

**Archiv-Ex.:**

**FZR-216**

März 1998

*U. Grundmann, S. Kliem, E. Krepper, S. Mittag,  
U. Rohde, F. Schäfer, A. Seidel*

**Qualifizierung des Kernmodells DYN3D im  
Komplex mit dem Störfallcode ATHLET als  
fortgeschrittenes Werkzeug für die  
Störfallanalyse von WWER-Reaktoren**

Herausgeber:  
FORSCHUNGSZENTRUM ROSSENDORF  
Postfach 51 01 19  
D-01314 Dresden  
Telefon (03 51) 26 00  
Telefax (03 51) 2 69 04 61

Als Manuskript gedruckt  
Alle Rechte beim Herausgeber

Fördervorhaben

**Qualifizierung des Kernmodells DYN3D  
im Komplex mit dem Störfallcode ATHLET  
als fortgeschrittenes Werkzeug  
für die Störfallanalyse von WWER-Reaktoren**

U. Grundmann, S. Kliem, E. Krepper, S. Mittag,  
U. Rohde, F. Schäfer, A. Seidel

**Abschlußbericht (Teil I)**

Das diesem Bericht zugrundeliegende Vorhaben wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie unter dem Förderkennzeichen 150 0925A gefördert. Die Verantwortung für den Inhalt des Berichtes liegt allein bei den Autoren

## Kurzfassung

Das Reaktorkernmodell DYN3D mit 3D Neutronenkinetik wurde an den Thermohydraulik-Systemcode ATHLET angekoppelt. Im vorliegenden Bericht werden Arbeiten zur Qualifizierung des gekoppelten Codekomplexes zu einem validierten Hilfsmittel für Störfallablaufanalysen zu Reaktoren des russischen Typs WWER dargestellt. Diese umfaßten im einzelnen:

- Beiträge zur Validierung der Einzelcodes ATHLET und DYN3D anhand der Nachrechnung von Experimenten zum Naturumlaufverhalten an thermohydraulischen Versuchsanlagen und der Lösung von Benchmarkaufgaben zu reaktivitätsinduzierten Transienten,
- Akquisition und Aufbereitung von Meßdaten zu Transienten aus Kernkraftwerken, Validierung von ATHLET-DYN3D anhand der Nachrechnung eines Störfalls mit verzögerter Schnellabschaltung und einer Pumpentransiente in WWER-Reaktoren,
- eine ergänzende Weiterentwicklung von DYN3D durch Erweiterung der neutronenphysikalischen Datenbasis, Einbau eines verbesserten Modells für die Kühlmittelvermischung, Berücksichtigung der Nachzerfallswärme, Berechnung von Xenon-Oszillationen,
- Analyse von Frischdampfleckszenerarien für eine WWER-440-Anlage mit Annahme des Versagens verschiedener Sicherheitseinrichtungen, Untersuchung verschiedener Modelloptionen. Die Analyse ergab eine mögliche Rekritikalität des abgeschalteten Reaktors bei realistischer Modellierung der Kühlmittelvermischung im Ringspalt und unteren Plenum.

Mit der Anwendung des Programmpakets ATHLET-DYN3D in Tschechien, Bulgarien und der Ukraine wurde bereits begonnen. Weiterführende Arbeiten beinhalten die Verifikation von ATHLET-DYN3D mit einer DYN3D-Version für die quadratische Brennelementgeometrie westlicher Druckwasserreaktoren.

## Abstract

The nuclear reactor core model DYN3D with 3D neutron kinetics has been coupled to the thermohydraulic system code ATHLET. In the report, activities on qualification of the coupled code complex ATHLET-DYN3D as a validated tool for the accident analysis of russian VVER type reactors are described. That includes:

- contributions to the validation of the single codes ATHLET and DYN3D by the analysis of experiments on natural circulation behaviour in thermohydraulic test facilities and solution of benchmark tasks on reactivity initiated transients,
- the acquisition and evaluation of measurement data on transients in nuclear power plants, the validation of ATHLET-DYN3D by calculating an accident with delayed scram and a pump trip in VVER plants,
- the complementary improvement of the code DYN3D by extension of the neutron physical data base, implementation of an improved coolant mixing model, consideration of decay heat release and xenon transients,
- the analysis of steam leak scenarios for VVER-440 type reactors with failure of different safety systems, investigation of different model options. The analyses showed, that with realistic coolant mixing modelling in the downcomer and the lower plenum, recriticality of the scrammed reactor due to overcooling can be reached.

The application of the code complex ATHLET-DYN3D in Czech Republic, Bulgaria and the Ukraine has been started. Future work comprises the verification of ATHLET-DYN3D with a DYN3D version for the square fuel element geometry of western PWR.

# Inhalt

<b>ABKÜRZUNGSVERZEICHNIS</b> .....	4
<b>1. EINLEITUNG</b> .....	5
<b>2. ZIELSTELLUNG DES VORHABENS</b> .....	6
<b>3. VALIDIERUNG DES CODEKOMPLEXES DYN3D/ATHLET</b> .....	8
<b>3.1 Validierung von DYN3D/ATHLET anhand von Meßdaten zu Transienten aus Kernkraftwerken</b> .....	8
3.1.1 <u>Datenrecherche</u> .....	8
3.1.1.1 WWER-440 .....	9
3.1.1.2 WWER-1000 .....	10
3.1.2 <u>Nachrechnung einer Transiente mit Abschalten einer Hauptumwälzpumpe im KKW Balakovo-1 (WWER-1000)</u> .....	15
3.1.2.1 Einleitung .....	15
3.1.2.2 Analyse der Ausgangsinformationen .....	15
3.1.2.3 Rechnung .....	16
3.1.2.4 Auswertung .....	17
3.1.2.5 Vergleichsrechnungen zwischen den beiden Koppelloptionen .....	26
3.1.2.6 Vergleich der Rechenzeiten und Einfluß der maximalen Zeitschrittweite .....	29
3.1.2.7 Vergleich mit BIPR8/ATHLET .....	31
3.1.3 <u>Nachrechnung eines Störfalls mit verzögerter Reaktorschnellabschaltung im KKW Greifswald</u> .....	31
3.1.3.1 Hintergrund und Szenario des Störfalls .....	31
3.1.3.2 Einschätzung der verfügbaren Meßdaten .....	32
3.1.3.3 Modellierung des Zustandes vor Beginn des Störfalls .....	34
3.1.3.4 Störfallrechnung .....	37
3.1.3.5 Sensitivitätsstudie .....	41
3.1.3.6 Schlußfolgerungen .....	44
3.1.4 <u>Meßdaten zu Transienten aus dem KKW Kalinin</u> .....	45
3.1.4.1 Abschaltung einer von zwei in Betrieb befindlichen Turbospeisepumpen .....	45
3.1.4.2 Ansprechen des Havarieschutzes erster Ordnung nach Absinken des Höhenstandes im Dampferzeuger DE-4 .....	48
<b>3.2 Fortführung der Validierung des Codes DYN3D</b> .....	50
3.2.1 <u>Validierung der Abbrandberechnung</u> .....	51
3.2.1.1 Lösung einer Benchmarkaufgabe zur Brennstoffzyklusberechnung mit verschiedenen Querschnittsdatenbibliotheken .....	51
3.2.1.2 Vergleich mit Meßdaten aus Inbetriebnahmeexperimenten .....	55

3.2.2	<u>Lösung von Benchmarkaufgaben zur Reaktordynamik</u> .....	60
3.2.2.1	3. Dynamisches Benchmark des AER .....	61
3.2.2.2	4. Dynamisches Benchmark des AER .....	65
<b>3.3</b>	<b>Beiträge zur Validierung von ATHLET</b> .....	<b>72</b>
3.3.1	<u>Quasistationäre Naturumlaufexperimente an der Anlage ISB-WWER</u> .....	73
3.3.1.1	Szenario des Versuches .....	73
3.3.1.2	Vergleich mit anderen Naturumlaufexperimenten .....	74
3.3.1.3	ATHLET-Vorausrechnungen .....	75
3.3.1.4	Beobachtete thermohydraulische Phänomene und Vergleich mit den ATHLET- Rechnungen .....	76
3.3.1.5	Interpretation der Instabilitäten .....	78
3.3.1.6	Zusammenfassung .....	79
3.3.2	<u>Kleines Leck mit primärseitiger Druckentlastung an der Anlage PMK-2</u> .....	80
3.3.2.1	Kurzbeschreibung der Versuchsanlage .....	80
3.3.2.2	Beschreibung des Experiments und Modellierung mit ATHLET .....	81
3.3.2.3	Ergebnisse der Rechnungen .....	82
3.3.3	<u>Surge-Line-Break an der Anlage PMK-2 (SLB, 1993)</u> .....	86
3.3.3.1	Beschreibung des Experiments und Modellierung mit ATHLET .....	86
3.3.3.2	Ergebnisse der Rechnungen .....	88
3.3.4	<u>Surge-Line-Break mit reduzierter Notkühleinspeisung an der Anlage PMK-2 (PH-SLB, 1997)</u> .....	93
3.3.4.1	Beschreibung des Experiments und Modellierung mit ATHLET .....	93
3.3.4.2	Ergebnisse der Rechnungen .....	94
3.3.5.	<u>Nachanalyse eines SBLOCA Tests an der Anlage ISB-VVER (1. Russisches Standardproblem)</u> .....	99
3.3.5.1	Szenario des Experimentes .....	99
3.3.5.2	Beobachtete Phänomene .....	100
3.3.5.3	ATHLET-Rechnungen und Vergleich mit anderen Rechnungen und dem Experiment .....	101
3.3.6	<u>Bewertung der Modellierung von Naturumlaufphänomenen an WWER-440 Anlagen mit ATHLET</u> .....	104
<b>4.</b>	<b>WEITERENTWICKLUNG VON DYN3D</b> .....	<b>111</b>
4.1	<b>Modernisierte Version DYN3D/H1.1</b> .....	111
4.2	<b>Verbesserung des Regelstabmodells</b> .....	112
4.3	<b>Flußrekonstruktion</b> .....	114
4.3.1	Methode der Flußrekonstruktion .....	115
4.3.2	Beispielrechnungen für die Flußrekonstruktion .....	117

<b>4.4</b>	<b>Berechnung der Nachzerfallsleistung</b> .....	118
4.4.1	Gleichungen zur Berechnung der Nachzerfallsleistung .....	119
4.4.2	Integration des Modells in DYN3D .....	121
4.4.3	Beispiele für die Berechnung der Nachzerfallsleistung in DYN3D .....	122
<b>4.5</b>	<b>Option zur Simulation des Xenonverhaltens</b> .....	125
4.5.1	Zielstellung .....	125
4.5.2	Programmtechnische Umsetzung .....	125
4.5.3	Funktionstest .....	126
<b>4.6</b>	<b>Verbessertes Vermischungsmodell für WWER-440</b> .....	128
<b>5.</b>	<b>DURCHFÜHRUNG VON ANALYSEN ZU STÖRFALLSZENARIEN MIT FRISCHDAMPFLECKS</b> .....	135
<b>5.1</b>	<b>Einleitung</b> .....	135
<b>5.2</b>	<b>Voruntersuchungen</b> .....	135
<b>5.3</b>	<b>Störfallanalysen mit dem gekoppelten Codekomplex DYN3D/ATHLET</b> ..	138
5.3.1	Frischdampfleck mit Versagen der Hochdruckeinspeisung .....	138
5.3.2	Modellstudie zum Einfluß der Kühlmittelvermischung .....	145
5.3.3	Frischdampfleck mit Versagen der Reaktorschnellabschaltung .....	147
5.3.4	Frischdampfleck ohne zusätzliche Annahmen .....	150
5.3.5	Nodalierungsstudie .....	154
<b>6.</b>	<b>ZUSAMMENFASSUNG UND SCHLUSSFOLGERUNGEN</b> .....	158
	<b>LITERATURVERZEICHNIS</b> .....	160
	<b>ANHANG A</b>	
	Eingabedaten für die interne Kopplung DYN3D/ATHLET .....	A-1
	<b>ANHANG B</b>	
	Eingabedaten für die externe Kopplung DYN3D/ATHLET .....	B-1

## Abkürzungsverzeichnis

AER	Atomic Energy Research - Assoziation von 23 Forschungseinrichtungen und Ingenieurorganisationen aus 8 Ländern zur Physik und Sicherheit von WWER-Reaktoren
ARM	Automatische Leistungsregler
BE	Brennelement
BOC	Beginn eines Brennstoffzyklus
BRU-K	Druckreduzierstation mit Dampfabwurf in den Kondensator
CLB	Leck im kalten Strang
DE	Dampferzeuger
DWR	Druckwasserreaktor
EOC	Ende eines Brennstoffzyklus
EPR	Europäischer Druckwasserreaktor
FDL	Frischdampfleitung
GCSM	Hauptmodul zur Steuerung und Simulation im Programmcode ATHLET
HPIS	Hochdrucknoteinspeisung
HUP	Hauptumwälzpumpe
HTC	Wärmeübergangskoeffizient
HZP	heiße Nulllast
IMTC	isothermischer Moderator Temperaturkoeffizient
INCORE	Reaktorinnenmeßsystem
KKW	Kernkraftwerk
LOCA	Kühlmittelverluststörfall
$N_N$	Nennleistung
PEA	Prozeß-ein- und -ausgabeeinrichtung
PIC	Particle-in-cell
PLIM	Methode zur Unterdrückung der numerischen Diffusion in HEXTRAN
RDB	Reaktordruckbehälter
RESA	Reaktorschnellabschaltung
ROM	Leistungsbegrenzungsregler
SBLOCA	Kühlmittelverluststörfall mit kleinem Bruch
SKL	Sekundärkreislauf
SLB	Abriß der Druchhalterausgleichsleitung („Surge line break“)
SSA	Schnellschlußarmatur
SWR	Siedewasserreaktor
TG	Turbogenerator
URAN	projektmäßiges Blockinformations- und Rechensystem an WWER-440
WWER	Druckwasserreaktor russischer Bauart
ZMAT	Zusatz-, Meß- und Auswertesystem für Inbetriebsetzung von WWER-440 mit den Komponenten: - Physikmonitor - Prozeß-ein- und -ausgabeeinrichtung

## 1. Einleitung

Für die Analyse hypothetischer Störfallabläufe in Kernkraftwerken gewinnen Simulationsmodelle mit Kopplung eines thermohydraulischen Systemcodes und eines Kernmodells mit dreidimensionaler Neutronenkinetik zunehmend an Bedeutung. Ein solches Simulationsmodell wurde mit der Ankopplung des im Forschungszentrum Rosendorf entwickelten 3D Reaktordynamikcodes DYN3D an das thermohydraulische Anlagenmodell ATHLET der Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit zur Berechnung von Leckstörfällen und Transienten bereitgestellt. Im BMBF-Vorhaben "Weiterentwicklung und Verifikation eines dreidimensionalen Kernmodells für Reaktoren vom Typ WWER und seine Ankopplung an den Störfallcode ATHLET" (Förderkennzeichen 150 0925) wurde die Kopplung der beiden Codes umgesetzt. Weiterhin wurden Plausibilitäts-Testrechnungen durchgeführt sowie der Validierungsbedarf sowohl für die Teilmodelle DYN3D und ATHLET als auch den gekoppelten Codekomplex im Hinblick auf Reaktoren des russischen Typs WWER aufgezeigt. Hauptanliegen des laufenden Vorhabens (Förderkennzeichen 150 0925A) ist es, den Codekomplex ATHLET-DYN3D für eine breite Anwendung als Störfallanalysewerkzeug für WWER-Reaktoren zu qualifizieren. Diese Qualifizierung beinhaltet Beiträge zur Validierung durch Beteiligung an Benchmarkproblemen und die Nachrechnung von transienten Experimenten an Versuchsständen und in Kernkraftwerken, die Weiterentwicklung des Programmes DYN3D im Hinblick auf die Berücksichtigung von Nutzeranforderungen und die Vervollkommnung von Teilmodellen sowie die Durchführung ausgewählter Störfallablaufanalysen.

Im vorliegenden Teil I des Abschlußberichts werden die in der Hauptetappe des Vorhabens 150 0925A "Qualifizierung des Kernmodells DYN3D im Komplex mit dem Störfallcode ATHLET als fortgeschrittenes Werkzeug für die Störfallanalyse von WWER-Reaktoren" mit Stand vom 31.10.1997 erzielten Ergebnisse zu den oben genannten Schwerpunkten ausführlich dargelegt. Die Dokumentation des erreichten Standes der Qualifizierung von ATHLET-DYN3D für WWER-Analysen korrespondiert mit der weiteren Verbreitung und Nutzung des Programmsystems in WWER-Betreiberländern. Nachdem die Einzelcodes ATHLET und DYN3D bereits in einer ganzen Reihe von Forschungseinrichtungen und Ingenieurorganisationen in mittel- und osteuropäischen Ländern für WWER-Analysen genutzt werden, wurde auch der gekoppelte Programmkomplex seit Beginn des Vorhabens Mitte 1995 an das Kernforschungsinstitut in Rez bei Prag, an das Institut für Kernforschung und Kernenergetik (INRNE) Sofia und das Wiss.-Technische Zentrum der Atomaufsichtsbehörde der Ukraine in Kiew übergeben.

Im Rahmen einer Aufstockung des Vorhabens wurde mit der Beteiligung an internationalen Benchmarkvergleichen zur Simulation von Störfallszenarien mit einem Frischdampfleck für einen Druckwasserreaktor westlicher Bauart und einen WWER-440 ein weiterer Arbeitsschwerpunkt aufgenommen (Teil II des Vorhabens). Mit der Definition von Benchmarkproblemen für gekoppelte Codes wurde erst 1997 begonnen. Die Beteiligung an solchen internationalen Programmvergleichen ist aber ein wichtiger ergänzender Beitrag zur Codevalidierung, um den das Vorhaben deshalb erweitert wurde. Zugleich wird damit auch eine Möglichkeit genutzt, die zwischenzeitlich entwickelte und ebenfalls mit ATHLET gekoppelte DYN3D-Version für quadratische Brennelementgeometrie zu validieren. Damit kann der Anwendungsbereich von DYN3D und auch der Kopplung ATHLET-DYN3D auf DWR westlicher Bauart erweitert werden. Die Ergebnisse dieser zweiten Etappe des Vorhabens werden in einem Teil II des Abschlußberichts nach Beendigung des Vorhabens dargelegt.

## 2. Zielstellung des Vorhabens

Das Ziel des Vorhabens besteht in der Qualifizierung des Programmkomplexes ATHLET-DYN3D zu einem anwendungsbereiten Hilfsmittel für Störfallablaufanalysen von WWER-Reaktoren. Die Schwerpunkte des Vorhabens bestehen in

- der Validierung der Codes DYN3D und ATHLET als Einzelprogramme und im Komplex,
- der Realisierung von Programmergänzungen für DYN3D, die sich resultierend aus den Erfahrungen bei der Anwendung des Codes als notwendig erweisen,
- der Analyse von ausgewählten Störfällen einschließlich Varianten- und Sensitivitätsuntersuchungen,
- der Teilnahme an zwei internationalen Benchmarkproblemen für gekoppelte neutronenkinetisch-thermohydraulische Systemcodes für WWER und DWR.

Im ersten Teil des Vorhabens wurden die ersten drei Anstriche der schwerpunktmäßigen Zielstellungen realisiert. Die zu diesen Schwerpunkten erzielten Ergebnisse werden im vorliegenden Teil I des Abschlußberichts ausführlich dargestellt. Der letzte Anstrich, die Teilnahme an Benchmarkproblemen zu Frischdampfleckszszenarien für WWER und DWR stellt eine Erweiterung der Aufgabenstellung des Vorhabens dar und wird gegenwärtig bearbeitet.

Für die Validierung des Programmkomplexes ATHLET-DYN3D wurde zunächst die Nachrechnung einer Transiente mit Abschaltung einer von vier Hauptkühlmittelpumpen am Block 4 des KKW Balakovo (WWER-1000) genutzt. Die Eingangsdaten für den Rechenfall, der auch mit dem gekoppelten Programmsystem ATHLET/BIPR-8 gerechnet worden ist, wurden von der GRS zur Verfügung gestellt. Bei der Nachrechnung mit ATHLET-DYN3D wurden eigene neutronenphysikalische Daten benutzt. Weiterhin wurde eine Recherche zur Verfügbarkeit weiterer experimenteller Daten zu Transienten in KKW mit WWER durchgeführt. In die Recherche wurden auch Transienten einbezogen, zu denen Dokumentationen vorliegen, die aber im Rahmen dieses Vorhabens nicht verfügbar gemacht werden können. Neben der Pumpentransiente an einem WWER-1000-Block wurde ein Störfall mit Abschaltung einer von drei in Betrieb befindlichen Hauptkühlmittelpumpen bei ca. 50% Nominalleistung und verzögerter Auslösung der Reaktorschnellabschaltung (RESA) am Block 5 des KKW Greifswald (WWER-440) nachgerechnet. Die Nachrechnung dieses Störfalles stellte eine besondere Herausforderung sowohl bezüglich der Aufbereitung und Einschätzung der Meßdaten, als auch der Modellierung der sensiblen Wechselwirkung zwischen Rückkopplungseffekten und Regelementbewegungen bis zur Auslösung der RESA durch den Operator dar. Außerdem stehen Dokumentationen zu zwei weiteren Transienten im KKW Kalinin für die Fortführung der Validierung des Codekomplexes ATHLET-DYN3D zur Verfügung.

Als Beitrag zur Validierung von ATHLET für die Analyse der Nachwärmeabfuhr in WWER-Anlagen unter Störfallbedingungen wurden Nachrechnungen zu Experimenten an den thermohydraulischen Versuchsständen PMK-2 (Modell eines WWER-440) und ISB-WWER (Modell eines WWER-1000) durchgeführt und die Ergebnisse hinsichtlich der adäquaten Modellierung des Naturumlaufverhaltens mit ATHLET bewertet. Diese Arbeiten ergänzten frühere Analysen zu einem quasistationären Naturumlaufexperiment an der Versuchsanlage PACTEL in Finnland (ISP-33). Die geplante

Nachrechnung eines ähnlichen Experiments an der Anlage PMK-2 aus dem Jahr 1989 war nicht durchführbar, da die Meßdaten nicht mehr in der erforderlichen Qualität zur Verfügung stehen. Weiterhin standen keine Meßdaten zu einem Experiment mit kleinem Leck an der PACTEL-Anlage zur Verfügung. Als Ersatzleistungen wurden Experimente an PMK-2 zu einem kleinem Leck mit primärseitiger Druckentlastung als Accident-Management-Maßnahme und zu einem Abriß der Verbindungsleitung zum Druckhalter nachgerechnet, bei denen ebenfalls verschiedenartige Massenstrominstabilitäten unter Naturumlaufbedingungen auftraten. Den Schwerpunkt der ATHLET-Aktivitäten stellte die Nachrechnung von zwei quasistationären Naturumlaufexperimenten an ISB-WWER dar, die unter Federführung des FZR konzipiert und ausgewertet wurden.

Im Rahmen der ergänzenden Weiterentwicklung von DYN3D wurden entsprechend dem Arbeitsplan folgende Arbeiten durchgeführt:

- Ergänzung der neutronenphysikalischen Datenbasis durch Anschluß der KASSETA-Datenbibliothek für WWER-Reaktoren,
- Verbesserung der Modellierung von Regelstabbewegungen, Berücksichtigung von auslösenden Hardware-Actions aus ATHLET,
- Einbau eines erweiterten Vermischungsmodells für Downcomer und unteres Plenum,
- Berücksichtigung der Nachzerfallswärme,
- Entwicklung einer Option für Xenon-Berechnungen.

Die KASSETA-Bibliothek stellt eine in WWER-Betreiberländern weitverbreitete neutronenphysikalische Datenbasis dar. Zur Validierung von DYN3D mit KASSETA-Bibliothek wurde die Nachrechnung eines Benchmarkproblems des AER wiederholt, welches die Berechnung von vier Abbrandzyklen des KKW Paks-2 und den Vergleich berechneter Borsäurekonzentrationen und Regelstabwirksamkeiten mit Meßdaten beinhaltet. Die Ergebnisse wurden mit früheren DYN3D-Rechnungen unter Verwendung der MAGRU-Datenbibliothek verglichen. So konnte der Einfluß verschiedener Datenbibliotheken in Rechnungen mit dem gleichen Code untersucht werden. Zur Untermauerung der DYN3D-Validierung wurden zwei reaktordynamische Benchmarkaufgaben des AER nachgerechnet.

Entsprechend der Aufgabenstellung waren Analysen von Störfallverläufen mit Eindringen unterkühlten und/oder unborierten Wassers in den Kern von WWER-Reaktoren nach Auswahl relevanter Störfallszenarien einschließlich Empfindlichkeitsstudien bezüglich Nodalisierung und Modelloptionen durchzuführen. Die Analysen zum Einfluß verschiedener Modelloptionen für die Kühlmittelvermischung und der Nodalisierung des Dampferzeugers wurden für ein Frischdampfleckzenarium für einen WWER-440 durchgeführt. Weiterhin wurden Vergleiche zwischen externer und interner Kopplung von DYN3D mit ATHLET durchgeführt.

Mit der Kopplung der Codes ATHLET und DYN3D wird somit ein Programmpaket zur Verfügung gestellt, das zu einem für Anwender in WWER-Betreiberländern handhabbaren Analysehilfsmittel entsprechend dem internationalem Stand von Wissenschaft und Technik qualifiziert wurde.

### **3. Validierung des Codekomplexes DYN3D/ATHLET**

#### **3.1 Validierung von DYN3D/ATHLET anhand von Meßdaten zu Transienten aus Kernkraftwerken**

Für die Validierung gekoppelter thermohydraulisch/neutronenkinetischer Codekomplexe wie DYN3D/ATHLET werden Experimente oder Transienten benötigt, zu denen sowohl Thermohydraulik- als auch Neutronenkinetik-Daten verfügbar sind. Dafür kommen eigentlich nur Daten aus KKW in Frage, da thermohydraulische Versuchsanlagen keine Modellierung der ortsabhängigen Neutronenkinetik ermöglichen und Nullleistungsreaktoren mit zuverlässigen Meßdaten zur räumlichen Neutronenkinetik die entsprechende Thermohydraulik fehlt.

Deshalb wurde zunächst eine Recherche zu transienten Meßdaten aus KKW mit WWER-Reaktoren durchgeführt. Ein Teil der Meßdaten konnte im laufenden Vorhaben für die DYN3D/ATHLET-Validierung verfügbar gemacht werden. Davon wurden zwei Transienten (jeweils eine für WWER-1000 und für WWER-440) für die Validierungsrechnungen ausgewählt. Es werden aber auch Transientenexperimente beschrieben, deren Quellen bekannt sind, die aber im Rahmen dieses Vorhabens nicht verfügbar gemacht werden können. Die Recherche kann keineswegs vollständig sein, die recherchierten experimentellen Daten decken aber einen breiten Umfang an Transienten sowohl zu WWER-440 als auch zu WWER-1000 ab.

Im Abschnitt 3.1.1 werden die recherchierten Transienten kurz beschrieben. In den Abschnitten 3.1.2 und 3.1.3 werden die Ergebnisse zu zwei Transienten dargestellt und ausführlich analysiert. Für eine Transiente mit Abschalten einer Hauptumwälzpumpe an einem WWER-1000 liegt eine Vergleichsrechnung mit dem Codekomplex BIPR8/ATHLET vor und es werden Vergleichsrechnungen zwischen externer und interner DYN3D/ATHLET-Kopplung angestellt. In der externen Kopplung wird das gesamte Kernmodell DYN3D (Neutronenkinetik, Thermohydraulik und Brennstabmodell) über Datenschnittstellen am Kernein- und -austritt an ATHLET gekoppelt. In der internen Kopplung wird nur die Neutronenkinetik von DYN3D in ATHLET implementiert. Im Abschnitt 3.1.4 werden weitere im Rahmen des Vorhabens verfügbar gemachte Meßdaten zu Transienten beschrieben, die eine Basis für eine weitere Validierung darstellen.

##### **3.1.1 Datenrecherche**

Die aus KKW verfügbaren Daten kann man in zwei Gruppen einteilen:

1. Tests der verschiedenen Schutz- und Regelsysteme während der Inbetriebnahme der Anlagen.
2. Dokumentierte Störfälle und Übergangsvorgänge.

Besonders für Daten aus der zweiten Gruppe sind folgende Mängel charakteristisch:

- Durch die Standardmeß- und Aufzeichnungssysteme wird nur ein Teil der benötigten Daten aufgezeichnet.
- Die Zeitauflösung dieser Daten ist meist gering.
- Zeitverzögerung und Meßgenauigkeit sind schwierig einzuschätzen.
- Der Zustand des Reaktors zu Beginn der Transiente ist nicht genau definiert.

Teilweise treffen diese Anmerkungen auch auf Daten der Gruppe 1 zu. Trotz dieser aufgelisteten Mängel sind Daten aus KKW ein wichtiger Beitrag zur Validierung gekoppelter Codekomplexe.

### 3.1.1.1 WWER-440

#### KKW Dukovany-2

Bei der Inbetriebnahme des KKW Dukovany-2 wurden u.a. die folgenden Experimente durchgeführt /Sim97/:

#### *Abschalten einer von sechs arbeitenden Hauptumwälzpumpen (HUP) bei Volleistung*

Bei diesem Experiment sollte der automatische Übergang auf das neue Leistungsniveau von 5/6 der Nominalleistung und die Stabilisierung der Reaktorparameter auf diesem neuen Niveau getestet werden.

#### *Abschalten von drei von sechs arbeitenden HUP bei Volleistung*

Das Abschalten von drei HUP erfordert eine Absenkung der Reaktorleistung auf 50%. Die automatische Absenkung und die Stabilisierung der Reaktorparameter auf diesem Niveau sollte getestet werden. Die Leistungsabsenkung bewirkte einen Druckabfall im Sekundärkreislauf (SKL), der nicht schnell genug kompensiert werden konnte. Es kam zum Schließen der Schnellschlußventile einer Turbine, was zu einer weiteren Leistungsabsenkung bis auf 23% führte.

#### KKW Greifswald-5

#### *Abschalten einer von drei arbeitenden HUP bei Teillast mit verzögerter Reaktorschnellabschaltung (RESA) /Reb90/*

Während der Inbetriebsetzung sollte entsprechend der Versuchsvorschrift eine Vorerprobung des Leistungsbegrenzungsreglers durchgeführt werden. Die Reaktorleistung betrug zu diesem Zeitpunkt ungefähr 50% der Nominalleistung. Eine Turbine und alle HUP waren in Betrieb. Zum Test des automatischen Leistungsreglers „ARM“ bei Störungen des Kühlmitteldurchsatzes durch die Spaltzone wurden nacheinander (mit entsprechenden Stabilisierungszeiten) die HUP 2, 4 und 6 abgeschaltet. Dieses aufeinanderfolgende Abschalten von drei HUP regte dynamische Umverteilungsprozesse in den Dampferzeugern (DE) an, die durch das Höhenstandsregelsystem nicht ausgeglichen werden konnten. Aufgrund einer fehlerhaften Grenzwerteinstellung im Höhenstandsmesser des DE-3 wurde das Abschalten der HUP in Schleife 3 initiiert. Ein verklebtes Relais war die Ursache dafür, daß durch das Abschalten dieser vierten HUP nicht, wie projektmäßig vorgesehen, die RESA ausgelöst wurde. Das Auslaufen der HUP führte natürlich zu einem Abfall der Reaktorleistung. Durch Ziehen der Regelgruppe K6 versuchte der automatische Leistungsregler „ARM“, die Leistung wieder auf den vorgegebenen Wert zu bringen. Nach 36s wurde durch den Reaktoroperator die RESA von Hand ausgelöst. (Die Nachrechnung dieses Störfalles ist in Abschnitt 3.1.3 beschrieben.)

### KKW Loviisa

Vom KKW Loviisa ist folgendes interessante Inbetriebnahmeexperiment bekannt /Vtt97/:

*Abschalten einer von zwei arbeitenden Turbinen mit anschließender Leistungsreduzierung*

Weiterhin kam es während des Betriebs zu folgenden Ereignissen /Van93, Vtt97/:

*Unterkühlungstransiente aufgrund des Nichtschließen eines Turbinenbypasses im September 1981*

*Bruch einer Speisewasserleitung im Mai 1990*

### **3.1.1.2 WWER-1000**

#### KKW Kalinin-1

Das Kernkraftwerk in Kalinin besitzt zwei Reaktorblöcke des Typs WWER-1000/W-338. Dieser Typ unterscheidet sich leicht von der Baureihe W-320. Er besitzt die für den WWER-440 typischen Hauptabsperrschieber im kalten und heißen Strang. Dagegen gibt es im kalten Strang keine Schleifenabsenkung (loop seal). Das KKW Kalinin-1 wurde 1984 in Betrieb genommen.

Am 18.12.1986 ereignete sich folgende Betriebstransiente /Elk96/:

*Abschalten einer von zwei arbeitenden Speisewasserpumpen bei Volleistung*

1s nach dem Abschalten der Speisewasserpumpe wurde durch Verfahren der Regelgruppen K9 und K10 mit Normalgeschwindigkeit eine Leistungsabsenkung bis auf 48% vorgenommen. Gleichzeitig wurde automatisch die Turbinenleistung reduziert. Es kam zum Druckanstieg im SKL. Dieser Druckanstieg führte zum Öffnen der BRU-K (Dampf-abwurf in den Kondensator). Eine der BRU-K schloß später als im Projekt vorgesehen. Dadurch wurde der Druck im SKL zu weit abgesenkt. Zur Druckstabilisierung wurde die Turbinenleistung weiter gesenkt. Sie fiel bis auf 350MW. Damit war die Turbinenleistung wesentlich geringer als die Neutronenleistung und der Sekundärdruck fing an, wieder zu steigen. Daraufhin (bei  $t = 250s$ ) griff der Operator ein und regelte von Hand die Reaktor- und Turbinenleistung weiter herunter.

Zum Ausgangszustand sind folgende Daten gegeben:

- Thermische Leistung,
- Dampfmassenstrom zur Turbine,
- Druck im PKL und SKL (Hauptdampfsammler und alle DE),
- Kernein- und -austrittstemperatur,
- Höhenstände in den DE,
- Speisewassermassenstrom in alle DE,
- Stellung der Regelgruppe.

In Tabellenform sind vorhanden von  $t = 0s$  bis  $t = 250s$  (Auflösung  $\sim 15s$ )

- Thermische Leistung,
- Höhenstände in allen DE,
- Speisewassermassenstrom in alle DE,
- Druck im Hauptdampfsammler.

Leider ist die Kernkonfiguration nicht bekannt, so daß diese experimentellen Werte nur zur Validierung thermohydraulischer Codes genutzt werden können.

Zwei weitere Transienten aus dem KKW Kalinin /Bog97/:

*Abschaltung einer von zwei in Betrieb befindlichen Turbospeisewasserpumpen verbunden mit einem schnellen Lastabwurf während des Betriebes des Block 2 mit der 2. Brennstoffbeladung*

und

*Ansprechen des Havarieschutzes erster Ordnung nach Absinken des Höhenstandes im Dampferzeuger DE-4 während des Betriebes des Block 1 mit der 11. Brennstoffbeladung*

sind ausführlich in Abschnitt 3.1.4 beschrieben.

### KKW Balakovo

Im Rahmen der Inbetriebnahme des KKW Balakovo-1 wurden u.a. folgende Experimente durchgeführt /Bal86/:

#### *1. Abschalten einer von vier arbeitenden HUP bei 95% Leistung*

Auslösendes Ereignis ist das Abschalten der HUP-2. Nach 3s beginnt eine automatische Leistungsreduzierung, erst auf 71%, später auf 62%.

1.a Daten zum Anfangs- und Endzustand ( $t_A = -233s$  und  $t_E = 367s$ ) sind vorhanden zu:

- Neutronenleistung,
- thermische Leistung,
- Turbinenleistung,
- Druck im PKL und SKL (Hauptdampfsammler und alle DE),
- Kerneintrittstemperatur,
- Höhenstände in den DE und im Druckhalter,
- Druckverlust über den Kern,
- Stellung der Regelgruppe.

1.b In Tabellenform sind vorhanden von  $t = -43s$  bis  $t = 361s$  (Auflösung  $\sim 20s$ ):

- Temperaturen in allen kalten und heißen Strängen
- Höhenstand im Druckhalter und in den DE

und von  $t = -7s$  bis  $t = 274s$ :

- Druckverluste über allen HUP und dem Reaktorkern.

1.c In grafischer Form (von  $t = -113s$  bis  $t = 307s$ ):

- Neutronenleistung,
- Turbinenleistung,
- mittlere Temperatur im PKL,
- Druck im SKL und PKL.

Alle Zeitangaben beziehen sich auf das auslösende Ereignis. (Die Nachrechnung dieses Experimentes ist in Abschnitt 3.1.2 beschrieben.)

## *2. Abschalten einer von drei arbeitenden HUP bei 63% Leistung*

Im Anschluß an das oben beschriebene Experiment wurde in der gegenüberliegenden Schleife die HUP abgeschaltet. In Betrieb bleiben HUP-1 und HUP-3. Nach 2s beginnt eine Leistungsabsenkung durch den Leistungsbegrenzungsregler, aber nur bis auf 61%. Eine weitere Absenkung bis auf den vorgeschriebenen Wert von 50% wird durch den Operator vorgenommen.

- 2.a Die gleichen Daten wie unter Punkt 1.a bei  $t_A = -177s$  und  $t_E = 243s$ .
- 2.b Die gleichen Daten wie unter Punkt 1.b von  $t = 14s$  bis  $t = 226s$ , Druckverluste von  $t = -9s$  bis  $t = 159s$ .
- 2.c Die gleichen Daten wie unter 1.c von  $t = -177s$  bis  $t = 243s$ .

## *3. Abschalten einer von drei arbeitenden HUP bei 63% Leistung*

Wenige Tage später wurde die Reaktion des Leistungsbegrenzungsreglers auf das Abschalten der HUP in der benachbarten Schleife getestet. In Betrieb bleiben HUP-3 und HUP-4. Nach 2s beginnt eine automatische Leistungsabsenkung von 63% auf 44.5% durch den Leistungsbegrenzungsregler über 55s. Anschließend wird die Leistung durch ARM auf diesem Niveau stabilisiert.

- 3.a Die gleichen Daten wie unter Punkt 1.a bei  $t_A = -350s$  und  $t_E = 310s$ .
- 3.b Die gleichen Daten wie unter Punkt 1.b von  $t = -46s$  bis  $t = 507s$ , Druckverluste von  $t = -14s$  bis  $t = 214s$ .
- 3.c Die gleichen Daten wie unter 1.c von  $t = -50s$  bis  $t = 430s$ .

Sämtliche drei Experimente wurden noch einmal wiederholt, wobei das jeweilige Abschalten nur imitiert wurde. Der Leistungsbegrenzungsregler erhielt die Information über das Abschalten einer Pumpe, aber es blieben alle Pumpen in Betrieb.

Bei der Inbetriebnahme des KKW Balakovo-4 wurden u.a. folgende Experimente durchgeführt /Dan98/:

### *1. Abschalten von zwei von vier arbeitenden HUP bei Volleistung*

Auslösendes Ereignis war das Abschalten von zwei benachbarten HUP. Dadurch wurde das Regime „Schneller Lastabwurf“ initiiert. Dieses Regime ist eine speziell für den WWER-1000 entwickelte Leistungsabsenkungsprozedur zur Verhinderung unnötiger Reaktorschnellabschaltungen. Dabei wird eine Abschaltgruppe innerhalb von vier Sekunden in die Spaltzone eingeworfen. Gleichzeitig werden die Regelgruppen (K10 und K9) mit Normalgeschwindigkeit verfahren. Im vorliegenden Fall wird die Neutronenleistung bei 35.6% der Nominalleistung stabilisiert.

### *2. Abschalten einer von zwei arbeitenden Speisewasserpumpen bei Volleistung*

Auslösendes Ereignis war das Abschalten der Speisewasserpumpe Nr. 2. Nach 2s wurde mit Hilfe des „Schnellen Lastabwurfes“ die Neutronenleistung innerhalb von 10s auf 62.4% abgesenkt. Eine weitere Reduzierung und anschließende Stabilisierung bei 49.2% wurde durch den Leistungsbegrenzungsregler innerhalb der nächsten 180s durchgeführt.

Die Reaktorbeladung, die durch den Einsatz abbrennbarer Absorber vom Standarddesign für diesen Reaktortyp abweicht, ist bekannt. Die folgenden thermohydraulischen und neutronenphysikalischen Meßdaten stehen zur Verfügung:

- Temperaturen in allen kalten und heißen Strängen,
- Druck im PKL und SKL (Hauptdampfsammler und alle DE),
- Stellung aller Regel- und Abschaltgruppen,
- Höhenstand im Druckhalter,
- Turbinenleistung,
- Signale von sechs verschiedenen Ionisationskammern,
- Reaktivität,
- Druckverluste über allen HUP,
- Kern- und Schleifenmassenströme.

### KKW Saporoshje-6

Von den während der Inbetriebnahme des KKW Saporoshje-6 durchgeführten Experimenten stehen folgende Transienten zur Verfügung /Kha97a, Kha97b/:

#### *1. Abschalten einer von vier arbeitenden HUP bei 77% Leistung*

Dieser Test wurde am 06.02.1996 durchgeführt. Bei einer Leistung von 77% wurde eine HUP abgeschaltet. Nach 2s begann der Leistungsbegrenzungsregler eine Leistungsreduzierung bis auf 52%. Dazu wurde die Regelgruppe K10 von der Anfangsstellung 79% bis auf 40% verfahren.

#### *2. Lastabwurf auf Nulllast durch Schließen der Turbinenschnellschlußventile*

Am 24.08.1996 wurde der „Schnelle Lastabwurf“ auf Nulllast getestet. Auslösendes Ereignis war das Schließen der Turbinenschnellschlußventile. Dadurch wurde der „Schnelle Lastabwurf“ eingeleitet, in dessen Verlauf die Abschaltgruppe K1 bis in die untere Endlage, die Regelgruppen K10 bis auf 18% und K9 bis auf 89% eingeworfen bzw. eingefahren wurden. Nach 130s erreichte die Kernleistung 37% des Nominalwertes und wurde auf diesem Niveau automatisch stabilisiert. Im SKL wurde durch das Öffnen der BRU-K der Druck stabilisiert.

#### *3. Lastabwurf auf Eigenbedarf durch Trennen des Turbogenerators vom Netz*

Ein ähnliches Experiment wurde am 27.08.1996 durchgeführt. Auslösendes Ereignis war diesmal das Trennen des Turbogenerators vom Netz. Wie unter Punkt 2 wurde auch hier der „Schnelle Lastabwurf“ mit anschließender weiterer Leistungsabsenkung bis auf 37% durchgeführt.

Zu allen drei Experimenten sind die folgenden Parameter für den stationären Ausgangszustand sowie über den zeitlichen Verlauf mit einer Auflösung von ~0.5s (außer Druck und Schleifentemperatur im zweiten und dritten Experiment, diese haben eine Auflösung von 4s) vorhanden.

Experiment 1	Experiment 2	Experiment 3
Neutronenleistung	Neutronenleistung	Neutronenleistung
Reaktivität	Reaktivität	
Stellung der Regelgruppe K10	Stellung der Regelgruppe K10	Stellung der Regelgruppe K10
Druckabfall und Drehzahl der HUP-1	Druckabfall über HUP 1 - 4 und Reaktorkern	Turbinendrehzahl und elektrische Leistung
Höhenstand im Druckhalter und DE-1	Höhenstand im Druckhalter, DE-1 und DE-2	Höhenstand im Druckhalter, DE-1 und DE-2
Druck im PKL, SKL und DE-1	Druck im PKL und SKL	Druck im PKL und SKL
Temperatur in allen kalten sowie heißen Strängen 1 und 4	Temperatur in allen kalten und heißen Strängen	Temperatur in allen kalten und heißen Strängen
	Speisewassertemperatur in allen DE	Speisewassermassenstrom in DE-1 und 2
	Ventilstellung der BRU-K	Ventilstellung der BRU-K

**Tab. 3.1.1.1: Meßparameter der Saporoshje-6 Experimente**

Für alle drei Zustände ist die Reaktorbeladung, der aktuelle Abbrandzustand und die kritische Borsäurekonzentration bekannt. Zum zweiten Experiment sind zusätzlich aus In-core-Messungen die lineare Leistungsdichte in sieben axialen Schichten von 64 Kassetten verfügbar. Weiterhin gibt es aus 94 Kassetten Meßwerte zur Aufheizung. Beide Datengruppen haben eine Zeitauflösung von ~20s.

Für die Codevalidierung im Rahmen des laufenden Vorhabens wurden folgende Transienten ausgewählt:

- Abschalten einer von drei arbeitenden HUP bei Teillast mit verzögerter RESA im KKW Greifswald, Block 5 (WWER-440/W-213)
- Abschalten einer von vier arbeitenden HUP bei 95% Leistung im KKW Balakovo-1 (WWER-1000)

Damit wird je eine Transiente zum WWER-440 und WWER-1000 mit Wechselwirkung zwischen Thermohydraulik (Pumpenabschaltung) und Neutronenkinetik (Leistungsregler) betrachtet. Nachrechnungen weiterer Transienten sind u.a. in weiteren BMBF-Vorhaben (WTZ mit der Ukraine, WTZ mit Bulgarien) und in einem EU-Projekt vorgesehen.

### 3.1.2 Nachrechnung einer Transiente mit Abschalten einer Hauptumwälz- pumpe im KKW Balakovo-1 (WWER-1000)

#### 3.1.2.1 Einleitung

Für die erste Nachrechnung wurde eines der Inbetriebnahmeexperimente vom April 1986 im KKW Balakovo-1 ausgewählt. Bei diesem Experiment wurde die automatische Reaktion des Leistungsbegrenzungsreglers (ROM) auf das Abschalten einer Hauptumwälzpumpe (HUP) getestet. Diese Transiente war auch schon mit dem Codekomplex BIPR8/ATHLET nachgerechnet worden /Fom94/. Das eröffnet die Möglichkeit eines direkten Vergleichs der Rechenergebnisse. Der ATHLET-Datensatz und das Beladungsschema des Reaktors wurden von der GRS zur Verfügung gestellt.

Der WWER-1000 ist ein Druckwasserreaktor mit vier Schleifen und einer thermischen Leistung von 3000MW. Der Leistungsbegrenzungsregler ist so eingestellt, daß beim Abschalten einer HUP die Reaktorleistung auf 67% abgesenkt wird. Nach dem Abschalten der HUP schaltet der Turbinenregler vom Regime „konstante Turbinenleistung“ auf das Regime „konstanter Druck im Frischdampfsammler“ um.

Im vorliegenden Experiment stellte sich nach dem Aktivieren des Reglers ein stationäres Leistungsniveau von 71% ein. Das erforderte eine zweite Aktivierung des Reglers. Aufgrund dieser Abweichung vom Normalverhalten waren am Datensatz spezielle Änderungen vorgenommen worden, die eine zweimalige Aktivierung des Reglers ermöglichen. Der gemessene Druck im Frischdampfsammler wird als Regelgröße für den Turbinenregler in der Nachrechnung benutzt. Die Anfangsposition der Regelgruppe K10 wird aus dem Experiment übernommen.

Das Szenario der Transiente hat damit folgendes Aussehen:

t = 0s	Start der Rechnung
t = 20s	Abschalten der HUP-2
t = 23s	Automatische Leistungsreduzierung auf 71%
t = 147s	Automatische Leistungsreduzierung auf 62%
t = 400s	Ende der Rechnung

Als wichtigstes zu erwartendes Validierungsergebnis in neutronenphysikalischer Hinsicht ist damit die sich am Ende der Transiente einstellende Regelstaposition zu sehen. Ausgehend von der Anfangsposition wird sich nach der Leistungsreduzierung eine dem neuen Leistungsniveau entsprechende Regelstaposition einstellen. Aus dem Grad der Übereinstimmung zwischen Meß- und berechnetem Wert kann auf die Fähigkeit des Codes, die realen Verhältnisse richtig widerzuspiegeln, geschlossen werden. Eine Übereinstimmung im transienten Leistungsverlauf zwischen Rechnung und Messung würde nur die Qualität der entsprechenden Reglermodellierung im GCSM charakterisieren, aber nicht die der Neutronenphysik.

#### 3.1.2.2 Analyse der Ausgangsinformationen

Zuallererst wurden der Bericht über die Nachrechnung mit BIPR8/ATHLET /Fom94/ und der Bericht über die Meßdaten /Bal86/ gründlich analysiert und ausgewertet. Das erbrachte u.a. die beiden folgenden sehr interessanten Fakten:

1. Für alle Rechnungen in /Fom94/ wurde die Anfangsposition der Regelgruppe K10 von 78% (dokumentierte Größe) auf 80% verändert. Als Begründung wurde angegeben, daß durch diese Maßnahme die Punktkinetik und die 3D-Kinetik konsistent gemacht wurden, um entsprechende Vergleiche durchführen zu können. Damit wurde aber schon im Ansatz für den Vergleich zwischen berechneter und gemessener Regelstabposition ein Fehler von 2% (das sind 7.1cm) einkalkuliert, und das, wie oben ausgeführt, in der einzigen neutronenphysikalisch relevanten Vergleichsmöglichkeit.
2. Noch wichtiger erscheint aber folgendes: In den im Bericht /Fom94/ vorgestellten Rechnungen wird von einer Anfangsleistung von 95% ausgegangen. Dieser Wert entspricht der gemessenen Neutronenleistung aus /Bal86/. Es fällt aber auf, daß die entsprechende thermische Leistung, die auch angegeben ist, ungefähr 5% höher liegt, der Mittelwert aus beiden Meßkanälen ist 99.5%. Gleiches trifft auf die gemessene Leistung am Ende der Transiente zu, die Neutronenleistung beträgt 62.0%, die thermische 67.1%. In /Fom94/ wurde diesem Umstand keine Beachtung geschenkt, die Rechnung wurde für eine Leistungsabsenkung von 95.0 auf 62.0% durchgeführt. Im Bericht /Bal86/ wird aber darauf hingewiesen, daß die Neutronenleistung falsch ausgegeben wird. Der Grund liegt in der nicht optimalen Anordnung der Neutronenflußmeßkammern. Daraus kann eigentlich nur der Schluß gezogen werden, daß man sich bei einer Nachrechnung dieses Experiments an der thermischen Leistung orientieren muß.

Andererseits sollen aber, wie oben ausgeführt, die eigenen Rechnungen mit den BIPR8/ATHLET-Rechnungen verglichen werden. Aus diesem Grund wird folgendermaßen vorgegangen. Zuerst wird eine Nachrechnung des Experiments mit den Ausgangsdaten durchgeführt, die sich aus der Analyse ergeben:

- Leistungsabsenkung von 99.5 auf 67.0%,
- Anfangsstabstellung 78%.

Alle weiteren Rechnungen (Vergleich zwischen den Koppeloptionen, Vergleich mit BIPR8/ATHLET) werden mit den Daten aus dem übernommenen Datensatz

- Leistungsabsenkung von 95.0 auf 62.0%,
- Anfangsstabstellung 80%

durchgeführt.

Eine spätere Analyse zeigte aber, daß die beiden Varianten nahezu identisch sind, da sich die Abweichungen fast gegenseitig aufheben.

### 3.1.2.3 Rechnung

Die vier Schleifen des Reaktors sind im Datensatz durch eine Einfach- und eine Dreifachschleife modelliert. (Alle Schleifenparameter mit dem Index 1 beziehen sich auf die Einfachschleife, alle Parameter mit dem Index 2 auf die Dreifachschleife, die angeführten Meßwerte für die Dreifachschleife sind Mittelwerte.)

Nach der Erzeugung der makroskopischen Wirkungsquerschnitte wurde mit DYN3D eine Abbrandrechnung über 40 Volleistungstage durchgeführt.

Für die erste Rechnung wurde die externe Kopplung genutzt. Vor der eigentlichen Transiente wurde eine quasistationäre Rechnung über 100s durchgeführt. Am Ende dieser Rechnung ergaben sich folgende Hauptparameter (im Vergleich zu den Meßdaten)

Parameter	Messung	Rechnung
Druck im oberen Plenum [MPa]	15.77	15.76
Druck im Frischdampfsammler [MPa]	6.18	6.21
Reaktorleistung [%]	99.5	99.7
Position der Regelgruppe K10 [%]	78	78
Temperatur im kalten Strang, Schleife 1 [°C]	284.3	283.2
Temperatur im heißen Strang, Schleife 1 [°C]	313.7	313.8
Temperatur im kalten Strang, Schleife 2 [°C]	284.9	283.2
Temperatur im heißen Strang, Schleife 2 [°C]	313.0	313.8
Druckdifferenz über Reaktorkern [kPa]	384	321
Druckdifferenz über HUP-1 [kPa]	572	577
Druckdifferenz über HUP-2 [kPa]	571	577

**Tab. 3.1.2.1: Vergleich der Werte vor Beginn des Experiments**

Die verfügbaren thermohydraulischen Daten stimmen gut mit den Daten aus der Rechnung überein. Bei den Schleifentemperaturen gibt es Abweichungen zwischen Rechnung und Messung, aber auch zwischen den Meßwerten der einzelnen Schleifen.

Von diesem Ausgangszustand wurde die transiente Rechnung über 400s durchgeführt.

### 3.1.2.4 Auswertung

Abbildung 3.1.2.1 zeigt den Verlauf der Neutronenleistung im Vergleich zwischen Rechnung und Experiment sowie den berechneten zeitlichen Verlauf der Regelstabhöhe. Der berechnete Leistungsverlauf kann in dieser Rechnung nicht mit dem gemessenen verglichen werden, da im gemessenen Leistungsverlauf systematische Fehler unterstellt wurden. Anfangs- und Endwert stimmen aber überein. Das wird durch eine sehr gute Reglermodellierung erreicht. Für die Regelstabstellung gibt es Meßwerte nur zum Anfangs- und Endzustand. Die Anfangsstabstellung in der Rechnung wurde vorgegeben. Die Regelstabstellung am Ende der Transiente ergibt sich, wie oben ausgeführt, aus der Wechselwirkung der neutronenphysikalischen und thermohydraulischen Parameter im Reaktorkern. Die am Ende des Experiments gemessene Regelstabstellung betrug 38% von der unteren Kernkante. In der Rechnung ergab sich ein Wert von

## Inbetriebnahmeexperiment Balakovo-1

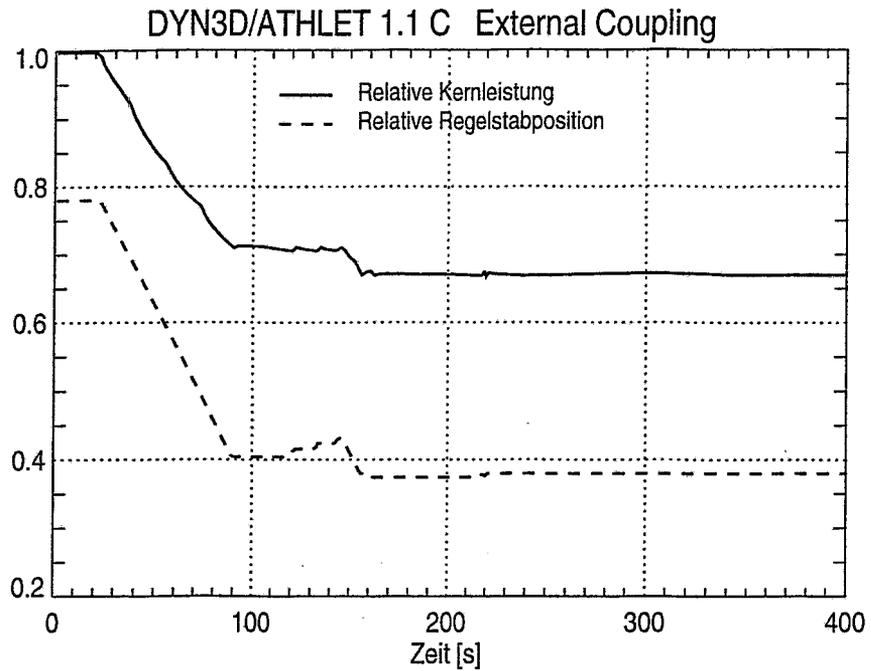


Abb. 3.1.2.1: Nukleare Leistung und Regelstabposition

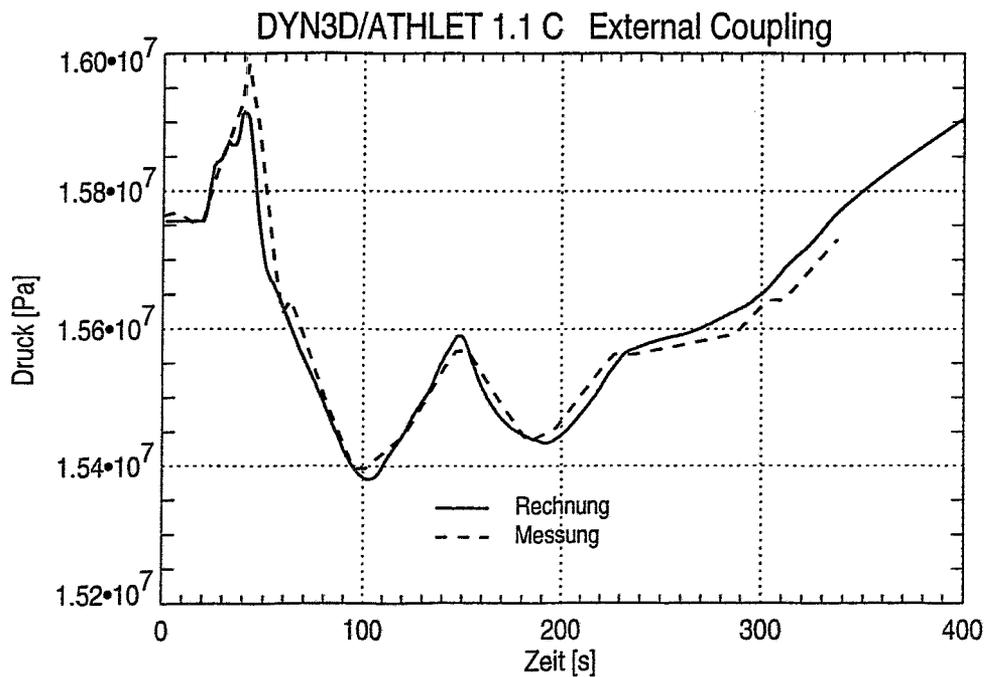


Abb. 3.1.2.2: Druckverlauf im oberen Plenum

## Inbetriebnahmeexperiment Balakovo-1

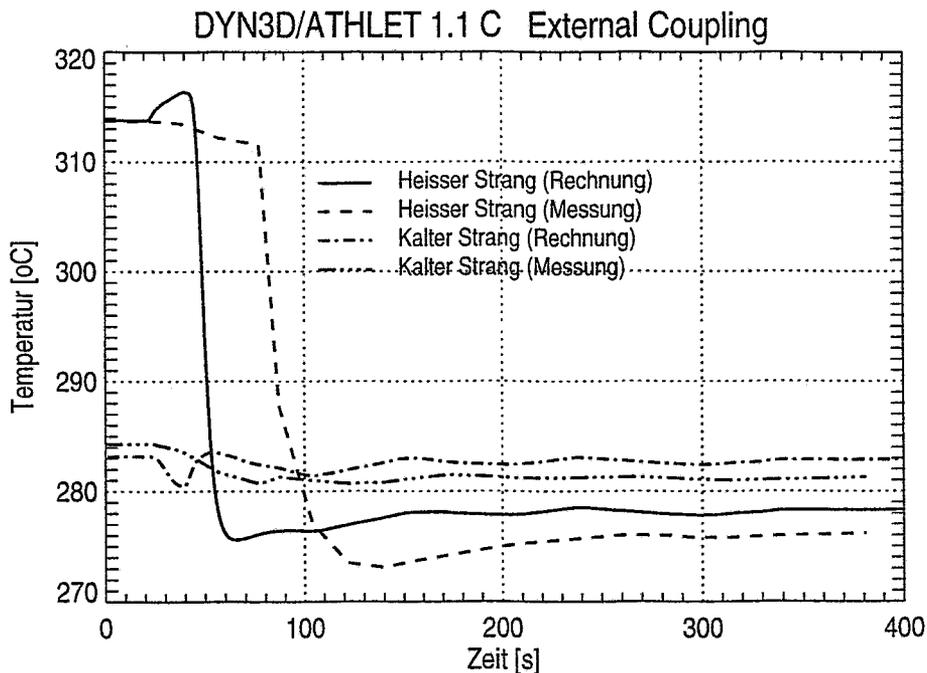


Abb. 3.1.2.3: Temperaturen in der passiven Schleife

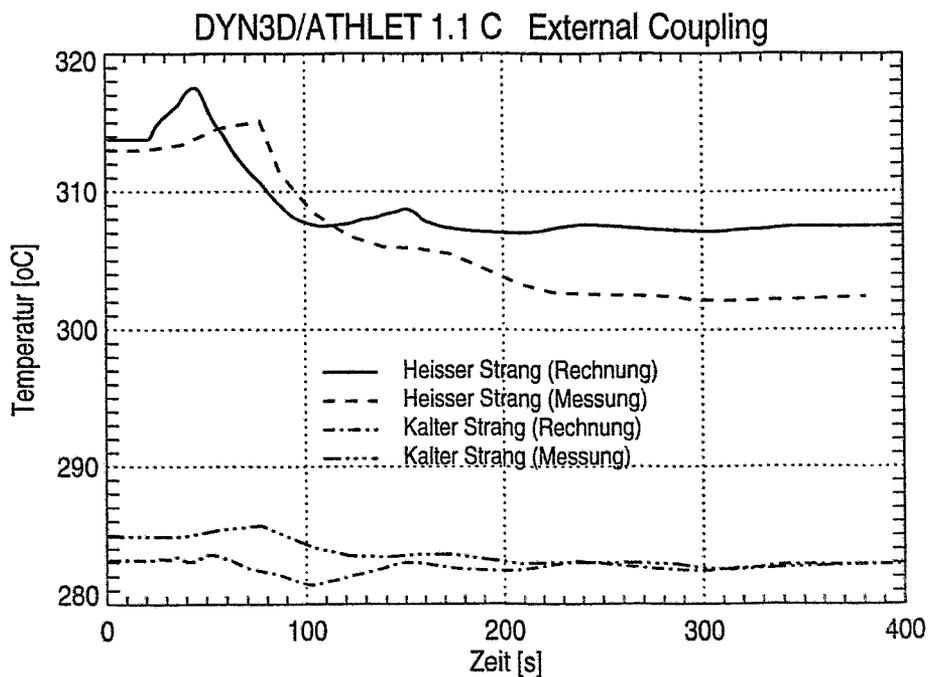


Abb. 3.1.2.4: Temperaturen in der aktiven Schleife

37.9%. Damit wurde der gemessene Wert genau erreicht, was für eine sehr genaue Modellierung des neutronenphysikalisch/thermohydraulischen Gesamtsystems Reaktorkern spricht.

Der Vergleich des Druckverlaufs im oberen Plenum (Abb. 3.1.2.2) zeigt eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment. Abgesehen von der Druckspitze in den Meßwerten kurz nach dem Pumpenabschalten beträgt die Abweichung weniger als 0.05MPa.

Sehr interessant sind bei Pumpentransienten die Vergleiche der Schleifentemperaturen, da es während des Auslaufens der Pumpe zu einer Strömungsumkehr kommt. Die Abbildungen 3.1.2.3 und 3.1.2.4 zeigen die Temperaturverläufe in beiden Schleifen.

### Abgeschaltete Schleife

Erwartungsgemäß fällt in der Rechnung die Temperatur im kalten Strang der abgeschalteten Schleife sofort ab. Nach der Strömungsumkehr ( $t = 40\text{s}$ ) steigt die Temperatur wieder bis zum Wert der aktiven Schleife an (Abb. 3.1.2.3). Im Experiment beginnt die Temperaturabsenkung zum gleichen Zeitpunkt, die Temperatur fällt um den gleichen Wert, erreicht ihr Minimum aber erst 38s später. Danach erhöht sie sich nur unwesentlich und erreicht nicht die gemittelte Temperatur der aktiven Schleifen. Die Temperatur im heißen Strang in der Rechnung steigt nach dem Abschalten der HUP leicht an (genau wie die Temperatur im heißen Strang der aktiven Schleife). Das hängt damit zusammen, daß der Kühlmitteldurchsatz durch die Spaltzone schneller fällt als die Reaktorleistung. In den experimentellen Werten ist dieser Anstieg nur in der aktiven Schleife zu sehen. Das könnte mit der geringen Zeitauflösung zusammenhängen. Nach der Strömungsumkehr fällt die Temperatur im heißen Strang schnell unter die Temperatur des kalten Strangs. Das bedeutet, daß jetzt Wärme während der Rückströmung in den zweiten Kreislauf übertragen wird. In den experimentellen Werten fällt die Temperatur im heißen Strang auch unter die Temperatur des kalten Strangs, aber wieder mit einer Zeitverzögerung von 38s. Der neue stationäre Wert liegt erheblich unter dem berechneten Wert. Bemerkenswert ist aber, daß die Temperaturdifferenz zwischen kaltem und heißem Strang in Rechnung und Messung ungefähr gleich ist.

### Aktive Schleife

Die Temperatur im kalten Strang steigt zu Beginn der Transiente geringfügig an. Das ist eine Folge der erhöhten Temperatur im heißen Strang. Mit fallender Reaktorleistung fallen die Temperaturen im heißen und kalten Strang und stabilisieren sich auf einem neuen Niveau, das der verringerten Reaktorleistung entspricht. Qualitativ stimmen der berechnete und der experimentelle Temperaturverlauf überein. Aber wieder ist zu beobachten, daß es in den Maxima der Meßwerte eine Verzögerung von rund 38s gibt. Das neue stationäre Temperaturniveau weist im heißen Strang zwischen Rechnung und Experiment erhebliche Unterschiede auf (Abb. 3.1.2.4).

Die festgestellten Unterschiede lassen sich in zwei Gruppen einteilen:

1. Das sich neu einstellende stationäre Temperaturniveau weist in allen Strängen Unterschiede zwischen Rechnung und Experiment auf.
2. Bei markanten Temperaturwerten besteht zwischen Rechnung und Experiment eine Verzögerung von ungefähr 38s:
  - Minimum im kalten Strang der abgeschalteten Schleife

## Inbetriebnahmeexperiment Balakovo-1

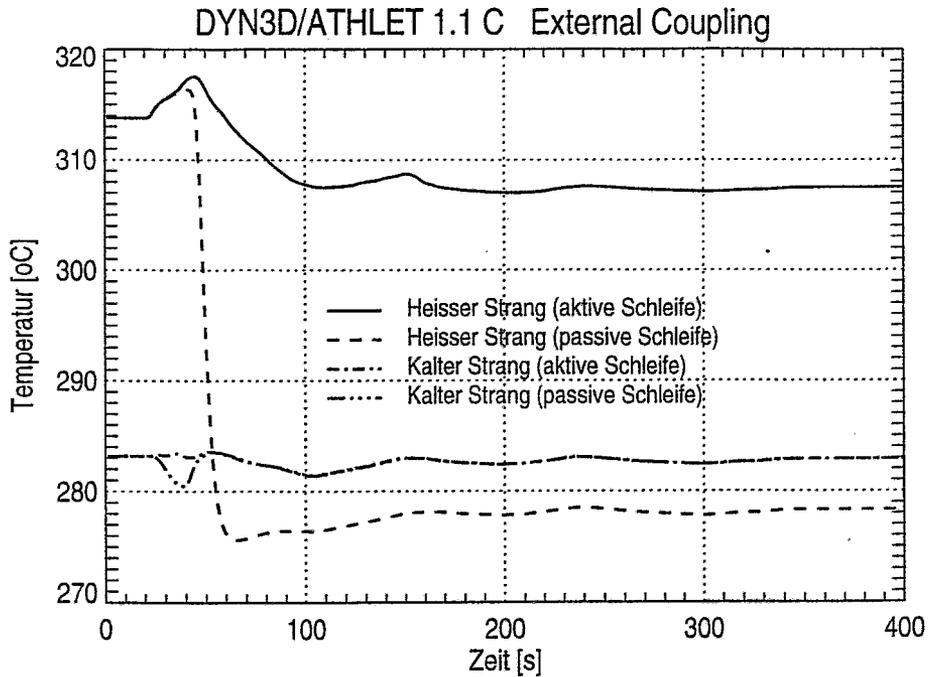


Abb. 3.1.2.5: Berechnete Schleifentemperaturen

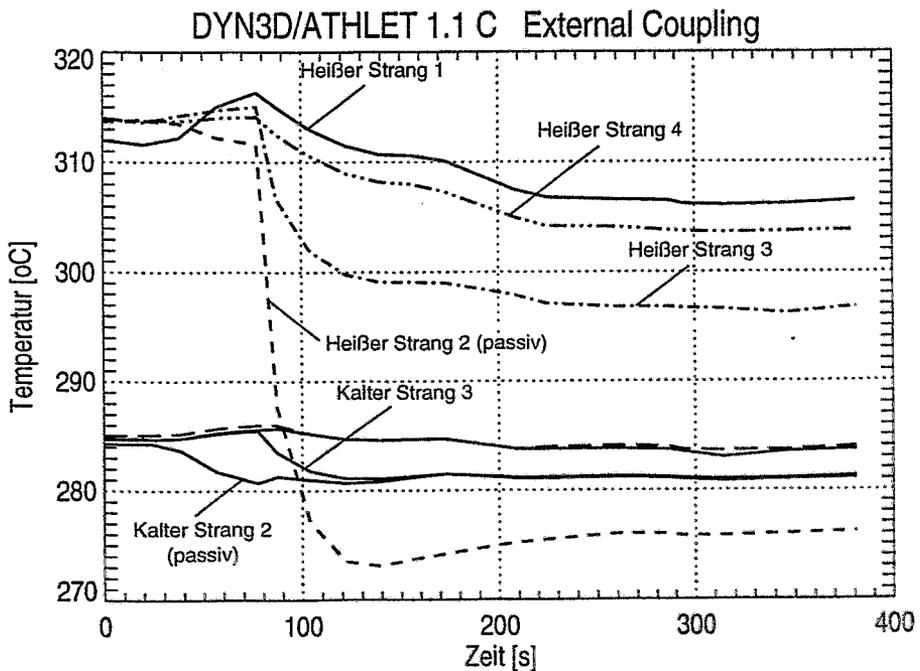


Abb. 3.1.2.6: Gemessene Schleifentemperaturen

- Maximum im kalten Strang der aktiven Schleife
- Maximum in den heißen Strängen beider Schleifen.

Zur Erklärung der Unterschiede unter Punkt 1 beleuchten wir einmal die Vorgänge im unteren und oberen Plenum während des Auslaufens der HUP-2.

In der Rechnung wird sowohl im unteren als auch im oberen Plenum eine homogene Vermischung des Kühlmittels angenommen. D.h., nach der Strömungsumkehr strömt Kühlmittel aus der aktiven Schleife ins untere Plenum und versorgt sowohl den Reaktorkern als auch die abgeschaltete Schleife. Das Kühlmittel aus der abgeschalteten Schleife tritt nach Durchströmen der Dampferzeugerrohre und des heißen Strangs ins obere Plenum ein und vermischt sich dort homogen mit dem Kühlmittel aus der Spaltzone. Dieses Gemisch strömt in den heißen Strang der aktiven Schleife (Abb. 3.1.2.5).

Im Experiment stellt sich die Situation ganz anders da. Dazu haben wir die im Bericht /Bal86/ verfügbaren Temperaturen aller vier Schleifen in Abbildung 3.1.2.6 dargestellt. Das Abschalten der HUP in Schleife 2 bewirkt die Absenkung der Temperatur im kalten Strang. Nach der Strömungsumkehr strömt dieses kältere Kühlmittel ins obere Plenum und verteilt sich dort ungleichmäßig auf die drei aktiven Schleifen. Der Hauptteil senkt die Temperatur im heißen Strang der Schleife 3. Wie aus der Abbildung 3.1.2.6 zu sehen ist, liegt diese Temperatur ungefähr 8K unter dem Wert der anderen beiden aktiven Schleifen. Wenn man voraussetzt, daß im Dampferzeuger der Schleife 3 ungefähr die gleiche Wärmemenge übertragen wird, tritt dieses Kühlmittel mit einer geringeren Temperatur ins untere Plenum ein. Weiterhin ist zu sehen, daß die Temperatur im kalten Strang der passiven Schleife nach einer Übergangsphase den gleichen Wert wie die Temperatur im kalten Strang der benachbarten Schleife 3 annimmt. Das kann nur bedeuten, daß die passive Schleife nahezu vollständig durch Schleife 3 versorgt wird. Damit hätten wir im neuen stationären Zustand zwei verschiedene Strömungspfade. Der Hauptanteil des Kühlmittels zirkuliert durch die drei aktiven Schleifen und den Reaktorkern. Der Rest fließt unabhängig davon in umgekehrter Richtung vom unteren Plenum durch die passive Schleife ins obere Plenum und kommt dann von dort fast ausschließlich durch Schleife 3 wieder zurück.

Die Abbildung 3.1.2.7 zeigt die Anordnung der Schleifen am betreffenden Reaktor. Schleife 2 liegt wesentlich näher an Schleife 3 als an Schleife 1, was die Erklärung unterstützt. Wir haben es im vorliegenden Experiment mit sehr inhomogener Kühlmittelvermischung im oberen und unteren Plenum zu tun. Die Mittelung der Temperaturwerte der drei aktiven Schleifen verfälscht das Ergebnis und verdeckt wichtige Effekte. Für eine adäquate Nachrechnung dieser recht einfachen Transiente wäre ein Vermischungsmodell für das obere und untere Plenum vonnöten.

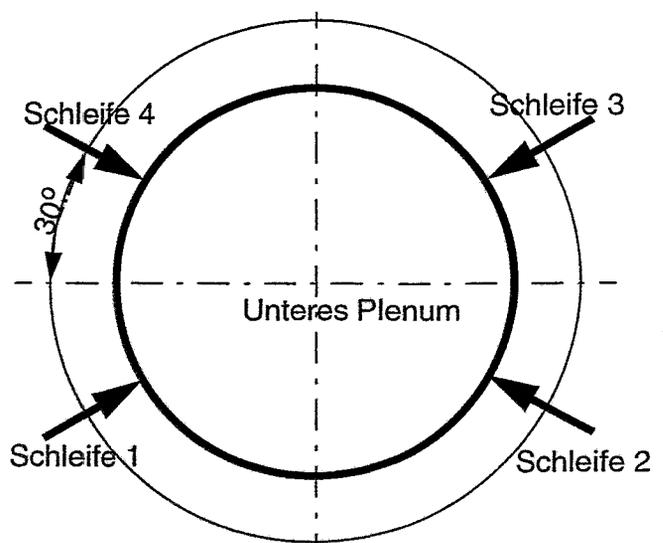


Abb. 3.1.2.7: Schleifenanordnung am RDB

Die unter Punkt 2 angemerkte Zeitverzögerung wird in /Fom94/ mit der Trägheit der Temperaturmessung im Zusammenhang mit einem ungleichmäßigen radialen Temperaturprofil erklärt. Es ist bekannt, daß es eine gewisse Zeitverzögerung in der Temperaturmessung gibt, die aber deutlich unter 30s liegt. Deshalb müssen andere Ursachen eine Rolle spielen. Die Temperaturverläufe in den Schleifen und der Zeitpunkt der Strömungsumkehr werden hauptsächlich durch das Verhalten der auslaufenden HUP bestimmt. Deshalb soll das Verhalten dieser HUP näher untersucht werden. Dazu ist in Abbildung 3.1.2.8 die Druckdifferenz über diese Pumpe im Vergleich zwischen Rechnung und Messung dargestellt. Es ist deutlich zu sehen, daß die berechnete Druckdifferenz wesentlich schneller fällt und auch früher (20 - 30s) einen neuen stationären Wert erreicht. Das deutet darauf hin, daß die modellierte HUP ein anderes Auslaufverhalten hat als die reale. Im ATHLET-Pumpenmodell gibt es die Option, die durch die Pumpe erzeugte Förderhöhe zeitabhängig vorzugeben. Diese Option wurde in einer modifizierten Rechnung genutzt. Dabei wurde die gemessene Druckdifferenz als Eingangsgröße verwendet. In den Abbildungen 3.1.2.9 und 3.1.2.10 sind die Schleifentemperaturen dieser modifizierten Rechnung dargestellt. Die berechneten Temperaturverläufe passen jetzt wesentlich besser zu den gemessenen Werten. Besonders deutlich ist das bei der Strömungsumkehr (steiler Temperaturabfall im heißen Strang der passiven Schleife) zu sehen. Eine Zeitverzögerung der Temperaturmessung wurde in der Rechnung nicht modelliert, da hierzu keine Informationen verfügbar sind. Aber auch ohne diese Verzögerung ist die Übereinstimmung zwischen berechneten und gemessenen Werten sehr gut. Negativ wirkt sich diese neue Modellierung der HUP auf den Druckverlauf im Primärkreislauf in den ersten Sekunden nach dem Abschalten der HUP aus. Das langsamere Auslaufen der HUP in der modifizierten Rechnung ergibt einen geringeren Druckanstieg.

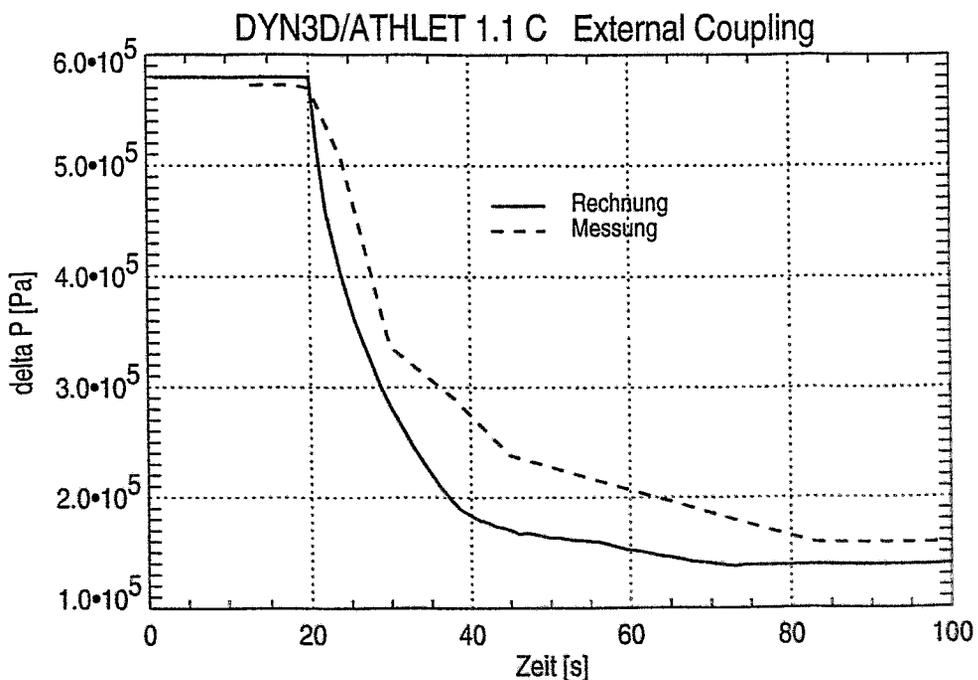


Abb. 3.1.2.8: Druckdifferenz (auslaufende HUP)

# Inbetriebnahmeexperiment Balakovo-1

## Nachrechnung mit modifizierten Pumpendaten

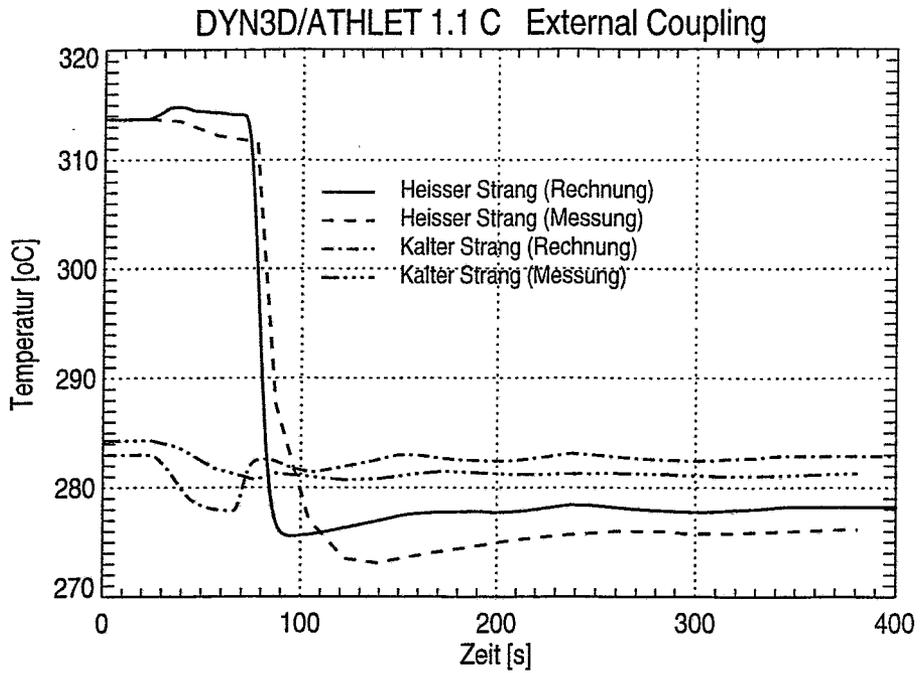


Abb. 3.1.2.9: Temperaturen in der passiven Schleife

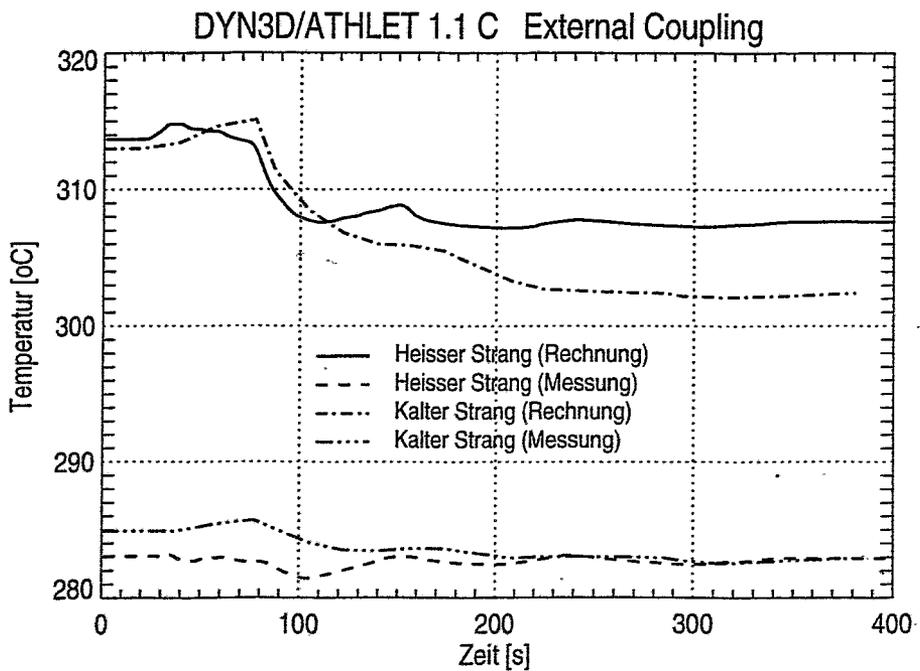


Abb. 3.1.2.10: Temperaturen in der aktiven Schleife

## Inbetriebnahmeexperiment Balakovo-1

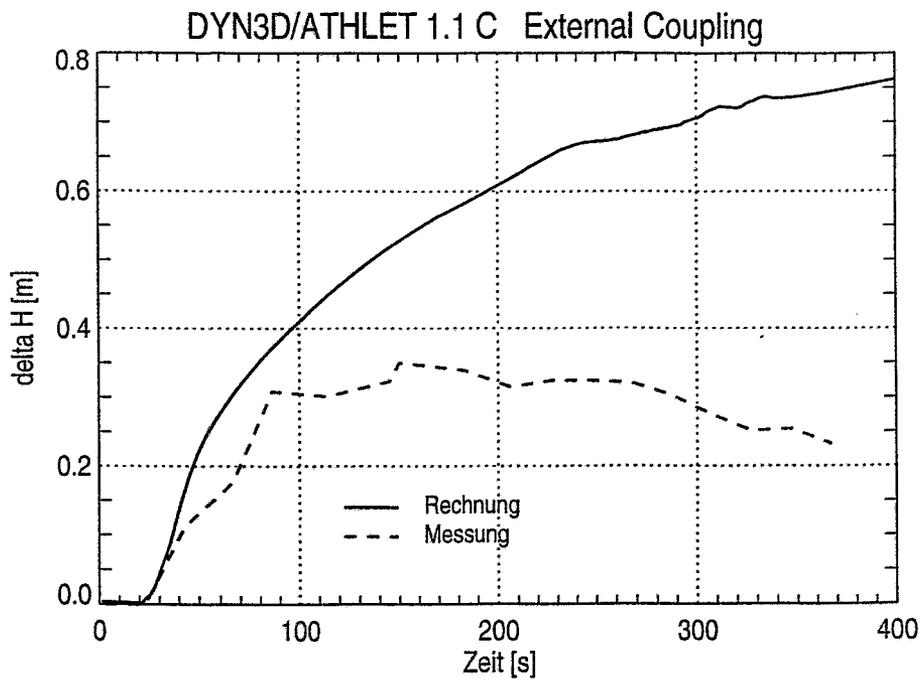


Abb. 3.1.2.11: Höhenstandsänderung im passiven Dampferzeuger

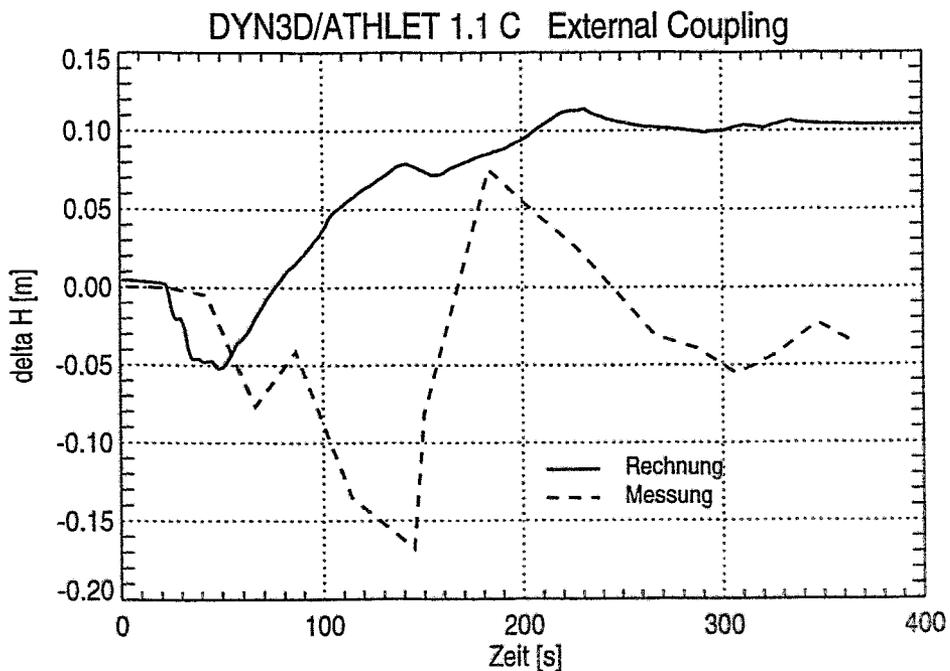


Abb. 3.1.2.12: Höhenstandsänderung im aktiven Dampferzeuger

### Höhenstände in den Dampferzeugern

Aus dem Sekundärkreislauf sind neben dem Druck im Frischdampfsammler, der für die Druckregelung in der Rechnung benutzt wurde, nur die Höhenstände in den Dampferzeugern (DE) verfügbar. Verglichen werden zwischen Rechnung und Experiment die relativen Abweichungen vom stationären Zustand. Abbildung 3.1.2.11 zeigt den Höhenstandsverlauf im passiven DE. In den ersten 100s ist eine sehr gute Übereinstimmung zu beobachten. Danach gibt es Unterschiede. Während der berechnete Höhenstand weiter steigt, stabilisiert sich der gemessene. Das könnte damit zusammenhängen, daß die Modellierung der Höhenstandsregelung nicht mit der realen Regelung übereinstimmt. Andererseits ist aber auch bekannt, daß die Höhenstandsmessung in horizontalen DE recht problematisch ist. Weiterhin wird in /Bal86/ darauf hingewiesen, daß ein Teil der Höhenstandsmesser neu geeicht werden muß. Bei der Einschätzung der Höhenstandsänderung im aktiven DE ist zu berücksichtigen, daß Meß- und Rechenwerte sich im recht engen Schwankungsbereich von +15cm bis -20cm bewegen.

### **3.1.2.5 Vergleichsrechnungen zwischen den beiden Koppeloptionen**

Diese Analysen haben das Ziel, beide Koppeloptionen von DYN3D mit ATHLET zu vergleichen. In diese Vergleiche soll auch die Rechnung mit BIPR8/ATHLET mit einbezogen werden.

Die in den Abbildungen 3.1.2.1 bis 3.1.2.12 dargestellten Rechnungen wurden mit der externen Kopplung von DYN3D mit ATHLET und mit den sich aus der Analyse ergebenden Veränderungen durchgeführt. Um eine Vergleichbarkeit zu gewährleisten, wird die Rechnung mit der externen Kopplung und dem alten Datensatz wiederholt (Abb. 3.1.2.13). Sehr interessant ist, daß sich bei der Nachrechnung mit den zwei Veränderungen (Regelstabposition und Leistungswerte) am Ende der Rechnung eine Regelstabposition von 38.2% einstellt, was fast genau dem Meßwert (38%) entspricht. D.h., die beiden Änderungen hatten gegenläufigen Charakter, ihre Auswirkung auf die Regelstabposition am Ende des Experiments hat sich zufälligerweise fast aufgehoben, so daß wiederum mit der externen Kopplung eine exzellente Übereinstimmung erreicht wurde.

Dann wird das gleiche Experiment mit der internen Koppeloption nachgerechnet. Bei den thermohydraulischen Anlagenparametern gibt es zwischen den beiden Optionen praktisch keine Unterschiede. Systemdruck und Schleifentemperaturen sind jeweils gleich. Da die im Kern erzeugte Leistung durch die GCSM-Steuerung in sehr engen Grenzen geregelt wird, sind die neuen stationären Leistungswerte auch gleich (Abb. 3.1.2.13). Unterschiede sind nur in der erreichten Regelstabhöhe zu beobachten, die sich einstellt, um das vorgegebene Leistungsniveau zu halten. In der Nachrechnung mit der externen Kopplung hatte sich eine Regelstabhöhe von 38.2% eingestellt. Die Nachrechnung mit der internen Kopplung ergab einen Wert von 34.8%, was einer Abweichung von 12cm entspricht (Abb. 3.1.2.13).

### Ermittlung der Ursachen für die Unterschiede

Zur genaueren Untersuchung der Ursachen wurde ein Minimaldatensatz erstellt, der jeweils nur den Reaktorkern mit einem 30° Sektor und einem Kühlkanal enthält. Diese Datensätze wurden in völlige Übereinstimmung gebracht. Dazu wurde in der externen Kopplung der Wärmeübergangskoeffizient im Gasspalt zwischen Brennstoff und Hülle

# Inbetriebnahmeexperiment Balakovo-1

## Vergleichsrechnungen zwischen den Koppelloptionen

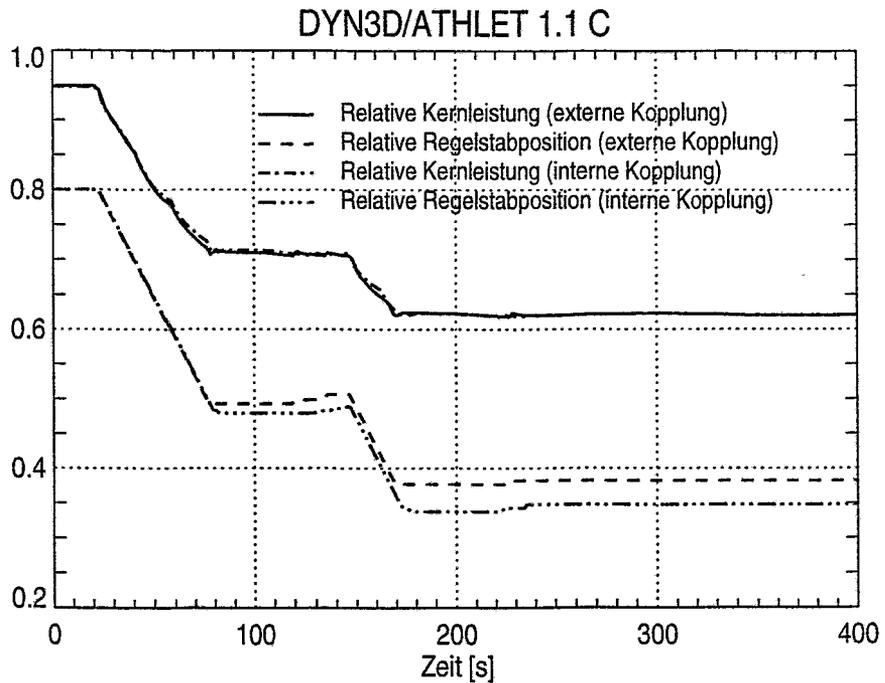


Abb. 3.1.2.13: Nukleare Leistung und Regelstabposition

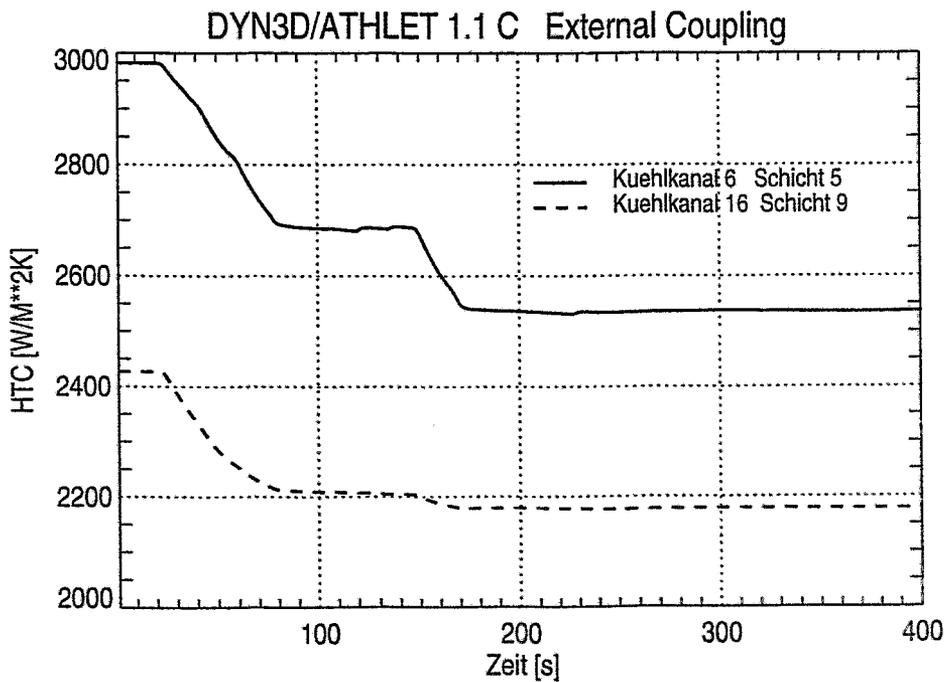


Abb. 3.1.2.14: Wärmeübergangskoeffizient im Gasspalt verschiedener Kühlkanäle

entsprechend dem im ATHLET-Datensatz enthaltenen Wert vorgegeben. Im ATHLET-Datensatz wurde die Temperaturabhängigkeit für die Stoffwerte von Brennstoff und Hüllrohr aufgehoben. Beide Koppeloptionen liefern unter diesen Bedingungen die gleichen Ergebnisse.

Bei der Nachrechnung des Inbetriebnahmeexperiments war in der internen Kopplung ein fester Wert für den Wärmeübergangskoeffizienten im Gasspalt vorgegeben worden (genau wie in der Nachrechnung mit BIPR8/ATHLET) und in der externen Kopplung war das detaillierte Brennstabmodell mit laufender Neuberechnung des Wärmeübergangskoeffizienten im Gasspalt /Roh92/ genutzt worden. Die Auswertung der Rechnung mit externer Kopplung zeigt, daß sich der Wärmeübergangskoeffizient im Gasspalt während des Stabverfahrens und auch von Kühlkanal zu Kühlkanal stark ändert (Abb. 3.1.2.14).

Deshalb wurde jetzt mit der internen Kopplung das Inbetriebnahmeexperiment in verschiedenen Varianten nachgerechnet, um den Einfluß des Wärmeübergangskoeffizienten im Gasspalt auf die Endstabstellung zu untersuchen.

Dabei wurden folgende drei Rechnungen durchgeführt:

1. Wärmeübergangskoeffizient im Gasspalt  $HTC = 3000 \text{ W/m}^2\text{K}$  (fest vorgegeben)
2. Wärmeübergangskoeffizient im Gasspalt  $HTC = 2000 \text{ W/m}^2\text{K}$  (fest vorgegeben)
3. Aktivierung der Option: Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten (Startwert:  $HTC = 3000 \text{ W/m}^2\text{K}$ )

Bei der Auswertung zeigte sich, daß Rechnung 1 und 3 vollständig identische Ergebnisse liefern. Augenscheinlich fand keine Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten im Gasspalt statt. Wahrscheinlich wurde mit dem Startwert die gesamte Rechnung durchgeführt. In der Eingabedatenbeschreibung für ATHLET ist über eine solche Einschränkung in Bezug auf den Gasspalt nichts zu finden. Außerdem wird der entsprechende Koeffizient weder im Plot- noch im Print-output aufgeführt. Zusätzlich wurde noch mit der externen Kopplung eine Rechnung durchgeführt, bei der der Wärmeübergangskoeffizient im Gasspalt mit  $3000 \text{ W/m}^2\text{K}$  fest vorgegeben wurde. Abbildung 3.1.2.15 zeigt die drei Rechnungen im Vergleich. Es ist deutlich zu sehen, welchen enormen Einfluß der Wärmeübergang auf die Stabstellung hat. Bei Deaktivierung des ausführlichen Brennstabmodells in der externen Kopplung und Verwendung des gleichen Wärmeübergangskoeffizienten nähert sich deren Endstabstellung bis auf 2.3cm der Endstabstellung der Rechnung mit interner Kopplung. Das unterstreicht, daß die Ursachen für die Abweichungen im Wärmeübergang im Gasspalt begründet liegen. In einer weiteren Rechnung mit interner Kopplung wurde der Wärmeübergangskoeffizient im Gasspalt zeitabhängig vorgegeben, wie er vorher mit der externen Kopplung berechnet worden war (siehe Abb. 3.1.2.14). Diese Option liefert jedoch fehlerhafte Ergebnisse.

Es wird folgendes Fazit gezogen:

Die laufende Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten im Gasspalt mit dem Brennstabmodell der externen Kopplung führt zu einer exakten Übereinstimmung der berechneten Regelstabhöhe mit den Meßdaten. Die Rechnung mit der internen Kopplung, wo ein solches Brennstabmodell nicht verfügbar ist, liegt deutlich davon entfernt. Bei Ausschaltung des Modells für die Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten im Gasspalt durch Vorgabe eines festen Wertes wird bei der berechneten Regelstabhöhe in der externen Kopplung fast der Wert der internen Kopplung erreicht.

Damit ist die Ursache für die unterschiedlichen Ergebnisse zwischen externer und interner Kopplung bei der Nachrechnung des Balakovo-Inbetriebnahmeexperiments eindeutig in der unterschiedlichen Modellierung des Wärmeübergangs im Gasspalt gefunden.

### 3.1.2.6 Vergleich der Rechenzeiten und Einfluß der maximalen Zeitschrittweite

Für eine Transiente mit symmetrischen Auswirkungen auf den Reaktorkern (homogene Kühlmittelvermischung und kein steckengebliebener Regelstab) ist die Modellierung mehrerer Kühlkanäle im Reaktorkern nicht von entscheidender Bedeutung. Für Analysen von asymmetrischen Transienten (siehe Kapitel 5) wird eine Modellierung zahlreicher Kühlkanäle aber notwendig. Deshalb sollen anhand dieser Validierungsrechnung die Rechenzeiten mit verschiedener Anzahl von Kühlkanälen bei beiden Koppeloptionen miteinander verglichen werden. Gleichzeitig soll auch der Einfluß der maximalen thermohydraulischen Zeitschrittweite auf die Gesamtrechenzeit und auf die Ergebnisse untersucht werden. Die maximale neutronenkinetische Zeitschrittweite ist in allen Rechnungen dieselbe ( $DTNK_{max} = 0.1s$ ). Es werden Rechnungen mit einem und mit 19 Kühlkanälen (entspricht dem  $30^\circ$  Sektor) durchgeführt. Tab. 3.1.2.2 zeigt die relativen Rechenzeiten.

	$DTTH_{max} = 1.0s$	$DTTH_{max} = 0.5s$	$DTTH_{max} = 0.1s$
Interne Kopplung: 1Kanal	1.00	0.90	2.15
Interne Kopplung: 19Kanäle	3.36	3.13	8.16
Externe Kopplung: 1Kanal	2.31	1.03	1.86
Externe Kopplung: 19Kanäle	1.87	1.38	2.06

**Tab. 3.1.2.2: Vergleich der Rechenzeiten**

Als Bezugszeit wird die Rechnung mit interner Kopplung und einem Kühlkanal benutzt. Global ist zu sagen, daß sich die Rechenzeit beim Übergang von einem auf 19 Kühlkanäle bei der internen Kopplung mehr als verdreifacht. Bei der externen Kopplung sind die Unterschiede wesentlich kleiner (Anstieg nur um rund 20%). Im ersten Fall ( $DTTH_{max} = 1.0s$ ) ist die Rechnung mit 19 Kühlkanälen sogar schneller. Diese Rechnung lief stabiler. Die Verringerung der maximalen Zeitschrittweite von 1.0s auf 0.5s führt zu einer Verringerung der Rechenzeit in allen Fällen. Das hängt damit zusammen, daß die Änderung der nuklearen Leistung aufgrund des Stabverschiebens im Zeitschritt innerhalb der Ansprechgrenzen des Reglers bleibt.

Die dadurch wesentlich verringerte Anzahl der Regleraktivierungen führt zu diesen Rechenzeiteinsparungen. Eine weitere Verkleinerung der maximalen Zeitschrittweite führt zu keiner weiteren Reduzierung der Rechenzeit. Ein Einfluß der maximalen Zeitschrittweite auf die Ergebnisse ist nicht zu beobachten.

# Inbetriebnahmeexperiment Balakovo-1

## Vergleichsrechnungen zwischen den Koppeloptionen

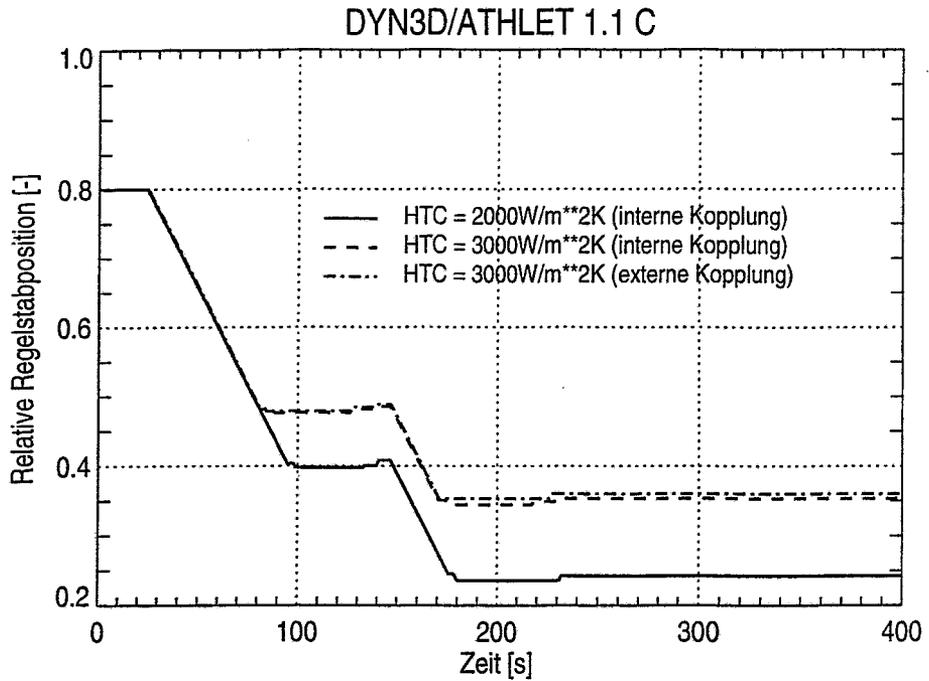


Abb. 3.1.2.15: Einfluß des Wärmeübergangskoeffizienten im Gasspalt auf die Endstabstellung

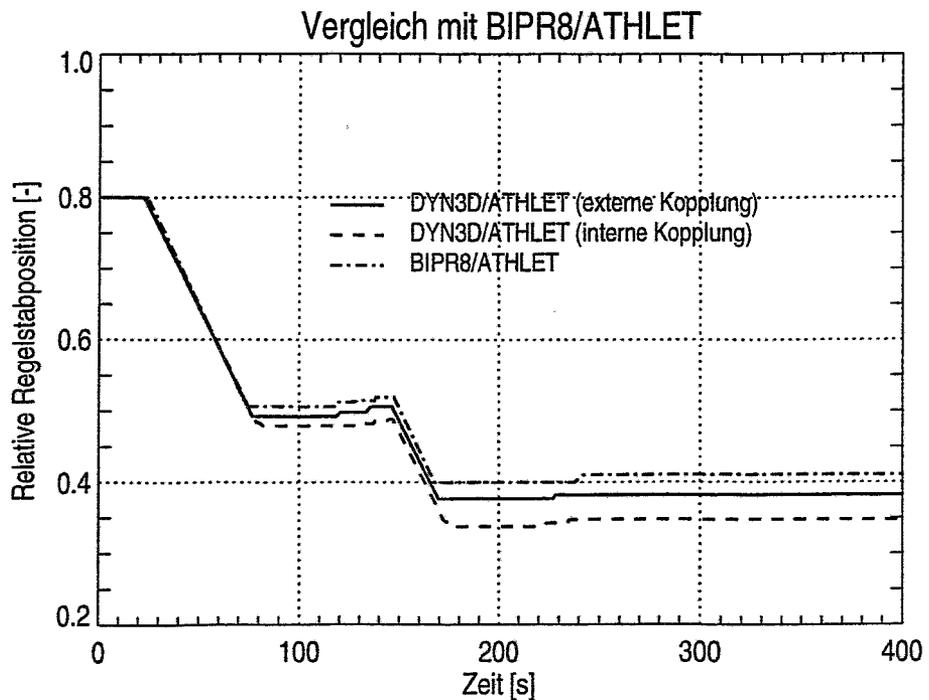


Abb. 3.1.2.16: Relative Regelstabposition

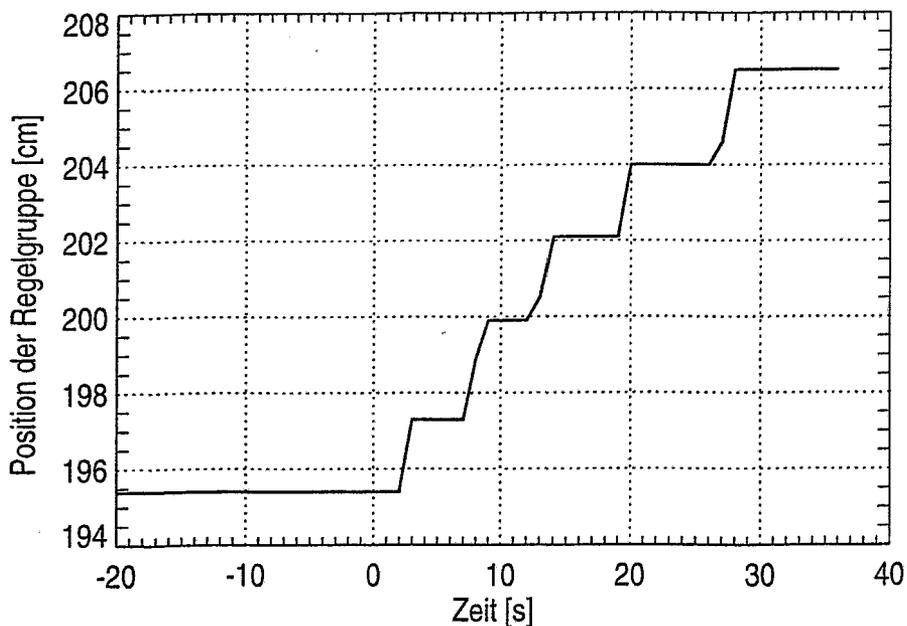
### **3.1.2.7 Vergleich mit BIPR8/ATHLET**

Wie oben erwähnt, war das gleiche Inbetriebnahmeexperiment mit dem gekoppelten Programm BIPR8/ATHLET nachgerechnet worden. Das eröffnet die Möglichkeit eines Codevergleichs. Die Auswertung des Berichts /Fom94/ und die Vergleiche der in Bildform vorhandenen Ergebnisse mit den eigenen Rechnungen zeigt, daß genau wie im Fall des Vergleichs der Koppeloptionen die entscheidenden Unterschiede in der sich am Ende der Transiente einstellenden Regelstabhöhe zu finden sind. Thermohydraulisch gibt es kaum Unterschiede. Abbildung 3.1.2.16 zeigt die Regelstabpositionen in den beiden DYN3D/ATHLET (extern und intern)- und in der BIPR8/ATHLET-Rechnung. (Die Werte der BIPR8/ATHLET-Rechnung wurden von Hand aus der entsprechenden Abbildung übernommen, da sie als File nicht zur Verfügung standen.) Die Endstabstellung der BIPR8/ATHLET-Rechnung liegt mit 41.2% deutlich oberhalb des Meßwertes von 38%. Diese Abweichung nach oben dürfte neutronenphysikalische Ursachen haben, da ja der feste Wert für den Wärmeübergang im Gasspalt in der Rechnung mit der internen Kopplung zu einer Abweichung nach unten geführt hatte.

### **3.1.3 Nachrechnung eines Störfalls mit verzögerter Reaktorschnellabschaltung im KKW Greifswald**

#### **3.1.3.1 Hintergrund und Szenario des Störfalls**

Der Block 5 des KKW Greifswald befand sich in der Inbetriebsetzungsphase. Am 24.11.1989 wurde entsprechend der Versuchsvorschrift eine Vorerprobung des Leistungsbegrenzungsreglers durchgeführt. Die Reaktorleistung betrug zu diesem Zeitpunkt ungefähr 50% der Nominalleistung. Eine Turbine und alle HUP waren in Betrieb. Zum Test des automatischen Leistungsreglers „ARM“ bei Störungen des Kühlmitteldurchsatzes durch die Spaltzone wurden nacheinander (mit entsprechenden Stabilisierungszeiten) die HUP 2, 4 und 6 abgeschaltet. Dieses aufeinanderfolgende Abschalten von drei HUP regte dynamische Umverteilungsprozesse in den Dampferzeugern (DE) an, die durch das Höhenstandsregelsystem nicht ausgeglichen werden konnten. Aufgrund einer fehlerhaften Grenzwerteinstellung im Höhenstandsmesser des DE-3 wurde kurze Zeit später das Abschalten der HUP in Schleife 3 initiiert. Ein verklebtes Relais war die Ursache dafür, daß durch das Abschalten dieser vierten HUP nicht, wie projektmäßig vorgesehen, die Reaktorschnellabschaltung (RESA) ausgelöst wurde. Das Auslaufen der HUP führte natürlich zu einem Abfall der Reaktorleistung. Durch Ziehen der Regelgruppe K6 versuchte der automatische Leistungsregler „ARM“, die Leistung wieder auf den vorgegebenen Wert zu bringen. Insgesamt wurde die Regelgruppe fünfmal verfahren (Abb. 3.1.3.1). Nach 36s wurde durch den Reaktoroperator die RESA von Hand ausgelöst. Die Daten zum Störfall wurden einer bisher unveröffentlichten Dokumentation /Reb90/ entnommen.



**Abb. 3.1.3.1: Gemessene Position der Regelgruppe K6**

### 3.1.3.2 Einschätzung der verfügbaren Meßdaten

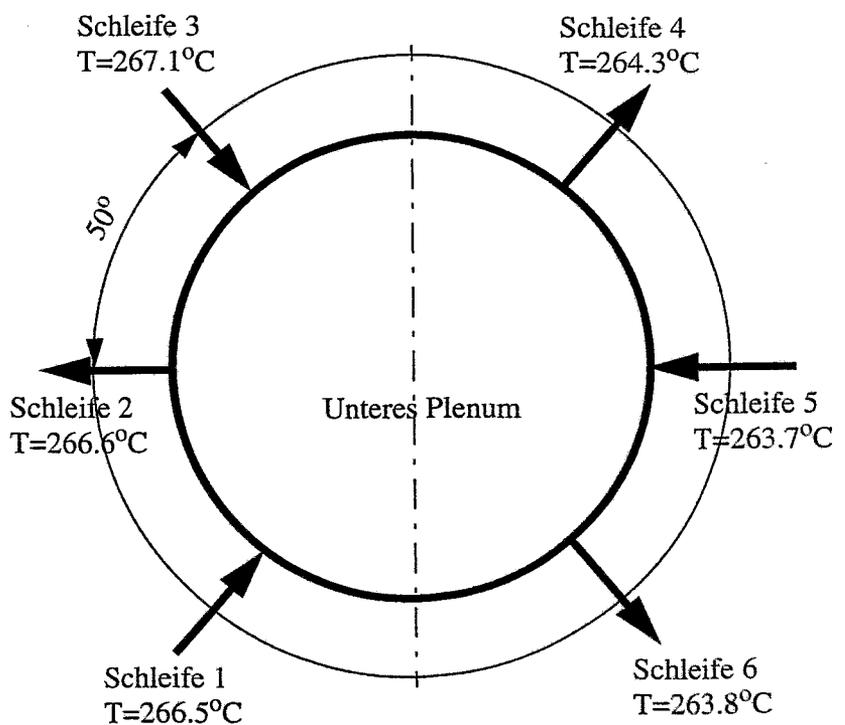
Da sich der Reaktor zum Zeitpunkt des Störfalls noch in der Inbetriebsetzungsphase befand, waren an der Anlage eine Reihe zusätzlicher Meßinstrumente angebracht. Insgesamt gab es drei verschiedene Meß- und Aufzeichnungssysteme mit folgenden Genauigkeiten für die Datenerfassungszeit:

URAN	projektmäßiges Blockinformations- und Rechensystem	2s
INCORE	Reaktorinnenmeßsystem	2s
ZMAT	Zusatz-, Meß- und Auswertesystem für die Inbetriebsetzung mit den Komponenten:	
	- Physikmonitor	
	- Prozeß-ein- und -ausgabeeinrichtung (PEA)	50ms

Leider ist nur die Druckdifferenz über der auslaufenden HUP vom ZMAT-System verfügbar. Von INCORE wurden Schleifentemperaturen verschiedener Meßgeber (drei für jeden kalten und zwei für jeden heißen Strang), Druckdifferenzen über allen HUP, Schleifenmassenströme, Austrittstemperaturen von 210 Kassetten sowie Daten der In-core-Neutronenflußmessungen aufgezeichnet. Diese Daten haben eine geringe Zeitauflösung und sind bis ungefähr 120s nach der RESA verfügbar. Von URAN wurden mit einer Zeitauflösung von 4s die folgenden Daten aufgezeichnet: Druckdifferenz über der auslaufenden HUP und über dem Reaktorkern, der Druck im oberen Plenum und der Höhenstand im Druckhalter. 15s nach der RESA kam es zu einer Überlastung des Datentransfersystems. Das betraf die von ZMAT und URAN aufgezeichneten Daten. Weiterhin wurden die neutronenphysikalisch wichtigen Daten Regelstabstellung, Neutronenfluß in den I-Kammern und Reaktivität mit einer Zeitauflösung von 1s registriert.

Alle vorhandenen Daten wurden ausführlich analysiert, um den Anfangszustand des Reaktors einschätzen zu können. Als Anfangszustand wird hier der Zustand vor dem Abschalten der vierten HUP bezeichnet. Für die spätere Rechnung wurde dieser Zustand als stationär angenommen, obwohl die Datenanalyse zeigte, daß die Störung nach dem Abschalten der dritten HUP noch nicht abgeklungen war. Eigentlich war erwartet worden, daß nach dem Auslaufen dieser dritten HUP die Parameter der drei aktiven und die der drei passiven Schleifen übereinstimmen. Das ist aber bei weitem nicht der Fall. Das aufeinanderfolgende Abschalten von drei HUP hat den Reaktor in einen ziemlich asymmetrischen Zustand versetzt. Die Temperaturen in den kalten Strängen unterscheiden sich um 3.4K. Die Temperaturen in den heißen Strängen der aktiven Schleifen unterscheiden sich sogar um 9.7K, in den heißen Strängen der passiven Schleifen sind die Unterschiede mit 4.6K nicht ganz so hoch. Große Unterschiede gibt es sowohl in den Temperaturdifferenzen über den DE der aktiven (von 23.5K bis 18.5K) als auch der passiven Schleifen (von 11.4K bis 7.3K). Der gemessene Druckabfall über einer der aktiven HUP liegt unter den Werten der anderen beiden. Das wird wahrscheinlich dadurch hervorgerufen, daß der Hauptabsperrschieber nicht vollständig geöffnet ist. Der Druckabfall über den drei passiven HUP ist ungefähr der gleiche.

Die Temperaturen im kalten Strang der Schleifen 1 und 2 sowie der Schleifen 5 und 6 weisen eine auffällige Übereinstimmung auf. Es kann der Schluß gezogen werden, daß es im Ringraum bei weitem keine homogene Vermischung des Kühlmittels gibt, sondern daß benachbarte aktive und passive Schleifen in enger Wechselwirkung miteinander stehen. Die passive Schleife 2 wird praktisch vollständig durch die aktive Schleife 1 sowie die passive Schleife 6 durch die aktive Schleife 5 versorgt (Abb. 3.1.3.2).



**Abb. 3.1.3.2: Schleifenanordnung am RDB mit Strömungsrichtung und Kaltstrangtemperatur im Anfangszustand**

Die Temperatur im heißen Strang der aktiven Schleife 5 ist bedeutend geringer als die der anderen aktiven Schleifen. Die Daten der Nachbarschleife (6), deren HUP als letzte abgeschaltet worden war, deuten daraufhin, daß sich dort noch kein neuer stationärer Zustand eingestellt hat. Aus diesem Grund ist deren Einfluß im oberen Plenum auf Schleife 5 noch recht groß.

Die Analyse der verfügbaren Meßdaten zeigt, daß sie in ihrer Qualität den Meßdaten von Versuchsanlagen nachstehen und dadurch die Verwendung dieser Daten zur Validierung einschränkt ist. Dies kommt in folgenden zwei Punkten zum Ausdruck:

- asymmetrischer Anfangszustand des Reaktors
- geringe Zeitauflösung eines Teils der Meßdaten.

Ungeachtet dieser Nachteile ist eine Nachrechnung dieses Störfalls ein wichtiger Beitrag zur Validierung, da hier die Möglichkeit besteht, die Wechselwirkung zwischen Thermohydraulik und Neutronenkinetik mit Meßdaten zu vergleichen.

### 3.1.3.3 Modellierung des Zustandes vor Beginn des Störfalls

#### Modellierungsansatz

Die Analyse der experimentellen Daten verlangt eigentlich eine Modellierung der Anlage mit 5 Schleifen einschließlich inhomogener Kühlmittelvermischung im unteren und oberen Plenum. Da es aber keine Vermischungsmodelle gibt, die abgeschaltete Schleifen mit Rückströmung berücksichtigen können, muß von dieser Maximalforderung abgegangen werden. Es wird daher eine Modellierung mit drei Schleifen vorgeschlagen, Schleife 3- die Störfallschleife, Schleife 15 - die zwei in Betrieb befindlichen Schleifen und Schleife 246 - die drei abgeschalteten Schleifen (siehe Tab. 3.1.3.1).

Dadurch ist es natürlich nicht möglich, die Unterschiede in den einzelnen Schleifen vollständig zu berücksichtigen. Das muß bei der Auswertung beachtet werden.

	<b>Rechnung</b>	<b>Experiment</b>
betroffene Schleife	Schleife 3	Schleife 3
aktive Schleifen	Schleife 15(2-fach)	Schleifen 1/5
passive Schleifen	Schleife 246 (3-fach)	Schleifen 2/4/6

**Tab. 3.1.3.1: Zuordnung der Schleifen**

Die naheliegendste Idee war eine direkte Modellierung des Zustandes vor Beginn des Störfalls mit drei aktiven und drei passiven Schleifen. Dabei machte es große Schwierigkeiten, den Massenstrom in den einzelnen Schleifen so vorzugeben, daß es nicht zu einem Absturz der Rechnung kam. Die aus dieser Massenstromvariiierung resultierenden Temperaturwerte am DE-Ein- bzw. -Austritt wichen sehr stark von den Meßwerten ab. Gleiches traf auf die Reaktorleistung zu. Deshalb wurde diese Herangehensweise verworfen.

Deshalb wird für die Erreichung des stationären Zustandes vor dem Störfall folgender Algorithmus vorgeschlagen:

1. Initialisierung der Rechnung bei heißer Nulllast
  - vorgegebene Leistung 10MW;
  - der Reaktor ist kritisch;
  - alle HUP sind in Betrieb;
  - es wird kein Dampf produziert.

2. Ziehen der Regelgruppe K6 bis zur Erreichung des vorgegebenen Leistungsniveaus.
3. Abschalten der HUP in der Dreifachschleife.
4. Korrigieren der Leistung durch weiteres Ziehen der Regelgruppe.

Der sich jetzt einstellende stationäre Zustand ist der Ausgangspunkt für die Störfallrechnung.

Für die Nachrechnung dieses Störfalls wurde ein existierender Datensatz mit einer Darstellung des Reaktorkerns als 30°-Symmetriesektor für die externe Kopplung von DYN3D/ATHLET entsprechend modifiziert. Im neutronenphysikalischen Teil der Eingabedaten wurden die KAB MAGRU-Bibliothek für die makroskopischen Wirkungsquerschnitte und das spezielle WWER-440 Regelstabmodell für die Absorberstäbe (siehe Abschnitt 4.2) genutzt.

#### Technische Realisierung

Die vorliegenden Meßwerte /Reb90/ wurden in folgender Weise genutzt:

Die neutronenphysikalischen Parameter

- Kernkonfiguration
- Abbrand: 25 FPD
- Borsäurekonzentration: (6.50 +- 0.15) g/kg

wurden vorgegeben.

Die Anfangsstellung der Gruppe K6 wurde in mehreren Rechnungen so variiert, daß nach Erreichen des vorgegebenen Leistungsniveaus von

$$N = (725 \pm 18) \text{ MW}$$

und nach Abfahren der drei HUP die bekannte Stabstellung

$$H_{K6} = (195.4 \pm 2.0) \text{ cm}$$

erreicht wurde.

Der entsprechende Multiplikationswert aus der letztendlich für den Störfall genutzten Rechnung beträgt

$$K_{\text{eff}} = 1.004510.$$

Dieser Wert befindet sich innerhalb der Genauigkeitsempfehlungen des AER /Sva93/ für Nulllastzustände mit gezogenen Absorbergruppen, was eine Initialisierung bei diesem Zustand rechtfertigt.

Von den thermohydraulischen Größen wurden der Druck im oberen Plenum und die Kerneintrittstemperatur vorgegeben.

Alle verfügbaren Meßdaten sind im Vergleich zwischen Rechnung und Messung in Tabelle 3.1.3.2 dargestellt:

Größe	Rechnung	Meßwert	Kommentar
$T_{OUT}$ [°C]	298.6	299.8	Mittelwert aller KAT-werte
$T_{LP}$ [°C]	266.4	265.8	Mittelwert der Kaltstrang-werte aller aktiven Schleifen
$P_{UP}$ [MPa]	12.36	12.59	
$dP_{core}$ [kPa]	59.4	76.3	
Leistung [MW]	722.8	724.4	
Reaktivität [\$]	0.00	0.00	
$dP_{HUP3}$ [kPa]	304.2	293.0	
$dP_{HUP15}$ [kPa]	291.2	288.5 (305.0, 272.0)	Mittelwert aus Schleifen 1 und 5
$dP_{HUP246}$ [kPa]	30.7	54.3 (55.0, 53.0, 55.0)	Mittelwert aller passiven Schleifen
$T_{HL3}$ [°C]	291.4	291.9	Schleife mit der auslaufenden HUP
$T_{CL3}$ [°C]	266.2	267.1	
$T_{HL15}$ [°C]	291.4	286.2 (290.1, 282.2)	Mittelwert der Heißstrang-werte der Schleifen 1 und 5
$T_{CL15}$ [°C]	266.3	265.2 (266.6, 263.7)	Mittelwert der Kaltstrang-werte der Schleifen 1 und 5
$T_{HL246}$ [°C]	257.6	255.4 (256.7, 257.0, 252.4)	Mittelwert der Heißstrang-werte aller passiven Schleifen
$T_{CL246}$ [°C]	266.3	264.9 (266.5, 264.3, 263.8)	Mittelwert der Kaltstrang-werte aller passiven Schleifen

**Tab. 3.1.3.2: Vergleich der Werte vor Beginn des Störfalls**

Die berechneten Schleifentemperaturen sind in befriedigender Übereinstimmung mit den Meßwerten. Vorhandene Unterschiede sind durch die inhomogene Kühlmittelvermischung begründet. Das betrifft auch die Kernein- und -austrittstemperaturen. Ein direkter Vergleich der berechneten und gemessenen Kassettenu Austrittstemperaturen wurde nicht vorgenommen, da diese auch von der Eintrittstemperatur der jeweiligen Kassette abhängt. Meßdaten zur Eintrittstemperaturverteilung gibt es aber nicht.

Nachdem die im stationären Zustand erzeugte Förderhöhe der HUP entsprechend der projektmäßigen Förderhöhe /Bud86/ modifiziert wurde, stimmen nun die Druckdifferen-

zen über den arbeitenden HUP nach Abfahren der Pumpe in der Dreifachschleife sehr gut mit den Meßwerten überein. Die Druckdifferenz über den abgeschalteten HUP ist in der Rechnung aber erheblich geringer. Wahrscheinlich ist der Strömungswiderstand der stehenden Pumpe bei Rückströmung zu klein. Weitere Änderungen am Datensatz, um die Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung auch für die abgeschalteten HUP zu verbessern, werden als nicht sinnvoll angesehen.

### 3.1.3.4 Störfallrechnung

#### Modellierung des Störfalls

t = 0s	Abschalten der vierten HUP
t = 2 - 36s	Verschieben der Regelgruppe K6 entsprechend den gemessenen Daten
t = 36s	Reaktorschnellabschaltung
t = 36.5s	Die Abschaltstäbe beginnen einzufahren
t = 49s	Die Abschaltstäbe erreichen die untere Kerngrenze

#### Druck - und Druckdifferenzkurven

Die Druckdifferenz über die auslaufende HUP ist in Abbildung 3.1.3.3 dargestellt. In den ersten 10s stimmt der berechnete Druckabfall sehr gut mit dem gemessenen überein. Danach gibt es leichte Abweichungen. Der neue quasistationäre Wert nach dem vollständigen Auslaufen der HUP ist wesentlich kleiner als der Meßwert. Dieser Effekt stimmt mit der beobachteten Abweichung der stationären Druckdifferenzen in den passiven Schleifen überein. Die Druckdifferenzen in den in Betrieb verbleibenden Schleifen zeigen zwischen Rechnung und Experiment den gleichen Verlauf (Abb. 3.1.3.4). Abgesehen von den Anfangsabweichungen haben die Werte in den passiven Schleifen den gleichen qualitativen Verlauf.

Der berechnete Systemdruck im Anfangszustand ist geringfügig kleiner als der Meßwert. Mit Beginn der Transiente steigt der berechnete Druck schneller an und erreicht einen höheren Maximalwert. Nach der RESA haben beide Kurven den gleichen Verlauf (Abb. 3.1.3.5). Eine mögliche Erklärung für die Abweichungen könnte in der Modellierung des Druckhalterprüfsystems zu finden sein. Im Gegensatz zum Druck stimmt der transiente Verlauf des Druckhalterhöhenstandes vollständig mit den Meßwerten überein (Abb. 3.1.3.6).

#### Schleifentemperaturen

Das Abschalten der HUP bewirkt eine Verringerung des Kühlmittelmassenstroms durch die betroffene Schleife und durch den Reaktorkern. Das ruft eine Erhöhung der Heißstrangtemperaturen hervor (nicht nur in der auslaufenden sondern auch in den beiden verbliebenen aktiven Schleifen). Die Verringerung des Massenstroms führt zu einer Auskühlung im DE und damit zur Absenkung der Kaltstrangtemperatur. Nach der RESA und der damit verbundenen Unterbrechung der Wärmeproduktion im Kern fällt natürlich die Heißstrangtemperatur. Wie in der Abbildung 3.1.3.7 zu sehen ist, stimmt die berechnete Temperatur in beiden Strängen der auslaufenden Schleife bis zur 80. Sekunde sehr gut mit den Meßwerten überein. Danach gibt es größere Abweichungen.

## Nachrechnung des Störfalls im KKW Greifswald

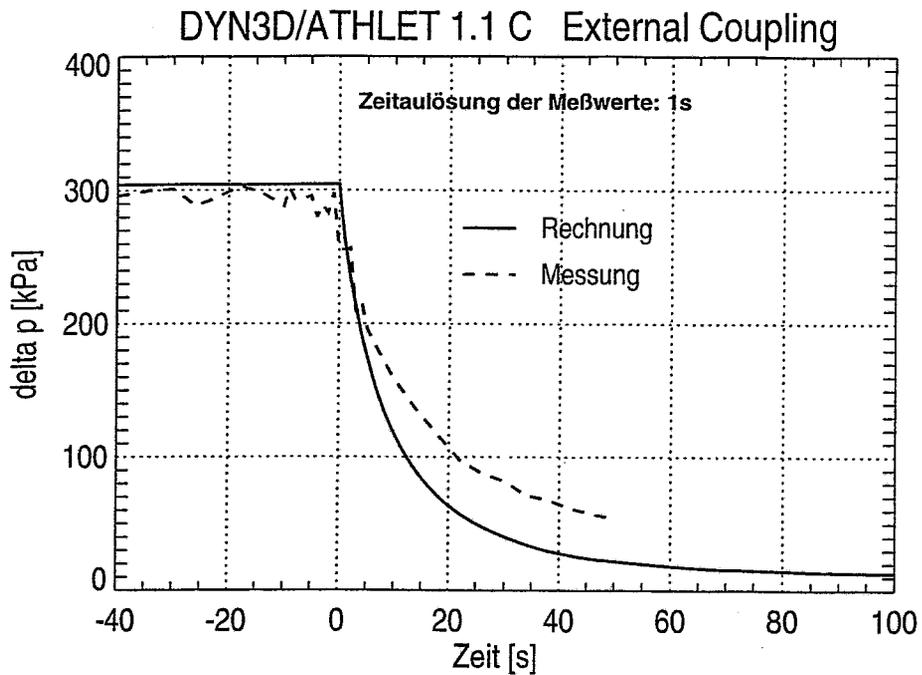


Abb. 3.1.3.3: Druckdifferenz über HUP-3

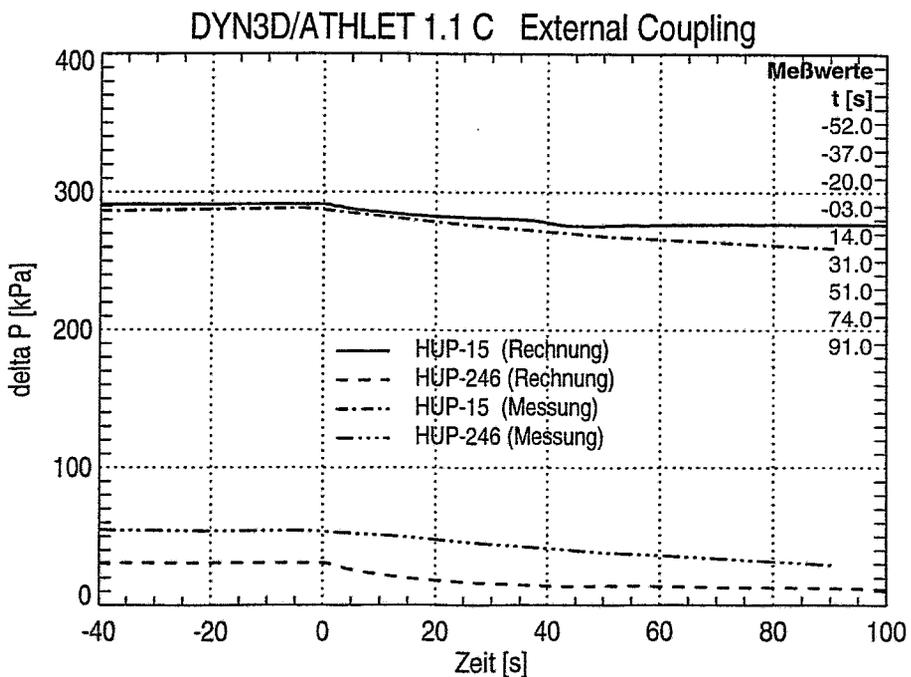


Abb. 3.1.3.4: Druckdifferenz über HUP-15 und HUP-246

## Nachrechnung des Störfalls im KKW Greifswald

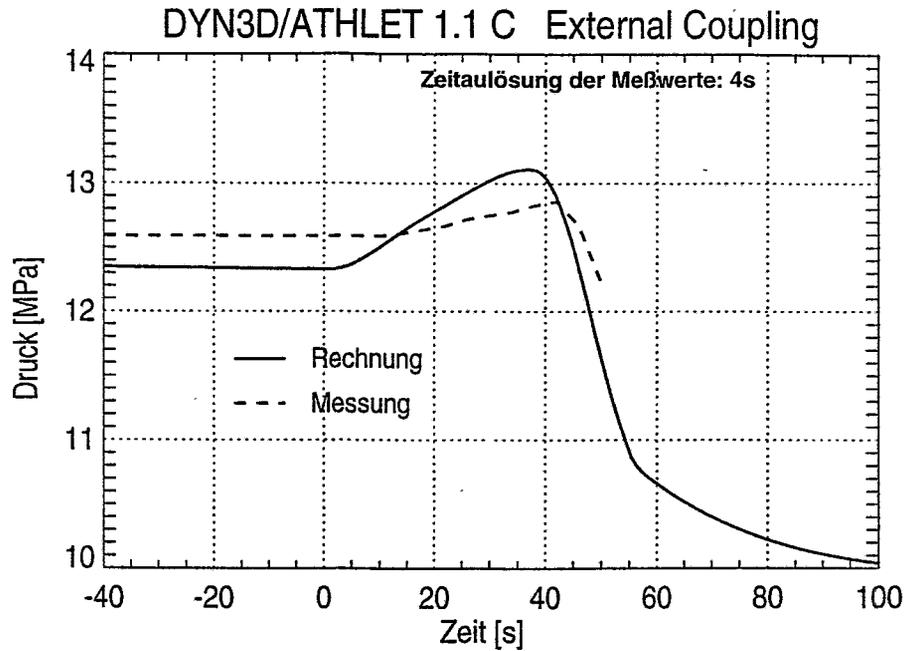


Abb. 3.1.3.5: Druck im oberen Plenum

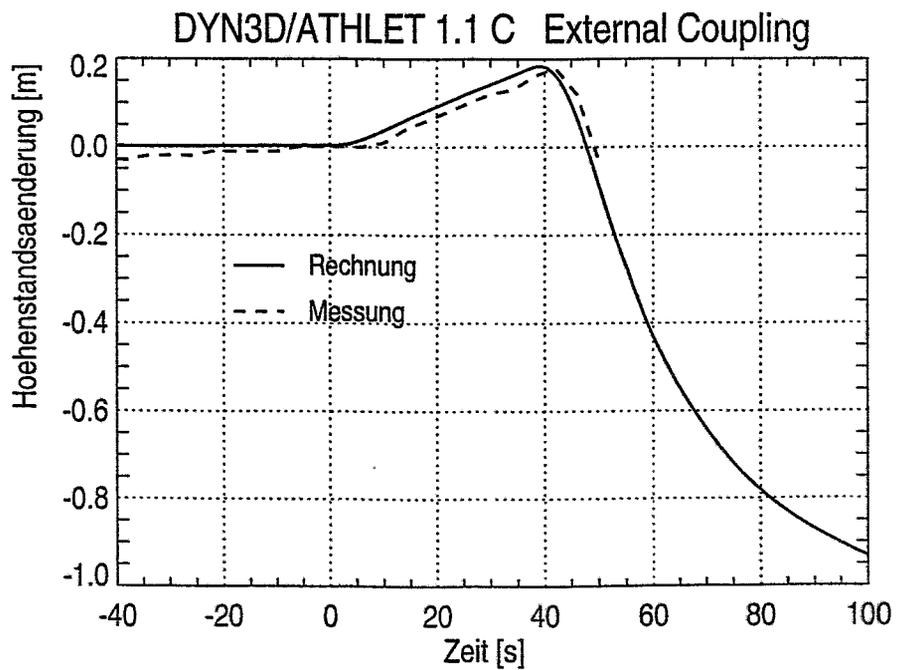
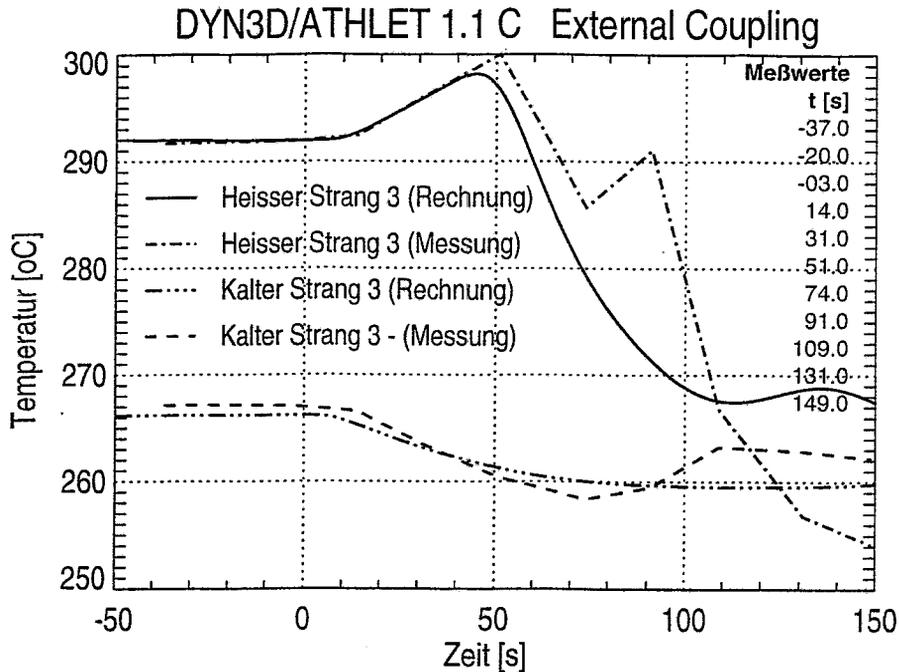


Abb. 3.1.3.6: Höhenstandsänderung im Druckhalter



**Abb. 3.1.3.7: Temperaturen in der auslaufenden Schleife**

Diese Abweichungen könnten durch das recht schwierig zu beschreibende Phänomen der Strömungsumkehr nach dem Stillstand der HUP bedingt sein. Das Minimum in der Kaltstrangtemperatur zeigt den Zeitpunkt der Strömungsumkehr an. Dieses Temperaturminimum wird in der Rechnung bei  $t = 110\text{s}$  beobachtet, während es in den Meßdaten zwischen  $t = 51\text{s}$  und  $t = 91\text{s}$  liegt. D.h., daß die berechnete Strömungsumkehr ungefähr 30s später eintritt. Diese Zeitverzögerung ist auch die Ursache für den deutlichen Unterschied zwischen Rechnung und Messung im zweiten Maximum der Heißstrangtemperatur. Nach der RESA fallen die Kernaustrittstemperatur und die Heißstrangtemperaturen der aktiven Schleifen (mit entsprechender Zeitverzögerung) sehr schnell. Aus diesem Grund ist die Temperaturdifferenz zwischen dem Beginn des heißen Strangs (wo sich die Temperaturmeßstelle befindet) und dem Kollektor am DE-eintritt wesentlich größer als es in einer späteren Phase der Transiente der Fall wäre. Die Strömungsumkehr in der Transiente liegt zeitlich näher an der RESA. Aus diesem Grund ruft das heiße Kühlmittel, das ungekühlt vom DE-Kollektor zurückströmt, ein deutliches Maximum hervor. 30s später, bei der Strömungsumkehr in der Rechnung, ist die Temperaturdifferenz zwischen Beginn des heißen Strangs und DE-Kollektor kleiner. Daher ist das zweite Maximum in der Heißstrangtemperatur auch kleiner.

Die Temperaturverläufe in den zwei verbliebenen aktiven und den drei passiven Schleifen stimmen recht gut mit den gemessenen Werten überein. Abweichungen liegen im Bereich der Zeitauflösung und der Anfangsunterschiede.

Ein Teil der Abweichungen, speziell in den Kaltstrangtemperaturen, wird aber nicht durch diese Unterschiede verursacht, sondern ist mit einem sehr interessanten Phänomen zu erklären, das während der Analyse der Meßdaten und dem Vergleich mit der Rechnung beobachtet wurde: Die schon erwähnte inhomogene Vermischung des

Kühlmittels im Ringraum setzt sich nach dem Abschalten der HUP-3 fort. Während der gesamten Transiente folgt die Temperatur der passiven Schleife 2 der Temperatur der aktiven Schleife 1. Der gleiche Effekt ist im Verhalten der aktiven Schleife 5 und der passiven Schleifen 4 und 6 zu beobachten. Weiterhin ist zu erkennen, daß das Kühlmittel aus der auslaufenden Schleife praktisch keinen Einfluß auf die passiven Schleifen hat und somit unvermischt in den Kern einzutreten scheint. (Alle gemessenen Schleifentemperaturen sind in Abbildung 3.1.3.8 dargestellt.)

Die Kühlmittelvermischung in der Rechnung (Abb. 3.1.3.9) weicht von der Vermischung in der realen Transiente ab. Das Kühlmittel aus den drei Schleifen mit Vorwärtsströmung (die zwei aktiven und die auslaufende Schleife bis zur Strömungsumkehr) tritt in den Ringraum ein. Hier wird es komplett vermischt und fließt dann sowohl in den Kern als auch in die passiven Schleifen. Im Gegensatz zu den Meßwerten steigt die berechnete Temperatur in den passiven Schleifen wesentlich langsamer als die Temperatur der aktiven Schleifen. Das wird durch die Berücksichtigung des kalten Kühlmittels aus der auslaufenden Schleife im Ringraum hervorgerufen.

### Kernleistung

Abbildung 3.1.3.10 zeigt den Verlauf der Kernleistung bis zur RESA. Wie oben schon erwähnt, wurde die Bewegung der Regelgruppe entsprechend den Meßwerten vorgegeben (Abb. 3.1.3.1). Die Änderungen in der Kernleistung aufgrund der fünfmaligen Verschiebung der Regelgruppe sind deutlich zu sehen. Der durch die Rückkopplungseffekte der Moderatortemperatur zwischen diesen Verschiebungen hervorgerufene Leistungsabfall kommt in der Rechnung und in den Meßdaten deutlich zum Ausdruck. Mit dem Beginn des Pumpenauslaufens ist in der Rechnung eine geringe, aber kontinuierliche Erhöhung der Kernleistung zu beobachten, während die gemessene Leistung nahezu konstant bleibt. Im nächsten Abschnitt wird eine mögliche Erklärung für die Unterschiede zwischen berechneter und gemessener Kernleistung gegeben.

### **3.1.3.5 Sensitivitätsstudie**

Zuallererst wurde der Zeitpunkt des Abschaltens der HUP geändert. In Übereinstimmung mit der möglichen Ungenauigkeit der Datenerfassungszeit wurde das Abschalten der HUP bei  $t = -2s$  initiiert. Diese Änderung hatte keinen Einfluß auf den zeitlichen Verlauf der Kernleistung. Die gleiche geringe Abweichung der berechneten Leistung ist vorhanden.

Es ist bekannt, daß die Verwendung verschiedener Bibliotheken für die makroskopischen Wirkungsquerschnitte Abweichungen in den berechneten Neutronenkinetikparametern verursachen kann. Speziell wurde das für die kritische Borsäurekonzentration zu Beginn eines Brennstoffzyklus und die Regelstabeffektivität in einem AER-Benchmark zu Regelstabwerten für den WWER-440 unter Verwendung der Bibliotheken MAGRU und KASSETA gezeigt /Mit96/ (siehe Abschnitt 3.2.1). Die Verwendung der KASSETA-Gruppendatenbibliothek in einer weiteren Variationsrechnung anstelle der MAGRU-Bibliothek, die in der ersten Rechnung verwendet wurde, brachte auch keine Änderung im Leistungsverhalten. Das kann dadurch erklärt werden, daß im Gegensatz zur unterschiedlichen integralen Regelstabwirksamkeit beider Bibliotheken die differentielle Wirksamkeit zu Beginn des Brennstoffzyklus im für diesen Störfall relevanten axialen Kernbereich von ungefähr 200cm praktisch identisch ist /Mit96/.

## Nachrechnung des Störfalls im KKW Greifswald

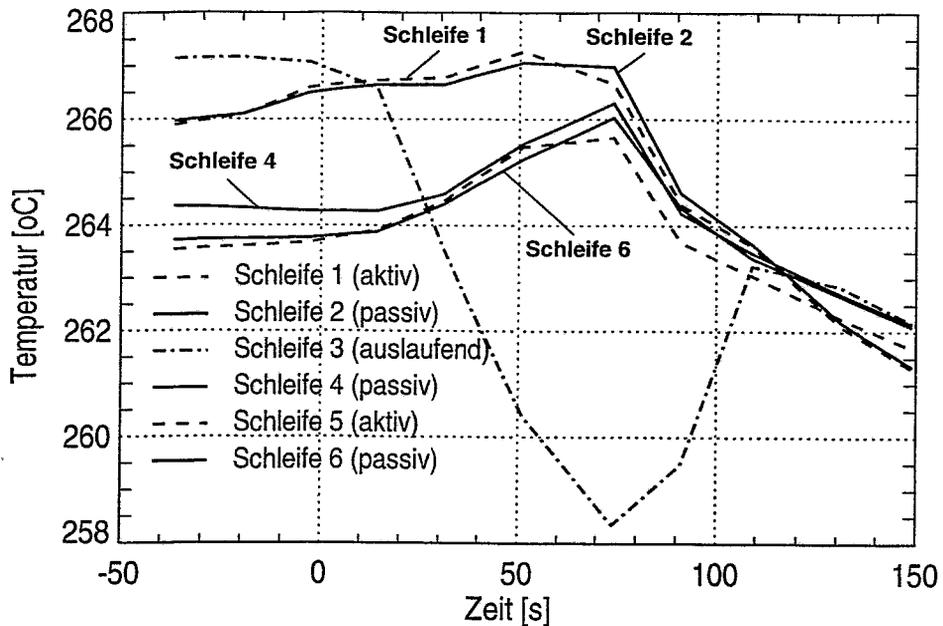


Abb. 3.1.3.8: Gemessene Kaltstrangtemperaturen

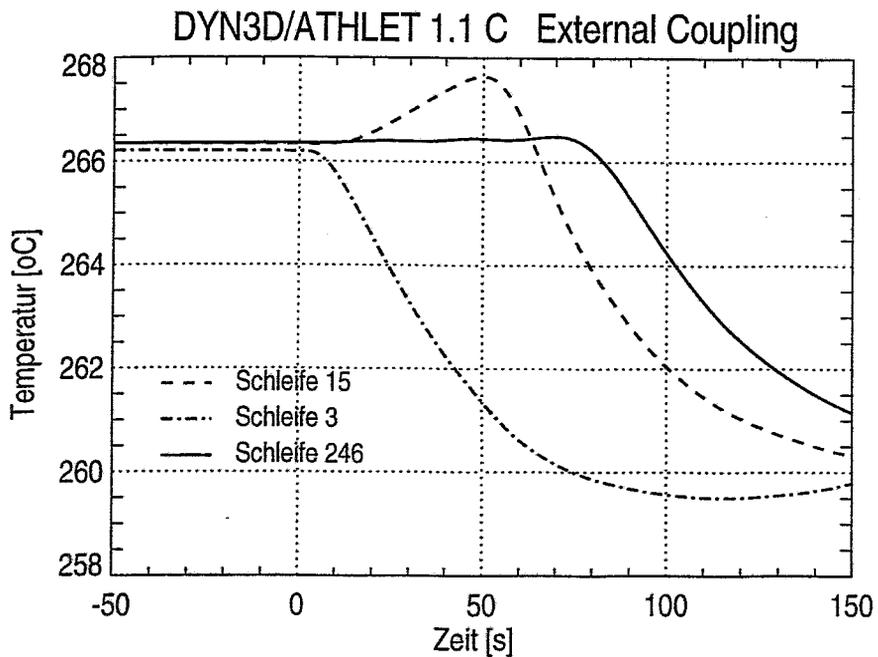


Abb. 3.1.3.9: Berechnete Kaltstrangtemperaturen

## Nachrechnung des Störfalls im KKW Greifswald

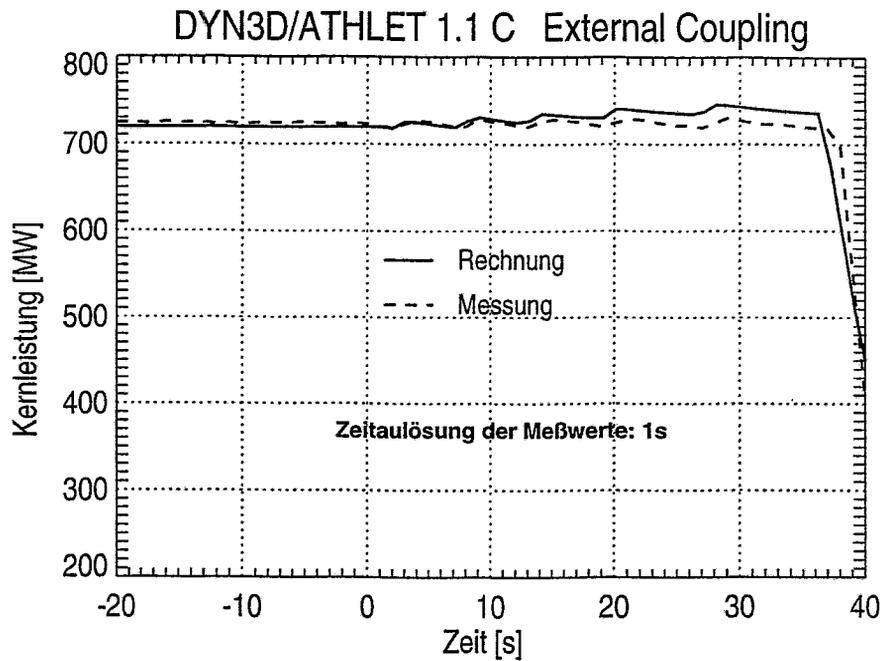


Abb. 3.1.3.10: Kernleistung (bei vorgegebener Regelstabverschiebung)

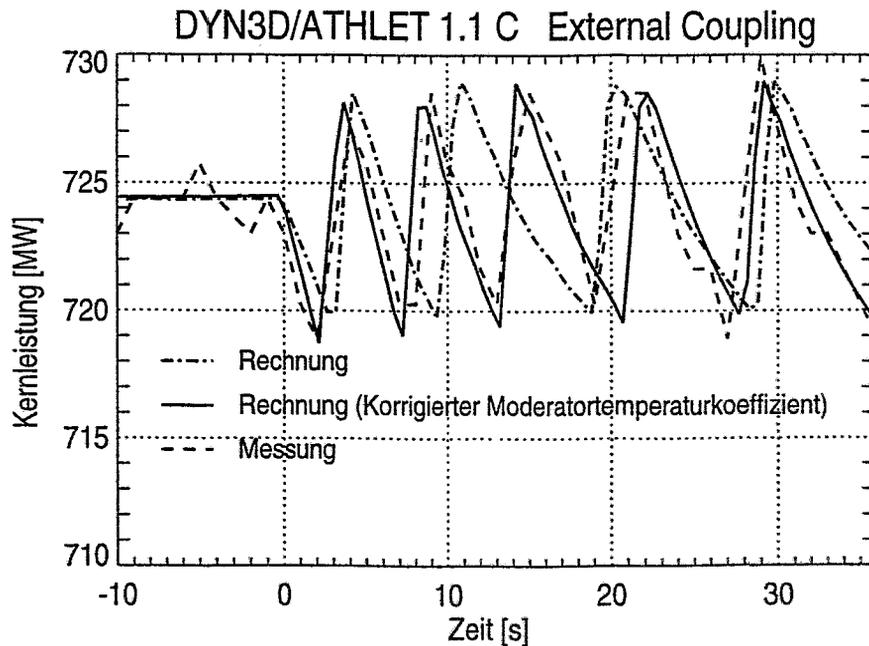


Abb. 3.1.3.11: Kernleistung (Regler im automatischen Regime)

In allen bisher durchgeführten Rechnungen wurde die Regelstabposition entsprechend der Meßkurve vorgegeben. Für eine weitere Variationsrechnung wurde nun der automatische Leistungsregler entsprechend dem realen Verhalten modelliert. Die Ansprechpunkte für die Aktivierung wurden an die Werte des betrachteten Zustands angepaßt. Wie in Abbildung 3.1.3.11 zu sehen ist, kam es in dieser Rechnung nur zu vier Verschiebungen der Regelgruppe, während es in der Messung fünf waren. Auch die Gesamthöhe der Verschiebung der Regelgruppe ist in dieser Rechnung kleiner. Die Ursache für diese Diskrepanz könnte entweder eine zu große Regelstabwirksamkeit oder eine zu geringe Rückkopplung aufgrund des Moderator temperatur-/dichteeffekts sein. Die Zeitintervalle zwischen den Verschiebungen der Regelgruppe werden durch den Moderator rückkopplungseffekt bestimmt. Die beobachtete Verlängerung dieser Zeitintervalle würde somit die zweite Hypothese stützen. Auch gilt es zu berücksichtigen, daß zu Beginn des Brennstoffzyklus der isothermische Moderator temperaturkoeffizient (IMTC), der die Moderator rückkopplung beschreibt, sehr klein ist. Daher können kleine Ungenauigkeiten in der Gruppendatenbibliothek zu großen Abweichungen in den Ergebnissen führen. Nachrechnungen kritischer Inbetriebnahmeexperimente vom KKW Dukovany-4 zeigten solche Abweichungen zwischen gemessenem und berechnetem IMTC /Tin93b/. Änderungen in der Bibliothek waren nötig, um die Daten in Übereinstimmung zu bringen.

Auf der Basis all dieser Überlegungen wurde eine Serie von Rechnungen durchgeführt, in denen der IMTC variiert wurde. Der IMTC ohne Korrektur war mit

$$\alpha_{\text{IMTC}} = -5.47 \text{ pcm/K}$$

bestimmt worden. Abbildung 3.1.3.11 zeigt den Verlauf der Kernleistung mit einem korrigierten IMTC. Der verwendete Wert beträgt

$$\alpha_{\text{IMTC}_{\text{cor}}} = -8.54 \text{ pcm/K.}$$

Die Rechnung mit diesem Wert zeigt eine sehr gute Übereinstimmung der Kernleistung mit der gemessenen Kurve. Die integrale Stabverschiebung stimmt auch mit der gemessenen überein. Es ist anzumerken, daß die Korrektur des IMTC innerhalb der Genauigkeitsempfehlungen des AER für IMTC liegt /Sva93/.

### 3.1.3.6 Schlußfolgerungen

Die vorhandenen Meßdaten zu einem Störfall mit verzögerter RESA auf dem KKW Greifswald im Jahr 1989 wurden analysiert und für eine Nachrechnung dieses Störfalls mit dem gekoppelten Codekomplex DYN3D/ATHLET genutzt. Schwierigkeiten bei der Datenaufbereitung und der Interpretation der Ergebnisse wurden durch die Asymmetrie des Reaktors im Anfangszustand und durch die teilweise niedrige Zeitauflösung der Meßdaten verursacht. Es war notwendig, über Schleifen mit unterschiedlichen Parametern zu mitteln.

Ein Teil der thermohydraulischen Abweichungen kann eindeutig durch eine inhomogene Kühlmittelvermischung im Ringraum und unterem Plenum erklärt werden. Das unterstreicht die Notwendigkeit eines Vermischungsmodells mit gleichzeitiger Berücksichtigung aktiver und passiver Schleifen. Verschiedene Eingabeparameter wurden variiert, um die Ursache für die Abweichungen in der Kernleistung zu finden. Diese Abweichungen wurden durch eine Korrektur des Moderator temperaturkoeffizienten innerhalb der Genauigkeitsempfehlungen des AER beseitigt.

Die Nachrechnung dieses Störfalls leistet einen wichtigen Beitrag zur Validierung des gekoppelten Codekomplexes DYN3D/ATHLET, demonstriert aber auch die Probleme und Schwierigkeiten bei der Analyse realer Störfälle auf KKW, wenn eine Datenaquisition nicht speziell vorbereitet wurde, wie es bei Experimenten an Versuchsanlagen der Fall ist.

### 3.1.4 Meßdaten zu Transienten aus dem KKW Kalinin

Im Rahmen eines Unterauftrages im laufenden Vorhaben wurde von Seiten des KKW Kalinin eine Dokumentation über zwei Transienten /Bog97/ erstellt. Die erste Transiente wurde während einer dynamischen Überprüfung nach einer Revision initiiert, wogegen die zweite während des Anlagenbetriebes auftrat. Bei diesen Prozessen handelt es sich um:

- Abschaltung einer von zwei in Betrieb befindlichen Turbospeisewasserpumpen verbunden mit einem schnellen Lastabwurf während des Betriebes des Block 2 mit der 2. Brennstoffbeladung
- Ansprechen des Havarieschutzes erster Ordnung nach Absinken des Höhenstandes im Dampferzeuger DE-4 während des Betriebes des Block 1 mit der 11. Brennstoffbeladung (siehe auch Abschnitt 3.1.1.2).

Diese beiden Prozesse werden in den folgenden Abschnitten detaillierter dargestellt.

#### 3.1.4.1 Abschaltung einer von zwei in Betrieb befindlichen Turbospeisewasserpumpen

##### Anlagenzustand am Beginn der Transiente

Der Ausgangszustand der Anlage vor der Abschaltung der Turbospeisewasserpumpe wird durch die Parameter in Tab. 3.1.4.1 charakterisiert.

<b>1. Anlagenparameter</b>	
Reaktorleistung, MW	2960
Elekt. Leistung der Anlage, MW	1016
Borsäurekonzentration, g/kg	4.68
Betriebszeit, eff. Tage	58
Stellung der Regelgruppe K10, %	88
Druck oberhalb der Spaltzone, kp/cm <sup>2</sup>	161
Druckabfall über der Spaltzone, kp/cm <sup>2</sup>	3.3
Anzeige der oberen Ionisationskammer des Kanals 8, % N <sub>N</sub>	99.8
Anzeige der unteren Ionisationskammer des Kanals 8, % N <sub>N</sub>	99.8
Betriebsart des Automatischen Leistungsreglers (ARM)	"T"
Betriebsart des elektrohydraulischen Turbinenregelsystems	"RM"

**Tab. 3.1.4.1: Parameter für den Anlagenzustand vor dem Prozeßbeginn**

2. Parameter in den Schleifen	I	II	III	IV
Druckabfall über HUP, kp/cm <sup>2</sup>	5.9	5.9	6.0	6.2
Kühlmitteltemperatur Reaktoreintritt, °C	286.0	287.6	286.8	286.8
Kühlmitteltemperatur Reaktorausritt, °C	315.6	316.0	315.0	316.1
Kühlmitteldurchsatz, m <sup>3</sup> /h	21452	21981	22644	21005
Speisewassertemperatur, °C	220.0	221.2	220.7	220.6
Speisewasserdurchsatz, t/h	1482	1466	1486	1434
Frischdampfdruck im DE, kp/cm <sup>2</sup>	58.2	58.5	57.6	58.0
Höhenstand im DE, mm	2250	2280	2280	2220
Durchsatz DE-Absalzung, t/h	10.5	7.5	5.5	3.5

**Tab. 3.1.4.1: Parameter für den Anlagenzustand vor dem Prozeßbeginn**

Für den Beginn des 2. Brennstoffzyklus am Block 2 sind die Abbrandverteilung sowie die Samarium- und Prometiumverteilungen in einem 30°-Symmetrie-Sektor des Reaktorkerns gegeben. Neben den o.g. Parametern sind für jedes einzelne Brennelement dieses Sektors das Betriebsjahr, die Anreicherung und die Leistungsdichte am 58. eff. Tag (Relativwert) in tabellarischer Form dargestellt.

#### Beschreibung des Prozeßszenarios

Nach dem Schließen der Schnellschlußventile an der Turbospeisewasserpumpe N1 wurde der ARM von der Leistungsregelung abgekoppelt und der auf die Regelgruppe K10 wirkende Leistungsbegrenzungsregler (ROM) übernahm die Absenkung der Reaktorleistung. Der erforderliche „Beschleunigte Warnschutz“ wurde durch die Regelgruppe K7 gewährleistet. Nach 1.25 s wurde von den Ionisationskammern eine Reaktorleistung von 75% der Nennleistung angezeigt. Als die Regelgruppe K7 den unteren Endschalter erreicht hatte (in der 3. Sekunde), wurde der ROM von der Steuerung der Regelgruppe K10 abgekoppelt. Die auf der Grundlage der Anzeige der Ionisationskammern bestimmte mittlere Reaktorleistung betrug weniger als 50% der Nennleistung. ARM ging in der Betriebsart "N" wieder in Betrieb. 8 s nach dem Schließen der Schnellschlußventile bewirkt der ROM durch die Steuerung der Regelgruppe K10 eine Absenkung der Leistung. Zum Zeitpunkt von  $t = 61$  s wird diese Steuerung aufgehoben und der ARM hält in der Betriebsart "N" die Leistung entsprechend der Anzeige aus den Ionisationskammern aufrecht. Nach weiteren 43 Sekunden wird das vorgegebene Leistungsniveau von 50% auf 46% der Nennleistung abgesenkt. Das neue Niveau wird durch das Einwirken des ROM auf die Regelgruppe K10 eingestellt, wobei der ARM abgeschaltet wird. Nach 112 s werden die Hochdruckvorwärmer abgeschaltet. Der Prozeß wird nach insgesamt 132 s beendet, indem die Steuerung durch den ROM aufgehoben und die Leistung vom ARM in der Betriebsart "N" aufrecht erhalten wird.

Die Zeitverläufe für das Verfahren der Regelgruppe K10 sowie das Verhalten der Neutronenleistung (Anzeige aus der oberen und unteren Ionisationskammer des Kanals 8) während des Prozesses sind in der Tabelle 3.1.4.2 dargestellt.

Zeit [s]	Position der Regelgruppe K10 [%]	Zeit [s]	Position der Regelgruppe K7 [%]	Zeit [s]	Relative Neutronen- leistung*	Zeit [s]	Relative Neutronen- leistung**
0	88	0	100	0	1.00	0	1.00
1	ROM+	3	0	3	min	3	min
3	ROM-			4	0.51	4	0.53
8	ROM+			8	0.61	8	0.57
16	83			12	0.63	12	0.61
32	74			24	0.61	36	0.59
52	64			32	0.59	52	0.55
61	ROM-			40	0.56	60	0.53
104	ROM+			48	0.53	116	0.50
112	56			52	0.52	124	0.48
128	46			60	0.50	132	0.47
132	ROM-			76	0.48	140	0.46
556	48			112	0.47		
				120	0.46		
				132	0.44		
				180	0.43		

**Tab. 3.1.4.2: Zeitverläufe für die Bewegungen der Regelgruppen (K10, K7) und die relative Neutronenleistung**

*Anmerkung:*

\* Anzeige der oberen Ionisationskammer des Kanals 8

\*\* Anzeige der unteren Ionisationskammer des Kanals 8

ROM+ Zuschalten des ROM und Beginn des Einfahrens der Regelgruppe K10 mit 20 mm/s

ROM- Aufhebung der Steuerung der Regelgruppe K10 durch den ROM (Regelgruppe K10 wird nun vom ARM in der Betriebsart "N" gesteuert):  
Steuerung der Regelgruppe K10 durch ROM wird aufgehoben, da Mittelwert aus Anzeigen der Ionisationskammern unter 50 % der Nennleistung liegt

min Anzeige der Ionisationskammern erreicht im Zeitintervall zwischen der 3. und 8. Sekunde den Minimalwert (kleiner 50 % Nennleistung)

#### Verfügbare Meßdaten

Zur Darstellung des Ereignisverlaufes stehen folgende Daten (Relativwerte) als Zeitfunktion zur Verfügung:

- Speisewasserdurchsatz für die Dampferzeuger DE-1 ... DE-4
- Höhenstand in den Dampferzeugern DE-1 ... DE-4

- Frischdampfdruck in den Dampferzeugern DE-1 ... DE-4
- Speisewassertemperatur am Eintritt der Dampferzeuger DE-1 ... DE-4
- Stellung der Regelgruppe K10
- Neutronenleistung (Anzeige obere und untere Ionisationskammer des Kanals 8)
- Druck oberhalb der Spaltzone
- Kühlmitteltemperatur am Reaktoreintritt (für Schleifen 1 ... 4)
- Kühlmitteltemperatur am Reaktorausritt (für Schleifen 1 ... 4).

### 3.1.4.2 Ansprechen des Havarieschutzes erster Ordnung nach Absinken des Höhenstandes im Dampferzeuger DE-4

#### Anlagenzustand am Beginn der Transiente

Der stationäre Zustand der Anlage ca. 15 Minuten vor dem Ansprechen des Havarieschutzes erster Ordnung wird durch die in Tabelle 3.1.4.4 angegebenen Parameter charakterisiert.

1. Anlagenparameter				
Reaktorleistung, MW	2917			
Elekt. Leistung der Anlage, MW	966			
Borsäurekonzentration, g/kg	0.93			
Betriebszeit, eff. Tage	194			
Stellung der Regelgruppe K10, %	88			
Druck oberhalb der Spaltzone, kp/cm <sup>2</sup>	160			
Druckabfall über der Spaltzone, kp/cm <sup>2</sup>	3.33			
Anzeige der oberen Ionisationskammer des Kanals 8, % N <sub>N</sub>	97.8			
Anzeige der unteren Ionisationskammer des Kanals 8, % N <sub>N</sub>	95.0			
Höhenstand im Druckhalter, mm	8770			
Betriebsart des Automatischen Leistungsreglers (ARM)	"T"			
Betriebsart des elektrohydraulischen Turbinenregelsystems	"RM"			
2. Parameter in den Schleifen	I	II	III	IV
Druckabfall über HUP, kp/cm <sup>2</sup>	5.8	5.7	5.9	6.0
Kühlmitteltemperatur Reaktoreintritt, °C	286.0	286.5	287.3	286.3
Kühlmitteltemperatur Reaktorausritt, °C	315.9	313.1	314.4	315.1
Kühlmitteldurchsatz, m <sup>3</sup> /h	20289	22925	23410	21599

**Tab. 3.1.4.3: Anlagenparameter im Ausgangszustand**

2. Parameter in den Schleifen	I	II	III	IV
Speisewassertemperatur, °C	164.1	163.1	163.5	163.9
Speisewasserdurchsatz, t/h	1244	1242	1296	1276
Frischdampfdruck im DE, kp/cm <sup>2</sup>	60.1	59.8	60.1	59.8
Höhenstand im DE, mm	2224	2206	2273	2297
Durchsatz DE-Absalzung, t/h	7.8	7.8	7.8	7.8
Speisewasserdruck DE-Eintritt, kp/cm <sup>2</sup>	72.0	72.0	72.0	72.0
Druckabfall im Dampferzeuger, kp/cm <sup>2</sup>	1.49	1.54	1.50	1.59

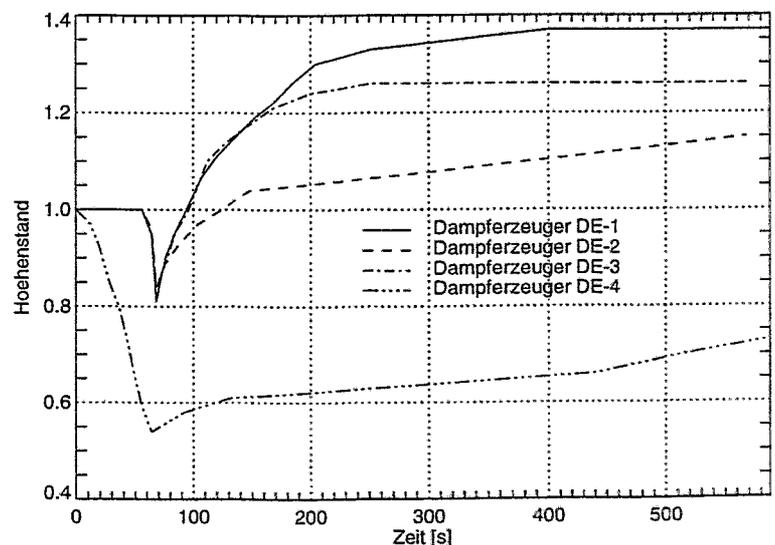
**Tab. 3.1.4.3: Anlagenparameter im Ausgangszustand**

Für den Beginn des 11. Brennstoffzyklus am Block 1 sind die Abbrandverteilung sowie die Samarium- und Prometiumverteilungen für den 30<sup>o</sup>-Symmetrie-Sektor des Reaktorkerns gegeben. Außerdem sind für jedes einzelne Brennelement dieses Sektors das Betriebsjahr, die Anreicherung und die Leistungsdichte am 194. eff. Tag (Relativwert) in tabellarischer Form dargestellt.

#### Prozeßbeschreibung für die Transiente

Durch den Abriß einer Rückschlagklappe in der Speisewasserleitung zum Dampferzeuger DE-4 verringerte sich schlagartig der Speisewasserdurchsatz in diesem Dampferzeuger und führte nach 8 s zum Absinken des Höhenstandes im DE-4. Nach 32 s erfolgte die Umschaltung des Speisewasserreglers auf manuelle Steuerung und er wurde 100 % geöffnet.

Aufgrund des weiteren Absinkens des Höhenstandes im DE-4 wurde nach 45 s die HUP-4 abgeschaltet. 1 Sekunde später kam es deshalb zum Ansprechen des Leistungsbegrenzungsreglers, der mit dem Einfahren der einzelnen Regelgruppen begann. Nachdem die Regelgruppe K10 innerhalb von 8 s von ihrer Ausgangsposition bis zur Position 83 % eingefahren wurde, kam es zum Ansprechen des Havarie-



**Abb.3.1.4.1: Höhenstand in den einzelnen Dampferzeugern während des Prozesses (relative Werte)**

schutzes erster Ordnung (d.h. zum Zeitpunkt 54 s). Dieser wurde aktiviert, da die Absperrarmatur in der Frischdampfleitung nicht schloß und der Höhenstand sich weiter absenkte. Beim gleichzeitigen Einfallen aller 10 Regelgruppen erreichten diese inner-

halb von ca. 3.15 s die untere Endlage. Nach 68 s wurde die Havariespeisewasserpumpe in Betrieb genommen. Der Turbogenerator TG-1 wurde nach weiteren 8 s abgeschaltet. Zum Zeitpunkt  $t = 241$  s wurden die beiden Turbospeisewasserpumpen abgeschaltet.

### Verfügbare Meßdaten

Für eine Darstellung des Prozeßverlaufes liegen folgende Daten (Relativwerte) als Zeitfunktion vor:

- Speisewasserdurchsatz für die Dampferzeuger DE-1 ... DE-4
- Höhenstand in den Dampferzeugern DE-1 ... DE-4
- Frischdampfdruck in den Dampferzeugern DE-1 ... DE-4
- Speisewassertemperatur am Eintritt der Dampferzeuger DE-1 ... DE-4
- elektrische Leistung des Turbogenerators
- Stellung der Regelgruppe K10
- Neutronenleistung (Anzeige obere und untere Ionisationskammer des Kanals 8)
- Druck oberhalb der Spaltzone
- Kühlmitteltemperatur am Reaktoreintritt (für Schleifen 1 ... 4)
- Kühlmitteltemperatur am Reaktorausritt (für Schleifen 1 ... 4)
- Druckabfall über den Hauptumwälzpumpen HUP-1 ... HUP-4
- Druckabfall über die Spaltzone
- Höhenstand im Druckhalter
- Druckabfall über Dampferzeuger DE-1 ... DE-4 (primärseitig)

Die Aufzeichnung der Meßdaten erfolgte immer zu dem Zeitpunkt, wenn der aktuelle Parameterwert eine vorgegebene Abweichung vom letzten registrierten Wert aufwies (Überschreitung eines vorher experimentell bestimmten Schwellwertes unter Berücksichtigung einer optimalen Aufzeichnung aller Parameter).

Die Meßdaten der beiden Prozesse stehen für eine weitere Validierung des gekoppelten Programmsystems DYN3D/ATHLET zur Verfügung.

### **3.2 Fortführung der Validierung des Codes DYN3D**

Zur Validierung des Codes DYN3D wurden bereits umfangreiche Arbeiten durchgeführt. Eine Analyse des Standes der Validierung für WWER-Anwendungen wird in /Gru95a/ gegeben. Dabei wurde festgestellt, daß insbesondere noch Bedarf an Nachrechnungen von Meßdaten zu Kritikalitätsparametern wie Regelelementwirksamkeiten, Reaktivitätskoeffizienten und kritischen Borsäurekonzentrationen für verschiedene Abbrandzustände besteht, insbesondere für WWER-1000-Reaktoren. Von besonderem Interesse sind Vergleiche zwischen berechneten und gemessenen Leistungsdichteverteilungen.

Im Abschnitt 3.2.1 wird über die weitere Validierung der DYN3D-Option für die Abbrandberechnung unter Nutzung verschiedener neutronenphysikalischer Datenbibliotheken berichtet. Um den verbesserten Stand der Validierung von DYN3D insbesondere für die Berechnung von WWER-1000 und Reaktorzustände mit Abbrand aufzuzeigen, wird auch ein kurzer Überblick über Vergleiche mit experimentellen Daten aus Inbetriebnahmemessungen gegeben, die im Rahmen eines BMU-Vorhabens durchgeführt wurden. Im Abschnitt 3.2.2 werden Nachrechnungen reaktordynamischer Benchmarkaufgaben beschrieben, die bis zum Vergleich kompletter Kernmodelle einschließlich Thermohydraulik, Neutronenkinetik und Wirkungsquerschnittsdaten geführt werden.

### 3.2.1 Validierung der Abbrandberechnung

#### 3.2.1.1 Lösung einer Benchmarkaufgabe zur Brennstoffzyklusberechnung mit verschiedenen Querschnittsdatenbibliotheken

Auf dem 4. AER-Symposium in Sozopol (Bulgarien) wurde eine Zusammenfassung zum AER-Benchmark-Problem zur Regelstabwirksamkeit von WWER-440-Reaktoren gegeben /Kor94/. Es sind relativ große Abweichungen zwischen den Resultaten einiger Autoren zu beobachten. Die Ursache dafür liegt in der Komplexität des Problems. Vor der Bestimmung der Regelstabwirksamkeiten waren die Abbrandverteilungen für den Beginn und das Ende des 7. Zyklus des 2. Blocks im KKW Paks (Ungarn) zu berechnen. Jeder Teilnehmer hatte Makro-Abbrandrechnungen über vier Reaktorzyklen auszuführen und dabei jeweils seine eigenen Neutronendiffusions-Programme und Gruppendaten-Bibliotheken zu nutzen. In die Zusammenfassung /Kor94/ gingen auch die mit dem Programm DYN3D und einer MAGRU-Datenbibliothek /Agt90/ erhaltenen Ergebnisse /Mit94,Gru95a/ ein. Um festzustellen, inwieweit Unterschiede in den Gruppendaten zu den oben erwähnten Abweichungen beitragen, wurden die DYN3D-Rechnungen mit der Datenbibliothek KASSETA-440 wiederholt /Tin93a/. Diese Rechnungen dienten auch der Verifizierung der Ankopplung der KASSETA-Bibliothek im laufenden Vorhaben (siehe Abschnitt 4.1).

#### Abbrandrechnungen

Die Abbrandrechnungen wurden, beginnend mit der Abbrandverteilung vom Ende des 3. Zyklus, für die vier folgenden Zyklen, unter Berücksichtigung der entsprechenden Umladungsschemata und Operationshistorien, durchgeführt. Als Beispiel ist der Zeitverlauf der berechneten kritischen Borsäurekonzentration für den Zyklus 5 in Abbildung 3.2.1.1 dargestellt. Die DYN3D-Rechnungen mit beiden Datenbibliotheken liefern eine recht gute Übereinstimmung mit den im KKW Paks gemessenen Daten /Kor96/. Am Beginn der Zyklen beschreiben die Rechnungen mit MAGRU-Daten die gemessenen Werte etwas besser, an den Zyklusenden sind dagegen die KASSETA-Ergebnisse näher an den Meßwerten.

Abb. 3.2.1.2 zeigt Abbrandwerte für die einzelnen Brennelemente am Ende des 7. Zyklus. Die maximale Abweichung zwischen beiden Rechnungen liegt bei ca. 2 %. Dagegen zeigte der Vergleich zwischen DYN3D-MAGRU-Abbrandwerten und den vom KKW Paks berechneten Werten eine maximale Differenz von etwa 5% /Mit94,Gru95a/, wobei das KKW Paks sowohl ein eigenes Abbrandprogramm als auch eine eigene Datenbasis verwendete.

#### Regelstabwirksamkeiten

Die Regelstabwirksamkeiten wurden mit DYN3D-MAGRU und DYN3D-KASSETA berechnet, unter Verwendung der jeweiligen Abbrandverteilung, die mit der entsprechenden Datenbibliothek für den Zyklusbeginn (BOC) und das Zyklusende (EOC) erhalten wurden. Im folgenden werden die Ergebnisse dieser Rechnungen zusammen mit den Resultaten der anderen Benchmark-Teilnehmer gezeigt.

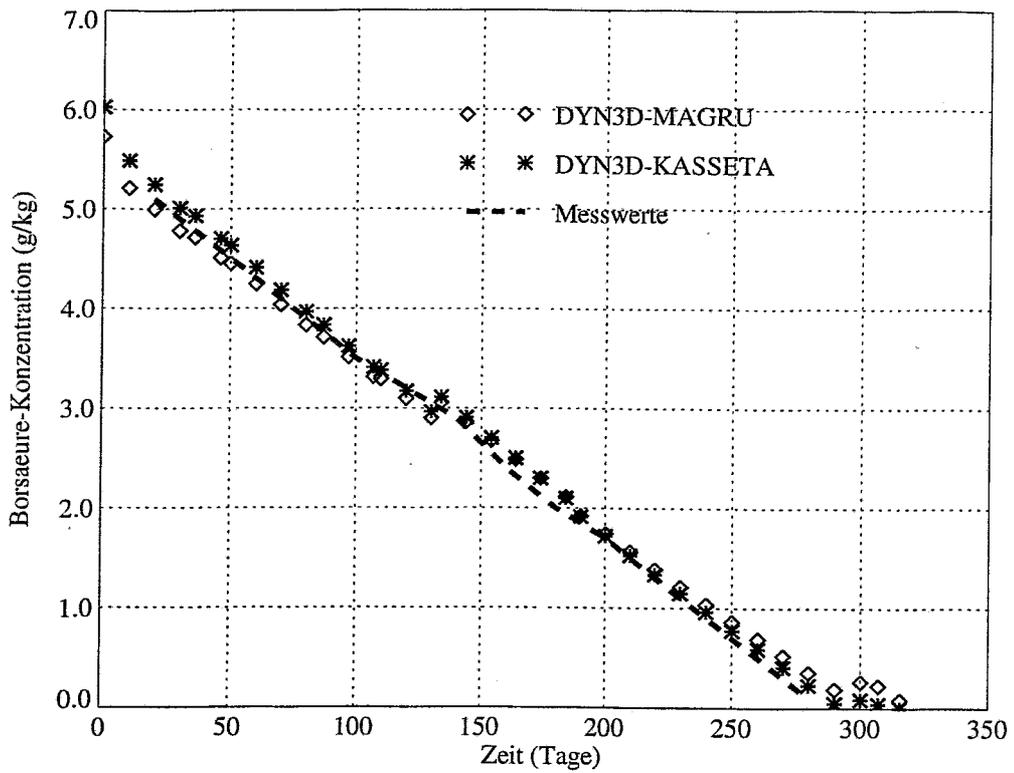


Abb. 3.2.1.1: Borsäurekonzentration im Verlauf des 5. Zyklus des KKW Paks-2

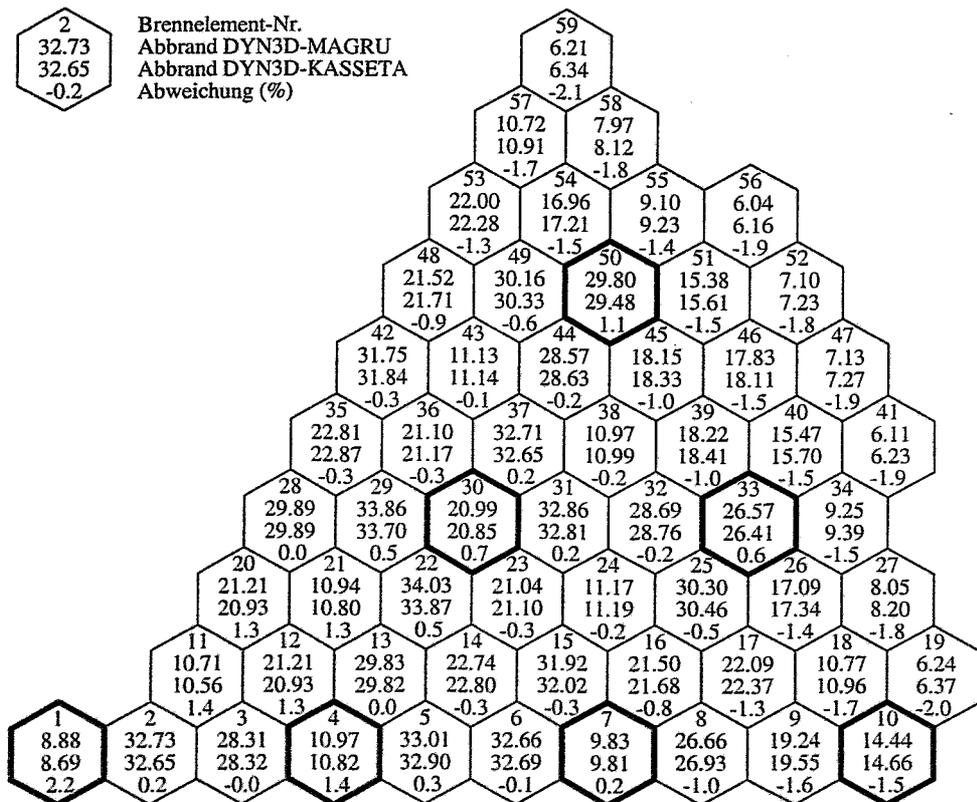


Abb. 3.2.1.2: Berechnete Abbrandverteilung am Ende des 7. Zyklus des KKW Paks-2

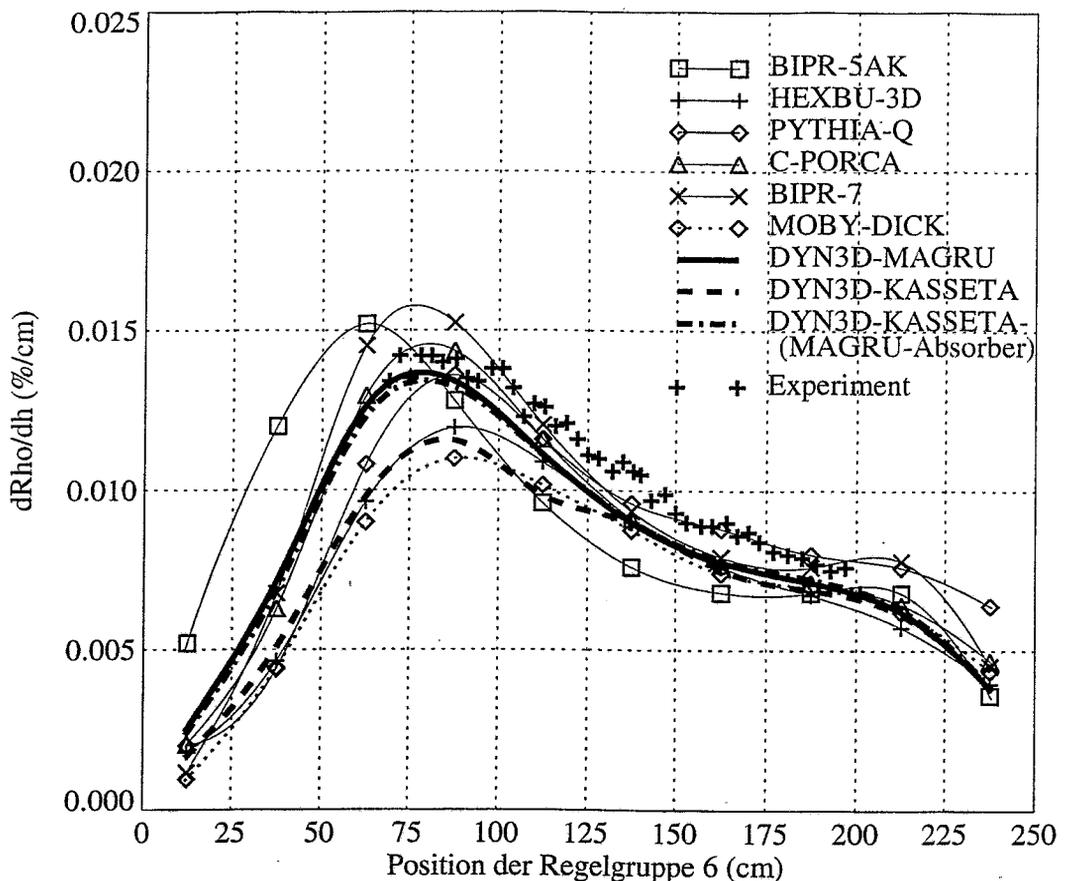
	BOC, $\rho$ (%)	EOC, $\rho$ (%)
HEXBU-3D	6.55	6.26
MOBY-DICK	6.38	6.23
BIPR-5AK	7.51	7.16
C-PORCA	7.10	6.77
PYTHIA-Q	7.30	6.81
BIPR-7	7.93	7.31
DYN3D-MAGRU	7.68	7.29
DYN3D-KASSETA	6.79	6.16
DYN3D-KASSETA-(MAGRU-Regelkass.)	7.64	7.11
Experiment	8.09	-

**Tab. 3.2.1.1: Integrale Regelstabwirksamkeiten.**

Tabelle 3.2.1.1 enthält die integrale Stabwirksamkeit für alle sechs Regelgruppen des WWER-440 mit Ausnahme einer einzelnen Regelkassette der Gruppe 4. Ausgehend vom kritischen Zustand bei Nulleistung, einer Moderatortemperatur von 260 °C und den Regelgruppenpositionen  $h(1-5) = 250$  cm,  $h(6) = 200$  cm, werden alle Regelgruppen vollständig eingefahren, wobei aber eine einzelne Regelkassette der 4. Gruppe auf der Ausgangshöhe von 250 cm stehenbleibt.

Die Tabelle 3.2.1.1 zeigt einen deutlichen Unterschied zwischen den beiden DYN3D-Rechnungen mit den verschiedenen Datenbibliotheken. In einer zusätzlichen Rechnung wurden KASSETA-Brennelement-Daten zusammen mit MAGRU-Regelkassetten-Daten verwendet. Der Vergleich der drei Resultate zeigt, daß hauptsächlich die unterschiedlichen Daten für die Regelkassetten für die Abweichung verantwortlich sind. Die DYN3D-MAGRU-Ergebnisse stimmen besser mit dem Meßwert überein als die DYN3D-KASSETA-Werte.

In den differentiellen Stabwirksamkeiten zeigt sich eine ähnliche Differenz zwischen MAGRU- und KASSETA-Ergebnissen. Abb. 3.2.1.3 zeigt die differentiellen Wirksamkeiten für die Regelgruppe 6 am Beginn des 7. Zyklus bei (heißer) Nulleistung. Die Abweichung zwischen beiden Datenbibliotheken ist bei Regelgruppenpositionen in der unteren Spaltzonenhälfte deutlich größer als im oberen Bereich. DYN3D-MAGRU liefert auch hier die bessere Übereinstimmung zu den experimentellen Werten. Die Gesamtheit der mit den unterschiedlichen Datenbibliotheken erhaltenen Ergebnisse zum AER-Benchmark ist in /Mit96/ dargestellt.



**Abb. 3.2.1.3: Differentielle Stabwirksamkeit der Regelgruppe 6 am Beginn des 7. Zyklus des KKW Paks-2, bei heißer Nulllast**

### Schlußfolgerungen

Die Rechnungen zeigen, daß das Programm DYN3D in Kombination mit beiden Datenbibliotheken akzeptable Ergebnisse für Abbrand, kritische Borsäure-Konzentrationen und Regelstabwirksamkeiten liefert. Ein Vergleich von Rechnungen mit dem gleichen Code, aber unterschiedlichen Querschnittsdatenbibliotheken wurde nur mit DYN3D durchgeführt. Die Kombination DYN3D-MAGRU liefert eine bessere Übereinstimmung zu den gemessenen Stabwirksamkeiten. Es ist jedoch anzumerken, daß keine Informationen über die Genauigkeit dieser Meßwerte vorliegen. Andererseits liegen die DYN3D-MAGRU-Ergebnisse auch näher an den von den meisten anderen Autoren berechneten Werten.

Die Differenzen zwischen den Regelstabwirksamkeiten, die mit dem gleichen Rechenprogramm, aber unterschiedlichen Datenbibliotheken, erhalten wurden, deuten darauf hin, daß unterschiedlichen Querschnittsdaten (insbesondere für die Absorber) eine Hauptursache für die Abweichungen zwischen den Ergebnissen der einzelnen Benchmark-Teilnehmer /Kor94/ sind.

### 3.2.1.2 Vergleich mit Meßdaten aus Inbetriebnahmeexperimenten

Um einen Überblick über den verbesserten Stand der Validierung von DYN3D für Reaktoren vom Typ WWER-1000 und Kernzustände mit Abbrand zu geben, werden im folgenden Ergebnisse von Rechnungen kurz referiert, die nicht im laufenden Vorhaben, sondern im Rahmen eines BMU-Vorhabens „Qualifizierung ukrainischer Experten auf dem Gebiet reaktorphysikalischer Berechnungen und Einschätzungen“ durchgeführt wurden.

Durch Experten des Staatlichen Wissenschaftlich-technischen Zentrums beim Umweltministerium der Ukraine wurden Rechnungen mit DYN3D durchgeführt und Ergebnisse mit Meßdaten aus dem KKW Saporoshje verglichen.

Im Rahmen dieser Arbeiten wurden folgende Rechnungen durchgeführt:

- Wirksamkeit von Clustergruppen für den frischen Kern bei Nulllast sowie Effektivität des Havarieschutzes mit Hängenbleiben einzelner Clusterelemente, Vergleich mit Messungen während der Inbetriebnahme des Block 5 im KKW Saporoshje (KKWS) und mit Rechnungen des VNIIAES
- Reaktivitätskoeffizienten der Temperatur und des Druckes für den frischen Reaktor bei minimaler kontrollierbarer Leistung, Vergleich mit Inbetriebnahmemessungen am Block 5 des KKWS
- kritische Borsäurekonzentration, Reaktivitätskoeffizienten und Wirksamkeit von Regelorganen auf verschiedenen Leistungsstufen bei frischem Reaktorkern mit stationärer Xenonvergiftung sowie für den Beginn des 5. Brennstoffzyklus am Block 5 des KKWS, Vergleich mit Meßdaten.

Die Ergebnisse aus den Untersuchungen sind in einem gesonderten Bericht /Roh96/ detailliert dargestellt.

In Fortsetzung dieser Arbeiten zur Nachrechnung von Betriebsexperimenten wurden für die ersten fünf Brennstoffbeladungen am Block 5 des KKWS folgende Aufgabenstellungen betrachtet:

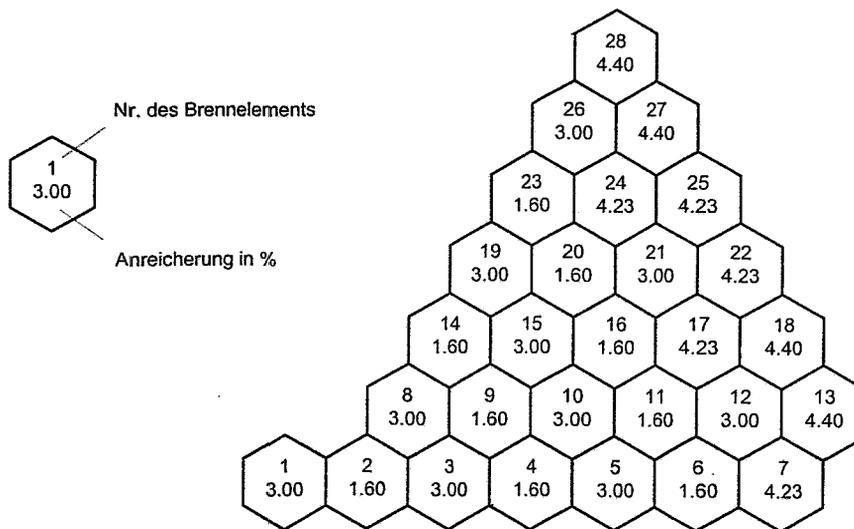
1. Berechnung der Abbrandverteilungen und Vergleich der Rechenergebnisse mit den vom Betreiber bereitgestellten Daten,
2. Ermittlung der kritischen Borsäurekonzentration und Vergleich mit Meßwerten des KKW,
3. Bestimmung der Leistungsdichteverteilung und deren Vergleich mit Meßwerten.

Im folgenden Abschnitt werden auszugsweise einige Ergebnisse aus Bericht /Kha97c/vorgelegt.

#### Berechnung der Abbrandverteilungen

Ausgehend von einer Erstbeladung mit frischem Brennstoff entsprechend der in Abbildung 3.2.1.4 dargestellten Konfiguration wurden die Parameter für die Reaktoranlage wie folgt festgelegt (identische Werte für alle fünf Reaktorzyklen):

- |   |            |
|---|------------|
| - Thermische Leistung                     | 3000 MW    |
| - Kühlmitteltemperatur am Reaktoreintritt | 287 °C     |
| - Kühlmitteldurchsatz in der Spaltzone    | 17120 kg/s |
| - Stellung der Regelgruppe K10            | 284 cm     |



Anmerkung: Die Anreicherung von 4.23 % ergibt sich durch die Profilierung von Brennelementen mit einer Anreicherung von 4.4 % mittels Brennstäben mit einer Anreicherung von 3.6 %.

**Abb. 3.2.1.4: Konfiguration der Spaltzone für die erste Brennstoffbeladung Block 5 des KKW Saporoshje**

Die erforderliche Querschnittsdatenbibliothek wurde mit dem Programm NESSEL-4 generiert. Dabei wurden zusätzlich die mikroskopischen Querschnitte für  $^{135}\text{Xe}$  und  $^{149}\text{Sm}$  sowie die Ausbeute der Mutterkerne ( $^{135}\text{I}$  und  $^{149}\text{Pm}$ ) pro Spaltereignis als Funktion des Abbrandes bestimmt. Dies ermöglichte, während der Berechnungen die stationäre Vergiftung durch die Spaltprodukte  $^{135}\text{Xe}$  und  $^{149}\text{Sm}$  zu berücksichtigen. Für die DYN3D-Rechnung wurden die in Tabelle 3.2.1.2 angegebenen Betriebszeiten für die einzelnen Brennstoffzyklen zugrunde gelegt.

Brennstoffzyklus	1	2	3	4	5
Betriebszeit, eff. Tage	311.3	301.9	248.5	168.1	295.4

**Tab. 3.2.1.2: Betriebszeiten für die berechneten Brennstoffzyklen**

Die zuletzt berechnete Abbrandverteilung für einen Zyklus stellte unter Berücksichtigung der Umladealgorithmen die Ausgangsverteilung für die Berechnung des nachfolgenden Zyklus dar.

In den Abbildungen 3.2.1.5 und 3.2.1.6 werden die Rechenergebnisse von DYN3D und die vom Kraftwerk bereitgestellten Ergebnisse aus einer Berechnung mit dem Programm BIPR-7 gegenübergestellt. Dabei ist festzustellen, daß die maximale Abweichung zwischen den Werten beider Programme für ein einzelnes Brennelement 3 % nicht überschreitet.

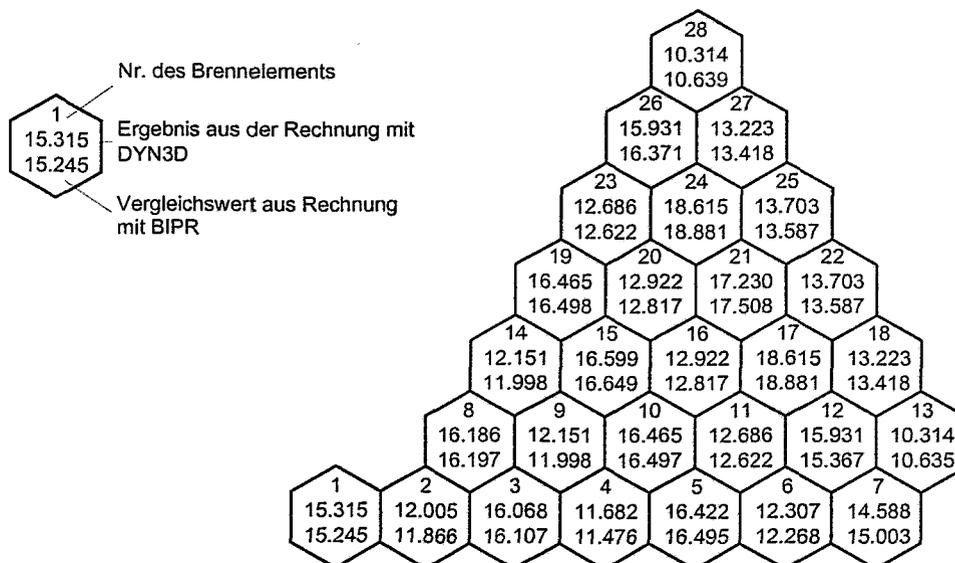


Abb. 3.2.1.5: Abbrandverteilung am Ende des ersten Brennstoffzyklus

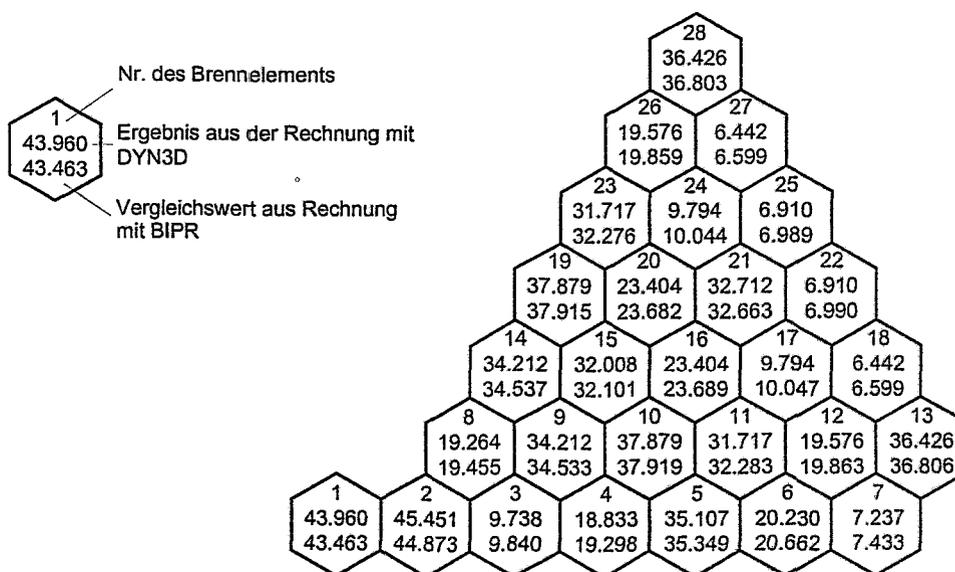
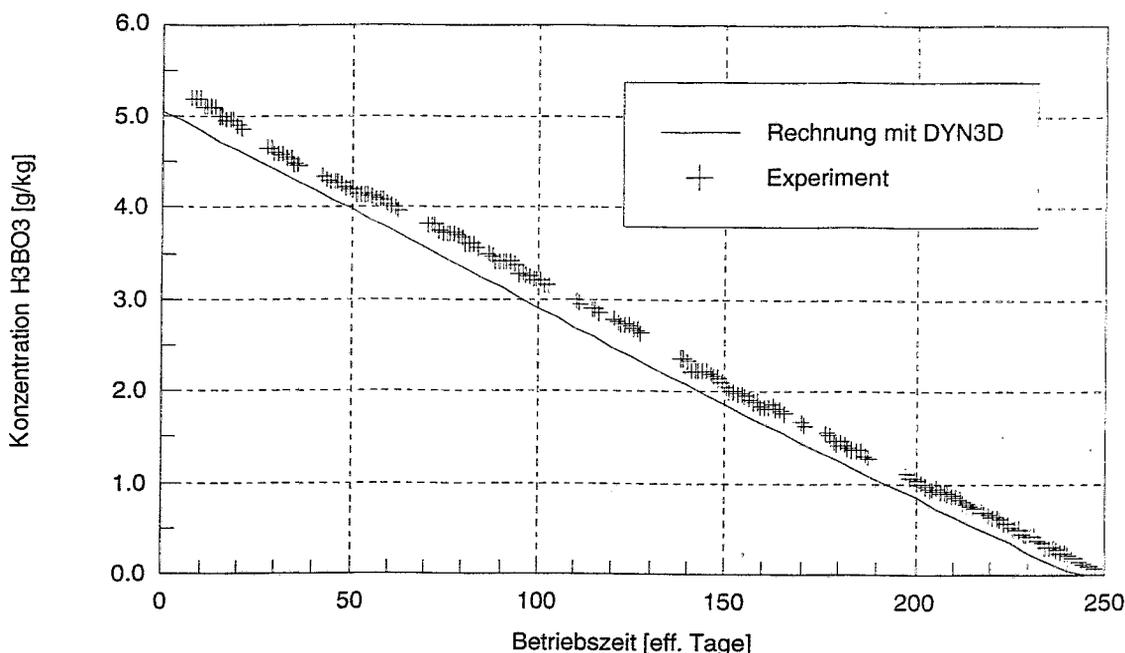


Abb. 3.2.1.6: Abbrandverteilung am Ende des vierten Brennstoffzyklus

#### Ermittlung der Borsäurekonzentration

Auf der Grundlage der Ergebnisse aus den Abbrandrechnungen wurden danach die berechneten kritischen Borsäurekonzentrationen mit den Experimentalwerten verglichen. Für die 3. Brennstoffbeladung ist der Vergleich in der Abbildung 3.2.1.7. dargestellt. Bei der Analyse der Ergebnisse ist festzustellen, daß die kritische Borsäurekonzentration vom Rechenprogramm unterbewertet wird, wobei die Differenz ca. 0.2 ... 0.4 g/kg beträgt. Die maximale Abweichung kann mit 0.5 g/kg (bei Berechnung für die 4. Brennstoffbeladung) beziffert werden. Da der relative Verlauf der Konzentrationsänderung bei Rechnung und Experiment korrespondiert, kann festgestellt

werden, daß die Abbrandraten übereinstimmen. Die Ursache für die Abweichungen muß noch ermittelt werden.



**Abb. 3.2.1.7: Änderung der kritischen Borsäurekonzentration während des 3. Brennstoffzyklus**

#### Bestimmung der Leistungsdichteverteilung

Da für bestimmte Zeitpunkte des 2. und 4. Brennstoffzyklus Meßdaten zur Leistungsdichteverteilung als Vergleichswerte vorlagen, wurden unter Verwendung der im jeweiligen Moment berechneten Abbrandverteilung die Leistungsdichteverteilungen berechnet.

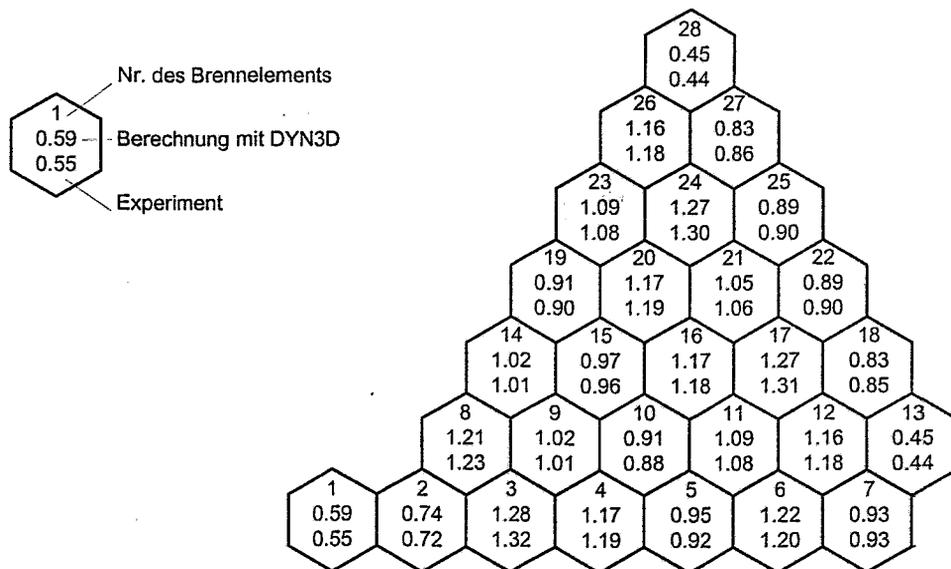
Für zwei ausgewählte Zeitpunkte des vierten Zyklus sind die Ergebnisse in den Abbildungen 3.2.1.8 und 3.2.1.9 dargestellt. Der Anlagenzustand zu den jeweiligen Zeitpunkten wird durch folgende Parameter gekennzeichnet:

#### *Zeitpunkt 70 eff. Tage*

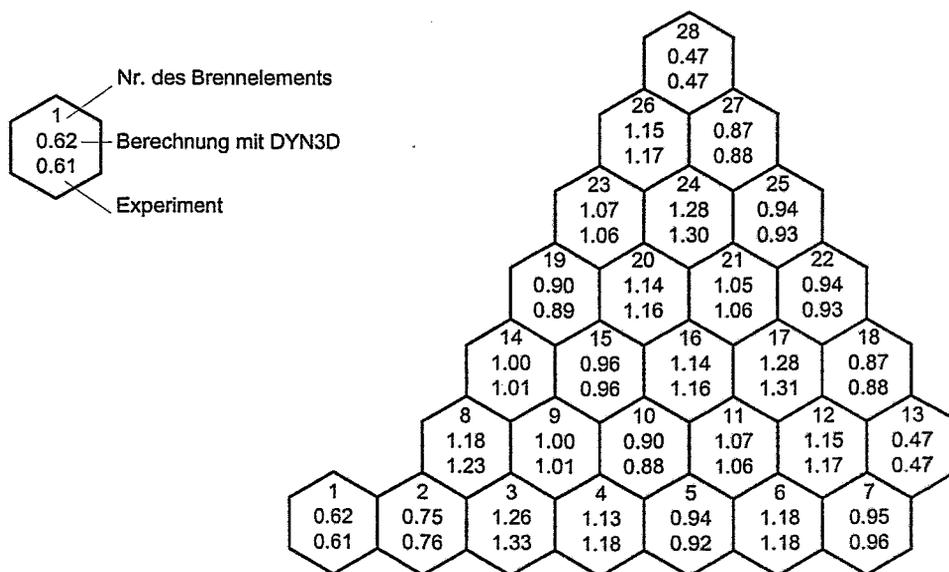
- Thermische Leistung	3020 MW
- Position der Regelgruppe	305 cm
- Reaktoreintrittstemperatur	287 °C
- kritische Borsäurekonzentration	
Rechnung	4.71 g/kg
Experiment	5.2 g/kg

#### *Zeitpunkt 165 eff. Tage*

- Thermische Leistung	3042 MW
- Position der Regelgruppe	305 cm
- Reaktoreintrittstemperatur	287 °C
- kritische Borsäurekonzentration	
Rechnung	2.62 g/kg
Experiment	3.1 g/kg



**Abb. 3.2.1.8: Relative Leistungsdichteverteilung für die vierte Brennstoffbeladung (nach 70 eff. Tagen)**



**Abb. 3.2.1.9: Relative Leistungsdichteverteilung für die vierte Brennstoffbeladung (nach 165 eff. Tagen)**

Der Vergleich der Rechenwerten mit den Meßdaten zeigt eine sehr gute Übereinstimmung während aller betrachteten Zyklen.

### 3.2.2 Lösung von Benchmarkaufgaben zur Reaktordynamik

Im Rahmen des Vorhabens wurde die Beteiligung an den Benchmarkvergleichen des "Atomic Energy Research" (AER)<sup>1</sup> zur Reaktordynamik fortgesetzt. Diese Serie von Benchmarkaufgaben zeichnet sich dadurch aus, daß die Tests, beginnend von der reinen Neutronenkinetik, systematisch in der Komplexität gesteigert wurden, so daß der Einfluß einzelner Teilmodelle (Neutronenkinetik, Wirkungsquerschnitte, Thermohydraulik) systematisch untersucht werden konnte. Bezüglich der Kerngeometrie und -beladung basieren die Reaktordynamikbenchmarks auf früheren Benchmarks zur stationären Neutronenflußberechnung für Reaktoren vom Typ WWER-440. Im folgenden wird ein kurzer Überblick über die bisher gelösten Benchmarkaufgaben gegeben.

Nr.	Kurzbeschreibung	relevante Teilmodelle
1	Auswurf eines dezentralen Regelelements bei Nulllast ohne Rückkopplung mit Reaktorschnellabschaltung	Neutronenkinetik
2	Auswurf eines dezentralen Regelelements bei Nulllast mit vereinfachter Dopplerrückkopplung	Neutronenkinetik, adiabat. Brennstabmodell
3	Auswurf eines dezentralen Regelelements bei Nulllast am Ende eines Zyklus, Thermohydraulikmodell des Kerns mit konstanten Randbedingungen am Kerneintritt, vorgegebene Wirkungsquerschnitte	Neutronenkinetik, Thermohydraulik des Kerns, Brennstabmodell
4	Eindringen eines Propfens schwach boriierten Wassers in den unterkritischen Kern, eigene Wirkungsquerschnittsdaten der Teilnehmer (Abstimmung globaler Reaktivitätsparameter)	Neutronenkinetik, Thermohydraulik des Kerns, Brennstabmodell, Borsäuretransport, Wirkungsquerschnitte
5	Frischdampfleck bei Nulllast am Zyklusende	Neutronenkinetik gekoppelt mit Thermohydraulik der Reaktoranlage

**Tab. 3.2.2.1: Übersicht über Benchmarkaufgaben des AER zur Reaktordynamik**

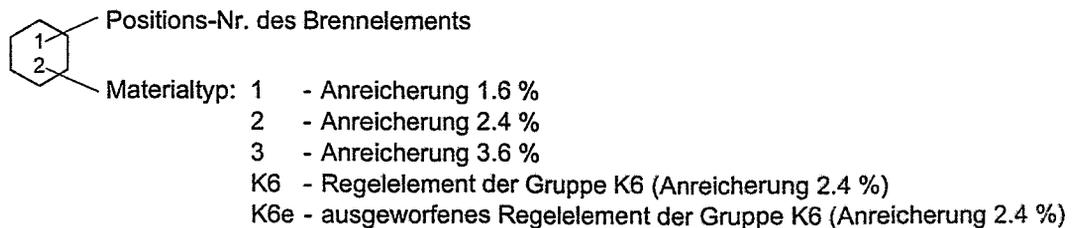
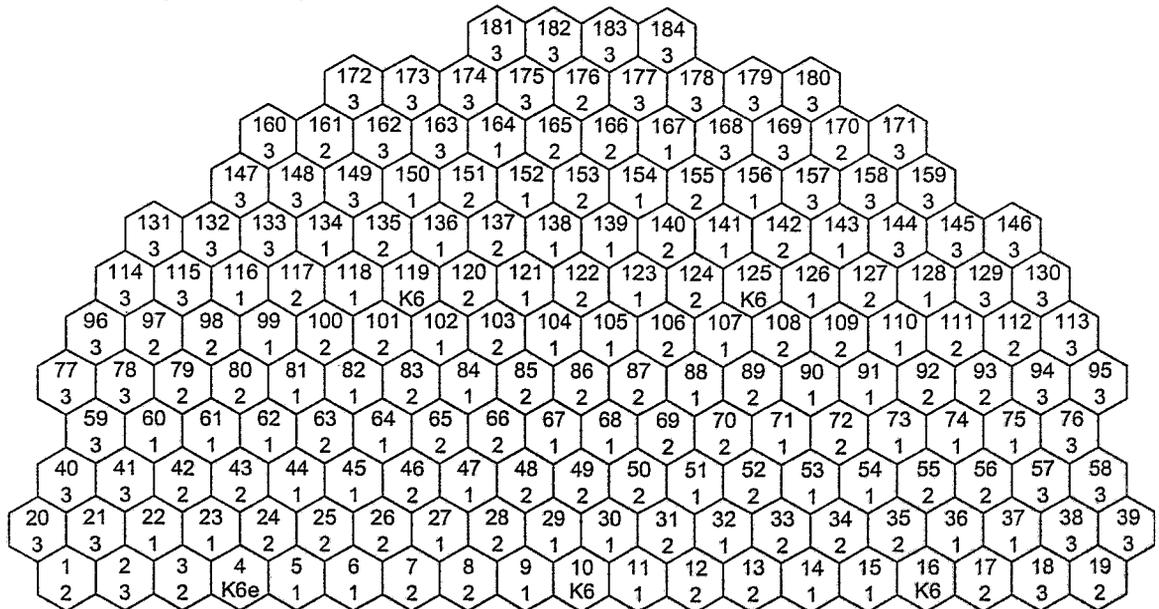
Die Beteiligung des FZR am 2. Dynamischen Benchmark mit dem Code DYN3D war bereits in das Vorläufervorhaben (BMBF-Förderkennzeichen 150 0925) eingeordnet /Gru95a/. Im Rahmen des laufenden Forschungsprojekts erfolgte die Lösung des 3. und des 4. Dynamischen Benchmarks des AER mit DYN3D.

Das 5. Dynamische Benchmark des AER stellt das erste Benchmark zur Anwendung gekoppelter neutronenkinetisch-thermohydraulischer Systemcodes für WWER-Reaktoren dar. Die Definition wird derzeit im Rahmen des laufenden Vorhabens vom FZR erarbeitet.

<sup>1</sup> AER ist eine Assoziation von 23 Forschungseinrichtungen und Ingenieurorganisationen aus 8 Ländern zur Physik und Sicherheit von WWER-Reaktoren

### 3.2.2.1 3. Dynamisches Benchmark des AER

Die Definition des 3. Dynamischen Benchmarks des AER wurde in /Kyr94/ veröffentlicht. Die Abbildung 3.2.2.1 zeigt die Kernkonfiguration. Die makroskopischen Wirkungsquerschnittsdaten für die 3 verschiedenen Typen von Brennelementen und die Absorber-elemente waren vorgegeben. Die Randbedingungen wurden durch Albedomatrizen beschrieben. Die Kernbeladung entspricht einem frischen Reaktorzustand, die Rückkopplungskoeffizienten waren jedoch so gewählt, daß die Reaktivitätskoeffizienten der Brennstofftemperatur und der Moderatorordichte typischen Werten für das Ende eines Brennstoffzyklus entsprechen.



**Abb. 3.2.2.1: 3. Dynamisches Benchmark des AER - Kernbeladungsschema**

Die Anfangsbedingungen entsprachen Nulllast mit Betrieb von 3 der 6 Hauptkühlmittelpumpen:

- Druck an Kernoberkante 12.1 MPa
- Kühlmiteleintrittstemperatur 260 °C
- Kühlmittelmassenstrom durch den Kern 3400 kg/s

Neben den Geometriedaten waren relevante konstitutive Gesetze für die Hydraulik (z.B. Widerstandskoeffizienten) und Brennstabeigenschaften (z.B. Wärmeleitfähigkeiten, Wärmekapazitäten) als Funktionen thermohydraulischer Parameter wie Massenstrom oder Temperatur vorgegeben. Während der Transiente sollten Druck, Kühlmiteleintrittstemperatur und Druckdifferenz über dem Kern konstant bleiben.

Die zu berechnende Transiente bestand im Auswurf des in Abbildung 3.2.2.1 gekennzeichneten Absorberelements innerhalb von 0.16 s. Es wurde ein Versagen der Reaktorschnellabschaltung unterstellt, so daß die Kompensation der zugeführten Reaktivität ausschließlich durch die Wirkung der Rückkopplungseffekte erfolgt. Mit den gewählten Bedingungen wurde eine maximale Wechselwirkung zwischen Neutronenkinetik und Thermohydraulik angestrebt.

Die DYN3D-Ergebnisse des FZR sind in /Gru95b/ dargestellt. In /Kyr95/ wird eine Auswertung der Ergebnisse des Benchmarks, die durch die verschiedenen Teilnehmer erhalten wurden, gegeben. Die Benchmarkaufgabe wurde von folgenden Teilnehmern gelöst:

- |  |              |
|--|--------------|
| - VTT Energy, Espoo, Finnland,                 | Code HEXTRAN |
| - Kurtschatow-Institut (KI) Moskau, Rußland    | Code BIPR-8  |
| - KFKI-AEKI Budapest                           | Code KIKO3D  |
| - Kernforschungsinstitut (NRI) Řež, Tschechien | Code DYN3D   |
| - Forschungszentrum Rossendorf (FZR)           | Code DYN3D   |

Der Code BIPR-8 verfügt nicht über ein eigenes Thermohydraulikmodell, BIPR-8 wurde mit ATHLET gekoppelt. Für die BIPR-8/ATHLET-Rechnung wurden jeweils mehrere Brennelemente des betrachteten 180°-Kernsektors zu einem Kühlkanal zusammengefaßt. Das Programm KIKO3D verfügte zu jener Zeit nur über ein vereinfachtes Thermohydraulikmodell.

Einige wichtige Parameter der verschiedenen Lösungen sind in den Abbildungen 3.2.2.2 - 3.2.2.7 dargestellt, die aus /Kyr95/ entnommen wurden. Die Abbildung 3.2.2.2 zeigt den Verlauf der Reaktorleistung während des ersten Leistungspeaks, der von allen Codes in guter Übereinstimmung berechnet wird, da die Wirksamkeit des ausgeworfenen Absorberelements als Schlüsselparameter abgeglichen wurde. Im weiteren Verlauf zeigen sich Abweichungen zwischen den einzelnen Codes. Das mit BIPR-8 berechnete Leistungsniveau des eingeschwungenen quasistationären Endzustandes liegt höher als für die anderen Codes (Abb. 3.2.2.3). Das ist sicher darauf zurückzuführen, daß durch BIPR-8/ATHLET eine niedrigere maximale Brennstofftemperatur berechnet wurde (Abb. 3.2.2.4). Als Ursache für diese Unterschiede stellte sich heraus, daß der temperaturabhängige Wärmeübergangskoeffizient des Gasspalts zwischen Brennstoff und Hülle nicht richtig behandelt wurde. Später wurde eine verbesserte BIPR-8-Lösung nachgereicht /Dan96/.

Größere Unterschiede treten in den thermohydraulischen Parametern auf. Die Abbildung 3.2.2.5 zeigt den Verlauf des mittleren Volumendampfgehalts im Kern. Die Unterschiede sind auf unterschiedliche Wärmeübergangsmodelle in den einzelnen Codes zurückzuführen. Das rasche Aufsieden des Kühlmittels in Teilen des Reaktorkerns im Zeitbereich von 0.5 bis etwa 3.0 s bedingt starke transiente Störungen des Kühlmittelmassenstromes bei zeitlich konstantem Druckverlust über dem Kern. Dieses transiente Massenstromverhalten wird durch die einzelnen Codes recht unterschiedlich wiedergegeben (Abb. 3.2.2.6). Offenbar zeigen sich hier auch numerisch bedingte Störungen.

Die teilweise recht signifikanten Abweichungen in der Kühlmitteldichteverteilung im Kern während der schnellen Übergangsphase bedingen auch deutliche Unterschiede in den 3D Leistungsverteilungen, während die Leistungsverteilungen im stationären Zustand, in der Anfangsphase und der Endphase der Transiente recht gut übereinstimmen. Die beste Übereinstimmung besteht hier zwischen DYN3D und HEXTRAN.

3rd AER Dynamic Benchmark

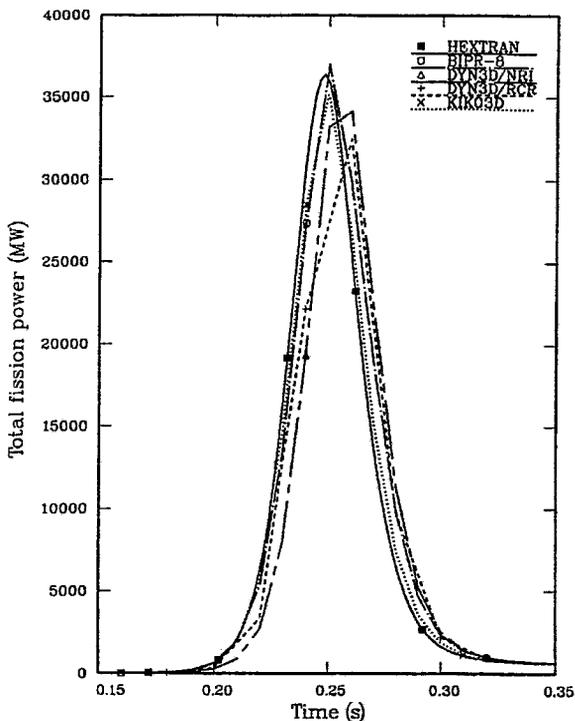


Abb. 3.2.2.2: Verlauf der Reaktorleistung während der prompten Leistungsexkursion

3rd AER Dynamic Benchmark

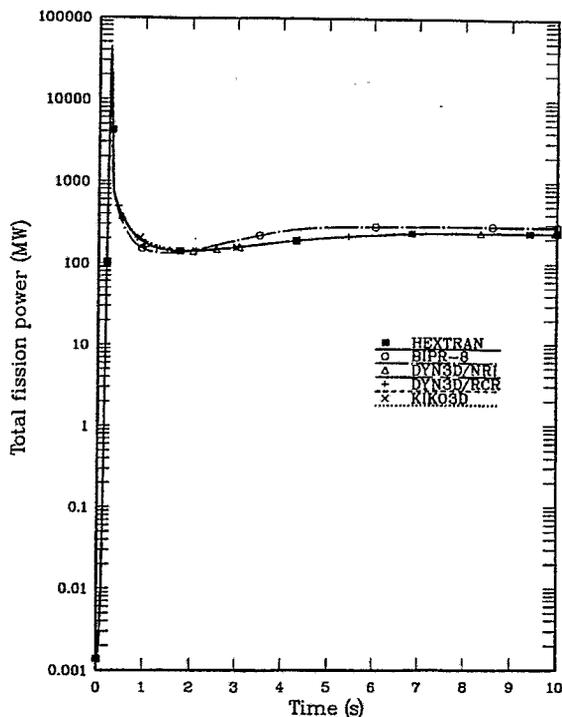


Abb. 3.2.2.3: Verlauf der Reaktorleistung

3rd AER Dynamic Benchmark

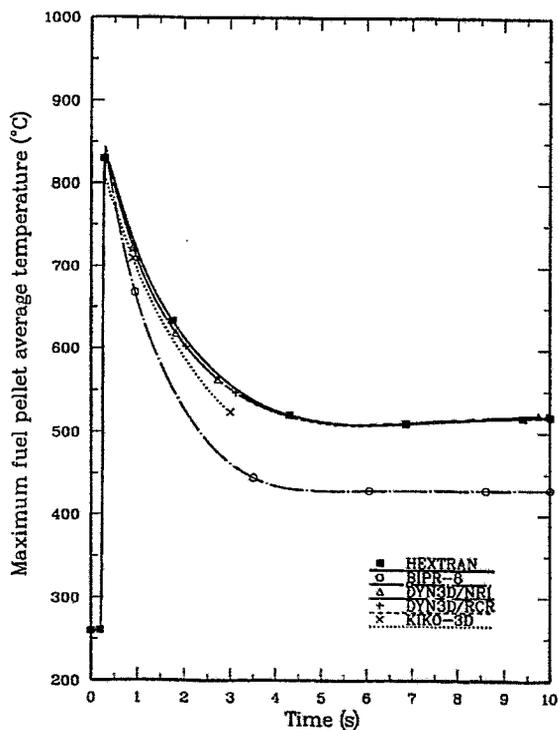


Abb. 3.2.2.4: Maximale Brennstofftemperatur (gemittelt über Pelletradius)

3rd AER Dynamic Benchmark

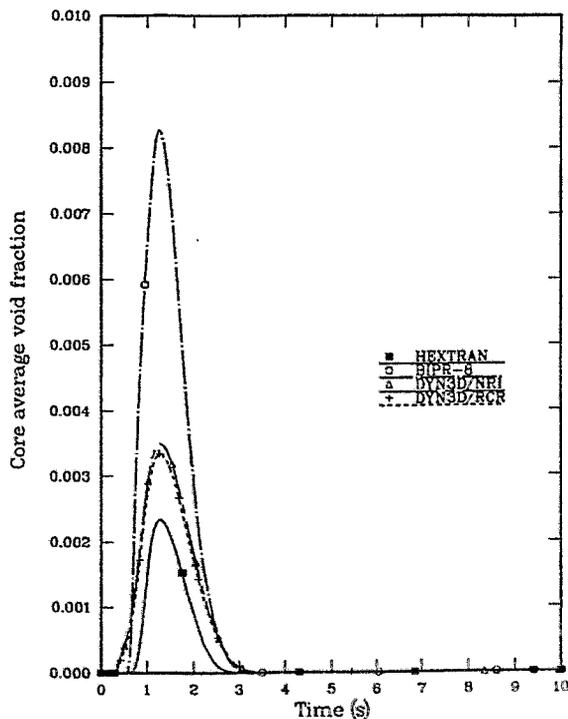
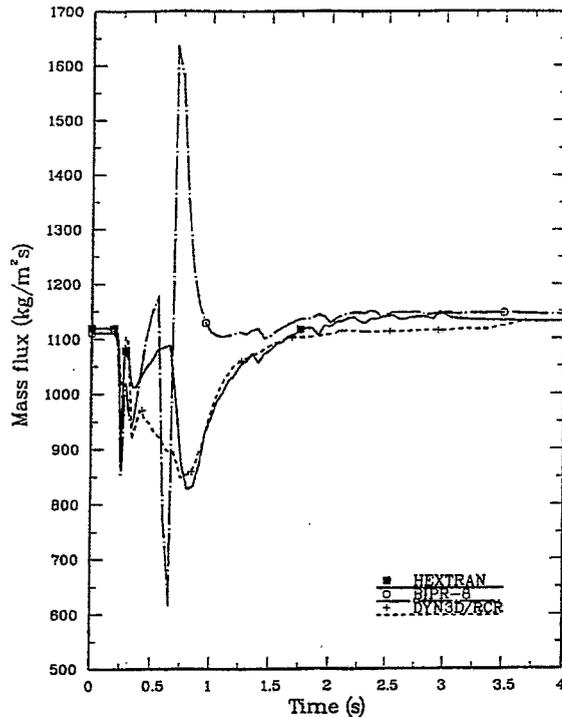
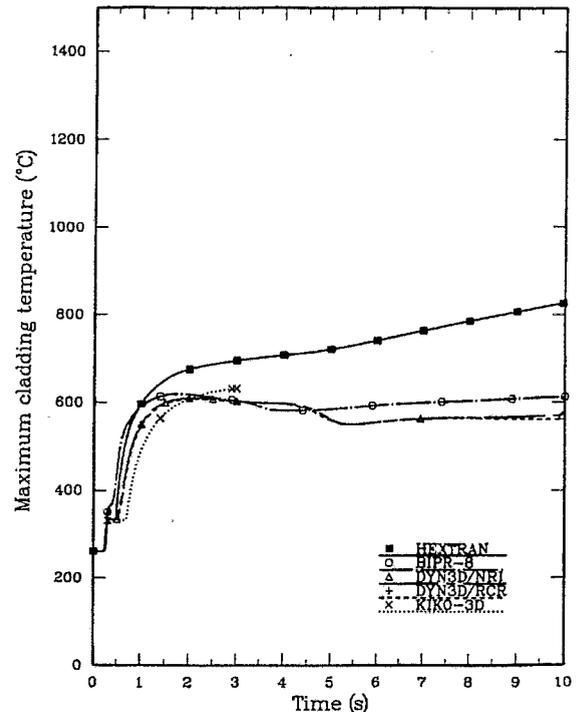


Abb. 3.2.2.5: Mittlerer Volumendampfgehalt im Kern



**Abb. 3.2.2.6: Massenstromdichte des Kühlmittels am Eintritt in den heißesten Kühlkanal**

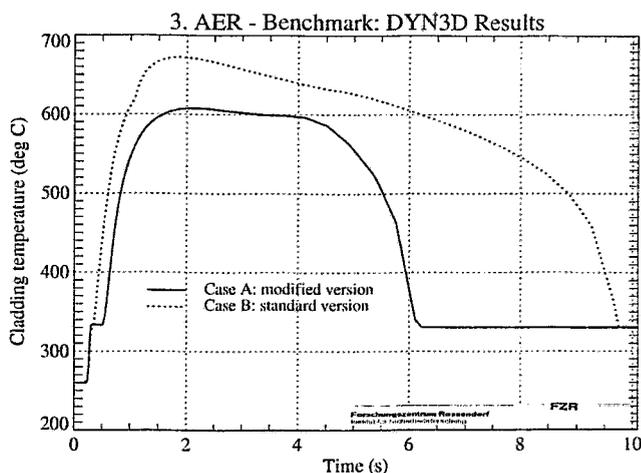


**Abb. 3.2.2.7: Maximale Hüllrohrtemperatur im Heißkanal**

Zusätzlich zu den Kühlkanälen des Reaktorkerns war ein Heißkanal zu betrachten, welchem die Leistung des heißesten Brennelements mit einem Leistungsfaktor von 1.25 bei gleichen hydraulischen Randbedingungen zuzuordnen war. Das heißeste Brennelement befindet sich in der Position "2" (siehe Abb. 3.2.2.1). Das Eintreten der Siedekrise im Heißkanal unmittelbar nach dem Leistungsspeak wurde durch alle Codes in guter qualitativer Übereinstimmung berechnet. BIPR-8/ATHLET und DYN3D liefern ähnliche maximale Hüllrohrtemperaturen im nachkritischen Bereich (Abb. 3.2.2.7). In allen Codes wurden unterschiedliche Modelle für den nachkritischen Wärmeübergang und das Wiederbenetzen verwendet. In der DYN3D-Rechnung trat im betrachteten Zeitbereich in einzelnen Nodes des Heißkanals das Wiederbenetzen des überhitzten Hüllrohres auf. Dadurch "wandert" der Ort der maximalen Hüllrohrtemperatur in einen anderen Node und es treten sprungförmige Änderungen in der maximalen Hüllrohrtemperatur auf. In der HEXTRAN-Rechnung trat kein Wiederbenetzen auf, so daß ein weiterer leichter Anstieg der Hüllrohrtemperatur zu verzeichnen ist.

Variantenuntersuchungen mit DYN3D zeigten auch den bedeutenden Einfluß des Wärmeübergangsverhaltens des Gasspalts. In /Gru95b/ werden Ergebnisse gegenübergestellt, die mit einer gemäß den Vorgaben der Benchmarkdefinition modifizierten DYN3D-Variante und mit der Standardvariante des Codes berechnet wurden. In der modifizierten Variante war der Wärmeübergangskoeffizient des Gasspalts als eine Funktion der Temperatur vorgegeben. In der Standardvariante wird ein Brennstabmodell genutzt, welches die Wärmeleitung im Spalt unter Berücksichtigung der Leitung im Gas, der Wärmestrahlung und der Kontaktleitung beim Schließen des Gasspalts detaillierter berechnet /Roh92/.

Die Abbildung 3.2.2.8 zeigt das Verhalten des Wärmeübergangskoeffizienten im Spalt für einen bestimmten Node (6. axiale Schicht) des Heißkanals. Mit der DYN3D-Standardvariante wird ein Schließen des Gaspalts mit einer deutlichen Verbesserung des Wärmeübergangs Brennstoff-Hülle berechnet. Damit wird die im Brennstoff akkumulierte Wärme schneller an das Hüllrohr übertragen, was zu höheren Hüllrohrtemperaturen und einem späteren Wiederbenetzen führt.



**Abb. 3.2.2.8: Hülltemperatur im Heißkanal**

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß der Leistungspeak am Beginn der Transiente durch alle beteiligten Codes in guter Übereinstimmung berechnet wird. Dies ist sicher z.T. darauf zurückzuführen, daß der Wert für das Reaktivitätsgewicht des ausgeworfenen Absorbers angepaßt wurde. Während der Phase des Kühlmittelsiedens treten merkliche Unterschiede zwischen den einzelnen Codes auf, die durch unterschiedliche Wärmeübergangsmodelle und die unterschiedliche Behandlung transienter Massenstromumverteilungen bedingt sind. Die Unterschiede verringern sich wieder mit Einschwingen eines quasistationären Endzustandes. Qualitative Differenzen verbleiben im Heißkanal zwischen HEXTRAN einerseits und DYN3D sowie BIPR-8/ATHLET andererseits. Während die beiden letztgenannten Codes beginnendes Wiederbenetzen berechnen, steigen die mit HEXTRAN berechneten Hüllrohrtemperaturen weiter an und es kommt zur Hüllrohroxidation. Relativ geringe Unterschiede in den Modellen können hier ein qualitatives Umschlagen des Prozeßverlaufs bewirken. Diese Erkenntnisse sind von bedeutendem Wert für eine Weiterentwicklung der Modelle, auch wenn kein Vergleich mit experimentellen Daten erfolgen konnte.

#### 3.2.2.2 4. Dynamisches Benchmark des AER

Während in den 3 ersten Benchmarks der Auswurf eines asymmetrisch positionierten Absorberelements aus dem Kern eines WWER-440-Reaktors betrachtet wurde, war im 4. Benchmark eine Borsäureverdünnung verbunden mit einer Kühlmitteltemperaturstörung zu berechnen. Die Benchmarkdefinition wurde ebenso wie für das 3. Benchmark durch VTT Energy erarbeitet /Kyr96b/. Die Kerngeometrie und -beladung wurde wiederum in Anlehnung an die vorhergehenden Benchmarks definiert, allerdings wurde nur ein 60°-Sektor des Kerns betrachtet, da die Störung als gleichverteilt über den Kernquerschnitt angenommen wurde.

Als Ausgangszustand wurde der abgeschaltete Reaktor (alle Absorber eingefahren) am Beginn des Zyklus mit frischer Beladung angenommen, so daß der Reaktivitätseffekt einer Borsäureverdünnung maximal ist. Für den Anfangszustand wurden folgende Parameter angenommen:

- Druck an Kernoberkante 12.1 MPa
- Kühlmiteleintrittstemperatur 260 °C
- Kühlmittelmassenstrom durch den Kern 1200 kg/s

Der Kühlmittelmassenstrom entspricht einer laufenden Hauptkühlmittelpumpe.

Im Unterschied zu den vorhergehenden Benchmarks waren die Wirkungsquerschnitte nicht vorgegeben, sondern jeder Teilnehmer hatte mit seiner eigenen Querschnittsdatenbibliothek zu rechnen. Um ein Tuning der Reaktivitätsbilanzen zu ermöglichen, waren folgende Reaktivitätswerte gegeben:

- Unterkritizität des Anfangszustandes 10283 pcm
- Überkritizität mit Borsäureverdünnung und Temperaturstörung 2270 pcm
- Kritizität eines Referenzzustandes (entspricht Anfangszustand mit ungestörten Parametern, aber ausgefahrenen Absorbem) keff = 1.000

Die statische Überkritizität des gestörten Zustandes beträgt also ca. 3\$, so daß mit einer bedeutenden Leistungsexkursion zu rechnen ist. Weiterhin waren die Reaktivitätskoeffizienten der Brennstofftemperatur, der Kühlmitteldichte und der Borsäurekonzentration für den Referenzzustand gegeben, um optional ein Tuning durch die Benchmarkteilnehmer zu ermöglichen.

Die Störung bestand im Durchlaufen eines Kühlmittelpfropfens mit definierter Reduzierung der Borsäurekonzentration um 5.8 g Borsäure/kg Wasser und der Kühlmitteltemperatur um 30 K und vorgegebenem Volumen des Pfropfens (8.5 m<sup>3</sup>) bei einer Anfangs- und Endrampe für die Parameteränderung von jeweils 1 s. Der Zeitpunkt für die Beendigung der Störung, d.h. das Durchlaufen des Pfropfens mit vorgegebenem Volumen war durch Integration des Kühlmittelmassenstroms am Kerneintritt zu berechnen. Aufgrund der zu erwartenden Dichteänderungen im Kern war mit der Randbedingung konstanter Druckdifferenz über dem Kern wie auch im 3. Benchmark mit einem transient stark veränderlichen Kühlmittelmassenstrom zu rechnen.

Wie auch im 3. Benchmark war ein zusätzlicher Heißkanal mit einem Leistungsfaktor von 1.25 in Bezug auf das maximal belastete Brennelement zu betrachten.

In /Kyr97a/ wird ein Überblick zum Vergleich erster Ergebnisse der Teilnehmer am Benchmark gegeben. Außerdem wurden durch alle Teilnehmer die Ergebnisse der Rechnungen eigenständig publiziert /Dan97, Ker97, Had97b, Roh97/. Der Kreis der Teilnehmer war der gleiche wie für das 3. Benchmark (siehe Abschnitt 3.2.2.1). Die endgültige Auswertung des Benchmarks ist noch nicht abgeschlossen.

Interessante Ergebnisse erhält man bereits aus dem Vergleich der stationären Rechnungen für den Anfangszustand, den Referenzzustand und den überkritischen Zustand. Die Anpassung an die vorgegebenen Kritikalitätsparameter und Reaktivitätskoeffizienten wurde durch die Teilnehmer am Benchmark in unterschiedlichem Maße und mit unterschiedlichen Methoden vorgenommen. Für die Codes KIKO3D und BIPR-8 wurde eine weitestgehende Anpassung an die vorgegebenen Parameter durch:

- Variation der Absorberalbedos (KIKO3D) bzw. Removal- und Absorptionsquerschnitte des Absorbermaterials in der schnellen Energiegruppe (BIPR-8) zur Anpassung der Absorberwirksamkeit,
- Variation der Rückkopplungskoeffizienten der Wirkungsquerschnitte bezüglich Borsäurekonzentration, Moderatorichte und Brennstofftemperatur zur Anpassung der Borsäurewirksamkeit und der Reaktivitätskoeffizienten

vorgenommen. Eine Überschätzung der Absorberwirksamkeit durch BIPR-8 (Querschnittsdatenbibliothek KASSETA-2) führte dazu, daß ohne Anpassung durch die vorgegebene Absenkung der Borsäurekonzentration keine Überkritizität des Reaktors erreicht wurde.

Für DYN3D wurde versucht, die Anpassungen zu minimieren. Es wurde lediglich die statische Überkritizität des gestörten Zustandes vorgegeben. Für diesen Zustand wurde eine statische Rechnung mit vorgegebenem  $k_{\text{eff}}$ -Wert ( $k_{\text{eff}} > 1.0$ ) durchgeführt, aus welcher der Wert der Borsäurekonzentration nach der Verdünnung bestimmt wurde. Weiterhin wurde der Wert des Reaktivitätskoeffizienten der Brennstofftemperatur durch Variation des entsprechenden Rückkopplungskoeffizienten des Spaltquerschnitts angepaßt. Weitere Anpassungen bezüglich der Absorberwirksamkeit, der Borsäurewirksamkeit und der Moderatorichterückkopplung wurden nicht vorgenommen. In den Tabellen 3.2.2.2 und 3.2.2.3 sind die Ergebnisse der statischen DYN3D-Rechnungen zusammengestellt.

Zustand	Referenzzustand		Anfangszustand (unterkritisch)		Zustand mit Störung (überkritisch)	
	$k_{\text{eff}}$	$c_B$ /g/kg/	$\delta \rho_{\text{sub}}$ /pcm/	$c_B$ /g/kg/	$\delta \rho_{\text{sup}}$ /pcm/	$c_B$ /g/kg/
Benchmarkdefinition	1.000000	$c_0$	-10283	$c_0$	2270	$c_0 - 5.8$
DYN3D	1.010807	7.344	-11020	7.344	2270	1.544

**Tab. 3.2.2.2: Kritikalitätsparameter der DYN3D-Rechnungen im Vergleich mit den Vorgaben der Benchmarkdefinition**

Reaktivitätskoeffizient	Doppler in pcm/K	Moderatorichte in pcm/kgm <sup>-3</sup>	Borkonzentration in pcm/ppm
Referenzwert	-3.0	+1.3	-10.8
DYN3D (unkorrigiert)	-3.6	-1.9	-11.3
DYN3D (angepaßt)	-3.0	-	-

**Tab. 3.2.2.3: Reaktivitätskoeffizienten für den Referenzzustand nach DYN3D im Vergleich mit den Vorgaben der Benchmarkdefinition**

Die Borsäure- und Absorberwirksamkeiten werden ohne Anpassungen in vernünftiger Übereinstimmung mit HEXTRAN berechnet. Für den Reaktivitätskoeffizient der Mode-

ratordichte wurde ein entgegengesetztes Vorzeichen erhalten, wobei aber zu berücksichtigen ist, daß dieser Koeffizient für den frischen Reaktorzustand sehr klein ist und empfindlich bezüglich der Borsäurekonzentration.

Bezüglich der transienten Rechnungen sind die Herausforderungen besonders hervorzuheben, die mit der Betrachtung des Borsäuretransports durch den Kern verbunden waren. Dabei spielt der Einfluß der numerischen Diffusion eine entscheidende Rolle. Ohne spezielle Maßnahmen zur Unterdrückung der numerischen Diffusion wurde durch einige Teilnehmer (KFKI Budapest, KI Moskau, NRI Řež) in ersten Rechnungen zunächst überhaupt kein merklicher Leistungspeak erhalten, selbst wenn die statische Überkritizität angepaßt war, da die Störung so stark über die Höhe des Kerns "verschmiert" wurde, daß die Borsäurekonzentration während des Durchlaufens des Pfropfens durch den Kern bei weitem nicht ihren Minimalwert erreicht. Durch alle Teilnehmer des Benchmarks wurden schließlich für die in /Kyr97a/ gezeigten Ergebnisse spezielle Maßnahmen zur Unterdrückung der numerischen Diffusion ergriffen.

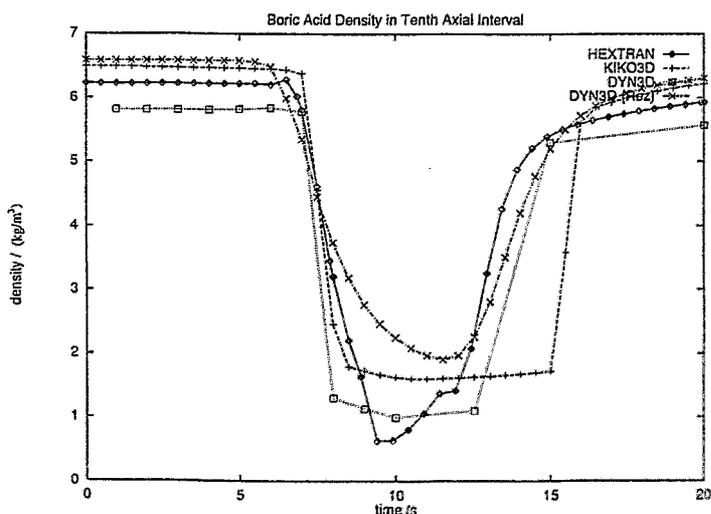
Eine spezielle Nodalisierung mit dem Ziel, das Courantkriterium  $r = w \cdot \Delta t / \Delta z$  in die Nähe von  $r = 1.0$  zu bringen, führt bereits zu einer Verbesserung der Ergebnisse ( $w$  - Strömungsgeschwindigkeit,  $\Delta t$  - Zeitschrittweite,  $\Delta z$  - Ortsschrittweite). In vielen numerischen Methoden zur Lösung hyperbolischer Differentialgleichungen wie die Borsäuretransportgleichung ist die numerische Diffusion minimal, wenn das Courantkriterium gleich Eins ist. In DYN3D wird eine Kombination aus Lax-Wendroff-Schema 2. Ordnung (für  $r < 1$ ) und einem impliziten Charakteristikenverfahren (für  $r \geq 1$ ) verwendet /Roh86/. Bei exakter Einhaltung der Bedingung  $r = 1.0$  verschwindet die numerische Diffusion, allerdings läßt sich die Bedingung in einem ortskonstanten Gitter bei örtlich und zeitlich veränderlicher Geschwindigkeit nie exakt erfüllen. Weiterhin sind für die Einhaltung der Courantbedingung selbst bei feiner axialer Nodalisierung der Kühlkanäle (30 axiale Nodes im Kern mit  $\Delta z \approx 0.08$  m) bei einer Kühlmittelgeschwindigkeit von ca. 0.5 m/s) relativ grobe Zeitschritte erforderlich ( $\Delta t \approx 0.16$  s), die für die Berechnung schneller Transienten nicht angewandt werden können. So wurde z.B. in DYN3D- und HEXTRAN-Rechnungen zunächst mit näherungsweise Einhaltung des Courantkriteriums bis zum Auftreten des Leistungspeaks gerechnet, dann aber mit Wirksamwerden der thermohydraulischen Rückkopplungseffekte die Zeitschrittweite verkleinert.

Schließlich wurden für alle Codes spezielle numerische Verfahren zur Unterdrückung bzw. Minimierung der numerischen Diffusion entwickelt und implementiert:

- HEXTRAN                      PLIM-Methode (siehe /Kyr97b/)
- BIPR-8/ATHLET              Donor-cell-Verfahren (siehe /Dan97/)
- KIKO3D                        semi-analytisches Charakteristikenverfahren mit Abseparation einer Formfunktion /Ker97/
- DYN3D                         Particle-in-cell-Methode /Roh97/

Die Particle-in-cell-Methode (PIC-Methode), welche in DYN3D implementiert wurde, erlaubt eine vollständige Unterdrückung der numerischen Diffusion bei gleichzeitiger Berücksichtigung des Effektes, daß die Borsäure aufgrund der geringen Löslichkeit im Dampf praktisch nur mit der Flüssigkeit transportiert wird, auf eine einfache Weise /Roh97/.

Im PIC-Modell wird die Masse der in jedem Nodes enthaltenen Borsäure durch eine bestimmte Anzahl fiktiver Partikel repräsentiert. Die Normierung der Partikelanzahl auf die Masse an Borsäure erfolgt in der stationären Rechnung. Um einen geringen statistischen Fehler zu erreichen muß mit möglichst vielen Partikeln pro Node gerechnet werden. Andererseits wächst mit der Partikelanzahl der Speicherplatz- und Rechenzeitbedarf. Jedes Partikel wird einer bestimmten z-Position zugeordnet. Der Transportschritt wird für jedes Partikel mit einer individuellen Transportgeschwindigkeit ausgehend von der individuellen Partikelposition durchgeführt. Dabei werden auch eventuelle Quellen und Senken (beim Bortransport nur am Eintritt und Austritt des Kühlkanals) berücksichtigt. Die individuelle Partikelgeschwindigkeit wird durch lineare Interpolation aus den an den Nodegrenzen berechneten Massenstromdichten erhalten. Für jeden Transportschritt wird eine Differentialgleichung erster Ordnung gelöst, wobei eine lineare Ortsabhängigkeit der Transportgeschwindigkeit berücksichtigt wird. Erreicht ein Partikel innerhalb des betrachteten Zeitschritts eine Nodegrenze, wird der Transport im nächsten Node und gegebenenfalls auch über mehrere Nodes hinweg verfolgt. Die Borsäurekonzentration ist dann jeweils proportional der Partikelanzahl in jedem Node. Die Methode erlaubt eine Modellierung des Borsäuretransports ohne jegliche numerische Diffusion. Bei einer zu geringen Anzahl von Partikeln pro Node können allerdings statistische Schwankungen der Borsäurekonzentration auftreten. Die Abbildung 3.2.2.9 aus /Kyr97a/ zeigt den Zeitverlauf der Borsäurekonzentration am Austritt eines Kühlkanals. Die beste Unterdrückung der numerischen Diffusion wurde in den Codes KIKO3D und DYN3D erreicht. In den hier gezeigten HEXTRAN-Rechnungen wurde die ebenfalls sehr effiziente PLIM-Methode noch nicht verwendet.



**Abb. 3.2.2.9: 4. Dynamisches Benchmark des AER - Borsäurekonzentration am Kernaustritt**

Ausgewählte Ergebnisse des Codevergleichs zum 4. Dynamischen Benchmark des AER sind in den Abbildungen 3.2.2.10 - 3.2.2.13 dargestellt, welche der Arbeit /Kyr97a/ entnommen wurden. Abbildung 3.2.2.10 zeigt den Verlauf der Reaktorleistung. Die Peakhöhe und der Zeitpunkt des Auftretens der Peaks reagieren äußerst empfindlich auf den berechneten Verlauf der Borsäurekonzentration im Kern. Ungeachtet dieser Sensitivität liegen die Kurven für die maximale Brennstoffzentraltemperatur relativ dicht beieinander (Abb. 3.2.2.11). Als Folge der Energiefreisetzung während der Leistungsexkursion kommt es im Zeitintervall von ca. 5 - 12 s zum Kühlmittelsieden im Kern. Abbildung 3.2.2.12 zeigt den Verlauf des maximalen Volumendampfgehalts am Kernaustritt. In der DYN3D-Rechnung wird am Kernaustritt kein Dampf berechnet, obwohl im Kern Volumendampfanteile von mehr als 10% auftreten. Es handelt sich jedoch um hochgradig unterkühltes Sieden, so daß der Dampf auf dem Weg zum Kernaustritt wieder kondensiert (siehe Abb. 3.2.2.13 und 3.2.2.14). Die Kondensationsrate differiert für die unterschiedlichen Siedemodelle.

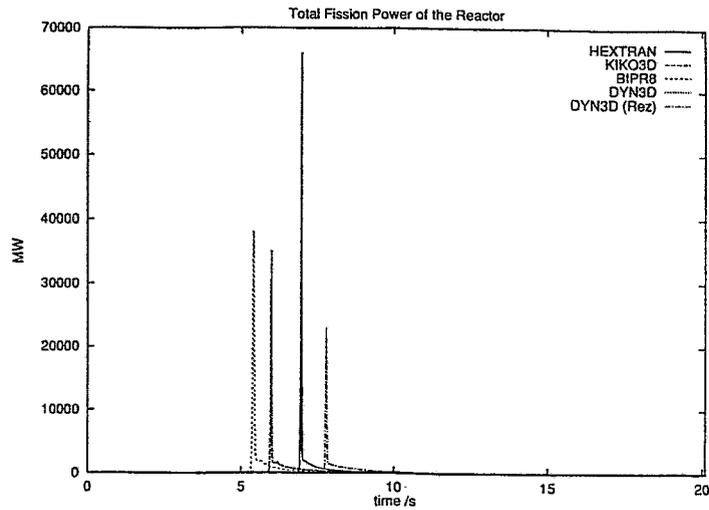


Abb. 3.2.2.10: 4. Dynamisches Benchmark des AER - Leistungspeak

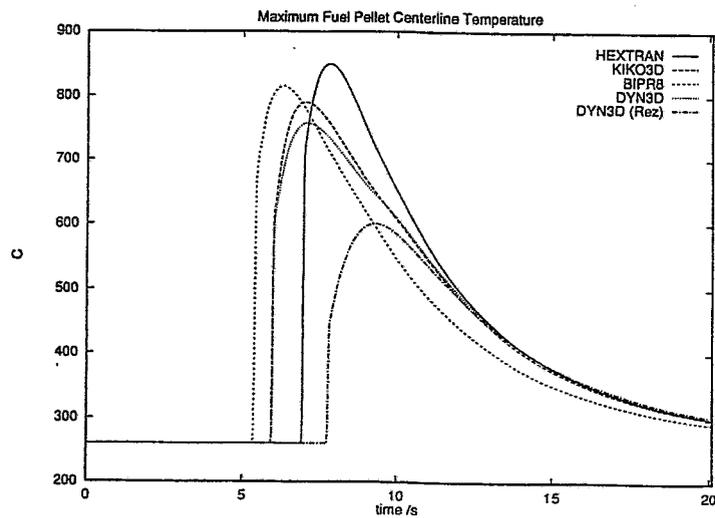


Abb. 3.2.2.11: 4. Dynamisches Benchmark des AER - maximale Brennstoffzentraltemperatur

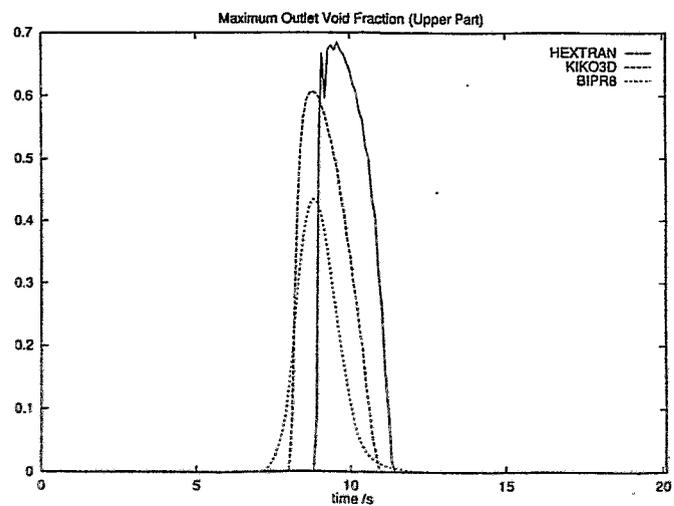
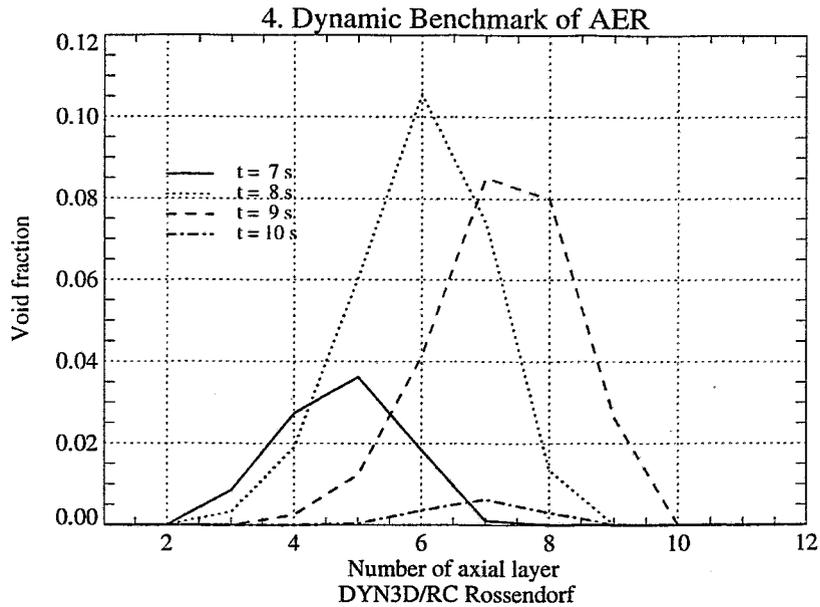
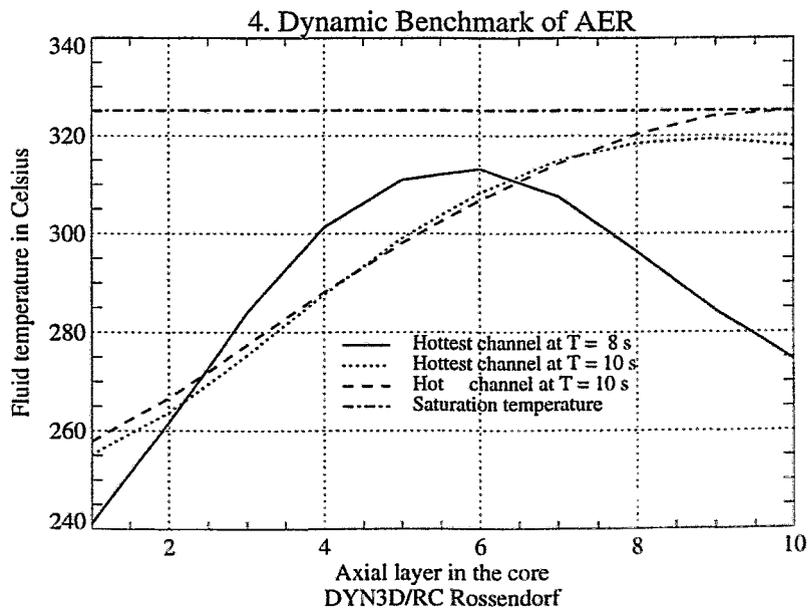


Abb. 3.2.2.12: 4. Dynamisches Benchmark des AER - maximaler Volumendampfgehalt am Kernaustritt

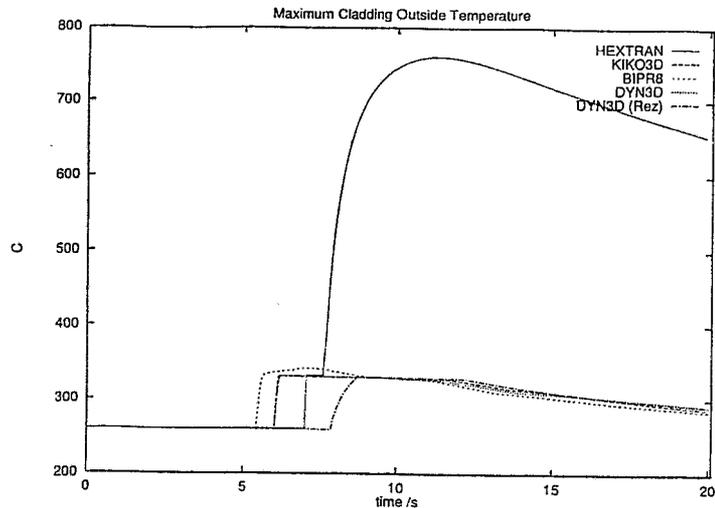


**Abb. 3.2.2.13: Unterkühltes Sieden - axiale Verteilung des Volumendampfgehalts im heißesten Kühlkanal zu verschiedenen Zeitpunkten**



**Abb. 3.2.2.14: Unterkühltes Sieden - axiale Verteilung der Kühlmitteltemperatur im heißesten Kühlkanal zu verschiedenen Zeitpunkten**

Die Abbildung 3.2.2.15 zeigt die berechneten maximalen Hüllrohrtemperaturen im Heißkanal. Das Eintreten der Siedekrise wird nur durch HEXTRAN berechnet.



**Abb. 3.2.2.15: 4. Dynamisches Benchmark des AER - maximale Hüllrohrtemperaturen im Heißkanal**

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß ungeachtet der erheblichen Anforderungen an die Codes, die vor allem durch die Sensitivität der Ergebnisse bezüglich der Behandlung des Bortransports bedingt sind, aber der Verwendung unterschiedlicher Wirkungsquerschnittsdaten, eine vernünftige Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen von 4 Codes mit 5 verschiedenen Nutzern erzielt wurde. Es wurde Entwicklungsbedarf für die numerischen Methoden und bestimmte physikalische Modell, z.B. unterkühltes Sieden unter instationären Bedingungen, identifiziert. Eine abschließende Bewertung der Ergebnisse des Benchmarks kann derzeit noch nicht erfolgen.

### 3.3 Beiträge zur Validierung von ATHLET

Vom thermohydraulischen Gesichtspunkt her besteht der größte Unterschied russischer WWER-Reaktoren gegenüber westlichen Druckwasserreaktoren in den geringeren geodätischen Höhenausdehnungen des Primärkreises infolge der horizontalen Dampferzeuger. Das beeinflusst die Restwärmeabfuhr durch Naturumlauf, der den wichtigsten Wärmeabfuhrmechanismus unter Störfallbedingungen bei Pumpenausfall darstellt. Weiterhin wird das Naturumlaufverhalten der Reaktoren vom Typ WWER-440 durch die Schleifenabsenkung im heißen Strang beeinflusst. Im Rahmen des Vorhabens wurden Nachrechnungen ausgewählter Experimente zum Naturumlaufverhalten von WWER-Reaktoren an Integralen Versuchsanlagen mit ATHLET durchgeführt. Ziel der Arbeiten war es einerseits, Beiträge zum Nachweis der sicheren Restwärmeabfuhr in WWER-Reaktoren zu leisten, andererseits die adäquate Modellierung von Naturumlaufphänomenen mit ATHLET nachzuweisen. Neben dem einphasigen und dem zweiphasigen Naturumlauf wurden Instabilitäten beobachtet, die sich im Experiment in den Massenströmen, den Differenzdrücken und im Dampfgehalt nachweisen ließen. Diese Instabilitäten, die beim Siedewasserreaktor auch unter normalen Betriebsbedingungen auftreten können, spielen beim Druckwasserreaktor unter bestimmten Störfallbedingungen eine Rolle. Das Auftreten dieser Instabilitäten ist empfindlich von der Konstellation der physikalischen Parameter abhängig. Ihre Modellierung erfordert numerische Verfahren, die weder eine numerisch verursachte Dämpfung der Schwingung verursachen, noch selbst numerische Instabilitäten aufweisen. Die adäquate Modellierung von Naturumlaufinstabilitäten ist deshalb auch ein Qualitätstest für Thermohydraulikcodes.

### 3.3.1 Quasistationäre Naturumlaufexperimente an der Anlage ISB-WWER

Die integrale Versuchsanlage ISB-WWER (s. Abbildung 3.3.1.1) ist eine 1/3000 volumenskalierte Anlage zur Modellierung des WWER-1000 und steht in Elektrogorsk bei Moskau. Die vier Schleifen der Referenzanlage werden durch zwei unsymmetrische Schleifen (3+1) in der Versuchsanlage nachgebildet. Während der hier beschriebenen Experimente war die Versuchsanlage mit vertikalen Dampferzeugern ausgerüstet, deren Höhenausdehnung jedoch den horizontalen Dampferzeugern der Referenzanlage entsprach. Die Hauptparameter sind in Tabelle 3.3.1.1 dargestellt. Seit 1992 bis jetzt sind zahlreiche LOCA-Tests und Transientenexperimente durchgeführt worden (/Pro95/, s. auch Abschnitt 3.3.5).

1995 wurden quasistationäre Naturumlaufexperimente durchgeführt, deren wissenschaftliche Betreuung in den Händen des FZ Rossendorf lag. Diese Experimente sind die ersten ihrer Art, die an einer Versuchsanlage zur Modellierung des WWER-1000 vorgenommen wurden. Mit Hilfe von ATHLET-Vorausrechnungen wurden die zu erwartenden thermohydraulischen Phänomene ermittelt und Randbedingungen für die Versuche definiert. Während aller Versuche war die Anlage mit Leitfähigkeits-Nadelsonden zur Bestimmung des lokalen Dampfgehaltes ausgerüstet.

#### 3.3.1.1 Szenario des Versuches

Das Experiment zielte auf die Untersuchung der Phänomene, die in späteren Phasen eines Leckstörfalles eine Rolle spielen, wenn der Naturumlauf den einzigen Mechanismus zur Restwärmeabfuhr darstellt. Der Versuch wurde bei verminderter konstanter Leistung unter Naturumlaufbedingungen ohne

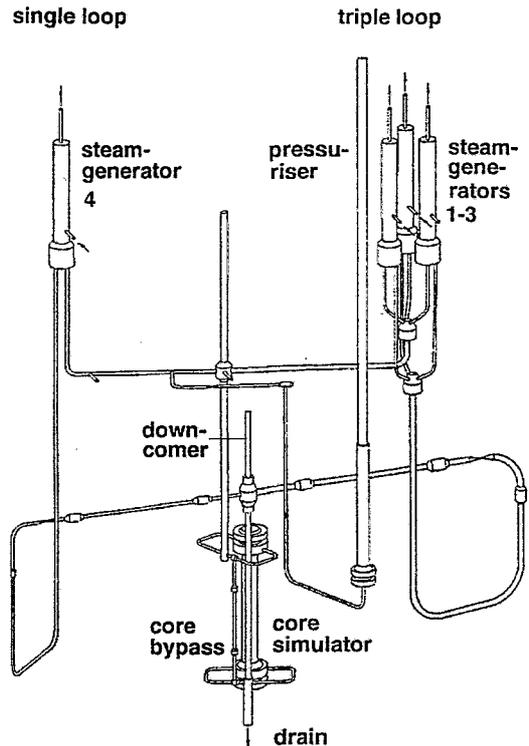


Abb. 3.3.1.1: Schema der integralen Versuchsanlage ISB-WWER

Volumenskalierung	1:3000
Höhenausdehnung	1:1
Maximaler Druck	25 MPa
Maximale Leistung	1,8 MW *)

\*) entspricht 180% der Nennleistung

Tab. 3.3.1.1: Parameter der ISB-WWER

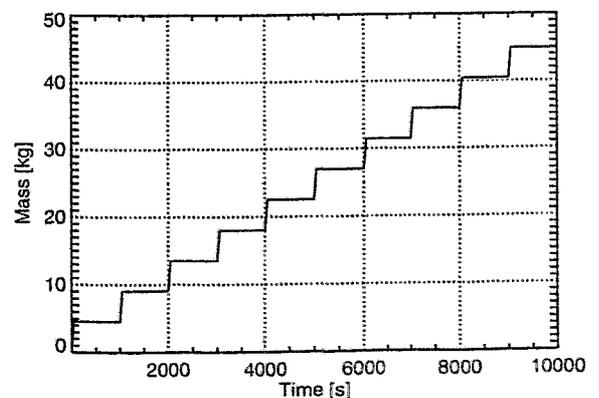


Abb. 3.3.1.2: Integrale Menge des entnommenen Kühlmittels

Pumpen durchgeführt. An der geodätisch niedrigsten Stelle der Anlage wurden im Experiment definierte Kühlmittelmengen entnommen, wobei die Bedingungen auf der Dampferzeuger-Sekundärseite konstant geregelt wurden. Im Abstand von 1050 s wurden das Kühlmittelinventar von anfänglich etwa 90 kg um jeweils 4.5 kg verringert (siehe Tabelle 3.3.1.1). Das Experiment wurde so lange fortgesetzt, bis die Brennelement-Hülltemperaturen zu steigen begannen. Die Leistung des Coresimulators von 100 kW entspricht der skalierten Nachzerfallswärme unter Berücksichtigung der Wärmeverluste der Integralanlage.

Entnahme	Zeit s
Schritt 1	0 - 50
Schritt 2	1050 - 1100
Schritt 3	2100 - 2150
Schritt 4	3150 - 3200
Schritt 5	4200 - 4250
Schritt 6	5250 - 5300
Schritt 7	6300 - 6350
Schritt 8	7350 - 7400
Schritt 9	8400 - 8450
Schritt 10	9450 - 9500

**Tab. 3.3.1.1: Szenario der Kühlmittelentnahme**

### 3.3.1.2 Vergleich mit anderen Naturumlaufexperimenten

Ähnliche Experimente wurden 1989 an der ungarischen Anlage PMK und 1992 an der finnischen Anlage PACTEL (Internationales Standardproblem ISP-33, s. /Lom94/) durchgeführt. Beide Anlagen simulieren die Thermohydraulik des WWER-440. Das aus thermohydraulischer Sicht wesentlichste Unterscheidungsmerkmal zum WWER-1000 besteht darin, daß der WWER-440 sowohl in den heißen als auch in den kalten Strängen Schleifenabsenkungen aufweist, während beim WWER-1000 wie bei westlichen Druckwasserreaktoren nur in den kalten Strängen Schleifenabsenkungen vorliegen.

Während des Versuches zum ISP-33 wurden bei jedem Schritt 10 % des Kühlmittels entnommen. Folgende wesentliche thermohydraulische Phänomene wurden beobachtet:

- Nach dem 2. Entnahmeschritt, d.h. 20 % Kühlmittelverlust, füllte sich die Absenkung des heißen Stranges mit Dampf und der in dieser Testphase bereits zweiphasige Naturumlauf stagnierte. Die Folge war ein Anstieg der Kühlmitteltemperatur, des Primärdrucks und schließlich das Freiblasen der Schleifenabsenkung. Dieser Vorgang wiederholte sich spontan in kurzen Zeitabständen.
- In den darauffolgenden Entnahmeschritten wurde eine ungleiche Verteilung des Massenstromes auf die drei Schleifen der Versuchsanlage beobachtet. Jeweils durch einen Kühlmittelentnahmeschritt provoziert verschob sich das Schwergewicht der Energieabfuhr zwischen den Schleifen.
- Nach dem 7. Entnahmeschritt, d.h. nach dem Verlust von 70 % des Kühlmittels begannen die Temperaturen des Brennelementsimulators zu steigen.

### 3.3.1.3 ATHLET-Vorausrechnungen

In den Vorausrechnungen zu den ISB-Experimenten wurde nach der zweiten Kühlmittelentnahme Zweiphasen-Naturumlauf festgestellt, wodurch sich der Massenstrom erhöhte. Nach Ablassen von etwa 40 % des Kühlmittelinventars zeigten sich regelmäßige Oszillationen des Massenstromes mit einer Periodendauer von etwa 65 s. Bereits nach der Entnahme von etwa 50 % zeigte sich ein Anstieg der Brennelementtemperatur. Es wurde daher für die ISB-Naturumlaufexperimente festgelegt, jeden Entnahmeschritt nur auf 5 % des Gesamtinventars, d.h. auf 4,5 kg zu bemessen.

Bei den ersten Versuchen im März 1995 zeigten sich wegen der stark verminderten Dampfproduktion Probleme bei der Regelung des Sekundärdruckes. Dennoch waren diese Experimente geeignet, die Anfangsbedingungen in der ATHLET-Rechnungen besser den realen Bedingungen der Anlage anzupassen. Es erwies sich, daß das Auftreten der Oszillationen sehr empfindlich von den Randbedingungen abhängt. Ihre Auftretswahrscheinlichkeit erhöht sich mit der Coreleistung bzw.

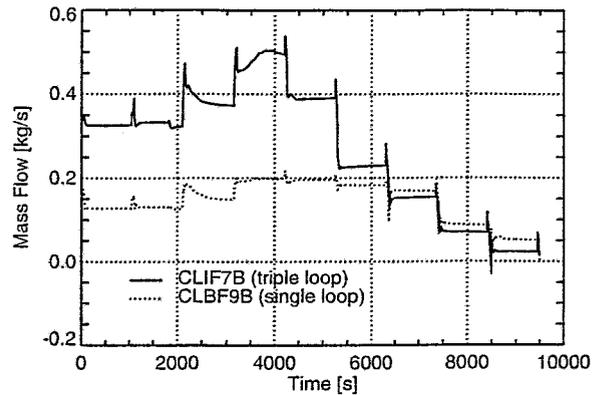


Abb. 3.3.1.3: Berechnete Massenströme bei 100 kW

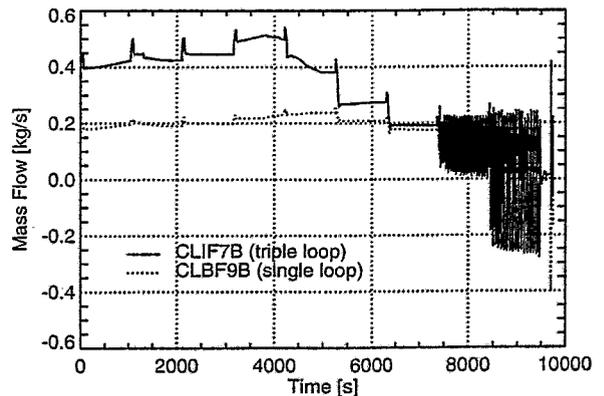


Abb. 3.3.1.4: Berechnete Massenströme bei 200 kW

	Nennbedingungen	Exp. 1	Exp. 2
Leistung [kW]	960.0	100.0	200.0
Primärdruck [MPa]	15.75	15.75	15.75
Temperatur im oberen Plenum [°C]	320	320	342
Temperatur im Downcomer [°C]	280	280	284
Massenstrom Dreifachschleife [kg/s]	4.24	0.327	0.407
Massenstrom Einfachschleife [kg/s]	1.44	0.127	0.158
Sekundärdruck [MPa]	6.4	6.4	6.4
Speisewasser-Massenstrom [kg/s]	0.128	0.011	0.025

Tab. 3.3.1.3: Anfangsbedingungen an der ISB-Anlage für den Nominalzustand und bei den beiden Naturumlaufexperimenten

dem Massenstrom. Um diese Oszillationen besser untersuchen zu können und um diese Hypothese der Beeinflussung ihrer Auftretswahrscheinlichkeit zu überprüfen, wurde daher entschieden, zwei Experimente mit unterschiedlicher Coreleistung (100 kW und 200 kW) durchzuführen. Im August 1995 wurden schließlich die Experimente erfolgreich realisiert. Die entsprechend ermittelten Anfangsbedingungen sind in Tabelle 3.3.1.3 dargestellt.

### 3.3.1.4 Beobachtete thermohydraulische Phänomene und Vergleich mit den ATHLET-Rechnungen

Zu Versuchsbeginn herrschte einphasiger Naturumlauf vor. Schon nach dem zweiten Entnahmeschritt wurde die Sättigungstemperatur erreicht und Dampfbildung wurde beobachtet. Im Verlauf des Tests war Dampf zunächst im Core, dann in den heißen Strängen, im Dampferzeuger und schließlich in den kalten Strängen nachzuweisen. Unter den Bedingungen des zweiphasigen Naturumlaufs erhöhte sich der Massenstrom (s. Abbildung 3.3.1.9). Er erreichte sein Maximum nach dem 5. Entnahmeschritt, was durch die Rechnungen bestätigt wurde.

Ausgelöst durch den dritten Entnahmeschritt fiel das Fluid des oberen Plenums, das bis zu diesem Zeitraum als totes Volumen fungierte, in den Kreislauf zurück. Dieses Phänomen ist deutlich anhand des Sprunges der Temperatur UPT39 an der höchsten Stelle des oberen Plenums zu sehen (s. Abbildung 3.3.1.7). Dieses Phänomen wurde in den Rechnungen künstlich nachgebildet. Der daraus resultierende kurzzeitige Druckanstieg konnte in den Rechnungen gut reproduziert werden (s. Abbildung 3.3.1.5).

Nach dem 8. Entnahmeschritt wurden im Experiment Naturumlauf-Instabilitä-

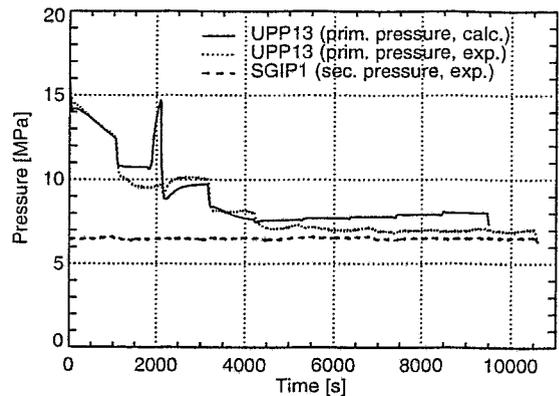


Abb. 3.3.1.5: Primär- und Sekundärdruck Experiment 100 kW

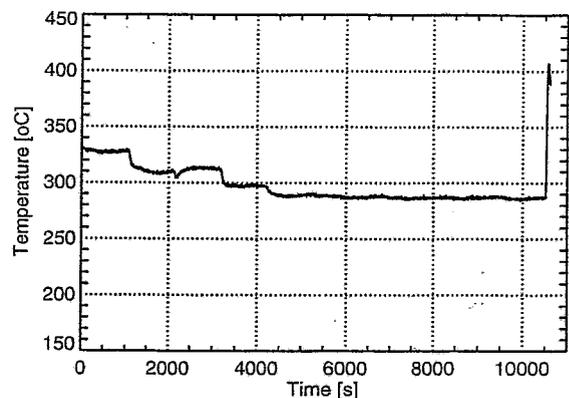


Abb. 3.3.1.6: Brennstabtemperatur am höchsten Punkt des Coresimulators

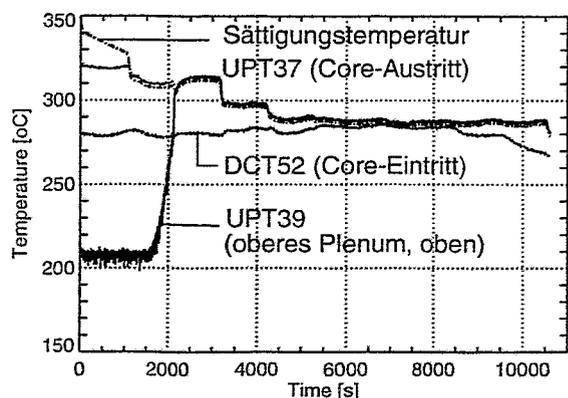
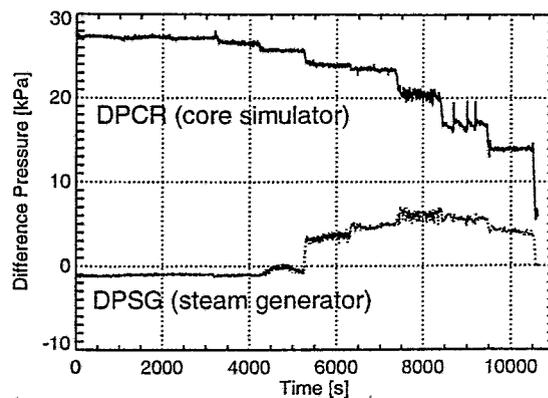


Abb. 3.3.1.7: Gemessene Fluidtemperatur im Core und oberen Plenum (100 kW)

ten beobachtet, die sich im Massenstrom, in den Differenzdrücken und im Dampfgehalt äußerten (s. Abbildung 3.3.1.7). Gegenüber dem ersten Experiment (100 kW) (s. Abbildung 3.3.1.9) traten diese Instabilitäten bei dem zweiten Experiment (200 kW) mit einer sehr regelmäßigen Periodendauer von etwa 65 s auf (s. Abbildung 3.3.1.10). Die Instabilitäten, die einen Entnahmeschritt später beobachtet werden konnten, waren dagegen sehr unregelmäßig. Ihnen liegt offensichtlich ein anderer Entstehungsmechanismus zugrunde.



**Abb. 3.3.1.8: Gemessene Differenzdrücke (100 kW-Experiment)**

In der Tabelle 3.3.1.4 sind die beobachteten thermohydraulischen Phänomene zusammengestellt und den berechneten gegenübergestellt.

	TEST 1 (100 kW)		TEST 2 (200 kW)	
	EXP	RECHNG	EXP	RECHNG
Einphasiger Naturumlauf	Schritt 1	Schritt 1	-	-
Zweiphasiger Naturumlauf	Schritte 2 - 7	Schritte 2 - 7	Schritte 1 - 7	Schritte 1 - 7
Maximaler Massenstrom 3-fach Schleife 1-fach Schleife	Schritt 5 Schritt 5	Schritt 4 Schritt 4	Schritt 4 Schritt 5	Schritt 4 Schritt 5
Entleerung des oberen Plenums	1800 s	(*)	1850 s	(*)
Dichtewelleninstabilitäten (oszillierende Strömungsamplitude)	Schritt 8 (irregulär)	-	Schritt 8 (regulär)	Schritt 8 (regulär)
Naturumlaufinstabilitäten mit Freiblasen der Einfachschleife (wechselnde Strömungsrichtung)	Schritt 9 (irregulär)	-	Schritt 9 (irregulär)	Schritt 9 (regulär)
Anstieg der Brennstofftemperatur	Schritt 10	Schritt 9	Schritt 9	Schritt 9

**Tab. 3.3.1.4: Beobachtete thermohydraulische Phänomene und Vergleich mit dem Experiment**

### 3.3.1.5 Interpretation der Instabilitäten

Der sich schon nach dem zweiten Entnahmeschritt bildende Dampf wird anfänglich noch im Dampferzeuger kondensiert. Zunächst geschieht das bereits in der ersten Hälfte der U-Rohre, was am Anstieg des Differenzdruckes über die Dampferzeuger U-Rohre sichtbar ist (s. Abbildung 3.3.1.6). Schließlich erreicht der Dampf auch die zweite Hälfte der U-Rohre und der Differenzdruck DPSG sinkt wieder. In der Endphase des Experiments kann der Dampf nicht mehr vollständig im Dampferzeuger kondensiert werden.

Die Aufheizung des Fluids im Core ist vom Massenstrom abhängig. Geringe Änderungen des Massenstromes bewirken geringe Änderungen in der Enthalpie am Coreaustritt aber große Änderungen im Dampfgehalt. Dieser beeinflusst wiederum den Differenzdruck über dem Core und damit die Antriebskräfte für den Naturumlauf. Im Dampferzeuger wirkt ein ähnlicher Mechanismus in entgegengesetzter Richtung. Hier bewirkt die Änderung des Massenstroms eine Änderung der Wärmeabgabe des Fluids, damit der Kondensation und schließlich des Dampfgehaltes nach Durchlaufen des Dampferzeugers. Diese Vorgänge sind über den Transport des Fluids im Primärkreis rückgekoppelt. Die Rückkopplung ist über die Zeit, die das Fluid für den Wege vom Core zum Dampferzeuger bzw. für einen Schleifenumlauf benötigt, verzögert.

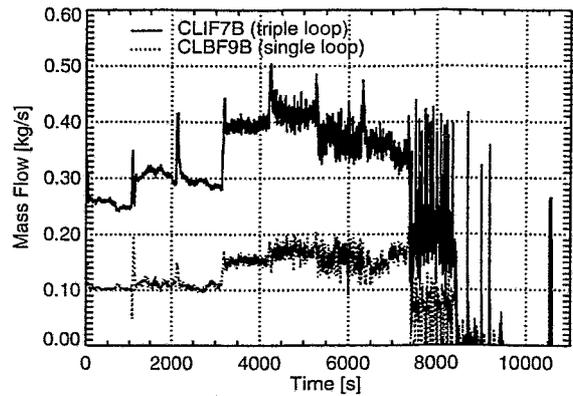


Abb. 3.3.1.9: Massenströme in den kalten Strängen (100 kW)

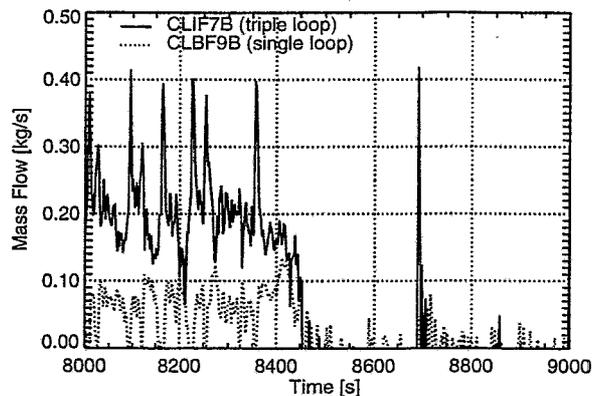
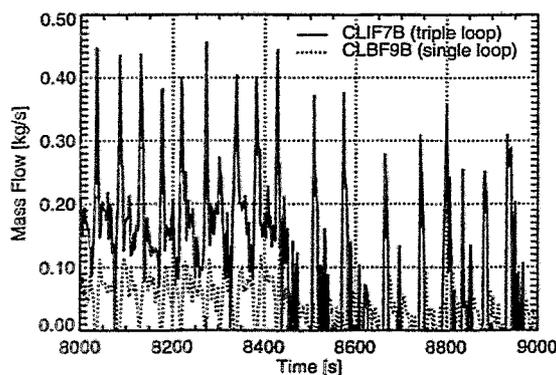
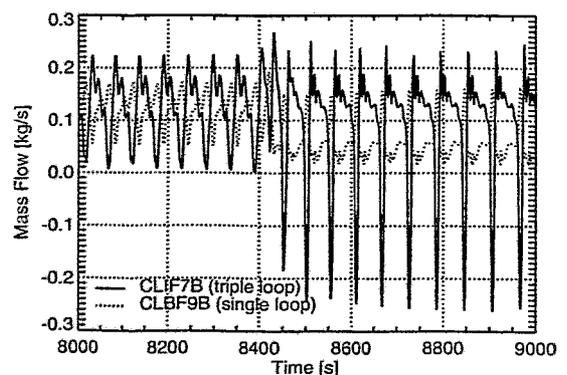


Abb. 3.3.1.10: Detail aus Abbildung 3.3.1.9

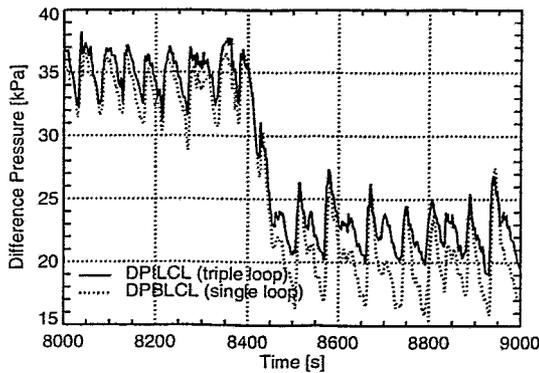


a) Experiment

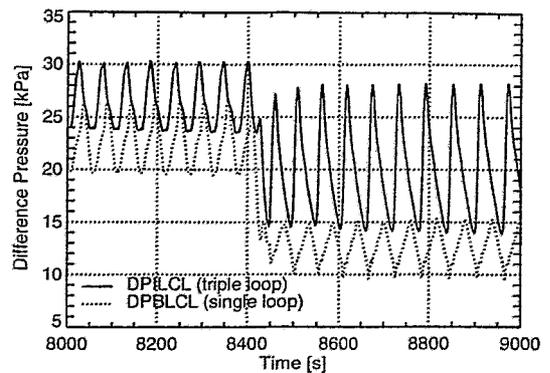


b) Rechnung

Abb. 3.3.1.11: Massenströme in den kalten Strängen



a) Experiment



b) Rechnung

**Abb. 3.3.1.12: Differenzdrücke in den vertikalen Abschnitten der kalten Stränge**

Wenn der Dampf nicht mehr vollständig im Dampferzeuger kondensiert werden kann, sondern auch in den kalten Strängen auftritt, so finden sich vom Coreaustritt ausgehende Störungen nach Durchlaufen der Dampferzeuger auch am Coreeintritt wieder. Unter bestimmten Bedingungen können sich Störungen verstärken und es entstehen Oszillationen. Die Rechnungen und auch die Experimente haben bestätigt, daß sich die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten der Instabilitäten mit der Coreleistung erhöht. In den Abbildungen 3.3.1.11 bis 3.3.1.12 sind experimentell ermittelte Parameter berechneten Werten gegenübergestellt. Die an dieser Versuchsanlage beobachteten Naturumlaufinstabilitäten produzieren keine rein harmonischen Schwingungen, da hier zwei unsymmetrische Schleifen in Wechselwirkung stehen.

Die Instabilitäten nach dem 8. Entnahmeschritt rufen noch keine Unterbrechungen des Naturumlafs hervor, sondern beeinflussen die Amplitude periodisch. Einen Entnahmeschritt später ist so viel Kühlmittel aus dem Primärkreis entfernt worden, daß der Naturumlauf stagniert und sich die Schleifenabsenkungen füllen. Dann wird die Einfachschleife periodisch freigeblasen (s. Abbildungen 3.3.1.11 und 3.3.1.12). Der dazu erforderliche Druck wird in der Dreifachschleife aufgebaut. Da der zum Freibleasen der Dreifachschleife erforderliche Differenzdruck größer ist, wird nur die Einfachschleife freigeblasen. Die Druckentspannung durch das Freibleasen der Einfachschleife bewirkt jeweils ein Zurückströmen des Fluids in der Dreifachschleife. Die Irregularität der Instabilitäten in dieser Phase des Tests zeigt, daß diese Vorgänge sehr spontan erfolgen. Negative Massenströme konnten im Experiment rein meßtechnisch nicht nachgewiesen werden (s. Abbildung 3.3.1.12), in der Rechnung werden die beschriebenen Effekte jedoch deutlich widergespiegelt.

### 3.3.1.6 Zusammenfassung

Aufgrund des gegenüber dem WWER-440 Fehlens der heißseitigen Schleifenabsenkung führt der zweiphasige Naturumlauf bei diesem Test zunächst zu einer Erhöhung des Massenstromes. Unter bestimmten Umständen, die vom Leistungsniveau und vom noch vorhandenen Kühlmittelinventar abhängen, treten Instabilitäten im Naturumlauf auf. Bei entsprechenden Bedingungen führen Rückkopplungsmechanismen zwischen Massenstrom, Wärmeabfuhr aus dem Core, Dampf Bildung, Kondensation im Dampferzeuger und Antrieb für den Naturumlauf dazu, daß der Massenstrom, die Differenzdrücke und der Dampfgehalt sehr regelmäßig schwanken. Spätere Instabilitäten, die mit dem Freibleasen der kaltseitigen Schleifenabsenkung zusammenhängen, erfolgen dagegen spontan und können zu Strömungsumkehr in den nicht betroffenen Schleifen führen. Die Brennelementüberhitzung setzt viel eher als beim WWER-440 ein.

### 3.3.2 Kleines Leck mit primärseitiger Druckentlastung an der Anlage PMK-2

#### 3.3.2.1 Kurzbeschreibung der Versuchsanlage

Die vom KFKI Budapest errichtete Versuchsanlage PMK-2 (Abb. 3.3.2.1) ist das Modell eines Reaktorblocks des Kernkraftwerks Paks, welches mit 4 Blöcken vom Typ WWER-440/W-213 ausgerüstet ist. Der Primärkreislauf wird bei der Versuchsanlage durch eine einzige, volumetrisch im Maßstab 1:2070 skalierte Schleife unter Beibehaltung der originalen Höhen dargestellt. Die Schleife beinhaltet das Reaktormodell, den heißen und kalten Strang, Druckhalter, Dampferzeuger, eine Pumpe und die Druckspeicher. Die Konzeption der Anlage erfolgte primär unter Einhaltung des volumetrischen Skalierungsmaßstabs, einer originalen Höhennachbildung sowie unter Berücksichtigung der Volumenverteilung im Kreislauf und der lokalen Druckverluste.

Der Reaktor ist mit 19 elektrisch beheizten Brennelementsimulatoren ausgestattet. Die Nachbildung des heißen und kalten Strangs erfolgte unter Einhaltung der originalen Höhen und der für den WWER-440 typischen Schleifenabsenkungen im heißen und kalten Strang. Die Pumpe ist in einen Bypass integriert. Zur Modellierung des Pumpenauslaufs in einem Störfall fördert die Pumpe gegen ein sich schließendes Ventil. Noch vor Erreichen eines zweiphasigen Naturumlaufs wird die Pumpe gestoppt und der Bypass wird von der Schleife getrennt. Der Dampferzeuger wurde ebenfalls entsprechend dem Maßstab 1:2070 skaliert. Die Höhe des Dampferzeugers und die axiale Verteilung der Wärmetauscherrohre sowie das sekundäre Verhältnis von Dampf- und Wasservolumina entspricht dem Original. Alle beim WWER-440/W-213 vorhandenen Notkühlsysteme lassen sich an der PMK-Anlage ebenfalls simulieren. Eine Einspeisung durch das Hochdruck- bzw. Niederdrucknotkühlsystem ist je nach angenommener Verfügbarkeit der Systeme mit verschiedenen Massenströmen möglich. Die 4 Druckspeicher der Referenzanlage werden bei PMK durch 2 Druckspeicher mit jeweils doppelter Kapazität und Einspeisung in Ringschacht bzw. Oberes Plenum modelliert.

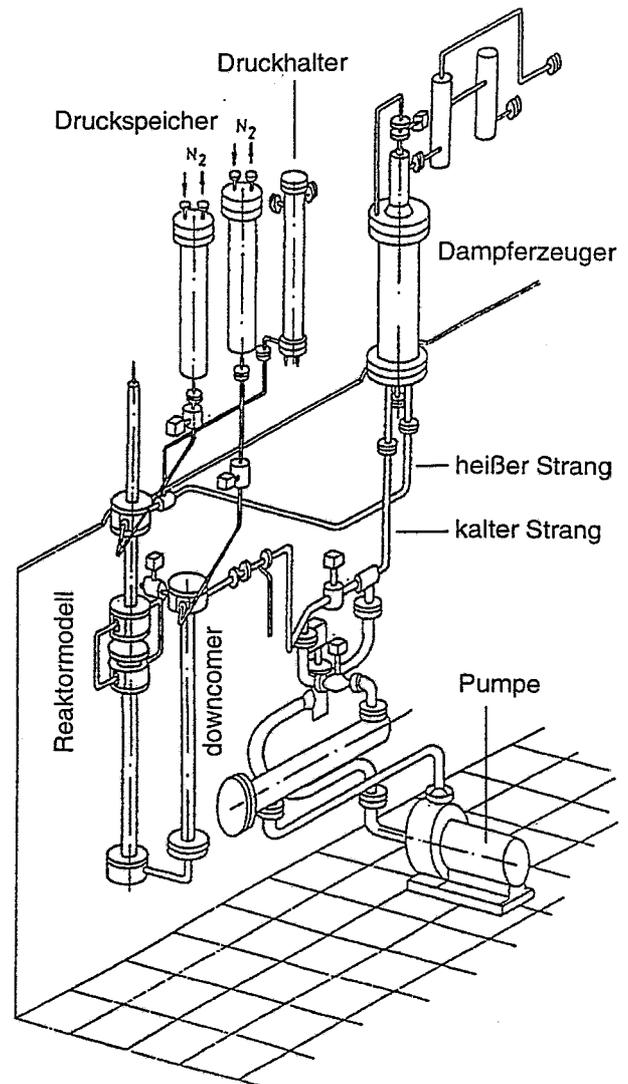


Abb. 3.3.2.1: Schema der Versuchsanlage

### 3.3.2.2 Beschreibung des Experiments und Modellierung mit ATHLET

Das zu untersuchende Experiment (CLBBL) wurde 1994 realisiert und basiert auf einem älteren Experiment mit kleinem Leck im kalten Strang (CLB) von 1990 bzw. einer Wiederholung desselben von 1994. Zu letzterem wurden im Institut für Sicherheitsforschung eine Reihe von Analysen mit ATHLET durchgeführt, welche eine detaillierte Untersuchung der im Experiment beobachteten Naturumlaufinstabilitäten zum Gegenstand hatten, /Ezs95/, /Ezs97/, /Schä95/.

	Parameter	Meßstelle	Experiment	ATHLET
PKL	Druck	PR21	12.46 MPa	12.43 MPa
	Massenstrom	FL53	5.19 kg/s	5.14 kg/s
	Reaktorleistung	PW01	659.6 kW	659.6 kW
	Druckhalterhöhenstand	LE71	8.81 m	9.07 m
	Reaktoreintrittstemperatur	TE63	264.2 °C	267.0 °C
	Reaktoraustrittstemperatur	TE22	291.5 °C	291.9 °C
	DE-Eintrittstemperatur	TE41	292.4 °C	291.6 °C
	DE-Austrittstemperatur	TE42	264.5 °C	267.0 °C
SKL	Druck	PR81	4.67 MPa	4.67 MPa
	DE-Höhenstand	LE81	8.29 m	8.54 m
	DE-Sekundärtemperatur	TE85	256.5 °C	258.1 °C

**Tab. 3.3.2.1: Ergebnisse der Startrechnung im Vergleich mit den experimentellen Randbedingungen**

Dem Szenario beider Experimente liegt ein kleines Leck im kalten Strang zugrunde, welches an der PMK-Anlage am oberen Teil des Ringschachts (*downcomer*) durch ein Leckventil mit 1 mm Öffnung (entsprechend einem Leck von 45 mm Öffnung an der Originalanlage) simuliert wurde. Die Startbedingungen entsprechen dem Normalbetrieb der Anlage bei nahezu Nominalleistung. Zu Beginn des Experiments wird das Leck geöffnet und der Dampferzeuger wird sowohl auf der Dampfseite als auch von der Speisewasserzufuhr isoliert. In Abhängigkeit vom Druck im Primärkreislauf wird die Reaktorschnellabschaltung, der Auslauf der Pumpe und die Hochdrucknoteinspeisung (1 von 3 Systemen) aktiviert. Es wird angenommen, daß die Druckspeicher nicht zur Verfügung stehen. Beim Experiment CLBBL wurde zusätzlich zum beschriebenen Szenario eine *Accident Management* Maßnahme in Form einer primären Druckentlastung realisiert. Die zusätzliche Druckentlastung erfolgt über das Druckhalterabblaseventil und wird durch den Wiederanstieg des Primärdrucks nach Ende des Pumpenauslaufs und vor Einsetzen des *hot leg loop seal clearing* (Freiblasen der heißseitigen Schleifenabsenkung) zum Zeitpunkt  $t = 643$  s eingeleitet. Ziel des Experiments war die Klärung der Frage, ob sich die beim Experiment CLB beobachtete "Dry-Out-Phase" im Reaktorkern durch eine derartige Maßnahme verhindern läßt.

Die Nodalisierung der Versuchsanlage basiert auf einem Datensatz, welcher für das Internationale Standardproblem SPE-4 erstellt, /Kre94/, /Kre95/, /Sza95/ und für die hier zu modellierenden Experimente weiterentwickelt wurde, /Ezs95/, /Ezs97/, /Schä95/, /Schä96/, /Schä97/. Mit Hilfe der stationären Rechnung wurden die thermo-hydraulischen Anfangsbedingungen den experimentell bestimmten Randbedingungen angepaßt, vgl. Tabelle 3.3.2.1. Während der stationären Rechnung über einen Zeitraum von 990 s wurden der Druck im Druckhalter sowie Druck und Höhenstand im Dampferzeuger mit Hilfe einer speziellen GCSM-Steuerung geregelt. Die Wärmeverluste der Versuchsanlage wurden durch geeignete Wahl der Wärmeübergangskoeffizienten den experimentell ermittelten Werten angepaßt. Für die transiente Rechnung wurde das Leck am Kopf des *downcomer* als *single junction pipe* definiert, die Öffnung des Leckventils erfolgt mit Beginn der Transiente ( $t=0$  s). Die Berechnung des Leckmassenstroms in Abhängigkeit von den Systemparametern erfolgt mit dem eindimensionalen Modell für kritisches Ausströmen (CDR1D). Die primäre Druckentlastung wird durch eine GCSM-Steuerung eingeleitet, für die Berechnung des aus dem Ventil strömenden Massenstroms wird das Moody-Modell (homogenes isentropes Gleichgewichtsmodell) in ATHLET verwendet.

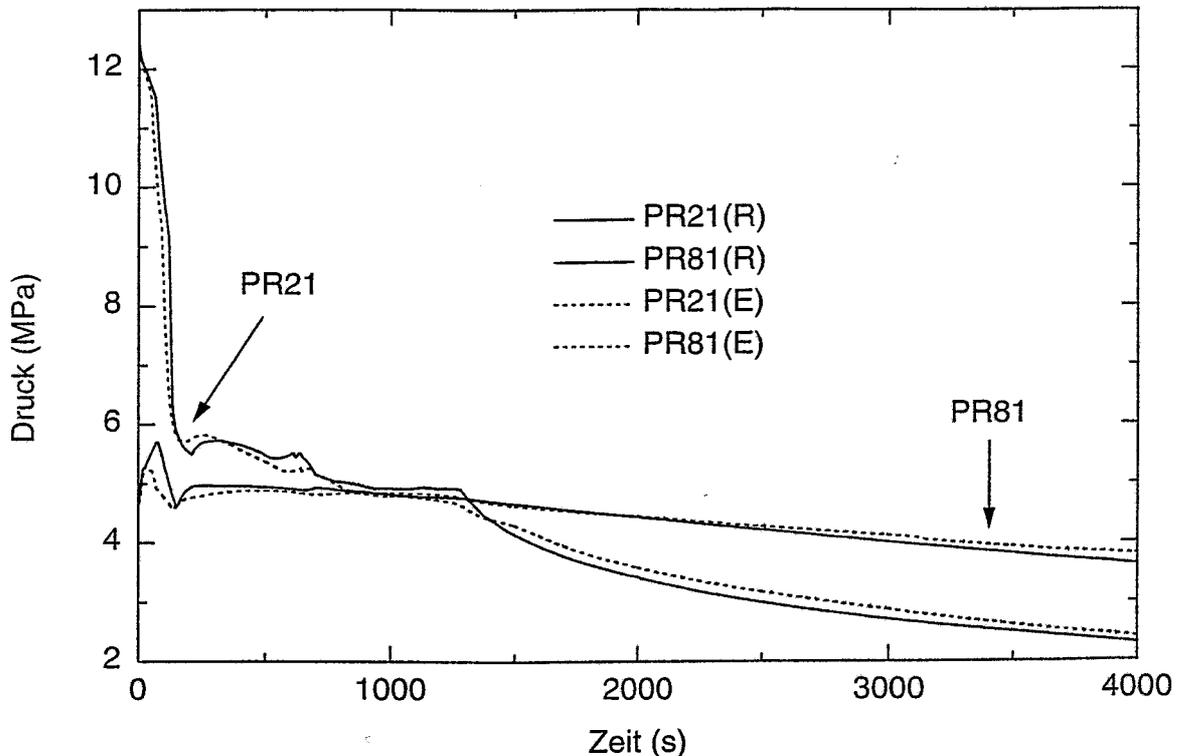
### 3.3.2.3 Ergebnisse der Rechnungen

Ereignis	Experiment	ATHLET
Leckinitiierung	0 s	0 s
DE-Sicherheitsventil öffnet	20 s	17 s
Reaktorschnellabschaltung	46 s	61 s
Beginn Pumpenauslauf	54 s	64 s
Start der HPIS-Einspeisung	83 s	98 s
DE-Sicherheitsventil schließt	139 s	150 s
Druckhalter ist entleert	120 s	112 s
Start der primären Druckentlastung	643 s	615 s
hot leg loop seal clearing	680 s	640 s
cold leg loop seal clearing	1245 s	1275 s
Ende der Transiente	3998 s	4002 s

**Tab. 3.3.2.2: Vergleich der Meßergebnisse mit dem berechneten Verlauf der Transiente**

In Tabelle 3.3.2.2 sind die Ergebnisse von Experiment und Rechnung anhand der wesentlichen Phänomene gegenübergestellt. Abb. 3.3.2.2 zeigt einen Vergleich des gemessenen und berechneten Druckverlaufs im Primär- und Sekundärkreis. Zum Zeitpunkt  $t=0$  s wird das Leck geöffnet und der Dampferzeuger wird isoliert. Der Sekundärdruck steigt infolge der Wärmeübertragung aus dem Primärkreis anfangs noch an, dieser Anstieg wird aber durch das Ansprechen des Sicherheitsventils begrenzt. Der

Primärdruck ist in der Anfangsphase durch einen schnellen Abfall gekennzeichnet, welcher durch Reaktorschnellabschaltung und Pumpenauslauf noch beschleunigt wird. Ab  $t=98$  s beginnt die Hochdrucknoteinspeisung mit einem Massenstrom von  $0.014$  kg/s, nach  $112$  s ist der Druckhalter entleert und mit dem Abschalten der Pumpe zum Zeitpunkt  $t=214$  s geht der Kreislauf vom Zwangsumlauf in den Naturumlauf über. Nach dem Schließen des Dampferzeuger-Sicherheitsventils steigt der Sekundärdruck wieder langsam an, der Primärdruck stagniert und die zunehmende Verdampfung im Reaktor führt schließlich zu einem Wiederanstieg des Primärdrucks ab etwa  $540$  s verbunden mit einer Unterbrechung des Naturumlafs infolge des Verschlusses der heißseitigen Schleifenabsenkung mit Wasser. Zum Zeitpunkt  $t=615$  s wird über das

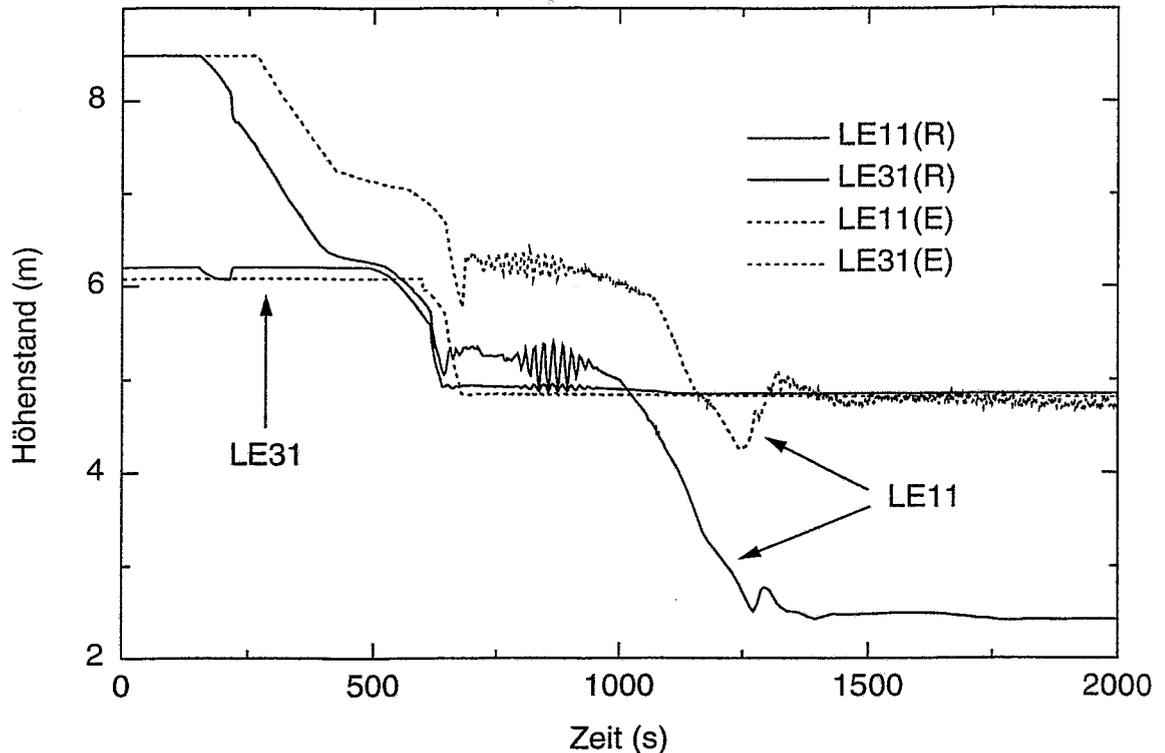


**Abb. 3.3.2.2:** Vergleich der gemessenen (E) und berechneten (R) Druckverläufe im Primärkreis (PR21) und Sekundärkreis (PR81)

Druckhalter-Abblaseventil die primäre Druckentlastung eingeleitet und der Primärdruck sinkt für kurze Zeit relativ schnell ab, Abb. 3.3.2.2. Das zu diesem Zeitpunkt noch verschlossene *hot leg loop seal* führt zu einem leichten Wiederanstieg des Drucks. Bei  $t=650$  s ist der Höhenstand im heißen Strang auf ein Minimum gesunken (LE31, Abb. 3.3.2.3), Dampf strömt zum Dampferzeuger und der Primärdruck sinkt mit dem Freiblasen der Schleife erneut. Nach dem *hot leg loop seal clearing* kommt der Naturumlauf wieder in Gang und die Wärmeübertragung im Dampferzeuger verbessert sich schlagartig.

Nach dem Freiblasen des heißen Strangs werden in der Rechnung Naturumlaufinstabilitäten mit den gleichen Charakteristika wie im Experiment nachgewiesen. Der instabile Zustand ist deutlich im Reaktorhöhenstand (Abb. 3.3.2.3) zu erkennen. Im Verlauf der Instabilitäten stagniert der Reaktorhöhenstand auf dem Niveau des Reaktoraus-

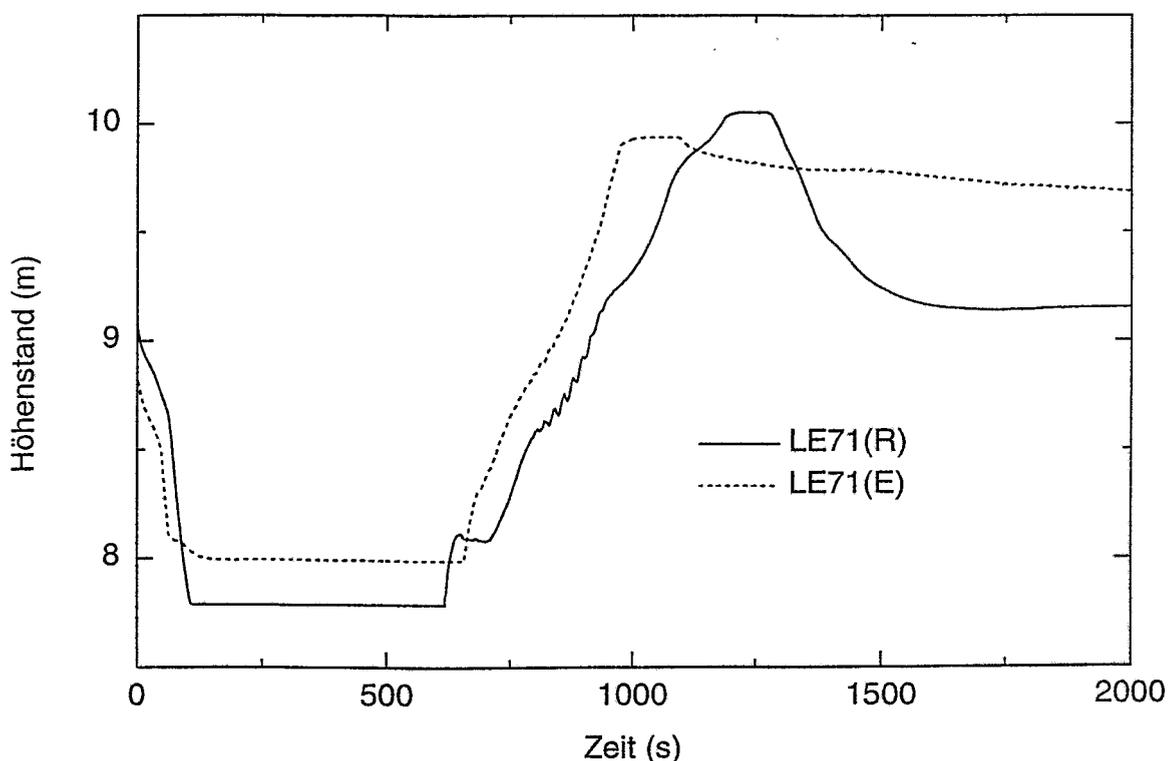
tritt zum heißen Strang. Die Prozesse im Bereich der Instabilitäten lassen sich folgendermaßen charakterisieren. Das Freiblasen der Schleife wird mit dem Absinken des Höhenstandes im geneigten Teil des heißen Strangs (LE31, Abb. 3.3.2.3) ausgelöst, Dampf strömt zum heißen Dampferzeugerkollektor und infolge der Kondensation sinkt der Primärdruck wieder ab. Die Dampfkondensation führt zu einer schlagartigen Verbesserung des Wärmeübergangs im Dampferzeuger sowie zu einer Beschleunigung des Naturumlaufs und damit verbunden zu einem Wiederanstieg des Reaktorhöhenstandes. Dadurch tritt aus dem Reaktor erneut Zweiphasengemisch aus, die Kondensation im Dampferzeuger geht zurück und der Massenstrom in der Schleife sinkt ab. Solange im Dampferzeuger noch Kondensation stattfindet, sinkt der Primärdruck wei-



**Abb. 3.3.2.3: Höhenstände im Reaktormodell (LE11) und im heißen Strang (LE31)**

ter. Der Massenstrom in der Schleife wird zeitweise sogar negativ und der Reaktorhöhenstand sinkt wieder ab. Die berechneten Massenströme im heißen Strang deuten darauf hin, daß die heißseitige Schleifenabsenkung sowohl von der Reaktorseite durch austretendes Zweiphasengemisch als auch von der Dampferzeugerseite durch zurückströmendes Kondensat wieder verschlossen wird. Durch die Unterbrechung der Dampfzufuhr zum Dampferzeuger reduziert sich die Wärmeübertragung zur Sekundärseite, der Naturumlauf stagniert und der Primärdruck steigt wieder an, bis das erneute Einsetzen des *loop seal clearing* den Naturumlauf wieder beschleunigt. Der beschriebene Prozeß wiederholt sich mit einer Periode von etwa 20 s solange, bis der Gemischspiegel im Reaktor die Austrittsöffnung zum heißen Strang nicht mehr erreichen kann. Der Dampf kann nun ungehindert in Richtung Dampferzeuger strömen und der Reaktorhöhenstand sinkt deutlich ab (Abb. 3.3.2.3).

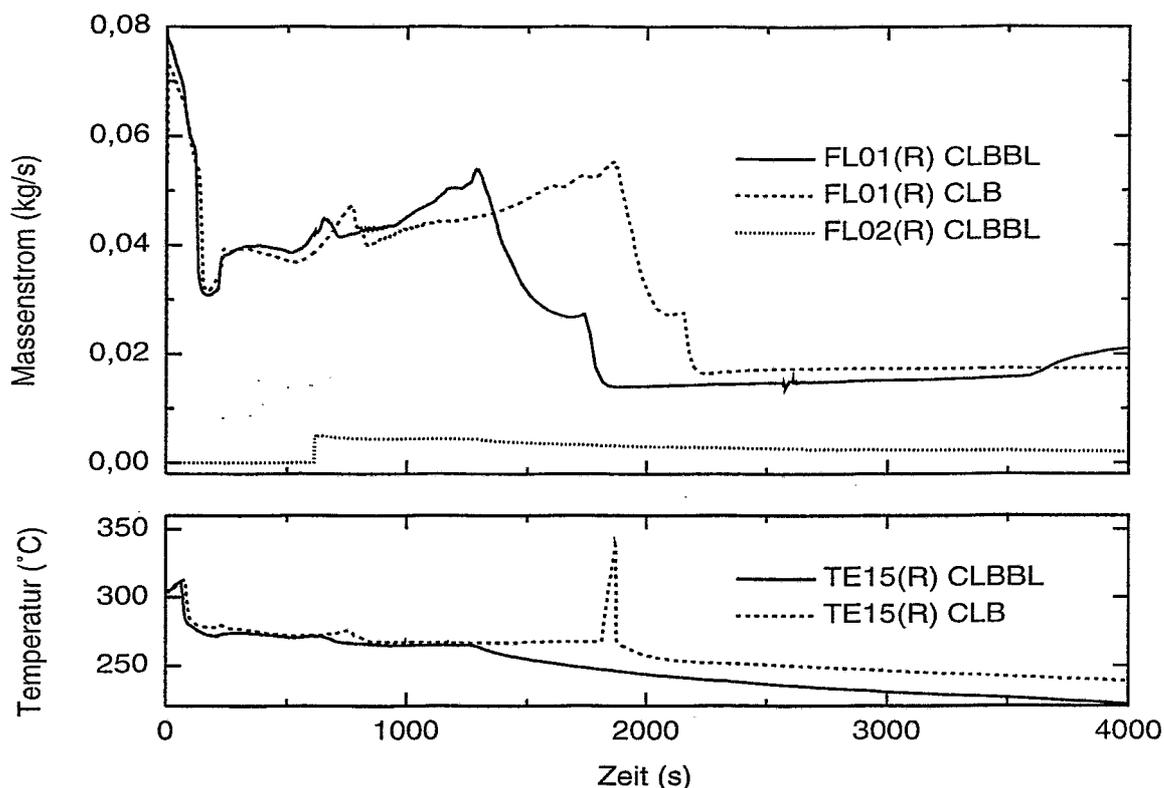
Durch das Öffnen des Druckhalter-Abblaseventils und die damit verbundene Druckabsenkung kommt es zu einem Wiederanstieg des Höhenstands im Druckhalter (Abb. 3.3.2.4). Der durch die Druckentlastung verursachte Masseverlust (FL02) liegt aber deutlich unter dem Masseverlust infolge des einphasigen Ausströmens aus dem Leck im kalten Strang (FL01, Abb. 3.3.2.5). Durch die primäre Druckentlastung liegt der Druck nach dem Freiblasen der Schleife deutlich niedriger als im Experiment CLB. Dadurch sinkt der Primärdruck vergleichsweise früher unter den Sekundärdruck, der Dampferzeuger geht als Wärmesenke verloren und Dampf gelangt in den kalten Strang. Mit dem Durchbruch von Dampf in den kalten Strang wird das *cold leg loop seal clearing* (Freiblasen der kaltseitigen Schleifenabsenkung) eingeleitet, der Höhenstand im kalten Dampferzeugerkollektor sinkt auf ein Minimum ( $t=1270$  s) und der Höhenstand im kalten Strang beginnt ebenfalls zu sinken. Bei  $t=1290$  s erreicht der Dampf



**Abb. 3.3.2.4: Gemessener (E) und berechneter (R) Höhenstand im Druckhalter**

den oberen Teil des *downcomer* und der Leckmassenstrom sinkt durch den Übergang zu zweiphasigem Ausströmen ab (Abb. 3.3.2.5). Bis zum Ende der Transiente strömt der Dampf vom Reaktor über den Dampferzeuger zum Leck. Da das *cold leg loop seal clearing* im Vergleich zum Experiment CLB deutlich früher stattfindet, stabilisiert sich der Reaktorhöhenstand mit dem Absinken des Leckmassenstroms auf einem höheren Niveau und ein Anstieg der Brennelementoberflächentemperaturen, wie im Experiment CLB beobachtet, wird durch die Maßnahme der primären Druckentlastung von vornherein vermieden (Abb. 3.3.2.5). Bis zum Ende der Transiente ist die sichere Notkühlung des Reaktorkerns somit gewährleistet.

Wie die Ergebnisse der Rechnungen zeigen, lassen sich alle wesentlichen Phänomene des Experiments, wie das Freiblasen der Schleifenabsenkungen (*hot and cold leg loop seal clearing*), das thermohydraulische Verhalten des Druckhalters, die Stagnati-



**Abb. 3.3.2.5: Leckmassenstrom (FL01) und Massenstrom am Druckhalterabblaseventil (FL02) sowie die Brennelementoberflächentemperatur (TE15) für die Experimente CLB und CLBBL (Rechnung)**

on und das Wiedereinsetzen des Naturumlaufs und die Naturumlaufinstabilitäten sehr gut nachbilden. Insbesondere im Fall der beobachteten Naturumlaufinstabilitäten lieferten erst die ATHLET-Rechnungen die notwendigen Informationen zur Klärung der mit den Instabilitäten verbundenen physikalischen Prozesse.

### 3.3.3 Surge-Line-Break an der Anlage PMK-2 (SLB, 1993)

#### 3.3.3.1 Beschreibung des Experiments und Modellierung mit ATHLET

Der Abriß der Druckhalterausgleichsleitung (Surge-Line-Break, SLB), d.h. der Verbindungsleitung zwischen Druckhalter und heißem Strang, ist der schwerste bisher untersuchte Störfall an der PMK-Anlage. Das Experiment wurde 1993 durchgeführt. Es handelt sich um ein mittleres Leck, der Durchmesser an der Originalanlage beträgt 277 mm. Die Druckhalterausgleichsleitung ist am tiefsten Punkt der heißseitigen Schleifenabsenkung mit dem Primärkreis verbunden und wird an der PMK-Anlage durch eine Leitung von 29 mm Durchmesser modelliert. Die Ausströmöffnung des Leckventils am Verbindungspunkt von heißem Strang und Druckhalterausgleichsleitung ist im Experiment auf 5 mm begrenzt. Das Experiment beginnt bei Nennleistung. Mit Leckinitiierung wird der Dampferzeuger isoliert, die Einleitung von Reaktorschnellabschaltung und Pumpenauslauf wird über den Primärdruck gesteuert. Es wird angenommen, daß die Hochdrucknoteinspeisung (2 von 3 Systemen), die Druckspeicher und die Niederdrucknoteinspeisung zur Verfügung stehen.

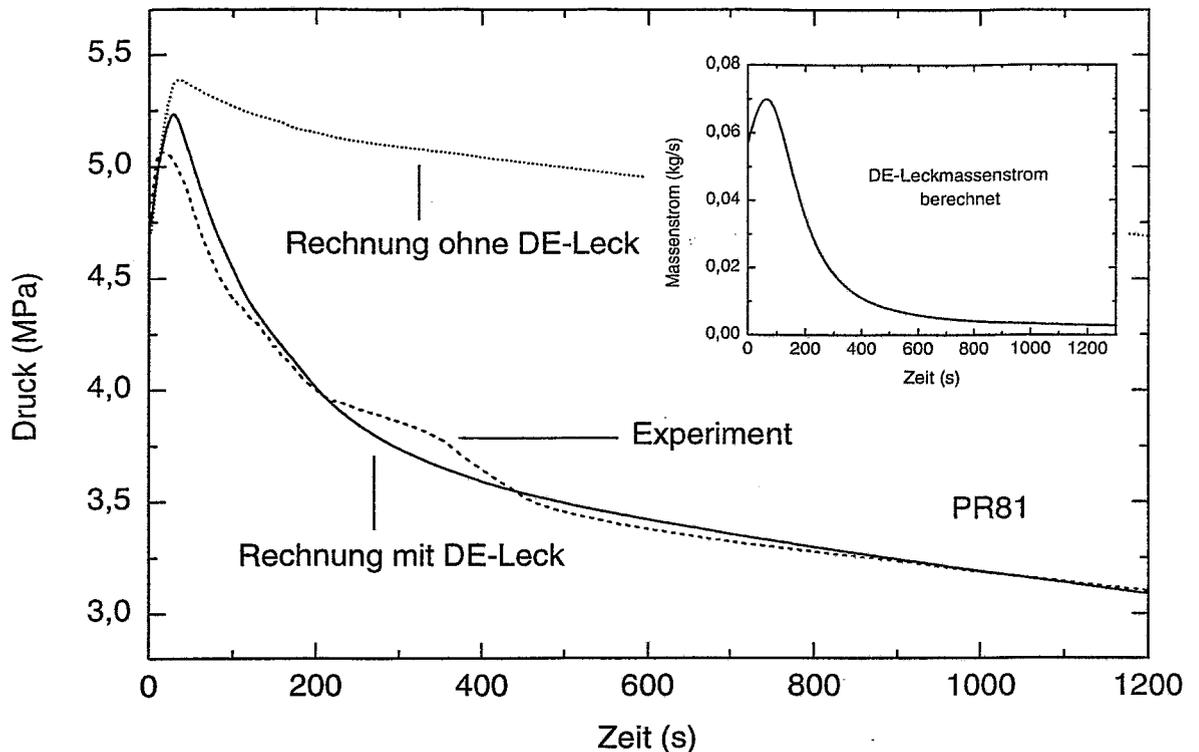
	Parameter	Meßstelle	Experiment	ATHLET
<b>PKL</b>	Druck	PR21	11.85 MPa	11.95 MPa
	Massenstrom	FL53	4.84 kg/s	4.93 kg/s
	Reaktorleistung	PW01	681.0 kW	681.0 kW
	Druckhalterhöhenstand	LE71	9.71 m	9.73 m
	Reaktoreintrittstemperatur	TE63	275.2 °C	269.8 °C
	Reaktoraustrittstemperatur	TE22	300.6 °C	296.2 °C
	DE-Eintrittstemperatur	TE41	298.8 °C	295.5 °C
	DE-Austrittstemperatur	TE42	261.9 °C	269.8 °C
<b>SKL</b>	Druck	PR81	4.83 MPa	4.73 MPa
	DE-Höhenstand	LE81	9.13 m	8.26 m
	DE-Sekundärtemperatur	TE85	256.5 °C	260.8 °C

**Tab. 3.3.3.1: Ergebnisse der Startrechnung im Vergleich mit den experimentellen Randbedingungen**

Die experimentellen Ergebnisse wurden durch zwei unerwünschte Effekte beeinflusst. Normalerweise schließen die Armaturen der Druckspeicher nach einem bestimmten Zeitraum wieder, um eine Einspeisung von Stickstoff aus den Druckspeichern zu verhindern. Das Schließen der Armaturen wird über den Höhenstand in den Druckspeichern gesteuert. Durch einen Defekt gelangte aber eine begrenzte Menge Stickstoff aus dem mit dem *downcomer* verbundenen Druckspeicher in den Kreislauf. Desweiteren trat während des Experiments eine Undichtigkeit am Dampferzeuger-Sicherheitsventil auf, so daß der Dampferzeuger sekundärseitig nicht vollständig isoliert war. Der Sekundärdruck sank somit schneller, als dies infolge der Wärmeverluste der Fall gewesen wäre.

Der Datensatz für das Experiment baut auf dem selben Datensatz auf, der auch für die Modellierung des Experiments in Abschnitt 3.3.2 verwendet wurde, /Kre94/, /Kre95/, /Sza95/. Zusätzlich wurden die Druckspeicher in die Modellierung einbezogen, /Schä96/, /Schä97/. Mit Hilfe einer stationären Rechnung wurden die Anfangsbedingungen des Datensatzes auf die experimentell ermittelten Parameter abgestimmt, vgl. Tabelle 3.3.3.1. Die Abweichungen in den Temperaturdifferenzen über Reaktor und Dampferzeuger sind auf eine fehlerhafte Modellierung der Wärmeverluste zurückzuführen. Die Angaben zu den Wärmeverlusten der Anlage basieren auf einem anderen Experiment, eine konkrete Messung für das Experiment SLB stand nicht zur Verfügung. Zur Modellierung des Lecks wurde wie in den anderen Rechnungen das eindimensionale Modell für kritisches Ausströmen (CDR1D) genutzt. Die Rechnungen zum Experiment SLB wurden vorwiegend mit ATHLET Mod 1.1 Cycle A durchgeführt, so daß der Einfluß der Stickstoffeinspeisung nicht berücksichtigt werden konnte. Der Einfluß des undichten Sicherheitsventils wurde durch ein zusätzliches Ventil am Dampferzeuger mit vorgegebenem Leckmassenstrom modelliert. In Abb. 3.3.3.1 ist der zeit-

liche Verlauf des Sekundärdrucks (PR81) für die Rechnung mit zusätzlichen Leckverlusten am Dampferzeuger im Vergleich mit einer zweiten Rechnung ohne Leckverluste dargestellt. Mit einem zeitabhängigen Dampferzeuger-Leckmassenstrom wurden die



**Abb. 3.3.3.1: Sekundärdruck (PR81) mit und ohne Leckverluste über das Dampferzeuger-Sicherheitsventil und der modellierte Leckmassenstrom**

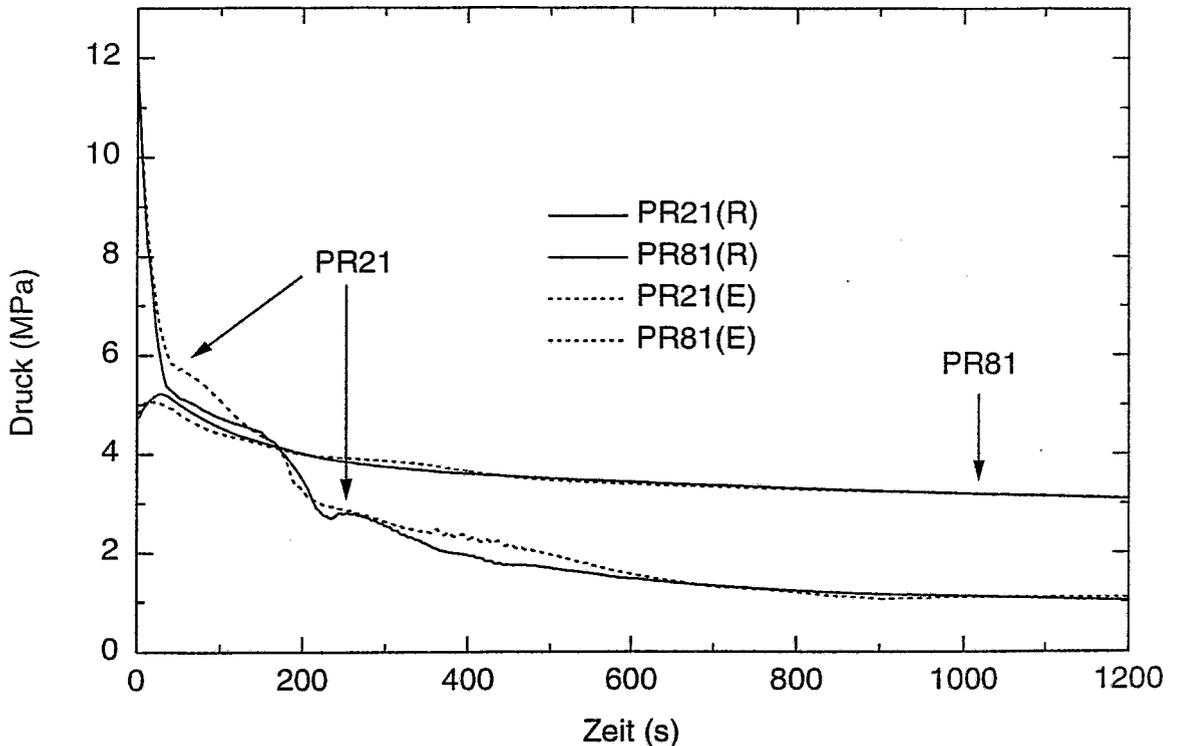
im Experiment aufgetretenen Masseverluste infolge des undichten Sicherheitsventils nachgebildet.

### 3.3.3.2 Ergebnisse der Rechnungen

Ereignis	Experiment	ATHLET
Leckinitiierung	0 s	0 s
Reaktorschnellabschaltung	1 s	1 s
Beginn Pumpenauslauf	3 s	3 s
Start der HPIS-Einspeisung	18 s	18 s
Druckhalter ist entleert	13 s	17 s
Beginn der Druckspeichereinspeisung SIT-1/2	37 s	28 s
Ende der Transiente	1265 s	1300 s

**Tab. 3.3.3.2: Vergleich der Meßergebnisse mit dem berechneten Verlauf der Transiente**

Einen Vergleich zwischen den experimentell beobachteten Ereignissen und den Ergebnissen der ATHLET-Rechnung für die wesentlichen Eckpunkte der Transiente gibt Tabelle 3.3.3.2.

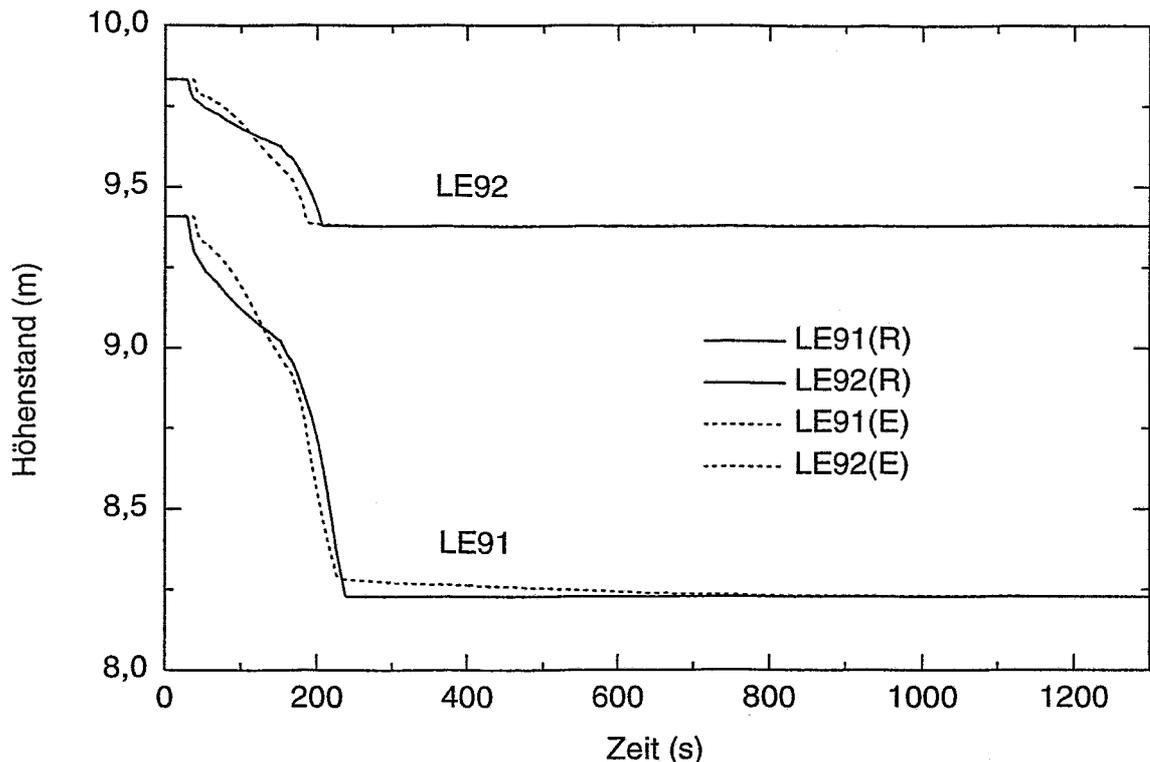


**Abb. 3.3.3.2: Vergleich der gemessenen (E) und berechneten (R) Druckverläufe im Primärkreis (PR21) und Sekundärkreis (PR81)**

Infolge der Lecköffnung sinkt der Primärdruck in den ersten 30 s sehr schnell ab (Abb. 3.3.3.2), die sekundärseitige Isolation des Dampferzeugers führt anfangs noch zu einem kurzen Anstieg des Sekundärdrucks, der Ansprechdruck des Sicherheitsventils wird aber nicht erreicht. Durch das Leck am Dampferzeuger kommt es auch auf der Sekundärseite zu einer schnellen Druckentlastung. Der Primärdruck sinkt innerhalb 1 s auf den Ansprechdruck der Reaktorschnellabschaltung, nach 3 s wird der Pumpenauslauf eingeleitet und die Hochdrucknoteinspeisung (HPIS) beginnt bei 18 s, Abb. 3.3.3.4. Das Leck im heißen Strang trennt den Druckhalter praktisch von der Schleife, so daß sich der Druckhalter bis  $t=17$  s entleert. Wie im Experiment beobachtet, setzt auch in der Rechnung die Verdampfung zuerst im Bereich des Lecks ein und bewegt sich dann im heißen Strang in Richtung Reaktormodell. In etwa zur gleichen Zeit steigt im Reaktormodell der Dampfgehalt im Bereich des oberen Plenums und auch im kalten Strang läßt sich eine zunehmende Verdampfung nachweisen.

Bei  $t=28$  s unterschreitet der Primärdruck den Ansprechdruck der Druckspeicher. Durch die Einspeisung aus dem Druckspeicher 2 wird die Verdampfung im heißen Strang gestoppt und die Einspeisung aus dem Druckspeicher 1 verhindert ein zu schnelles Absinken des Reaktorhöhenstandes. Infolge der zunehmenden Verdampfung im Reaktormodell und im heißen Strang sowie dem reduzierten Wärmeübergang zur Sekundärseite läßt sich in der Anfangsphase eine Stagnation der primären Druckabsenkung beobachten (Abb. 3.3.3.2), der Einspeisemassenstrom aus den Druckspei-

chern geht zurück (Abb. 3.3.3.4) und die Druckspeicherhöhenstände sinken nur noch langsam (Abb. 3.3.3.3). Ein Vergleich der berechneten Dampfgehalte im oberen Teil

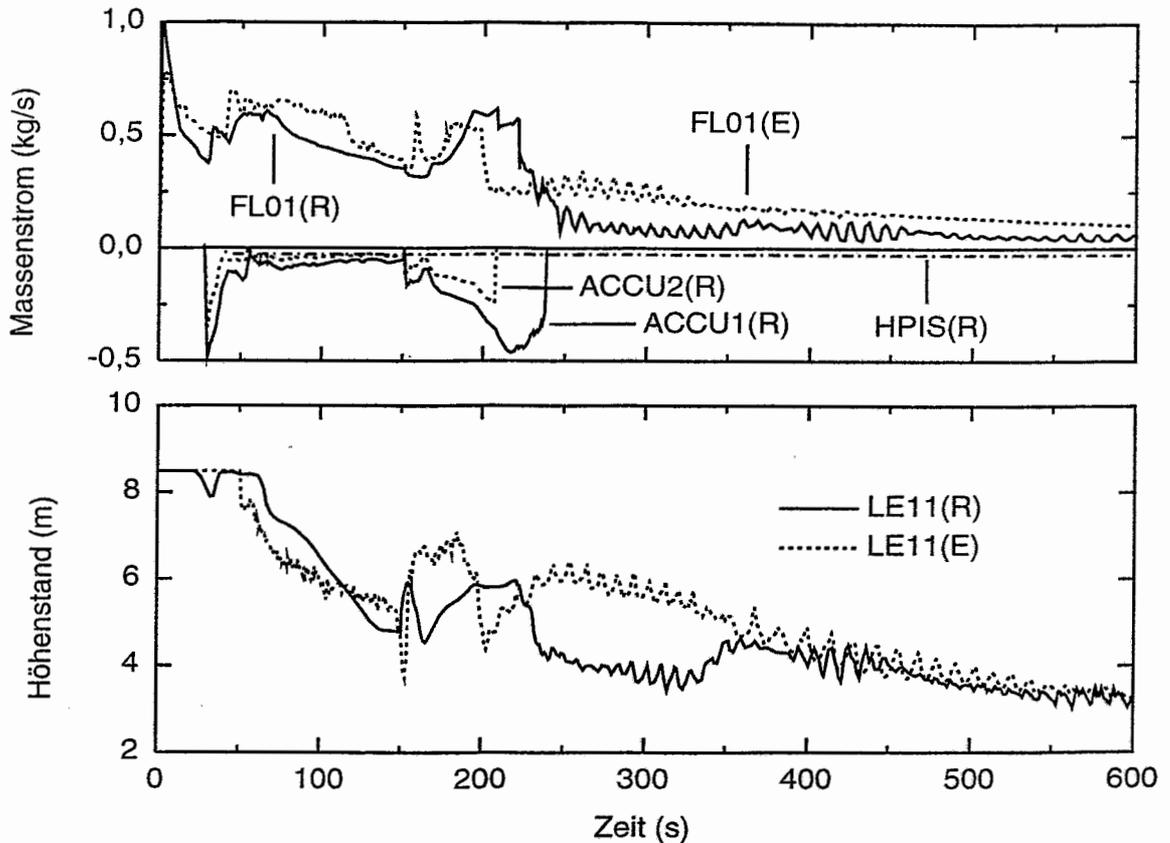


**Abb. 3.3.3.3: Verlauf der gemessenen (E) und berechneten (R) Höhenstände in beiden Druckspeichern**

des Reaktormodells zeigt im Zeitraum von 62 bis 212 s ein mit steigender Höhe abnehmendes Dampfgehaltsprofil. Die Verdampfung im oberen Plenum verhindert die Einspeisung von Notkühlwasser aus dem Druckspeicher 2 in das obere Plenum und das eingespeiste Fluid strömt über den heißen Strang zum Leck. Durch den Übergang zu reiner Einphasenströmung (Wasser) im Bereich des heißen Strangs steigt auch der Leckmassenstrom an (Abb. 3.3.3.4). Die Dampfgehaltsverteilung im kalten Strang zeigt, daß im Bereich von 35 bis 113 s der Dampfgehalt im kalten Strang höher liegt als im kalten Dampferzeugerkollektor. Damit wird ein Vordringen des durch den Druckspeicher 2 eingespeisten Notkühlwassers bis in den kalten Strang verhindert. Ein Vergleich der bis hierhin beschriebenen Effekte mit dem Experiment macht deutlich, daß die Ergebnisse der ATHLET-Modellierung ausgezeichnet die experimentellen Beobachtungen widerspiegeln.

Zum Zeitpunkt  $t=150$  s wird die Pumpe abgeschaltet und der Kreislauf geht vom Zwangsumlauf in den Naturumlauf über. Der Primärdruck beginnt wieder stärker zu sinken (Abb. 3.3.3.2) und die Einspeisung aus den Druckspeichern wird forciert (Abb. 3.3.3.3 und Abb. 3.3.3.4). Die Zunahme des Einspeisemassenstroms aus den Druckspeichern hat letztendlich einen Wiederanstieg des Reaktorhöhenstandes zur Folge (Abb. 3.3.3.4) und für kurze Zeit sinkt der Dampfgehalt im oberen Plenum ab. Im Gegensatz zum Experiment zeigen die Ergebnisse der Rechnung, daß zu diesem Zeitpunkt eine Einspeisung von Notkühlwasser aus dem Druckspeicher 2 in den Reaktor noch verhindert wird, die Gegenstrombegrenzung im oberen Plenum währt bis zum

Ende der Druckspeichereinspeisung. Ab  $t=170$  s unterschreitet der Primärdruck den Sekundärdruck, im Dampferzeuger ist die Kondensation von Dampf nicht mehr möglich und ab  $t=180$  s befindet sich auf der Primärseite nur noch Dampf.

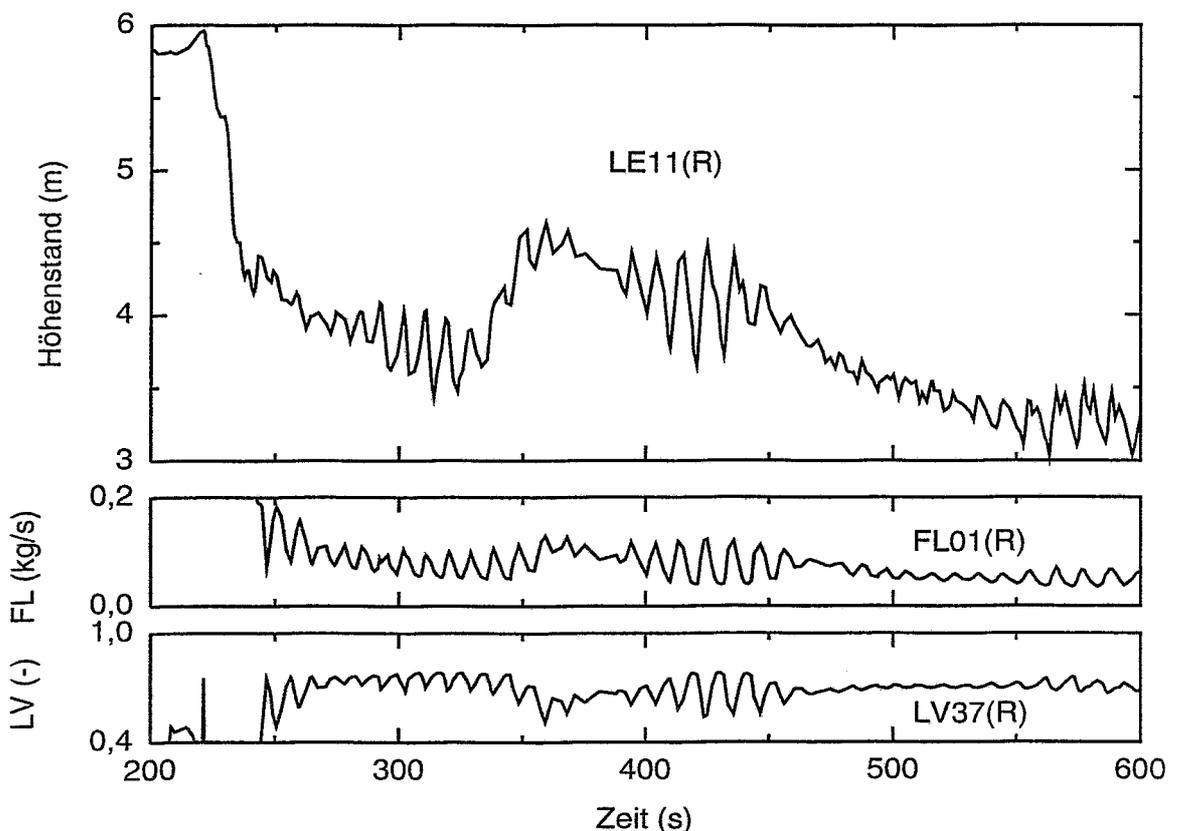


**Abb. 3.3.3.4:** Vergleich von gemessenem (E) und berechnetem (R) Reaktorhöhenstand (LE11) und Leckmassenstrom (FL01) sowie die mit ATHLET berechneten Massenströme der Notkühlsysteme (HPIS, ACCU1 und 2)

Bei  $t=208$  s ist der Druckspeicher 2 entleert, die Einspeisung von Fluid in das obere Plenum ist damit beendet (Abb. 3.3.3.3 und Abb. 3.3.3.4) und der Dampfgehalt im Reaktormodell steigt wieder an. Nach dem Ende der Druckspeichereinspeisung setzt sich die Verdampfung im heißen Strang fort und der Höhenstand im geneigten Teil sinkt ab. Der im Reaktor erzeugte Dampf strömt nun über den heißen Strang in Richtung Dampferzeuger, am Leck stellt sich wieder ein zweiphasiger Zustand ein und der Leckmassenstrom sinkt ab (Abb. 3.3.3.4). Ab  $t=220$  s geht auch die Einspeisung aus dem Druckspeicher 1 zurück und ist bei  $t=238$  s beendet (Abb. 3.3.3.4). Nach dem Ende der Druckspeichereinspeisung wird das Absinken des Reaktorhöhenstandes durch den verringerten Leckmassenstrom und die noch aktive Hochdrucknoteinspeisung gebremst. Die mit dem Freiblasen des *hot leg loop seal* verbundenen Prozesse zeigen qualitativ eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Beobachtungen. Im Anschluß an die bis hierhin besprochenen Phänomene wurde im Experiment ein erneuter Anstieg des Reaktorhöhenstandes beobachtet. Verursacht wurde dieser Anstieg durch die Einspeisung einer Stickstoffblase aus dem Druckspeicher 1. Eine Modellierung dieses Effektes war mit der ATHLET-Rechnung nicht möglich, so daß

hier Rechnung und Experiment zu unterschiedlichen Ergebnissen führen. In der Rechnung sinkt der Reaktorhöhenstand nach dem Ende der Druckspeichereinspeisung langsam weiter (Abb. 3.3.3.4) und, wie bereits dargelegt, ein noch schnelleres Absinken wird nur durch die Hochdrucknoteinspeisung (HPIS) und den verringerten Leckmassenstrom (FL01) verhindert. Für einen sinnvollen Vergleich von Experiment und Rechnung müßte der Einfluß der Stickstoffeinspeisung berücksichtigt werden, detailliertere Untersuchungen sind hierzu notwendig.

Nach dem Ende der Druckspeichereinspeisung und dem damit verbundenen Freibleasen der heißseitigen Schleifenabsenkung werden in der Rechnung Naturumlaufinstabilitäten beobachtet, welche sich analog zum Experiment in periodischen Änderungen des Ausströmverhaltens am Leck äußern. Die Periode der Instabilitäten liegt bei ca. 9 s und ist mit den experimentellen Ergebnissen vergleichbar. Abb. 3.3.3.5 zeigt an Hand der Rechnung im Bereich der Instabilitäten einen Vergleich zwischen Reaktorhöhenstand, Leckmassenstrom und dem Dampfgehalt in dem mit dem Leck verbundenen Kontrollvolumen des heißen Strangs. Die Phasenlage entspricht den experimentellen



**Abb. 3.3.3.5: Instabilitäten im Bereich des Lecks am Beispiel des Reaktorhöhenstandes (LE11), des Leckmassenstroms (FL01) und des Dampfgehalts am Leck (LV37)**

Ergebnissen, der Leckmassenstrom und der Dampfgehalt vor dem Leck liegen genau in Gegenphase. Die Änderungen im Ausströmverhalten werden durch periodische Änderungen des Dampfgehalts des in den heißen Strang eintretenden Zweiphasengemischs verursacht und sind über den Primärdruck gekoppelt. Bei sinkendem

Reaktorhöhenstand steigt der Dampfgehalt am Reaktoraustritt, es gelangt Zweiphasengemisch mit höherem Dampfgehalt zum Leck und der Leckmassenstrom geht zurück. Verbunden mit dem größeren Volumenstrom am Leck wird die Druckabsenkung im Primärkreis beschleunigt und der Gemischspiegel im Reaktor steigt wieder an. Die damit verbundene Abnahme des Dampfgehalts am Reaktoraustritt führt zu einem Anstieg des Leckmassenstroms, durch den verminderten Volumenstrom kommt es zu einer Verringerung der Druckabfallgeschwindigkeit und der Gemischspiegel im Reaktor sinkt erneut ab.

Im Experiment wurde eine weitere Form von Naturumlaufinstabilitäten, verursacht durch einen periodischen Eintrag von Zweiphasengemisch in die Primärseite des Dampferzeugers, beobachtet. Diese Instabilitäten konnten in der vorliegenden Rechnung nicht verifiziert werden. Die Abweichungen zwischen Experiment und Rechnung in der zweiten Hälfte der Transiente sind im wesentlichen auf die fehlende Modellierung der Stickstoffeinspeisung zurückzuführen, weitere Rechnungen mit ATHLET zur Untersuchung dieser Phänomene sind für die Zukunft geplant.

### **3.3.4 Surge-Line-Break mit reduzierter Notkühleinspeisung an der Anlage PMK-2 (PH-SLB, 1997)**

#### **3.3.4.1 Beschreibung des Experiments und Modellierung mit ATHLET**

Das Experiment PH-SLB ist Bestandteil des Phare Projektes PH 4.2.6 b „WWER-440/213 Accident Analysis DBA Code Verification“ und wurde 1997 an der Versuchsanlage PMK-2 durchgeführt. Im Rahmen dieses Projekts wurden ATHLET-Rechnungen im Institut für Sicherheitsforschung des FZR und in Kooperation zwischen der GRS und dem KFKI Budapest realisiert, /Hor97/. Die Teilnahme des FZR am PHARE-Projekt erfolgte ohne Finanzierung. Die Ergebnisse sind insbesondere im Vergleich mit der Analyse des Experiments aus Abschnitt 3.3.3 von Interesse und sollen deshalb im Rahmen des BMBF-Vorhabens dargestellt werden. Das Szenario des Experiments beinhaltet den Abriß der Druckhalterausgleichsleitung zwischen Druckhalter und heißem Strang. Die Ausströmöffnung des Lecks ist an der Versuchsanlage auf 6 mm begrenzt. Das Experiment unterscheidet sich von dem in Abschnitt 3.3.3 vorgestellten Experiment durch den etwas größeren Leckdurchmesser, eine verminderte Einspeiserate aus dem Hochdrucknotkühlsystem und durch die Annahme, daß nur einer der beiden an der PMK-Anlage modellierten Druckspeicher zur Verfügung steht. Die eingeschränkte Versorgung mit Notkühlwasser führt zu einer vollkommenen Trockenlegung des Reaktorkerns. Der Verlauf der Transiente unterscheidet sich somit gravierend von den experimentellen Ergebnissen aus Abschnitt 3.3.3.

Das Experiment beginnt bei Nennleistung. Zu Beginn wird der Dampferzeuger sowohl auf der Dampf- als auch auf der Speisewasserseite isoliert, die Einleitung von Reaktorschnellabschaltung und Pumpenauslauf wird über den Primärdruck gesteuert. Es wird angenommen, daß die Hochdrucknoteinspeisung (1 von 3 Systemen), der mit dem oberen Plenum verbundene Druckspeicher und die Niederdrucknoteinspeisung zur Verfügung stehen. Der Datensatz für das Experiment entspricht im wesentlichen dem Datensatz zu den Rechnungen aus Abschnitt 3.3.3. Änderungen betreffen die Verfügbarkeit der Notkühlsysteme, die Modellierung des Lecks und die Anpassung des Datensatzes auf die neue ATHLET Version ATHLET Mod 1.1 Cycle C. Die Ergebnisse der stationären Rechnung im Vergleich zu den experimentellen Randbedingungen zeigt Tabelle 3.3.4.1.

	Parameter	Meßstelle	Experiment	ATHLET
PKL	Druck	PR21	12.57 MPa	12.59 MPa
	Massenstrom	FL53	4.37 kg/s	4.35 kg/s
	Reaktorleistung	PW01	666.4 kW	666.4 kW
	Druckhalterhöhenstand	LE71	9.8 m	9.9 m
	Reaktoreintrittstemperatur	TE63	268.0 °C	263.0 °C
	Reaktoraustrittstemperatur	TE22	297.6 °C	292.7 °C
	DE-Eintrittstemperatur	TE41	296.8 °C	291.9 °C
	DE-Austrittstemperatur	TE42	266.8 °C	263.1 °C
SKL	Druck	PR81	4.69 MPa	4.68 MPa
	DE-Höhenstand	LE81	9.02 m	8.50 m
	DE-Sekundärtemperatur	TE85	252.2 °C	260.2 °C

**Tab. 3.3.4.1: Ergebnisse der Startrechnung im Vergleich mit den experimentellen Randbedingungen**

### 3.3.4.2 Ergebnisse der Rechnungen

Tabelle 3.3.4.2 zeigt anhand der wesentlichen Phänomene einen Vergleich von Experiment und ATHLET-Rechnung.

Ereignis	Experiment	ATHLET
Leckinitiierung	0 s	0 s
Reaktorschnellabschaltung	0 s	0 s
Beginn Pumpenauslauf	0 s	0 s
Start der HPIS-Einspeisung	17 s	17 s
Beginn der Druckspeichereinspeisung	20 s	18 s
Primärdruck unterschreitet den Sekundärdruck	31 s	30 s
Beginn des <i>hot leg loop seal clearing</i>	70 s	70 s
Beginn der "Dry-Out-Phase"	210 s	236 s
Ende der Druckspeichereinspeisung	218 s	217 s
Endgültiges Freiblasen des <i>hot leg loop seal</i>	220 s	230 s
Reaktorhöhenstand erreicht Minimum	255 s	260 s
Start der LPIS-Einspeisung	304 s	293 s
Maximum der Brennelementtemperaturen	444 s	398 s
Ende der Transiente	1000 s	1150 s

**Tab. 3.3.4.2: Vergleich der Meßergebnisse mit dem berechneten Verlauf der Transiente**

Zum Beginn der Transiente ( $t=0$  s) wird das Leck geöffnet. Das wesentlichste Phänomen zu Beginn des Experiments ist die sehr schnelle Druckentlastung im Primärkreis, vgl. Abb. 3.3.4.1. Dadurch werden die Reaktorschnellabschaltung und der Pumpen-

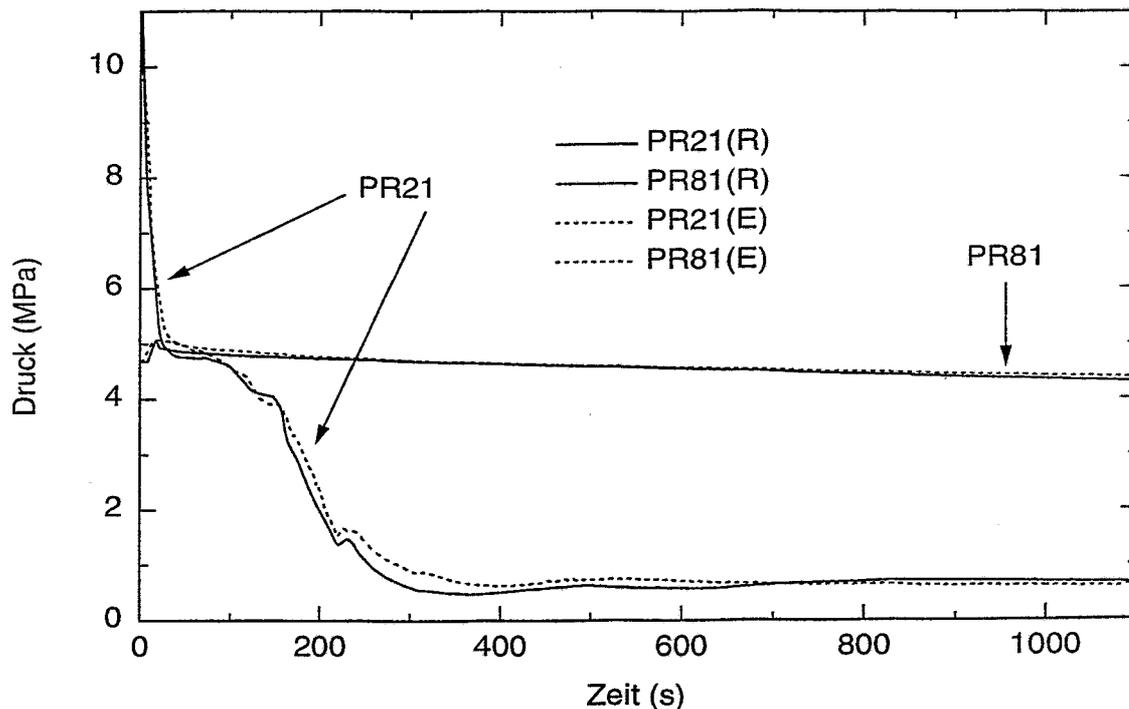


Abb. 3.3.4.1: Vergleich der gemessenen (E) und berechneten (R) Druckverläufe im Primärkreis (PR21) und Sekundärkreis (PR81)

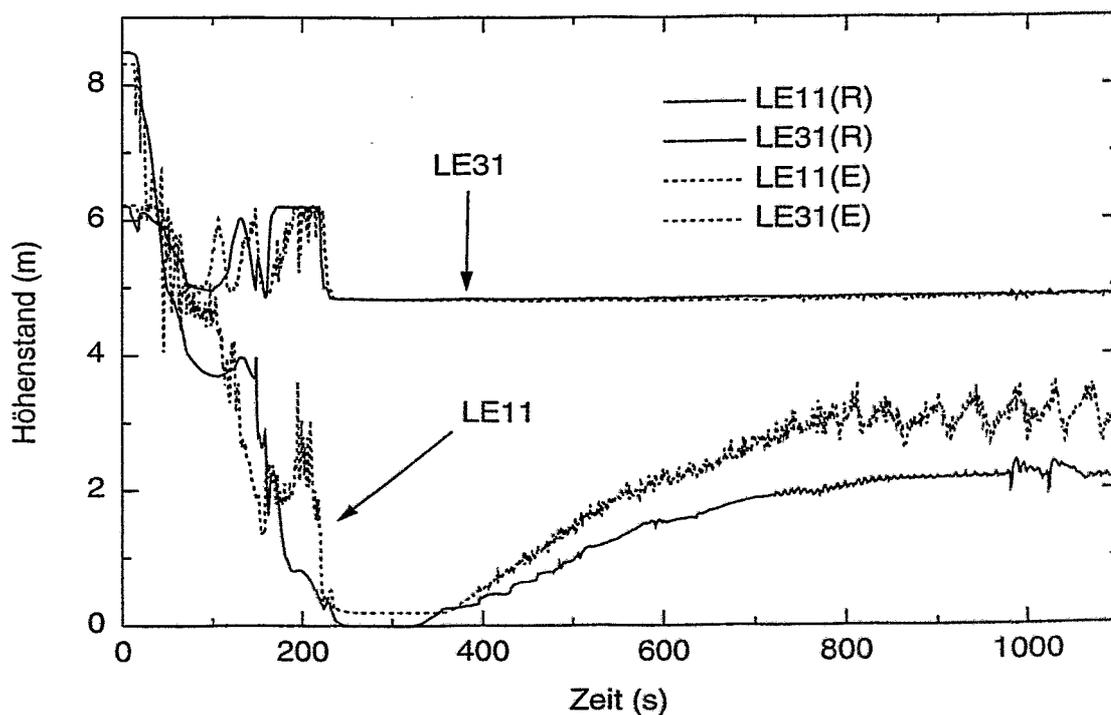
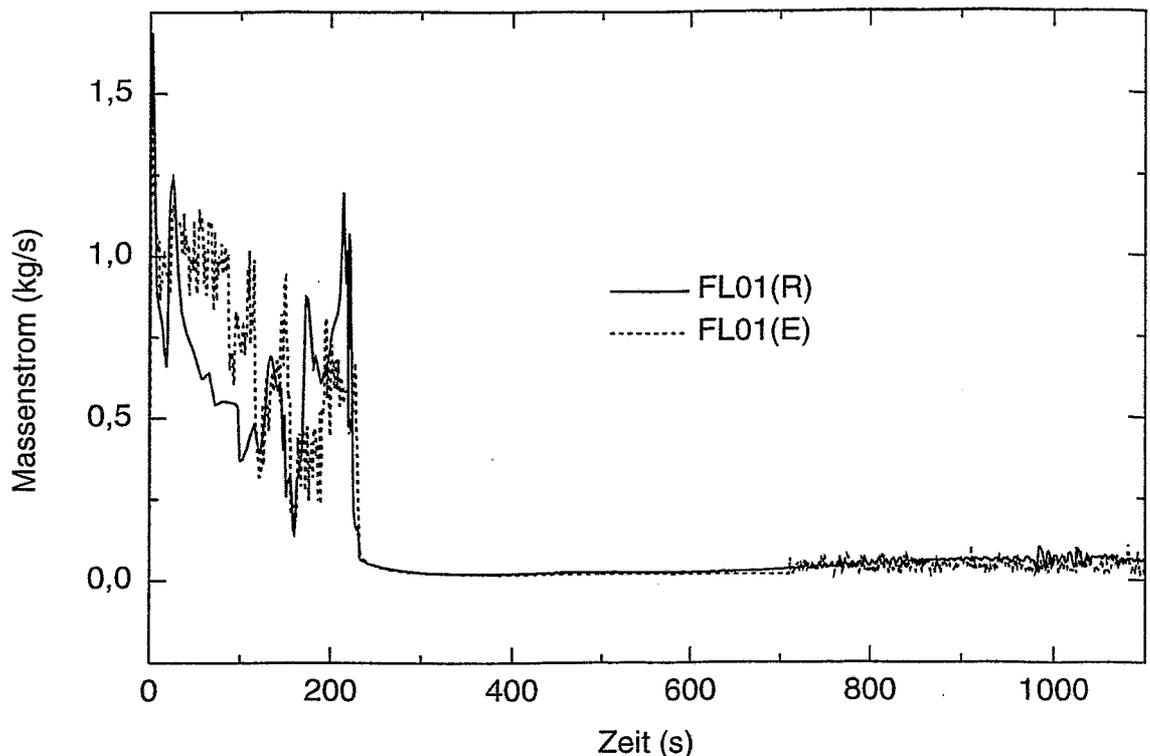


Abb. 3.3.4.2: Höhenstände im Reaktormodell (LE11) und im heißen Strang (LE31)

auslauf bereits bei  $t=0$  s initiiert. Bei  $t=8$  s wird die Dampferzeugersekundärseite isoliert und bei  $t=17$  s beginnt die Einspeisung aus dem Hochdrucknotkühlsystem. Durch das Leck wird der Druckhalter praktisch von der Schleife getrennt, er entleert sich bis zum Zeitpunkt  $t=12$  s vollständig. In der Anfangsphase läßt sich ebenfalls eine sehr schnelle Abnahme des Höhenstandes im Reaktormodell (LE11, Abb. 3.3.4.2) beobachten. Der Höhenstand fällt innerhalb der ersten 38 s bis zum Niveau der Einbindung des heißen Strangs. Bereits ab etwa 12 s kommt es im heißen Strang zu einem ersten *flashing* und mit zunehmender Verdampfung im Primärkreis wird die primäre Druckabsenkung verlangsamt, Abb. 3.3.4.1. Bei  $t=30$  s unterschreitet der Primärdruck den Sekundärdruck und die Wärmeübertragung im Dampferzeuger kommt zum Erliegen. Infolge der Verdampfung im heißen Strang läßt sich außerdem eine Stagnation der Druckabsenkung auf der Primärseite beobachten. Bei  $t=100$  s erreicht der Dampfgehalt im heißen Strang ein lokales Maximum, der Dampfgehalt am Leck steigt ebenfalls und der Leckmassenstrom sinkt zu diesem Zeitpunkt auf ein Minimum, vgl. Abb. 3.3.4.3. Durch die Absenkung des Leckmassenstroms kommt es zeitgleich zu einer Stagnation des Höhenstandes im Reaktormodell (Abb. 3.3.4.2).



**Abb. 3.3.4.3: Leckmassenstrom in Experiment (E) und Rechnung (R)**

Die Einspeisung aus den Druckspeichern wird bei einem Primärdruck von 5.94 MPa initiiert. Dieser Druck wird im Experiment bei  $t=20$  s und in der Rechnung bei  $t=18$  s unterschritten. Durch die Einspeisung aus dem Druckspeicher (Abb. 3.3.4.4) wird die Verdampfung im heißen Strang zeitweise gestoppt. Das eingespeiste Notkühlwasser strömt sowohl ins obere Plenum als auch in Richtung Leck. Im Zeitraum von  $t=70$  s bis  $t=220$  s werden im Experiment starke Oszillationen im Höhenstand des geneigten Teils des heißen Strangs (LE31, Abb. 3.3.4.2) beobachtet. Das *hot leg loop seal* wird dabei periodisch freigeblasen und durch das eingespeiste Notkühlwasser wieder aufgefüllt. Das erste *loop seal clearing* findet bei  $t=70$  s und das letzte bei  $t=220$  s statt. Die Ein-

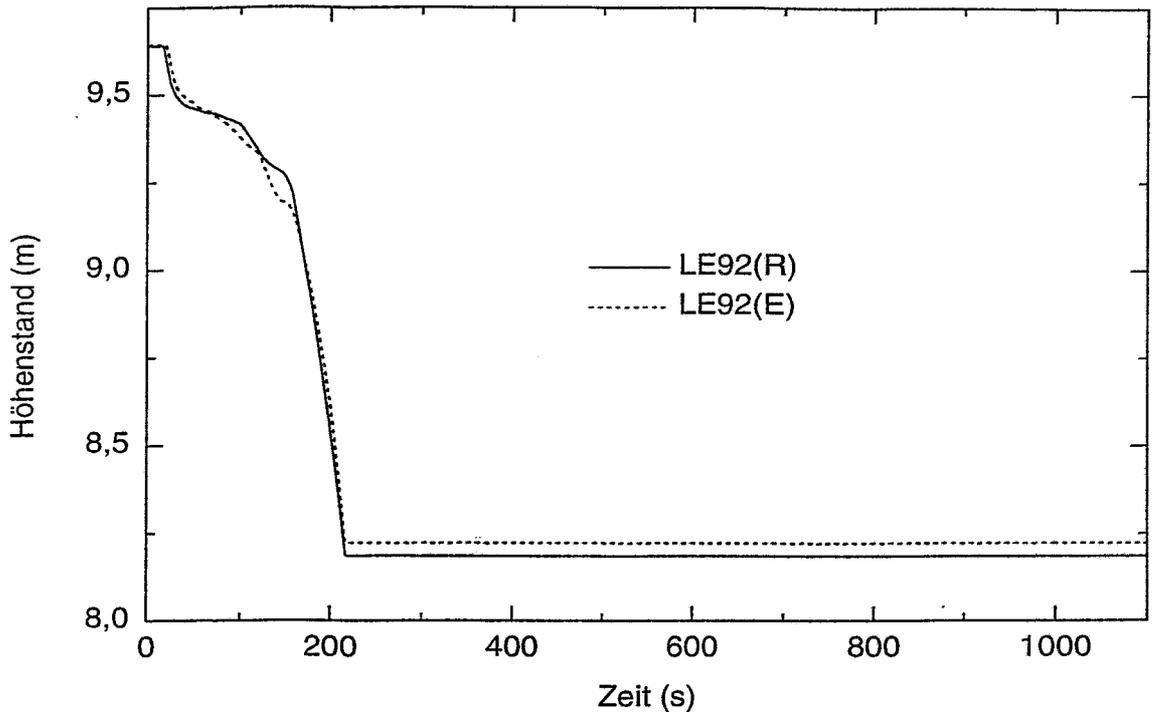


Abb. 3.3.4.4: Verlauf der gemessenen (E) und berechneten (R) Höhenstände im Druckspeicher 2

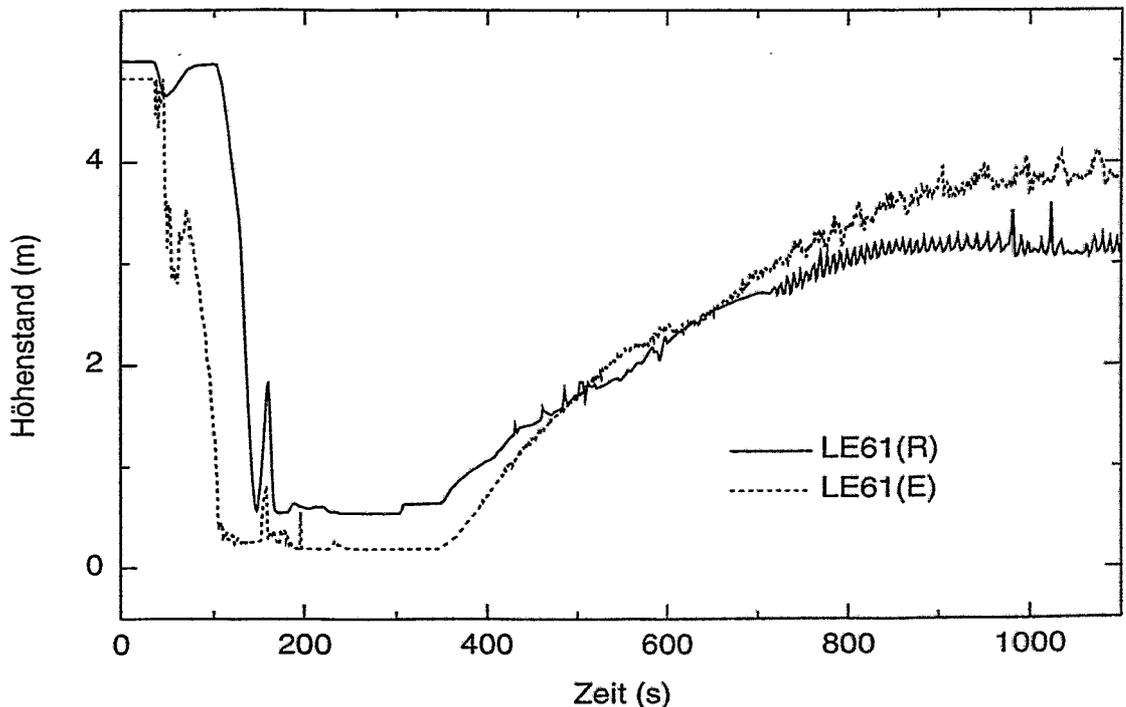


Abb. 3.3.4.5: Berechneter (R) und gemessener (E) Höhenstand im *downcomer*

speisung aus dem Druckspeicher ist bei  $t=217$  s beendet, vgl. Abb. 3.3.4.4. Im Experiment wird das *hot leg loop seal* insgesamt vier mal freigeblasen. Die ATHLET-Rechnung gibt die beobachteten Phänomene sehr gut wieder, das Freibleasen des *hot leg loop seal* erfolgt hier aber nur drei mal. Nach dem endgültigen Freibleasen der heiß-

seitigen Schleifenabsenkung steigt der Dampfgehalt im heißen Strang auf 100 %, der Zustand am Leck wechselt zu einphasigem Ausströmen von Dampf und der Leckmassenstrom geht zurück, vgl. Abb. 3.3.4.3.

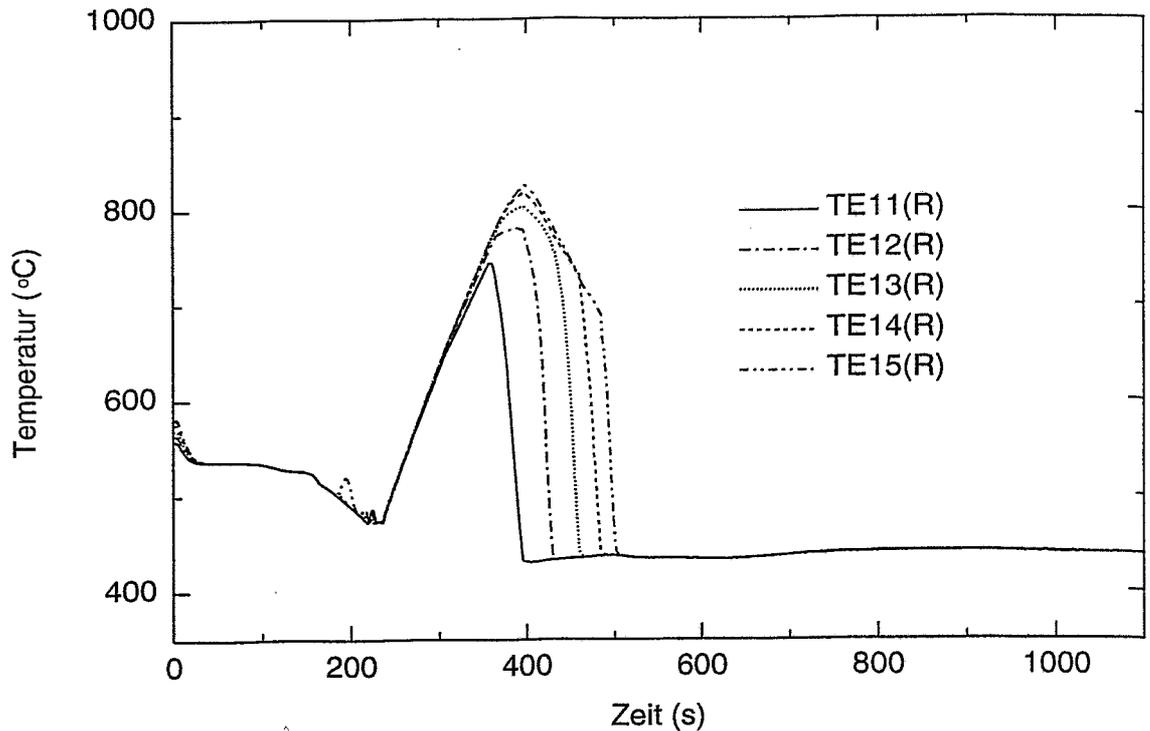


Abb. 3.3.4.6: Brennelementtemperaturen in unterschiedlicher Höhe (Rechnung)

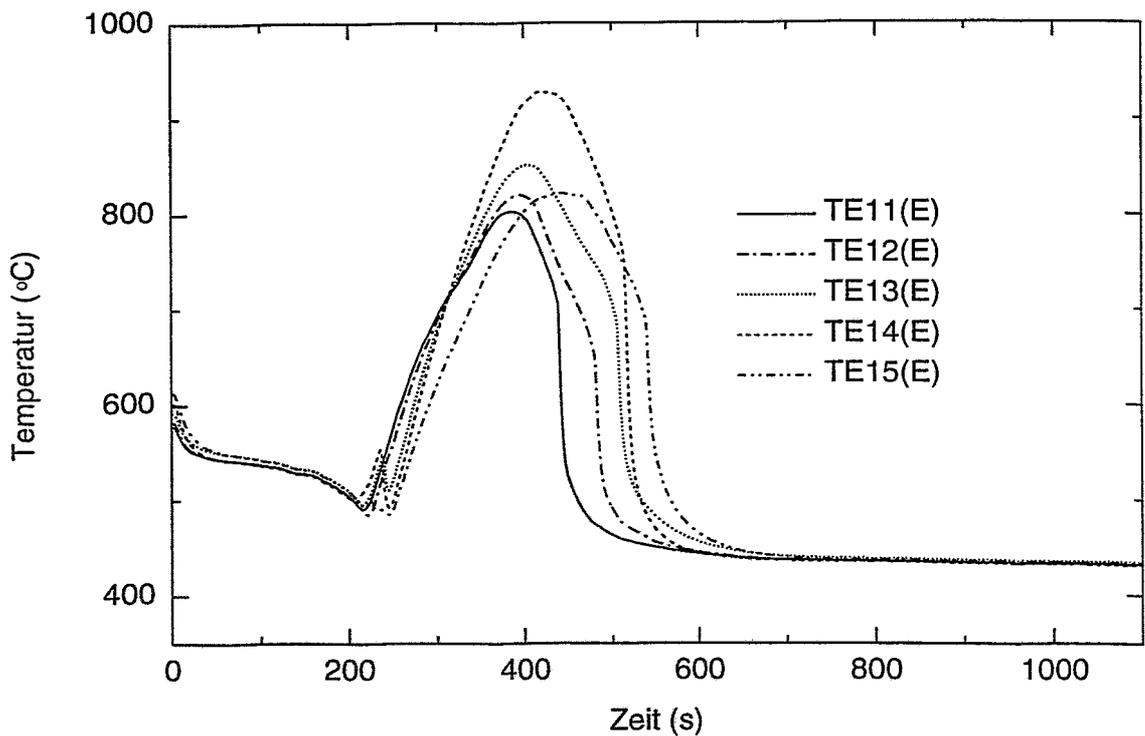


Abb. 3.3.4.7: Brennelementtemperaturen in unterschiedlicher Höhe (Experiment)

Das starke Absinken des Reaktorhöhenstandes (LE11, Abb. 3.3.4.2) führt zu einer ausgedehnten "Dry-Out-Phase" im Reaktorkern, vgl. Abb. 3.3.4.6 und Abb. 3.3.4.7. Im Experiment beginnt der Anstieg der Brennelementhüllrohrtemperaturen bei  $t=210$  s, in der Rechnung bei  $t=236$  s. Der maximale Anstieg der Brennelementhüllrohrtemperaturen wird im Experiment bei  $t=444$  s mit  $674$  °C und in der Rechnung bei  $t=398$  s mit  $554$  °C erreicht. Während dieser "Dry-Out-Phase" sinkt der Höhenstand im Reaktormodell auf ein absolutes Minimum (Abb. 3.3.4.2). Zum Zeitpunkt  $t=304$  s ( $t=293$  s in der Rechnung) wird der Ansprechdruck der Niederdrucknoteinspeisung von  $0.85$  MPa unterschritten. Das eingespeiste Notkühlwasser führt zu einem Wiederanstieg der Höhenstände im Reaktormodell (Reaktorkern, Abb. 3.3.4.2 und *downcomer*, Abb. 3.3.4.5). Damit wird die "Dry-Out-Phase" beendet und die Brennelementhüllrohrtemperaturen sinken wieder ab, vgl. Abb. 3.3.4.6 und Abb. 3.3.4.7.

Mit dem Experiment und den ATHLET-Rechnungen konnte gezeigt werden, daß bei dem zugrunde gelegten Szenario eine dauerhafte Schädigung des Reaktorkerns durch die zur Verfügung stehenden Notkühlsysteme verhindert werden kann. Die sichere Kühlung des Reaktorkerns ist bis zum Ende der Transiente gewährleistet. Durch die ansteigenden Höhenstände im System sinkt der Dampfgehalt im heißen Strang wieder etwas ab und der Leckmassenstrom steigt ab etwa  $700$  s leicht an (Abb. 3.3.4.3). In der vorliegenden ATHLET-Rechnung konnten alle wesentlichen Phänomene, insbesondere das komplexe Verhalten im Bereich der heißseitigen Schleifenabsenkung bei der Druckspeichereinspeisung, die "Dry-Out-Phase" im Reaktorkern und das Wiederfüllen des Primärkreises nach dem Start der Niederdrucknotkühleinspeisung, in sehr guter Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen wiedergegeben werden.

### **3.3.5. Nachanalyse eines SBLOCA Tests an der Anlage ISB-VVER (1. Russisches Standardproblem)**

An der Versuchsanlage ISB in Elektrogorsk bei Moskau werden seit 1992 Experimente durchgeführt. Nähere Hinweise zur Versuchsanlage sind in Abschnitt 3.3.1 zu finden. 1993 wurde beschlossen, einen SBLOCA Test als 1. Russisches Standardproblem auszuschreiben. Von verschiedenen Russischen Einrichtungen wurden Vorausrechnungen und Nachanalysen mit den Störfallcodes RELAP 5 (Kurtschatov Institut, NITI Sosnovy Bor), JEEP (NITI Sosnovy Bor), TRAC (EREC Elektrogorsk), TECH und DYNAMICA (EDO Gidropress Podolsk) durchgeführt (s. /Gas96/). Im FZR wurde eine Nachanalyse mit dem Code ATHLET vorgenommen, die zwar nicht Bestandteil des hier abzurechnenden Vorhabens ist, deren Ergebnisse jedoch aus Gründen der Vollständigkeit und der Vergleichbarkeit mit anderen Codes hier mit aufgeführt werden (s. auch /Kre96/).

#### **3.3.5.1 Szenario des Experimentes**

Bei dem Experiment handelte es sich um die Simulation eines  $2,4$  mm Lecks im oberen Plenum. Es wurde ein Bruch der Pumpenrotoren angenommen. Nach Öffnen des Lecks wurde das Experiment nach folgendem Szenario durchgeführt:

- 9 s Leistungsabfall des Coresimulators entsprechend der Nachzerfallswärme. Isolation der Dampferzeuger.
- 14 s Annahme eines Bruchs beider Pumpenrotoren. Schließen des Pumpenventils und Öffnen des Pumpenbypasses

Die Heizung des Coresimulators wurde abgeschaltet, nachdem die Brennstab-Hülltemperaturen 450 °C überschritten haben. Der Test wurde nach einer Problemzeit von 600 s beendet.

### 3.3.5.2 Beobachtete Phänomene

Unmittelbar nach Öffnen des Lecks fiel der Primärdruck UPP13 sehr rasch (s. Abb. 3.3.5.1). 4 s später war der Druckhalter entleert. Nach etwa 150 s stabilisierte sich der Primärdruck auf etwa 8 MPa. Während des gesamten Experimentes überschritt der Primärdruck den Sekundärdruck, so daß der Dampferzeuger ständig als Wärmesenke wirkte. Infolge der Wärmeverluste der Dampferzeuger-Sekundärseite verblieb der Sekundärdruck während des gesamten Tests unter dem Ansprechdruck der Sicherheitsventile (s. Abb. 3.3.5.2).

Bald nach Abschalten der Pumpen etablierte sich ein Naturumlauf und ermöglichte die Wärmeabführung aus der Spaltzone. Der Druckhalter war am heißen Strang der Einfachschleife angeschlossen. Die Kompensationsheizung im Druckhalter, die erst zu Beginn des Experimentes abgeschaltet wurde, bewirkte während der Druckhalter-Entleerungsphase eine höhere Fluidtemperatur in der Einfachschleife. Das erklärt das etwas frühere Auftreten des Dampfes im heißen Strang der Einfachschleife im Vergleich zur Dreifachschleife (s. Tab. 3.3.5.1). Später erfolgt auch in den kalten Strängen die Dampfbildung in der Einfachschleife zeitiger als in der Dreifachschleife.

Nach 200 s begannen die Höhenstände der vertikalen Abschnitte der kalten Strängen in der Einfachschleife zu sinken, nach 230 s auch in der Dreifachschleife. Etwa 140 s

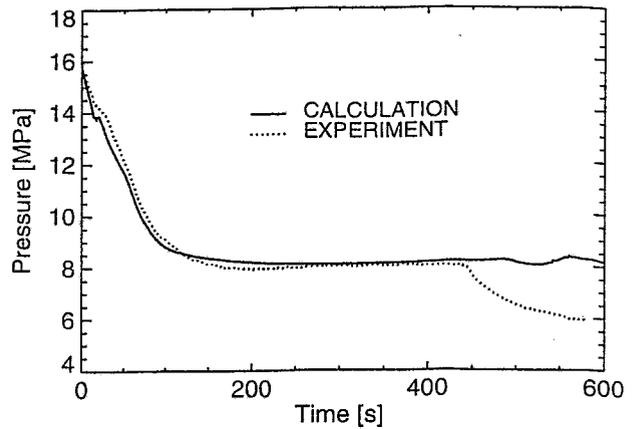


Abb. 3.3.5.1: Primärdruck

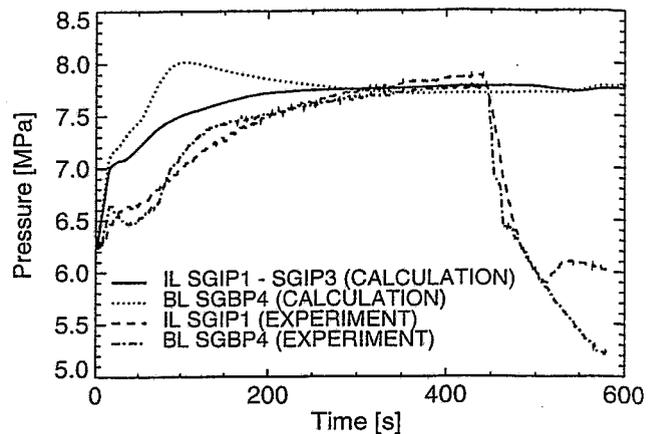


Abb. 3.3.5.2: Sekundärdruck in der Dreifachschleife (SGIP1-SGIP3) und in der Einfachschleife (SGBP4)

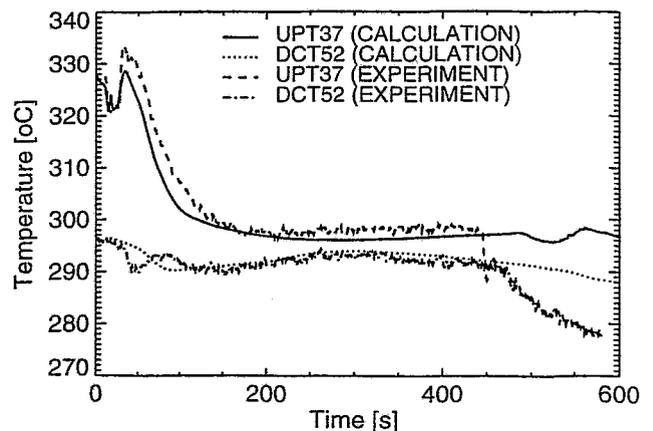


Abb. 3.3.5.3: Fluidtemperaturen im oberen Plenum (UPT37) und im Downcomer (DCT52)

später bewirkt die Reduzierung des Kühlmittelinventars eine Stagnation des Naturumlaufs, zuerst in der Einfachschleife, dann in der Dreifachschleife. Der Höhenstand im Coresimulator sank kontinuierlich weiter und nach 403 s begannen im Experiment die Brennelement-Hüllrohrtemperaturen zu steigen. Nach 440 s wurde der Coresimulator abgeschaltet.

### 3.3.5.3 ATHLET-Rechnungen und Vergleich mit anderen Rechnungen und dem Experiment

Die beschriebenen Phänomene konnten mit den ATHLET-Rechnungen in guter Übereinstimmung reproduziert werden (s. Tab. 3.3.5.1). Die kleinen Schwankungen des Primärdrucks etwa 20 s nach Beginn des Experimentes wurden durch die abrupte Ventilsteuerung des Pumpen-Bypasses verursacht (s. Abb. 3.3.5.1). Während des ge-

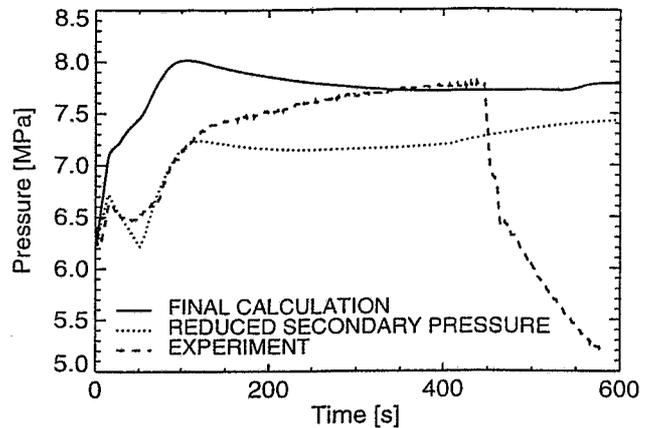
Phänomen	EXPERIMENT	RELAP5 MOD3/5M5	RELAP5 SRL-C/3f	JEEP	RELAP5 MOD3/7	TECH M-4	DINAMIKA	TRAC PF1 MOD2	ATHLET
Öffnung des Lecks	0								
Dampfbildung im oberen Plenum	35	34		47	19		35	20	24
Dampf im Eintritt des Dampferzeugers									
- Einfachschleife	20	24		14	9	25	20	7	26
- Dreifachschleife	35	7		53	33	40	50	33	35
Entleerung des Druckhalters	43	114	25	45	51	50	50	50	48
Beginn des Sinkens des Höhenstandes am Dampferzeuger-Austritt									
- Einfachschleife	209			219	190	100		181	142
- Dreifachschleife	234			225	180	150			228
Stagnation des Naturumlaufs									
- Einfachschleife	322	264	225	266	204	252	350	24	125
- Dreifachschleife	385	264	225	225	140	252	150	30	475
Beginn des Anstiegs der Brennelement-Hülltemperatur	403	374	409	375	319	375	377	294	485
Hülltemperatur 450 °C	440	394	424	430	373	388	405	304	500

Tab. 3.3.5.1: Wesentlichste thermohydraulische Phänomene und Vergleich des Zeitpunkts des Auftretens mit den verschiedenen Rechnungen (/Gas96/) (Die ATHLET-Rechnung wurde im FZR durchgeführt)

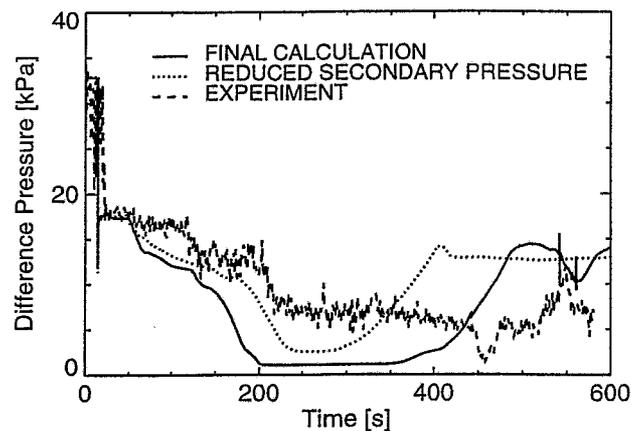
samten Tests verblieb der berechnete Sekundärdruck unter dem Ansprechdruck der Sicherheitsventile (s. Abb. 3.3.5.2).

Auch in den Rechnungen wurde die Dampfbildung zuerst in der Einfachschleife beobachtet. Abweichungen zwischen Rechnung und Experiment traten in dem Moment auf, als der Höhenstand in den vertikalen Abschnitten der kalten Stränge zu sinken begannen. Insbesondere in der Einfachschleife sank dieser berechnete Höhenstand wesentlich eher als im Experiment. Die Ursache hierfür könnte in einem gegenüber dem Experiment höher berechneten Sekundärdruck SGBP4 und damit niedrigeren Differenz zum Primärdruck zu suchen sein, da dadurch gegenüber dem Experiment weniger Leistung in diesen Dampferzeuger abgeführt wird. Im Experiment wurde das Ventil zur Isolation der Dampferzeuger-Sekundärseiten für die Einfachschleife etwa 40 - 50 s zu spät geschlossen. Für die Einfachschleife wurde für den Zeitbereich 200 bis 250 s die kleinste Druckdifferenz zum Primärdruck mit 0,3 MPa berechnet. Dadurch wurden die Antriebskräfte für den Naturumlauf gegenüber dem Experiment unterschätzt und der berechnete Massenstrom der Einfachschleife stagnierte viel eher. In einer zusätzlichen Rechnung wurde der Druckverlauf SGBP4 dem des Experimentes angepaßt (s. Abb. 3.3.5.4). Es zeigt sich, daß in diesen Fall der Verlauf des Differenzdruckes im Dampferzeuger eher dem des Experiments entspricht (s. Abb. 3.3.5.5).

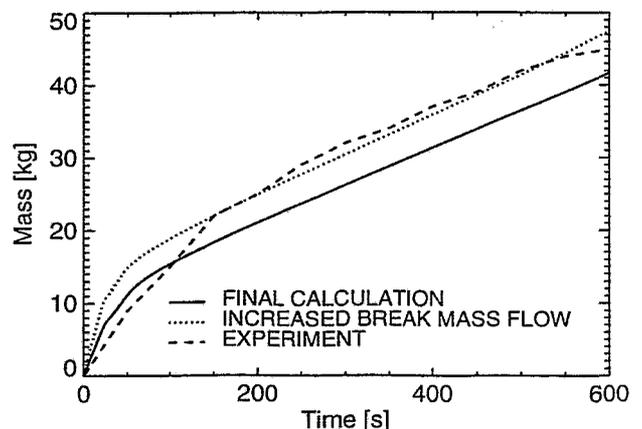
Der experimentell bestimmte Höhenstand im Core betrug zum Zeitpunkt  $t = 403$  s des Beginns der Brennstabüberhitzung -3,70 m. In



**Abb. 3.3.5.4: Dampferzeuger Sekundärdruck in der Einfachschleife (SGBP4)**



**Abb. 3.3.5.5: Differenzdruck im Dampferzeuger der Einfachschleife**

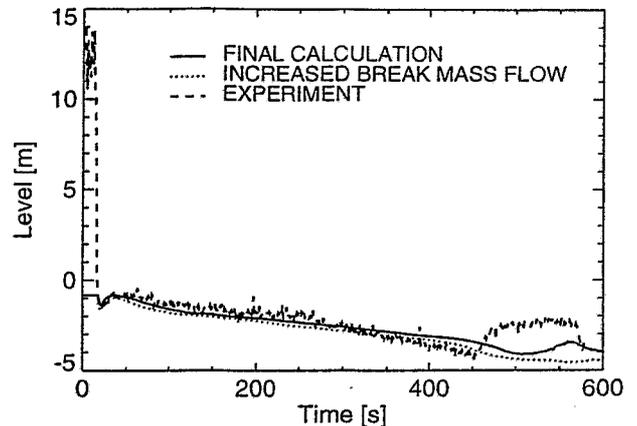


**Abb. 3.3.5.6: Integraler Leckmassenstrom**

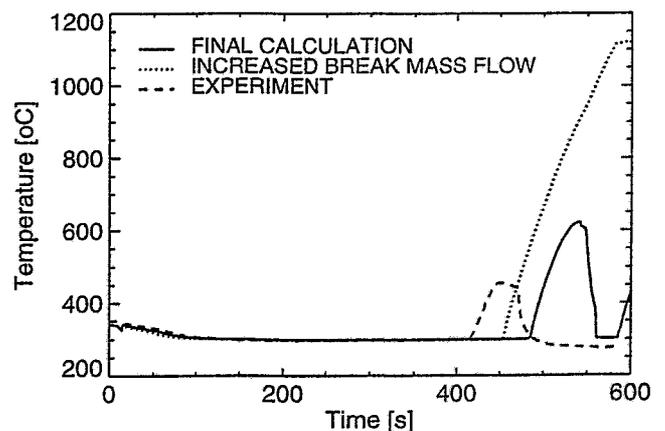
der Rechnung wird dieser Core-Höhenstand erst nach 485 s erreicht (s. Abb. 3.3.5.7) und die Brennelement-Überhitzung setzt erst später ein (s. Abb. 3.3.5.8). Es zeigte sich, daß dieser Verlauf sehr empfindlich vom Leck-Massenstrom abhängt. In einer weiteren Rechnung wurde daher untersucht, welchen Einfluß die Variation von Länge und Form des Lecksimulators im Rahmen der Kenntnisse der genauen Abmessungen auf den Leckmassenstrom, der mit Hilfe des kritischen Ausströmmodells ermittelt wurde, haben. Abbildung 3.3.5.6 zeigt den Einfluß einer Kanalverkürzung auf den Leckmassenstrom, der sich dadurch erhöht. Dadurch sinkt der Core-Höhenstand schneller und entsprechend Abbildung 3.3.5.8 erfolgt der Anstieg der Brennelementtemperaturen 40 s eher.

Die Abweichungen der Rechnung vom Experiment konnten damit durch unterschiedliche Randbedingungen begründet werden. Zusatzrechnungen mit entsprechend geänderten Randbedingungen haben gezeigt, daß die Tendenzen der Änderung durch den Code richtig beschrieben werden.

In der Tabelle 3.3.5.1 (/Gas96/) sind die Eckpunkte des Szenarios, wie sie durch verschiedene Teilnehmer am 1. Russischen Standardproblem berechnet wurden, gegenübergestellt und mit dem Experiment verglichen worden. Die oben beschriebene Analyse der ATHLET-Ergebnisse zeigt, daß zur Aufklärung von Abweichungen eine gründliche Studie der aufgetretenen Phänomene und möglicher Fehlerquellen sowohl in der Rechnung als auch bei der Durchführung des Experimentes erforderlich ist. Solche Analysen wurden von einigen Teilnehmern vorgenommen und in /Gas95/ veröffentlicht.



**Abb. 3.3.5.7: Höhenstand im Core**



**Abb. 3.3.5.8: Brennstab-Hülltemperaturen**

### 3.3.6 Bewertung der Modellierung von Naturumlaufphänomenen an WWER-440 Anlagen mit ATHLET

Gegenstand der hier vorgestellten theoretischen Arbeiten zur Validierung des Programmsystems ATHLET sind Kühlmittelverluststörfälle in Versuchsanlagen für Reaktoren vom Typ WWER-440. Spezielles Interesse gilt dabei dem Naturumlaufverhalten der Anlage bei kleinen und mittleren Lecks. Derartige Leckstörfälle sind in der Anfangsphase durch einen mehr oder weniger schnellen Druckabfall im Primärkreis gekennzeichnet. Zur Kompensation des Kühlmittelverlustes und zur sicheren Kühlung des Reaktorkerns erfolgt die Notkühleinspeisung aus dem Hochdrucknotkühlsystem, den Druckspeichern und/oder dem Niederdrucknotkühlsystem. Die Wärmeabfuhr aus dem Reaktorkern erfolgt nach dem Auslauf der Hauptumwälzpumpen durch Naturumlauf über die Dampferzeuger und das Leck. Durch den Druckabfall im Primärkreislauf kann neben einphasigem auch zweiphasiger Naturumlauf auftreten. Wichtig für eine sichere und langfristige Reaktorkühlung ist ein stabiler Naturumlauf. Unterbrechungen und Instabilitäten können die Sicherheit der Anlage gefährden. Bedingt durch die konstruktive Gestaltung des Primärkreislaufs beim WWER-440 wird das Naturumlaufverhalten der Anlage unter Umständen negativ beeinflusst, Schleifenabsenkungen im heißen und kalten Strang können die Wärmeabfuhr aus der Spaltzone beeinträchtigen bzw. ein instationäres Betriebsregime zur Folge haben. Derartige Effekte konnten in den Experimenten an der Versuchsanlage PMK nachgewiesen werden. In Abhängigkeit vom untersuchten Störfallszenario und den thermohydraulischen Randbedingungen traten verschiedene Arten von Naturumlaufinstabilitäten auf. Diese Instabilitäten und das thermohydraulische Verhalten der Gesamtanlage konnten sehr gut mit ATHLET berechnet werden.

Das Experiment mit kleinem Leck und primärseitiger Druckentlastung (Abschnitt 3.3.2) war in der Anfangsphase im wesentlichen durch eine schnelle Druckabsenkung in Zusammenhang mit der Leistungseinsenkung und dem Auslauf der Pumpe gekennzeichnet. Nach dem Übergang von Zwangsumlauf zu Naturumlauf führte die zunehmende Verdampfung zu einer Stagnation der Druckabsenkung im System. Infolge des heißseitigen Schleifenverschlusses ließ sich sogar ein kurzzeitiger Wiederanstieg des Primärdrucks beobachten. Diese Prozesse und das anschließende Freiblasen der Schleifenabsenkung sowie die damit im Zusammenhang beobachteten Instabilitäten konnten in sehr guter Qualität mit ATHLET modelliert werden. Infolge der primärseitigen Druckentlastung sank der Primärdruck relativ zeitig unter den Sekundärdruck und das Freiblasen der kaltseitigen Schleifenabsenkung führte letztendlich zu einer Stabilisierung der Höhenstände im Primärkreis. Damit war eine langfristig sichere Abfuhr der Restwärme aus dem Reaktor gewährleistet. Die Ergebnisse von Experiment und Rechnung zeigen über den gesamten Verlauf der Transiente eine sehr gute Übereinstimmung. Wie in Abschnitt 3.3.2 dargelegt, basiert das beschriebene Experiment auf einem älteren Experiment (CLB) mit vergleichbarem Szenario, aber ohne eine primäre Druckentlastung. Zu dem Experiment CLB wurden im Rahmen der hier vorgestellten Arbeiten weitergehende Untersuchungen durchgeführt. Diese Untersuchungen beinhalten eine ganze Reihe von Variationsrechnungen in einem weiten Parameterbereich, welche das Ziel hatten, den Einfluß von geometrischen und thermodynamischen Randbedingungen sowie den Einfluß der Nodalisierung auf die Modellierbarkeit der thermofluidynamischen Phänomene und das Auftreten der Naturumlaufinstabilitäten zu untersuchen. Desweiteren sollte geklärt werden, inwieweit die Ergebnisse von Experiment und Rechnung auf die Gegebenheiten der originalen Reaktoranlage über-

tragbar sind. Aus diesem Grund wurde das Szenario des Experiments CLB mit Hilfe von ATHLET-Rechnungen in die Modellierung eines Störfalls für einen Reaktor WWER-440 umgesetzt. Das Ziel dieser Rechnungen war die Untersuchung des Einflusses der Skalierung auf den Verlauf der Transiente und insbesondere auf die Naturumlaufinstabilitäten sowie die Untersuchung des Einflusses der Instabilitäten auf die Sicherheit der Gesamtanlage.

Das transiente Verhalten der Anlage in einem Leckstörfall wird wesentlich durch den Leckort und den Leckdurchmesser bestimmt. Im Fall des Experiments CLB befindet sich das Leck im kalten Strang. Zur Untersuchung des Einflusses des Leckdurchmessers auf die mit dem *hot leg loop seal clearing* gekoppelten Instabilitäten wurden Variationsrechnungen für veränderte Leckquerschnitte durchgeführt (Tabelle 3.3.6.1), dabei wurden die übrigen Randbedingungen des Experiments beibehalten. Die Ergebnisse der Rechnungen sind am Beispiel des Reaktorhöhenstandes in Abb. 3.3.6.1 dargestellt. Im Fall der Rechnung CLB\_A2 ist der Masseverlust so gering, daß der Reak-

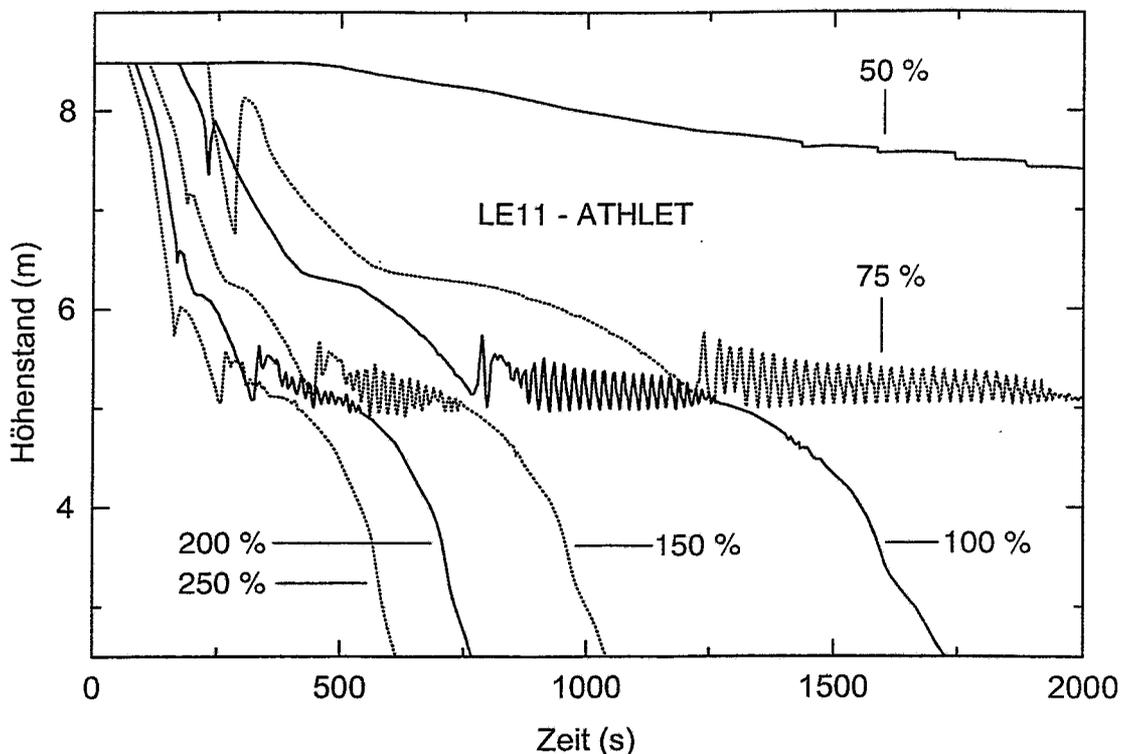
ATHLET-Rechnung	Leckdurchmesser	Leckquerschnitt	Dauer der Instabilitäten	Periode der Instabilitäten
CLB_A2	0.71 mm	50 %	-	-
CLB_A3	0.87 mm	75 %	730 s	21.5 s
CLB_A1	1.00 mm	100 %	495 s	19.9 s
CLB_A4	1.22 mm	150 %	295 s	17.0 s
CLB_A5	1.41 mm	200 %	210 s	15.2 s
CLB_A6	1.58 mm	250 %	-	-

**Tab. 3.3.6.1: Variationsrechnungen mit verändertem Leckquerschnitt**

torhöhenstand das Niveau des heißen Strangs im Verlauf der Rechnung nicht erreicht und es treten keine Instabilitäten auf. Bei der Rechnung mit dem größten Leckdurchmesser (CLB\_A6) sinkt der Reaktorhöhenstand deutlich schneller und die Instabilitäten sind kaum noch nachweisbar. Beide Rechnungen können praktisch als Grenzfall für das Auftreten der mit dem *hot leg loop seal clearing* gekoppelten Naturumlaufinstabilitäten für das Szenario eines kleinen Lecks im kalten Strang angesehen werden. In den anderen Rechnungen kann festgestellt werden, daß die Instabilitäten mit zunehmender Leckgröße früher einsetzen, die Dauer und die Periode der Instabilitäten nehmen dabei ab. Die Instabilitäten werden durch die zunehmende Verdampfung im Primärkreislauf und den damit verbundenen Druckaufbau ausgelöst. Mit steigendem Leckdurchmesser ist ein größerer Masseverlust im System verbunden, der Reaktorhöhenstand erreicht früher das Niveau des heißen Strangs und der Druckaufbau im Primärkreis führt eher zum Freiblasen der heißseitigen Schleifenabsenkung und zu den damit verbundenen Naturumlaufinstabilitäten. Der größere Masseverlust bewirkt außerdem eine Verkürzung der Dauer der Instabilitäten, da der instabile Bereich schneller durchlaufen wird. In der Anfangsphase des Experiments wird die Reaktorschne-  
 abschaltung durch den Primärdruck ausgelöst, mit größerem Leckdurchmesser sinkt somit auf Grund des größeren Druckgradienten die Reaktorleistung eher. Desweiteren

kommt es bei größerem Leckdurchmesser deutlich früher zum *hot leg loop seal clearing*. Eine Analyse der Rechnungen zeigt, daß die Instabilitäten bei größerem Leckdurchmesser in einem Bereich mit höherer Reaktorleistung stattfinden. Der größere Dampfmassenstrom verbunden mit einer größeren Differenz zwischen Primär- und Sekundärdruck sowie einem deutlich höheren Leckmassenstrom führt zu einer Beschleunigung des wechselseitigen Prozesses von Freiblasen und Wiederfüllen der heißseitigen Schleifenabsenkung und damit zu einer verkürzten Periode der Instabilitäten.

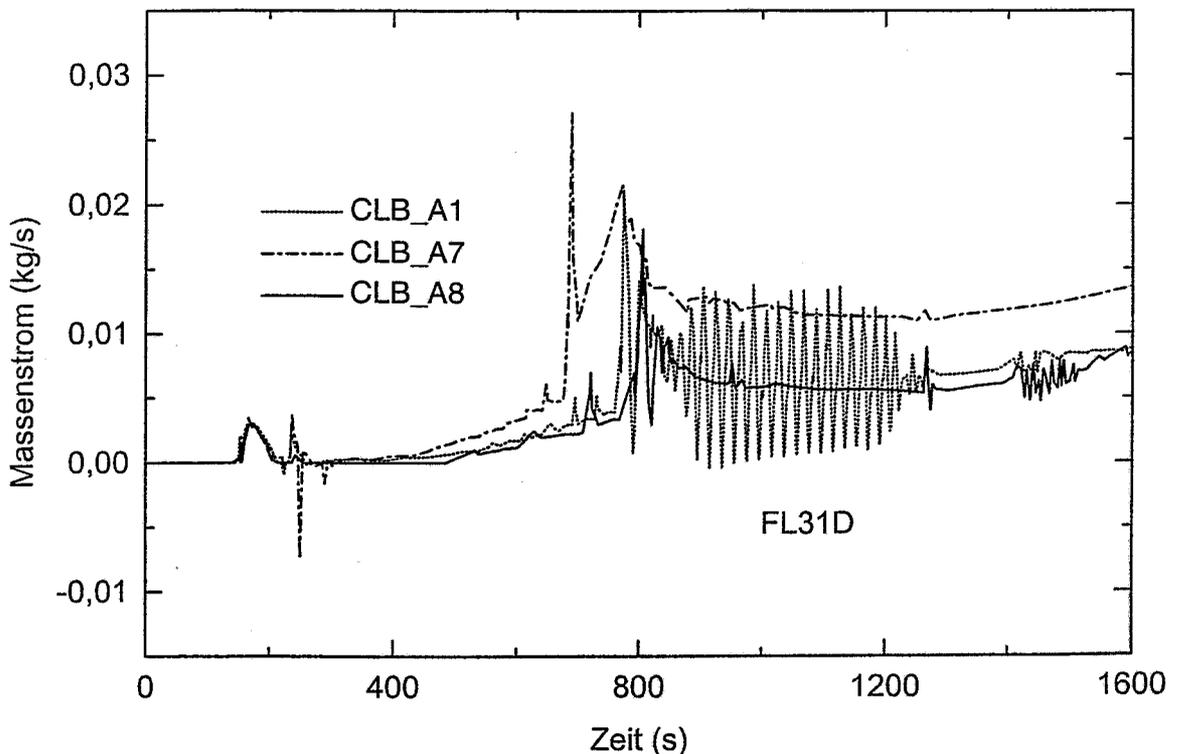
Bekanntlich sinkt die Reaktorleistung nach einer Reaktorschnellabschaltung nicht sofort auf Null, sondern folgt in ihrem Verlauf einer Exponentialfunktion. Das Niveau der Nachzerfallswärme zu einem bestimmten Zeitpunkt nach der Abschaltung ist dabei



**Abb. 3.3.6.1: Reaktorhöhenstand für die ATHLET-Rechnungen mit verändertem Leckquerschnitt (CLB\_A1...CLB\_A6)**

von der Betriebszeit des Reaktors abhängig. Es liegt daher nahe, den Einfluß der Reaktorleistung auf die beobachteten Instabilitäten nach dem *hot leg loop seal clearing* zu untersuchen. Wie weiter oben dargelegt, hängt der Zeitpunkt des *hot leg loop seal clearing* u.a. auch vom Leckdurchmesser ab und kann somit bei unterschiedlichem Niveau der Nachwärmeleistung eintreten. Ab einer bestimmten Höhe der Reaktorleistung kann davon ausgegangen werden, daß der Dampfmassenstrom im heißen Strang ein Wiederfüllen des *hot leg loop seal* verhindert. Desweiteren haben die Rechnungen zum Experiment CLB gezeigt, daß die korrekte Modellierung der beobachteten Phänomene nicht nur eine exakte Abstimmung des Datensatzes sondern auch eine ausreichend detaillierte Nodalisierung erfordern. Beide Aspekte wurden mit den Rechnungen CLB\_A7 und CLB\_A8 untersucht.

In der Rechnung CLB\_A7 wurde der Verlauf der Nachzerfallsleistung so modifiziert, daß die Leistung kurz vor Beginn des *hot leg loop seal clearing* um etwa 20 kW (3 % der Nennleistung) höher lag als in der Rechnung CLB\_A1. Alle anderen Randbedingungen wurden beibehalten. In Abb. 3.3.6.2 ist der berechnete Dampfmassenstrom im heißen Strang dargestellt, in der Rechnung CLB9\_A7 liegt er deutlich höher und das *hot leg loop seal* wird freigeblasen, ohne daß ein erneutes Verschließen durch Kondensat möglich ist. Bei dem höheren Niveau der Reaktorleistung treten die Instabilitäten nicht auf. Um den Einfluß der Nodalisierung auf die Instabilitäten zu untersuchen, wurde in einer weiteren Rechnung (CLB\_A8) die Anzahl der Nodes in den einzelnen Thermofluidobjekten von insgesamt 100 auf 84 reduziert. Insbesondere wurde dabei die Nodalisierung im Bereich von Reaktor und heißem Strang vereinfacht, die Anzahl



**Abb. 3.3.6.2: Dampfmassenstrom im heißen Strang (FL31D) im Bereich des *hot leg loop seal clearing* (Rechnungen CLB\_A1, CLB\_A9 und CLB\_A10)**

der Thermofluidobjekte selbst wurde beibehalten. Obwohl der Dampfmassenstrom im heißen Strang im Mittel auf dem Niveau der Rechnung CLB\_A1 liegt (Abb. 3.3.6.2), werden die Instabilitäten bei der Rechnung mit vereinfachter Nodalisierung nicht mehr nachgewiesen. Alle anderen Phänomene, wie das Freibleasen von heißem und kaltem Strang und die teilweise Kernfreilegung werden aber korrekt modelliert.

Die Frage der Übertragbarkeit der hier dargestellten Ergebnisse auf die Verhältnisse einer originalen Reaktoranlage wurde anhand des Experiments CLB ebenfalls untersucht. Der für die ATHLET-Rechnung CLB\_WWER\_A1 genutzte Datensatz modelliert die Anlage eines Reaktors WWER-440 des KKW Greifswald und wird im Institut für Sicherheitsforschung des FZR für Analysen verschiedener Störfallszenarien an diesem Reaktortyp eingesetzt. Die 6 Schleifen der Originalanlage werden in diesem Datensatz

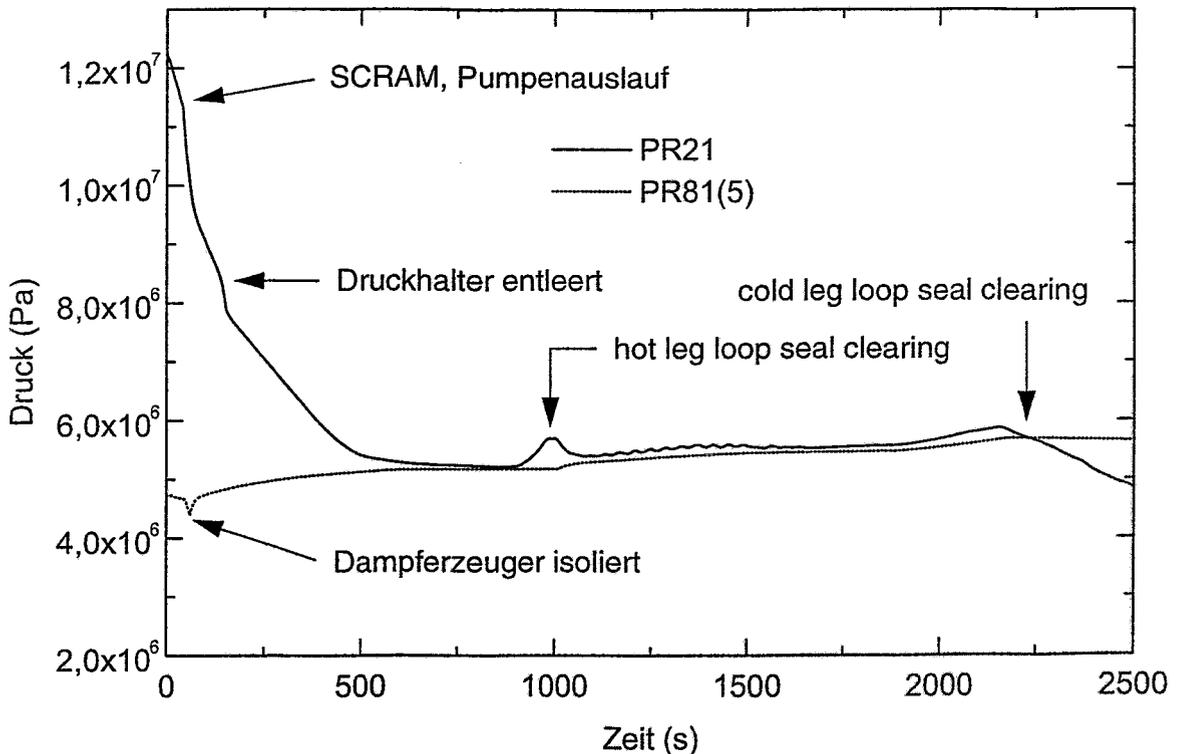
durch eine 1-fach Schleife (Leckschleife) und eine 5-fach Schleife (intakte Schleife) repräsentiert. Die 5 identischen Schleifen der „5-fach Schleife“ werden in Form paralleler Objekte innerhalb einer Prioritätskette behandelt. Diese vereinfachte Modellierung führt einerseits zu moderaten Rechenzeiten für komplexe Störfallabläufe, verhindert aber auf der anderen Seite die Berücksichtigung von Effekten, die durch ein asymmetrisches Verhalten einzelner Schleifen verursacht werden können. Für die Übertragung der Randbedingungen entsprechend dem Experiment CLB an der PMK-Anlage wurde das Leck am oberen Teil des *downcomer* (1-fach Schleife) angeordnet, der Leckdurchmesser beträgt unter Berücksichtigung der Skalierung 40 mm. In Tabelle 3.3.6.2 sind für die Rechnung CLB\_WWER\_A1 die Randbedingungen vor dem Start der Transiente im Vergleich mit der Rechnung CLB\_A1 für das Experiment dargestellt.

Randbedingungen	CLB_WWER_A1		CLB_A1
	1-fach Schleife * 5-fach Schleife		
Primärdruck	12.42 MPa		12.42 MPa
Sekundärdruck	4.72 MPa	4.72 MPa	4.51 MPa
Massenstrom im Primärkreislauf	1546 kg/s	7761 kg/s	5.13 kg/s
Reaktorleistung	1322 MW		658 kW
Reaktoreintrittstemperatur	267.9 °C		265.3 °C
Reaktoraustrittstemperatur	296.6 °C		290.3 °C
DE-Eintrittstemperatur	295.9 °C	295.9 °C	289.7 °C
DE-Austrittstemperatur	267.7 °C	267.8 °C	265.3 °C
Temperatur auf der DE-Sekundärseite	260.8 °C	260.9 °C	258.1 °C
HPIS-Massenstrom	26.5 kg/s		0.014 kg/s

**Tab. 3.3.6.2: Vergleich der Randbedingungen zu den ATHLET-Rechnungen CLB\_WWER\_A1 (WWER-440) und CLB94\_A1 (PMK-2)**

Im folgenden sollen die Ergebnisse der Rechnungen kurz vorgestellt werden. Die Öffnung des Lecks zum Zeitpunkt  $t=0$  s führt in der Anfangsphase zu einer schnellen Druckabsenkung. Sinkt der Druck am Reaktoraustritt unter 11.3 MPa ( $t=40$  s), so kommt es zur Anregung des Signals HS2 und damit zu einer schnellen Leistungseinsenkung. Zum Zeitpunkt  $t=50$  s startet die HPIS-Einspeisung. Bei  $t=48$  s sinkt der Druck im Druckhalter unter 10.8 MPa und ab  $t=58$  s unterschreitet der Höhenstand im Druckhalter den Wert von 2.26 m. Mit der damit verbundenen Anregung des Signals HS1 ( $t=59$  s) startet der Auslauf der Hauptumwälzpumpen, die Dampferzeuger werden über Schnellschlußarmaturen auf der Dampfseite isoliert, der Speisewassermassenstrom geht zurück und der Sekundärdruck beginnt in allen Schleifen wieder anzusteigen. In Abb. 3.3.6.3 sind die mit ATHLET berechneten Druckverläufe im Primär- und Sekundärkreis dargestellt. Der Druckhalter entleert sich bis  $t=141$  s und durch die Kondensation von Dampf aus dem Druckhalter wird die Druckabsenkung auf der Primärseite für kurze Zeit beschleunigt. Bereits ab etwa 160 s beginnt der Höhenstand im

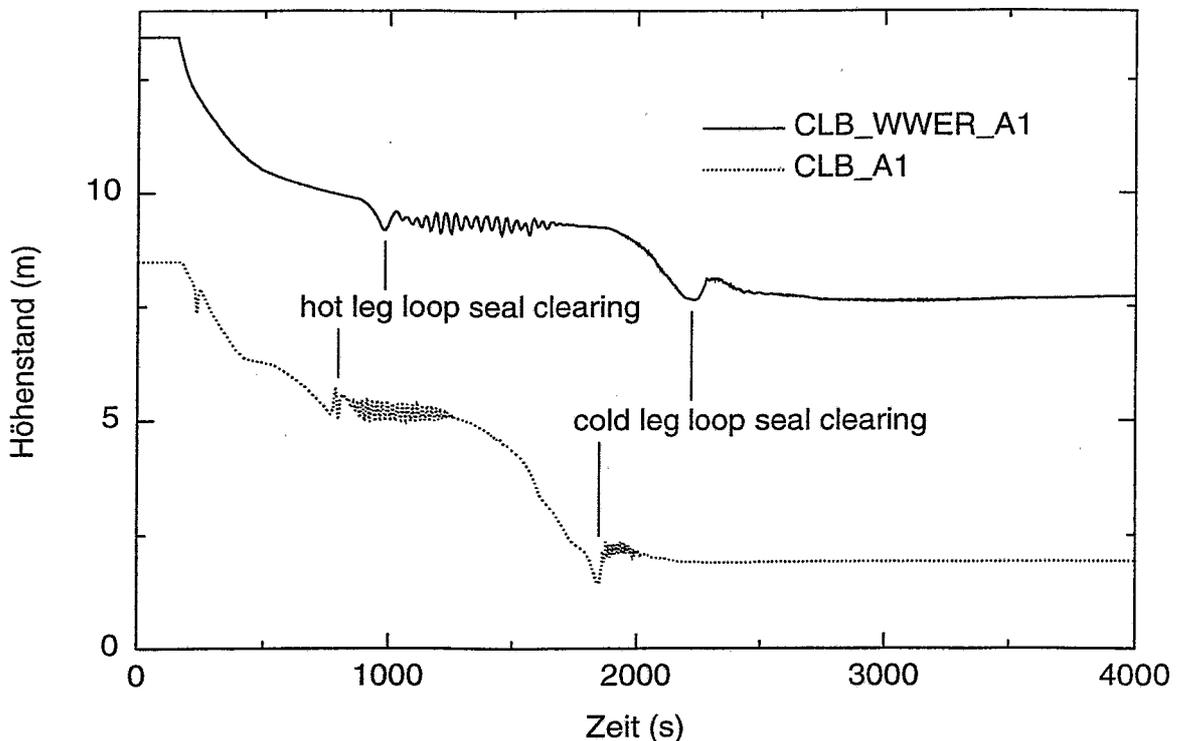
Reaktor zu sinken, die zunehmende Dampfbildung im oberen Plenum des Reaktors und die reduzierte Wärmeübertragung im Dampferzeuger verlangsamen allmählich die primäre Druckabsenkung. Mit zunehmender Verdampfung im heißen Strang steigt der Primärdruck wieder an und zum Zeitpunkt  $t=1000$  s findet hier das *hot leg loop seal clearing* statt. Nach dem Freiblasen der heißseitigen Schleifenabsenkung sinkt der Primärdruck wieder ab, durch Dampfkondensation verbessert sich die Wärmeübertragung im Dampferzeuger und der Sekundärdruck steigt leicht an. In der ATHLET-Rechnung konnte das *loop seal clearing* nur in der 5-fach Schleife beobachtet werden, die 1-fach Schleife blieb dagegen gefüllt.



**Abb. 3.3.6.3: Primärdruck (PR21) und Sekundärdruck in der 5-fach Schleife (PR81) für die Rechnung CLB\_WWER\_A1**

Nach dem *loop seal clearing* werden in der ATHLET-Rechnung Instabilitäten beobachtet (Abb. 3.3.6.4) und der Reaktorhöhenstand stagniert in deren Verlauf auf Höhe des heißen Strangs. Die unterschiedlichen Niveaus des Reaktorhöhenstandes in Abb. 3.3.6.4 liegen in der Wahl der Bezugspunkte für die Nodalisierung in den einzelnen Datensätzen begründet. Eine Analyse der Instabilitäten zeigt, daß der Mechanismus der Schwingungen mit den Rechnungen für die PMK-Anlage übereinstimmt (vgl. Abschnitt 3.3.2), die Periode ist mit 40 s etwa doppelt so lang. Die längere Periode der Instabilitäten in der Rechnung CLB\_WWER\_A1 ist eine Folge des geringeren Dampfmassenstroms im heißen Strang. Unter Berücksichtigung der Skalierung ergibt sich im Vergleich zur Rechnung CLB\_A1 ein um den Faktor 2 geringerer Wert. Der geringere Dampfmassenstrom ist durch eine verminderte Verdampfungsrate im Reaktor bedingt, welche bei vergleichbarer Leistung (Volumen- und Leistungsskalierung gleich 1:2070) durch eine größere Unterkühlung des in den Reaktor eintretenden Fluids zum Zeitpunkt des *hot loop seal clearing* verursacht wird. Unterschiede in der Systemsteuerung

zwischen Versuchs- und Originalanlage führen in der Anfangsphase zu Abweichungen in den Druckverläufen mit der Folge einer höheren Eintrittsunterkühlung im Fall der Rechnung CLB\_WWER\_A1. Die Phase der Stagnation des Reaktorhöhenstandes im Bereich der Instabilitäten dauert länger und der Reaktorhöhenstand beginnt erst ab etwa 1900 s wieder zu sinken (Abb. 3.3.6.4). Etwa bei  $t=2200$  s unterschreitet der Primärdruck den Sekundärdruck, Dampf gelangt in den kalten Strang und der Höhenstand im kalten Dampferzeuger-Kollektor sinkt ab. Wenig später findet das *cold leg loop seal clearing* statt und der Reaktorhöhenstand steigt wieder an. Auch im Fall des *cold leg loop seal clearing* wird in der ATHLET-Rechnung nur die 5-fach Schleife freigeblasen, die 1-fach Schleife bleibt mit Fluid gefüllt. Durch die vereinfachte Nodalisierung der 6. Schleifen der Reaktoranlage läßt sich zum gegenwärtigen Stand der



**Abb. 3.3.6.4: Zeitlicher Verlauf des Reaktorhöhenstandes in den Rechnungen CLB\_WWER\_A1 (WWER-440) und CLB\_A1 (PMK-2)**

Untersuchungen nicht klären, ob den beobachteten Asymmetrien in den Schleifen ein realer physikalischer Hintergrund zugeordnet werden kann. Wie der Vergleich zwischen Experiment und Rechnungen für die Versuchs- bzw. Originalanlage zeigt, werden die wesentlichen, den Störfallablauf bestimmenden thermohydraulischen Phänomene von ATHLET korrekt modelliert. Die mit dem Freblasen der heißen und kalten Schleifenabsenkung verbundenen Prozesse, insbesondere die Instabilitäten nach dem *hot leg loop seal clearing*, werden in den Rechnungen für die Originalanlage ebenfalls nachgewiesen. Der integrale Masseverlust durch das Leck liegt in den Rechnungen für die Originalanlage etwas niedriger, so daß der Reaktorhöhenstand im Verlauf der gesamten Transiente nicht unter die Oberkante der Brennelemente sinkt und ein Anstieg der Brennelementoberflächentemperaturen wie im Experiment CLB kann in der Rechnung CLB\_WWER\_A1 nicht beobachtet werden.

## 4. Weiterentwicklung von DYN3D

Die Computercodes DYN3D und DYN3D-ATHLET werden seit einigen Jahren in einigen Institutionen osteuropäischer Länder zur Störfallanalyse der russischen WWER-Reaktoren genutzt. Die damit verbundene Vielzahl der Anwendungen und die enge Wechselwirkung mit den Nutzern der Rechenprogramme erforderten eine Anpassung und Weiterentwicklung des Programmes DYN3D. Die gleichzeitig mit den Arbeiten an der Kopplung von DYN3D mit ATHLET gewonnenen Erfahrungen ließen eine Änderung der Programmstruktur von DYN3D sinnvoll erscheinen. Die Organisation der Struktur der Datenfelder war in DYN3D nicht genügend flexibel. Insgesamt wurden folgende Weiterentwicklungen durchgeführt:

- Modernisierung der Programmstruktur, Anbindung der KASSETA-Querschnittsdatenbibliothek
- Dämpfung des Cusping Effektes bei der Regelstabbewegung
- innernodale Flußrekonstruktion
- Modellierung der Nachzerfallsleistung
- Simulation des Xenonverhaltens
- Verbesserung des Vermischungsmodells für den WWER-440

In den folgenden Abschnitten erfolgt eine Beschreibung der durchgeführten Arbeiten.

### 4.1 Modernisierte Version DYN3D/H1.1

Basierend auf den Erfahrungen der Kopplung DYN3D-ATHLET und für eine größere Flexibilität des Codes DYN3D bezüglich Modellverbesserung, Modellerweiterung und für den Anschluß verschiedener Bibliotheken von Wirkungsquerschnitten wurden die verschiedenen Variablenfelder, die bisher im wesentlichen auf einem Array organisiert waren, als separate COMMON Arrays definiert. Damit konnte auch die Anzahl der Subroutinen, die speziell für die interne Kopplung von DYN3D mit ATHLET benutzt wurden und von den Standardroutinen des Programms DYN3D abwichen, verringert werden. Dies erforderte umfangreiche Programmierarbeiten und eine größere Anzahl von Vergleichsrechnungen mit der ursprünglichen Programmversion, um die korrekte Arbeitsweise der modernisierten Version zu bestätigen. Die Organisation der COMMON Arrays wurde an das Programm ATHLET angelehnt. Die Variablenfelder werden in BLOCKDATA Programmeinheiten definiert und ihre Länge festgelegt. Die Arrays werden als COMMON Arrays mit der Länge 1 direkt in den Subroutinen und nicht über INCLUDES wie in ATHLET definiert. Die im Code benutzte Länge der Real-Variablen (z.B. REAL\*4 oder REAL\*8) wird wie in ATHLET durch INCLUDES festgelegt. Die Subroutinen, die ohne Änderung in der internen Kopplung benutzt werden, mußten entsprechend der vereinbarten Nomenklatur für die interne Kopplung umbenannt werden. Gleichzeitig erschien es sinnvoll, die Reihenfolge der Input Parameter von DYN3D zu ändern. Die Details sind in der Eingabebeschreibung dargelegt /Gru97a/. Die Eingabeparameter für die interne Kopplung werden in Anhang A beschrieben.

Die neutronenphysikalische Datenbasis von DYN3D wurde durch Anbindung der Datenbibliothek KASSETA-440/1000 erweitert. Diese Bibliothek wurde von EGP Prag / Tin93a/ mit Hilfe des russischen Codes KASSETA generiert. Die Ankopplung der Datenbibliothek an DYN3D wurde realisiert, weil KASSETA in den meisten osteuropäischen Ländern zur Gruppendaten-Erzeugung für WWER-Reaktoren verwendet wird. Daher sind Vergleichsrechnungen mit der bisher verwendeten Datenbasis besonders interessant (vgl. Abschnitt 3.2). Für die Anbindung der Bibliothek wurden einige von EGP entwickelte Subroutinen übernommen /Tin95/.

#### 4.2 Verbesserung des Regelstabmodells

Die Berechnung der Wirkungsquerschnitte für Nodes mit partiell eingetauchten Regelstäben führen bei kleinen Eintauchtiefen und Verwendung geometrischer Wichtung entsprechend der Eintauchtiefe der Stäbe zu einer Überschätzung der Absorberwirkung. Bei Transienten, die mit langsamen Bewegungen der Regelorgane über mehrere Nodes verbunden sind, ändert sich die Absorberwirkung (Reaktivität) nicht gleichförmig. Es tritt der sogenannte Cusping-Effekt auf, der in einem girlandenartigen Verhalten des Neutronenflusses und der Leistungsdichte zum Ausdruck kommt.

Berücksichtigt man bei der Wichtung zusätzlich die mittleren Neutronenflüsse in Nodes, die oberhalb und unterhalb der Regelstabgrenze liegen, so kann der Cusping-Effekt nahezu unterdrückt werden. Während der Bewegung des Regelstabes lassen sich die Flüsse ermitteln, wenn das untere Ende des Regelstabes gerade eine Nodegrenze erreicht. Diese Flüsse werden dann während der gesamten Bewegung des Stabes durch diesen Node benutzt. Befindet sich der Regelstab im stationären Anfangszustand im Node, so können die Flüsse in einer gesonderten Rechnung bestimmt werden, wobei sich der Regelstab an der nächsten axialen Nodegrenze befindet.

WWER - 440

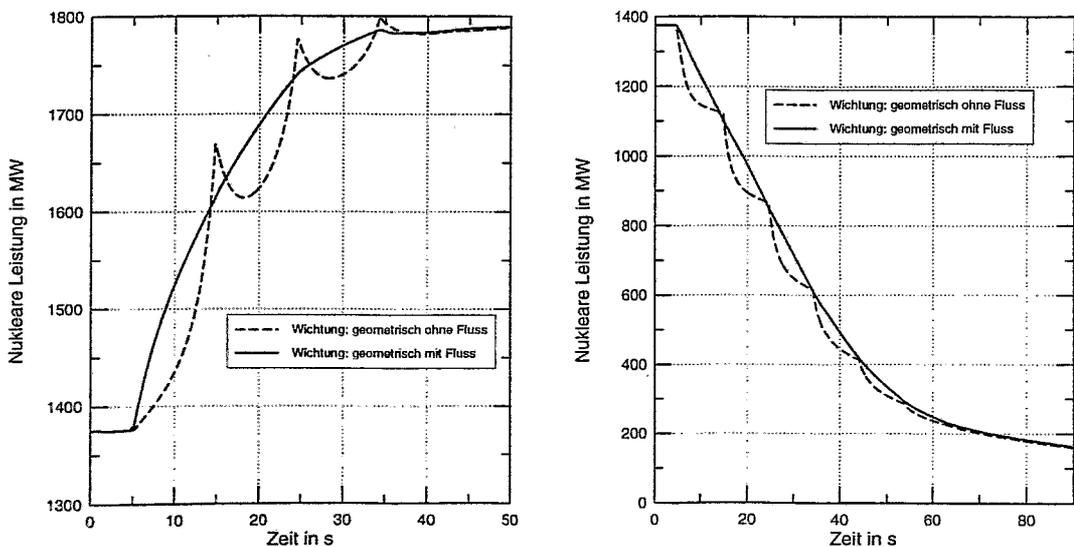
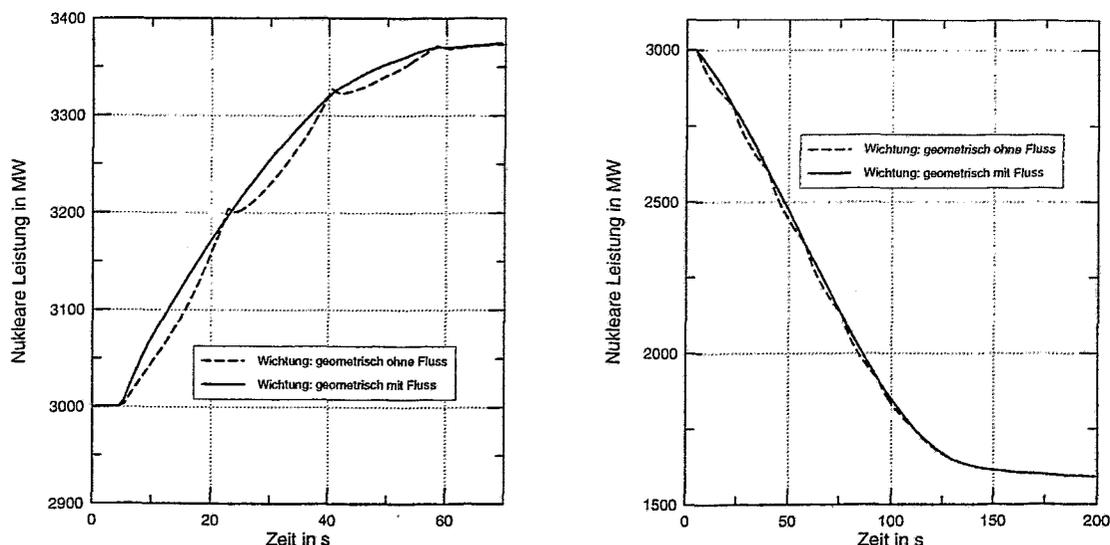


Abb. 4.2.1: Dämpfung des Cusping Effektes beim Ausfahren (links) und Einfahren (rechts) der Regelgruppe K6 mit Hilfe der Neutronenflußwichtung der Querschnitte.

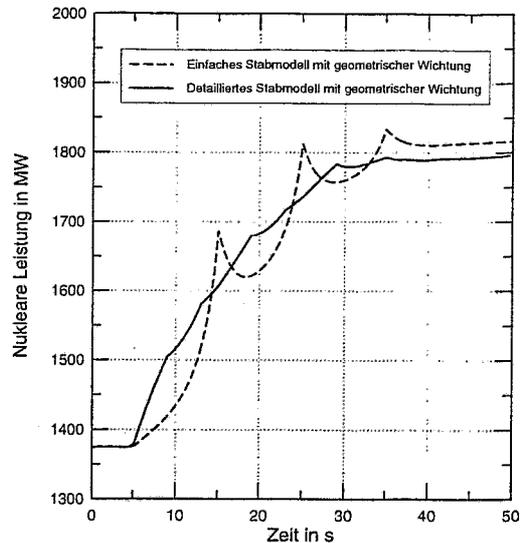
## WWER - 1000



**Abb. 4.2.2: Dämpfung des Cusping Effektes beim Ausfahren (links) und Einfahren (rechts) der Regelgruppe K10 mit Hilfe der Neutronenflußwichtung der Querschnitte.**

Es hat sich gezeigt, daß sich mit diesem Näherungsverfahren eine weitgehende Dämpfung des Cuspingeffektes erzielen läßt. Die Abbildungen 4.2.1 und 4.2.2 zeigen Beispiele für das Aus- und Einfahren von Regelgruppen mit der normalen Fahrge-  
 schwindigkeit von 2.5 cm/s im WWER-440 bzw. 2 cm/s im WWER-1000. Es ist deutlich zu erkennen, daß die Methode mit der Neutronenflußwichtung eine weitgehende Dämpfung des Cuspingeffektes bewirkt. Die Abbildungen zeigen, daß der Cusping-Effekt beim WWER-440 deutlich stärker ausgeprägt ist. Dies ist durch die spezielle Kon-  
 struktion der Regelstäbe im WWER-440 bedingt. Während der WWER-1000 die auch in westlichen DWR üblichen Fingerregelstäbe besitzt, ist der Regelstab im WWER-440 ein BE, das aus mehreren Teilen besteht. Der obere Teil ist ein Absorberelement mit hexagonalen Querschnitt wie die normalen Brennelemente im WWER-440. Dieser Teil besteht aus einem Borstahlmantel und besitzt eine Länge von 225 cm, die nahezu der Kernhöhe entspricht. Brennstoff ist nicht vorhanden. Der untere Teil des Regelstabes, der sogenannte Folger besteht aus einem BE mit der axialen Brennstofflänge von 240 cm, die 4 cm kürzer ist als in den normalen BE des WWER-440. Dazwischen befindet sich ein Kopplungsstück von 30 cm Länge und ein Stahlpelletteil von 10 cm. Das Element kann nur als Ganzes verfahren werden, d.h. der Brennstoff wird dabei mitbewegt. Meistens werden nur Absorberteil und Brennstoff in den Codes modelliert. Dies ist auch in den Rechnungen von Abbildung 4.2.1 geschehen. Kopplungsstück und Stahlpelletteil werden vernachlässigt. Gleiches gilt für die Verschiebung des Brennstoffes bei der Bewegung des Regelstabes. In DYN3D ist es aber auch möglich, den Regelstab detailliert zu modellieren. Im Rahmen des AER wurden Vergleiche von Abbrandrechnungen für den WWER-440 durchgeführt (siehe Abschnitt 3.2.1). Dabei wurden auch differentielle Regelstabreaktivitäten verglichen. Das detaillierte Brennstabmodell von DYN3D lieferte in diesen Fällen eine bessere Übereinstimmung mit den für die Zyklusberechnung eingesetzten Codes, die diese Struktur des Regelstabes berücksichtigen /Mit94, Gru95a/.

Das detaillierte Regelstabmodell wird in DYN3D nur mit geometrischer Wichtung benutzt. In axialer Richtung liegt ein Übergang von Brennstoff zu Stahl und danach erst zu Borstahl vor, so daß der Cusping-Effekt nicht so stark ausgeprägt ist. Abbildung 4.2.3 zeigt den Vergleich beider Regelstabmodelle im Falle des Ausfahrens der Gruppe K6 aus dem WWER-440. Es ist zu sehen, daß mit dem detaillierten Regelstabmodell eine deutliche Reduktion des Cusping-Effektes erreicht wird. Die zugeführte Reaktivität ist für das detaillierte Modell geringer, da neben Absorber auch das Kopplungsstück aus dem Kern herausgefahren wird. Außerdem wird im Falle abgebrannten Brennstoffs im Folger die Verschiebung der Abbrandverteilung bei der Regelstabbewegung berücksichtigt.



**Abb. 4.2.3: Ausfahren der Gruppe K6 im WWER-440: Vergleich beider Regelstabmodelle**

Während früher die Änderung der Materialverteilung aufgrund der Verschiebung der Regelstäbe für transiente Rechnungen explizit in den Eingabedaten organisiert werden mußte, ist es in der neuen DYN3D-Variante möglich, die Positionen der Regelgruppen oder einzelnen Regelstäbe an verschiedenen Zeiten vorzugeben. Zwischen 2 Zeitpunkten werden die Regelstäbe mit konstanter Fahrgeschwindigkeit bewegt. Im Codekomplex DYN3D-ATHLET ist es möglich, die Bewegung der Regelstäbe in DYN3D mit Hilfe des GSCM-Tools des ATHLET-Codes zu steuern.

### 4.3 Flußrekonstruktion

Die nodalen Codes berechnen zunächst nur die Mittelwerte der Neutronenflüsse und Leistungsdichten in den Nodes und auf den Oberflächen der Nodes. Die Berechnung des heißesten Brennstabes kann mit Hilfe eines sogenannten Heißkanalfaktors erfolgen, der die Überhöhung der Leistung im heißesten Brennstab gegenüber dem Mittelwert im BE beschreibt. Außerdem enthält der Heißkanalfaktor technologische Unsicherheiten, wie z.B. Ungenauigkeiten des Kühlmitteldurchsatzes, die eine höhere Temperatur im Brennstab verursachen können. Der Heißkanalfaktor wird im allgemeinen während einer Transiente als konstant betrachtet. Da sich die Neutronenflußverteilung im Node während einer Transiente z.B. infolge von Regelstabbewegungen ändert, muß der Heißkanalfaktor den ungünstigsten Fall berücksichtigen und konservativ sein. Die Änderungen der Neutronenflußverteilung im Node während einer Transiente können durch eine Rekonstruktion des Neutronenflusses im Node berechnet werden. Damit können Unsicherheiten an der Definition der Heißkanalfaktoren verringert werden. Ausgehend von den Flußmittelwerten im Node und auf den radialen Außenflächen der Nodes kann mit Hilfe einer Näherungslösung der homogenen 2-dimensionalen 2-Gruppen-Neutronendiffusionsgleichung im Node in jeder Höhenschicht des Brennelementes die Neutronenflußverteilung ermittelt werden. Dabei werden die Wirkungsquerschnitte im Node als homogen angenommen. Auf dieser Basis

wird in jeder Höhenschicht der Brennstab mit der größten Leistung bestimmt und zu einem maximal belasteten Brennstab zusammengesetzt. Der Einfluß der Heterogenitäten wie Pinstruktur und andere BE-Einbauten auf die Neutronenflußverteilung im Node wird zunächst weiterhin im Heißkanalfaktor berücksichtigt. Im Zuge der Nutzung des 2-dimensionalen Transportcodes HELIOS zur Erzeugung der Querschnittsdaten für die BE können in Zukunft auch die auf Basis der Transporttheorie berechneten Neutronenflußverteilungen in den einzelnen Pins in die Ermittlung der Leistung im heißesten Stab einbezogen werden. Verbleibende Unsicherheiten in der Neutronenverteilung durch das näherungsweise Herangehen müssen im Rahmen der Verifikation ermittelt und weiterhin im Heißkanalfaktor berücksichtigt werden.

### 4.3.1 Methode der Flußrekonstruktion

Das Problem der Flußrekonstruktion und die Implementierung in DYN3D wurde durch eine Kooperation mit dem Kernforschungsinstitut UJV in Rez gelöst /Had97a/. Ausgehend von Publikationen, z.B. /Böe92/ wurden zunächst die Neutronenflüsse an den Ecken des Hexagons rekonstruiert. Nach /Böe92/ wird folgende aus der endlichen Differenzennäherung und der Interfacebedingung für die Ströme für jede Energiegruppe  $g$  gewonnene Näherung für den Eckenfluß  $\Phi_g^0$  verwendet:

$$\Phi_g^0 = \frac{2(D_g^1 + D_g^2)\Phi_g^{1,2} + 2(D_g^2 + D_g^3)\Phi_g^{2,3} + 2(D_g^1 + D_g^3)\Phi_g^{1,3} - \sum_{i=1}^3 D_g^i \Phi_g^i}{\sum_{i=1}^3 D_g^i} \quad (4.3.1)$$

mit den mittleren Flüssen  $\Phi_g^i$ , den mittleren Seitenflüssen  $\Phi_g^{i,j}$  und den Diffusionskoeffizienten  $D_g^i$  (Abbildung 4.3.1). Die Flußverteilung im Node wird nun aus der Lösung der stationären 2-Gruppen-Diffusionsgleichung für die gegebenen Randbedingungen bestimmt. Die axiale Abhängigkeit des Neutronenflusses wird durch den axialen Buckling berücksichtigt. In /Böe92/ werden entweder Seiten- oder Eckenflüsse zur Bestimmung der Lösung verwendet. Da die Flüsse in DYN3D vorwiegend nur für ausgewählte BE, in denen die maximalen Stableistungen zu erwarten

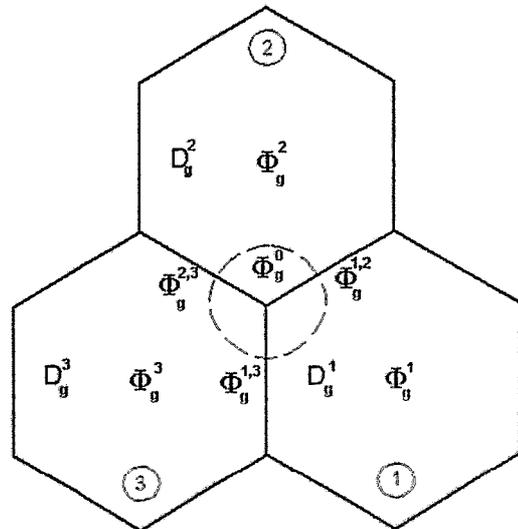


Abb. 4.3.1: Rekonstruktion des Eckenflusses

sind, rekonstruiert werden, ist der rechnerische Aufwand nicht zu hoch, um die Lösung sowohl aus den Seitenflüssen als auch aus den Eckenflüssen zu bestimmen. Für

die Rekonstruktion wird von folgender Form der 2-dimensionalen 2-Gruppendiffusionsgleichung ausgegangen:

$$-D_1 \Delta \Phi_1 + \Sigma_1 \Phi_1 = \frac{1}{k_{eff}} (v \Sigma_{f,1} \Phi_1 + v \Sigma_{f,2} \Phi_2) \quad (4.3.2)$$

$$-D_2 \Delta \Phi_2 + \Sigma_2 \Phi_2 = \Sigma_{s,1 \rightarrow 2} \Phi_1 \quad (4.3.3)$$

Dabei werden die üblichen Notationen verwendet. In  $\Sigma_1, \Sigma_2$  ist das transversale Leakage mit Hilfe des Bucklings berücksichtigt. Mit dem Ansatz

$$\Phi_g(\vec{r}) = e_g p(\vec{r}) \quad (4.3.4)$$

wo  $p(\vec{r})$  mit  $\vec{r} = (x, y)$  die Lösung der 2-dimensionalen Helmholtz Gleichung

$$\Delta_{xy} p(\vec{r}) + B^2 p(\vec{r}) = 0 \quad (4.3.5)$$

ist.  $B^2$  ergibt sich dann aus

$$(D_1 B^2 + \Sigma_1) e_1 = \frac{1}{k_{eff}} (v \Sigma_{f,1} e_1 + v \Sigma_{f,2} e_2) \quad (4.3.6)$$

$$(D_2 B^2 + \Sigma_2) e_2 = \Sigma_{s,1 \rightarrow 2} e_1 \quad (4.3.7)$$

Im allgemeinen Fall, d.h. Brennstoff, ergibt die charakteristische Gleichung einen Buckling  $B_1^2 > 0$  ("fundamentale" Lösung) und einen Buckling  $B_2^2 < 0$  ("transiente" Lösung). Die zugehörigen Lösungen der Helmholtz Gleichung können dann für den diskreten Fall in der Form

$$p^1(\vec{r}) = \sum_{j=1}^{2J} \tilde{C}_{1,j} e^{i(\vec{B}_{1,j} \vec{r})} \quad (4.3.8)$$

mit

$$|\vec{B}_{1,j}| = \sqrt{B_1^2}, B_1^2 \geq 0 \text{ für alle } j.$$

und für den transienten Fall in der Form

$$p^2(\vec{r}) = \sum_{j=1}^{2J} \tilde{C}_{2,j} e^{i(\vec{B}_{2,j} \vec{r})} \quad (4.3.9)$$

mit

$$|\vec{B}_{2,j}| = \sqrt{-B_2^2}, B_2^2 < 0 \text{ für alle } j.$$

Die bekannten Werte der Neutronenflüsse an den Ecken und die seitengemittelten Flüsse ergeben für jede Energiegruppe 12 Bedingungen, so daß  $J = 6$  ist. Die  $B_{1,j}, B_{2,j}$  sind in nur in der Richtung frei wählbar. Es ist sinnvoll, die 12 Richtungen gleichmäßig im Winkelintervall von  $0^\circ$  bis  $360^\circ$  zu verteilen, d.h. alle  $30^\circ$  eine Richtung anzunehmen. Mit der Einführung der trigonometrischen Funktionen bzw. der Hyperbelfunktionen erhält man folgende äquivalente Darstellung

$$p^1(\vec{r}) = \sum_{j=1}^J C_{1,j}^+ \cos(\vec{B}_{1,j} \vec{r}) + C_{1,j}^- \sin(\vec{B}_{1,j} \vec{r}) \quad (4.3.10)$$

und

$$p^2(\vec{r}) = \sum_{j=1}^J C_{2,j}^+ \cosh(\vec{B}_{2,j} \vec{r}) + C_{2,j}^- \sinh(\vec{B}_{2,j} \vec{r}) \quad (4.3.11)$$

Die Orientierungen der  $\vec{B}_{1,j}, \vec{B}_{2,j}$  verteilen sich dann nur auf einen Halbraum. Mit Hilfe von Symmetriebetrachtungen zerfällt das Problem der Bestimmung der 24 unbekannt-ten Werte  $C_{1,j}^+, C_{1,j}^-, C_{2,j}^+, C_{2,j}^-$  in die Lösung von 4 6x6 Gleichungssystemen. Die De-tails sind in /Had97a/ beschrieben. Die 2-dimensionale Neutronenflußverteilung ergibt sich dann aus

$$\Phi_g(x, y) = e_g^1 p^1(\vec{r}) + e_g^2 p^2(\vec{r}) \quad (4.3.12)$$

Im instationären Fall wird die transiente Neutronendiffusionsgleichung in eine homoge-ne Gleichung überführt. Dies erfolgt durch Annahme exponentiellen Verhaltens des Neutronenflusses und der Voraussetzung, daß die Verteilung der verzögerten Neutro-nen im Node proportional der Verteilung der prompten Neutronen ist.

### 4.3.2 Beispielrechnungen für die Flußrekonstruktion

Die Abbildungen 4.3.2 bis 4.3.4 zeigen einige Beispiele für die Flußrekonstruktion in einem WWER-440. Es ist eine deutliche Abhängigkeit der Flußverteilung im Node zu erkennen, die stark von der Umgebung beeinflusst ist. Zur Validierung der Flußrekon-struktion konnten bisher noch keine Vergleichsrechnungen durchgeführt werden, da im Institut zur Zeit kein Feingitterdiffusionsprogramm auf Basis endlicher Differenzen zur Verfügung steht. Die Ergebnisse erscheinen jedoch plausibel.

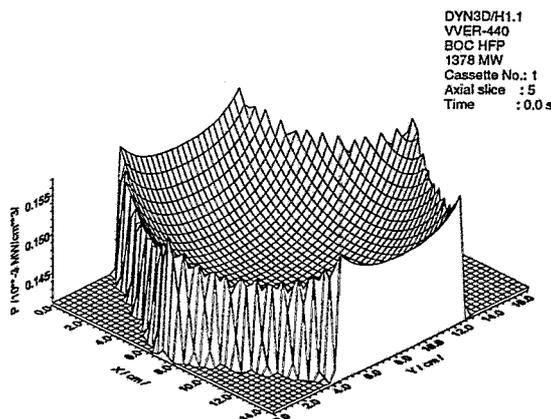


Abb. 4.3.2: Flußrekonstruktion in dem zentralen BE eines Reaktors WWER-440

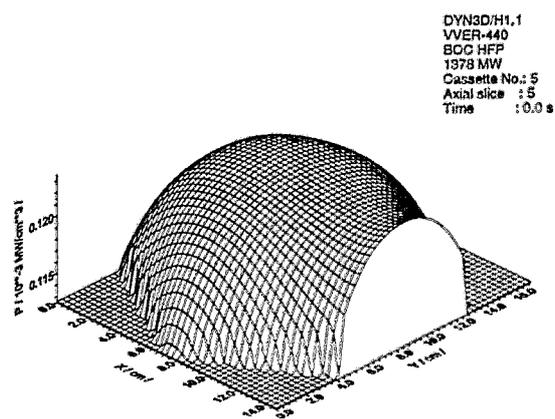
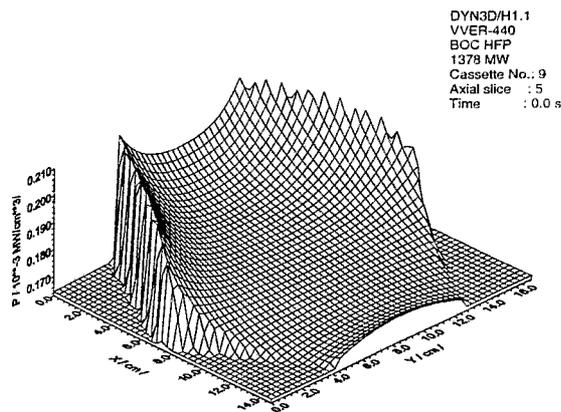


Abb. 4.3.3: Flußrekonstruktion in einem maximal belasteten BE eines Reaktors WWER-440

Es wurden Vergleiche zwischen den mittleren nodalen Leistungen aus DYN3D und den Mittelwerten der rekonstruierten Verteilung durchgeführt und gute Übereinstimmung festgestellt. Weiterhin erscheint auch die Tendenz der Leistungsverteilung an den Rändern der Nodes plausibel, wenn man mit den nodalen Leistungsdichten in den benachbarten BE vergleicht. Das Problem der Berücksichtigung der Verteilungen aus den Transportrechnungen zur Querschnittserzeugung kann nur im Zuge der Generierung neuer Wirkungsquerschnittsdatenbibliotheken mit dem Code HELIOS gelöst werden.



**Abb. 4.3.4: Flußrekonstruktion in einem BE nahe dem Rand eines Reaktors WWER-440**

#### 4.4 Berechnung der Nachzerfallsleistung

Die Nachzerfallsleistung ist die thermische Leistung, die durch radioaktiven Zerfall der Spalt- und Aktivierungsprodukte des Kernbrennstoffes erzeugt wird. Die Nachzerfallsleistung ist sehr wichtig bei Störfällen, bei denen die Wärmeabfuhr aus dem Reaktorkern gestört ist, z.B. Kühlmittelverluststörfälle. Wird der Reaktor abgeschaltet, muß die Nachzerfallsleistung aus dem Reaktorkern abgeführt werden, damit es nicht zum Schmelzen des Brennstoffs im Kern kommt. Um das Spektrum der Transienten, die mit DYN3D oder dem gekoppelten Programm DYN3D-ATHLET untersucht werden können, zu erweitern, muß die Nachzerfallsleistung berücksichtigt werden. Ein Modell zur Berechnung der Nachzerfallsleistung wurde erarbeitet /Gru97b/. Das Modell wurde in den Code DYN3D integriert.

Folgende Anteile müssen bei der Berechnung der Nachzerfallsleistung berücksichtigt werden:

- der Beitrag der Spaltprodukte aus Kernspaltungen der vier spaltbaren Isotope  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  und  $^{241}\text{Pu}$
- der Beitrag der durch Neutroneneinfang entstehenden Aktiniden, insbesondere von  $^{239}\text{U}$  und  $^{239}\text{Np}$
- der Beitrag von Isotopen, die durch Neutroneneinfang in Spaltprodukten entstehen

Bisher wurde die Nachzerfallsleistung relativ einfach berechnet. Mit der Verwendung 3-dimensionaler Kernmodelle ist es möglich, die 3-dimensionale Verteilung der Nachzerfallsleistung zu berücksichtigen. Der Hauptbeitrag der Nachzerfallsleistung kommt von der Geschichte des Reaktorkerns, d.h. den Leistungsniveaus vor Eintritt des Störfalles. Der Leistungsverlauf während der Transiente wird nur eine untergeordnete Bedeutung haben. Er kann in DYN3D mit berücksichtigt werden.

#### 4.4.1 Gleichungen zur Berechnung der Nachzerfallsleistung

Die Beiträge aus thermischen Spaltungen der  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  und  $^{241}\text{Pu}$  und aus schnellen Spaltungen des  $^{238}\text{U}$  sind explizit zu berücksichtigen. Jeder Beitrag wird in 24 Zerfallsgruppen unterteilt. Die Zerfallskonstanten und Anteile der einzelnen Gruppen von Spaltprodukten wurden aus /DIN90/ entnommen. Die verschiedenen Beiträge zur Nachzerfallsleistung aus Spaltungen im Node n ergeben sich aus den Leistungsbilanz-Gleichungen, d.h.

$$\frac{dw_{ij}^n(t)}{dt} = \alpha_{ij} \frac{P_i^n(t)}{Q_i} - \lambda_{ij} w_{ij}^n(t) \quad (4.4.1)$$

Dabei gilt

$w_{ij}^n(t)$ : Nachzerfallsleistung zur Zeit t von der Zerfallsgruppe j von Spaltungen im Spaltisotop i im Node n

$\alpha_{ij}$ : Anteil der Zerfallsgruppe j von einer Spaltung des Isotops i an der Nachzerfallsleistung

$\frac{P_i^n(t)}{Q_i}$ : Spaltrate des spaltbaren Isotops i

$\lambda_{ij}$ : Zerfallskonstante des Spaltprodukts der Zerfallsgruppe j von Spaltungen im Isotop i.

Das Gleichsystem (4.4.1) besteht aus  $i * j * n$  Bilanzgleichungen für die Zerfallsgruppen von Spaltprodukten. Die Rate der Energiefreisetzung durch Spaltungen im Isotop i ergibt sich aus

$$P_i^n(t) = Q_i \sum_{g=1}^2 \sum_{f,g,i}^n \Phi_g^n(t) \quad (4.4.2)$$

Hierin bedeuten:

$\Sigma_{f,g,i}^n$ : Makroskopischer Spaltquerschnitt des Isotops i für Neutronen der Energiegruppe g im Node n

$\Phi_g^n(t)$ : Neutronenfluß im Node n

$Q_i$ : Energie pro Spaltung im Isotop i (unabhängig von Energiegruppe g angenommen)

Für die Lösung des Gleichungssystems (4.4.1) im Zeitintervall zwischen  $t - \Delta t_k$  und  $t_k$  erhält man

$$w_{ij}^n(t) = w_{ij}^n(t - \Delta t_k) e^{-\lambda_{ij} \Delta t_k} + \frac{\alpha_{ij}}{Q_i} \int_{t - \Delta t_k}^t P_i^n(t') e^{-\lambda_{ij}(t-t')} dt' \quad (4.4.3)$$

Die Änderung der thermischen Leistung  $P_i^n(t')$  wird im Zeitintervall  $\Delta t_k$  linear genähert berücksichtigt:

$$P_i^n(t') = P_i^n(t' - \Delta t_k) + \frac{P_i^n(t) - P_i^n(t - \Delta t_k)}{\Delta t_k} (t' - t - \Delta t_k) \quad (4.4.4)$$

Setzt man (4.4.4) in (4.4.3) ein und integriert die Gleichung bezüglich der Zeit, ergibt sich

$$w_{ij}^n(t) = w_{ij}^n(t - \Delta t_k) e^{-\lambda_{ij} \Delta t_k} + \frac{\alpha_{ij}}{Q_i \lambda_{ij}} [P_i^n(t - \Delta t_k) I_{ij}^1(\Delta t_k) + (P_i^n(t) - P_i^n(t - \Delta t_k)) I_{ij}^2(\Delta t_k)] \quad (4.4.5)$$

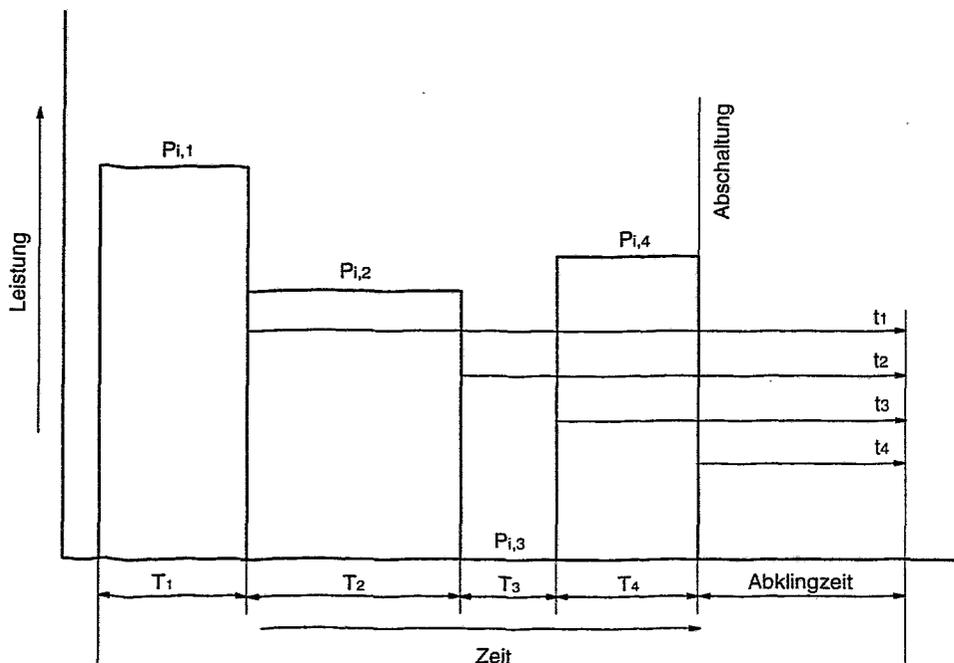
mit

$$I_{ij}^1(\Delta t_k) = (1 - e^{-\lambda_{ij} \Delta t_k}) \quad (4.4.6)$$

und

$$I_{ij}^2(\Delta t_k) = \left( 1 - \frac{I_{ij}^1(\Delta t_k)}{\lambda_{ij} \Delta t_k} \right) \quad (4.4.7)$$

Die Beziehung (4.4.5) wird benutzt, um die Änderung der Nachzerfallsleistung während der Transiente zu berechnen. Der Ausdruck kann aber auch verwendet werden, um die Nachzerfallsleistung zur Zeit  $t$  für ein Leistungshistogramm zu berechnen.



**Abb. 4.4.1:** Beispiel für ein Leistungshistogramm mit 4 Leistungsstufen nach /DIN90/

Es wird angenommen, daß keine Nachzerfallsleistung am Beginn der Leistungsgeschichte vorhanden ist. Abb. 4.4.1 zeigt als Beispiel ein 4 stufiges Leistungshistogramm.

Nach Beziehung (4.4.5) ergibt sich

$$w_{ij}^n(t) = \sum_{k=1}^4 \frac{\alpha_{ij}}{Q_i \lambda_{ij}} P_{i,k}^n (1 - e^{-\lambda_{ij} \Delta T_k}) e^{-\lambda_{ij} t_k} \quad (4.4.8)$$

Nach Summation über die Beiträge der verschiedenen Isotope und Zerfallsgruppen ergibt sich für die Nachzerfallsleistung im Node n zur Zeit t

$$w^n(t) = \sum_i \sum_j w_{ij}^n(t) \quad (4.4.9)$$

Gleichung (4.4.8) mit (4.4.9) ist mit dem entsprechenden Ausdruck in /DIN90/ identisch.

Der Beitrag zur Nachzerfallsleistung durch Neutroneneinfang in den Aktiniden ( $^{239}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Np}$  u.a.) als auch in Spaltprodukten wurde entsprechend /DIN90/ betrachtet. Der Beitrag durch Neutroneneinfang in  $^{133}\text{Cs}$  wird vernachlässigt, da er erst nach langer Zeit ( $\sim 10^8$  s) einen merklichen Beitrag zur Nachzerfallsleistung liefert.

#### 4.4.2 Integration des Modells in DYN3D

Es wurden verschiedene Optionen vorgesehen, um die Nachzerfallsleistung in DYN3D zu berücksichtigen:

- Berücksichtigung der Nachzerfallsleistung aus der Leistungsgeschichte bis zum Beginn der Transiente
- Berücksichtigung der Nachzerfallsleistung von der Leistungsgeschichte und den Leistungsänderungen während der Transiente
- Berechnung der Nachzerfallsleistung aus der Energiefreisetzung während der Transiente allein
- Berücksichtigung einer vorgegebenen zeitunabhängigen Nachzerfallsleistung und ihrer Verteilung

Die Nachzerfallsleistung aus der Leistungsgeschichte wird nach (4.4.8) und aus den Abbrandverteilungen der Abbrandrechnungen ermittelt. Die Option, daß keine Leistungsgeschichte vorliegt und die Nachzerfallsleistung nur durch den Leistungsverlauf während der Transiente entsteht, ist von untergeordneter Bedeutung, da die Nachzerfallsleistung vom Spaltproduktaufbau während der Transiente im Vergleich zur prompten Leistung gering ist. Dies ist speziell bei Kurzzeit-Transienten der Fall.

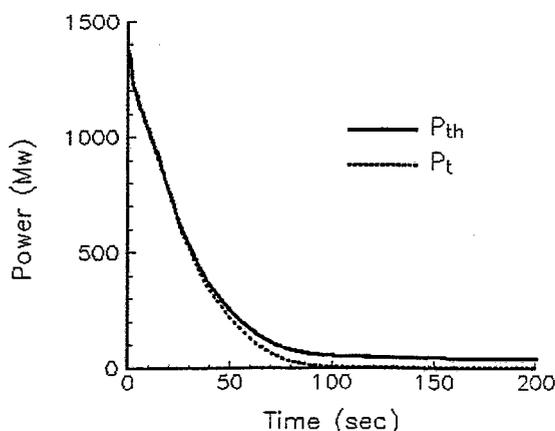
Bei einigen Kurzzeit-Transienten ist es gerechtfertigt, die Nachzerfallsleistung aus der Leistungsgeschichte während der Transiente als konstant anzunehmen. Falls es wünschenswert ist, diese aus unabhängiger Rechnungen vorzugeben, wurde die letzte Option vorgesehen.

Die Nachzerfallsleistung hängt sehr stark von der Betriebszeit und von der Leistung des letzten Zyklus ab. Je länger die Abklingzeit nach der Abschaltung des Reaktors, desto unabhängiger wird die Nachzerfallsleistung von der Zahl der Zyklen. Es ist deshalb ausreichend, bei normaler Zykluslänge nur den letzten Zyklus zu berücksichtigen.

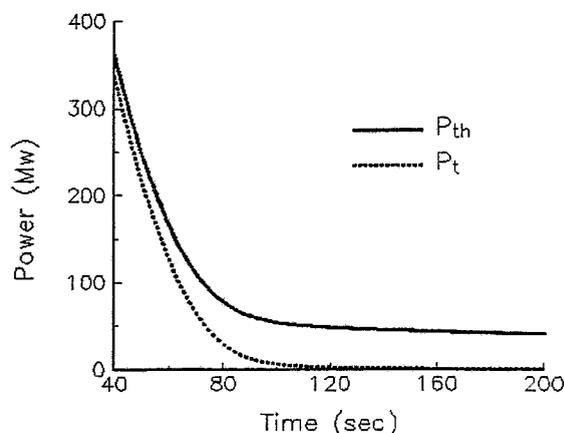
Ausgehend von einer maximalen Zeitdauer von ungefähr 1000 s, während der die Transiente berechnet wird, erfolgt aus Gründen der Einsparung von Speicherplatz und Rechenzeit bei der Berechnung der Nachzerfallsleistung, die vom Leistungsverlauf während der Transiente bestimmt ist, in (4.4.3) eine Beschränkung auf die Gruppen mit den 10 größten Zerfallskonstanten. Die Beiträge der anderen Gruppen können im betrachteten Zeitintervall vernachlässigt werden.

#### 4.4.3 Beispiele für die Berechnung der Nachzerfallsleistung in DYN3D

Um die Nachzerfallsleistung zu bewerten, wurde für einen WWER-440 eine Abbrandrechnung mit 60 Tagen Zykluszeit simuliert. Abbildung 4.4.2 zeigt den Leistungsverlauf mit und ohne Nachzerfallsleistung nach dem Einfahren der Regelgruppe K6 mit einer Geschwindigkeit von 2 cm/s. Es wird angenommen, daß bei  $t = 0$  s die Leistung des Reaktors der Nominalleistung von 1375 MW entspricht. Der Leistungswert  $P_{th}$  entspricht der Summe aus prompter Leistung und Nachzerfallsleistung. Dieser Verlauf wird verglichen mit dem Fall, daß die Nachzerfallsleistung nicht berücksichtigt wird und die gesamte nukleare Leistung prompt freigesetzt wird (Verlauf  $P_t$ ). Man sieht, daß es bei Betrachtung der Nachzerfallsleistung zu einem langsameren Abfall der Reaktorleistung kommt.



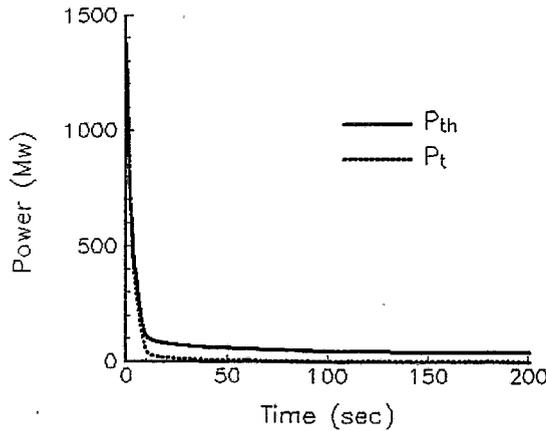
**Abb. 4.4.2: Vergleich des Leistungsverlaufs mit u. ohne Nachzerfallsleistung beim Einfahren der Regelstäbe im WWER-440**



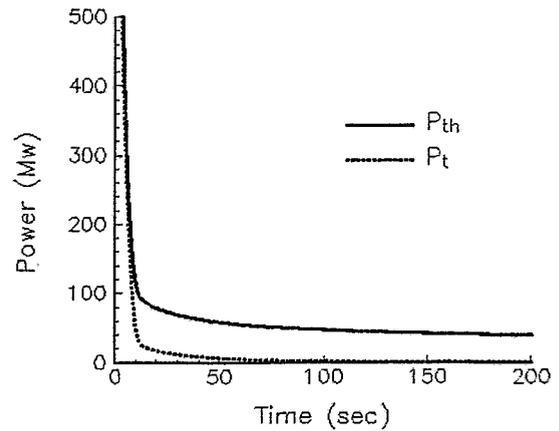
**Abb. 4.4.3: Vergleich des Leistungsverlaufs von Abb. 4.4.2 ab 40 s**

Die Abbildung 4.4.3 stellt den Verlauf beider Leistungskurven ab 40 s dar. Nach etwa 125 s ist die Leistung  $P_t$  praktisch Null, während bei Betrachtung der Nachzerfallsleistung die Reaktorleistung im wesentlichen von der Nachzerfallsleistung bestimmt wird. Betrachtet man das Einfallen der Regelstäbe mit der Geschwindigkeit von 20 cm/s, so sinkt die prompte Leistung schneller und die Nachzerfallsleistung bestimmt schon nach ungefähr 10 s den Leistungsverlauf. Die Abbildungen 4.4.4 und 4.4.5 zeigen den Ver-

gleich von  $P_{th}$  und  $P_t$  für diesen Fall.

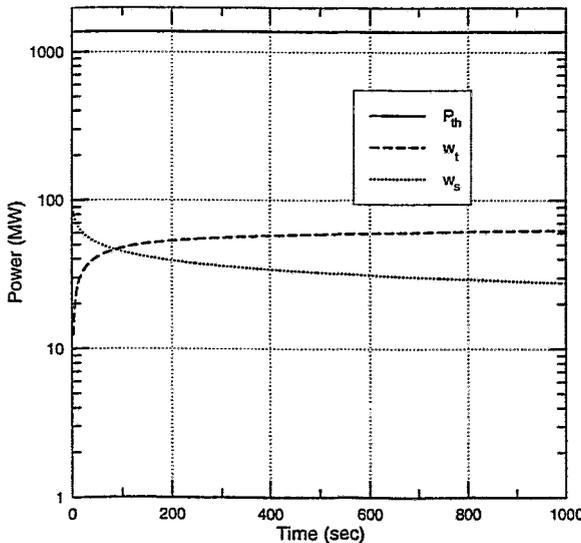


**Abb. 4.4.4: Vergleich des Leistungsverlaufs mit u. ohne Nachzerfallsleistung beim Einfallen der Regelstäbe im WWER-440**



**Abb. 4.4.5: Vergleich des Leistungsverlaufs von Abb. 4.4.4 ab 40 s**

Aus Gründen des benötigten Speicherplatzes ist es günstiger, für die Berechnung der Nachzerfallsleistung aus der Leistungsgeschichte die Beziehung (4.4.8) anstelle von (4.4.3) zu verwenden. Beide Berechnungsarten wurden für einen Testfall überprüft.

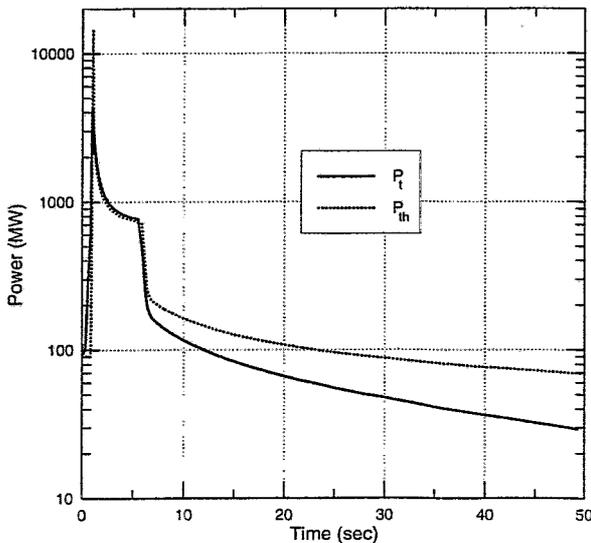


**Abb. 4.4.6: Vergleich von Gesamtleistung  $P_{th}$ , den Nachzerfallsleistungen  $w_s$  und  $w_t$  für eine Transiente ohne Störung**

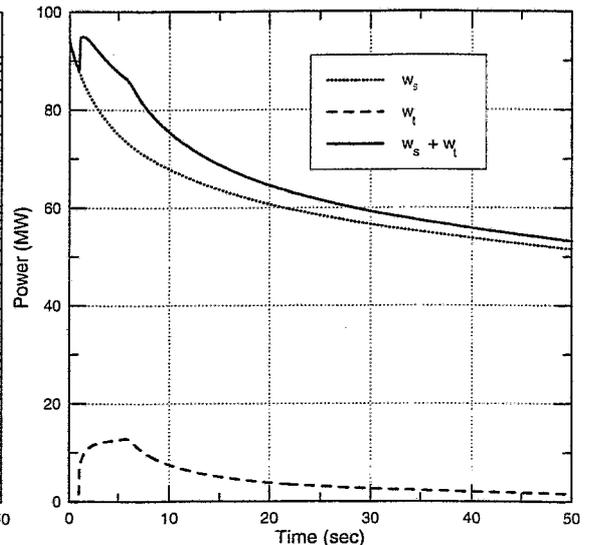
Nach 60 Tagen Volleistung wurde mit DYN3D eine transiente Rechnung ohne Störung durchgeführt. Die Gesamtleistung des Reaktors  $P_{th}$  muß dabei konstant bleiben. Die Transiente wird über die Dauer von 1000 s verfolgt. Die Nachzerfallsleistungsanteile werden nach Beziehung (4.4.8)  $w_s$  und (4.4.3)  $w_t$  berechnet und zur prompten Leistung hinzuaddiert. Abbildung 4.4.6 zeigt die Verläufe der Gesamtleistung  $P_{th}$  und der Leistungen  $w_s$  und  $w_t$ . Die Gesamtleistung bleibt konstant, da die Abnahme der Nachzerfallsleistung aus der Leistungsgeschichte durch die Zunahme der Nachzerfallsleistung aus der Transiente kompensiert wird. Die Ergebnisse zeigen, daß die verschiedenen Berechnungen der Nachzerfallsleistung konsistent sind.

Zur Untersuchung des Einflusses der Nachzerfallsleistung wird eine Reaktivitätstransiente betrachtet, wobei die Reaktorleistung im kritischen Anfangszustand nahezu gleich der Nachzerfallsleistung ist. Es wird im ersten Fall ein Zustand unmittelbar nach dem Abschalten des Reaktors WWER-440 betrachtet. Zuvor ist der Reaktor 60 Tage mit der Nominalleistung von 1375 MW in Betrieb gewesen. Die Nachzerfallsleistung

beträgt ungefähr 93 MW, d.h. 6.8 % der Volleistung. Es ist anzunehmen, daß der Einfluß der Nachzerfallsleistung stärker ist, wenn es nach dem Reaktivitätsstörfall zu einer Reaktorabschaltung kommt. Der Anteil der während der Transiente erzeugten Nachzerfallsleistung steigt merklich, je länger die Leistung im Reaktor im Bereich der Nominalleistung oder höher ist. Um dies zu erreichen, wird ein etwas künstliches Szenario untersucht. Es wurde bei  $t = 0.0$  s eine kritische Borsäurekonzentration von 6.8 g/kg ( $1\text{g/kg} \approx 173$  ppm) berechnet. Die positive Reaktivitätsstörung wird durch eine Borsäureverdünnung um 3 g/kg in 0.5 s hervorgerufen. Die Borsäure bleibt bis 5.5 s konstant und steigt bis 6 s um 5 g/kg. Dadurch wird der Reaktor gegenüber dem Ausgangszustand unterkritisch. Abbildung 4.4.7 zeigt den Vergleich der Gesamtleistungen für die Rechnung mit Nachzerfallsleistung ( $P_{th}$ ) und die Rechnung ohne Nachzerfallsleistung ( $P_t$ ). Im zweiten Fall wird angenommen, daß die Anfangsleistung gleich der Nachzerfallsleistung bei  $t = 0.0$  s ist. Der prompte Leistungspik ist für die Rechnung mit Nachzerfallsleistung etwas höher, da die prompte Leistung am Anfang sehr gering ist. Der Leistungspik kommt dadurch etwas später und damit auch die Wirkung der Rückkopplung. Danach ist der Leistungsverlauf nahezu identisch, d.h. der Einfluß der Nachzerfallsleistung ist gering. Erst wenn der Reaktor bei  $t = 6.0$  s unterkritisch, ist das Absinken der Leistung bei Berücksichtigung der Nachzerfallsleistung langsamer. Abbildung 4.4.8 zeigt für den Störfall die beiden Anteile der Nachzerfallsleistung. Es ist zu sehen, daß der während der Transiente aufgebaute Anteil der Nachzerfallsleistung nur im Bereich des Leistungsmaximums einen merklichen Beitrag (15 %) an der Nachzerfallsleistung besitzt. Bei 50 s ist dieser Anteil auf 3 % gesunken.



**Abb. 4.4.7: Leistungsverlauf beim Borverdünnungsstörfall mit ( $P_{th}$ ) und ohne ( $P_t$ ) Nachzerfallsleistung**



**Abb. 4.4.8: Verlauf der Nachzerfallsleistungen  $w_s$ ,  $w_t$  und der Summe aus beiden beim Störfall von Abb. 4.4.7**

Mit der Integration des Nachzerfallsleistungsmodells in DYN3D können Störfälle realistischer modelliert werden. Speziell ist das für den gekoppelten Code DYN3D-ATHLET von Bedeutung.

## 4.5. Option zur Simulation des Xenonverhaltens

### 4.5.1. Zielstellung

Im laufenden Reaktorbetrieb spielt das Nuklid Xenon-135 eine besondere Rolle. Es entsteht mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit infolge der Kernspaltung und wird durch spontanen Zerfall und Neutronenabsorption wieder vernichtet. Da es einen sehr großen Absorptionsquerschnitt für thermische Neutronen besitzt, beeinflusst Xenon-135 die Reaktivität und, insbesondere in großen Leistungsreaktoren, die Leistungsdichteverteilung in der Spaltzone (vgl. z.B. /Mit89/).

In bisherigen DYN3D-Versionen war nur die Berechnung von stationären Xenon-Verteilungen möglich, die neue Version enthält dagegen eine Option zur Berechnung der Xenon-Dynamik, d.h. der zeitlichen Änderungen der 3-dimensionalen (nodalen) Xenon-Konzentrationen, die u.a. durch Regelstabbewegungen und Leistungsänderungen ausgelöst werden können. Somit ermöglicht DYN3D die Modellierung von Xenonschwingungen ("Langzeit-Transienten"), d.h. von periodischen räumlichen Leistungsdichteumverteilungen, die insbesondere in großen Spaltzonen, z.B. im WWER-1000, eine Rolle spielen können. Berechnete Zustände mit bestimmten Xenonverteilungen können wiederum als Ausgangspunkt für die Simulation von "Kurzzeit-Transienten" dienen (meist einfach als "Transienten" bezeichnet, Hauptanwendungsgebiet von DYN3D).

### 4.5.2 Programmtechnische Umsetzung

Die zeitliche Veränderung der Xenonkonzentration wird durch die folgenden Bilanzgleichungen für Xenon-135 und Jod-135 beschrieben, die für jedes einzelne Node gelten:

$$\begin{aligned}dX(t)/dt &= \gamma_X F(t) - \lambda_X X(t) + \lambda_I I(t) - X(t) \{ \sigma_1 \Phi_1(t) + \sigma_2 \Phi_2(t) \}, \\dI(t)/dt &= \gamma_I F(t) - \lambda_I I(t), \\F(t) &= \Sigma_{f1} \Phi_1(t) + \Sigma_{f2} \Phi_2(t),\end{aligned}\tag{4.5.1}$$

wobei:

- $X(t)$  - über das Node gemittelte Teilchendichte für Xenon-135,
- $I(t)$  - über das Node gemittelte Teilchendichte für Jod-135,
- $\Phi_{1/2}(t)$  - über das Node gemittelter Neutronenfluß für die schnelle/thermische Gruppe,
- $\Sigma_{f1/2}$  - über das Node gemittelter makroskopischer Spaltquerschnitt für die schnelle/thermische Gruppe,
- $\gamma_{I/X}$  - Spaltausbeute für Jod / Xenon-135,
- $\lambda_{I/X}$  - Zerfallskonstante für Jod / Xenon-135,
- $\sigma_{1/2}$  - mikroskopischer Neutronenabsorptionsquerschnitt von Xenon-135 für die schnelle/thermische Gruppe.

Die Erweiterung von DYN3D zur Modellierung der Xenodynamik erfolgte nach einem Prinzip, das auch in der Abbrandoption realisiert ist: Es wurde eine Programmschleife für die schrittweise Zeitintegration der Bilanzgleichungen (4.5.1) um das Kernstück von DYN3D gelegt. In diesem Kernstück werden die stationären Neutronenfluß- und Temperaturverteilungen für gegebene nodale Xenonkonzentrationen berechnet.

Ausgangspunkt einer Rechnung ist also eine bestimmte nodale Verteilung von Xenon-135. Diese beeinflusst die nodalen makroskopischen Querschnitte für die Neutronenabsorption. Für die resultierende Querschnittsverteilung wird eine stationäre 2-Gruppen-Neutronenfluß-Verteilung unter Berücksichtigung der Temperatur-Rückkopplung berechnet. Die Neutronenfluß-Verteilung wird für ein kleines Zeitintervall, das Integrations-Zeitintervall, als konstant angenommen und die Xenon-Bilanzgleichung gelöst. Diese Bilanz (erste Differentialgleichung in 4.5.1) enthält den Verlust von Xenon-135 durch Neutronenabsorption und radioaktiven Zerfall sowie die Xenonbildung direkt als Spaltprodukt und durch Zerfall von Jod-135. Der Jodzerfall liefert den Hauptanteil zur Xenonproduktion, somit ist auch die entsprechende Bilanzgleichung für Jod-135 (zweite Differentialgleichung in 4.5.1) zu lösen und eine zugehörige nodale Anfangsverteilung vorzugeben. Die Lösung beider Bilanzgleichungen liefert neue nodale Jod- und Xenonkonzentrationen für den nächsten Zeitschritt. Auf diese Weise wird das zeitliche Verhalten von Konzentrationen, Flüssen und Leistungsdichten Schritt für Schritt fortschreitend berechnet. Da typische Perioden für Xenonumverteilungen bei ca. 24 Stunden liegen (siehe Abschnitt 4.5.3), erscheint die Wahl von 1 bis 3 Stunden für das Integrations-Zeitintervall als sinnvoll, da in einer solchen Zeitspanne der Neutronenfluß in guter Näherung als Konstante betrachtet werden kann.

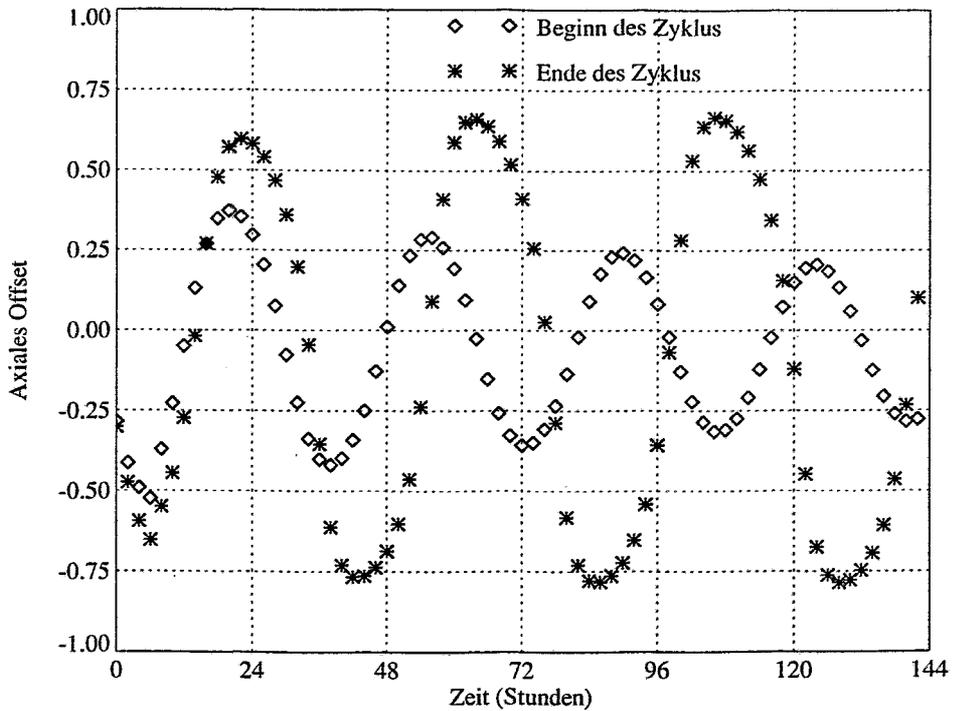
### 4.5.3 Funktionstest

Ein Test der Xenon-Option von DYN3D wurde zunächst für die frische Spaltzone (BOC - "Begin of Cycle") eines WWER-1000 des KKW Zaporoshye (3-Jahres-Zyklus) durchgeführt. Das Integrations-Zeitintervall lag bei zwei Stunden. Zur künstlichen Anregung einer axialen Xenonschwingung wurde, ausgehend vom stationären Zustand bei vollständig gezogenen Regelstäben und voller thermischer Leistung (3000 MW), die Regelgruppe K10 bis zur Hälfte der Spaltzone eingefahren. Nach einer Zeit von 8 Stunden wurde K10 wieder vollständig gezogen, für den Rest des Modellierungszeitraumes blieben alle Regelgruppen vollständig ausgefahren. Die Leistung wurde über den gesamten Zeitraum bei 3000 MW gehalten, wobei der Reaktor durch entsprechende Borsäurekonzentrationen kritisch gehalten wurde. Zur Charakterisierung der axialen Xenonschwingungen wurde das axiale Offset der Leistungsdichte für jeden Integrationszeitschritt der Xenon-Jod-Bilanzgleichungen berechnet. Das axiale Offset  $A$  ist folgendermaßen definiert:

$$A = (P_o - P_u)/(P_o + P_u) \quad (4.5.2)$$

wobei  $P_o$  bzw.  $P_u$  ein Maß für die in der oberen bzw. unteren Spaltzonenhälfte erzeugte Leistung ist.

Abbildung 4.5.1 zeigt, wie durch die Anwesenheit der Regelgruppe K10 in der oberen Reaktorhälfte in den ersten 8 Stunden negative Werte für das axiale Offset provoziert werden. Im folgenden entwickelt sich eine freie Xenonschwingung, die im Falle der frischen Spaltzone (BOC) schwach gedämpft ist. Die Abbildung zeigt außerdem eine in gleicher Weise angeregte Xenonschwingung für einen Spaltzonenzustand nahe am Ende des 1. Zyklus (EOC - "End of Cycle"), d.h. nach 240 effektiven Tagen Reaktorbetrieb. Die entsprechende Abbrandverteilung wurde mit der Abbrand-Option von DYN3D /Gru95a/ berechnet. Die letztere axiale Xenonschwingung verläuft ungedämpft.



**Abb. 4.5.1: Modellierung axialer Xenonschwingungen in einem WWER-1000**

Die Dämpfung für räumliche Xenonschwingungen wird um so geringer, je größer die Abmessungen einer Spaltzone sind, weil mit zunehmendem Abstand von zwei Spaltzonenregionen mit unterschiedlicher Neutronenflußdichte weniger Ausgleich dieser Unterschiede durch Neutronendiffusion erfolgen kann. Wachsender Abbrand hat bekanntlich eine zunehmende Abflachung des (axialen) Neutronenfluß-Verlaufs zur Folge, d.h. die Randgebiete der Spaltzone weisen am Ende eines Reaktorzyklus relativ höhere Neutronenflüsse auf als am Beginn. So kommt es mit zunehmendem Abbrand zu einer Vergrößerung der "effektiven Spaltzonenabmessungen", was zu einer wachsenden Instabilität gegen axiale Xenonschwingungen führt. Dieser Effekt erklärt die Unterschiede zwischen den beiden Fällen BOC und EOC in Abbildung 4.5.1.

Die in der Abbildung dargestellten Ergebnisse zeigen die Funktionstüchtigkeit der DYN3D-Xenon-Option. Die provozierte Anregung einer starken Xenonschwingung in der Modellrechnung ist natürlich im praktischen Reaktorbetrieb ausgeschlossen. Räumliche Xenonschwingungen können jedoch (z.B. in WWER-1000) auftreten und durch lokal erhöhte Leistungsdichten zu Störungen führen. Die Xenon-Option von DYN3D ermöglicht die Modellierung solcher Störungen und kann somit zu ihrer Analyse und Verhinderung beitragen.

#### 4.6 Verbessertes Vermischungsmodell für WWER-440

In DWR führen Störungen in einzelnen Kühlkreislaufschleifen zu Störungen in der Temperatur- und/oder Borsäureverteilung innerhalb des Reaktordruckbehälters. Bei der Analyse der Nachrechnung von Transienten mit der Abschaltung von Hauptumwälzpumpen in einem WWER-440- oder WWER-1000-Reaktor konnte die unvollständige Kühlmittelvermischung im Downcomer und unteren Plenum der Reaktoren überzeugend nachgewiesen werden (siehe Abschnitt 3.1.2 und 3.1.3) Infolge einer nur unvollständigen Vermischung der einfließenden Fluidströme werden die Störungen mit dem Kühlmittel ungleichmäßig durch die Spaltzone transportiert. Sie können damit die räumliche Verteilung der Neutronenflußdichte über einen längeren Zeitabschnitt nachhaltig beeinträchtigen. Zur Berücksichtigung der damit verbundenen neutronenkinetischen Effekte ist insbesondere die Kenntnis des orts- und zeitabhängigen Störfeldes vor der Spaltzoneneintrittsebene von sicherheitsrelevantem Interesse. Die benötigten Daten gehen als Randfunktionen in Codes zur Berechnung der räumlichen Neutronenfluß- und Leistungsdichte im Core ein /Gru94/.

In /Pra83a,b/, /Ack85,87/ und /Drä87/ ist ein einfaches Strömungs- und Vermischungsmodell für Reaktoren vom Typ WWER entwickelt worden. Es gestattet die Abschätzung der sich einstellenden Temperatur- und/oder Borsäureverteilungen in der Spaltzoneneintrittsebene bei einer quasistationären Störung im Fluidtransport innerhalb einer oder mehrerer Kühlmittelschleifen. Das Modell wird nachfolgend hinsichtlich seiner Einbindung in den Code DYN3D beschrieben.

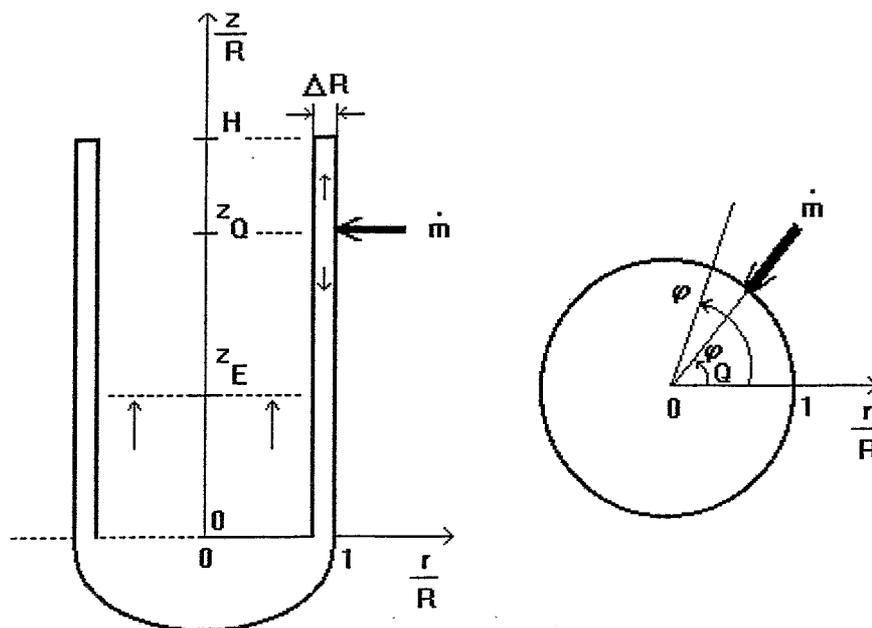


Abb. 4.6.1: Schematische Darstellung der geometrischen Modell-Koordinaten

Das Strömungsgebiet innerhalb des Reaktordruckbehälters untergliedert sich in Ringspalt, unteres Plenum, Reaktorschachtboden, Reaktorkern und oberes Plenum. Der Bereich des Reaktorschachtbodens ist nur bei Reaktortypen mit Kompensations-Regелеlementen vorhanden (WWER-440).

Für die hochturbulente Strömung im Ringspalt wird vorausgesetzt, daß sie außerhalb der Einströmstutzenbereiche wirbelfrei und inkompressibel ist. Für den Reaktorschachtboden ist zusätzlich eine Parallelströmung bezüglich der z-Koordinate sowie die Abwesenheit von weiteren, das Strömungsfeld beeinflussenden Reaktoreinbauten gefordert. Das untere Plenum ist von einer fluidmechanischen Betrachtung ausgespart und durch eine weiter unten definierte ortsabhängige Turbulenzfunktion (als PECLET-Funktion bezeichnet) für die Ringspalt- und Reaktorschachtbodenströmung berücksichtigt. Das untere Plenum wird damit einzig als Strömungsführungsgebiet angesehen ohne Energie- und Stoffaustausch innerhalb des Fluids. Diese Annahmen haben sich für Reaktoren vom Typ WWER-440 als hinreichend gute Näherungen erwiesen. Im allgemeinen ist jedoch die Annahme der Wirbelfreiheit im Ringraum nicht erfüllt.

Die Strömungsvektoren im Ringspalt werden wegen  $\Delta R/R \ll 1$  mit R als inneren Radius des Reaktordruckbehältermodells und  $\Delta R$  als mittlere Breite des Ringspaltes vereinfachend als zweidimensional betrachtet mit den Koordinaten z und  $\varphi$  entsprechend Abb 4.6.1. Ein Einströmstutzen ist als isotrope 2D-Punktquelle für die Kühlmittelströmung mit der Quellstärke  $\dot{m}$  und den Ortskoordinaten  $(z_Q, \varphi_Q)$  dargestellt.

Die stationäre ortsabhängige Temperatur- oder Stoffkonzentrationsverteilung  $\Theta(\vec{r})$  im Kühlmittel, nachfolgend nur noch als Skalarverteilung bezeichnet, wird durch eine Diffusionsgleichung für inkompressible fluide Medien (4.6.1) bestimmt

$$\frac{Pe(\vec{r}, \vec{v}, D)}{R \bar{v}_z} \vec{v}(\vec{r}) \text{ grad } \Theta(\vec{r}) = \text{div } \text{grad } \Theta(\vec{r}) \quad (4.6.1)$$

mit  $\vec{v}(\vec{r})$  als Fluidgeschwindigkeitsvektor,  $\bar{v}$  als Betrag der mittleren Geschwindigkeit in axialer Richtung,  $D(\vec{r})$  als ortsabhängige Funktion der Diffusionskonstante und  $Pe(\vec{r}, \vec{v}, D)$  als PECLET-Funktion.  $Pe(\vec{r}, \vec{v}, D)$  steuert in (4.6.1) den Einfluß des konvektiven Transportanteils ( $\vec{v}(\vec{r}) \text{ grad } \Theta(\vec{r})$ ) gegenüber dem reinen Diffusionsanteil  $\text{div } (D(\vec{r}) \text{ grad } \Theta(\vec{r}))$ , dem die Skalarverteilung  $\Theta(\vec{r})$  bei der Fluidgeschwindigkeit  $v=0$  genügen würde. Dabei muß die PECLET-Funktion der Grenzwertbildung (4.6.2) genügen.

$$\lim_{\vec{v} \rightarrow \vec{0}} \frac{Pe(\vec{r}, \vec{v}, D)}{R \bar{v}_z} = - \frac{\text{grad } D(\vec{r})}{D(\vec{r})} \quad (4.6.2)$$

Eine mögliche Abhängigkeit der PECLET-Funktion von der Verteilungsfunktion  $\Theta(\vec{r})$  selbst soll ausgeschlossen sein.  $Pe(\vec{r}, \vec{v}, D)$  ist im Regelfall anlagenspezifisch und experimentell zu bestimmen.

Zur Lösung von (4.6.1) sind für die zwei betrachteten Strömungsgebiete (Ringspalt und Reaktorschachtboden) Rand- und Zusatzbedingungen zu formulieren:

Ringspalt:  $\Theta(z_Q, \varphi_Q) = \Theta_Q \quad (4.6.3)$

$$\vec{e}_z \vec{v}(H, \varphi) = 0 \quad \vec{v}(-\infty, \varphi) = - \frac{\dot{m}}{2\pi R \Delta R \rho \bar{m}} \vec{e}_z \quad (4.6.4 \text{ a, b})$$

$$\vec{e}_\varphi \vec{v}(z, \varphi_Q \pm \pi) = 0 \quad (4.6.5)$$

Reaktorschachtboden:

$$\Theta(r, \varphi, 0) = \Theta_0(r, \varphi) \quad (4.6.6)$$

$$\frac{\delta}{\delta r} \Theta(R - \Delta R, \varphi, z) = 0 \quad (4.6.7)$$

$$\Theta(r, \varphi, -\infty) = \frac{1}{\pi(R - \Delta R)^2} \int_{-\pi}^{\pi} d\varphi \int_0^{(R - \Delta R)} dr r \Theta_0(r, \varphi) = \Theta_m \quad (4.6.8)$$

Die Randbedingungen (4.6.3 - 4.6.5) mit  $\rho_m$  als Dichte des Kühlmittels entsprechen denen für ein fluidgetragenes skalares Feld in einem halbumendlichen ebenen rechtwinkligen Trog der Breite  $2\pi R$  mit einer Punktquelle in der axialen Symmetrieachse, während die Randbedingungen (4.6.6 - 8) entsprechend denen für eine fluidgetragene Temperatur- und/oder Konzentrationsverteilung in einem halbumendlichen Zylinder stehen, wobei ein Randfeld  $\Theta_0(r, \varphi)$  vorgegeben ist. Als Zusatzbedingung wird die Singularitätenfreiheit des Feldes mit Ausnahme der Quellpunkte gefordert.

Die Kopplung der bis hierher isoliert betrachteten Felder erfolgt über das Randfeld  $\Theta_0(r, \varphi)$ . Im Modell wird dieses Feld durch

$$\Theta_0(r, \varphi) = \Theta_{\text{Ringspalt}}(\varphi, z)|_{z=0} \quad (4.6.9)$$

beschrieben.

Das Gleichungssystem (4.6.1 - 9) ist die vollständige mathematische Modellbeschreibung und bei einfachen Ansätzen für die PECLET-Funktion im Ringspalt und im Reaktorschachtboden analytisch lösbar. Eine einfache Näherung zur Darstellung der PECLET-Funktion stellt die Ignorierung ihrer Ortsabhängigkeit dar. Für die beiden Strömungsgebiete ist die Funktion damit durch zwei freie Modellzahlen, nachfolgend bezeichnet mit  $Pe_{\Delta R}$  und  $Pe_R$ , bestimmt.

Für den Reaktorschachtboden nimmt die Diffusionsgleichung (4.6.1) damit unter Berücksichtigung der Annahmen zum Strömungsfeld (homogene achsparallele Strömung in Richtung der z-Koordinate) die einfache Form (4.6.10) an

$$\frac{Pe_R}{R} \frac{\delta}{\delta z} \Theta_R(r, \varphi, z) = \left( -\frac{1}{r} \frac{\delta}{\delta r} r \frac{\delta}{\delta r} + \frac{1}{r^2} \frac{\delta^2}{\delta \varphi^2} + \frac{\delta^2}{\delta z^2} \right) \Theta_R(r, \varphi, z) \quad (4.6.10)$$

Zur Lösung vom (4.6.10) wird der Ansatz

$$\Theta_R = \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} \exp(in\varphi) g_n(r, z) \quad (4.6.11)$$

verwendet mit

$$g_n(r,z) = \sum_{m=0}^{m=\infty} a_{nm} J_n\left(\alpha_{nm} \frac{r}{R}\right) \exp\left(-\frac{z}{R} \frac{Pe_R}{2} \left(\sqrt{1 + \frac{4\alpha_{nm}^2}{Pe_R^2}} - 1\right)\right) \quad (4.6.12)$$

wobei  $\alpha$  die m-te Extremstelle der Besselfunktion  $J(x)$  ist. Die Ringspaltbreite  $\Delta R$  ist hier bereits vereinfachend gleich Null gesetzt worden. Die Gleichung 4.6.12 erfüllt die Bedingungen der Rotationssymmetrie um die z-Achse, die Bedingung der Isolation bei  $r=R$  und mit dem Integrationskoeffizienten  $a_{nm} = \Theta$  die Bedingung des Temperatur-/Konzentrationsausgleiches bei  $z \rightarrow \infty$ . Die restlichen Integrationskonstanten  $a$  werden über die Verteilung  $\Theta_0$  in der Reaktorschachteintrittsebene bei  $z=0$  unter Nutzung der Orthogonalitätsbeziehungen (4.6.13) für die Besselfunktionen hinsichtlich ihrer Extremwertstellen

$$\int_0^1 dr r J_n(\alpha_{nk} r) J_n(\alpha_{nl} r) = \frac{1}{2} J_n^2(\alpha_{nk}) \left(1 - \frac{n^2}{\alpha_{nk}^2}\right) \delta_{kl} \quad (4.6.13)$$

gewonnen:

$$a_{nm} = \frac{1}{2\pi} \frac{2}{J_n^2(\alpha_{nm}) \left(1 - \frac{n^2}{\alpha_{nm}^2}\right)} \int_{-\pi}^{\pi} d\varphi \int_0^1 dr r \Theta_0(r, \varphi) J_n(\alpha_{nm} r) \exp(in\varphi) \quad (4.6.14)$$

Zur Lösung der fluiden Diffusionsgleichung (4.6.15) im Ringspalt

$$\frac{Pe_{\Delta R}}{R\bar{v}_z} \left( v_\varphi(\varphi, z) \frac{\delta}{R\delta\varphi} + v_z(\varphi, z) \frac{\delta}{\delta z} \right) \Theta_{\Delta R}(\varphi, z) = \left( \frac{\delta^2}{R^2 \delta\varphi^2} + \frac{\delta^2}{\delta z^2} \right) \Theta_{\Delta R}(\varphi, z) \quad (4.6.15)$$

ist prinzipiell die Kenntnis des Geschwindigkeitsfeldes notwendig. Unter der Annahme einer Potentialströmung läßt sich das Geschwindigkeitsfeld mit Hilfe der Koordinatentransformation

$$\left| \frac{Rd\varphi}{dz} \right| = \frac{1}{v_\varphi^2 + v_z^2} \begin{vmatrix} v_\varphi & -v_z \\ v_z & v_\varphi \end{vmatrix} \begin{vmatrix} d\phi \\ d\psi \end{vmatrix} \quad (4.6.16)$$

und der bekannten Cauchy-Riemannschen-Differentialgleichungen für die Potentialfunktionen  $\phi$  und  $\psi$  eliminieren:

$$\frac{Pe_{\Delta R}}{R\bar{v}_z} \frac{\delta}{\delta\phi} \Theta_{\Delta R}(\phi, \psi) = \left( \frac{\delta^2}{\delta\phi^2} + \frac{\delta^2}{\delta\psi^2} \right) \Theta_{\Delta R}(\phi, \psi) \quad (4.6.17)$$

Zur Lösung wird der Ansatz

$$\Theta_{\Delta R}(\phi, \psi) = \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} A_n \exp(in\psi) \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{Pe_{\Delta R}}{R\bar{v}_z} \left(1 + \frac{4n^2}{Pe_{\Delta R}^2} - 1\right)(\phi - \phi_0)\right) \quad (4.6.18)$$

verwendet. Unter der Voraussetzung, daß die Einströmstutzen im Reaktordruckgefäß in einer horizontalen Ebene liegen, wird im Modell das Bezugspotential  $\phi_0$  so gelegt, daß es genau die Bereiche mit und ohne geschlossenen Flußpotentiallinien trennt. Unterhalb von  $\phi_0$  enden die Flußpotentiallinien bei  $z=H$ , oberhalb von  $\phi_0$  sind sie azimuthal geschlossen. Die Stoffverteilung auf  $\phi_0$  entspricht dabei stückweise der Stoffkonzentration, die den Fluidströmen der jeweiligen Einströmstutzen zuordenbar ist.

Damit können die Integrationskonstanten durch  $A_0 = \Theta_m$  und für  $n \neq 0$  mit

$$A_n = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} d\psi \Theta_{\Delta R}(\phi_0, \psi) \exp(in\psi) \quad (4.6.19)$$

bestimmt werden, wenn  $\Theta_{\Delta R}(\phi_0, \psi)$  bekannt ist.

Zur Festlegung von  $\Theta_{\Delta R}(\phi_0, \psi)$  wird davon ausgegangen, daß am Ende des Ringspaltes im Normalbetrieb eine Parallelströmung vorliegt. Damit ist  $\Theta_{\Delta R}(\phi_0, \psi)$  im PE-Modell durch die Lage und Breite der den jeweiligen Einströmstutzen am Ende des Ringspaltes entsprechenden Strömungsbändern bestimmt. Die als punktförmig betrachteten Einströmstutzen werden gekennzeichnet durch ihren geometrischen Lagewinkel  $\varphi_{Q_i}$  und den durch sie fließenden Massenstrom  $\dot{m}_i$  mit  $i$  als Stutzennummer. Nach  $Q_i$  der Koordinatentransformation entsprechend (4.6.16) sind die geometrischen Lagewinkel  $\varphi_{Q_i}$  zu überführen in adäquate Werte  $\psi_{Q_i}$ . Um dies zu realisieren ist eine Impulsbilanz für das Strömungsfeld aufzustellen.

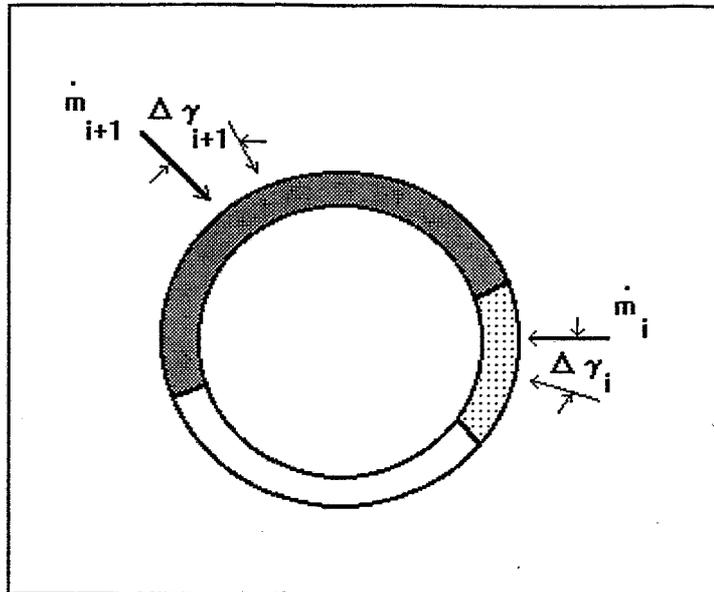
Der gesamte Massenstrom  $\dot{M}$ , der den Ringspalt verläßt, setzt sich aus den Massenströmen  $\dot{m}_i$  der einzelnen Kühlmittelstränge zusammen:

$$\dot{M} = \sum_i \dot{m}_i \quad (4.6.20)$$

Am Ende des Ringspaltes schließen die aus den Kaltstrangschleifen  $i$  und  $j$  stammenden Massenströme hinsichtlich ihrer "Schwerpunktstromlinie" einen Winkel  $\beta_{ij}$  mit

$$\beta_{ij} = \frac{1}{2} \frac{\dot{m}_i + \dot{m}_j}{\dot{M}} 2\pi \quad (4.6.21)$$

ein. Die entsprechenden Einströmstutzen sollen einen Lagewinkel  $\gamma_{ij}$  einschließen.



**Abb.4.6.2: Schematische Darstellung von zwei Strömungsbändern**

Wird die azimutale Lage des ersten Einströmstutzens willkürlich auf den Winkel  $\varphi_{Q_1} = 0$  gelegt, so beträgt der absolute Lagewinkel  $\gamma_i$  des Einströmstutzens  $i$

$$\gamma_i = \sum_{j=1}^{i-1} \gamma_{j,j+1} \quad (4.6.22)$$

Eine gedachte Änderung des Winkels  $\gamma_i$  um dem vorzeichenbehafteten Wert  $\Delta\gamma_i$  (siehe Abb. 4.6.2) entsprechend

$$\Delta\gamma_i = (\gamma_{ij} - \beta_{ij}) + \Delta\gamma_j \quad (4.6.23)$$

mit  $i = 1 \dots N$ ,  $j = (i \bmod N) + 1$  und  $N$  als Stutzenanzahl, ergibt nach Auflösung des Gleichungssystems (4.6.23) die absoluten Lagewinkel der Symmetrieebenen der Strömungsbänder. Die Summe über alle Winkeländerungen  $\Delta\gamma$  verschwindet dabei. Die Breite  $b_i$  der Strömungsbänder wird durch den relativen Anteil des Stutzenstromes  $\dot{m}_i$  am Gesamtmassenstrom bestimmt:

$$b_i = 2\pi R \frac{\dot{m}_i}{\dot{M}} \quad (4.6.24)$$

Die Verwindung  $\Delta\gamma_1$  des ersten Stutzenstromes bei einer  $N$ -schleifigen Strömungsführung beträgt unter Auswertung von (4.6.23)

$$\Delta\gamma_1 = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N-1} (N-n) (\gamma_{n,n+1} - \beta_{n,n+1}) \quad (4.6.25)$$

Die Verwindungen der restlichen Strömungsbänder lassen sich leicht mit Hilfe von (4.6.24) berechnen.

Damit ist das Modell zur Berechnung der Skalarverteilung vor der Spaltzoneneintrittsebene bei annähernd stationären Strömungsverhältnissen im Reaktordruckbehälter geschlossen und für den hier betrachteten Fall jeweils ortsunabhängiger PECLET-Funktionen für den Ringspalt und den Reaktorschachtboden bei Kenntnis der Modellparameter  $Pe_R$  und  $Pe_{\Delta R}$  analytisch lösbar mit  $\Theta_R(r, \varphi, z)|_{z=z_E}$  als gesuchte Verteilungsfunktion. Diese Verteilungsfunktion wird jeweils an den Positionen der Brennelemente im Reaktorkern berechnet.

In /Drä87/ wird über Untersuchungen zur Validierung des beschriebenen Modells für Reaktoren vom Typ WWER-440 berichtet. Berechnete Kühlmitteltemperaturverteilungen am Kerneintritt wurden mit Meßdaten aus KKW (Loviisa und Paks) verglichen. Weiterhin wurden experimentelle Untersuchungen an einem 1:5 skalierten luftbetriebenen Strömungsmodell eines WWER-440 (sowohl W-230 ohne Siebboden als auch W-213 mit Siebboden) durchgeführt und hinsichtlich der Modellvalidierung ausgewertet. Es kann konstatiert werden, daß für diese Reaktortypen eine gute qualitative Übereinstimmung zwischen gemessenen und berechneten Temperaturfeldern besteht. Im allgemeinen kann jedoch nicht davon ausgegangen werden, daß die im Modell getroffenen Annahmen (Potentialströmung im Ringraum) für andere Reaktortypen (WWER-1000, westliche DWR) gültig sind. Konstruktive Besonderheiten der WWER-440 sind hier ausschlaggebend. Im Ringraum der WWER-440 kann sich vermutlich deshalb eine Potentialströmung einstellen, weil die Kühlmiteleintrittsgeschwindigkeit an den heißstrangseitigen Stützen deutlich geringer als in anderen DWR ist (mehr Schleifen, geringerer Gesamtstrom), zum anderen auch kein Diffusoreffekt infolge einer Ringraumerweiterung unterhalb der Eintrittsstützen wie z.B. beim Konvoi-Reaktor auftritt.

Die Implementierung des beschriebenen Vermischungsmodells in DYN3D erfolgte in mehreren Etappen. Zunächst wurden nur vorausberechnete normierte Vermischungsmatrizen unter den Bedingungen gleicher Kühlmittelströme in allen Schleifen verwendet. Der Anwendungsbereich des Modells war damit auf den Normalbetrieb aller Schleifen beschränkt. Im laufenden Vorhaben wurde die Implementierung dahingehend erweitert, daß die Verteilungsfunktion am Kerneintritt immer dann, wenn sich die Parameter in den Schleifen (Temperatur, Borsäurekonzentration und Massenstrom) merklich ändern, neu berechnet werden. Die Rechenzeitaufwand des Codes wird dadurch kaum beeinflusst. Es wurde aber möglich, auch Störungen mit veränderlichen Schleifenmassenströmen zu behandeln. Das Modell wurde u.a. bei der Analyse eines Frischdampfleckszenarios für einen WWER-440 angewandt (siehe Abschnitt 5). Nach wie vor bleibt jedoch die Einschränkung eines quasistationären Geschwindigkeits- und Skalarfeldes bestehen. Rückströmungen durch abgeschaltete Schleifen können ebenfalls nicht berücksichtigt werden.

Tiefere Untersuchungen zur theoretischen Simulation der Kühlmittelvermischung in DWR werden im Rahmen des laufenden BMBF-Vorhabens "Kühlmittelvermischung in Druckwasserreaktoren. Teil 1. Möglichkeiten geschlossener analytischer Lösungen und Simulation der Vermischung im Ringraum mit CFX-4" (Förderkennzeichen 150 1066 4) durchgeführt. Experimentelle Untersuchungen an einem Versuchsstand sind vorgesehen. Weiterhin sollte der Vermischungsprozeß im oberen Plenum in analoger Weise behandelt werden, um zu einem in sich geschlossenen thermohydraulischen Vermischungsmodell für den Kühlmittelkreislauf zu gelangen, das bei vertretbarem Rechenzeitaufwand innerhalb gekoppelter thermohydraulisch-neutronenkinetischer Codekomplexe wie DYN3D/ATHLET einsetzbar ist.

## **5. Durchführung von Analysen zu Störfallszenarien mit Frischdampfleck**

### **5.1 Einleitung**

Nach der Realisierung der Kopplung und den in Kapitel 3 beschriebenen Validierungsrechnungen steht ein fortgeschrittenes Instrument zur Analyse von Störfällen mit asymmetrischen räumlichen Effekten zur Verfügung.

Ein Frischdampfleck ist ein Störfall, der durch eine langanhaltende und in der Regel asymmetrische Auskühlung des Primärkreislaufes (PKL) gekennzeichnet ist. Die sicherheitsrelevanten Auswirkungen eines Frischdampflecks sind am größten, wenn der Reaktivitätskoeffizient der Moderatortemperatur am stärksten negativ ist. Das ist am Ende eines Brennstoffzyklus (EOC) der Fall, wenn die Borsäurekonzentration nahe Null ist. Mit der aus Wirtschaftlichkeitsgründen angestrebten Abbranderhöhung gewinnt diese Problematik noch an Bedeutung. Insbesondere ist zu untersuchen, ob ein abgeschalteter Reaktor bei Zugrundelegung konservativer, aber realistischer Annahmen über den Anlagenzustand und den Störfallverlauf wieder kritisch werden kann und welche Auswirkungen dies hat.

Für den WWER-440 existiert im DYN3D ein analytisches Vermischungsmodell (siehe Kapitel 4.6). Dadurch ist die Möglichkeit gegeben, den Einfluß der Vermischung auf den Störfallverlauf zu untersuchen. Damit konnten die folgenden Analysen für den WWER-440 durchgeführt werden.

Für diese Analysen wird eine Version des ATHLET-Datensatzes mit einer detaillierten Beschreibung des Sekundärkreislaufes (SKL) genutzt. Diese Detaillierung ist notwendig, da sich entscheidende Prozesse auf der Sekundärseite abspielen. Die sechs Schleifen des WWER-440 sind in einer 5/1 Modellierung dargestellt.

### **5.2 Voruntersuchungen**

Die Voruntersuchungen dienen der Auswahl des sicherheitstechnisch kritischsten Szenarios. Für diese Voruntersuchungen wurden spezielle Punktkinetik-Daten erzeugt, die dem Zustand des Brennstoffes am Ende des Zyklus entsprechen, und in den existierenden ATHLET-Datensatz für den WWER-440/213 eingebunden.

Dann wurde eine Analyse des ausgewählten KKW-Typs durchgeführt. Eine Studie der möglichen Leckarten und ihre Realitätsbezogenheit erbrachte folgende mögliche und auch realistische Szenarien:

1. Abrupter Abriß eines Dampfzuführungsrohres vom Dampferzeuger (DE) zur Frischdampfleitung (FDL). Diese Dampfzuführungsrohre stellen die Verbindung zwischen DE und FDL dar.
2. Abrupter 2-F-Bruch der FDL zwischen DE und Schnellschlußarmatur (SSA).
3. Abrupter 2-F-Bruch der FDL zwischen SSA und Frischdampfsammler.
4. Abrupter 2-F-Bruch des Frischdampfsammlers.

Die Analyse des dritten Szenarios ergab, daß das Leck nach dem Schließen der SSA vollständig isoliert ist und es nur zu geringen Auswirkungen auf den Primärkreislauf (PKL) kommt. Der Störfall wird mit einer Reaktorschnellabschaltung (RESA) beendet.

Rechnungen zum vierten Szenario ergaben den sehr interessanten Fakt, daß es nicht zum Schließen der SSA kommt. Das dafür nötige Ansprechkriterium war nicht erfüllt. RELAP-Rechnungen im NRI Rez zu einem ähnlichen Szenario am selben Reaktortyp /Kra94/ ergaben das gleiche Ergebnis. Damit sind die DE nicht vom Leck isoliert und es kommt zu einer Auskühlung des PKL. Diese Auskühlung ist aber symmetrischer Art. Aus diesem Grund wird es zu diesem Zeitpunkt nicht als relevantes Szenario für Rechnungen mit dem gekoppelten Codekomplex vorgesehen, da auch eine Punktkinetik-analyse durchgeführt werden kann. Die beiden ersten Szenarien haben asymmetrische Auswirkungen auf den PKL. Die Lage des Lecks im Bereich zwischen DE und SSA erlaubt es nicht, den betroffenen DE vom Leck zu isolieren. Die anderen fünf DE sind nach dem Schließen der SSA vollständig vom Leck abgeschottet.

#### Abrupter Abriß eines Dampfzuführungsrohres vom DE zur FDL

Der Abriß des Dampfzuführungsrohres führt zu einer schnellen Druckabsenkung im betroffenen DE um 0.15MPa. Nach kurzer Zeit stabilisiert sich der Leckmassenstrom auf einem Niveau von 7% über dem nominalen Frischdampfmassenstrom des DE. Über den Frischdampfsammler setzt sich dieser Druckabfall in die anderen DE fort. Das führt zu einer Verringerung der Turbinenmassenströme. Die Auswirkungen sind auf beide Turbinen nahezu identisch, da der Frischdampfsammler die leckbedingte Druckabsenkung gleichmäßig verteilt. Der Speisewassermassenstrom in den defekten DE steigt leicht an, was zu einer geringfügigen Erhöhung der Wärmeabfuhr aus dem PKL führt. Die dadurch bedingte Auskühlung führt zu einer geringfügigen Erhöhung der Reaktorleistung, die durch das Einfahren der Regelgruppe um 1cm ausgeglichen wird. Nach einer kurzen Übergangszeit stellt sich ein neuer stationärer Zustand ein, der durch folgende Parameter gekennzeichnet ist:

- Der defekte DE speist vollständig ins Leck.
- Im Frischdampfsammler gibt es einen Massenstrom von der intakten zur defekten Hälfte.
- Die Reaktorleistung ist um 5MW niedriger, die Regelstäbe sind um 1cm tiefer eingetaucht als vor dem Störfall.
- Über den defekten DE werden 17.3% der im Kern produzierten Leistung abgeführt, was nur geringfügig über dem Normalwert von 1/6 liegt.
- Druck und Höhenstand im intakten DE liegen fast genau auf den alten stationären Werten, im defekten DE liegen sie innerhalb der zulässigen Toleranzgrenzen.

Abschließend ist zu sagen, daß der betrachtete Störfall vom Standpunkt der nuklearen Reaktorsicherheit keine Gefährdung darstellt. Das Leck hat minimale Auswirkungen auf den PKL, für den es nicht relevant ist, ob der produzierte Dampf in die Turbine oder in ein Leck eingespeist wird. Grenzwerte für das Abschalten einer Turbine, das Absperren des betroffenen DE oder gar für die RESA werden zu keinem Zeitpunkt erreicht.

#### Abrupter 2-F-Bruch der FDL zwischen DE und SSA

Mit diesem Leck wird der größte im Sekundärkreislauf (SKL) vorhandene Leitungsquerschnitt getrennt. Der Durchmesser beträgt 0.425m. Der Störfall läuft mit folgendem Szenario ab:

- t = 0s      Öffnen des Lecks.  
Beginnender Druckabfall im betroffenen DE, der sich über den Frischdampfsammler in die anderen DE fortpflanzt.

- t = 3.4s Der Druck im Frischdampfsammler erreicht 3.90MPa, die erste Turbine wird abgefahren.
- t = 3.5s Der Druck im Frischdampfsammler erreicht 3.70MPa, die zweite Turbine wird abgefahren.
- t = 3.8s RESA wird ausgelöst (mit 0.3s Verzögerung nach dem Abfahren der letzten Turbine).
- t = 6.3s Die Druckabfallgeschwindigkeit im Frischdampfsammler erreicht den kritischen Wert von 0.05MPa/s.
- t = 11.3s Mit 5s Verzögerung werden die SSA in allen DE geschlossen. Alle Hauptumwälzpumpen werden abgeschaltet.

Dadurch sind jetzt der Frischdampfsammler und die intakten DE vom Leck isoliert. Der defekte DE dampft weiter aus. Das führt zu einer Auskühlung der entsprechenden Primärschleife. Nach ungefähr 200s liegt die Kühlmitteltemperatur in dieser Schleife etwa 100K unter dem Startwert. Die Mischungstemperatur aller Schleifen im unteren Plenum, bestimmend für die Moderatorrückkopplung, fällt dadurch auch, allerdings nicht so stark. Sie beträgt 235°C, was einem positiven Reaktivitätseintrag von 1.25% in den Kern entspricht. Nach 500s verbleibt von der ursprünglich durch die Abschaltstäbe eingeführten Reaktivität von -11.25% noch -7.86%. Die Auskühlung hat aber schon ihr Minimum erreicht, so das folgende Schlußfolgerung gezogen werden kann: Aufgrund der hohen negativen Reaktivität der Abschaltstäbe, die bei der RESA alle eingefahren werden, ist es nicht möglich, daß es im Verlauf des Störfalls zu einer Rekritikalität kommt. Selbst die zusätzliche Annahme, daß ein Regelstab in der oberen Endlage hängenbleibt, ändert am qualitativen Ergebnis nichts.

#### Abrupter 2-F-Bruch der FDL zwischen DE und SSA bei Nulllast

In der Literatur werden Frischdampflecks meist bei heißer Nulllast (HZZ) gerechnet. Im allgemeinen wird angenommen, daß das der wahrscheinlichste Fall für eine Rekritikalität ist. In konservativen Punktkinetikrechnungen wird dabei mit einer sogenannten „*shutdown margin*“ operiert. Das ist eine Mindestunterkritikalität, die der Reaktor in jedem denkbaren Zustand haben muß. Für die meisten Reaktoren wird diese Größe mit 1.2 - 1.3% angegeben. Als Beispiele seien hier /Cer92, Wol92/ genannt. In Anlehnung an diese HZZ-Modellierungen wird eine ähnliche Untersuchung für den WWER-440 vorgenommen. Dazu wird der vorhandene Datensatz für einen Nulleistungszustand modifiziert. Zu Beginn befindet sich der Reaktor bei einer Leistung von 10MW. Bei t = 0s werden der 2-F-Bruch der FDL initiiert und eine negative Reaktivität von 1.3% in den Kern eingeführt. Da für den betrachteten Reaktortyp keine Anforderungen hinsichtlich einer negativen Mindestreaktivität, die sich in jedem Fall im Reaktor befinden muß, bekannt sind, wurde der Wert von 1.3% gewählt, wie er für den in /Wol92/ betrachteten Reaktor vorgeschrieben ist. Durch das Einführen der negativen Reaktivität fällt die Reaktorleistung ab. Im SKL läuft der Störfall ähnlich den zuvor betrachteten ab. Der intakte DE wird isoliert, während der defekte ausdampft. Dadurch kommt es auch zu einer Absenkung der Kerneintrittstemperatur. Da die Abschaltreaktivität im vorliegenden Fall sehr klein ist, wird sie diesmal durch die Auskühlung kompensiert. Die Gesamtreaktivität überschreitet die Nullmarke und es kommt zu einer deutlichen Leistungserhöhung.

Die Voruntersuchungen mit Punktkinetikrechnungen haben ergeben, daß das einzige Szenario mit einer Rekritikalität das Leck bei Nulllast ist. Es muß aber angemerkt wer-

den, daß die dabei benutzte Abschaltreaktivität nicht auf realen Reaktorkernzuständen beruht, sondern einzig und allein eine konservative Annahme ist. Die Verwendung gekoppelter neutronenkinetisch/thermohydraulischer Codekomplexe eröffnet die Möglichkeit, von diesen künstlichen Annahmen abzugehen und eine Störfallanalyse unter realen Annahmen durchzuführen. Nichtsdestotrotz gibt es in der Literatur einige Frischdampfleckanalysen für westliche Reaktoren, wo dieser entscheidende Vorzug der Kopplung nicht genutzt wird. In /Dia92/, z.B., wird in einer Vorausrechnung bestimmt, wieviele Regelstäbe eine Reaktivität von -1.3% in den Kern einbringen. Genau diese Stäbe werden zu Beginn der Transiente dann auch unverzüglich eingefahren. In /Pai94/ wird festgelegt, daß die Transiente bei einer Unterkritikalität von -1.5% beginnt. Durch diese Annahmen wird schon im Ansatz die Möglichkeit verschenkt, eine realistische Frischdampfleckanalyse durchzuführen.

Im nächsten Kapitel wird eine Frischdampfleckanalyse für ein realistisches Szenario bei Nulllast mit den gekoppelten Codekomplex DYN3D/ATHLET für den WWER-440 beschrieben. Für diese Analyse kann nur die externe Kopplung genutzt werden, da nur dort das Vermischungsmodell integriert werden kann.

## **5.3 Störfallanalysen mit dem gekoppelten Codekomplex DYN3D/ATHLET**

### **5.3.1 Frischdampfleck mit Versagen der Hochdruckeinspeisung**

Für die Rechnung wird das Kernbeladungsschema eines in Betrieb befindlichen KKW genutzt. Mit der Abbrandoption des Programms DYN3D wurde eine Abbrandrechnung über den gesamten Zyklus durchgeführt. Diese und ähnliche Abbrandrechnungen waren im Rahmen eines AER-Benchmarks mit experimentellen Daten verglichen worden /Gru95/. Gleiches trifft auf die Wirksamkeit von Regelgruppen und einzelnen Regelstäben zu.

Damit ist der Ausgangspunkt für die hier gemachte Analyse eine reale Kernbeladung, deren Abbrandzustand und Regelstabwirksamkeit zum Ende des Brennstoffzyklus validiert wurden.

Für den Störfall wurde ein betriebsnahes Szenario ausgewählt: Nach einer Reaktorschnellabschaltung soll der Reaktor wieder angefahren werden. Schrittweise mit entsprechenden Wartezeiten wird eine Abschaltgruppe nach der anderen, beginnend mit der niedrigsten Nummer, ausgefahren. Unter der Annahme, daß der größte Teil des Xenons im Reaktor zerfallen ist, wird bei fast vollständigem Ausfahren der dritten Gruppe der Reaktor kritisch und die Leistung beginnt erstmals zu steigen.

Aus diesem Grund beginnt der Störfall bei folgenden Bedingungen:

1. Die Borsäurekonzentration beträgt 0.2g/kg (berechnet für Vollastbedingungen).
2. Die nukleare Leistung wird mit 10MW angenommen.
3. Die Kühlmitteltemperatur und der Druck am Kernaustritt betragen 260°C und 12.05MPa.
4. Der Druck im SKL beträgt 4.67MPa, die Temperatur entspricht der Sättigungstemperatur. Es wird kein Dampf produziert.
5. Die ersten drei Abschaltgruppen sind vollständig ausgefahren. Alle anderen befinden sich in vollständig eingefahrener Position.
6. Alle Hauptumwälzpumpen (HUP) sind in Betrieb.

Das Leck wird genau wie in oben beschriebenen Punktkinetikrechnungen als vollständiger doppelendiger abrupter Abriß einer Frischdampfleitung zwischen DE und SSA angenommen.

### Szenario

- t = 0s Öffnen des Lecks.  
Schneller Druckabfall in allen DE, die über dem Hauptdampfsammler verbunden sind.
- t = 1.3s Die Druckabfallgeschwindigkeit im Hauptdampfsammler erreicht den kritischen Wert von 0.05MPa/s.
- t = 6.3s Nach einer Verzögerung von 5s beginnen alle SSA zu schließen. Das Schließen der SSA initiiert das Abfahren der HUP in der entsprechenden Schleife. Im betrachteten Fall werden damit alle HUP abgefahren. Das Abfahren von mehr als 3 HUP löst die Reaktorschnellabschaltung aus. Die 3 ausgefahrenen Abschaltgruppen fallen ein. Es wird das Steckenbleiben des effektivsten Stabes in vollständig ausgefahrener Position angenommen.

### Verlauf des Störfalls

Abbildung 5.3.1.1 zeigt den Leckmassenstrom. In Abbildung 5.3.1.2 ist der Druckverlauf im Frischdampfsammler und in den DE dargestellt. Nach dem Schließen der SSA bleibt der Druck im Hauptdampfsammler konstant. Der leichte Druckabfall im intakten DE verursacht eine Absenkung der Temperatur, was eine kurzzeitige und leichte Erhöhung des Wärmestromes aus dem PKL nach sich zog (Abb. 5.3.1.3). Das wiederum läßt den Druck ansteigen, da die Wärme ja nicht mehr in Form von Dampf abgeführt werden kann. Im weiteren Verlauf des Störfalls fällt die Kühlmitteltemperatur im PKL unter die Sättigungstemperatur im intakten DE und es gibt eine Umkehrung des Wärmestroms, was seinerseits für den leichten Druckabfall verantwortlich ist (Abb. 5.3.1.2).

Da durch das Schließen der SSA der defekte DE nicht vom Leck isoliert werden konnte, geht dort der Druckabfall rasant weiter. Der große Leckmassenstrom verursacht auch ein starkes Abfallen des Höhenstandes im DE. Der durch diesen Höhenstand gesteuerte Speisewassermassenstrom steigt deshalb bis auf den Maximalwert an. Dadurch kann der Druckabfall gebremst werden. Innerhalb dieser Zeit war der Höhenstand aber schon rapide gefallen (um fast 1m in 30s). Die Erhöhung des Speisewassermassenstroms in Zusammenhang mit der druckbedingten Verringerung des Leckmassenstroms führen später zu einer leichten Druckerhöhung und zu einem Anstieg des Höhenstandes. Er kann sich ungefähr 50cm unter dem Ausgangswert stabilisieren (Abb. 5.3.1.4).

Bei t = 35s hat der Wärmestrom vom PKL in den defekten DE ein Maximum und fällt danach langsam ab. Die extreme Erhöhung der Wärmeabfuhr (bis auf ~80% der Wärmeproduktion bei Volleistung) führt zu einer schnellen Auskühlung des PKL. In der betroffenen Schleife fällt die Kühlmitteltemperatur innerhalb der ersten 60s nach Lecköffnung um 65K und nochmal um 30K innerhalb der nächsten 100s (Abb. 5.3.1.5). Bewirkt durch den leichten Druck- und Temperaturanstieg auf der Sekundärseite, erhöht sich die Kühlmitteltemperatur dann wieder leicht.

## Frischdampfleck bei Nulllast

Rechnung 1: mit Versagen der Hochdruckeinspeisung

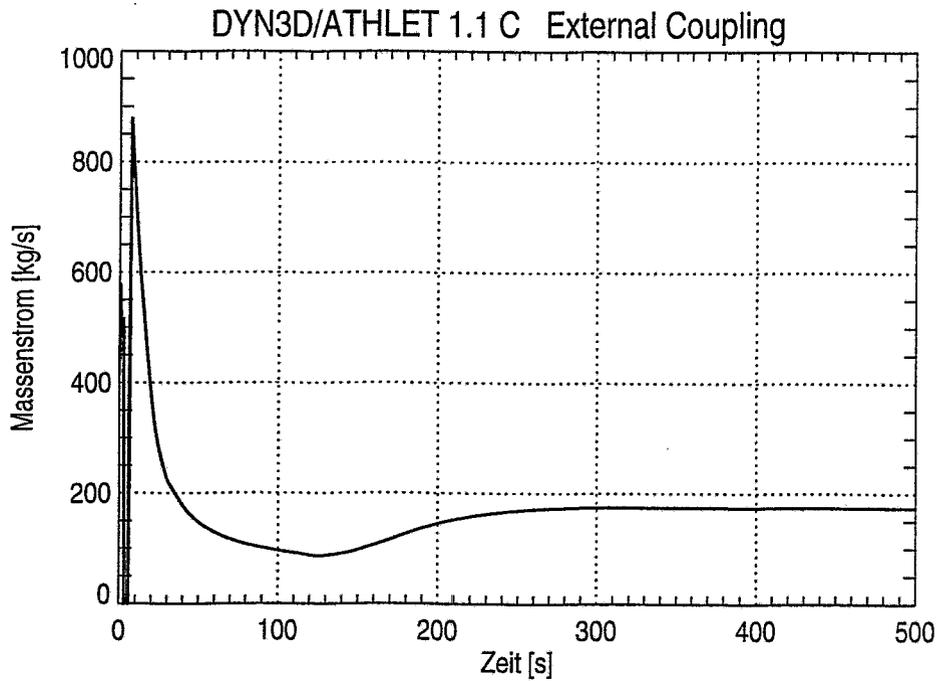


Abb. 5.3.1.1: Leckmassenstrom

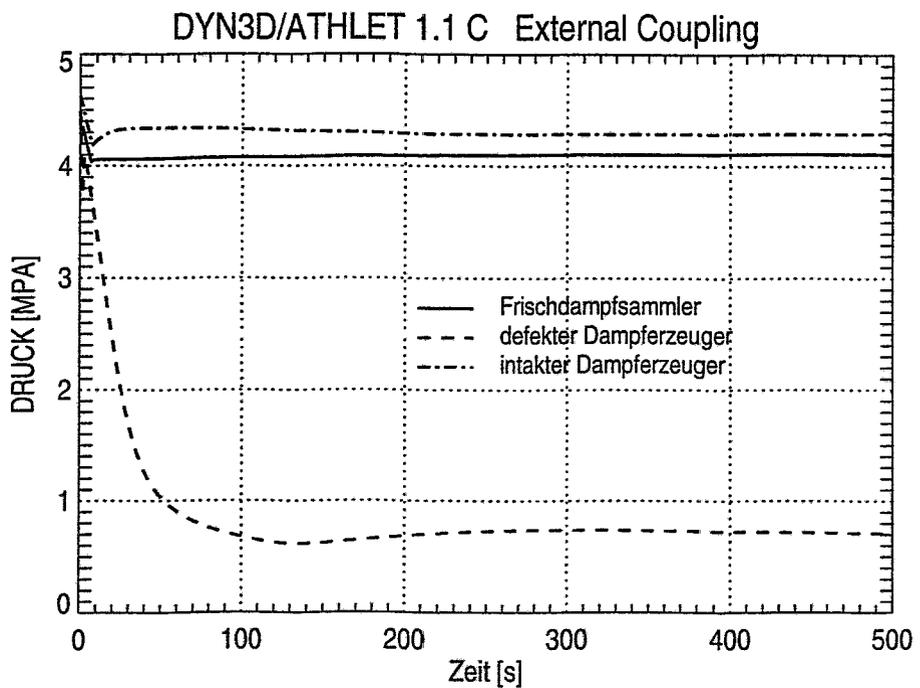


Abb. 5.3.1.2: Druckverlauf im SKL

## Frischdampfleck bei Nulllast

Rechnung 1: mit Versagen der Hochdruckeinspeisung

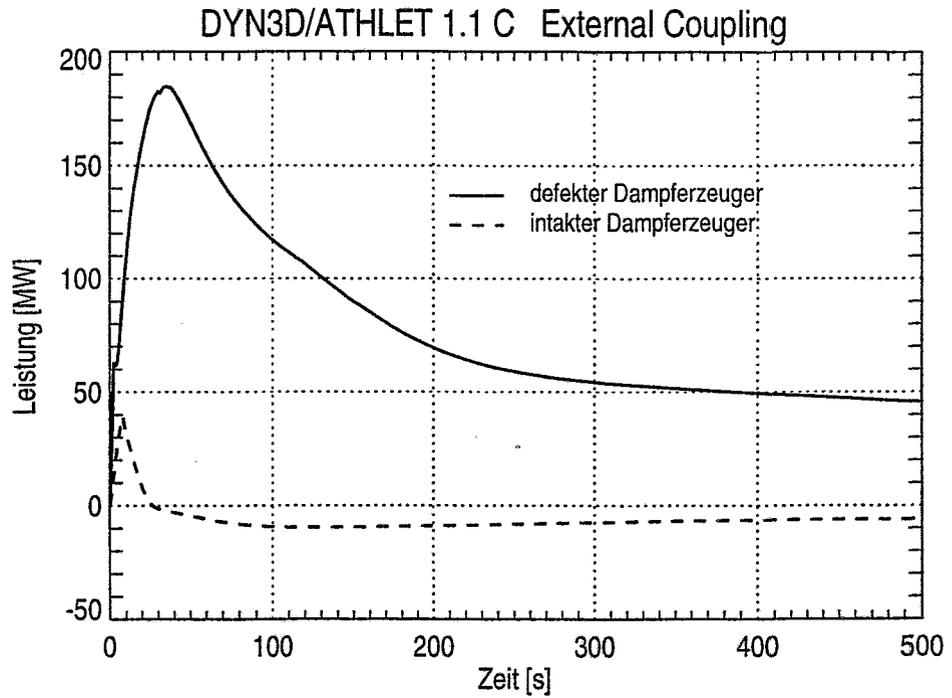


Abb. 5.3.1.3: Wärmeübertragung in den DE

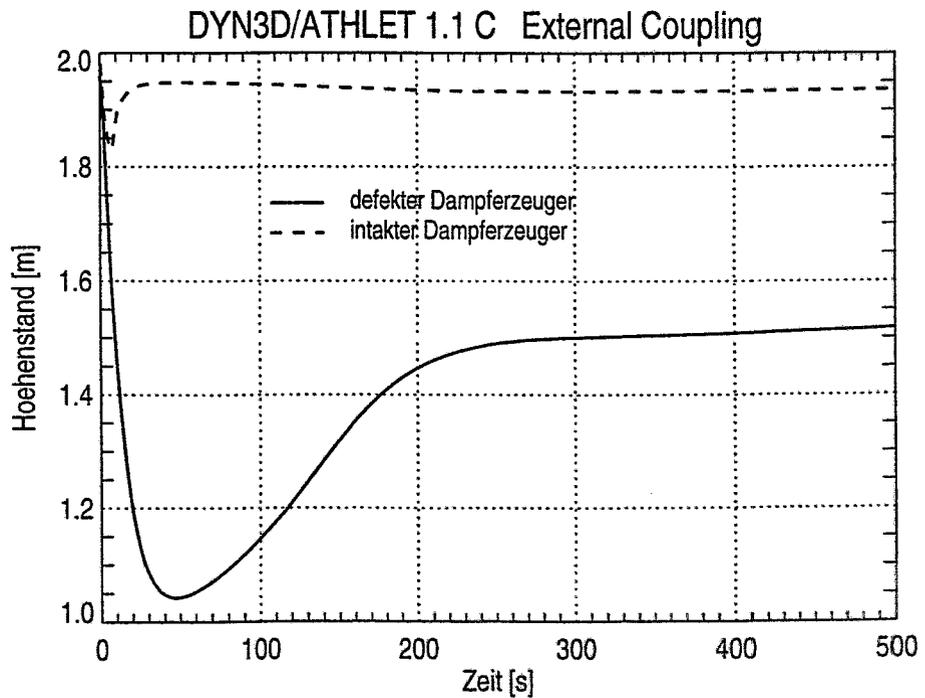


Abb. 5.3.1.4: Höhenstände in den DE (collapsed level)

## Frischdampfleck bei Nulllast

Rechnung 1: mit Versagen der Hochdruckeinspeisung

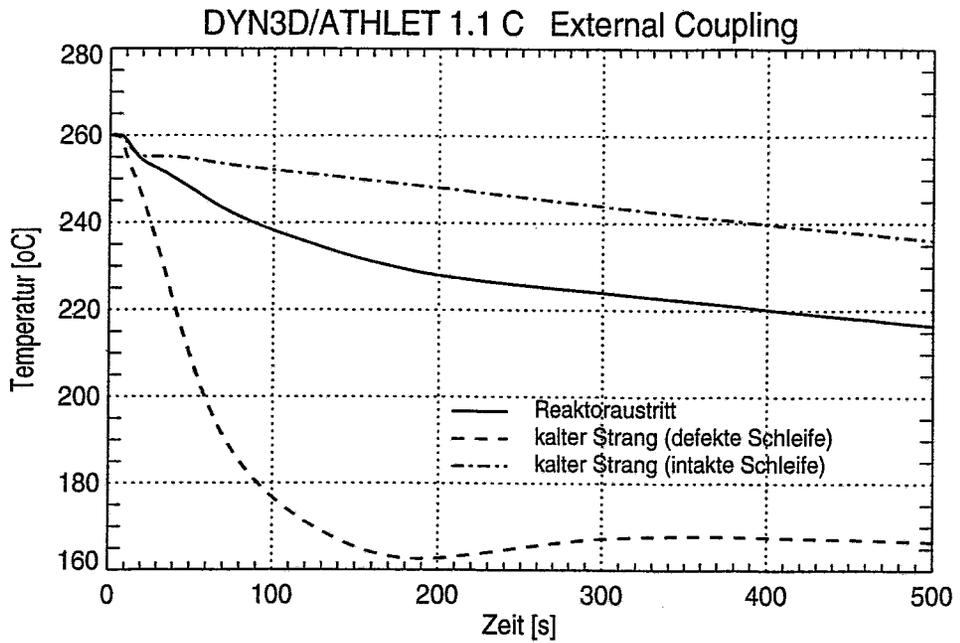


Abb. 5.3.1.5: Temperaturen im PKL

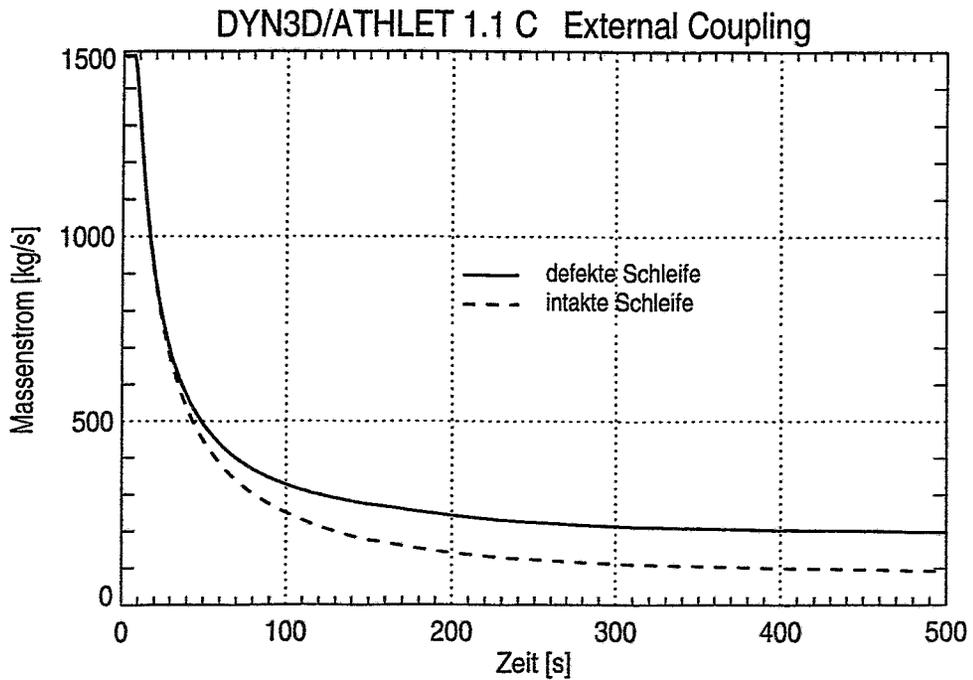


Abb. 5.3.1.6: Massenströme im PKL

## Frischdampfleck bei Nulllast

Rechnung 1: mit Versagen der Hochdruckeinspeisung

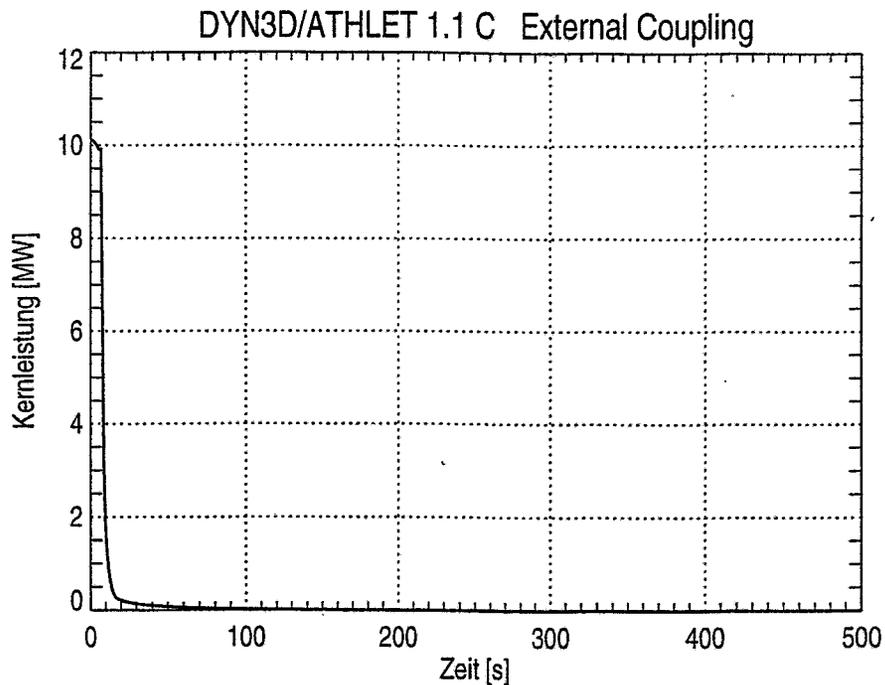


Abb. 5.3.1.7: Nukleare Leistung

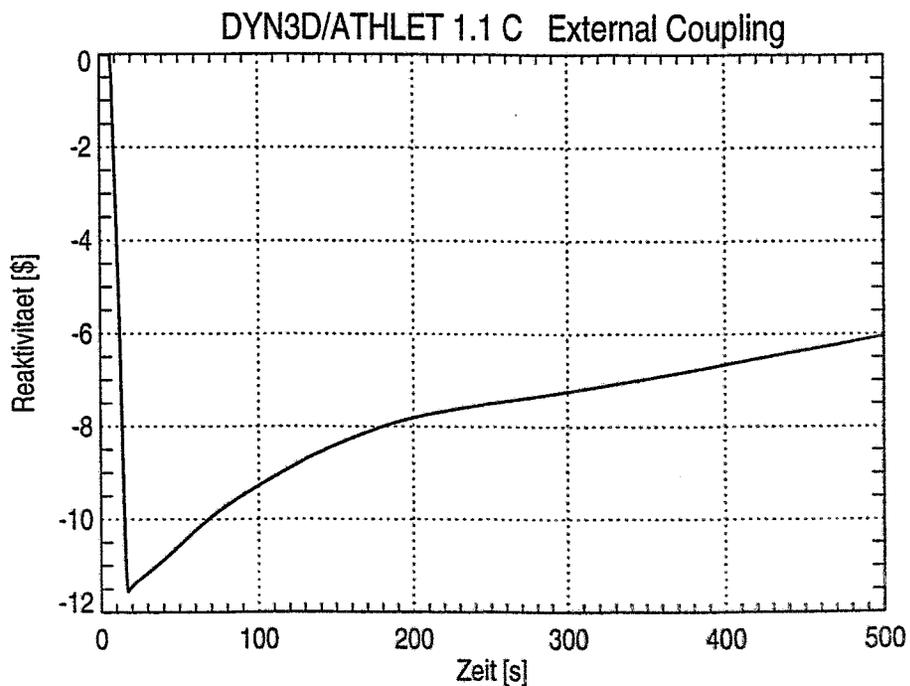


Abb. 5.3.1.8: Reaktivität

## Frischdampfleck bei Nulllast

Rechnung 1: mit Versagen der Hochdruckeinspeisung

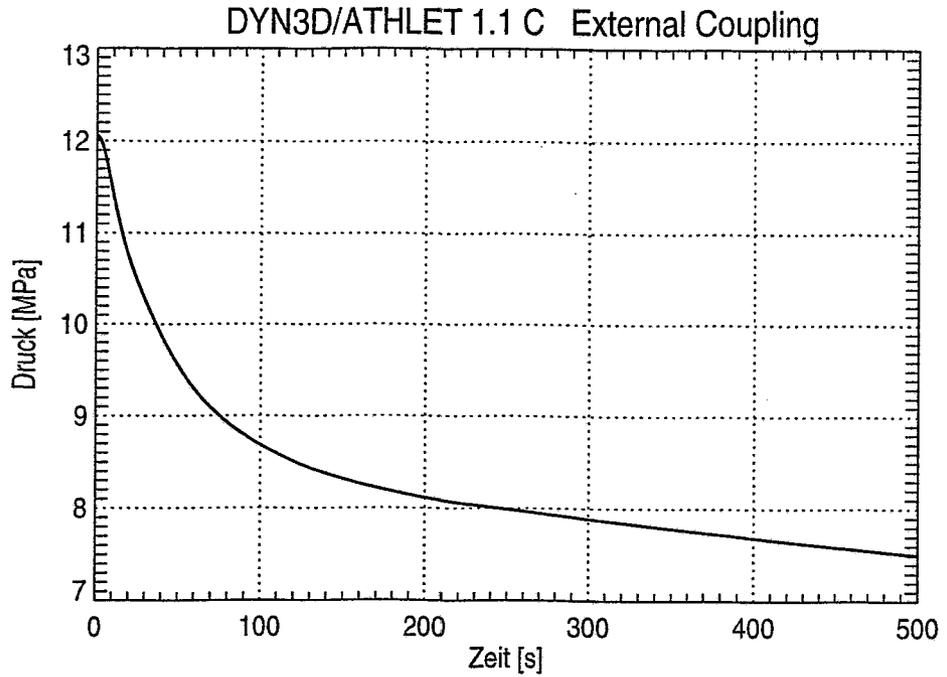


Abb. 5.3.1.9: Druck im oberen Plenum

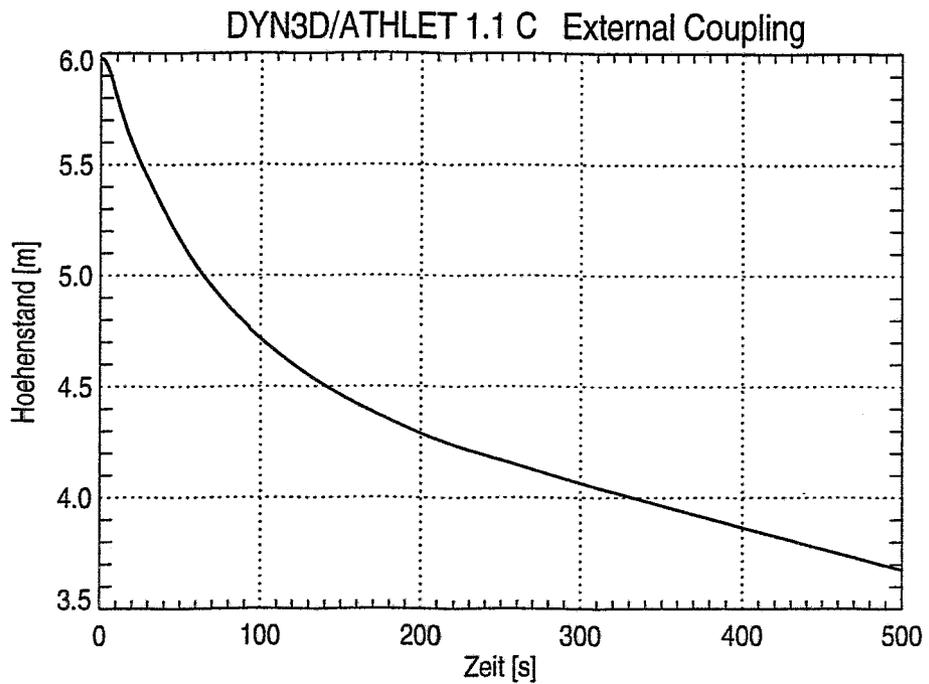


Abb. 5.3.1.10: Höhenstand im Druckhalter

Durch die Reaktorschnellabschaltung kam die Wärmeproduktion im Kern vollständig zum Erliegen (Abb. 5.3.1.7). Deshalb fällt die Kühlmitteltemperatur im Kern und in der intakten Schleife. Der Wärmesenke defekter DE steht keinerlei Wärmequelle entgegen. Es gibt lediglich eine Wärmeentbindung aus den Brennelementen, die sich mit sinkender Kühlmitteltemperatur abkühlen. Ab  $t = 30\text{s}$  ist die Kühlmitteltemperatur in der intakten Schleife kleiner als die Sättigungstemperatur auf der Sekundärseite. Die schon erwähnte daraus resultierende Wärmeübertragung in den PKL mildert etwas den Auskühlungseffekt. Die Kerneintrittstemperatur fällt langsamer, von  $260^\circ\text{C}$  zu Beginn bis auf  $215^\circ\text{C}$  nach  $500\text{s}$  (Abb. 5.3.1.5).

Durch das Einfahren der Abschaltstäbe war eine negative Reaktivität von  $11.75\%$  in den Kern eingebracht worden. Die Auskühlung führt zu einem positiven Reaktivitätseintrag in den Kern, der aber die Abschaltreaktivität bei weitem nicht kompensieren kann. Bei  $t = 200\text{s}$  ist der Reaktor immer noch mit  $-8\%$  unterkritisch (Abb. 5.3.1.8).

Das Fehlen der Wärmeproduktion im Kern und das Abschalten der HUP hatten einen Druckabfall im PKL (Abb. 5.3.1.9) zur Folge, so daß im Verlaufe des Störfalls der Ansprechdruck der Hochdruckeinspeisung (HPIS) erreicht wird. Doch in der hier vorgestellten Rechnung wird deren Versagen unterstellt. Trotz dieser Annahme ist die Gefahr einer eventuellen Rekritikalität nicht gegeben, da der Auskühlungsgradient langsam gegen Null geht. Am Ende der betrachteten  $500\text{s}$  ist der Reaktor immer noch mit  $6\%$  unterkritisch (Abb. 5.3.1.8).

Nach dem Auslaufen der HUP stellt sich im PKL Naturumlauf ein. Aufgrund des Temperaturunterschiedes in den Schleifen sind die Massenströme auch unterschiedlich (Abb. 5.3.1.6). Nach  $500\text{s}$  beträgt der Massenstrom in der defekten Schleife ungefähr  $200\text{kg/s}$ . Das ist mehr als doppelt soviel wie in einer intakten ( $93\text{kg/s}$ ). Der Gesamtmassenstrom durch den Kern beträgt  $\sim 700\text{kg/s}$  ( $8\%$  des Ausgangswertes).

### 5.3.2 Modellstudie zum Einfluß der Kühlmittelvermischung

Weil es in der vorgestellten Rechnung große Unterschiede zwischen den Schleifentemperaturen gibt (Abb. 5.3.1.5), ist die Art der Vermischung des Kühlmittels im Ringraum und unteren Plenum von enormer Bedeutung.

Die vorgestellte Rechnung war unter der Annahme homogener Vermischung gemacht worden. D.h., daß das Kühlmittel aus den verschiedenen Schleifen im unteren Plenum vollständig vermischt wird und am Kerneintritt in jede Brennstoffkassette Kühlmittel der gleichen Temperatur strömt. Die durch das Frischdampfleck hervorgerufene Auskühlung wird somit gleichmäßig auf alle Brennstoffkassetten verteilt.

Um den Einfluß der Kühlmittelvermischung auf die Reaktorparameter zu untersuchen, wurden noch zwei Rechnungen mit anderen Vermischungsoptionen gemacht. In der zweiten Rechnung wurde das in DYN3D integrierte Vermischungsmodell genutzt und in der dritten Rechnung wird die Vermischung völlig ausgeschlossen. In diesem Fall werden alle Schleifen separat bis an den Kern herangeführt. Das DYN3D-Vermischungsmodell ist, wie oben erwähnt, nur im Fall der externen Kopplung verfügbar. Aus diesem Grund wurden alle drei Rechnungen mit dieser Koppeloption durchgeführt. Weiterhin erfordert die Verwendung des Vermischungsmodells die Modellierung des Reaktorkerns als ganzes. Eine Reduzierung zu einem Symmetriesektor von  $30^\circ$  oder  $60^\circ$  ist nicht möglich. Alle 349 Kassetten müssen einzeln modelliert sein. Um Unterschiede in den Ergebnissen aus diesen Umständen zu vermeiden, wurden alle drei Rechnungen mit dieser Vollkernmodellierung durchgeführt.

## Frischdampfleck bei Nulllast

Rechnung 1: mit Versagen der Hochdruckeinspeisung

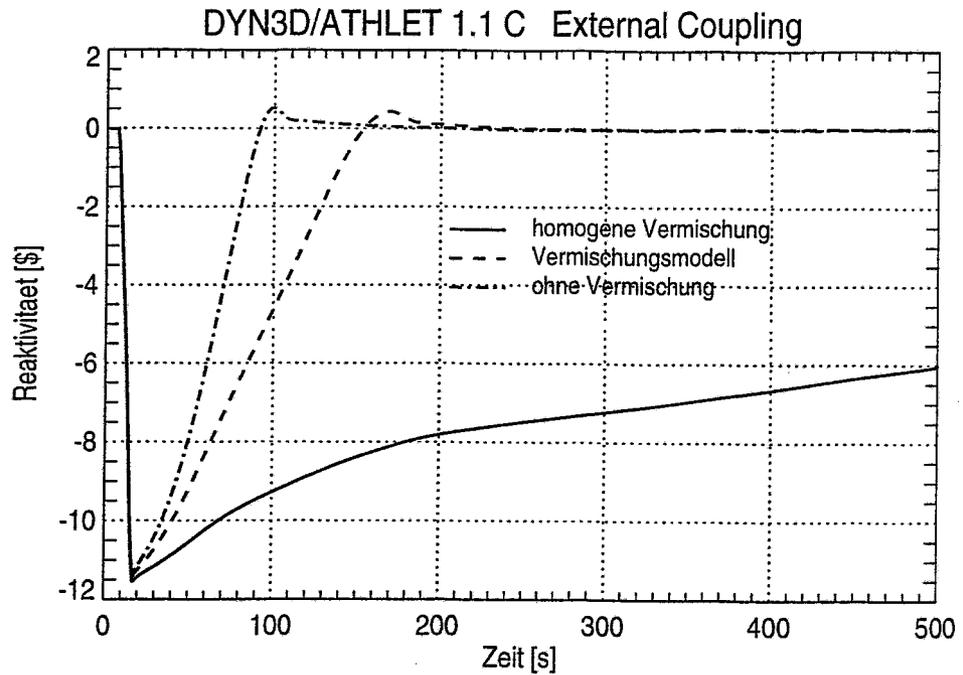


Abb. 5.3.2.1: Reaktivität (Vermischungsoptionen)

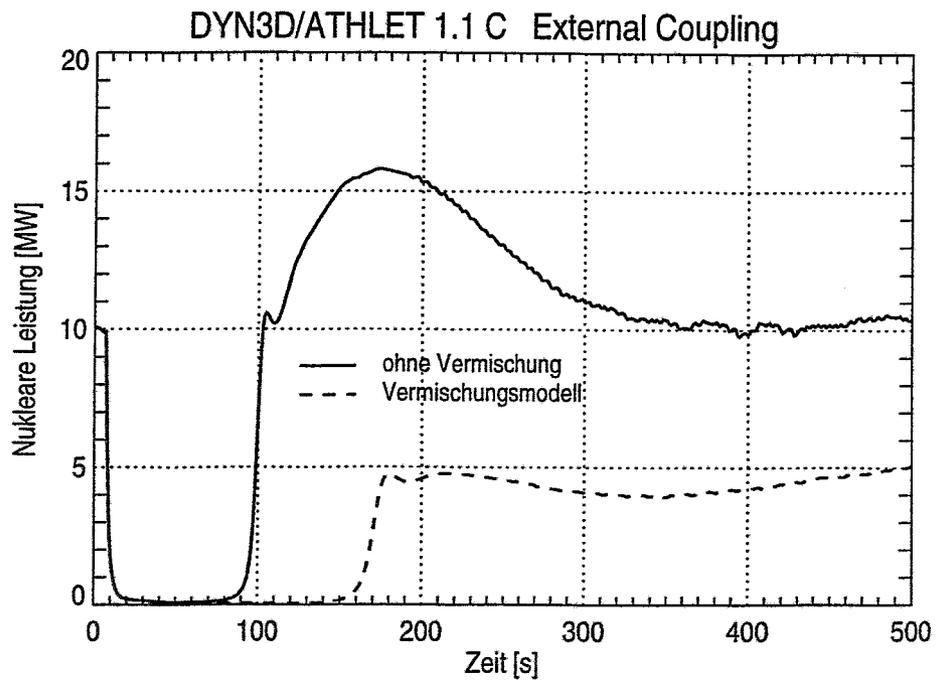


Abb. 5.3.2.2: Kernleistung (Vermischungsoptionen)

Die Abbildung 5.3.2.1 zeigt die Reaktivität in allen drei Rechnungen. Die Kompensation der Abschaltreaktivität geht in den beiden neuen Rechnungen wesentlich schneller voran und es kommt in beiden Fällen zu einer Rekritikalität, in der Rechnung ohne Vermischung schon nach 92s, in der mit Vermischungsmodell nach 156s. In beiden Rechnungen erreicht die Reaktivität ein Maximum von  $\sim 0.5\%$ , ehe eine weitere Erhöhung von der Rückkopplung über die Brennstofftemperatur abgefangen wird. Das ohne Vermischung erreichte Leistungsmaximum beträgt  $\sim 160\%$  des Ausgangswertes, während in der Rechnung mit Vermischungsmodell nur 50% erreicht werden (Abb. 5.3.2.2). Das ist dadurch zu erklären, daß bei  $t = 92s$ , also im Moment der Rekritikalität, der Auskühlungsgradient noch wesentlich größer ist.

Im weiteren Verlauf stabilisieren sich die Leistungslevels in beiden Rechnungen bei  $\sim 10MW$  (ohne Vermischung) und bei  $\sim 5MW$  (Vermischungsmodell) (Abb. 5.3.2.2).

Ein Vergleich der Kassetteneintrittstemperaturen zeigt folgende interessante Übereinstimmung: Im Moment der Rekritikalität ist der maximale Temperaturunterschied am Kerneintritt fast identisch, wie folgende Tabelle zeigt:

Rechnung	Rekritikalitätszeit (s)	$T_{min}$ ( $^{\circ}C$ )	$T_{max}$ ( $^{\circ}C$ )	$T_{max} - T_{min}$ (K)
Vermischungsmodell	156	177.1	246.4	69.3
ohne Vermischung	92	180.0	250.0	70.0

**Tab. 5.3.2.1: Temperaturvergleich zum Rekritikalitätszeitpunkt**

Aufgrund der Tatsache, daß die Analyse für Nulllast gemacht wurde, ist natürlich während der Leistungserhöhung keine relevante Brennstofftemperaturerhöhung zu erwarten. Die maximale Brennstofftemperatur in der Rechnung mit Vermischungsmodell bleibt, genau wie die nukleare Leistung, unter dem Ausgangsniveau, in der Rechnung ohne Vermischung erreicht die maximale Brennstofftemperatur einen Wert von  $330^{\circ}C$ .

### 5.3.3 Frischdampfleck mit Versagen der Reaktorschnellabschaltung

Die jetzt vorgestellten Rechnungen gehen von dem gleichen Ausgangszustand aus. Das Szenario wurde dahingehend geändert, daß anstelle des Versagens der HPIS das Versagen der Reaktorschnellabschaltung unterstellt wird. Wieder werden alle drei Vermischungsoptionen miteinander verglichen.

Aufgrund des Versagens der Reaktorschnellabschaltung wird der positive Moderator-dichteeffekt sofort wirksam. Das führt zu einem sofortigen Anstieg der Reaktivität (Abb. 5.3.3.1). Die nukleare Leistung steigt, bis die Rückkopplung über die Brennstofftemperatur wirksam wird und sich ein neues stationäres Leistungsniveau einstellt. Die Reaktivitätsmaxima liegen fast zum gleichen Zeitpunkt, bei  $t = 18s$ , sie unterscheiden sich leicht im Wert (Tab. 5.3.3.1). Die Leistungsmaxima sind zeitlich deutlich verschoben (Abb. 5.3.3.2),  $t = 78s$  für die Rechnung ohne Vermischung,  $t = 82s$  für das Vermischungsmodell und  $t = 138s$  für die homogene Vermischung. Der nach diesen Zeitpunkten weitergehende positive Reaktivitätseintrag über die Moderator-dichte wird von der steigenden Brennstofftemperatur kompensiert und später ins Gleichgewicht geführt (Reaktivität = 0 in Abbildung 5.3.3.1). Je größer der Moderator-dichte-effekt und seine Ableitung nach der Zeit waren, desto schneller stieg auch die Leistung. Aber das

## Frishdampfleck bei Nullast

Rechnung 2: mit Versagen der Reaktorschnellabschaltung

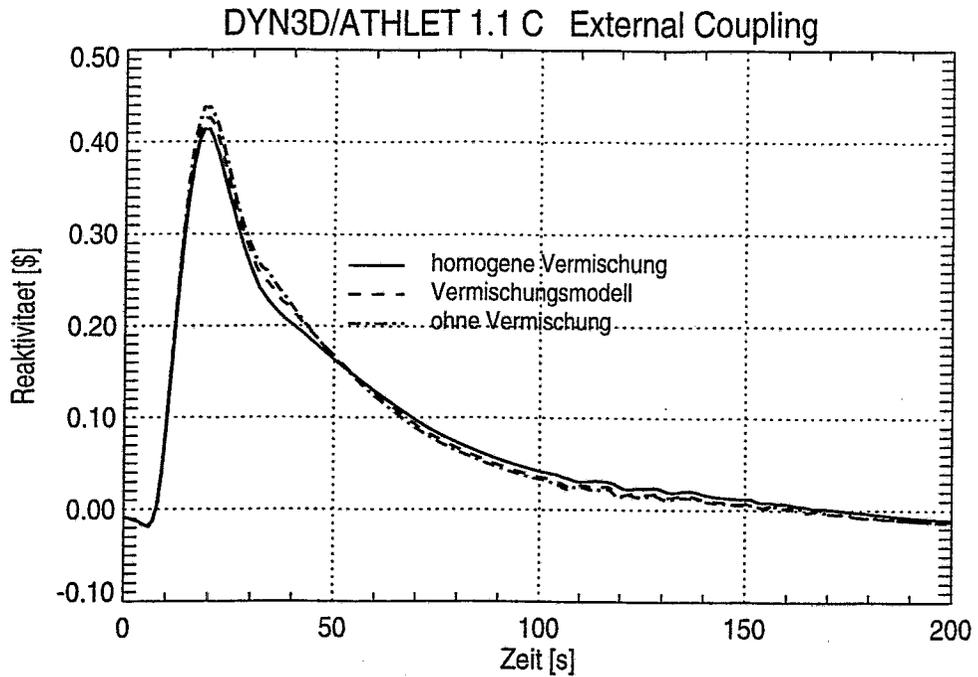


Abb. 5.3.3.1: Reaktivität (Vermischungsoptionen)

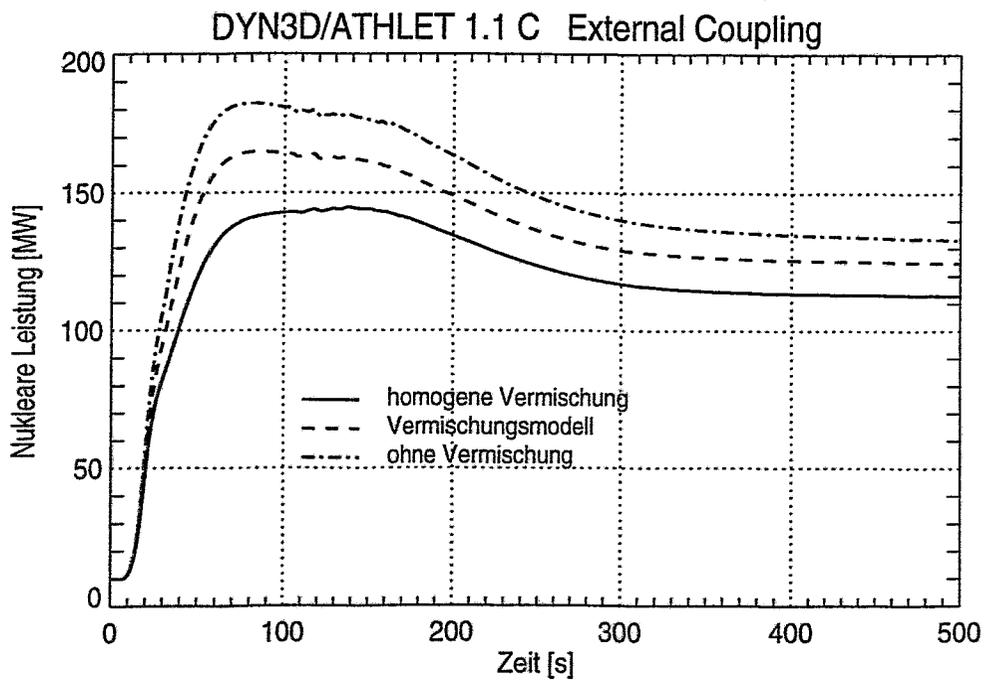


Abb. 5.3.3.2: Kernleistung (Vermischungsoptionen)

## Frischdampfleck bei Nulllast

### Rechnung 2: mit Versagen der Reaktorschnellabschaltung

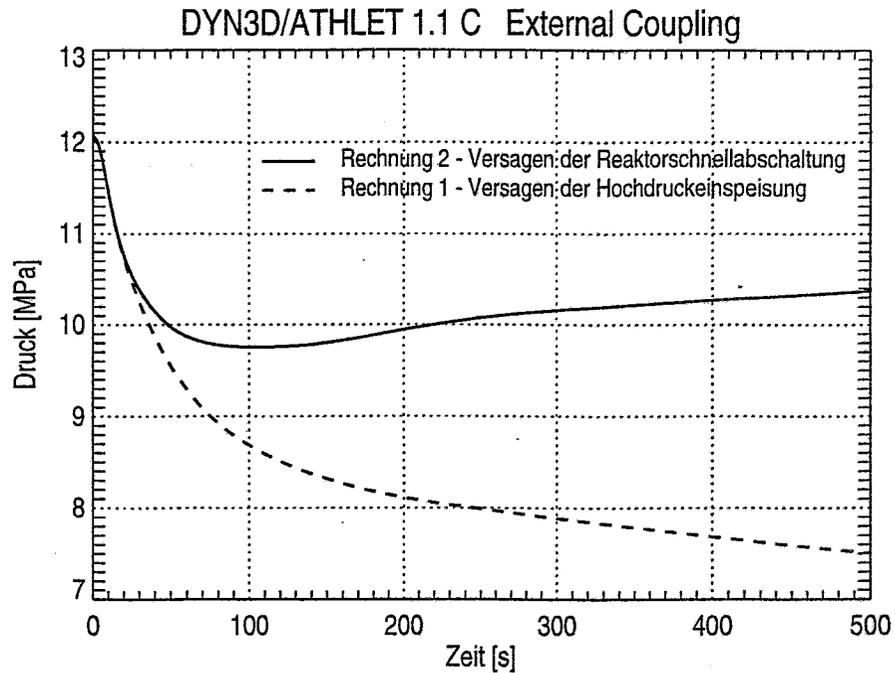


Abb. 5.3.3.3: Druck im oberen Plenum

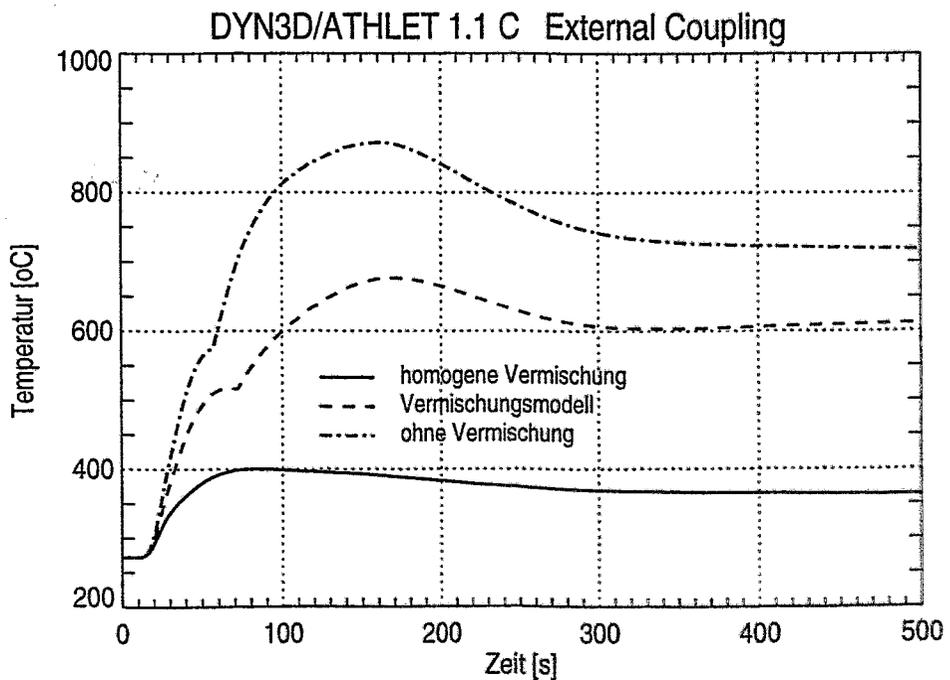


Abb. 5.3.3.4: Maximale Brennstofftemperatur (Vermischungsoptionen)

bewirkte natürlich auch einen schnelleren Anstieg der Brennstofftemperatur, was wiederum einen weiteren Leistungsanstieg aufhielt. In der Rechnung mit homogener Vermischung ließ die symmetrische Verteilung der Temperaturstörung die Leistung am langsamsten ansteigen. Dadurch stieg auch die Brennstofftemperatur langsamer, und die Gesamtreaktivität war über einen längeren Zeitraum durch den Moderatorichteeffekt dominiert.

Der Druck im PKL fällt zwar nach dem Abschalten der HUP, aber durch die sofortige Reaktivität und die damit verbundene Leistungsfreisetzung wird der Druckabfall nach kurzer Zeit aufgehoben. Im weiteren Verlauf steigt der Druck dann wieder leicht an (Abb.5.3.3.3). Dadurch werden die Ansprechkriterien der HPIS nicht erreicht.

Rechnung	$\rho_{\max}$ [\$]	$\rho_{\max}/\rho_{\max1}$ [%]	$P_{\max}$ [MW]	$P_{\max}/P_{\max1}$ [%]	$t(P_{\max})$ [s]
homogene Vermischung	0.415	100	144.8	100	138
Vermischungsmodell	0.426	103	164.8	114	82
ohne Vermischung	0.439	106	182.1	126	78

**Tab. 5.3.3.1: Maximalwerte für Leistung und Reaktivität (verschiedene Vermischungsoptionen)**

Aufgrund der höheren Leistungsfreisetzung erreicht auch die maximale Brennstofftemperatur höhere Werte als in den Rechnungen unter Absatz 5.3.1 (Abb. 5.3.3.4). Natürlich liegen diese Werte aber immer noch unter denen für den Normalbetrieb.

#### 5.3.4 Frischdampfleck ohne zusätzliche Annahmen

In der jetzt vorgestellten Rechnung wird die Blockierung der RESA aufgehoben. Damit gibt es, außer dem Steckenbleiben des effektivsten Stabes, keine störfallverschärfende Annahme mehr.

Im WWER-440/213 gibt es drei unabhängige HPIS, die jeweils in einen kalten Strang einspeisen. Es wird angenommen, daß sich das Frischdampfleck an einer Dampfleitung befindet, deren entsprechende Schleife im PKL keine Hochdruckeinspeisung besitzt.

Zu Beginn verläuft der Störfall genauso wie in den Rechnungen unter Absatz 5.3.1. Das Fehlen der Wärmeproduktion im Kern und das Abschalten der HUP haben einen Druckabfall zur Folge (Abb. 5.3.4.1). Schon nach 20s ist der Ansprechdruck der HPIS erreicht. Diese wird aber nur aktiviert, wenn gleichzeitig der Höhenstand im Druckhalter unter den Wert von 3.26m gefallen ist. Da der Reaktor sich bei Störfallbeginn bei Nulllast befand, bewirkte die Reaktorschnellabschaltung keine starke Kontraktion des Kühlmittels und der Höhenstand im Druckhalter fällt wesentlich langsamer (Abb. 5.3.4.2). (Bei Vollast wären beide Kriterien bei einem gleichartigen Störfall schon nach ~40s erfüllt.)

Im hier betrachteten Fall kommt es nach 149s endlich zum Aktivieren der HPIS (homogene Vermischung und Vermischungsmodell). Jetzt hat der Primärdruck die zweite Ansprechmarke von 8.32MPa erreicht. Bei diesem Wert wird die HPIS auch aktiviert, wenn der Höhenstand im Druckhalter den Ansprechwert noch nicht unterschritten hat.

# Frischdampfleck bei Nulllast

## Rechnung 3: ohne zusätzliche Annahmen

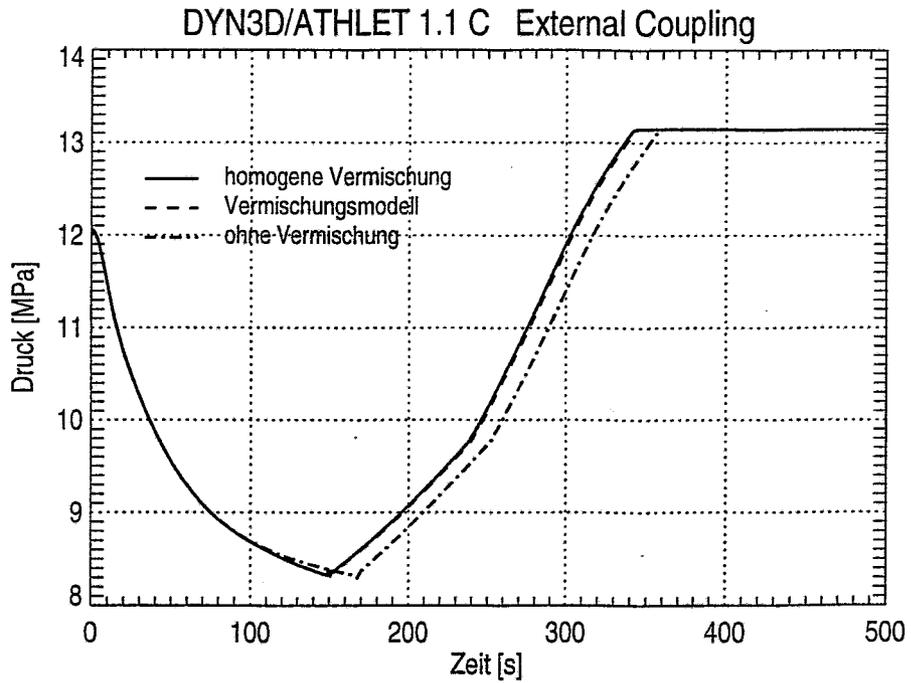


Abb. 5.3.4.1: Druck im oberen Plenum (Vermischungsoptionen)

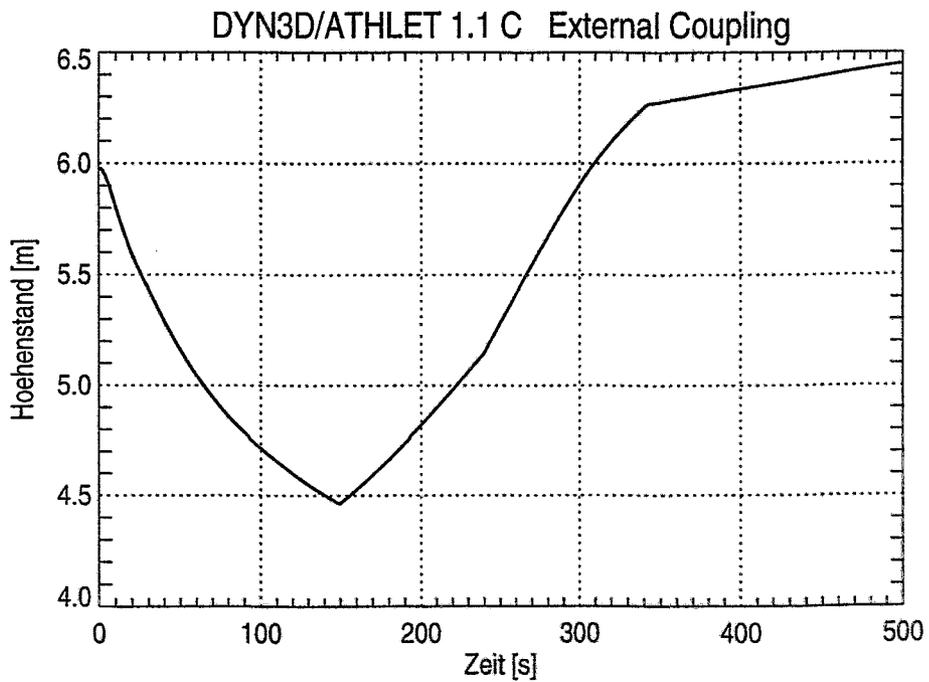


Abb. 5.3.4.2: Höhenstand im Druckhalter

# Frischdampfleck bei Nulllast

## Rechnung 3: ohne zusätzliche Annahmen

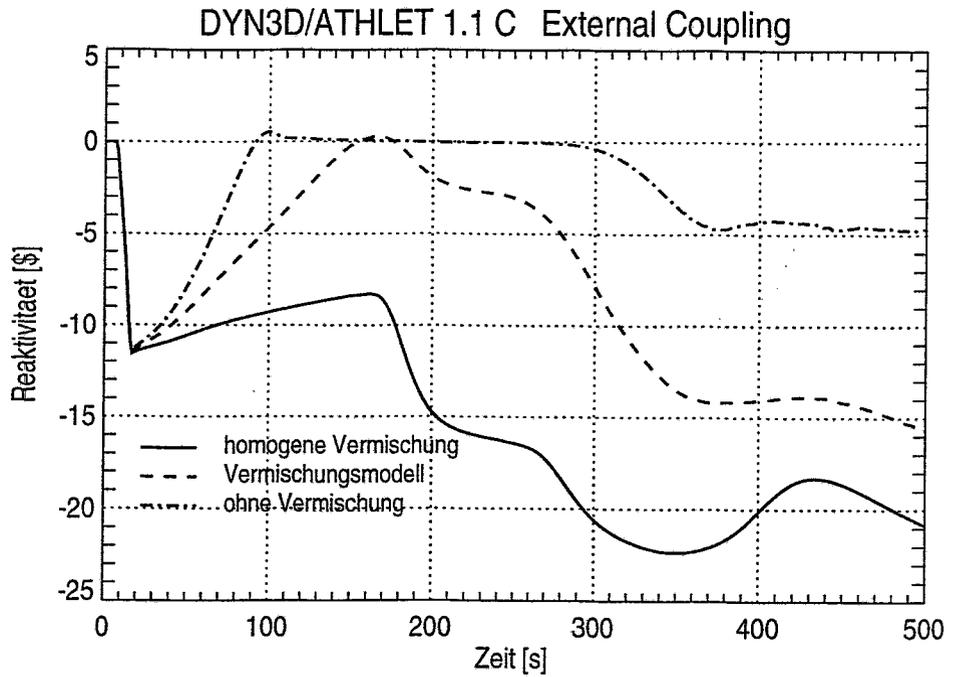


Abb. 5.3.4.3: Reaktivität (Vermischungsoptionen)

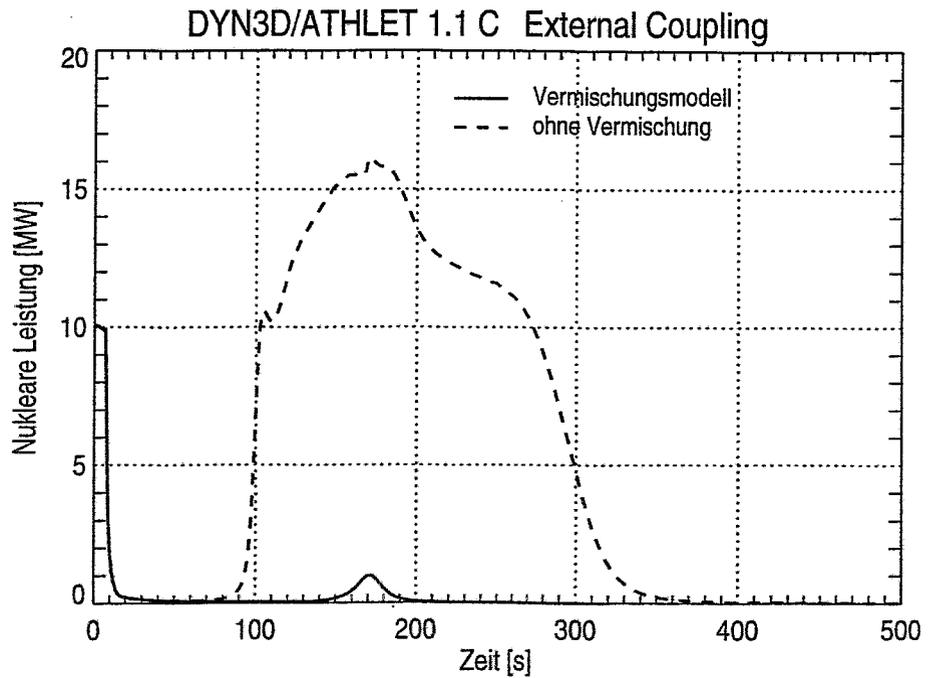


Abb. 5.3.4.4: Kernleistung (Vermischungsoptionen)

## Frischdampfleck bei Nulllast

Rechnung 3: ohne zusätzliche Annahmen

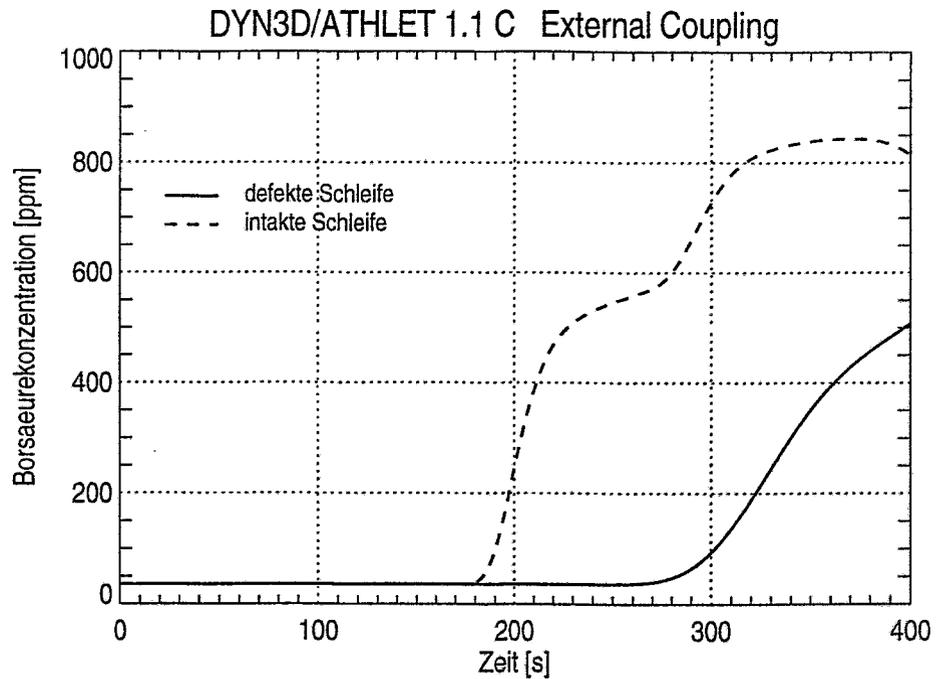


Abb. 5.3.4.5: Borsäurekonzentration in verschiedenen Schleifen

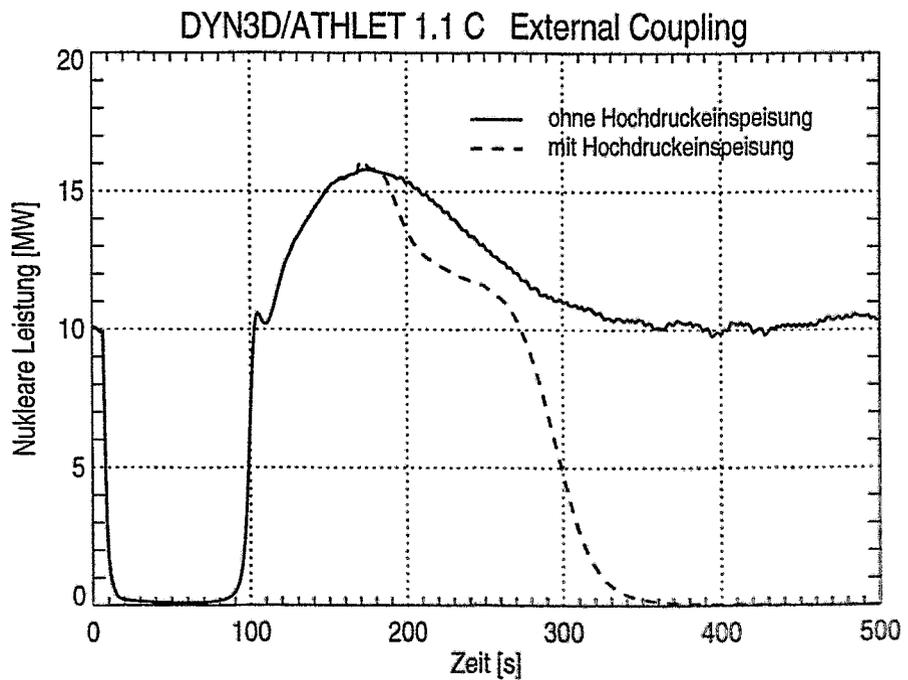


Abb. 5.3.4.6: Kernleistung (Rechnung ohne Vermischung)

Nach einer Transportzeit von ~25s erreicht hochboriertes Wasser (Die Borsäurekonzentration in den HPIS-Behältern beträgt 40g/kg.) den Kerneintritt. In der Rechnung mit homogener Vermischung wird die Borsäure gleichmäßig auf alle Kassetten verteilt und bewirkt einen zusätzlichen negativen Reaktivitätseintrag in den Kern (Abb. 5.3.4.3). Das hat aber keinen Einfluß auf die Rechnung, da es auch ohne HPIS keine Rekritikalität gegeben hatte.

In der Rechnung mit Vermischungsmodell sieht das schon anders aus. Hier kam es bei  $t = 156s$  zur Rekritikalität. Bei  $t = 175s$  erreicht die Borsäure den Kerneintritt und kompensiert die positive Reaktivität des Frischdampfleckes, die bis zu diesem Zeitpunkt zu einer geringen Leistungserhöhung bis auf ~1MW geführt hatte. Danach befindet sich der Kern in einem tief unterkritischen Zustand (Abb. 5.3.4.3).

In der Rechnung ohne Vermischung war es schon bei  $t = 92s$  zur Rekritikalität gekommen (Abb. 5.3.4.3). Das verlangsamte den Druckabfall (Abb. 5.3.4.1), so daß die HPIS erst bei  $t=166s$  anspricht. Das hochborierte Wasser wird zum Kern transportiert und tritt unvermischt in den Kern ein. Das hat keinerlei Einfluß auf das Rekritikalitätsverhalten des Reaktors. Der Reaktor bleibt weiter kritisch, die Leistung steigt (Abb. 5.3.4.3 und 5.3.4.4). Durch den Ausschluß der Vermischung im unteren Plenum wird die Borsäure nur in den Teil des Reaktors transportiert, der durch die intakten Schleifen mit Kühlmittel einer höheren Temperatur versorgt wird. Aufgrund des niedrigen Neutronenflußniveaus in diesem Bereich des Kerns ist die Reaktivitätswirksamkeit der eingespeisten Borsäure nur gering und reicht nicht aus, um den Reaktor in einen unterkritischen Zustand zu überführen. Nach dem Durchströmen des Kerns wird das Kühlmittel (und mit ihm auch die Borsäure) dann am Austritt homogen gemischt. Nach einem vollständigen Durchlauf durch den gesamten Kreislauf tritt bei  $t = 280s$  erstmals Borsäure in den Teil des Kerns ein, in welchem die Kühlmittelunterkühlung wirksam ist (Abb. 5.3.4.5). Durch das bedeutend höhere Neutronenflußniveau in diesem Kernbereich erhält die Borsäure ein Reaktivitätsgewicht, welches zur Unterkritikalität führt (Abb. 5.3.4.6). Das passiert aber erst ~120s nach dem Aktivieren der HPIS. Daß die Borsäure überhaupt wirksam wird, liegt an der inkonsistenten Modellierung. Im unteren Plenum wird die Vermischung völlig ausgeschlossen, während im oberen Plenum das Kühlmittel homogen gemischt wird. Wenn man konservativ auch im oberen Plenum die Vermischung ausschliesse, würde die Borsäure in unrealistischer Weise unwirksam durch den Kreislauf zirkulieren. Bei Verwendung eines realistischen Vermischungsmodells für Ringraum und unteres Plenum erhält man die Aussage, daß der Reaktor nach Rekritikalität schließlich durch die HPIS in einen sicheren unterkritischen Zustand überführt wird, auch wenn keine homogene Vermischung im oberen Plenum angenommen würde.

### 5.3.5 Nodalisierungsstudie

Von wesentlichem Einfluß für die betrachtete Klasse der Störfälle ist die Wärmeübertragung in den DE, die letztendlich für die Unterkühlung des Kühlmittels und damit für den positiven Reaktivitätseintrag verantwortlich ist. Aus diesem Grund wird eine Variationsrechnung zum Einfluß der Nodalisierung des DE auf den Verlauf des Störfalles durchgeführt. Ausgangspunkt ist die Frischdampfleckanalyse aus Kapitel 5.3.1. Zusätzlich wird angenommen, daß kein Speisewasser verfügbar ist. Somit wird der Höhenstand von Beginn der Lecköffnung an fallen. Im Originaldatensatz ist der DE primärseitig in zwei horizontale Schichten unterteilt. Damit wurden auch alle Rechnungen in den vorangegangenen Kapiteln gerechnet. Nun wird zusätzlich eine Rechnung durchgeführt, in der der DE primärseitig in fünf horizontale Schichten unterteilt ist. In

# Frischdampfleck bei Nulllast

## Rechnung 4: Einfluß der Nodalisierung

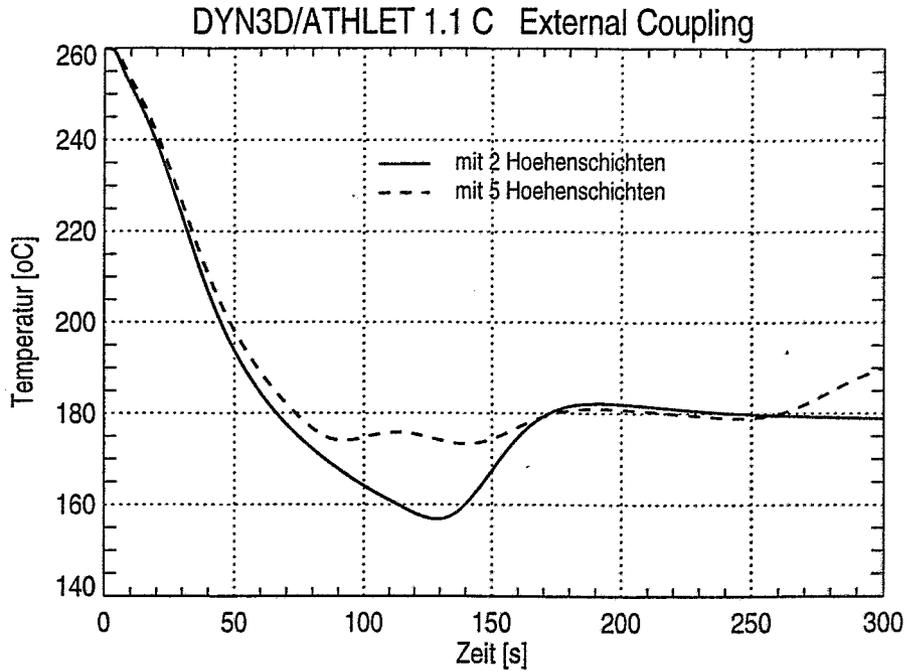


Abb. 5.3.5.1: Vergleich der Kaltstrangtemperatur der defekten Schleife

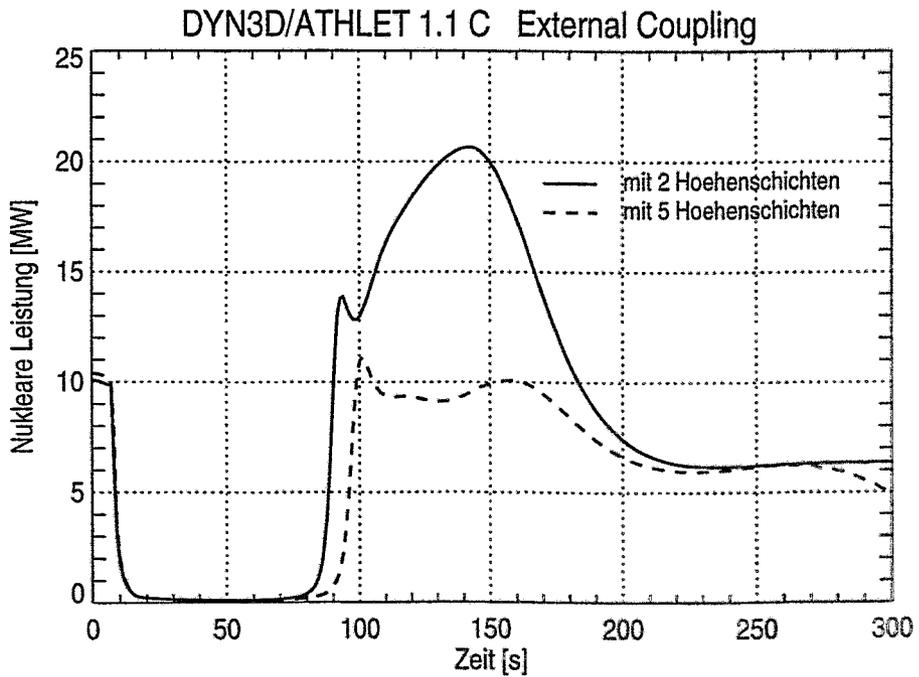


Abb. 5.3.5.2: Vergleich der Kernleistung

# Frischdampfleck bei Nulllast

## Rechnung 4: Einfluß der Nodalisierung

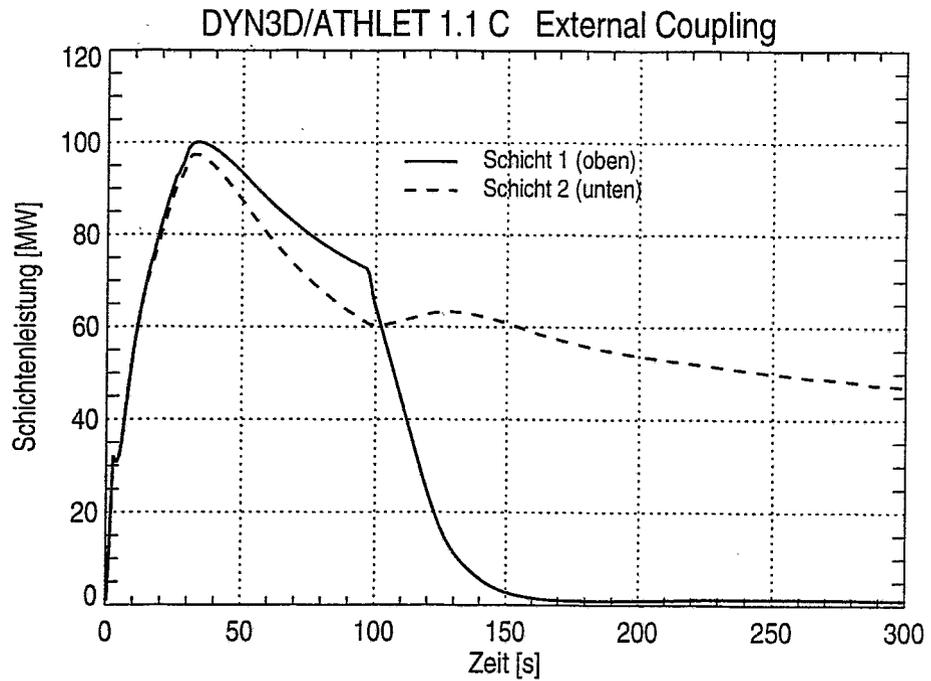


Abb. 5.3.5.3: Leistung der einzelnen Schichten

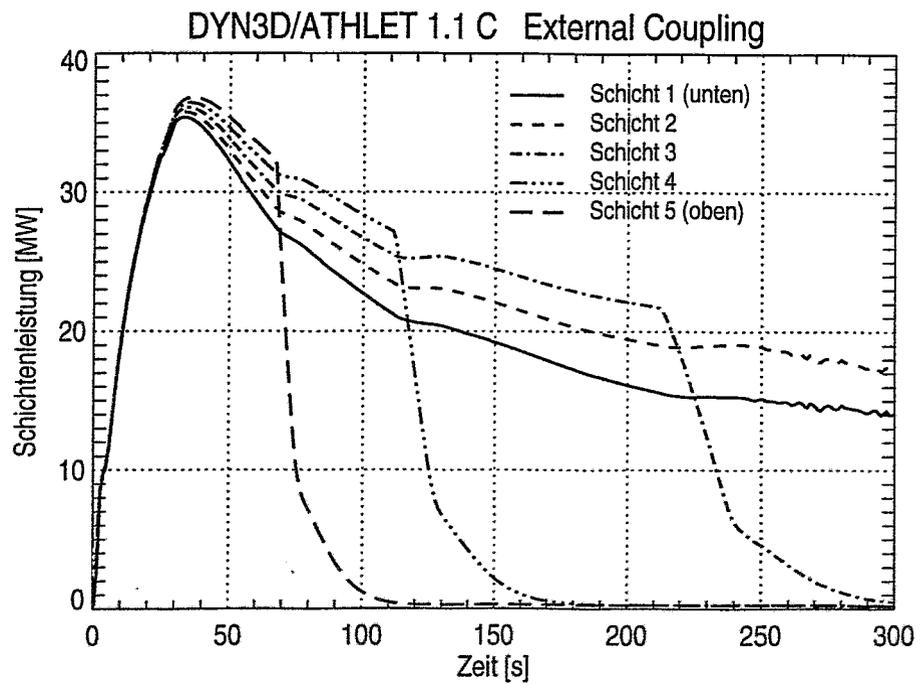


Abb. 5.3.5.4: Leistung der einzelnen Schichten

Abbildung 5.3.5.1 sind ab  $t = 60\text{s}$  leichte Unterschiede in der Kühlmitteltemperatur der defekten Schleife zu sehen. Kurz danach ist der Höhenstand im DE soweit gefallen, daß die erste Schicht auf der Primärseite freigelegt ist. Dort bricht die Wärmeübertragung zusammen (Abb. 5.3.5.4). Der Temperaturabfall wird gestoppt. Etwa zur gleichen Zeit wird der Rekritikalitätszeitpunkt erreicht. Der unterschiedliche Temperaturverlauf verursacht merkliche Unterschiede im Leistungsmaximum nach der Rekritikalität. In der Rechnung mit fünf horizontalen Schichten ist dieses Maximum nur ungefähr halb so groß. In der Leistung der einzelnen Schichten (Abb. 5.3.5.4) ist zu sehen, wie die Wärmeübertragung in den einzelnen Schichten zurückgeht. Die gröbere Nodalisierung in der Rechnung mit zwei Schichten führt zu einer Überbewertung der Wärmeübertragung in den DE. Dort beginnt der Leistungsabfall in der oberen Schicht erst bei  $t = 100\text{s}$ . Zu diesem Zeitpunkt ist die Wärmeübertragung in der obersten Schicht in der Rechnung mit fünf Schichten schon fast 30s lang gleich Null.

## 6. Zusammenfassung und Schlußfolgerungen

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß die Zielstellung, den gekoppelten Programmkomplex ATHLET-DYN3D zu einem anwendungsbereiten Werkzeug für Störfallanalysen von WWER-Reaktoren zu qualifizieren, in der ersten Hauptetappe des Vorhabens umgesetzt wurde. Das kommt nicht zuletzt in dem wachsenden Interesse zum Ausdruck, welches das Codesystem in WWER-Betreiberländern gefunden hat, wie in der Einleitung bereits ausgeführt.

Neben ergänzenden Beiträgen zur Validierung der Einzelcodes ATHLET und DYN3D wurden erstmals auch Transientenexperimente in Kernkraftwerken mit WWER-440 und WWER-1000 mit Hilfe von ATHLET-DYN3D nachgerechnet und die Ergebnisse mit Meßdaten verglichen. Besonders hervorzuheben ist die Nachrechnung eines Störfalls mit verzögerter Reaktorschnellabschaltung im KKW Greifswald. Die Nachrechnung der Abschaltung einer Hauptkühlmittelpumpe an einem WWER-1000-Block wurde mit Ergebnissen des Codesystems ATHLET/BIPR-8 verglichen. Für diese Transiente wurden auch Vergleichsrechnungen zwischen interner und externer Kopplung ATHLET-DYN3D sowie Studien zum Einfluß der Zeitschrittsteuerung durchgeführt. Es wurden weitere Transientenexperimente recherchiert, die für die Codevalidierung geeignet sind.

Die bereits geleistete umfangreiche Arbeit der GRS zur ATHLET-Validierung für WWER-Reaktoren wurde durch die Nachrechnung einiger Experimente zum Naturumlaufverhalten an den Versuchsanlagen PMK-2 und ISB-VVER ergänzt. Dabei konnte sowohl die sichere Restwärmeabfuhr (unter Auslegungsbedingungen bezüglich der Verfügbarkeit der Notkühlsysteme) als auch die adäquate Modellierung der sensiblen Naturumlaufphänomene mit ATHLET nachgewiesen werden.

Im Berichtszeitraum wurde eine neue DYN3D-Version (DYN3D/H1.1) herausgegeben, die folgende Verbesserungen enthält:

- verbessertes Regelstabmodell für WWER-440-Absorberelemente,
- Erhöhung des Nutzerkomforts bei der Beschreibung von Kernkonfigurationen und Regelstabbewegungen,
- Ankopplung der Regelstabsteuerung an ATHLET,
- Anschluß der von vielen WWER-Betreibern genutzten KASSETA-Datenbibliothek als Erweiterung der neutronenphysikalischen Datenbasis,
- Option zur Berechnung von Xenonschwingungen,
- erweitertes Modell für die Kühlmittelvermischung im Ringraum und unteren Plenum von WWER-440,
- innernodale Flußrekonstruktion,
- Berücksichtigung der Nachzerfallsleistung.

Die DYN3D-Validierung wurde vor allem im Hinblick auf die Beschreibung von Borverdünnungsstörfällen über die Beteiligung an einem entsprechenden Benchmarkproblem des AER vervollkommenet. Anhand dieses Benchmarks wurde ein neues Verfahren zur Beschreibung des Transports einer Borverdünnungsfront auf der Basis einer "Particle-in-cell"-Methode erprobt. Weiterhin wurden Berechnungen von Kritikalitätsparametern über mehrere Brennstoffzyklen im KKW Paks (Ungarn) mit verschiedenen Datenbibliotheken (MAGRU und KASSETA) durchgeführt und mit Meßdaten verglichen.

Mit ATHLET-DYN3D wurden Analysen zu verschiedenen Frischdampfleckszszenarien an einer WWER-440-Anlage durchgeföhrt. Als wesentlichstes Ergebnis wurde gefunden, daß bei realistischer Modellierung der Kühlmittelvermischung für das ungünstigste Szenarium ohne Versagen der Reaktorschnellabschaltung eine Rekritikalität des abgeschalteten Reaktors (bei unterstelltem Hängenbleiben eines Absorberelements) möglich ist. Es wurden Studien zum Einfluß der Nodalisierung des Dampferzeugers angestellt, wobei die teilweise Freilegung der DE-Heizrohre berücksichtigt wurde.

Bei der Weiterentwicklung und Validierung des gekoppelten Programmsystems ATHLET-DYN3D wurde somit ein deutlicher Fortschritt erzielt. Dennoch kann noch nicht von einer systematischen Validierung gesprochen werden, da sich auch die Ausarbeitung einer Validierungsstrategie für gekoppelte Codes erst in einem Anfangsstadium befindet. Die Ausarbeitung einer systematischen Validierungsstrategie und ihre Umsetzung sollte einen Schwerpunkt künftiger Arbeiten bilden. Weitere Schwerpunkte werden u.a. in folgenden Richtungen gesehen, die auch für das Codesystem ATHLET-DYN3D von Bedeutung sind:

- Qualifizierung für neue Reaktorkonzepte (EPR, SWR-1000, russische Konzepte),
- Quantifizierung von Unsicherheiten in den Rechenergebnissen,
- Erhöhung der Berechnungsgenauigkeit für die Heißstellenanalyse (brennstabweise Leistungsrekonstruktion),
- Verbesserung des interaktiven grafischen Pre- und Post-Processings,
- Anwendung von Parallelprocessing zur Erhöhung der Rechengeschwindigkeit,
- Verbesserung des Brennstabmodells zum Verhalten bei reaktivitätsinduzierten Störfällen (insbesondere für abgebrannten Brennstoff),
- Schaffung einer modernen neutronenphysikalischen Datenbasis für Störfallrechnungen.
- Simulation mehrdimensionaler Fluidodynamik-Phänomene (Kühlmittelvermischung im Ringraum, unteren und oberen Plenum, Querströmungen im Reaktorkern).

### Danksagung

Autoren des Berichts sind neben den unmittelbaren Projektarbeitern weitere Mitarbeiter der Arbeitsgruppe, die wesentlich zu den bisherigen Ergebnissen des Vorhabens beigetragen haben. Die Autoren danken den Herren Dr. J. Hadek, Dr. F. Holstein und Dr. E. Laggiard, die als Gastwissenschaftler Beiträge zur Weiterentwicklung von DYN3D geleistet haben.

## Literaturverzeichnis

- /Agt90/ Agthe G., H.-J. Kretzschmar: „Zur automatisierten Bereitstellung neutronenphysikalischer Weniggruppenparameter für die makroskopische Berechnung von Spaltzonen thermischer Reaktoren“, Kernenergie 33 (1990), Teil I: Heft 4, S.165, Teil II: Heft 5, S. 214.
- /Ack85/ Ackermann G., P. Dräger, Siklossy, P.: „Theoretische und experimentelle Ermittlung der Temperaturverteilung am Eintritt in die Spaltzone des WWER-440“, Kernenergie 28 (1985) 7, S. 293-297
- /Ack87/ Ackermann G., P. Dräger: „Makroskopische Kühlmittelvermischung in Druckwasserreaktoren“, Kernenergie 30 (1987) 11/12, S. 454-458
- /Bal86/ „Data on some transients carried out in April 1986 on NPP Balakovo, unit 1“, Internal report, Balakovo, May 1986
- /Bog97/ Bogatchek L.N., A.N. Lupichko, W.Ja. Grubman, W.F. Bai, K.B. Kotchin: „Technical information about Kalinin NPP unit 1 & 2 transients“, Report Nuclear Power Ministry of Russian Federation, Concern ROSENERGOATOM, Kalinin NPP, September 1997
- /Böe92/ Böer R., H. Finnemann: „Fast Analytical Flux Reconstruction Method for Nodal Space-Time Nuclear Reactor Analysis“, Ann. nucl. Energy 19, pp. 617-628, 1992
- /Bud86/ Budov V.M.: „Pumpen für KKW“, in Russ., Energoatomisdat, Moskau 1986
- /Cer92/ Cermak J.O.: „Utility Implementation of SLB Tools and Methodology“, EPRI-Report, 1992
- /Dan96/ Danilin S.A., M.P. Lizorkin, V.P. Pektterev: „Dependence of results of the third three-dimensional hexagonal dynamic AER benchmark on approaches and nodalization“, 6th Symposium of AER, Kirkkonummi (Finland), 23-26 September 1996, Proc. p. 221
- /Dan97/ Danilin S.A., M.P. Lizorkin, V.P. Pektterev: „Solution of the fourth AER benchmark problem with code package ATHLET/BIPR8KN“, 7th Symposium of AER, Hörnitz, 23-26 September 1997, to be published
- /Dan98/ Danilin S.A.: „Experimental data of the transient caused by the turning off one feed water pump from working two (VVER-1000, Balakovo-4)“, bisher unveröffentlichter Beitrag zum EU-Projekt SRR 1/95, 1998
- /Dia92/ Dias A.F. et al.: „Improved PWR SLB Analysis using RETRAN-02, ARROT-TA, and VIPRE-02“, Nuclear Technology, v.100, November 1992, p.193
- /DIN90/ DIN Norm 25463, Part 1, „Berechnung der Nachzerfallsleistung der Kernbrennstoffe von Leichtwasserreaktoren“, 1990

- /Drä87/ Dräger P.: „Makroskopische Kühlmittelvermischung in Druckwasserreaktoren“, Dissertation, Ingenieurhochschule Zittau, 1987
- /Elk96/ Elkin S.: „Computation analysis of process: switching-off of one TFWP from two working on the code RELAP5/MOD3.2“, Interner Bericht, 1996
- /Ezs95/ Ézsöl Gy., A. Guba, L. Perneczky, H.-M. Prasser, F. Schäfer, E. Krepper: „1% Cold Leg Break Experiment on PMK-2 - Test Results and Computer Code Analysis“, Forschungszentrum Rossendorf, FZR-76, March 1995
- /Ezs97/ Ézsöl Gy., A. Guba, L. Perneczky, E. Krepper, H.-M. Prasser, F. Schäfer: „Simulation of a Small Cold Leg Break Experiment at the PMK-2 Test Facility Using the RELAP5 and ATHLET Codes“, Nuclear Technology, Vol.118, May 1997
- /Fom94/ Fomitchenko P. et al.: „Verification of the coupling of the thermal-hydraulic system code ATHLET and the 3D-neutronics model BIPR8“, Interim Report, 1994
- /Gas95/ Gashenko M.P., A.P. Proshutinsky, E.V. Stolyarov, B.I. Nigmatulin: „The first russian standard problem (RSP-1): 2.4% small break test from the reactor upper plenum at ISB-VVER“, Thermophysical aspects of VVER-type reactor safety, Obninsk, Nov. 1995; Proc. Vol. 3, S. 80
- /Gas96/ Gashenko M.P., B.I. Nigmatulin: „The first russian standard problem (RSP-1): 2.4% small break test from the reactor upper plenum at ISB-VVER“, Jahrestagung Kerntechnik Mannheim 1996, Proc. S. 146 - 148
- /Gru94/ Grundmann U., U. Rohde: „3-Dimensional Analysis of a Baron Dilution Accident by Using the Code DYN3D/M2“, Jahrestagung Kerntechnik, Stuttgart, 17.-19.05.1994, Proc. pp. 15-18
- /Gru95a/ Grundmann U., D. Lucas, S. Mittag und U. Rohde: „Weiterentwicklung und Verifikation eines dreidimensionalen Kernmodells für Reaktoren vom Typ WWER und seine Ankopplung an den Störfallcode ATHLET“, Report FZR-84, Rossendorf, April 1995
- /Gru95b/ Grundmann U., U. Rohde: „Comparative analysis of the third three-dimensional dynamic AER benchmark problem with the help of the code DYN3D“, 5th Symposium of AER, Dobogókő (Hungary), 15-19 Oktober 1995, Proc. p.329
- /Gru97a/ Grundmann U., S. Mittag, U. Rohde : „DYN3D/H1.1 - a new Version of DYN3D for the Calculation of Reactivity Initiated Transients in LWR with Hexagonal Fuel Elements - Code Manual and Input Data Description for Release 2“, Rossendorf, November 1997
- /Gru97b/ Grundmann U., E. Laggiard, S. Mittag: „Calculation of the Stationary and Transient Space Dependent Decay Heat Power by Means of the DYN3D Code“, Internal Report, Rossendorf, 1997

- /Had97a/ Hadek J., U. Grundmann: „Neutron Flux Reconstruction in a Hexagonal Cassette - Theory and Implementation into the Code DYN3D/H1.1“, Nuclear No. 3, pp. 8-14, 1997
- /Had97b/ Hadek J.: „Results of the fourth three-dimensional dynamic AER benchmark problem calculations“, 7th Symposium of AER, HÖrnitz, 23-26 September 1997, to be published
- /Hor97/ Horche W., E. Krepper, F. Schäfer, I. Trosztel: „Summary Technical Report of PMK-2 Test No. 2 Pressuriser Surge Line Break. Verification Report“, Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit mbH, Garching, Nov. 1997
- /Ker97/ Kereszturi A., M. Telbisz, Gy. Gyenes: „Calculation of the fourth AER kinetic benchmark problem with KIKO3D“, 7th Symposium of AER, HÖrnitz, 23-26 September 1997, to be published
- /Kha97a/ Khalimontchuk W.: „Aufbereitung und Dokumentation von neutronenphysikalischen und thermohydraulischen Daten aus Inbetriebnahmemessungen und Betriebstransienten in KKW“, Kiew, Oktober 1997
- /Kha97b/ Khalimontchuk W.: „Contribution to the Experimental Data from NPP Saporoshje“, bisher unveröffentlichter Beitrag zum EU-Projekt SRR 1/95, Kiew, 1997
- /Kha97c/ Khalimonchuk W., A. Kuchin: „Arbeitsbericht 1997 zum BMU-Vorhaben Qualifizierung ukrainischer Experten auf dem Gebiet reaktorphysikalischer Berechnungen und Einschätzungen“, in Russ., SWTZ beim Umweltministerium der Ukraine, interner Bericht, Kiew, Dezember 1997
- /Kor94/ Korpàs L.: „Summary of AER Benchmark Problem Concerning Control Rod Worth of VVER-440 Reactor“, 4th Symposium of AER, Sozopol (Bulgarien), 10-14. October 1994, Proc. p. 463.
- /Kor96/ Korpàs L.: Private Mitteilung, 1996.
- /Kra94/ Kral P.: „RELAP5/MOD3.1 Analysis of Main Steam Header Rupture in VVER-440/213 NPP“, NRI Rez, Rez, Oktober 1994
- /Kre94/ Krepper E., H.-M. Prasser, F. Schäfer: „Contributions of FZ Rossendorf to the IAEA Standard Problem Exercise No.4.“, Forschungszentrum Rossendorf, Institute for Safety Research, Annual Report 1994
- /Kre95/ Krepper E., F. Schäfer: „Post-Test Calculation of the IAEA SPE-4“, Simulation of a Loss of Coolant Accident without high pressure injection but with secondary side bleed and feed. IAEA-TECDOC-848, Vienna, 1995
- /Kre96/ Krepper E.: „Post test calculations for a small break LOCA experiment at the integral test facility ISB-VVER using the thermalhydraulic code ATHLET“, Jahrestagung Kerntechnik Mannheim 1996, Proc. S. 146 - 148

- /Kyr94/ Kyrki-Rajamäki R., E. Kaloinen: „Definition of the third three-dimensional hexagonal AER dynamic benchmark problem“, 4th Symposium of AER, Sozopol (Bulgaria), 10-14 October 1994, Proc. p. 417
- /Kyr95/ Kyrki-Rajamäki R., E. Kaloinen: „Results of the third three-dimensional hexagonal dynamic AER benchmark problem including thermal hydraulics calculations in the core and a hot channel“, 5th Symposium of AER, Dobogókő (Hungary), 15-19 Oktober 1995, Proc. p. 255
- /Kyr96a/ Kyrki-Rajamäki R., U. Grundmann, A. Kereszturi: „Results of Three-Dimensional Hexagonal Dynamic Benchmark Problems for VVER Type Reactors“, Int. Conf. on the Physics of Reactors PHYSOR'96, Mito (Japan), 16-20 September 1996, Proc. pp. J-229 - J-238
- /Kyr96b/ Kyrki-Rajamäki R.: „Definition of the fourth three-dimensional hexagonal dynamic AER benchmark problem“, 6th Symposium of AER, Kirkkonummi (Finland), 23-26 September 1996, Proc. p. 237
- /Kyr97a/ Kyrki-Rajamäki R.: „Comparison of the first Results of the fourth Hexagonal Dynamic Benchmark Problem - Boron Dilution in Core“, 7th Symposium of AER, Hörnitz, 23-26 September 1997, to be published
- /Kyr97b/ Kyrki-Rajamäki R.: „HEXTRAN Results of the fourth Hexagonal Dynamic AER Benchmark Problem - Boron Dilution in Core“, 7th Symposium of AER, Hörnitz, 23-26 September 1997, to be published
- /Lom94/ Lomperski S.W., J. Kouhia: „Natural circulation experiments with VVER geometry“, Nuclear Engineering and Design 147(1994)409
- /Mit89/ Mittag S.: „Axial Xenon Oscillations in WWER-1000 Reactor Cores“; Kernenergie 32(1989) S. 461.
- /Mit94/ Mittag S.: „Solution of AER Benchmark Problem on Control Rod Worth of Paks VVER-440 by the code DYN3D“, 4th Symposium of AER, ,Sozopol (Bulgarien), 10-14 October 1994, Proc. p. 443.
- /Mit96/ Mittag S.: „Burnup and rod worth calculations for Paks-2 using the code DYN3D with two different group data libraries“, 6th Symposium of AER, Kirkkonummi (Finland), 23-26 September 1996, Proc. pp. 499 - 517
- /Pai94/ Paik H.-J., P. Raymond: „PWR SLB Analysis by means of Coupled 3-D Neutronic, 3-D Core Thermohydraulic, and Fast Running System Codes“, Nuclear Technology, v.107, July 1994, p.103
- /Pra83a/ Prasser H.-M.: „Ermittlung der Massenstromverteilung an der unteren Lochplatte von WWER-Reaktoren durch eine dreidimensionale Potentialfeldnäherung“, Kernenergie 26 (1983) 4, S. 159-162

- /Pra83b/ Prasser H.-M.: „Ein Beitrag zur Ermittlung der Kühlmittelmassenstromverteilung in Druckwasserreaktoren vom Typ WWER mit eingebautem elliptischem Siebboden“, Kernenergie 26 (1983) 11, S. 443-448
- /Pro95/ Proshutinsky A.P., M.P. Gashenko, I.A. Lipatov, E.V. Stolyarov, B.I. Nigmatulin, V.A. Gashenko, I.V. Elkin, H.-M. Prasser, W. Zippe: „Experimental Investigations of Accidental Thermalhydraulic Processes caused by Circuit Depressurization at the ISB-VVER Integral Test Facility“, Symposium on Two-Phase Flow Modelling and Experimentation, Rome 1995, Proc. Vol1, pp. 537-544
- /Reb90/ Rebohm H., B. Mängel: „Der ATWS-Störfall vom 24.11.1989 am Block 5 KKW Nord III - Zeitablauf und Meßdatensammlung - Interner Bericht“, KAB, Berlin 1990
- /Roh86/ Rohde U.: „Ein theoretisches Modell für Zweiphasenströmungen in wassergekühlten Kernreaktoren und seine Anwendung zur Analyse des Naturumlaufs im Heizreaktor AST-500“, Report ZfK-595, Rossendorf, Juli 1986
- /Roh92/ Rohde U.: „Modelling of Fuel Rod Behaviour and Heat Transfer in the Code FLOCAL for Reactivity Accident Analysis of Reactor Cores“, 1st Baltic Heat Transfer Conference, Göteborg August 1991, publiziert in: Transport Processes in Engineering, 2: Recent Advances in Heat Transfer, Elsevier Publ., Amsterdam, 1992
- /Roh96/ Rohde U., U. Grundmann: „Abschlußbericht zum Unterauftrag UA-1058 im Vorhaben SR 2075/5 Qualifizierung ukrainischer Experten auf dem Gebiet reaktorphysikalischer Berechnungen und Einschätzungen“, FZR, März 1996
- /Roh97/ Rohde U., D. Lucas: „Solution of the 4th Dynamic Benchmark by Use of the Code DYN3D with a Particle-In-Cell Method for the Description of Boron Transport“, 7th Symposium of Atomic Energy Research, Hörnitz, 23 - 26 September 1997, to be published
- /Sim97/ Simonkova J., J. Macek: „Contribution to the Experimental Data from NPP Dukovany“, bisher unveröffentlichter Beitrag zum EU-Projekt SRR 1/95, Rez 1997
- /Sva93/ Svarny J.: „Information on Working Group A Activities“, 3rd Symposium of AER, Piestany (Slowakei), 27.9.-1.10.1993, Proc. pp. 9 - 13
- /Sza95/ Szabados L., Gy. Ezsöl, L. Perneczky, E. Krepper, H.-M. Prasser, F. Schäfer: „Two-Phase Flow Behaviour during a Medium Size Cold Leg LOCA test on PMK-2 (IAEA - SPE-4)“, Forschungszentrum Rossendorf, FZR-101, August 1995
- /Schä95/ Schäfer F., E. Krepper: „Rechnungen zum 1%-Leck an der Versuchsanlage PMK-2 mit dem Code ATHLET“, Jahrestagung Kerntechnik, Nürnberg, 16.-18. Mai 1995, Tagungsbericht S. 79-82

- /Schä96/ Schäfer F.: „Theoretical and Experimental Investigations of Natural Circulation Phenomena in VVER-type reactors at Loss of Coolant Accident Conditions“, Forschungszentrum Rossendorf, Institute of Safety Research, Annual Report 1996
- /Schä97/ Schäfer F.: „Investigations of Natural Circulation Instabilities in VVER-type Reactors at LOCA Conditions“, I.M.O.R.N. - 27, The Informal Meeting on Reactor Noise, November 18-20, 1997, Proc.
- /Tin93a/ Tinka I.: „VVER Diffusion Data Libraries Prepared by the KASSETA Code“, 3rd Symposium of AER, Piestany (Slowakei), 27.9.-1.10.1993, Proc. p. 42.
- /Tin93b/ Tinka I.: „Critical Start-up Parameters of the WWER-440 core“, 3rd Symposium of AER, Piestany (Slowakei), 27.9.-1.10.1993, Proc. pp. 105 - 116
- /Tin95/ Tinka I.: Private Communication, 1995.
- /Van93/ Vanttola T.: „Studies on the assessment and validation of reactor dynamics models used in Finland“, VTT Publications 156, Espoo 1993
- /Vtt97/ „Collection of NPP data for coupled code validation“, bisher unveröffentlichter Beitrag zum EU-Projekt SRR 1/95, 1997
- /Wol92/ „Wolf Creek RETRAN SLB Model“, EPRI-Report, 1992

## ANHANG A

### Eingabedaten für die interne Kopplung DYN3D/ATHLET

#### A1 Neutron Kinetic Data (CW NEU3DKIN)

General remarks for data preparation:

- the input use the first 72 columns only
- the input is formatless
- a record begins after 'newline'
- if the first 72 columns are not enough for the data of a record then the input of record is continued after 'newline'
- if a record has to be repeated several times, each of repetitions has to be treated as a separate record
- the records in the tables which follow are ordered with growing numbers (not each number occurs in a data set)
- arbitrary records for description of the data must begin with '@' character!

#### A1.1 Steady State Calculation (KW STATIC)

Record	Item	Comment
1	CW	Control word NEU3DKIN (C----NEU3DKIN)
2	KW	Keyword STATIC (K---- STATIC)
3	STR	Text string: Any characters for problem identification Pseudo keyword WQLIBRARY ( ----WQLIBRARY)
4	ILIB	Identifier for WQ-Library ILIB = 0      If the cross sections and coefficients of parametrization are contained in the file of neutron kinetics data. ILIB > 0     Separated file for library of neutron kinetics data is used.
5	STR	Text string: Any characters for problem identification (maximum of 72 characters)
6	IBKTYP	Type of control rod model: IBKTYP = 1 for VVER-440 only IBKTYP = 2 for VVER-1000 (for VVER-440 also possible)

## Output Control

Record	Item	Comment
7	SCON	Text string: CONTROL OF CALCULATION
8	ITIM	ITIM > 0      Output of 3-dimensional distribution on the binary file, exam_red.dat
	IOINP	IOINP = 1:      Output of input data without coefficients of parametrization of macroscopic cross sections IOINP > 1:      Output of all input data IOINP = 0:      Input data are not printed
	IH1	IH1 > 0:      If the user has insight into details of code, some arrays will be printed to search errors of the input data. Information about shifted VVER-440 control assemblies will also be printed IH1 = 0:      No auxiliary output
	IH2	IH2 > 0:      The table of outer iterations is printed in order to illustrate the convergence IH2 = 0:      Output of the last iteration IH2 > 1:      Listing of actual cross section of each node IH2 > 2:      Listing of thermohydraulic results after each call of thermo-hydraulic calculation
	IH3	IH3 > 0:      The addresses of partial currents at the outer boundary of the sector are printed IH3 = 0:      No output of addresses at the end of the iterations.
	IH4	IH4              Dummy
	IH5	IH5 > 0:      Output of partial currents after steady-state calculation.

**Data describing the size of problem**

Record	Item	Comment
9	SDI	Text string: DIMENSIONS OF ARRAY
10	ISYM	<p>ISYM can assume the values 30, 60, 120, 181, 182 and 360 with reference to 30°-reflectional, 60° - and 120° - rotational, 2 types of 180° - reflectional symmetry (vertical and horizontal reflection respectively) and the whole core</p> <p>Two new possibilities of ISYM for expanding 60 degree symmetry to 182 or 360 symmetry controlled by ISYM = 18260 or ISYM = 36060 are included. All values describing the sector correspond to 60 degree.</p>
	NJMAX	Number of horizontal rows of the sector
	NIMAX	<p>Max. number of columns of sector with references to 60° coordinate system</p> $NIMAX = \max_J \{IRIGHT(J)\} - \min_J \{ILEFT(J)\} + 1$ <p>J = JMIN, ..., JMAX (JMIN, JMAX, IRIGHT, ILEFT of records 24, ..., 26)</p>
	NCAS	Number of hexagonal assemblies of the sector
	NZ	Number of slices in z-direction
	NOBOU	Number of outer faces of the hexagonal assemblies of the radial sector
	NOSYMS	Number of faces of the hexagonal assemblies at the symmetry boundaries of the sector
	NOMAS	Number of different cross section types (material types)
	NOBT	Number of different boundary conditions at the outer boundaries

### Data controlling the steady-state calculation

Record	Item	Comment
11	SR	Text string: CONTROL OF ITERATION
12	EPSBES	Truncation error of Bessel functions (recommended value 0.00002)
	EPSK	Iteration limit for relative change of eigenvalue keff between two successive iterations (recommended value 0.000001)
	EPSF	Iteration limit for average value of relative changes of fission source in the nodes (recommended value 0.000002)
	EKEFF	Initial value of keff
13	ITOUMA	Maximal number of outer iterations
	ITINMA	Number of inner iterations
	ITSCH	Order of Chebyshev-polynom used for acceleration (recommended values $3 \leq \text{ITSCH} \leq 7$ . No acceleration in the case $\text{ITSCH} = 0$ (the option is suitable, if the run is interrupted during the neutron flux calculation)
	IOPT	Order of the expansion of the nodal neutron fluxes in z-direction ( $\text{IOPT} = 2$ or $4$ ). Recommended value is $\text{IOPT} = 4$

Record	Item	Comment
14	SPOW	Text string: TOTAL POWER
15	TOTPOW	Thermal power of whole reactor in MW

Record	Item	Comment
16	IBOR	IBOR = 0 no feedback coefficients for boron
		IBOR > 0 feedback coefficients for boron
	INDXE	INDXE = 0 no poison Xe
		INDXE = 1 Xe and I equilibrium distributions of the static state are calculated.
		INDXE = 3 Xe distribution is read from the file IN_66.xen.dat.
		INDXE = 4 Xe and I distributions are read from the file IN_66.xen.dat.
	INDSM	INDSM = 0 no poison Sm
		INDSM = 1 Sm and Pm equilibrium distributions of the static state are calculated.
		INDSM = 3 Sm distribution is read from the file IN_66.SAM.dat.
		INDSM = 4 Sm and Pm distributions are read from the file IN_66.sam.dat. The new Sm distribution is calculated by assuming the complete decay of Pm to Sm
KRIPAR	KRIPAR = 1: The critical state will be achieved dividing the multiplication cross sections by keff.	
ITKRIM	Maximum number of flux calculations in the static ATHLET iteration	

The values of the following table are input values of the stand alone version of DYN3D. They are not relevant in the internal coupling of DYN3D-ATHLET, but they have to be occur in the input stream.

Record	Item	Comment
17	EPSKRI	Truncation error of keff for the flux - temperature iterations.
	EPSTF	Truncation error of fuel temperatures for the flux - temperature iteration
	EPSRH	Truncation error of coolant density for the flux - temperature iteration
	THETA	Dummy
18	BW	Input of the initial absolute value of the derivation $dkeff/dCB$ in $(g H_3BO_3/kg H_2O)^{-1}$ for KRIPAR = 2 or $dkeff/dP$ in $(MW)^{-1}$ for KRIPAR = 3 If the boron concentration is given in ppm, then $dkeff/dCB$ in $(ppm)^{-1}$ BW is not relevant in the internal coupling ATHLET-DYN3D
	EKEFF0	keff,0: Destination of keff
	CBLIM	Lower limit of boron concentration during criticality search using KRIPAR = 2. Negative values are not physical, but special questions about the deviations from experiment can give small negative values. Depending on the search negative values which are too large can lead to nonphysical cross sections.

## Defintion of fuel elements and library

Record	Item	Comment
19	ICSTYP	Dummy
20	NOFUEL	Number of different fuel elements
21	IBURN	IBURN = 0: No burnup distribution given IBURN > 0: Calculation with given burnup distribution (only for IWQS >1) Burnup distribution has to be given on file IN_65.brn.dat

Record	Item	Comment
22	IFTYP(IZ)	Types of material in the axial layers of fuel elements from bottom to top (IZ = 1,NZ). The material type numbers are defined by the order of data sets given in the cross section library: $1 \leq \text{IFTYP} \leq \text{NOMAS}$
Records 18 have to be present NOFUEL times. Each record describes a fuel element type which can be used later for IMATI in records 24. The fuel element type numbers are defined by the order of records 22: 1 ... NOFUEL.		

## Description of geometry of sector

Record	Item	Comment
23		Text string: MATERIAL MAP
24	JMIN	J-co-ordinate of the lowest row of the sector
	JMAX	J-co-ordinate of uppermost row
		The following equivalence is necessary: ( JMAX - JMIN + 1 = NJMAX)
25	ILEFT(J)	I-co-ordinates of the left hexagons (J=JMIN,...,JMAX)
26	IRIGHT(J)	I-co-ordinates of the right hexagons (J=JMIN,...,JMAX)

## Loading of the sector

Record	Item	Comment
27	NSHUFF	INSHUFFI: Number of fuel assembly shuffle operations at the beginning of steady-state calculation
28	IMAT(I,J)	NSHUFF = 0 in the internal coupling of ATHLET-DYN3D The type of fuel element IMAT(I) given by records 22 in the order I=ILEFT(J),...,IRIGHT(J). $1 \leq \text{IMAT}(I) \leq \text{NOFUEL}$
This record is read for each J (J=JMIN,....,JMAX). $1 \leq \text{IMAT}(I) \leq \text{NOFUEL}$		

## Geometrical sizes

Record	Item	Comment
29	SV	Text string: GEOMETRICAL PARAMETERS
30	SW	distance between opposite faces of the hexagons in cm
31	AN(IZ)	thickness of axial layers in cm for IZ=1,....,NZ
32	IZBOT	First (lowest) axial layer with fuel
	IZTOP	Last (uppermost) axial layer with fuel

## Description of control rods

Record	Item	Comment
33	SV	Text string: CONTROL RODS
34	NOBANK NOW	<p>Number of control rod banks</p> <p>Control parameter for weighting cross sections if a rod is partial inserted in a layer.</p> <p>NOW = 0: Geometrical weighting            NOW = 1: The weighting coefficients are read from the file exam_wei.dat. They are fixed during a transient with control rod motion.            NOW = 2: The weighting coefficients are read from the file exam_wei.dat. They can be recalculated automatically during a transient with control rod motion.            NOW = 3: The weighting coefficients are calculated in the steady-state and written to the file exam_wei.dat. They can be recalculated automatically during a transient with control rod motion.</p> <p>If IBKTYP = 1 (special VVER-440 rod model) then only NOW = 0 is permitted.</p>

The two following records have to be present for VVER-440 control rod model only:

Record	Item	Comment
35	NZCROD	Number of axial layers of VVER-440 control elements above the fuel follower part
36	DZW440 (IZCROD)	<p>Thickness of axial layers (cm). Negative values: replacing fuel; e.g. steel pellets instead of fuel</p> <p><math>1 \leq IZCROD \leq NZCROD</math></p>

The following records 37 - 39 have to be given for each of the NOBANK control rod banks:

Record	Item	Comment
37	ISUM	Number of control rods of the bank
38	IRDTYP (IZCROD)	Material type numbers for each VVER-440 control element layer. Record has to be present for VVER-440 only
39	IOROD(I)	I-co-ordinate of the control rod
	JOROD(I)	J-co-ordinate of the control rod
	IRDTYP(I)	Type of rodded fuel element (for VVER-1000 only)
The record 39 is needed for each of ISUM rods		

Record	Item	Comment
40	IBK	Number of control rod bank
	ZRPOS	Steady state position of IBK bank: Distance of lower control rod end from core fuel bottom in cm
The record 40 is required for each of the NOBANK control rod banks		

### Boundary conditions

Record	Item	Comment
41	S	Text string: BOUNDARY RELATIONS
42	ALF 11 ALF 21 ALF 22	Albedo coefficients $\alpha_{11}$ , $\alpha_{21}$ and $\alpha_{22}$ ,
Record 42 is read NOBT - times		

If NOBT > 1, then the following records 43 - 46 have to be prepared.

Radial boundary conditions:

Record	Item	Comment
43	IND	If NOBT > 0, for each slice beginning at the lower end of reactor the identifiers of boundary conditions for each outer boundary of the hexagonal plane are entered, i. e. IND = -1 Input of the identifiers IND = 0 The same identifiers as the previous slice are used
44	IBR(I)	If IND = -1, the identifiers for all outer boundaries of hexagons are entered. $1 \leq \text{IBR}(I) \leq \text{NOBT}$ , $1 \leq I \leq \text{NOBOU}$
The records have to be given for each axial layer starting from bottom. At the first layer INDC must be -1 followed by the record 44. If INDC = 0 for the next layers then record 44 is not read.		

Axial boundary conditions:

Record	Item	Comment
45	IREFU(I)	If NOBT > 1, the identifiers of boundary conditions at the lower end of reactor are given in the order of assemblies positions (assembly = fuel element).  [The positions I of the assemblies in the hexagonal plane are numbered in rows from left to right beginning from lowest row. The maximum number of I is NCAS (cf. record 10).] $1 \leq \text{IREFU}(I) \leq \text{NOBT}$ , $1 \leq I \leq \text{NCAS}$
46	IREFO(I)	Similar for the upper end of reactor

## Cross section library

If IWQS = 0, input of the macroscopic reference cross sections and coefficients of parametrization used the MAGRU-library for each set used in the nodes:

Record	Item	Comment
47	SR	Text string: MACROSCOPIC CROSS SECTIONS
48	CROSR(I)	Macroscopic reference cross sections in the order D1 (cm), $\Sigma_r$ (cm <sup>-1</sup> ), $\nu\Sigma_{f1}$ (cm <sup>-1</sup> ), $\epsilon\Sigma_{f1}$ (MWs 10 <sup>-13</sup> /cm), D2 (cm), $\Sigma_a$ (cm <sup>-1</sup> ), $\nu\Sigma_{f2}$ (cm <sup>-1</sup> ), $\epsilon\Sigma_{f2}$ (MWs 10 <sup>-13</sup> /cm), $\Sigma_s$ (cm <sup>-1</sup> ).
49	COEFTM(I)	Coefficients describing the direct dependence on the moderator temperature (in the same order as CROSR(I)) in 1/(K) <sup>1/2</sup> )
50	COEFR1(I)	Coefficients describing the linear dependence on the moderator density (in the same order as CROSR(I)) in 1/(kg/m <sup>3</sup> )
51	COEFR2(I)	Coefficients describing the quadratic dependence on the moderator density (in the same order as CROSR(I)) in 1/(kg/m <sup>3</sup> ) <sup>2</sup>
52	COEFTF(I)	Coefficients describing the dependence on the fuel temperature (in the same order as CROSR(I) in 1/(K) <sup>1/2</sup> )
53	COEFC1(I)	If IBOR > 0 then the coefficients describing the linear dependence on the boron concentration (in the same order as CROSR(I)) are read in 1/(gH <sub>3</sub> BO <sub>3</sub> /m <sup>3</sup> )
54	COEFC2(I)	If IBOR > 0 then the coefficients describing the quadratic dependence on the boron concentration (in the same order as CROSR(I)) are read in 1/(gH <sub>3</sub> BO <sub>3</sub> /m <sup>3</sup> )
55	TM0	Moderator reference temperature of the given set in °C
	RM0	Moderator reference density of the given set in (kg/m <sup>3</sup> )
	CB0	If IBOR > 0 then boron reference concentration of the given set in gH <sub>3</sub> BO <sub>3</sub> /kg H <sub>2</sub> O
The records 47 - 55 are read for I = 1, ..., NOMAS This input is not suitable for burnup calculations.		

If IWQS = 0 and (INDXE >0 or INDSM > 0) the constants of poison are given

Record	Item	Comment
56	STR	Text string: XENON CROSS SECTIONS
57	GAMI(I) GANXE(I) GAMPM(I) SIGXE(I) SIGSM(I)	Yield of iodine Yield of Xenon Yield of Promethium Cross sections of Xenon (in barn) Cross sections of Samarium (in barn)
The record 57 is read for I = 1,....., NOMAS		

Record	Item	Comment
58	DCDOPP	Correction coefficient for Doppler-feedback on the keff-value in $\frac{1}{\sqrt{K}}$
	DCRHO	Correction coefficient for moderator density effect on the keff-value in $m^3/kg$
	DCTMOD	Correction coefficient for explicite moderator temperature effect on the keff-value in $\sqrt{K}$
	DCCBOR	Correction coefficient for boron worth on the keff-value in $m^3/g$
<p>The correction of feedback coefficients depends on the parametrization of cross sections in the library. The implemented dependency on the thermo-hydraulic parameters is similar to the MAGRU-library, i. e. the multiplication cross sections are multiplied by</p> $v\Sigma_{fg} = v\Sigma_{fg} (1 + DCDOPP [\sqrt{T_F} - \sqrt{T_M}]) \left( 1 + DCRHO [\rho_M - \rho_{M0}] \right) \left( 1 + DCMOD \left[ \frac{1}{\sqrt{T_M}} - \frac{1}{\sqrt{T_{M0}}} \right] \right) \left( 1 + DCCBOR [c_B \rho_M - c_{B0} \rho_{M0}] \right)$ <p>with fuel temperature <math>T_F</math> in K, moderator temperature <math>T_M</math> in K, moderator density <math>\rho_M</math> in <math>(kg/m^3)</math>, boron concentration <math>c_B</math> in <math>(gH_3BO_3/kg H_2O)</math> and the reference val-</p>		

Record	Item	Comment
59	NHYCHA	Number of coolant channels for feedback calculation. $0 \leq \text{NHYCHA} \leq \text{NCAS}$ NHYCHA = 0 is equivalent to NHYCHA = NCAS
	NHOT	Number of hot rods
60	IHYCHA(I) I=1,NCAS	Number of coolant channels belonging to fuel element I (order of input analogous to IMAT(I), see Record 28) Input only if $0 < \text{NHYCHA} < \text{NCAS}$ . All numbers starting from 1 to NHYCHA have to occur.

### Relations to ATHLET Rods

Record	Item	Comment
61	PW	Pseudo keyword RODDEF ( ----RODDEF)
For each coolant channel from I =1 to NHYCHA one record .....is read		
62	NN	Number of different rods belonging to the core range
	CHA(I)	Name of ATHLET-Rod belonging to the core sector NN. If no rod is present (for example in reflector) CHA(I) is the name of a thermofluidobject
If NHOT>0 then the record 63 is read for each hot rod		
63	CHA(I)	Name of hot rod of ATHLET-model ( $I = \text{NHYCHA} + 1, \text{NHYCHA} + \text{NHOT}$ )
	HOTF(I)	Hot channel factor
	CHA(J)	Name of the reference rod $1 \leq J \leq \text{NHYCHA}$

### End of steady-state data

Record	Item	Comment
64	SEST	Text string: END OF DATA FOR STATIONARY CALCULATION

## A1.2 Data for Transient Calculation (KW TRANSIENT)

### General data for time step and iteration control

Record	Item	Comment
1	KW	Keyword TRANSIENT (K---- TRANSIENT)
2	SI	Text string: DATA FOR TRANSIENT CALCULATION
3	SC	Text string: TIME STEP CONTROL
4	TE	Dummy variable
	DTNK	Initial time step of neutron kinetics (in s)
	DTNKMI	minimal time step on neutron kinetics (in s)
	DTNKMA	maximal time step of neutron kinetics (in s)
	TCKIN	Dummy variable
5	EPSF	Iteration limit for maximum value of relative changes of fission source in successive iterations (recommended value 0.00001)
6	ITOUA	Maximal number of outer iterations
	ITOUMI	Maximal number of inner iterations
	ITSCH	Order of Chebyshev acceleration (recommended values $3 \leq \text{ITSCH} \leq 7$ )
7	EPDOMM	Criteria using the change of mean value $\Omega$ of exponential transformation for time step control (recommended value 0.025)
	EPDOMR	Criteria using the maximal differences of $\Omega$ - distribution for time step control (recommended value 0.025)
	EPOM	Criteria using the mean value $\Omega$ for time step control (recommended value 0.25)

Record	Item	Comment
8	ITOUHA	If the number of outer iterations ITOU > ITOUHA, the time step of neutron kinetics is halved (recommended value 120)
	ITOUDB	If the number of outer iterations ITOU < ITOUDB, doubling the step of neutron kinetics (recommended value 40)
9	TNKBEG	Start time for calculation with fixed thermohydraulic and neutronic step
	TNKEND	End time for calculation with fixed thermohydraulic and neutronic step
	NSTEP	NSTEP neutron kinetic steps in a ATHLET time step in the interval between TNKBEG and TNKEND

#### Data for controlling the rod movement

Record	Item	Comment
10	KW	Keyword CONTROD(K---- CONTROD)
11	NCONT	Number of considered control rod banks ( $1 \leq NCONT \leq NOBANK$ )
12	INUBK(IBK)	Number of considered control rod bank
	ARP(IBK)	Name of GCSM signal controlling the bank moving ( $1 \leq IBK \leq NCONT$ )
<p>This line has to be repeated NCONT times. The GCSM signal ARP is the distance of the lower end of the control rods from the core fuel bottom in cm. The initial position should agree with the steady state position in the dataset.</p>		

### Input of data for delayed neutrons

Record	Item	Comment
13	STR	Text string: DELAYED NEUTRONS
14	NODN	Number of groups for precursors of delayed neutrons
	NOBET	Number of different sets of beff values
15	RLAM(I)	Decay constants in s-1 of precursors (I=1,2,..,NODN)
16	BETAI(I)	beff values of fast fissions (I=1,2,..,NODN) of the first set
17	BETAI(NODN+I)	beff values of thermal fissions (I=1,2,..,NODN) of the first set
The records 15 to 17 are read for I = 1, ....., NOBET		

If NOBET > 1 then the identifiers of sets of delayed neutrons have to be read for each node

Record	Item	Comment
18	INDC	INDC = -1 The identifiers are given for the nodes in the lowest axial layer  INDC = 0 The identifiers are the same as in the previous layer (not possible for IZ > 1)
19	INBE(I)	The identifiers for one axial layer are given in the same order as the distribution of fuel assemblies IMAT (see records 27 of steady-state data)
The records 18 together with 19 are read for IZ = 1, ....., NZ		

The average constants of delayed neutrons together with neutron lifetime for reactivity calculation by inverse point kinetics are read:

Record	Item	Comment
20	RLIFE	Average neutron lifetime in the reactor in (1/s)
21	RLAMF(I)	Decay constants in s-1 of precursors (I=1,2,..,NODN)
22	BETAF(I)	effective beff values of delayed neutrons in the core (I=1,2,..,NODN)

### Input of neutron velocities

Record	Item	Comment
23	SV	Text string: NEUTRON VELOCITIES
24	NOVET	Number of different sets of neutron velocities
25	VEF(I)	Velocity of fast neutrons in cm/s
	VET(I)	Velocity of thermal neutrons in cm/s
The record 25 is read for $I = 1, \dots, NOVET$		

If  $NOVET > 1$  then the identifiers of sets of delayed neutrons have to be read for each node

Record	Item	Comment
26	INDC	INDC = -1 The identifiers are given for the nodes in the lowest axial layer
		INDC = 0 The identifiers are the same as in the previous layer (not possible for $IZ > 1$ )
27	INVE(I)	The identifiers for an axial layer are given in the same order as the distribution of fuel assemblies IMAT (see records 24 of steady-state data)
The records 26 together with 27 are read for $IZ = 1, \dots, NZ$		

### End of transient data

Record	Item	Comment
28	SV	Text string: FINE

## A2 Remarks to Separate Cross Section Libraries

Different options for input of cross section library given by IWQS (record 4 of steady state neutron kinetic data) are possible:

- IWQS = 0: The cross sections are inserted in the file exam\_kin.dat, then reference cross sections and parametrization coefficients are read in the described way. The same is valid for poison data also.
- IWQS = 1: The cross sections are read from file exam\_wqs.dat which is generated by PREPAR from the MAGRU-library. Poison data are not available for this type of library.
- IWQS = 2: The cross sections are read from file IN\_55.wqs.dat which is generated from the MAGRU-library using a new format.
- [ IWQS = 3: The cross sections are read from a special direct access file generated from a KASSETA-library. ]

If other libraries are coupled, then higher values of IWQS should be used in the code.

The file IN\_55.wqs.dat for the case IWQS=2 is identical with the library used in the stand-alone version of DYN3D/H1.1. The description is repeated in the following. The remarks made at the beginning of A1 are valid for this file, too, with the exception that more than 72 columns (max. 160) can be used for each record. The number of data sets to be contained in IN\_55.wqs.dat has to be equal to NOMAS which is defined in record 9. The material types used will be numbered by DYN3D from 1 to NOMAS in the order they are read from file IN\_55.wqs.dat. Data sets for fuel (burnable) form the first part of this file. They are followed by non-fuel data sets. The parameter NOBURN marks the distinction of the two parts of IN\_55.wqs.dat:

Record	Item	Comment
1	NOBURN	Number of the first non-fuel data set: 1 ... (NOBURN-1): fuel data sets NOBURN ... NOMAS: non-fuel data sets NOBURN has to be present in any case. If there are no non-fuel data sets: NOBURN = NOMAS + 1

Each data set contains reference values CROSR for nine types of cross sections (see below) at the reference values of fuel/moderator temperatures ( $T_{F,0}/T_{M,0}$ ) moderator density ( $\rho_{M,0}$ ) and boron concentration ( $c_{B,0}$ ). DYN3D calculates the actual cross sections CROS for the actual values of  $T_F$ ,  $T_M$ ,  $\rho_M$  and  $c_B$  by the formula

$$\begin{aligned}
\text{CROS} = & \text{CROSR} \cdot (1 + \text{COEFTF}(\sqrt{T_F} - \sqrt{T_M})) \cdot \\
& (1 + \text{COEFR1}(\rho_M - \rho_{M,0}) + \text{COEFR2}(\rho_M - \rho_{M,0})^2) \\
& (1 + \text{COEFC1}(c_B \rho_M - c_{B,0} \rho_{M,0}) + \text{COEFC2}(c_B \rho_M - c_{B,0} \rho_{M,0})^2) \\
& \left(1 + \text{COEFTM}\left(\frac{1}{\sqrt{T_M}} - \frac{1}{\sqrt{T_{M,0}}}\right)\right)
\end{aligned}
\tag{A.1}$$

Each non-fuel data set in IN\_55.wqs.dat has the following structure:

Rec	Item	Comment
2	NAME	Name of the data set (max. 9 characters)
3	TM0	Moderator reference temperature of the given set in K
	TF0	Fuel reference temperature in degree K
	CB0	Boron reference concentration in gH <sub>3</sub> BO <sub>3</sub> /kg H <sub>2</sub> O
	RM0	Moderator reference density in (g/cm <sup>3</sup> )
4	CROSR(I) (I=1...9)	Macroscopic reference cross sections in the order D, D2 (cm), Σ <sub>r</sub> , Σ <sub>a</sub> , νΣ <sub>f1</sub> , νΣ <sub>f2</sub> (cm <sup>-1</sup> ), εΣ <sub>f1</sub> , εΣ <sub>f2</sub> (MWs 10 <sup>-13</sup> /cm), Σ <sub>s</sub> (cm <sup>-1</sup> )
5	COEFTF(I)	Coefficients describing the dependence on the fuel temperature (in the same order as CROSR(I)) in 1/(K) <sup>1/2</sup>
6	COEFR1(I)	Coefficients describing the linear dependence on the moderator density (in the same order as CROSR(I)) in 1/(g/cm <sup>3</sup> )
7	COEFR2(I)	Coefficients describing the quadratic dependence on the moderator density (in the same order as CROSR(I)) in 1/(g/cm <sup>3</sup> ) <sup>2</sup>
8	COEFC1(I)	Coefficients describing the linear dependence on the boron concentration (in the same order as CROSR(I)) in 1/((gH <sub>3</sub> BO <sub>3</sub> /kg H <sub>2</sub> O)(g/cm <sup>3</sup> ))
9	COEFC2(I)	Coefficients describing the quadratic dependence on the boron concentration (in the same order as CROSR(I)) in 1/((gH <sub>3</sub> BO <sub>3</sub> /kg H <sub>2</sub> O)(g/cm <sup>3</sup> ) <sup>2</sup>
10	COEFTM(I)	Coefficients describing the direct dependence on the moderator temperature (in the same order as CROSR(I)) in 1/(K) <sup>1/2</sup>

(NOMAS-NOBURN+1) non-fuel data sets have to be given.

In the case of fuel data sets, reference cross sections as well as coefficients depend on burnup. The six coefficients above are described by the following dependence on burnup B:

$$\text{COEF} = C_0 + C_1 \cdot B + C_2 \cdot B^2 \quad (\text{A.2})$$

Thus instead of the six coefficients in the above table, the corresponding parameters  $C_0$ ,  $C_1$  and  $C_2$  are given for each coefficient in the table below.

A fuel data set therefore has the following content:

Record	Item	Comment
2	NAME	Name of the data set (max. 9 characters)
3	NOA	Number of burnup states for which reference cross sections are given
4	TM0 TF0 CB0 RM0	Moderator reference temperature of the given set in degree Kelvin Fuel reference temperature in degree Kelvin Boron reference concentration in gH <sub>3</sub> BO <sub>3</sub> /kg H <sub>2</sub> O Moderator reference density in (g/cm <sup>3</sup> )
5	BRNREF CROSR(I) (I=1...9)	Burnup value for the first reference state. Macroscopic reference cross sections for the burnup BRNREF in the order: D1 (cm), D2 (cm), $\Sigma_r$ (cm <sup>-1</sup> ), $\Sigma_a$ (cm <sup>-1</sup> ), $v\Sigma_{f1}$ (cm <sup>-1</sup> ), $v\Sigma_{f2}$ (cm <sup>-1</sup> ), $\epsilon\Sigma_{f1}$ (MWs 10 <sup>-13</sup> /cm), $\epsilon\Sigma_{f2}$ (MWs 10 <sup>-13</sup> /cm), $\Sigma_s$ (cm <sup>-1</sup> )
Records 5 have to be repeated for the remaining (NOA-1) burnup reference states. Values CROSR for any actual burnup B will be calculated in DYN3D by interpolation.		

Record	Item	Comment
6	GMIX	Fission yield of iodine&xenon for the first burnup state
	GMPM	Fission yield of promethium for the first burnup state
	CRSXE	Microscopic cross section for the absorption of thermal neutrons by xenon in the first burnup state (in barns)
	CRSSM	Microscopic cross section for the absorption of thermal neutrons by samarium in the first burnup state (in barns)
Records 6 have to be repeated for the remaining (NOA-1) burnup reference states in the same order as records 5		
7	C0TF(I)	Parameters C0 to be used in formula (A.2) for the calculation of the coefficients COEFTF(I) in (A.1) (in the same order as CROSR(I))
8	C1TF(I)	Parameters C1 to be used in formula (A.2) for the calculation of the coefficients COEFTF(I) in (A.1) (in the same order as CROSR(I))
9	C2TF(I)	Parameters C2 to be used in formula (A.2) for the calculation of the coefficients COEFTF(I) in (A.1) (in the same order as CROSR(I))
Records 7-9 have to be present also for the other coefficients in the following order: COEFR1, COEFR2, COEFC1, COEFC2, COEFTM		

(NOBURN-1) fuel data sets have to be given.

! Note that all fuel data sets have to be provided before the non-fuel sets.

### A3 Burnup Distribution

The file IN\_65.brn.dat contains the burnup distribution in the following order:

Record	Item	Comment
1	SH	String 'BURNUP' beginning at the first column
2	IJSYM	Symmetry sector angle in degrees. IJSYM must be equal to ISYM in exam_kin.dat.
3	BRN(IZ)	Burnup distribution is given for each axial layer in MWd/kgU. (IZ = 1,...,NZ)
The record 3 is read for each fuel assembly in the internal order		

The input file IN\_65.brn.dat can be produced by a burnup calculation with the help of the stand alone version of DYN3D.

### A4 Fission Product Poison Distributions

If a fission poison distribution is calculated by DYN3D, then the distribution is written on the files for the core geometry used in the calculation. The distribution can be used for a new DYN3D calculation with the same core geometry.

The fission poison distributions are in files exam\_xen.dat (xenon and iodine) and IN\_67.sam.dat (samarium and promethium).

The file IN\_66.xen.dat contains the xenon and iodine concentrations in the following order:

Record	Item	Comment
1	SH	Arbitrary string, for example xenon=
2	CONCXE(IZ)	Xenon distribution is given for each axial layer in $10^{17}$ N/cm <sup>3</sup> . (IZ = 1,...,NZ)
The record 2 is read for each fuel assembly in the internal order		
3	SH	Arbitrary string, for example iodine=
4	CONCIO(IZ)	Iodine distribution is given for each axial layer in $10^{17}$ N/cm <sup>3</sup> . (IZ = 1,...,NZ)
The record 4 is read for each fuel assembly in the internal order		

The file IN\_67.sam.dat contains the samarium and promethium concentration in the following order:

Record	Item	Comment
1	SH	Arbitrary string, for example samarium=
2	CONCSM(IZ)	Samarium distribution is given for each axial layer in $10^{17}$ N/cm <sup>3</sup> . (IZ = 1,...,NZ)
The record 2 is read for each fuel assembly in the internal order		
3	SH	Arbitrary string, for example promethium=
4	CONCPM(IZ)	Promethium distribution is given for each axial layer in $10^{17}$ N/cm <sup>3</sup> . (IZ = 1,...,NZ)
The record 4 is read for each fuel assembly in the internal order		

The internal order of fuel assemblies is the numbering of assemblies in the map in each horizontal row from left to right beginning at the lowest row and ending at the top row.

## ANHANG B

### Eingabedaten für die externe Kopplung DYN3D/ATHLET

#### EXTERNAL COUPLING WITH DYN3D (IOPT = -20)

This library option allows the coupling with the 3D core model DYN3D.

#### 20.1 GCSM DATA

Following controller input data are needed to define the interface to the library model „DYN3D“:  
(The parameter ICB in the header line of the corresponding GCSM-Block must be set = 1.)

-----  
INPUT:

Signal identification card

YNAME	CONTYP	X1NAME	X2NAME	X3NAME	X4NAME
IOPT	GAIN	A1	A2	A3	A4
Y0	EPSCON	IPEXO	(optional)		

-----

Explanation:

YNAME : Name of output signal Y of current controller.  
This signal gives the calculated by DYN3D core outlet enthalpy.

CONTYP : Must be Library

X1NAME : not used

X2NAME : not used

X3NAME : not used

X4NAME : not used

IOPT : Type of GCSM library (= -20)

GAIN : Multiplication factor (must be 1.D0)

A1, A2, A3, A4 : not used

Y0 : Initial output value (Default = 0.D0)

EPSCON : not used

IPEXO : not used

## DYN3D INPUT DATA (CW DYN3D)

-----  
INPUT:

TAU                    NLOOP  
-----

Explanation:

TAU                    : Time constant for low pass filter  
                          - recommended value : 2.0  
NLOOP                  : Number of primary circuit loops  
-----

INPUT:

PRESIN                PRESOUT  
-----

Explanation:

PRESIN                : Name of GCSM signal controlling the pressure at the core bottom  
PRESOUT               : Name of GCSM signal controlling the pressure at the the core top  
-----

INPUT:

ENTHIN                BORIN                MASSFL  
-----

Explanation:

ENTHIN                : Name of GCSM signal controlling the enthalpy in the corresponding loop  
BORIN                 : Name of GCSM signal controlling the boron acid concentration in the corresponding loop  
MASSFL                : Name of GCSM signal controlling the mass flow rate in the corresponding loop  
-----

This line has to be repeated NLOOP times.

## Bypass Data (KW BYPASS)

-----  
INPUT:

ENTHLP5               ENTHBP               MASSFLBP  
-----

Explanation:

ENTHLP5               : Name of GCSM signal controlling the enthalpy in the lower plenum  
ENTHBP                : Name of GCSM signal controlling the enthalpy in the TFO, modelling the bypass  
-----

MASSBP : Name of GCSM signal controlling the mass flow rate in the TFO, modelling the bypass

Only to be input if the bypass is modelled within the ATHLET-Input Dataset. In the case of modelling the bypass within the DYN3D-Input Dataset 'DEFAULT' has to be written.

### Control Rod Data (KW CONTROD)

-----  
INPUT:

NCONT  
-----

Explanation:

NCONT : Number of DYN3D control rod banks considered in ATHLET

The number must be less or equal the maximum number of defined Control Rod Banks within DYN3D-Input Dataset.

-----  
INPUT:

INUMBK          ARP  
-----

Explanation:

INUMBK : DYN3D-Number of considered control rod bank  
ARP : Name of GCSM signal controlling the bank moving

This line has to be repeated NCONT times. The GCSM signal ARP is the distance of lower Control Rod Bank end from core fuel bottom in cm. The initial position should agree with the steady state position in the DYN3D-Input Dataset.

### DYN3D Channel Data (KW CHANNEL)

-----  
INPUT:

NSRED  
-----

Explanation:

NSRED : Number of DYN3D coolant channels which results are transferred into the ATHLET output files

NSRED = -1 : All DYN3D-Channels are transferred.

---

INPUT:

NSREDF

---

Explanation:

NSREDF : DYN3D number of coolant channel to be transferred into the ATHLET output files

### **ADDITIONAL DATA FOR EXTERNAL COUPLING WITH DYN3D (IOPT = -21 - -24)**

This library options allow the transfer of additional data from the 3D core model DYN3D to ATHLET.

#### **21.1 GCSM DATA**

Following controller input data are needed to define the interface to the library model „DYN3D“:  
(This library option should be used always after the option -20 !)

---

INPUT:

Signal identification card

YNAME	CONTYP	X1NAME	X2NAME	X3NAME	X4NAME
IOPT	GAIN	A1	A2	A3	A4
Y0	EPSCON	IPEXO	(optional)		

---

Explanation:

YNAME : Name of output signal Y of current controller.  
This signal gives the calculated by DYN3D averaged core outlet mass flow rate.

CONTYP : Must be Library

X1NAME : not used

X2NAME : not used

X3NAME : not used

X4NAME : not used

IOPT : Type of GCSM library (= -21)

GAIN : Multiplication factor (must be 1.D0)

A1, A2, A3, A4 : not used

Y0 : Initial output value (Default = 0.D0)

EPSCON : not used

IPEXO : not used

## 22.1 GCSM DATA

Following controller input data are needed to define the interface to the library model „DYN3D“:  
(This library option should be used always after the option -20 !)

---

### INPUT:

Signal identification card

YNAME	CONTYP	X1NAME	X2NAME	X3NAME	X4NAME
IOPT	GAIN	A1	A2	A3	A4
Y0	EPSCON	IPEXO	(optional)		

---

### Explanation:

YNAME : Name of output signal Y of current controller.  
This signal gives the calculated by DYN3D averaged core inlet mass flow rate.

CONTYP : Must be Library

X1NAME : not used

X2NAME : not used

X3NAME : not used

X4NAME : not used

IOPT : Type of GCSM library (= -22)

GAIN : Multiplication factor (must be 1.D0)

A1, A2, A3, A4 : not used

Y0 : Initial output value (Default = 0.D0)

EPSCON : not used

IPEXO : not used

### 23.1 GCSM DATA

Following controller input data are needed to define the interface to the library model „DYN3D“:  
(This library option should be used always after the option -20 !)

-----  
INPUT:

Signal identification card

YNAME	CONTYP	X1NAME	X2NAME	X3NAME	X4NAME
IOPT	GAIN	A1	A2	A3	A4
Y0	EPSCON	IPEXO	(optional)		

-----

Explanation:

YNAME : Name of output signal Y of current controller.  
This signal gives the calculated by DYN3D nuclear power.

CONTYP : Must be Library

X1NAME : not used

X2NAME : not used

X3NAME : not used

X4NAME : not used

IOPT : Type of GCSM library (= -23)

GAIN : Multiplication factor (must be 1.D0)

A1, A2, A3, A4 : not used

Y0 : Initial output value (Default = 0.D0)

EPSCON : not used

IPEXO : not used

### 24.1 GCSM DATA

Following controller input data are needed to define the interface to the library model „DYN3D“:  
(This library option should be used always after the option -20 !)

-----  
INPUT:

Signal identification card

YNAME	CONTYP	X1NAME	X2NAME	X3NAME	X4NAME
IOPT	GAIN	A1	A2	A3	A4
Y0	EPSCON	IPEXO	(optional)		

-----

Explanation:

YNAME : Name of output signal Y of current controller.  
This signal gives the calculated by DYN3D averaged core outlet boron acid concentration (in ppm).

CONTYP : Must be Library

X1NAME : not used

X2NAME : not used

X3NAME : not used

X4NAME : not used

IOPT : Type of GCSM library (= -24)

GAIN : Multiplication factor (must be 1.D0)

A1, A2, A3, A4 : not used

Y0 : Initial output value (Default = 0.D0)

EPSCON : not used

IPEXO : not used