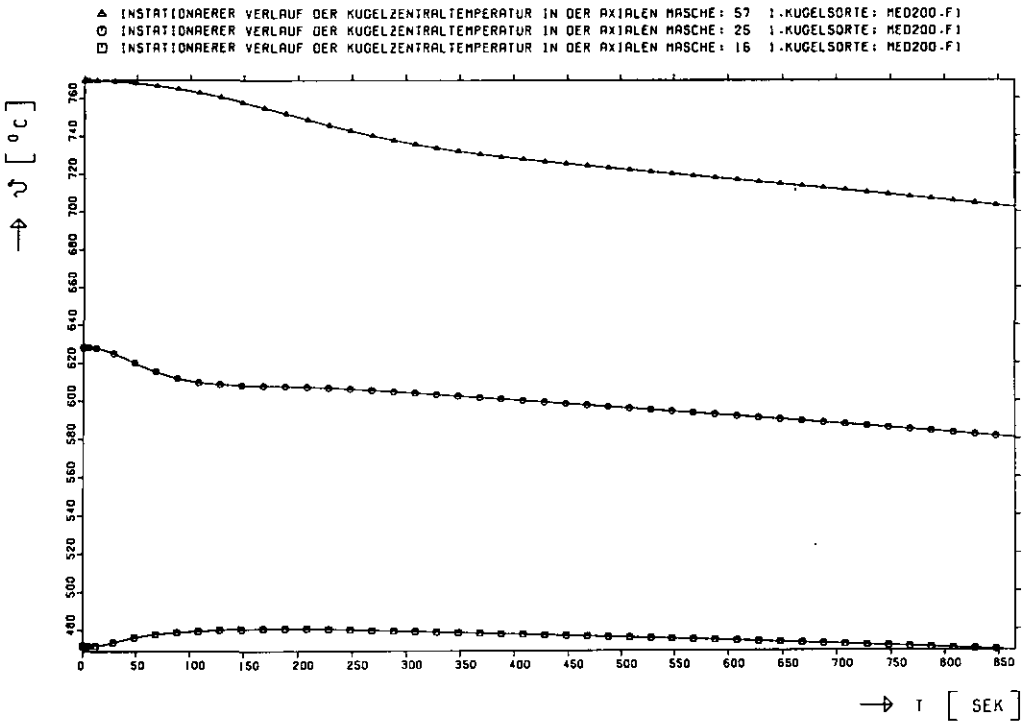


Abb A 3.2 : HTR 200 MW,
Störfall: Gaseintrittstemperatur + 100 K
 Masche 57: Coreboden
 Masche 25: 310 cm unter Topreflektor
 Masche 16: 150 cm unter Topreflektor

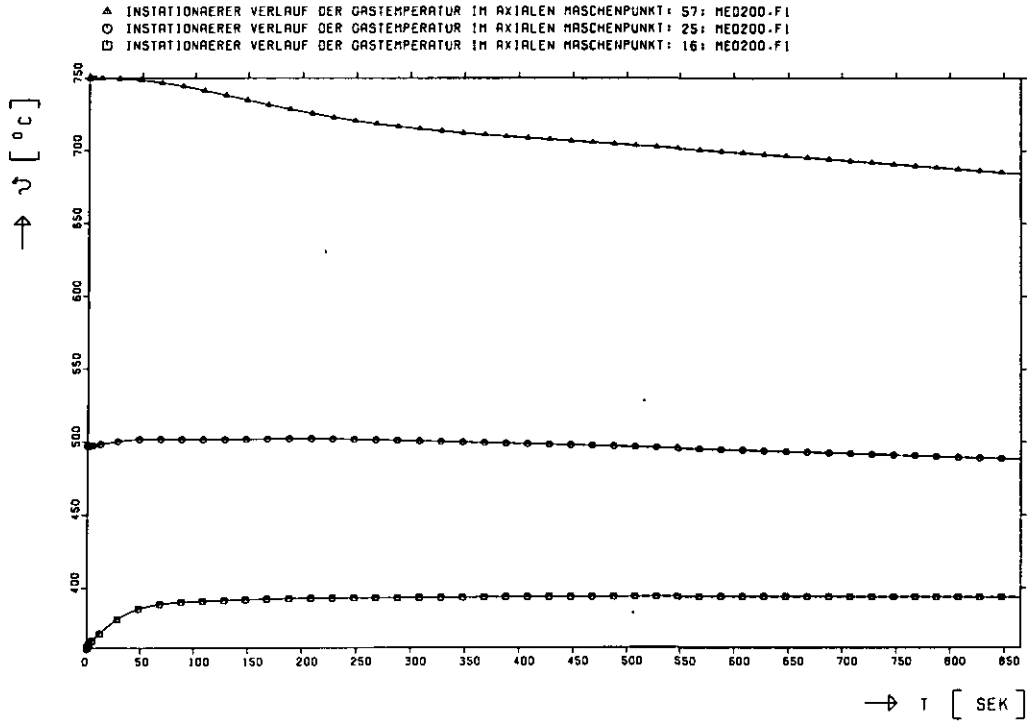


Abb. A 3.3 : HTR 200 MW,
 Störfall: Gaseintrittstemperatur + 100 K
 Masche 57: Coreboden
 Masche 25: 310 cm unter Topreflektor
 Masche 16: 150 cm unter Topreflektor

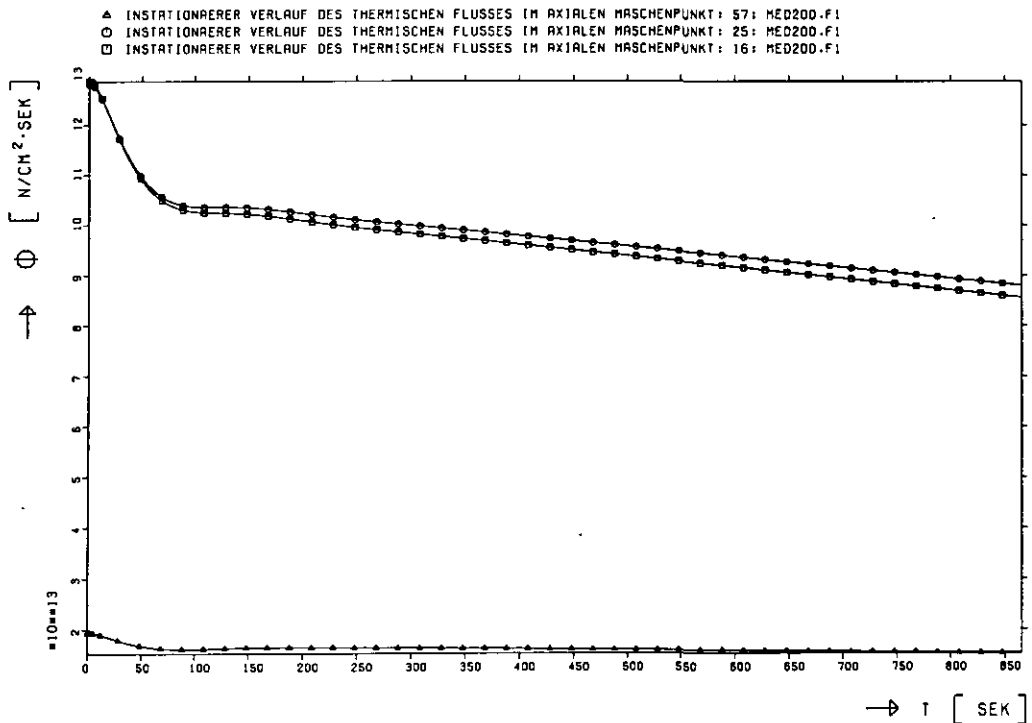


Abb. A 3.4 : HTR 200 MW,
 Störfall: Gaseintrittstemperatur + 100 K
 Masche 57: Coreboden
 Masche 25: 310 cm unter Topreflektor
 Masche 16: 150 cm unter Topreflektor

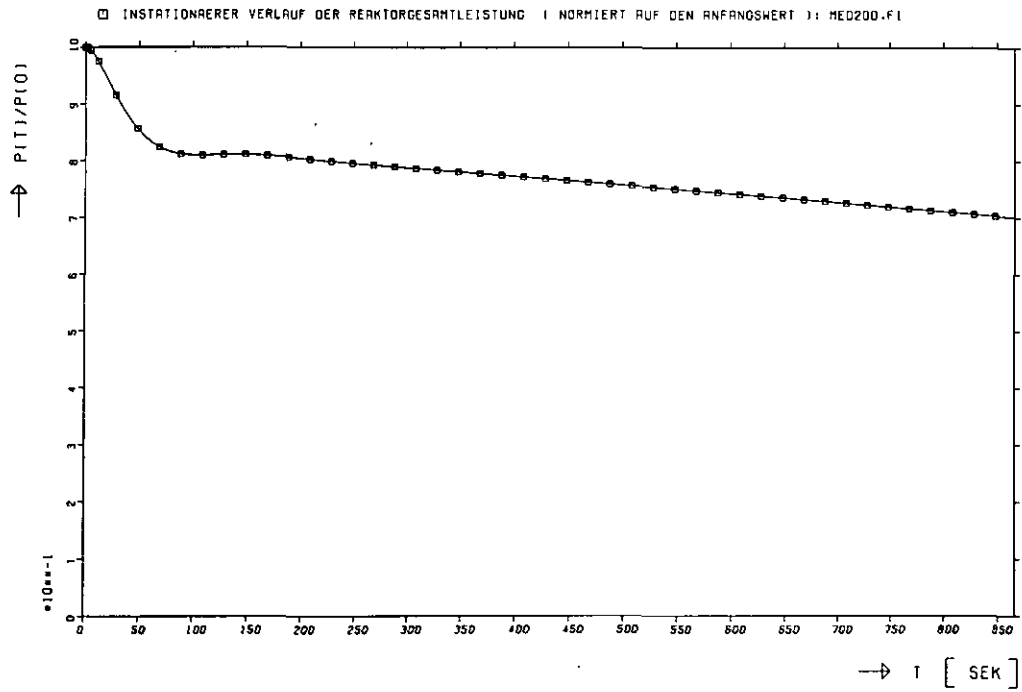


Abb. A 3.5 : HTR 200 MW,
Störfall: Gaseintrittstemperatur + 100 K

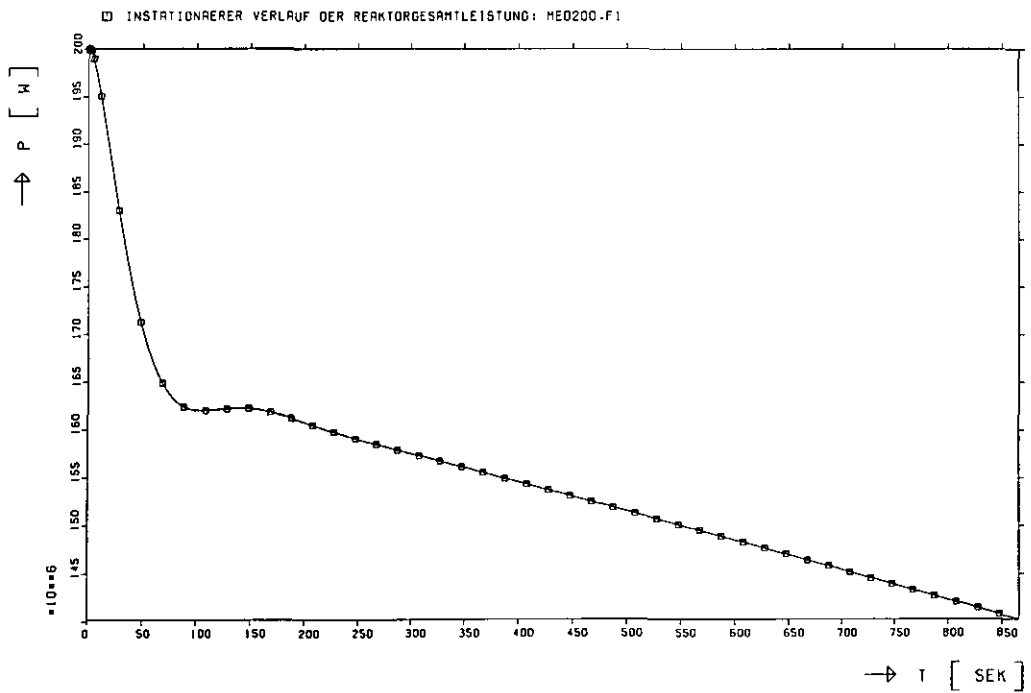


Abb. A 3.6 : HTR 200 MW,
Störfall: Gaseintrittstemperatur + 100 K

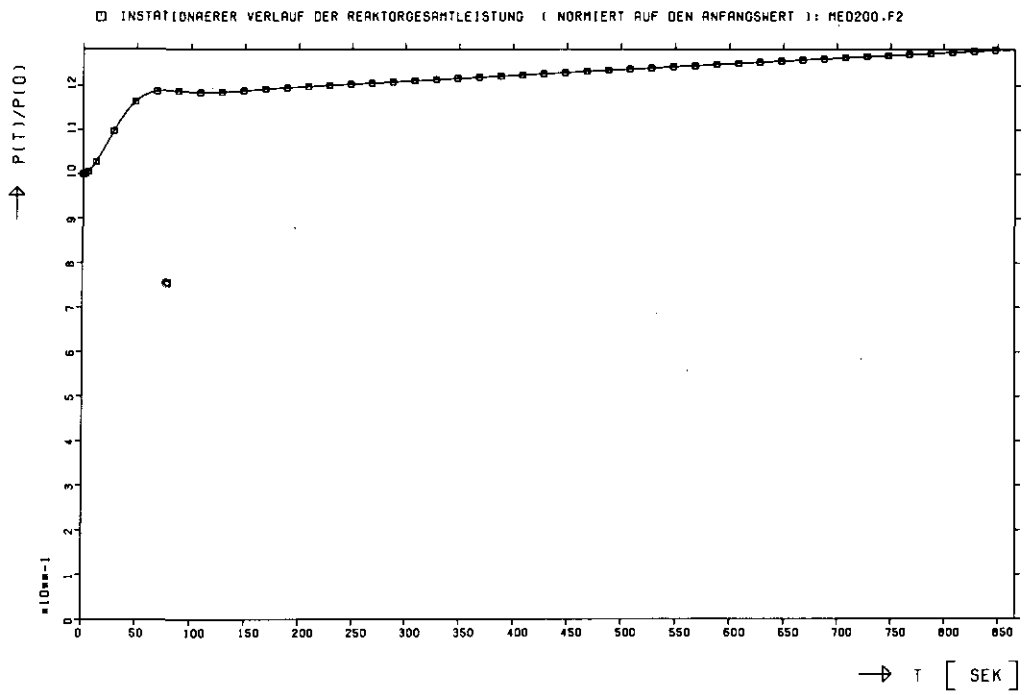


Abb. A 3.7 : HTR 200 MW,
Störfall: Gaseintrittstemperatur - 100 K

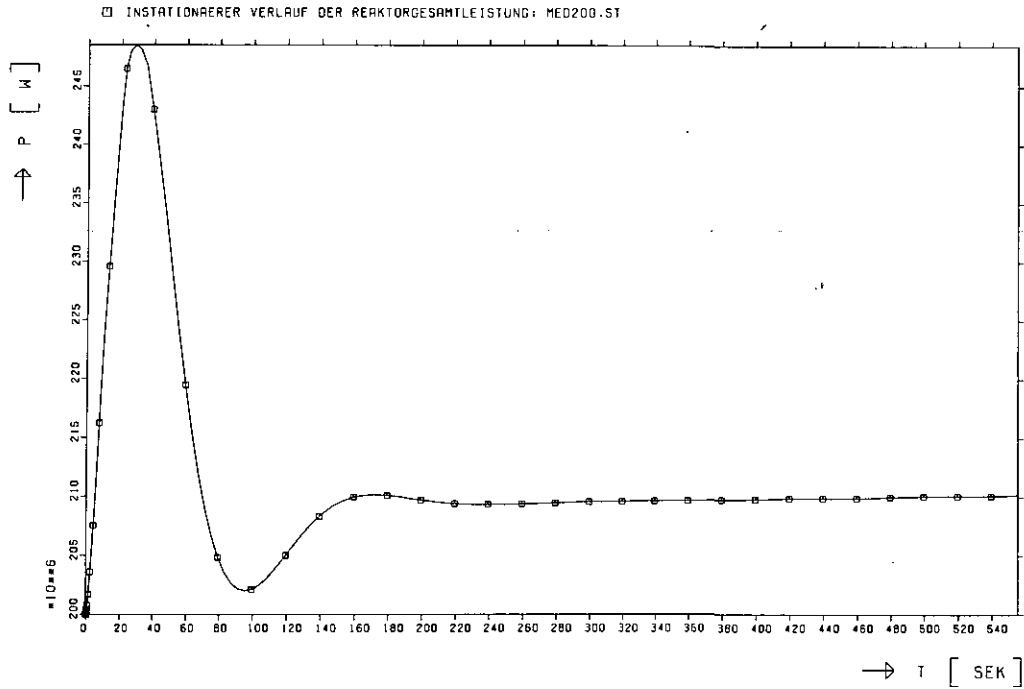


Abb. A 3.8 : HTR 200 MW,
Störfall: Ausfahren der Reflektorstäbe

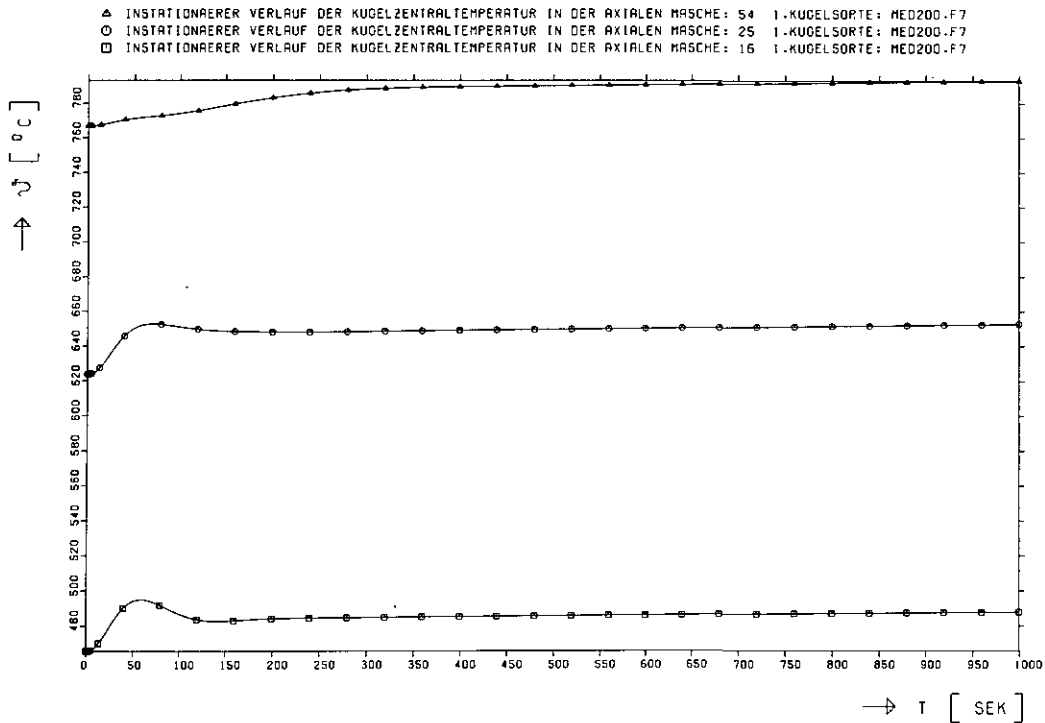


Abb. A 3.9 : HTR 200 MW,
Störfall: Ausfahren der Reflektorstäbe
Masche 54: 60 cm über Bodenreflektor
Masche 25: 310 cm unter Topreflektor
Masche 16: 150 cm unter Topreflektor

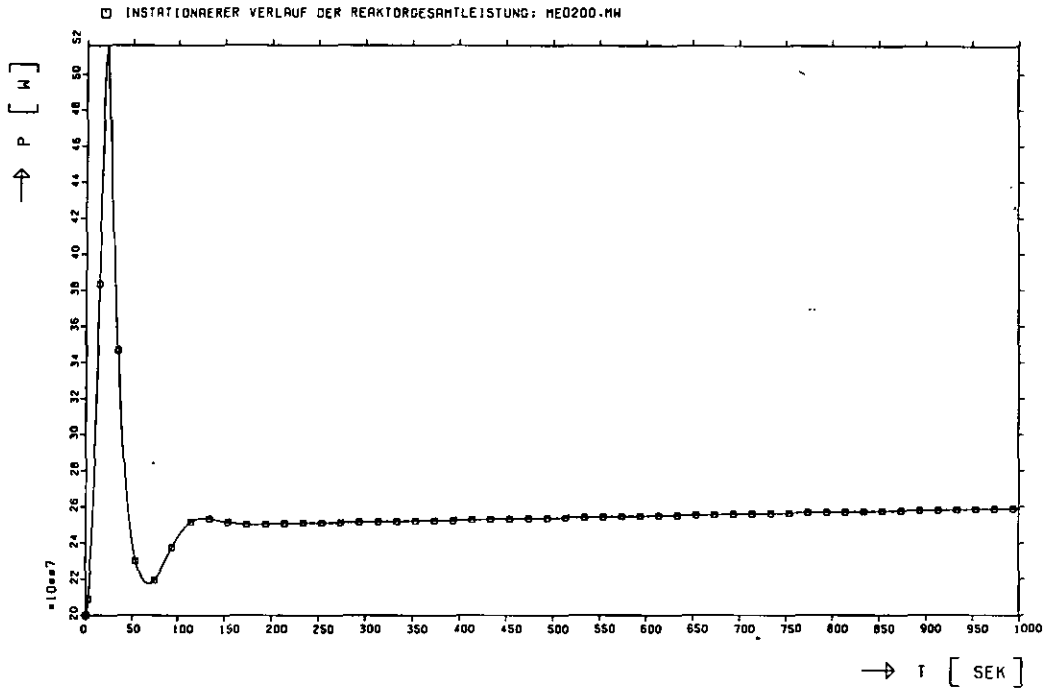


Abb. A 3.10: HTR 200 MW,
Störfall: Wassereinbruch 800 kg H₂O in 20 s

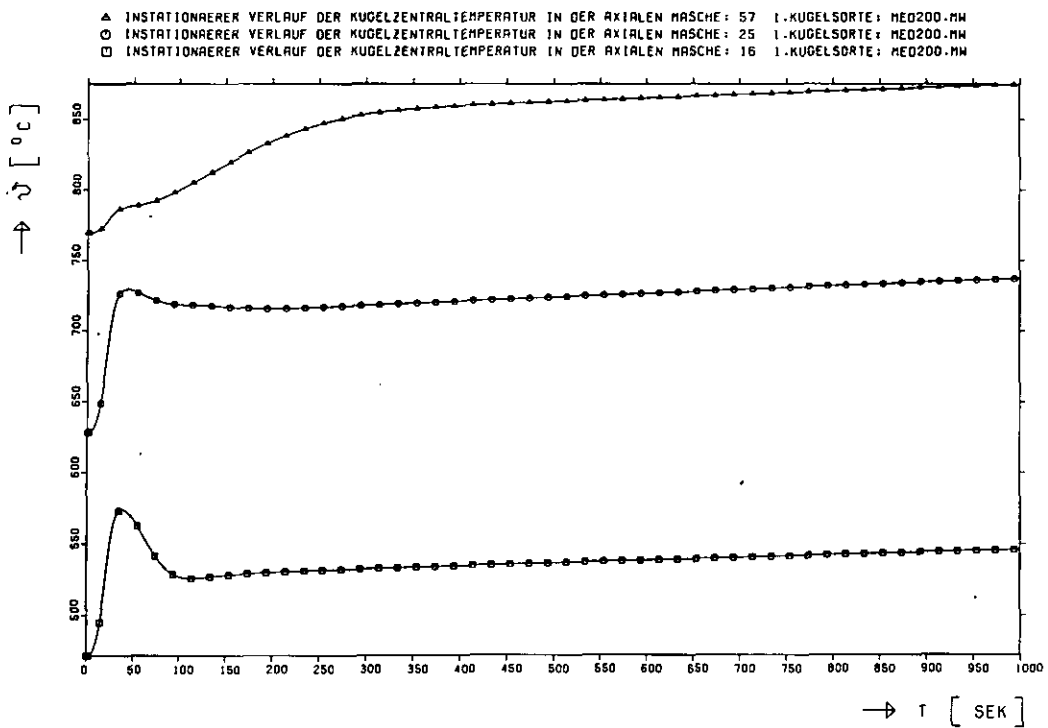


Abb. A 3.11: HTR 200 MW,
Störfall: Wassereinbruch 800 kg H₂O in 20 s
Masche 57: Coreboden
Masche 25: 310 cm unter Topreflektor
Masche 16: 150 cm unter Topreflektor

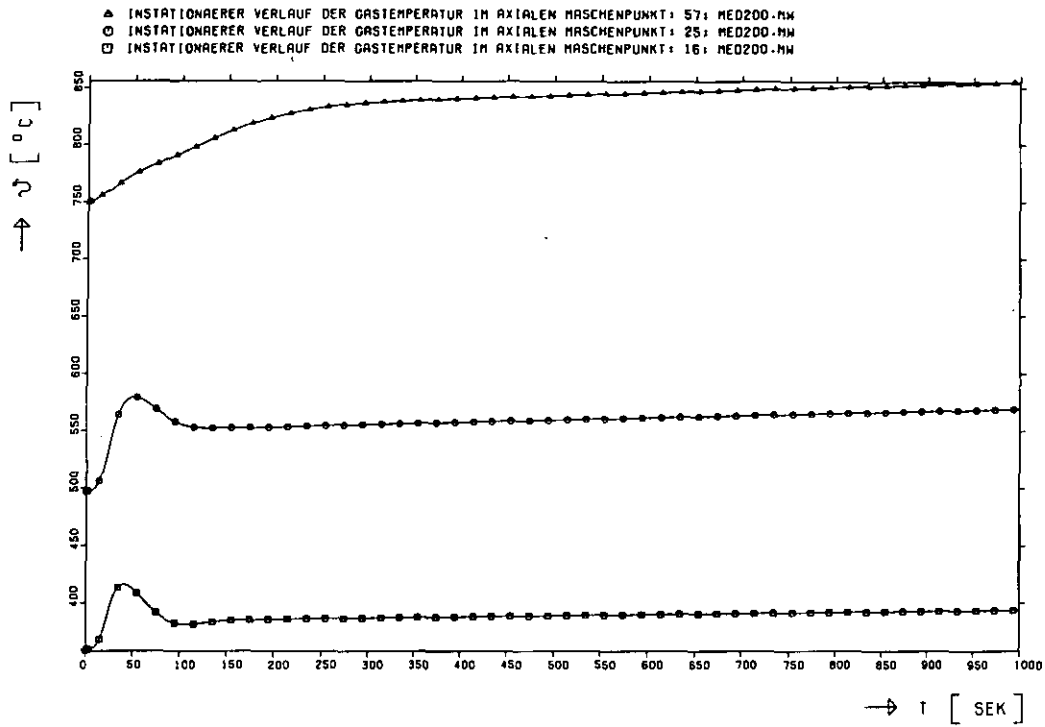


Abb. A 3.12: HTR 200 MW,
Störfall: Wassereinbruch 800 kg H₂O in 20 s
Masche 57: Coreboden
Masche 25: 310 cm unter Topreflektor
Masche 16: 150 cm unter Topreflektor

DANKSAGUNG

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit in der theoretischen Abteilung des Instituts für Reaktorentwicklung der Kernforschungsanlage Jülich GmbH.

Herr Prof. Dr. R. Schulten hat die Durchführung der Arbeit ermöglicht. Für seine Unterstützung und sein Interesse möchte ich ihm herzlich danken.

Herrn Priv.-Doz. Dr. H. Barnert danke ich für die eingehende Durchsicht der Arbeit und die Übernahme des Korreferates.

Ich bedanke mich ferner bei allen Kollegen, insbesondere den Herren der theoretischen Abteilung des IRE, für die vielen klärenden Diskussionen und wertvollen Anregungen.

Jülich, im Juli 1981

Helmut Engelbrecht