

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM  
KARLSRUHE**

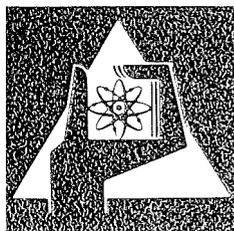
Juni 1976

KFK 2310

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik  
Institut für Reaktorentwicklung  
Projekt Schneller Brüter

**Analyse schwerer hypothetischer Störfälle für den  
SNR-300 Mark 1A Reaktorkern**

R. Fröhlich, P. Royl, P. Schmuck  
(Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe)  
R. Düsing, M. Senglaub  
(Interatom G.m.b.H., Bensberg/Köln)



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

**KARLSRUHE**

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.  
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 2310

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik  
Institut für Reaktorentwicklung  
Projekt Schneller Brüter

ANALYSE SCHWERER HYPOTHETISCHER STÖRFÄLLE  
FÜR DEN SNR-300 MARK 1A REAKTORKERN

---

R.Fröhlich, P.Royl, P.Schmuck  
(Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe)

R.Düsing<sup>+</sup>, M.Senglaub<sup>+</sup>  
(Interatom G.m.b.H., Bensberg/Köln)

Gesellschaft für Kernforschung mbH, Karlsruhe

<sup>+</sup>Delegiert zum Kernforschungszentrum Karlsruhe während  
der Durchführung und Dokumentation der hier dargestellten  
Störfallanalysen



## Zusammenfassung

Zwei Arten hypothetischer Störfälle wurden für die frischen und abgebrannten SNR-300 MARK 1A Kerne analysiert:

1. Kühlmitteldurchsatzstörfälle verursacht durch den Ausfall (Abfahren) aller primären Pumpen bei gleichzeitigem Versagen der beiden unabhängigen Abschalt Systeme.
2. Leistungsstörfälle verursacht durch einlaufende Reaktivitätsrampen bei gleichzeitigem Versagen der beiden unabhängigen Abschalt Systeme.

Die Analysen wurden mit dem CAPRI-2/KADIS Rechenprogrammssystem, das im Kernforschungszentrum Karlsruhe entwickelt wurde, durchgeführt. Für die verschiedenen physikalischen Phänomene wurden dabei detaillierte Modelle verwendet, jedoch wurde immer dann eine pessimistische Modellierung vorgezogen, wenn keine ausreichende experimentelle Verifikation der Phänomene verfügbar war. Zum Beispiel wurden Brennstoff-Ausschwemmeffekte und Brennstoff-Dispersionseffekte durch Spalt-Gase oder Stahl-Dampf nicht berücksichtigt.

Umfangreiche Parameterstudien wurden für beide Störfallarten am frischen Kern mit dem Ziel durchgeführt, die wichtigsten und einflußreichsten Parameter kennenzulernen. Darüber hinaus erlaubten diese Studien eine konservative Auswahl der Parameter innerhalb eines vernünftigen Parameterbandes. Schließlich gaben diese Parameterstudien darüber Aufschluß, unter welchen Umständen der Störfall zu einem energetischen Disassembly-Vorgang, einem frühzeitigen Abschalten mit Kühlungsmöglichkeit an Ort und Stelle oder einer Transition Phase mit ausgedehnter Materialbewegung führt.

Die thermische Energie im geschmolzenen Brennstoff am Ende der nuklearen Exkursion ist eine wichtige Größe für die Heftigkeit eines Störfalles. Für den Kühlmitteldurchsatzstörfall ergab sich für die Referenzfälle des frischen bzw. abgebrannten Kernes eine Energie von 3239 MWs bzw. 3605 MWs. Die entsprechenden Energien für den Referenz-Leistungsstörfall, verursacht durch eine 15  $\phi$ /sec Einleitungs-Reaktivitätsrampe, waren 1182 MWs bzw. 2940 MWs.

Neben der thermischen Energiefreisetzung gibt die Analyse außerordentlich viel mehr Information, zum Beispiel über den Zustand des Reaktorkernes am Ende der nuklearen Exkursion. Was jedoch noch wichtiger ist, die rechnerische Analyse erzeugt automatisch die wesentlichen Eingabedaten für die Rechenprogramme, mit denen das mechanische Verhalten des Reaktortankes und seiner Einbauten ermittelt werden kann.

### Summary

Two types of hypothetical accidents have been analysed for the fresh and irradiated SNR-300 MARK 1A Cores:

1. Loss of flow accidents caused by a coast down of all primary pumps and simultaneous failure of both independent shutdown systems.
2. Transient overpower accidents caused by a reactivity input ramp and simultaneous failure of both independent shutdown systems.

The analysis was done by using the CAPRI-2/KADIS computer-program-system which was developed at the Nuclear Research Center Karlsruhe. The analysis employed detailed models for the various physical phenomena involved, but pessimistic modeling was used in case certain phenomena had not been sufficiently verified by experiments. For example, fuel sweepout effects and fuel dispersal effects by fission gas and/or steel vapor were neglected.

Detailed parametric variations were performed for both accident types in case of the fresh core to determine the most important and influential parameters. These parameter studies were also used to allow a conservative parameter choice for the reference cases within a reasonable parameter band. In addition the parametric variations gave some insight under which circumstances the accident would lead into energetic disassembly, early shutdown with in-place cooling possibility, or a transition phase with extended fuel motion.

The thermal energy in the molten fuel at the end of the nuclear excursion is one important quantity for the severity of the accident. In case of the loss of flow accidents these energies were 3239 MWs and 3605 MWs for the reference cases of the fresh and irradiated cores, respectively. The corresponding energies for the reference transient overpower accidents caused by a 15  $\beta$ /sec reactivity input ramp were 1182 MWs and 2940 MWs for the fresh and irradiated cores respectively.

Besides the thermal energy release the analysis provides much more information, for example, about the core conditions at the end of the nuclear excursion. More important the analysis automatically gives the input data for the computer programs which analyse the mechanical response of the reactor tank and the tank internal mechanical structures.

INHALTSVERZEICHNIS  
=====

I

	Seite
Verzeichnis der Tabellen	VI - VIII
Verzeichnis der Abbildungen	IX - XVIII
Einleitung	1
1. Rechenmodelle für die Störfall- simulationen	7
1.1 Kurze Beschreibung der CAPRI-2/KADIS Programmsysteme und Vergleich mit anderen Störfallsimulationssystemen	7
1.2 Modellmäßige Darstellung des MARK 1A Cores für die Störfallsimulationen	19
2. Simulation des Kühlmitteldurchsatz- störfalls	22
2.1 Konservative Festlegung wichtiger Modellparameter	22
2.2 Diskussion des Basisfalls	27
2.2.1 Die Einleitungsphase bei Siedebeginn	30
2.2.2 Beschreibung des Siedevorganges und seiner Rückwirkungen	30
2.2.3 Einfluß von Materialverschiebungen in der Einleitungsphase	37
2.2.4 Der Störfallverlauf in der Abschalt- phase	40
2.3 Parameterstudien zum Kühlmitteldurch- satzstörfall	48
2.3.1 Einfluß der Kühlmittel-Überhitzung bei Siedebeginn	48
2.3.2 Einfluß der Restfilmdicke beim Hüllrohr- austrocknen	57
2.3.3 Variation der Reaktivitätskoeffizienten	66
2.3.4 Variation von Parametern des Disassem- blymodelles	73
2.3.4.1 Variation der spezifischen Wärme des Brennstoffs	75
2.3.4.2 Einfluß der radialen Bewegungsunter- drückung	78
2.3.4.3 Einfluß der Brennstoffdampfdruckkurve auf die Disassemblyphase	83
2.3.4.4 Implosives Potential der Disassembly- vorgänge bei den Kühlmitteldurchsatz- störfällen	87

		Seite
2.3.5	Einfluß der axialen Expansionsrückwirkung	91
2.4	Zusammenfassung der Ergebnisse der Simulationen für den Kühlmitteldurchsatzstörfall im frischen Core	100
3.	Simulation des Leistungsstörfalls	108
3.1	Konservative Festlegung wichtiger Modellparameter	109
3.2	Verlauf des 15 $\phi$ /sec Rampenstörfalls	113
3.2.1	Die Einleitungsphase bis zum Brennstabversagen	114
3.2.2	Die Brennstoff-Natrium-Reaktion	119
3.2.3	Der weitere Störfallablauf nach dem Brennstabversagen	123
3.2.4	Der Störfallverlauf in der Abschaltphase	126
3.3	Der Einfluß von wichtigen Parametern auf den Verlauf des Leistungsstörfalles	139
3.3.1	Einfluß der Rampensteilheit	140
3.3.2	Einfluß der Schmelzfraktion am Versagenspunkt	154
3.3.3	Variation der Doppler- und Voidkoeffizienten	159
3.3.4	Untersuchung des Einflusses von Parametervariationen in der Disassemblyphase	164
3.3.4.1	Variation von BNR - Parametern	164
3.3.4.2	Einfluß der radialen Bewegungsunterdrückung	173
3.3.4.3	Implosives Potential der BNR-Drücke bei den Leistungsstörfällen	175
3.4	Zusammenfassung der Ergebnisse für den Leistungsstörfall im frischen Core	178
4.	Störfallsimulationen für das abgebrannte Core	181
4.1	Kühlmitteldurchsatzstörfall	183
4.2	Leistungsstörfall	193
4.3	Zusammenfassung der Ergebnisse	200

		Seite
5.	Zusammenfassung der Ergebnisse und Schlußbemerkungen	202
5.1	Basisfälle	203
5.2	Bewertungen	205
5.2.1	Kühlmitteldurchsatzstörfall für den frischen Reaktorkern	206
5.2.2	Leistungsstörfall für den frischen Reaktorkern	207
5.2.3	Kühlmitteldurchsatzstörfall für den abgebrannten Reaktorkern	209
5.2.4	Leistungsstörfall für den abgebrannten Reaktorkern	211
5.3	Einordnung in ein Gesamtbild des Stör- fallablaufes	213
6.	Literaturangaben	215
7.	Anhang	225
7.1	Eingabedaten für CAPRI-2/KADIS Rechnungen	225
7.1.1	Geometrische Eingabedaten	226
7.1.2	Thermohydraulikdaten	238
7.1.3	Neutronenphysikalische Daten	238
7.2	Druckverlustbeziehungen	278
7.3	Verwendete Wärmeübergangskoeffizienten	280
7.3.1	Brennstoff - Hülle	280
7.3.2	Struktur- (Hülle) Natrium	280
7.4	Verwendete Stoff Funktionen	281
7.4.1	Stoffdaten des Uran-Plutonium Mischoxides	281
7.4.1.1	Schmelztemperatur des Mischoxids /A7/	281
7.4.1.2	Dichte des Uran-Plutoniummischoxids /A7/	282
7.4.1.3	Wärmeleitfähigkeit des Mischoxids /A9/	283
7.4.1.4	Spez. Wärme des Mischoxids /A10/	284
7.4.1.5	Schmelzwärme des Mischoxids /A7/	284
7.4.1.6	Brennstoffdampfdruck	284
7.4.1.7	Brennstoffdaten des BNR-Modells	284

	Seite	
7.4.2	Stoff Funktionen für Stahl /A12/	285
7.4.2.1	Schmelztemperatur des Stahls /A12/	285
7.4.2.2	Stahldichte /A12/	285
7.4.2.3	Wärmeleitfähigkeit des Stahls /A12/	285
7.4.2.4	Spezifische Wärme des Stahls /A12/	286
7.4.3	Stoffwerte des Natriums /A13/	286
7.4.3.1	Natriumdichte /A13/	286
7.4.3.2	Die Wärmeleitfähigkeit des Natriums /A13/	287
7.4.3.3	Spezifische Wärme des Natriums /A13/	287
7.4.3.4	Verdampfungsenthalpie des Natriums	288
7.4.3.5	Natriumdampfdruck /A13/	289
7.4.3.6	Siedepunkt des Natriums /A13/	290
7.4.3.7	Viskosität des Natriums /A13/	290
7.4.3.8	Na-Stoffwertfunktionen des BNR-Modells /A17, A18/	290
7.5	Formeln zur Berechnung der Reaktivitätsrückwirkungen	292
7.5.1	Rückwirkungseffekte in der Einleitungsphase	292
7.5.1.1	Reaktivitätsrückwirkungen durch den Dopplereffekt	293
7.5.1.2	Reaktivitätsrückwirkungen durch Änderung der Natriumdichte	295
7.5.1.3	Rückwirkungen durch axiale Brennstabexpansion	295
7.5.1.4	Rückwirkungen durch Brennstoff- und Hüllrohr Slumping	297
7.5.1.5	Bowing Rückwirkungen	298
7.5.2	Rückwirkungseffekte in der Disassemblyphase	299
7.5.2.1	Reaktivitätsrückwirkungen durch Dopplereffekt	299
7.5.2.2	Rückwirkungen durch Kernmaterialbewegung	300
7.6	Modellmäßige Beschreibung der Brennstoff-Natrium-Reaktion in der Abschaltphase	300
7.7	Definition der effektiven ("energiegemittelten") Temperaturen und Berechnung der Energie des geschmolzenen Brennstoffs	306

7.8	Diskussion der Gültigkeit von Punkt- kinetik und Störungstheorie erster Ordnung für die durchgeführten Stör- fallanalysen	310
7.9	Unterschiede zu früher durchgeführten Störfallanalysen; Vergleich der Ergeb- nisse für die Mark 1 und Mark 1A Reak- torkerne des SNR-300	311
7.10	Literatur zum Anhang	314
	Danksagungen	318

Verzeichnis der Tabellen

		Seite
Tab. 2.1-1	Wichtige Parameter des Basis-Kühlmitteldurchsatzstörfalles	23
2.2-1	Wichtige Ergebnisse der Einleitungsphase des Basis-Kühlmitteldurchsatzstörfalles LO	28
2.3.1-1	Einfluß der Überhitzung bei Siedebeginn auf den Ablauf des Kühlmitteldurchsatzstörfalles	50
2.3.2-1	Einfluß der Restfilmdicke beim Hüllrohr austrocknen auf den Verlauf des Kühlmitteldurchsatzstörfalles	60
2.3.3-1	Einfluß der Doppler- und Voidkoeffizienten auf den Verlauf des Kühlmitteldurchsatzstörfalles im M1A Core	67
2.3.4-1	Übersicht über die variierten Parameter des Disassemblymodells und wichtige Ergebnisse dieser Parametervariationen	74
2.3.5-1	Einfluß der axialen Expansionsrückwirkung auf den Verlauf des Kühlmitteldurchsatzstörfalles	93
2.4-1	Szenario des Kühlmitteldurchsatzstörfalles im frischen MARK 1A Core des SNR 300 (Basisfall)	101
2.4-2	Übersicht über die untersuchten Parameterfälle beim Kühlmitteldurchsatzstörfall im frischen Mark 1A-Kern des SNR 300	103
3.1-1	Wichtige Parameter des 15 $\phi$ /sec-Basis-Rampenstörfalles	110
3.2-1	Wichtige Ergebnisse der Einleitungsrechnung für den 15 $\phi$ /sec Rampenstörfall (Fall R1)	115
3.3.1-1	Einfluß der Einleitungsrampe auf den Verlauf des Rampenstörfalles im M1A Core des SNR 300	141
3.3.2-1	Einfluß der Schmelzfraktion am Versagenspunkt auf den Störfallablauf	156
3.3.3-1	Variation der Doppler- und Voidkoeffizienten	160
3.3.4-1	Einflüsse von Parametervariationen in der Disassemblyphase beim Basis-Rampenstörfall R1	166

		Seite
Tab. 3.4-1	Übersicht über die untersuchten Parameterfälle bei Leistungsstörfällen im frischen MARK 1A Kern des SNR 300	179
4.1	Vergleich einiger Kenngrößen des frischen und abgebrannten MARK 1A-Cores	182
4.1-1	Vergleich des Kühlmitteldurchsatzstörfalls im frischen und abgebrannten M1A-Core	185
4.2-1	Vergleich des 15 $\phi$ /sec Rampenstörfalls im frischen und abgebrannten (EOL) Core	195
5.1	Zusammenfassung einiger Ergebnisse am Ende der Disassembly-Phase für die Basisfälle des frischen und abgebrannten SNR 300 Mark 1A Kernes	204
7.1-1	Wichtige Geometriedaten für die Brut- und Treiberelemente des SNR-300 M1A Cores aus /A1/	228
7.1-2	Berechnete Geometrieingabegrößen und resultierende Querschnitte und hydraulische Durchmesser für die charakteristischen Kühlkanäle der Brenn- und Brutelemente	231
7.1-3	Aufteilung der Elemente auf Elementring im 1. Zyklus des SNR M1A Cores und äquivalente Ringradien	236
7.1-4	Aufteilung der Elemente auf Elementringe im 3. Zyklus (EOL) des SNR M1A Cores und äquivalente Ringradien	237
7.1-5	Wichtige thermohydraulische Eingabeparameter für die CAPRI-2-Störfallsimulationen im frischen und abgebrannten M1A Core des SNR-300	240
7.1-6	Vergleich der stationären CAPRI-2-Thermohydraulikanalyse mit entsprechenden Interatom-Ergebnissen aus /A4/	241
7.1-7	Kühlmittelreaktivität VOIREA für den frischen Kern $\frac{\Delta K}{K} \times 10^{-4}$	242
7.1-8	Materialwert des Hüllrohres WORTHC für den frischen Kern $\frac{\Delta K}{K}$	243
7.1-9	Materialwert des Brennstoffs AVGMAT für den frischen Kern $\frac{\Delta K}{K} \times 10^{-3}$	244
7.1-10	Kinetische Parameter und Kanal-Doppler Konstanten für den frischen Kern	245
7.1-11	Relativer Anteil (%) eines Segments an den Dopplerkonstanten des Kanals für den frischen nassen Kern WDOP	246

		Seite
Tab. 7.1-12	Relativer Anteil (%) eines Segments an der Dopplerkonstanten des Kanals für den frischen gevoideten Kern WDOP3	247
7.1-13	Bowing Reaktivitätswerte und Reaktivitätsänderungen durch axiale Verlängerung für den frischen Kern	248
7.1-14	Normierte Leistungsdichteverteilung (homogenisiert) des frischen Kerns für KADIS-Rechnungen	249
7.1-15	Radiale Gradienten $\partial W/\partial R$ der totalen Materialwertkurven für den frischen Mark 1A Kern $[\Delta K/K/cm^4]$	250
7.1-16	Aximale Gradienten $\partial W/\partial Z$ der totalen Materialwertkurven für den frischen Mark 1A Kern	251
7.1-17	Kühlmittelreaktivität VOIREA für den abgebrannten Kern $[\Delta K/K] \times 10^{-4}$	252
7.1-18	Materialwert des Hüllrohres WORTHC für den abgebrannten Kern $[\Delta K/K]$	253
7.1-19	Materialwert des Brennstoffs AVGMAT für den abgebrannten Kern $[\Delta K/K] \times 10^{-3}$	254
7.1-20	Kinetische Parameter und Kanal-Doppler Konstanten für den abgebrannten Kern	255
7.1-21	Relativer Anteil (%) eines Segments an der Dopplerkonstanten des Kanals für den abgebrannten nassen Kern WDOP	256
7.1-22	Relativer Anteil (%) eines Segments an der Dopplerkonstanten des Kanals für den abgebrannten gevoideten Kern WDOP3	257
7.1-23	Bowing Reaktivitätswerte und Reaktivitätsänderungen durch axiale Verlängerung für den abgebrannten Kern	258
7.1-24	Normierte Leistungsdichteverteilung (homogenisiert) des abgebrannten Kerns für KADIS-Rechnungen	259
7.1-25	Radiale Gradienten $\partial W/\partial R$ der totalen Materialwertkurven für den abgebrannten Mark 1A Kern	260
7.1-26	Aximale Gradienten $\partial W/\partial Z$ der totalen Materialwertkurven für den abgebrannten Mark 1A Kern	261
7.9-1	Vergleich der Ergebnisse von Störfallanalysen am Ende der Disassembly-Phase für die frischen SNR-300 Mark 1 und Mark 1A Kerne	313

Verzeichnis der Abbildungen

	Seite
Abb. 1-1	2
Schema der möglichen Abläufe hypo- thetischer Störfälle in schnellen natriumgekühlten Reaktoren nach /1/	
1.1-1	8
Programmstruktur von CAPRI 2	
1.1-2	11
Struktur des KADIS Systems	
1.2-1	21
Diskretisierung des MARK 1A Cores für die CAPRI-2 Störfallsimulationen	
2.2-1	29
Zeitlicher Druckabfall im Core und Massendurchsatz im zentralen Bündel bezogen auf stationären Zustand (Kühl- mitteldurchsatzstörfall M1A Core SNR 300)	
2.2-2	31
Temperaturprofil im maximal beheizten Segment zu verschiedenen Zeitpunkten nach Beginn des Kühlmitteldurchsatz- störfalls LO (SNR 300 M1A Core)	
2.2-3	32
Voidvorgang im zentralen Element beim Kühlmitteldurchsatzstörfall LO (SNR 300 M1A Core)	
2.2-4	34
Siedeverhalten des Kanals 2 und seine reaktivitätsmäßigen Rückwirkungen beim Kühlmitteldurchsatzstörfall (LO) im SNR 300 M1A Core	
2.2-5	36
Kanalabhängige und überlagerte Void- reaktivitätsrückwirkungen beim Kühl- mitteldurchsatzstörfall LO (SNR 300 M1A Core)	
2.2-6	38
Leistungs- und Reaktivitätsverläufe beim Kühlmitteldurchsatzstörfall LO (SNR 300 M1A Core)	
2.2-7	41
Voidzustand zu Beginn der Disassembly Phase (SNR 300 Kühlmitteldurchsatz- störfall LO)	
2.2-8	43
Leistungs- und Reaktivitätsverläufe beim Kühlmitteldurchsatzstörfall LO nach Ein- setzen von Brennstoffslumpen (SNR 300 M1A Core)	
2.2-9	44
Axiale und radiale Druckprofile zu den Zeitpunkten 5 msec und 8.8 msec der Disassembly-Phase	
2.2-10	46
Deformationszustand des SNR-Reaktors nach nuklearer Abschaltung beim Kühl- mitteldurchsatzstörfall LO /KADIS Simulation/	

	Seite
Abb. 2.3.1-1	51
Einfluß der Siedeüberhitzung auf den Voidvorgang im zentralen Element beim Kühlmitteldurchsatzstörfall (SNR 300 M1A Core, Fall LO, L2)	
2.3.1-2	53
Leistungsverlauf beim Kühlmitteldurchsatzstörfall bei verschiedenen Siedeüberhitzungen (SNR 300 M1A Core, Fall LO, L2, L16)	
2.3.1-3	55
Einfluß der Siedeüberhitzung auf Leistung und Energie des geschmolzenen Brennstoffs während der Disassemblyphase (Fälle LO, L2, L16)	
2.3.2-1	61
Einfluß der Restfilmdicke beim Hüllrohr austrocknen auf den Voidzustand im zentralen Element (SNR 300 M1A Core, Kühlmitteldurchsatzstörfälle LO, L4)	
2.3.2-2	63
Einfluß der Restfilmdicke beim Hüllrohr austrocknen auf den Verlauf des Kühlmitteldurchsatzstörfalles (Fall LO, L4)	
2.3.2-3	65
Einfluß der Restfilmdicke beim Dryoutbeginn auf Leistung und Energie des geschmolzenen Brennstoffs während der Disassemblyphase (Fall LO, L4)	
2.3.3-1	68
Einfluß der Variation der Doppler- und Voidkoeffizienten auf den Leistungsverlauf beim Kühlmitteldurchsatzstörfall (Fall LO, L10, L11)	
2.3.3-2	70
Einfluß der Variation der Doppler- und Voidkoeffizienten auf die Leistungsverläufe und die zeitlichen Void- und Slumping-Reaktivitäten während der Disassemblyphase (Fall LO, L10, L11)	
2.3.3-3	71
Einfluß der Variation der Doppler- und Voidkoeffizienten auf die zentrale Brennstofftemperatur und die Dopplerrückwirkung während der Disassemblyphase (Kühlmitteldurchsatzstörfälle LO, L10, L11)	
2.3.4-1	76
Einfluß verschiedener spezifischer Wärmen des Brennstoffs auf den zeitlichen Leistungsverlauf und die Energiezunahme des geschmolzenen Brennstoffs während der Disassemblyphase (Fall LO, L8)	
2.3.4-2	77
Einfluß verschiedener spezifischer Wärmen des Brennstoffs auf den Verlauf von Doppler- und Disassemblyreaktivitäten während der Core-Abschaltphase (Kühlmitteldurchsatzstörfälle LO, L8)	

Abb. 2.3.4-3	Einfluß der totalen radialen Bewegungsunterdrückung auf den Verlauf der Leistung und die Energiezunahme im geschmolzenen Brennstoff während der Disassemblyphase (Kühlmitteldurchsatzstörfälle LO, L9)	79
2.3.4-4	Einfluß der totalen radialen Bewegungsunterdrückung während der Disassembly auf den Verlauf der Disassemblyreaktivität und des Drucks in der zentralen Masche von Ring 10 (Kühlmitteldurchsatzstörfälle L10, L9)	80
2.3.4-5	Verzerrtes Maschennetz am Ende der Disassemblyphase bei Coreabschaltung durch rein axiale Bewegung (Kühlmitteldurchsatzstörfall L9, TDIS = 11 msec) Max. axiale Geschwindigkeit am Punkt B: - 18 m/s	82
2.3.4-6	Einfluß der Variation der Brennstoffdampfdruckkurve auf den Leistungsverlauf und die Zunahme der Energie des geschmolzenen Brennstoffs in der Disassemblyphase des Kühlmitteldurchsatzstörfalles (Fall LO, LOBB, LOBC)	85
2.3.4-7	Einfluß der Variation der Brennstoffdampfdruckkurve auf die Disassemblyrückwirkungen und die Druckverläufe in der zentralen Masche des Ringes 10 während der Coreabschaltphase (Kühlmitteldurchsatzstörfälle LO, LOBB, LOBC)	86
2.3.4-8	Verzerrtes Maschennetz etwa 6 msec nach dem nuklearen Abschalten (Disassemblyrechnung ohne Kompressibilitätsiteration für Durchsatzstörfall LO mit Menzies Zustandsgleichungen). Max. radiale Geschwindigkeit am Punkt A: 8 m/s, max. axiale Geschwindigkeit am Punkt B: 11 m/s	89
2.3.4-9	Verzerrtes Maschennetz etwa 9 msec nach dem nuklearen Abschalten (Disassemblyrechnung mit Kompressibilitätsiteration für Durchsatzstörfall LO mit ANL Zustandsgleichungen). Max. radiale Geschwindigkeit am Punkt A: 17 m/s, max. axiale Geschwindigkeit am Punkt B: 23 m/s	90

	Seite
Abb. 2.3.5-1	94
Einfluß der axialen Core-Expansion auf die Reaktivitätsrückwirkungen beim Durchsatzstörfall (SNR-300 MARK 1A-Core)	
2.3.5-2	95
Einfluß der axialen Core-Expansion auf Leistung nach Siedebeginn beim Durchsatzstörfall (SNR-300 MARK 1A-Core)	
2.3.5-3	97
Einfluß der axialen Expansion beim Durchsatzstörfall auf den Voidzustand am Disassemblypunkt (SNR-300 MARK 1A-Core)	
2.3.5-4	99
Einfluß der axialen Core-Expansion auf Leistung und Reaktivität nach Einsetzen von Brennstoffbewegung beim Durchsatzstörfall (SNR-300 MARK 1A-Core)	
3.2-1	117
Leistungs- und Reaktivitätsverläufe beim 15 $\phi$ /sec Rampenstörfall (Basisfall R1, SNR 300 M1A Core)	
3.2-2	118
Temperaturverteilung im heißesten Node SNR 300 M1A Core 15 $\phi$ /sec Rampenstörfall	
3.2-3	120
Temperatur- und Druckverläufe der BNR im zentralen Element beim 15 $\phi$ /sec Basisrampenstörfall R1	
3.2-4	121
Voidvorgang durch BNR im zentralen Element (Kanal 1) und seine Rückwirkungen beim 15 $\phi$ /sec Basisrampenstörfall R1 (SNR 300 M1A Core)	
3.2-5	122
Kanalweise und überlagerte Voidreaktivitätsrückwirkungen beim 15 $\phi$ /sec Basis-Rampenstörfall R1 (SNR 300 M1A Core)	
3.2-6	125
Leistungs- und Reaktivitätsverläufe beim 15 $\phi$ /sec Basis-Rampenstörfall R1 nach dem Brennstabversagen (SNR 300 M1A Core)	
3.2-7	127
Voidzustand des Cores am Beginn der Disassembly Phase	
3.2-8	128
Verlauf von Leistung, Materialbewegungsrückwirkung und Nettoreaktivität als Funktion der Disassemblyzeit beim 15 $\phi$ /sec Rampenstörfall (SNR 300 M1A Core)	

Abb. 3.2-9	Druckverläufe in 3 Maschen des Ringes 1 als Funktion der Disassemblyzeit beim 15 ¢/sec Rampenstörfall. Die Lage der Maschen im Core ist in Abb. 3.2-12 dargestellt (SNR 300 M1A Core)	130
3.2-10	Brennstoff-Temperaturverläufe in 3 Maschen des Ringes 1 als Funktion der Disassemblyzeit beim 15 ¢/sec Rampenstörfall. Die Lage der Maschen im Core ist in Abb. 3.2-12 dargestellt (SNR 300 Mark 1A Core)	131
3.2-11	Druckverläufe in 2 Maschen des Ringes 10 und 11 als Funktion der Disassembly-Zeit beim 15 ¢/sec Rampenstörfall. Die Lage der Maschen im Core ist in Bild 3.2-12 dargestellt.	133
3.2-12	Lage der Maschen im Core, für die Druck- und Temperaturverläufe angegeben werden	134
3.2-13	Verzerrtes Maschennetz am Ende der Disassembly-Phase beim 15 ¢/sec Rampenstörfall (Punkt a hat die maximale radiale Geschwindigkeit von - 13.9 m/sec; Punkt b die maximale axiale Geschwindigkeit von 13.6 m/sec)	136
3.3.1-1	Leistungsverlauf nach BNR-Beginn bei verschieden starken Einleitungsrampen (Fall RV, RO, R1)	142
3.3.1-2	Einfluß der Einleitungsrampe beim Leistungsstörfall auf den Voidzustand des Cores bei Disassemblybeginn (SNR 300 M1A Core)	145
3.3.1-3	Einfluß der Einleitungsrampe auf das Temperaturprofil des heißesten Nodes am Disassemblypunkt (SNR 300 M1A Core)	147
3.3.1-4	Druckverläufe während der Disassemblyphase in der zentralen Masche für die Einleitungsrampen 0.15 ¢/sec, 0.5 ¢/sec und 5 ¢/sec. Den Drucksprüngen in den drei Kurven entspricht das Zuschalten des Natriumdampfdruckes bei einer Brennstofftemperatur von 3330°C. Nur der 5 ¢/sec-Fall baut einen einphasigen Druckpeak (wegen des noch hohen Natriumgehaltes in diesem Kanal) auf	148

- Abb. 3.3.1-5 Druckverläufe während der Disassemblyphase in der Coremittelebene des Ringes 10 (zweite Corezone) für die Fälle mit 0.15 g/sec, 0.5 g/sec und 5 g/sec Einleitungsrampe. Der erste einphasige Druckpeak wird im 5 g/sec-Fall später erreicht, Corematerial daher auch später beschleunigt als in den zwei anderen Fällen. 149
- 3.3.1-6 Brennstofftemperaturverläufe in der Disassemblyphase in der Coremittelebene von Ring 10 (zweite Corezone) für die Fälle mit 0.15 g/sec, 0,5 g/sec und 5 g/sec Einleitungsrampe. Wegen der hohen Temperaturen ist im 5 g/sec-Fall die thermische Brennstoffausdehnung für den einphasigen Druckaufbau wesentlich (vgl. Bild 3.3.1-5) 150
- 3.3.1-7 Verzerrtes Gitter am Ende der Disassemblyphase im Fall RO (0.5 g/sec Einleitungsrampe). Implosionsbewegungen sind in Ring 3 (Ring 1 und 2 total aufgevoidet) und Ring 10 (an der Grenze zur zweiten Corezone) zu beobachten (max. radiale Geschwindigkeit am Punkt A: - 18 m/s, max. axiale Geschwindigkeit am Punkt B: 18 m/s) 152
- 3.3.1-8 Verzerrtes Gitter am Ende der Disassemblyphase im Fall RV (5 g/sec-Einleitungsrampe). Implosionsbewegungen sind nur sehr schwach entwickelt (Core voll mit Natrium). Max. radiale Geschwindigkeit am Punkt A: 17 m/s, max. axiale Geschwindigkeit am Punkt B: 27 m/s 153
- 3.3.2-1 Leistungsverlauf bei 0.15 g/sec-Rampe nach BNR-Beginn für verschiedene Brennstoffschmelzfraktionen am Versagenspunkt 157
- 3.3.2-2 Druckverläufe in der Disassemblyphase in der Coremittelebene von Ring 10 (zweite Corezone) für die Fälle mit 50 %, 60 % (Basisfall) und 70 % Versagensschmelzfraktion, Im Fall von 70 % Schmelzfraktion erfolgt der Aufbau des ersten einphasigen Druckpeaks verzögert. 158

Abb. 3.3.3-1	Einfluß der Variation der Doppler- und Voidkoeffizienten auf die Leistungsverläufe (15 \$/sec-Rampe, Fall R1, R7, R8; SNR 300 M1A Core)	161
3.3.3-2	Druckverläufe während der Disassemblyphase in Ring 10 (zweite Corezone) in Höhe der Coremittelebene für die Fälle mit 120 % Doppler, 130 % Na-Void und für den Basisfall. Der erste einphasige Druckpeak fällt für alle Fälle in etwa zusammen.	163
3.3.4-1	Leistungs- und Disassembly-Reaktivitätsverläufe während der Disassemblyphase für verschiedene Schwellwerttemperaturen $T_H$ (Wärmeübergangsinitialisierung) und $T_P$ (Natriumdruckinitialisierung)	168
3.3.4-2	Druckverläufe im Zentrum während der Disassemblyphase für verschiedene Schwellwerttemperaturen $T_H$ (Wärmeübergangsinitialisierung) und $T_P$ (Natriumdampfdruckinitialisierung)	169
3.3.4-3	Druckverläufe während der Disassemblyphase in Ring 10 (zweite Corezone) in Höhe der Coremittelebene für verschiedene Schwellwerttemperaturen $T_H$ (Wärmeübergangsinitialisierung) und $T_P$ (Natriumdampfdruckinitialisierung)	170
3.3.4-4	Leistungs- und Disassembly-Reaktivitätsverläufe während der Disassemblyphase für den Basisfall R1 und für den Fall R1PD, bei dem die Brennstoff/Natrium-Wärmeübergangszahl auf 50 % herangesetzt wurde	171
3.3.4-5	Druckverläufe während der Disassemblyphase im Ring 10 (zweite Corezone) in Höhe der Coremittelebene für den Basisfall R1 und für den Fall R1PD, bei dem die Brennstoff/Natrium Wärmeübergangszahl auf 50 % herabgesetzt wurde	172
3.3.4-6	Verzerrtes Maschennetz am Ende der Disassemblyphase bei totaler Unterdrückung der radialen Bewegung (R6). Starke axiale Verzerrungen sind im Kanal 10 zu erkennen. (max. axiale Geschwindigkeit am Punkt b: 31 m/s)	174

Abb. 3.3.4-7	Verzerrtes Maschennetz für den Basisfall R1 (0.15 \$/Einleitungsrampe) etwa 8 msec nach dem nuklearen Abschalten. Axiale und radiale Auswärtsbewegung von Material der zweiten Corezone sind deutlich zu erkennen (max. radiale Geschwindigkeit am Punkt A: 36 m/s, max. axiale Geschwindigkeit am Punkt B: 63 m/s)	176
4.1-1	Stationäres Kanalabhängiges Leistung/Durchsatzverhältnis im frischen und abgebrannten M1A Core	184
4.1-2	Leistungsverlauf nach Siedebeginn im frischen und abgebrannten M1A Core (Fall LO, L14)	187
4.1-3	Vergleich des Voidzustandes im frischen und abgebrannten (EOL) Core bei Disassemblybeginn (Kühlmitteldurchsatzstörfall LO, L14 SNR 300 M1A Core)	189
4.1-4	Verlauf von Leistungen, Doppler- und Disassemblyrückwirkungen während der Disassemblyphase für das frische (LO) und abgebrannte (L14) Core	191
4.2-1	Leistungsverlauf nach BNR-Beginn bei 0.15 \$/sec Rampenstörfall im frischen und abgebrannten (EOL) Core (Fall R1 + R12)	196
4.2-2	Vergleich der Versagenspositionen im frischen und abgebrannten (EOL) M1A Core und des Voidzustandes am Umschaltzeitpunkt zur Disassembly beim 15 \$/sec Rampenstörfall (Fall R1, R12)	197
7.1-1	Schema des charakteristischen Kühlkanals	227
7.1-2	Querschnitt des frischen M1A Cores und Definition der Kanäle	233
7.1-3	Querschnitt des abgebrannten M1A Cores und Definition der Kanäle	234
7.1-4	Materialverteilungen in den Sonder-elementen des frischen und abgebrannten Cores und ihre Darstellung im axialen CAPRI-2/KADIS Maschennetz	235
7.1-5	Stationäre Druckverteilung in den Kanälen 1, 9, 10 und 12 beim frischen SNR M1A Core	239

Abb. 7.1-6	Stationäre Stableistung und Kühlmittelaustrittstemperaturen sowie axiale Core-Expansionsrückwirkungen und Dopplerkoeffizienten des frischen Mark 1A Kerns	262
7.1-7	Stationäre Leistung in den Maschen des frischen Mark 1A Kerns (KKN = Kanalzahl)	263
7.1-8	Natrium Reaktivitätswerte der Maschen des frischen Mark 1A Kerns (KKN = Kanalzahl)	264
7.1-9	Axiale Wichtungsfaktoren des Dopplerkoeffizienten im nassen Zustand für die Maschen des frischen Mark 1A Kerns (Kanalweise auf 1 normiert)	265
7.1-10	Axiale Wichtungsfaktoren der Dopplerkoeffizienten im trockenen Zustand für die Maschen des frischen Mark 1A Kerns (Kanalweise auf 1 normiert)	266
7.1-11	Reaktivitätswerte des Brennstoffs in den Maschen des frischen Mark 1A Kerns (KKN = Kanalzahl)	267
7.1-12	Reaktivitätswerte des Hüllrohres in den Maschen des frischen Mark 1A Kerns (KKN = Kanalzahl)	268
7.1-13	Stationäre Stableistung und Kühlmittelaustrittstemperaturen sowie axiale Core-Expansionsrückwirkungen und Dopplerkoeffizienten des abgebrannten Mark 1A Kerns	269
7.1-14	Stationäre Leistung in den Maschen des abgebrannten Mark 1A Kerns (KKN = Kanalzahl)	270
7.1-15	Natrium Reaktivitätswerte der Maschen des abgebrannten Mark 1A Kerns (KKN = Kanalzahl)	271
7.1-16	Axiale Wichtungsfaktoren des Dopplerkoeffizienten im nassen Zustand für die Maschen des abgebrannten Mark 1A Kerns (Kanalweise auf 1 normiert)	272
7.1-17	Axiale Wichtungsfaktoren der Dopplerkoeffizienten im trockenen Zustand für die Maschen des abgebrannten Mark 1A Kerns (Kanalweise auf 1 normiert)	273

Abb. 7.1-18	Reaktivitätswerte des Brennstoffs in den Maschen des abgebrannten Mark 1A Kerns (KKN = Kanalzahl)	274
7.1-19	Reaktivitätswerte des Hüllrohrs in den Maschen des abgebrannten Mark 1A Kerns (KKN = Kanalzahl)	275
7.1-20	Axiale und radiale Traversen durch die totale Materialverteilung $\Delta K/K/cm^3$ für den frischen Kern	276
7.1-21	Axiale und radiale Traversen durch die totale Materialverteilung $\Delta K/K/cm^3$ für den abgebrannten Kern	277

## Einleitung

Im Rahmen des Genehmigungsverfahrens für den SNR-300 muß die sichere Beherrschung einiger sogenannter hypothetischer Störfälle nachgewiesen werden. Unter hypothetischen Störfällen versteht man dabei Störfälle mit äußerst geringer Eintrittswahrscheinlichkeit, deren Einleitung und Ursachen nicht notwendig deterministisch erklärbar sind (z.B. Einleitungs-Reaktivitäts-Rampen), die jedoch eine ganze Klasse von Störfall-Möglichkeiten im Sinne einer Einhüllenden abdecken sollen. Die folgenden beiden Störfälle sind in diesem Zusammenhang von besonderer Bedeutung:

1. Der Kühlmitteldurchsatzstörfall, der sich durch Ausfall aller primären Pumpen bei gleichzeitigem Versagen beider Abschaltssysteme ergibt.
2. Der Leistungsstörfall, der sich durch Einlaufen einer von der Ursache her nicht genau spezifizierten Einleitungs-Reaktivitäts-Rampe bei gleichzeitigem Versagen beider Abschaltssysteme ergibt.

Bei den möglichen Abläufen solcher hypothetischer Störfälle lassen sich nach /1/ grob 4 Phasen unterscheiden (Bild 1-1):

1. Die Einleitungsphase, bei der von einem Anfangszustand des Reaktors, z. B. vom stationären Betrieb, ausgehend die Störungseinleitung und ihre Konsequenzen entweder bis zum frühen Abschalten bei noch intakter kühlbarer Coregeometrie oder bis zum Einsetzen größerer Brennstoffbewegungen betrachtet werden.
2. Die Abschaltphase, bei der größere Materialbewegungen bis zur nuklearen Abschaltung des Reaktors verfolgt werden.

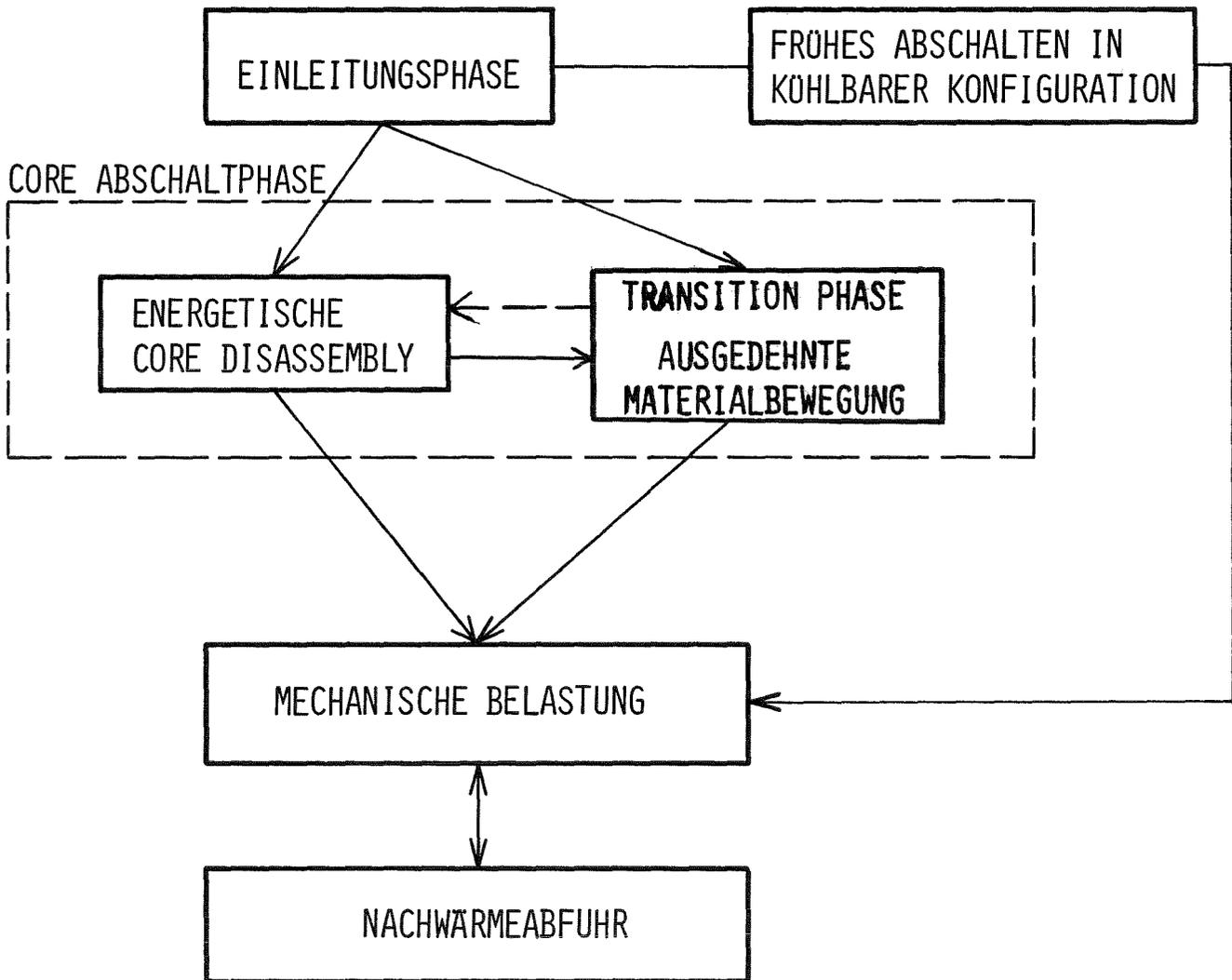


BILD 1-1: SCHEMA DES ERWARTETEN ABLAUFES HYPOTHETISCHER STÖRFÄLLE IN SCHNELLEN NATRIUMGEKÜHLTEN REAKTOREN NACH [17].

3. Die mechanische Belastungs-Phase, bei der Tank- und Deckelstrukturen sowie die verschiedenen im Tank befindlichen Einbauten mechanischen und/oder thermischen Belastungen ausgesetzt sind.
4. Die weitere Abfuhr der Exkursionsenergie und Nachwärme bis zum Erreichen einer permanent kühlbaren Anordnung.

Ein frühes Core-Abschalten noch in der Einleitungsphase ist möglich, wenn sich bald nach Störfallbeginn stärker negative Rückwirkungen aufbauen, etwa durch Ausschwemmen kleiner Brennstoffmengen aus einem im wesentlichen intakten Core. Dieses frühe Abschalten, das insbesondere für einige milde Leistungsstörfälle bei einer hohen Versagensposition der Brennstäbe eintreten kann, führt zu kleinen Energiefreisetzungen. Das Core ist dabei noch intakt und durch das im Kernbereich weiter vorhandene Natrium und die Kühlkreisläufe permanent kühlbar. Kommt es nicht zu einer derart frühen Beendigung des Störfalls, dann treten größere Materialverschiebungen und Veränderungen in der Coregeometrie auf. Diese Coreabschaltphase kann je nach den Bedingungen der Einleitungsphase einen sehr unterschiedlichen Verlauf haben. Kommt es gegen Ende der Einleitungsphase zu einem sprunghaft starken Druckaufbau im Core, dann werden die verschiedenen Corematerialien beim Abschaltvorgang innerhalb von wenigen msec auseinandergetrieben, und es kommt zu einem raschen nuklearen Abschalten. Dieser Kernzerlegungsvorgang (Core-Disassembly) unter hohem Druckaufbau entsteht beispielsweise bei einer stark energetischen superprompt kritischen Exkursion dadurch, daß der rasche Leistungsanstieg in der Schlußphase zu einem schnellen Anstieg der Brennstoffdampfdrücke führt. Kommt es dagegen nicht zu diesem schnellen Druckaufbau im Core etwa dadurch, daß die Einleitungsphase nur zu milden Exkursionen mit begrenztem Leistungsanstieg führt, dann kann sich der Abschaltvorgang über längere Zeiträume hinziehen. Dabei kommt es zu größeren, relativ langsamen Verschiebungen von geschmolzenem Brennstoff- und Hüllrohrmaterial innerhalb einzelner Bündel und durch

sukzessives Durchschmelzen benachbarter Brennelementkastenwände zur Bildung immer größerer zusammenhängender Core-Bereiche, in denen sich die geschmolzenen Brennstoff- und Stahlmaterialien vermischen. Die fortgesetzte Wärmezufuhr führt dann zum Sieden und Verdampfen der Materialien. Es ergeben sich dabei größere Materialumverteilungen, bis schließlich permanent kühlbare Anordnungen entstehen. Diese Störfallphase, die auch als Transitionphase bezeichnet wird, tritt vor allem bei Kühlmitteldurchsatzstörfällen z. B. in Cores mit kleinen positiven Voidkoeffizienten auf. Sie läßt sich modellmäßig mit dem heutigen Stand der Kenntnisse nicht deterministisch beschreiben. Es wurde diskutiert /1/, ob es bei der Umverteilung der Core-Materialien unter gewissen Umständen zu Ansammlungen größerer Brennstoffmassen und zu weiteren Kritikalitäten und energetischen Exkursionen kommen kann (gestrichelte Pfeile in Bild (1-1)). Neuere Abschätzungen von Fauske /2/ deuten jedoch darauf hin, daß derartige Rekritikalitäten, wenn sie überhaupt auftreten, mild sind. Störfälle, die in die Transition-Phase einlaufen, führen danach ohne größere mechanische Energiefreisetzungen zu permanent kühlbaren Anordnungen

Eine Untersuchung der ersten 3 Phasen der hypothetischen Störfälle im SNR 300 wurde erstmals vor 3 Jahren durchgeführt /3/. Dazu wurden die damals am ANL vorhandenen Programmsysteme SAS 2A /4/, VENUS /5/ und REXCO /6/ verwendet. Das den Rechnungen zugrunde liegende SNR 300 Coredesign wurde danach aber bald aus Wirtschaftlichkeitserwägungen verändert. In dem neuen sogenannten MARK 1A Core kam ein Brennelementring dazu, wodurch sich Leistungs- und Wertkurvenverteilung änderten, und sich Brennstoffmasse und insbesondere der positive Voidkoeffizient des Cores erhöhten. Erste Analysen und Sensitivitätsstudien /7/, die mit dem gegenüber CAPRI-2/KADIS einfacheren Programmsystem CARMEN-2/KADIS für Rampenstörfälle durchgeführt wurden, deuteten bereits vor 1 - 2 Jahren darauf hin, daß sich die Störfallabläufe dadurch wesentlich ändern würden und sich die Energiefreisetzung erhöhen könnte. Inzwischen wurden die Methoden zur Stör-

fallsimulation weiterentwickelt. Das CAPRI-2 System /8/ zur Simulation der Einleitungsphase wurde fertiggestellt und der Karlsruher Disassemblycode KADIS /9/ wurde gegenüber dem alten VENUS-Programm wesentlich verbessert. Mit der automatischen Kopplung dieser beiden Programmsysteme stand erstmals ein integrales Programmsystem CAPRI-2/KADIS zur Verfügung, dessen Modelle im Detaillierungsgrad über den Stand der alten SAS 2A/VENUS Modelle hinausgingen und das eine weitgehend konsistente Beschreibung der ersten beiden Phasen dieser hypothetischen Störfälle auf breiterer Basis gestattet. Darüber hinaus können damit wichtige Eingabedaten für eine im Anschluß an die dargestellten Simulationen durchzuführende Analyse der mechanischen Belastungsphase (wie z. B. die Leistung als Funktion der Zeit und des Ortes) automatisch erzeugt werden. Zur Analyse der Belastungsphase können dann die von Interatom und Belgo-nucléaire entwickelten Codes ARES, DRAP und SURBOUM /10, 61, 62/ herangezogen werden.

In enger Zusammenarbeit des Instituts für Neutronenphysik und Reaktortechnik sowie des Instituts für Reaktorentwicklung im Kernforschungszentrum Karlsruhe mit der Firma Interatom in Bensberg bei Köln wurden die beiden eingangs erwähnten hypothetischen Störfallarten während der Einleitungs- und Abschaltphase für das MARK 1A Core mit dem CAPRI-2/KADIS System neu untersucht. Durch breit angelegte Parameterstudien wurde dabei für jede Störfallart ein Band von Abläufen ermittelt. Ziel der Untersuchungen war es:

1. Die strategisch wichtigen Modellparameter durch Empfindlichkeitsstudien herauszufinden und ihren Einfluß besser zu verstehen.
2. Die wesentlichen Parameter - soweit sie nicht physikalisch sicher ausgewählt werden können - als konservativ zu rechtfertigen.

3. Aus dem Ablauf von Einleitungs- und Abschaltphase, die für den Quellterm der mechanischen Belastung maßgebende thermische Energiefreisetzung nach oben hin abzuschätzen.
4. Herauszufinden, ob es für das MARK 1A Core Störfallketten gibt, die in die eingangs erwähnte Transitionphase führen.

Die Ergebnisse dieser Untersuchungen werden in diesem Bericht im Zusammenhang dargestellt, während die Analysen der mechanischen Belastungsphase von der Firma Interatom durchgeführt und in einem getrennten Bericht dokumentiert werden.

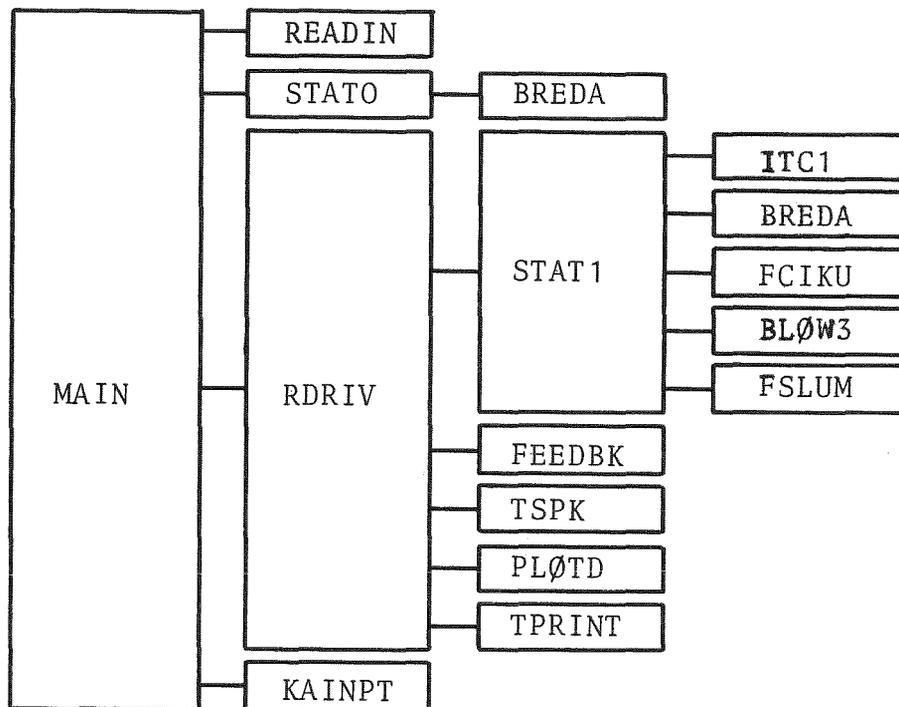
Der hier vorliegende Bericht ist folgendermaßen gegliedert: Im Abschnitt 1 werden zunächst kurz die verwendeten Programmsysteme beschrieben und mit anderen Systemen verglichen. Daneben werden die modellmäßige Darstellung und einige wichtige Eigenschaften des MARK 1A Cores in diesem Abschnitt erläutert. Die Kühlmitteldurchsatz- und die Leistungsstörfälle im frischen MARK 1A Kern werden anschließend in den beiden Hauptabschnitten 2 und 3 getrennt diskutiert. Dabei werden für jede Störfallart die Festlegung **der wichtigen Modellparameter**, der Verlauf der festgelegten Basisfälle und die Einflüsse von Parametervariationen beschrieben. Für das abgebrannte Core am Ende des 3. Zyklus (nach 441 Volllasttagen) wurden im Rahmen dieser Studie nur erste Rechnungen durchgeführt. Die Ergebnisse für beide Störfallarten im abgebrannten Core sind im Abschnitt 4 zusammengefaßt. Im Abschnitt 5 werden die Ergebnisse zusammengefaßt, und es wird eine kurze Bewertung vorgenommen. Abschnitt 6 enthält das Literaturverzeichnis und schließlich sind im Abschnitt 7, dem Anhang, die Eingabedaten, wichtige andere verwendete Beziehungen sowie einige Einzelheiten des in der Abschaltphase verwendeten Brennstoff-Natrium-Reaktions-Modells zusammengestellt. Dieser Abschnitt enthält auch einen Vergleich der in diesem Bericht präsentierten Störfallanalysen mit früher durchgeführten Analysen für die SNR-300 Mark 1 und Mark 1A Reaktorkerne.

## 1. Rechenmodelle für die Störfallsimulation

Im ersten Teil dieses Abschnittes sollen die Rechenmodelle für die Störfallsimulationen vorgestellt und mit anderen Störfallsimulationssystemen verglichen werden. Anschließend wird in Abschnitt 1.2 die modellmäßige Darstellung des MARK 1A Cores für die Störfallsimulation beschrieben. Dabei werden auch einige wichtige Eigenschaften des MARK 1A Cores erläutert. Die Darstellungen im Abschnitt 1.2 sind kurz. Sie werden jedoch ergänzt durch die Erläuterungen in den Anhängen 7.1 bis 7.4, in denen die geometrische Darstellung des Cores die thermohydraulischen und neutronenphysikalischen Eingabedaten sowie die in den Modellen verwendeten Stofffunktionen zusammengestellt sind.

### 1.1 Kurze Beschreibung der CAPRI-2/KADIS Programmsysteme und Vergleich mit anderen Störfallsimulationssystemen

Die Störfallsimulationen werden mit den CAPRI-2/KADIS Programmsystemen durchgeführt. CAPRI-2 beschreibt dabei die Einleitungsphase der Störfälle mit deterministischen Modellen für die Feinstruktur. Der Reaktor kann im CAPRI Modell in seinem thermohydraulischen und neutronenphysikalischen Verhalten durch bis zu 30 charakteristische Kanäle dargestellt werden, wobei jeder Kanal das thermohydraulische Verhalten eines Brennstabes aus einer Gruppe von Brennelementbündeln repräsentiert. Die verschiedenen Kanäle sind neutronenphysikalisch durch die Punktkinetiknäherung gekoppelt, für die axial und kanalabhängige Void- und Materialwertverteilungen und außerdem die Leistungsverteilung als zeitlich konstant angenommen werden und einzugeben sind. Hingegen werden die Doppler-Verteilungen nicht als zeitlich konstant vorausgesetzt sondern linear zwischen nassem und trockenem Zustand interpoliert. Bild 1.1-1 zeigt eine vereinfachte Struktur des CAPRI Systems. CAPRI besteht aus 4 Hauptteilen, einem Ein- Ausgabeteil (READIN), einem Teil zur Darstellung des stationären Reaktors (STATO), dem Modulsystem zur Beschreibung der transienten Vorgänge mit dem Steuermodul RDRIV und schließlich dem Kopplungsprogramm KAINPT für die Disassemblyrechnungen. Sämtliche transienten Thermohydraulik-



- READIN Ein- und Ausgabe, Restart
- STATO Stationäre thermohydraulische Reaktor-  
auslegung
- RDRIV Steuerprogramm für instationäre Reaktor-  
berechnung
- STAT1 Steuerprogramm für Kühlkanalrechnung
- ITC1 Transientes Kühlmittelverhalten einpha-  
sig, Brennstabtemperaturen
- BREDA Brennstab-Deformations-Modul
- FCIKU Brennstoff-Natrium-Reaktions-Modul
- BLØW3 Siedemodul
- FSLUM Slumping-Modul
- FEEDBK Reaktivitätsrückwirkungsmodul (einschl.  
Doppler-, Brennstoff- und Hüllrohrdichte-,  
Natrium-Void und Slumping-Reaktivitäten)
- TSPK Punkt-Kinetik-Modul
- PLØTD Plot-Ausgabeprogramm
- TPRINT Ausgabe-Steuerung
- KAINPT Kopplungsprogramm mit dem Disassembly-  
Code KADIS

BILD 1.1-1 PROGRAMMSTRUKTUR VON CAPRI-2

programme von CAPRI 2 beschreiben jeweils das Verhalten von nur einem Kanal. Sie werden vom Einkanal-Steuerprogramm STAT1 aufgerufen, welches das Verhalten der verschiedenen Kanäle nacheinander unter Verwendung externer Datenspeicher simuliert.

Die zur Störfallsimulation wichtigen Moduln des CAPRI 2 Systems sind einmal der Modul STATO, der den stationären Betriebszustand beschreibt, das heißt Brennstoff-, Kühlmittel- und Strukturmaterialtemperaturen sowie Kühlmittelmassendurchsätze und Druckverluste im Core. Der Modul ITC1 zur Beschreibung der transienten Brennstab- und Kühlmittelaufheizung bei noch einphasigem Kühlmittel, der Modul BREDA /11/ zur stationären und transienten Deformationsanalyse der Brennstäbe, der hier aber nur zur Berechnung der axialen Expansion des Brennstoffes herangezogen wurde.

Der zur Beschreibung des Kühlmitteldurchsatzstörfalls wichtigste Modul ist der Mehrblasen-Siedemodul BLOW3 /12/. Er beschreibt den Siedevorgang mit einer idealisierten Kolben-Blasenströmung bei zurückbleibendem Restfilm. BLOW3 wurde an out of pile Einkanal- und Mehrkanalexperimenten überprüft /13, 25/ und wird zur Zeit auch zur Nachrechnung von in-pile Siedeexperimenten der Scarabee Versuchsserie /14/ verwendet. Brennstoff- und Hüllrohrbewegungen werden nach Erreichen bestimmter das Aufschmelzen kennzeichnender Kriterien gleichzeitig initiiert und mit dem 3 Zonen Slumping Modell FSLUM /15/ beschrieben. Brennstabversagen wird nach Überschreiten gewisser Schwellwerte für die Brennstoffschmelzfraktion, Hüllrohrtemperatur bzw. Hüllrohrdehnung initiiert. Zur Simulation der nachfolgenden thermischen Brennstoff/Natrium Wechselwirkungen (BNR) wird der Modul FCIKU von Caldarola/Fischer verwendet. Das Caldarola/Fischer Modell /16/ basiert auf dem parametrischen Modell von Cho und Wright /17/ und modifiziert den Brennstoff/Natrium Wärmeübergang im Zweiphasenbereich durch einen Dampffilm, dessen Dicke zeitabhängig berechnet wird. Aus den berechneten transienten Temperaturänderungen des Brennstoffs, aus den Dichteänderungen des Kühlmittels und aus den kanalweise bestimmten Materialverschiebungen werden mit Hilfe der eingegebenen Reaktivitätswertkurven im Modul FEEDBK Reaktivitätsrückwirkungen berechnet, mit denen im Punktkinetikmodell TSPK die

transienten Leistungsänderungen zu jedem Zeitpunkt des Störfalls bestimmt werden. Die Beziehungen zur Bestimmung der Rückwirkungsbeiträge sind im Anhang dieses Berichtes zusammengestellt.

Wenn der Energieinhalt im maximal beheizten Segment einen vorgegebenen Grenzwert überschreitet, oberhalb dem Brennstoffdampfdrücke bzw. Spaltgas- oder Natrium-Dampfdrücke nicht mehr vernachlässigbar sind, dann initiiert der Modul KAINPT für den Zustand des Reaktors zu diesem Zeitpunkt die notwendigen Eingabedaten zur Simulation der Kernzerlegungsphase. Diese Eingabedaten sind u.a.: Temperaturen, Dichten, Volumenanteile, Leistung, Reaktivität usw. für die zur Berechnung der Kernzerlegungsphase verwendeten Lagrange-Maschen. Die Kernzerlegungsphase wird dann mit dem zweidimensionalen hydrodynamischen Programm KADIS beschrieben, dessen Struktur in Bild 1.1-2 dargestellt ist. KADIS löst die Navier-Stokes-Gleichungen für ein homogenisiertes kompressibles Medium, wobei es ein Lagrange Netz mit adiabaten Grenzen verwendet. Der zur Disassembly führende Druckaufbau wird dabei als Funktion der Temperatur und Dichte aus eingegebenen Zustandsgleichungen für Brennstoff, Natrium und wahlweise auch Spaltgas bestimmt. Brennstoff- und Natriumtemperaturen werden getrennt übergeben und können während der Disassemblyphase durch ein auf dem CHO-WRIGHT Formalismus basierendes BNR Modell in jeder Zelle gekoppelt werden, so daß auch die aus einer BNR in der Disassemblyphase herrührenden Natriumdampfdrücke simuliert werden können. Brennstoff-Natrium Reaktionen wurden jedoch nur bei den Disassemblyrechnungen für den Leistungsstörfall berücksichtigt. Auch KADIS verwendet ein Punktkinetik-Modell zur Berechnung der Leistungsänderungen. Doppler- und Materialverschiebungsrückwirkungen werden dabei erfaßt und mittels Störungstheorie erster Ordnung bestimmt. Andere Rückwirkungen (z. B. durch weiteres Corevoiden) sind tabellarisch einzugeben und werden bei diesen Untersuchungen durch Weiterrechnung mit CAPRI 2 über den Umschaltpunkt hinaus bestimmt. Zur Simulation teilweise intakter Kernstrukturen läßt sich die radiale Coreexpansion auch in der Disassemblyphase vollständig

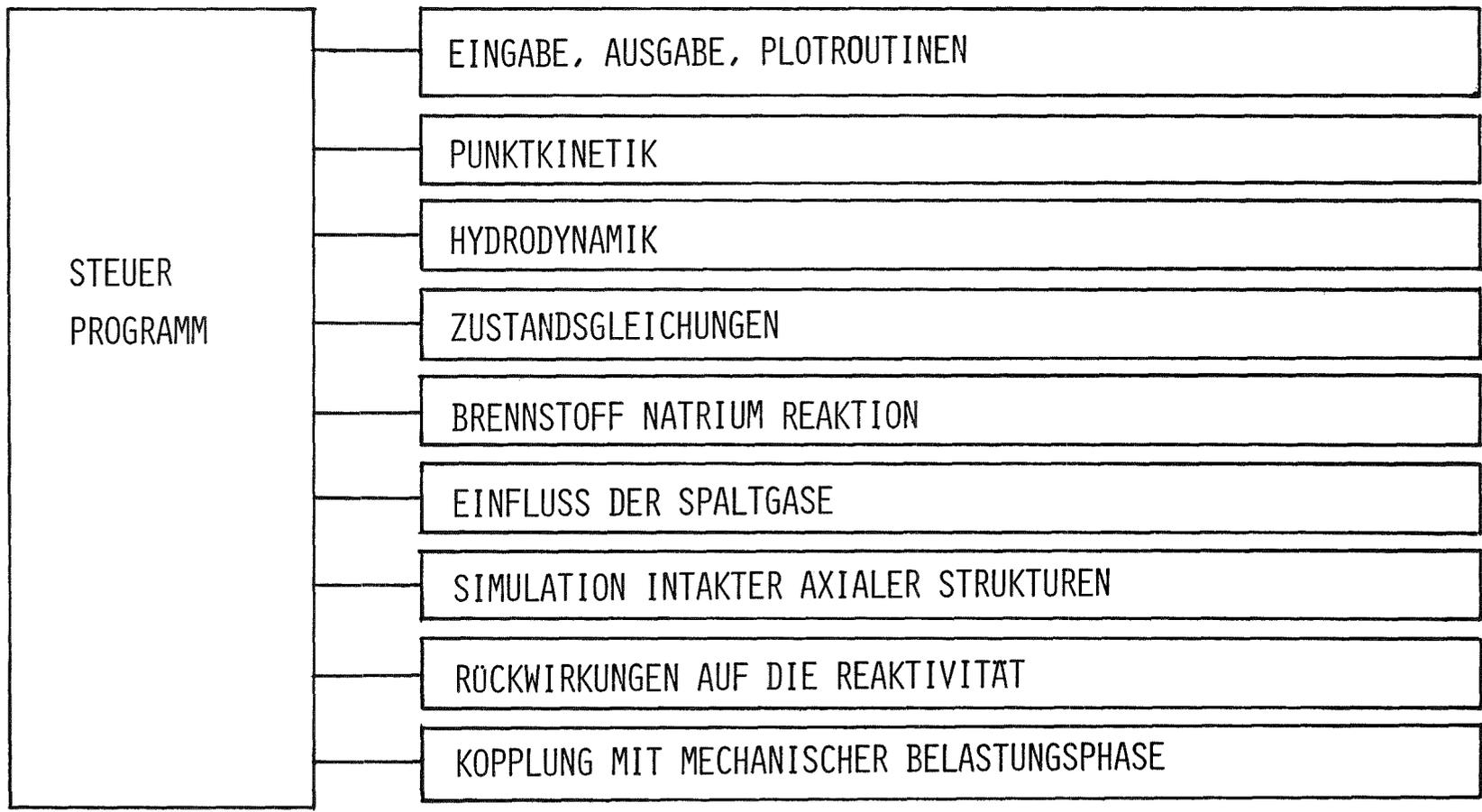


BILD 1.1-2: STRUKTUR DES KADIS SYSTEMS

oder bis zum Erreichen genügend hohen radialen Druckgradienten unterdrücken.

Für die Simulation der mechanischen Belastungsphase, die mit dem ARES Programm /10/ beschrieben werden kann, können von KADIS automatisch die benötigten Eingabedaten, wie orts- und zeitabhängige Leistungsverteilung und Zustand des Reaktors (Maschennetzspezifikationen und Temperaturen) am Anfang und am Ende der Disassembly-Phase, u.s.w. ausgegeben werden. Die ARES-Simulationen sind jedoch nicht Gegenstand dieses Berichts.

Außer dem beschriebenen CAPRI-2/KADIS System gibt es natürlich auch noch andere Simulationssysteme für die Einleitungs- und Core-Abschaltphase hypothetischer Störfälle /4, 5, 20, 36/. Von den in Europa entwickelten Simulationsprogrammen mit Punktkinetik<sup>1</sup> ist das CAPRI-2/KADIS System im Detaillierungsgrad seiner Modelle am weitesten fortgeschritten. CAPRI ermöglicht nicht nur eine feinere Unterteilung des Cores in mehrere Kanäle; insbesondere das Mehrblasensiedemodell BLOW3 aber auch die voll integrierten Modelle für BNR und Slumping unterscheiden es von den anderen vorhandenen Systemen wie CARMEN-2 /36/ und FRAX /37/. Die konsistente Kopplung des KADIS Systems mit der Einleitungsphase (wobei besonderer Wert auf Energie- und Massenerhaltung gelegt wird), die Berücksichtigung der Schmelzwärme des Mischoxids bei der Brennstoffaufheizung, die Weiterführung und neue Initiierung der BNR in der Disassemblyphase und die Verwendung lokaler Natriumtemperaturen, auch bei der Übergabe zwischen CAPRI-2 und KADIS, sind Erweiterungen, die das CAPRI-2/KADIS System gegenüber anderen gebräuchlichen Störfallsimulationssystemen wie SAS/VENUS auszeichnen.

---

<sup>1</sup> Die Programme mit ortsabhängiger Kinetik in der Einleitungsphase haben alle noch grobe Thermohydraulikmodelle, deren Unsicherheiten i.a. größer sind als der Fehler der Punktkinetik Näherung. Ihr Detaillierungsgrad ist daher zur Zeit noch schlechter als der der Punktkinetikmodelle.

Trotz des vergleichsweise hohen Standes des CAPRI-2/KADIS Simulationssystems bleiben jedoch einige im folgenden diskutierte Effekte noch unberücksichtigt.

Die hier verwendete CAPRI Version erfaßt noch keine Umstrukturierungs- und Abbrandeffekte durch den stationären Reaktorbetrieb vor Störfallbeginn. Der BREDA2 Modul /38/, der in einer neueren Version von CAPRI-2 implementiert ist, berechnet die daraus resultierenden Geometrie- und Porositätsänderungen in den verschiedenen Brennstäben und ihren Einfluß auf das stationäre Temperaturprofil. Außerdem wird darin auch der Spaltgasgehalt im Brennstoff empirisch oder mit thermischen Modellen /54/ bestimmt. Vergleichsrechnungen zeigen, daß die mittlere stationäre Brennstofftemperatur durch die Umstrukturierung um bis zu 100°C absinken kann, auch im Transienten kommt es zu langsameren Temperaturanstiegen. Ebenfalls unberücksichtigt in CAPRI ist die hydraulische Kopplung der verschiedenen Kanäle im primären Kreislauf. Voidvorgänge können vor allem zum Aufbau von Gegendruck im Kühlmittleintrittsplenum führen. Dadurch verstärken sich die Kühlmitteldurchsätze in benachbarten ungevoideten Kanälen und in den Kanälen mit Sieden oder BNR verlangsamt sich die Blasenausbreitung nach unten /39/. Der Natriumrestfilm, der in den gevoideten Bereichen auf dem Hüllrohr und Strukturmaterial zurückbleibt, wird in BLOW3 mit einem statischen Verdampfungs- und Kondensationsfilmmodell simuliert, das dynamische Effekte durch die Schubspannungswirkung der Natriumdampfströmung (Vapour Stripping) nicht berücksichtigt. Der Zeitpunkt und Ort des Hüllrohr-austrocknens, der die Dynamik des Voidvorgangs beim Sieden aber auch die Hüllrohrtemperatur beeinflusst, wird dadurch nicht richtig bestimmt. Vergleichsrechnungen mit dem statischen und dynamischen Filmmodell des SAS3A Systems /40/ zeigen jedoch, daß sich die Vapour Stripping Effekte auch mit einem statischen Filmmodell gut simulieren lassen, wenn Dryout schon vor der vollständigen Filmverdampfung initiiert wird (vgl. Kap. 2.3.2). Die eindimensionale Darstellung des Voidvorgangs beim Sieden in einer Subassembly ist eine weitere Vereinfachung. Nach-

rechnungen von Siedeexperimenten zeigen /41/, daß Sieden lokal zwar früher auftreten wird als in dem mittleren Kanal, der integrale Voidvorgang im Bündel läßt sich jedoch noch mit dem mittleren Kanal am besten wiedergeben. Eine mehrdimensionale detaillierte Beschreibung des Übergangs vom lokalen zum integralen Sieden im Bündel ist mit den zur Zeit verfügbaren Modellen noch nicht möglich. Das angenommene eindimensionale Aufsieden ist jedoch eine gute Näherung, solange die Verdampfungsraten an den beheizten Hüllrohroberflächen höher sind als die radialen Kondensationsraten an den kalten Kastenstrukturen /42/. Das ist beispielsweise beim SNR der Fall.

Der Mechanismus für die Brennstoff- und Hüllrohrbewegung berücksichtigt im Modell FSLUM bisher nur die Schwerkraftwirkung. Die Bewegungen werden gleichzeitig initiiert, mögliche Schmelz- oder Erstarrungsvorgänge haben nach der Slumping Initiierung keinen weiteren Einfluß auf die Materialverschiebungen. Die SAS3A Modelle CLAZAS /43/ und SLUMPY /44/, die zur Simulation der Hüllrohr- und Brennstoffbewegungen bei den Durchsatzstörfällen im FFTF für mittlere Bündelkanäle entwickelt wurden, gehen hier im Detaillierungsgrad weiter. Neuere Untersuchungen /45/ zeigen jedoch, daß die insbesondere für die Hüllrohrbewegung wichtige Schubspannungswirkung der Natriumdampfströmung durch radiale Inkohärenzeffekte in den verschiedenen Teilkanälen des Bündels stark unterschiedlich sein können. Diese Modelle sind daher im Zusammenhang mit dem Konzept des mittleren Bündelkanals trotz ihres hohen Detaillierungsgrades nur beschränkt anwendbar. Die Einschränkungen gelten in erster Linie für die CLAZAS Simulation der Hüllrohrbewegung vor dem Brennstoffslumping. Diese separaten Hüllrohrbewegungen sind beim Durchsatzstörfall im SNR jedoch nur für verhältnismäßig kurze Zeiträume möglich, da die Leistungsexkursion durch die starken Voidrückwirkungen zu einer fast gleichzeitigen Initiierung von Hüllrohr- und Brennstoffslumping führt. Die Brennstoff- und Stahl Materialverschiebungen werden daher im 3-Zonen

Modell FSLUM gleichzeitig eingeleitet.<sup>†</sup> Wie Simulationen mit dem detaillierteren Modell SLUMPY zeigen /20/, können außer der Schwerkraft auch die Natrium Dampfdruckverteilungen, Schubspannungswirkungen durch Reibungseffekte ("Drag") vor allem aber auch Spaltgas- sowie Brennstoff- und Stahldampfdrücke die Materialbewegungen im Bündel beeinflussen. Je nach der Stärke der verschiedenen Kräfte kann es dabei ähnlich wie im 3 Zonenmodell zum Abfließen des Brennstoffs aus der Slumpingzone und zum Nachfallen der darüberliegenden Brennstabstümpfe kommen, es ist jedoch auch eine Brennstoffdispersion möglich, die auch den Brennstoff nach oben aus dem Core treibt und zu einem frühen Coreabschalten führt. Bei frischem Brennstoff mit sehr geringem Gasgehalt ist die Schwerkraft in der Einleitungsphase des Unfalls der dominierende Mechanismus für die Brennstoffbewegungen. Brennstoffdampfdrücke werden erst in der Disassemblyphase stärker wirksam. Das 3 Zonenmodell und das detailliertere SLUMPY Modell ergeben daher für frischen Brennstoff etwa gleiche Ergebnisse, die auch qualitativ gut durch die Niederschmelzversuche von Weber /46/ mit frischem Brennstoff wiedergegeben werden. Bei bestrahltem stark gashaltigen Brennstoff führt die Spaltgasfreisetzung dagegen oft zur Dispergierung des Brennstoffs /46/. Entscheidend hierfür ist nicht nur der Gasgehalt bei Slumpingbeginn sondern auch die Reaktorleistung. Bei hoher Leistung ist die Tendenz zu dispergieren stärker, da die Gasfreisetzung an den Korngrenzen schneller erfolgt als der Gastransport aus dem Brennstoff heraus. Bei niedrigerer Leistung entweicht das Gas schneller aus dem Brennstoff als es an den Korngrenzen freigesetzt wird /47/, so daß der bestrahlte geschmolzene Brennstoff bei niedrigerer Leistung schließlich ähnlich wie der unbestrahlte herunterfällt. Ein möglicherweise wichtiger Effekt, über den bisher nur wenig gesagt werden

---

<sup>†</sup>Die Hüllrohrbewegung hat in diesem Fall aber rückwirkungsmäßig nur einen vernachlässigbar kleinen Effekt gegenüber dem der Brennstoffbewegung

kann, ergibt sich beim Slumpingprozeß durch die gleichzeitige Anwesenheit von Stahl und geschmolzenem Brennstoff. Der Siedepunkt des Stahls entspricht etwa dem Schmelzpunkt des Brennstoffs. Ob es schon in der Einleitungsphase zum Aufbau von Stahldampfdrücken kommt, hängt daher stark von den Mischprozessen und dem Wärmeübergang zwischen Brennstoff und Stahl ab. Hierfür gibt es zur Zeit noch keine ausreichenden Modelle. Aus dem eben Gesagten wird klar, daß die vereinfachte Beschreibung der Materialverschiebungen im Modul FSLUM, die die zusätzlichen treibenden Kräfte wie Spaltgas- und Dampfdruckgradienten sowie "Drag" vernachlässigt, vor allem bei abgebranntem Brennstoff zu einer Überschätzung der positiven Rückwirkungseffekte führt. Die Tendenz zu mildereren Störfallabläufen mit Transitionphase wird daher bei detaillierteren Slumpingmodellen größer werden.

Die in CAPRI-2/KADIS verwendeten Modelle zur Simulation von Brennstoff-Natrium-Reaktionen überschätzen bei den gewählten Parametern die Wärmeübergangsraten und müßten für eine realistische Beschreibung experimentell noch angepaßt werden. Einige Effekte, die insbesondere für die Einleitungsphase wichtig sind und in detaillierteren Modellen wie HOPE /34/ oder PLUTO /48/ beschrieben werden, sind in CAPRI-2/KADIS in konservativer Weise dargestellt. Die miteinander nach dem Brennstabversagen reagierenden Brennstoff- und Natriummengen werden im Modell FCIKU des CAPRI-Systems postuliert und unmittelbar am Versagenspunkt zusammengebracht. Ihre Massen sind zeitlich konstant. Axiale Brennstoffbewegungen in der Schmelzzone und im Kühlkanal (durch Einspritzung und Ausschwemmung) und die daraus resultierenden Rückwirkungen werden nicht simuliert, ebenso nicht die zeitliche Zunahme des Natriums in der BNR Zone und die Kondensationswirkung der kälteren Hüllrohr- und Strukturoberflächen /63/. HOPE und PLUTO können diese Effekte beschreiben. Vergleichsrechnungen mit dem HOPE Modell zeigen, daß sich die maximalen BNR Drücke und die Voidraten auch bei annähernd gleichen ausgespritzten Brennstoffmengen verringern, wenn die Injektion und Ausschwemmung sowie die Kondensationswirkung durch zusätzliches unterkühl-

tes Natrium und durch die kälteren Randflächen modelliert werden. Die mit HOPE berechneten Voidrückwirkungen und Reaktivitätsrampen durch die BNR werden dadurch kleiner als die mit CAPRI bestimmten. Rechnungen mit dem noch detaillierteren PLUTO Modell zeigen, daß die Simulation einer inhomogenen BNR Zone mit axial abhängiger Druckverteilung zu einer weiteren Reduktion der Voidraten und Rückwirkungen führt /48/. Eine zusätzliche Verringerung der Reaktivitätsrückwirkungen, die in CAPRI nicht erfaßt wird, ergibt sich durch die Brennstoffausschwemmung. Die mit dem Modell FCIKU berechneten BNR führen daher für frischen Brennstoff i. a. zu stärker positiven und damit pessimistischeren Rückwirkungen als die mit verfeinerten Modellen wie HOPE und PLUTO bestimmten, die die Reaktivitätsrückwirkungen durch Injektion und Ausschwemmung berücksichtigen. Zwar können die Injektionsrückwirkungen bei Versagen in Core-Mitte positiv sein. Wegen des geringen Innendruckaufbaus bei frischem Brennstoff (im wesentlichen Füllgas und Brennstoffdampfdruck) werden die Ausspritzprozesse jedoch langsam ablaufen, so daß sie sehr schnell von den sich überlagernden negativen Ausschwemmrückwirkungen kompensiert werden. Für bestrahlten Brennstoff sind die mit CAPRI berechneten BNR-Rückwirkungen ebenfalls pessimistisch. Zwar sind durch den hohen Spaltgasdruck im Brennstab bei abgebrannten Stäben stärkere Brennstoffinjektionen als bei frischen Stäben möglich, die bei Versagen in Kern-Mitte auch zu positiven Rückwirkungen führen können. Andererseits verschiebt sich aber bei Berücksichtigung der Spaltgaseffekte durch den höheren Innendruck auch die Versagenssequenz, denn bei detailliert bestimmten Versagenszeitpunkten (etwa durch Deformationsanalysen mit BREDA 2 /55/) reißen die abgebrannten, stark gashaltigen Brennstäbe mit den niedrigen Leistungsdichten zuerst. Das führt insbesondere in den außen liegenden Bündeln mit niedrigen oder negativen Voidwerten rasch zu stark negativen Rückwirkungen, die den Reaktor abschalten. Nach dem Versagen abgebrannter Stäbe ergibt sich daher trotz der möglichen stärkeren Brennstoffinjektionen unabhängig von der Versagensposition ein rascheres Abschalten, wenn die Versagenszeitpunkte detaillierter z. B. durch Deformationsanalysen mit dem BREDA-2 Modul bestimmt werden.

Das Disassemblymodell KADIS hat ebenfalls einen bestimmten Anwendungsbereich. Zur Beschreibung länger andauernder milder Disassemblyvorgänge mit geringen Druckaufbauten ist es nur bedingt verwendbar. In der jetzigen KADIS Version ist die Schwerkraftwirkung vernachlässigt. Auch bleiben die Brennelementkästen bei milden Disassemblyvorgängen zunächst intakt, wodurch keine radialen Bewegungen stattfinden können. Solche Vorgänge können in KADIS nur durch ein recht grobes Modell der radialen Bewegungsunterdrückung simuliert werden. Wärmeübergang wird zwar zwischen Brennstoff und Natrium innerhalb der Zellen bereits simuliert, eine konsequente Erweiterung dieser thermischen Wechselwirkungen, die auch die Systeme Brennstoff-Stahl und Stahl-Natrium mit einschließt, fehlt jedoch noch. Die Beschreibung stärkerer Materialverschiebungen ist bei den verwendeten Lagrange Zellen ohne ein Rezoning Modell nicht möglich, ebenso können unterschiedliche Transporteigenschaften für Brennstoff, Stahl und Natrium sowie für die Dampfphase nicht berücksichtigt werden. Die Verwendung von Punktkinetik und Störungstheorie erster Ordnung ist für größere Materialverschiebungen bei den noch zu diskutierenden Störfällen im SNR-300 konservativ /32/. Allgemeinere Modelle für energetische und milde Disassemblyvorgänge werden zur Zeit am ANL und Los Alamos Scientific Laboratory entwickelt (FX2POOL, VENUS-III, SIMMER) /49, 50, 51/. Sie verwenden zeitabhängige zweidimensionale Neutronenkinetik und lösen die Bewegungsgleichungen für mehrere gekoppelte Felder (z. B. ein Dampf- und Flüssigkeitsfeld) mit der sehr stabilen ICE Technik /52/, die durch die Eulersche Behandlungsweise beliebig große Materialverschiebungen zuläßt. Ein Feld kann dabei die Bewegung mehrerer verschiedener Komponenten beschreiben (wie z. B. geschmolzenen Brennstoff, Stahl und Natrium), für die weiterhin einzeln die Energie- und Kontinuitätsgleichungen gelöst werden und zwischen denen Energieaustausch möglich ist. Die Bedeutung der erweiterten hydrodynamischen Modelle liegt in erster Linie in der Beschreibung der Transitionphase (milder Exkursionen, die sich über längere Zeiträume erstrecken). Bei energetischen Disassemblyvorgängen von kurzer Dauer bestätigen aber auch diese

allgemeineren Modelle nach wie vor die Gültigkeit des KADIS Disassemblymodells.

Der Vergleich des CAPRI-2/KADIS Störfallsimulations-systems mit den neueren amerikanischen Entwicklungen zeigt, daß einige darin als wichtig erkannte Effekte zu konservativ behandelt werden. Er zeigt aber auch den Gültigkeitsbereich des CAPRI-2/KADIS Systems auf und bestätigt, daß dieses System insbesondere für die Simulation energetischer hypothetischer Störfälle in frischen SNR Cores einen genügend großen Detaillierungsgrad besitzt.

### 1.2 Modellmäßige Darstellung des MARK 1A Cores für die Störfallsimulationen

Die modellmäßige Darstellung des MARK 1A Cores für die Störfallsimulationen ist schematisch im Bild 1.2-1 aufzeichnet. Das MARK 1A Core enthält 9 Brennelement- und 2 Brutelementreihen. Für die CAPRI 2 Störfallsimulationen wurden die 7 Elementreihen der ersten Anreicherungszone durch insgesamt 9 Kanäle, die 2. Anreicherungszone und der radiale Brutmantel durch jeweils 2 Kanäle dargestellt. Insgesamt ergibt das eine radiale Coreunterteilung in 13 charakteristische Kanäle. Der radiale Reflektorbereich wurde bei diesen Simulationen nicht betrachtet. Axial wurde der Bereich von der unteren Brennstabhalterplatte bis zum Brennelementaustritt in insgesamt 29 Segmente unterteilt, wovon allein 20 in die Core- und Blanketbereiche gelegt wurden. Für die KADIS Rechnungen wurden nur die Core- und Blanketbereiche berücksichtigt, da sich sowohl von der thermischen Störung als auch von der Materialverschiebung im äußeren Brutmantelring nur noch vernachlässigbare Rückwirkungen ergeben haben. Das Lagrange-Maschennetz der KADIS Rechnungen entspricht bei Disassemblybeginn axial der CAPRI Segmentaufteilung im Core-Blanketbereich. Die radiale Unterteilung wurde nach den jedem Kanal zugeordneten äquivalenten Corerungen festgelegt und ist in Bild 1.2-1 eingetragen. Die für die thermo-hydraulischen und neutronenphysikalischen Rechnungen wichtigen Eingabeparameter sind im Anhang zusammengestellt.

Die Nennleistung des Reaktors zu Beginn der Exkursionen beträgt 762 MW. Sie wird im frischen Core bei einer maximalen linearen Leistung von 350 W/cm erreicht. Der Kühlmittel-Voidkoeffizient ist im Unterschied zu kleineren Reaktoren wie dem FFTF im MARK 1A Core in weiten Bereichen positiv. Die Corebereiche mit positivem Voidkoeffizienten sind in Bild 1.2-1 schraffiert eingetragen. Mit Ausnahme des äußeren Rings, also des Kanals 11, haben alle Kanäle im Coremittebereich positive Voidkoeffizienten. Die maximale positive Void-Reaktivität beträgt 5,5 % (berechnet mit Störungstheorie 1. Ordnung) und ist damit um 2 % höher als beim MARK 1 Core. Gegenüber dem FFTF, der nur 6 Brennelementreihen enthält, ist sie sogar um mehr als 4 % höher. Die Entfernung oder Verdünnung des Kühlmittels in den inneren Corebereichen führt daher im MARK 1A Core im Unterschied zum FFTF zu starken Leistungszunahmen und verursacht letztlich die energetischen nuklearen Exkursionen bei den nachfolgend diskutierten hypothetischen Störfällen. Der Dopplerkoeffizient des MARK 1A Cores beträgt mit Natrium - 60 %/1000C Temperaturdifferenz. Bei der vollständigen Entfernung des Natriums reduziert er sich etwa auf die Hälfte. Das Voiden der Kernregionen führt also nicht nur zu positiven Voidrückwirkungen, sondern es verringert auch gleichzeitig den Dopplerkoeffizienten.

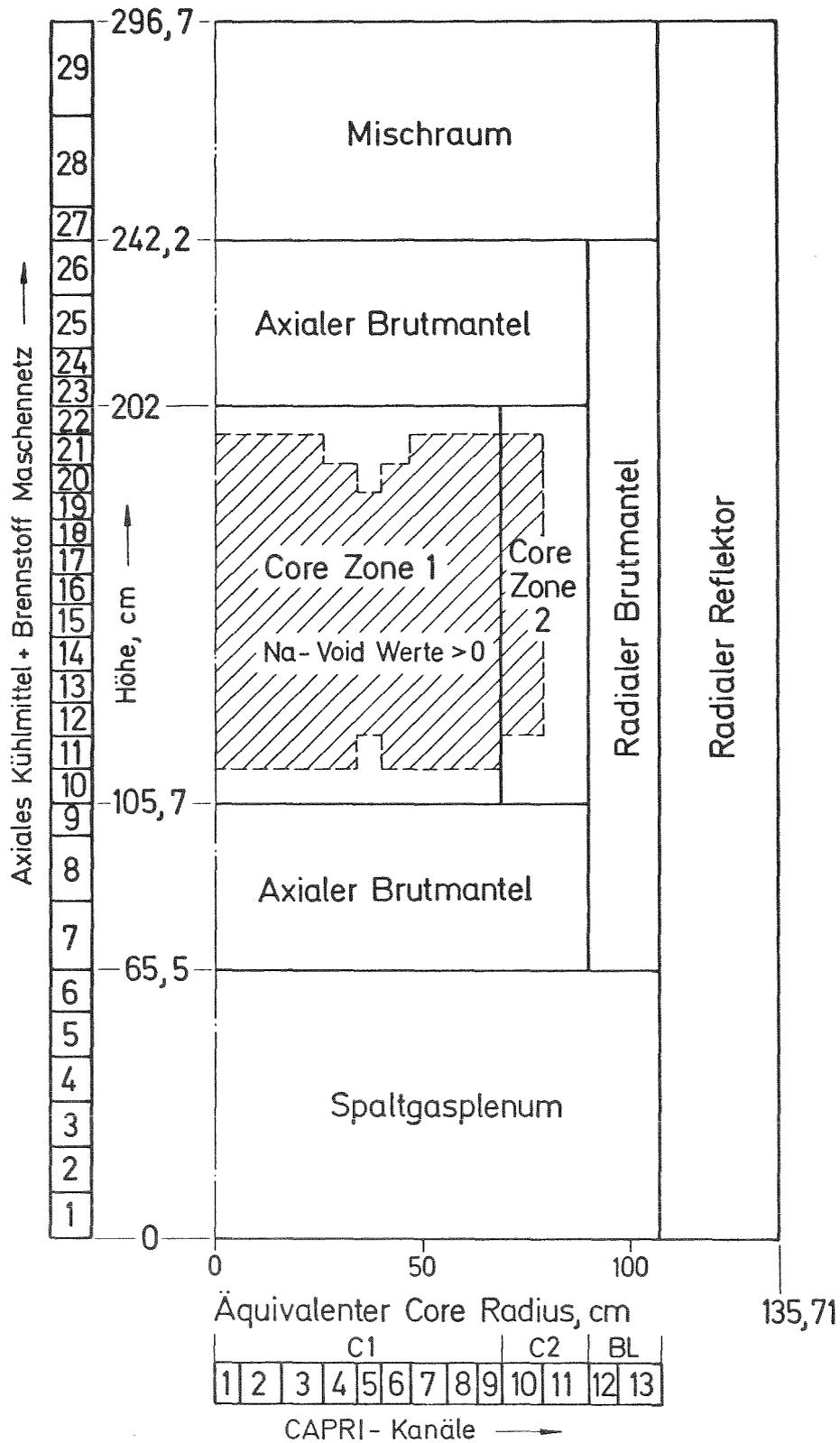


BILD 1.2-1

Diskretisierung des MARK1A Cores für die CAPRI-2 Unfallsimulationen

## 2. Simulation des Kühlmitteldurchsatzstörfalls

Dieses Kapitel soll zunächst nur die Untersuchungen der Kühlmitteldurchsatzstörfälle, d. h. den Basisfall und die Parametervariation für das frische MARK 1A Core ausführlich diskutieren. Dazu wird zunächst die konservative Festlegung der wichtigen Modellparameter für den definierten Basisfall erläutert und anschließend der simulierte Verlauf für diesen Basisfall ausführlich beschrieben. Bei der Diskussion der Parameterfälle werden die verschiedenen simulierten Störfallabläufe mit dem des Basisfalls verglichen, so daß die Einflüsse von wichtigen Einzelparametern erkennbar werden. Die teilweise recht detaillierten Ausführungen werden zum Abschluß des Kapitels noch einmal in ihren wichtigen Aussagen zusammengefaßt.

### 2.1 Konservative Festlegung wichtiger Modellparameter

Die für die Simulation der Kühlmitteldurchsatzstörfälle wichtigen Modellparameter sind in Tab. 2.1-1, geordnet nach CAPRI und KADIS-Parametern, zusammengefaßt. Bei den CAPRI-Parametern ist es zunächst der Anteil der axialen Core-Expansion, der in den Rückwirkungsrechnungen berücksichtigt wird. Die axiale Expansion liefert stark negative Rückwirkungen. Beim Kühlmitteldurchsatzstörfall, bei dem das Hüllrohr anfangs sowohl radial als axial schneller und damit weg vom Brennstoff expandiert, kann sie leichter wirksam werden als beim Rampenstörfall. Trotzdem wird sie wegen Dishing und Crack-Effekten weniger stark als die in BREDA berechnete sein. Um zu möglichst konservativen Aussagen zu kommen, wird sie beim Basisfall vernachlässigt. Ihr Einfluß wird jedoch im Rahmen der Parameterstudie untersucht. Deformationsrechnungen mit dem BREDA-Modul werden beim Durchsatzstörfall nur zur Bestimmung der transienten Geometrieänderungen durchgeführt. Die resultierenden mechanischen Belastungen der Hülle, die beim Durchsatzstörfall ohne ein Schließen des Spaltes zwischen Brennstoff und Hülle nur sehr klein sind, werden für die Beurteilung des Störfallablaufs bei diesen Simulationen nicht betrachtet.

TAB. 2.1-1 WICHTIGE PARAMETER DES BASIS-KÜHLMITTELDURCHSATZSTÖRFALLS

	PARAMETER	DIM.	BASISFALL	ERLÄUTERUNGEN
CAPRI-2 PARAMETER	EXPCOF	-	0,0	ANTEIL D. CORE LÄNGUNG FÜR FEEDBACK
	BOWING	-	TABELLE	RÜCKW. D. VERBIEGUNG D. KÄSTEN
	SIEDEÜBERHITZUNG	°C	10	GILT NUR FÜR BILDUNG D. ERSTEN BLASE
	ANFANGSFILMDICKE	CM	0.015	FILM FÜLLT CA. 12% D. STRÖMUNGSFLÄCHE
	RESTFILM BEI DRYOUT	CM	0.005	ENDLICHER WERT WEGEN VAPOUR STRIPPING
	BR. SCHMELZFR. FÜR SLUMPING	%	60	BRENNSTOFF- UND HOLLROHR-SLUMPING KANN ERST NACH SIEDEBEGINN EINSETZEN
	HOLLROHRTEMP. FÜR SLUMPING	°C	1400	
	LÄNGE DER SLUMPINGZONE	CM	24	
	FXII	-	0,0	BEWEGUNGSBEHIND. D. OBEREN STÜMPFE B. SLUMPEN
	VERSAGENSSCHMELZFRAKTION	%	60	BRENNSTABVERSAGEN MIT NACHFOLGENDER BNR NUR MÖGLICH VOR EINSETZEN VON NA SIEDEN IM KANAL
	RISSLÄNGE	CM	14 (2 Maschen)	
	AUSGESPRITZTER SCHMELZ-ANTEIL	%	30	
	PARTIKELRADIUS	μ	117	
	MISCHUNGSZEITKONST.	MSEC	10	
TDIS	°C	3100		
KADIS PARAMETER	KADIS REAKT. ZUFUHR	-	TABELLE	DURCH WEITERRECHNUNG MIT CAPRI-2 BESTIMMT
	ZUSTANDSGLEICHUNGEN	-	MENZIES DAMPFDRUCK-BEZ. MODIFIZIERTES GIBBY-CP	GEVOIDETES CORE KEINE KOMPRESSIBILITÄTSITERATION
	RADIAL MOTION CUT OFF	-	NEIN	KEINE RÜCKW. AUF DRUCKGRADIENTEN
	MISCHUNGSZEITKONST.	MSEC	∞	KEINE BNR IN DER DISASSEMBLY-PHASE

Bowing Rückwirkungen, das heißt Rückwirkungen durch Verbiegung der Kastenwände aufgrund radialer Temperaturgradienten, sind im frischen Core klein. Sie werden als Funktion der zeitabhängigen relativen Kühlmittelaufheizspanne aus eingegebenen Tabellen interpoliert. Die nächsten 3 Parameter betreffen das BLOW3 Mehrblasenmodell. Als Überhitzung für die Bildung der ersten Blase in jedem Kanal wurde ein Wert von  $10^{\circ}\text{C}$  gewählt. Out-of-pile Loopexperimente mit chemisch relativ reinem Natrium können zu höheren Überhitzungen bis zu  $50^{\circ}\text{C}$  /13/ führen, jedoch werden im Reaktorsystem durch das obere Gaspolster Gas-sättigungskonzentrationen im Kühlmittel erreicht, so daß kaum größere, wahrscheinlich jedoch sehr viel kleinere Überhitzungen /26/ als  $10^{\circ}\text{C}$  zu erwarten sind. Der hier verwendete Wert stellt einen Kompromiß dar, der einerseits die Simulation des Siedevorgangs mit begrenztem Iterationsaufwand erlaubt und andererseits im Vergleich mit den noch zu diskutierenden Rechnungen für kleinere und größere Überhitzungen zu den energetischeren und daher konservativen Störfallverläufen führt. Der Wert wurde später auch getrennt variiert. Für die Bildung der Folgeblasen wurde die Siedeüberhitzung wegen der dann vorhandenen Siedekeime auf  $3^{\circ}\text{C}$  herabgesetzt. Der Flüssigkeitsfilm, der beim Austreiben des Kühlmittels auf dem Strukturmaterial und Hüllrohr zurückbleibt, soll eine Anfangsdicke von 0,015 cm haben. Dieser Wert wird unabhängig von Fauske /18/ und von Pepller /13/ angegeben. Der Film füllt ca. 12 % des Kühlkanalquerschnitts, so daß der volle Reaktivitätswert des Kühlmittels nicht unmittelbar beim Voiden freigesetzt wird. Durch Verdampfung dieses Films baut sich der eigentliche Druck auf, durch den die Blasen nach Siedebeginn in die inneren Core-Bereiche eindringen können. BLOW3 verwendet ein statisches Verdampfungs-Kondensationsfilmmodell, bei dem ein eventuelles Mitreißen des Natriumfilms durch die Dampfströmung, das zum früheren Austrocknen führt, nicht beschrieben wird. Zur Simulation der dynamischen Effekte /20/ wurde Dryout daher schon früher, also vor der vollständigen Filmverdampfung bei einer Restfilmdicke von 0,005 cm /13/, also bei einem Drittel der Anfangsfilmstärke initiiert.

Slumping, in diesem Fall Brennstoff und Hüllrohrbewegungen, werden gleichzeitig eingeleitet, wenn der Brennstoffschmelzanteil innerhalb einer vorgegebenen Slumping-Zone von 24 cm einen Grenzwert von 60 % erreicht und wenn das Hüllrohr gleichzeitig in diesem Teilstück geschmolzen ist. Bei der 60 % Brennstoff-Schmelzfraktion ist die hier zwar nicht simulierte, aber in Wirklichkeit auch im frischen Brennstoff vorhandene Zone mit gleichgerichtetem Gefüge, die strukturmäßig am haltbarsten ist, voll im Schmelzen begriffen. Der Brennstab verliert damit seine Standfestigkeit. Beim Slumpen fließt dieses geschmolzene Segment mit dem dazugehörigen Hüllrohr in den freien Raum zwischen den Brennstabstümpfen der darunterliegenden Core-Zone ab. Die darüberliegenden Stabreste sollen beim Basisfall dieser Untersuchungen im freien Fall nachrücken, das heißt der Faktor FXII, der die Bewegungsbehinderung angibt, wurde 0 gesetzt. Diese Vernachlässigung der Bewegungsbehinderung führt letztlich zu einer Überschätzung der Brennstoffkompaktion beim Slumpingvorgang und ist von daher eine sehr konservative Annahme.

Brennstabversagen mit nachfolgender BNR tritt ein, wenn die Brennstoffschmelzfraktion über eine Rißlänge von 14 cm einen Grenzwert von 60 % überschreitet und der Kanal noch nicht gevoidet ist. Danach sollen 30 % des in der gesamten Schmelzzone vorhandenen flüssigen Brennstoffs augenblicklich in den Kühlkanal gelangen und mit dem Natrium aus der Rißzone reagieren. Der ausgespritzte Brennstoff soll in Partikel von  $117\mu$  Radius fragmentieren. Die angenommene Fragmentations- und Mischungszeitkonstante beträgt 10 msec. Die verwendeten Versagens- und BNR Parameter sind die gleichen, die beim Basis-Rampenstörfall verwendet werden und werden dort ausführlicher diskutiert (s. Abschnitt 3.1). Da die BNR- und Siedemoduln von CAPRI-2 nur einzeln zur Simulation der Kühlmitteldynamik verwendet werden können, ist die gleichzeitige Beschreibung von normalen Siedevorgängen und BNR in einem Kanal nicht möglich. Es wird daher für jeden Kanal jeweils der Vorgang (Sieden oder BNR) weiter beschrieben, der zuerst initiiert wird.

Die Umschaltung von der Einleitungs- in die Disassembly-Phase erfolgt, wenn die maximale über die jeweilige Maschenlänge energiegemittelte Brennstofftemperatur einen Grenzwert von  $3100^{\circ}\text{C}$  erreicht. Die Reaktivitätszufuhr durch weiteres Core-Voiden und Brennstoff-Slumpen nach Disassemblybeginn, die sog. programmierte Reaktivität, wird aus Tabellen bestimmt, die mit CAPRI-2 durch Weiterrechnen über dem Umschaltpunkt hinaus erstellt werden. Diese verglichen mit früheren Verfahren konsistentere Kopplung der beiden Programmsysteme führt zu Energiefreisetzungen, die in gewissen Grenzen nur noch wenig vom Umschaltpunkt beeinflußt werden /21/. Die spezifischen Wärmen des Brennstoffs sind beim Kühlmitteldurchsatzstörfall unabhängig von den Dampfdruckbeziehungen wählbar, da eine Kompressibilitätsiteration in den verschiedenen Zellen wegen des ausreichend vorhandenen Void-Volumens nicht erforderlich ist. Es wurden hier die neueren Dampfdruckgleichungen von Menzies /22/ verwendet, die für  $\text{UO}_2$  aufgestellt wurden, näherungsweise aber auch für Mischoxid gültig sind. Für die spezifische Wärme wurden konsistent mit CAPRI die temperaturabhängigen Werte von Gibby /23/ für Mischoxid gewählt, die oberhalb des Schmelzpunktes durch die Angaben von Simpson /24/ ergänzt wurden. Radiale Core-Expansion wird beim Basisfall uneingeschränkt zugelassen. Die verwendeten Reaktivitätswertkurven wurden aus zweidimensionalen R-Z-Diffusionsrechnungen für den stationären Zustand des Reaktors durch Störungstheorie erster Ordnung bestimmt, wobei die Zylindrisierungseffekte korrigiert wurden. Die Wertkurvenverläufe sind im Anhang 7.1 für jeden Kanal aufgetragen. Die Diskussion der Parameterwahl für den Basis-Kühlmitteldurchsatzstörfall zeigt, daß nicht genau bekannte Werte für die Modellparameter konservativ festgelegt wurden. Bezüglich der Annahme für radiale Core-Expansion in der Abschaltphase muß hier jedoch eine Einschränkung gemacht werden.

Da sich beim Kühlmitteldurchsatzstörfall in der Abschaltphase nur kleinere bis mittlere Drücke einstellen, die wahrscheinlich nicht zum Versagen der Kastenwände führen, muß die freie radiale Core-Expansion, die beim Durchsatzstörfall zu einer Beschleunigung des Abschaltens in der Disassemblyphase führt, bei einer realistischeren Betrachtungsweise eingeschränkt werden. Der Fall mit vollständiger Unterdrückung der radialen Core-Expansion während der Abschaltphase wurde jedoch in der Parameterstudie untersucht und führt zu einer Erhöhung der Energiefreisetzung (Fall L 9). Diese in der Einleitungsphase mit dem Basisfall identische Simulation wird später auch als modifizierter Basisfall bezeichnet und stellt den konservativen Referenzfall dar, der die bei den hypothetischen Kühlmitteldurchsatzstörfällen mögliche Energiefreisetzung nach oben abgrenzt.

## 2.2 Diskussion des Basisfalls

Beim Kühlmitteldurchsatzstörfall soll die Energieversorgung aller Primärkreisumpen gleichzeitig zusammenbrechen, ohne daß das Erst- und Zweitabschaltsystem des Reaktors ansprechen. Die Pumpen des SNR 300 sind so ausgelegt, daß es dabei zu einem raschen Druckabfall im Kühlmittelleintrittsplenum kommt, um die bei normalen Abschaltvorgängen mit intaktem Abschaltssystem möglichen Thermoschockwirkungen gering zu halten. Für den Druck im Kühlmittelleintrittsplenum wurde der folgende zeitliche Verlauf vorgegeben:

$$p(t) = 1,81 \text{ /bar/} + 5,04 \text{ /bar/} \times \exp(-0,76505 \text{ /sec}^{-1} / *t) \\ + 0,1014 \text{ /sec}^{-2} / *t^2 - 0,0053483 \text{ /sec}^{-3} / *t^3) \quad (1)$$

Die wichtigen Ergebnisse der damit durchgeführten Störfallsimulationen sind in Tab. 2.2-1 und in den Bildern 2.2-1 bis 2.2-8 dargestellt.

TAB. 2.2-1: WICHTIGE ERGEBNISSE DER EINLEITUNGSPHASE DES BASIS-KÖHLMITTELDURCHSATZFALLS L0

		DIMENSION	BASISFALL L0
SIEDEBEGINN	ZEIT	SEC	5,47
	NORMIERTE LEISTUNG	-	1,12
SIEDESEQUENZ	KANALE	-	1,2,4,3,10, 6,5,7,8,11,9
ERGEBNISSE FÜR ZEN- TRALES ELEMENT (KANAL 1)	SIEDEZEIT BEI DRYOUT	SEC	0,76
	INTEGRALER BLASENDRUCK BEI DRYOUT	BAR	2,5
	SIEDEZEIT B. HÖLLROHRSCHELZEN	SEC	1,22
	AXIALE POSITION F. HÖLLROHRSCHELZBEGINN	%AKT. LÄNGE	58
	SIEDEZEIT BEI SLUMPINGBEGINN	SEC	1,24
	AXIALE LAGE DER SLUMPINGZONE	%AKT. LÄNGE	56
SLUMPINGBEGINN	ZEIT	SEC	6,72
	NORMIERTE LEISTUNG	-	108
	NETTO REAKTIVITÄT UND RAMPE	% / SEC	0,976 4,0
	MAXIMALE MITTLERE BRENNSTOFFTEMPERATUR	°C	2817
DISASSEMBLYBEGINN	ZEIT	SEC	6,72
	SIEDEZEIT	SEC	1,25
	SLUMPINGZEIT	MSEC	7,3
	NORMIERTE LEISTUNG	-	325
	NETTO REAKTIVITÄT UND RAMPE	% / SEC	1,014 3,9
	DOPPLER REAKTIVITÄT UND RAMPE	% / SEC	-0,671 -13,9
	VOID REAKTIVITÄT UND RAMPE	% / SEC	1,647 17,6
	BRENNSTOFF SLUMPING ROCKW. UND RAMPE	% / SEC	0,000 0,11
	BOWING ROCKW. UND RAMPE	% / SEC	0,040 0,0
	MASSE D. GESCHMOLZENEN BRENNSTOFFS	KG	1698 (30%)
ENERGIE D. GESCHMOLZENEN BRENNSTOFFS	MWSEC	523	

WICHTIGE ERGEBNISSE DER DISASSEMBLYPHASE DES BASIS-KÖHLMITTELDURCHSATZSTÖRFALLS L0

MAXIMALWERTE WÄHREND DISASSEMBLY	NORMIERTE LEISTUNG	-	749
	DRUCK	BAR	24
	REAKTIVITÄT	%	1,0256
ERGEBNISSE AM DISASSEMBLY-ENDE	DAUER DES DISASSEMBLY	MSEC	9,15
	MASSE DES GESCHMOLZENEN BRENNSTOFFS	KG	4787 (83 %)
	ENERGIE DES GESCHMOLZENEN BRENNSTOFFS	MWSEC	2886
	MITTLERE TEMPERATUR DES GESCHMOLZENEN BRENNSTOFFS	°C	3294
	MAXIMALE BRENNSTOFFTEMPERATUR	°C	4448
	MAXIMALE VERSCHIEBUNG: RADIAL	CM	1,8
	AXIAL	CM	2,4
	MAXIMALE GESCHWINDIGKEIT: RADIAL	M/S	8,4
AXIAL	M/S	11,3	

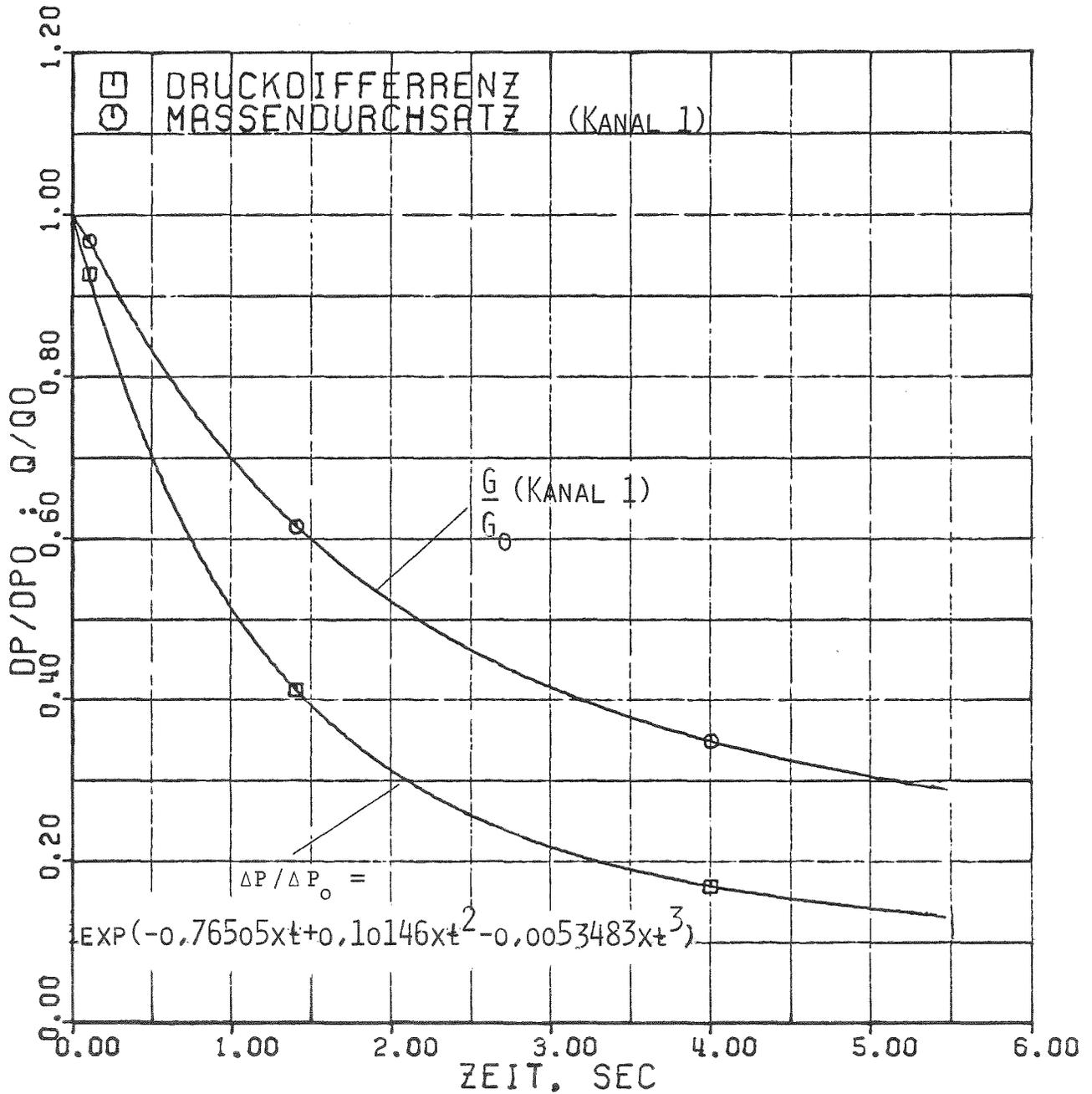


BILD 2.2-1; ZEITLICHER DRUCKABFALL IM CORE UND MASSENDURCHSATZ IM ZENTRALEN BÜNDEL BEZOGEN AUF STATIONÄREN ZUSTAND (KÜHLMITTELDURCHSATZSTÖRFALL M1A CORE SNR 300)

### 2.2.1 Die Einleitungsphase bis Siedebeginn

Der zeitliche Verlauf des Druckabfalls im Core, der sich aus Gl. (1) ergibt, und der daraus durch Integration der Impulsgleichung berechnete zeitliche Massendurchsatz im zentralen Bündel sind in Bild 2.2-1, bezogen auf die stationären Ausgangswerte, aufgetragen. Durch den Druckabfall im Eintrittsplenum verringert sich der Kühlmitteldruckverlust im Core binnen 1 sec auf die Hälfte des Ausgangswertes. Der Kühlmitteldurchsatz fällt aufgrund von Trägheitseffekten mit einer gewissen Verzögerung ab, im zentralen Kanal halbiert er sich nach etwa 2 sec, in den stärker gedrosselten Elementen des Kanals 8 und 9 verringert er sich etwas langsamer. Bei einer mittleren Verweilzeit des Kühlmittels von 1,4 sec werden 5,47 sec nach Unfallbeginn erstmals Siedebedingungen, und zwar am oberen Core-Ende des zentralen Bündels (Kanal 1) bei 27 % Restdurchsatz erreicht. Die anderen Kanäle sieden in der in Tab. 2.2-1 angegebenen Reihenfolge auf, die durch das kanalabhängige Verhältnis von Leistung und Kühlmitteldurchsatz bestimmt wird. Die Erhöhung der Kühlmitteltemperaturen durch die längere Verweilzeit führt zu geringfügig positiven Kühlmitteldichterückwirkungen, so daß sich bei Siedebeginn eine um etwa 10 % höhere Leistung ergibt.

Das Temperaturprofil im maximal beheizten Brennstoffsegment, das in Bild 2.2-2 für verschiedene Zeitpunkte aufgetragen wurde, hat sich während der einphasigen Kühlmittelaufheizung um etwa 200°C erhöht, wobei der Anstieg im Inneren etwas geringer, außen dagegen etwas stärker ist. Die Brennstofftemperaturen sind bei Siedebeginn noch weit vom Schmelzpunkt entfernt.

### 2.2.2 Beschreibung des Siedevorganges und seiner Rückwirkungen

Die erste Phase des Siedevorganges in jedem Kanal ist gekennzeichnet durch die Bildung einzelner Blasen (Bild 2.2-3). Der aufgrund des Siedeverzugs gegenüber dem Umgebungsdruck um etwa

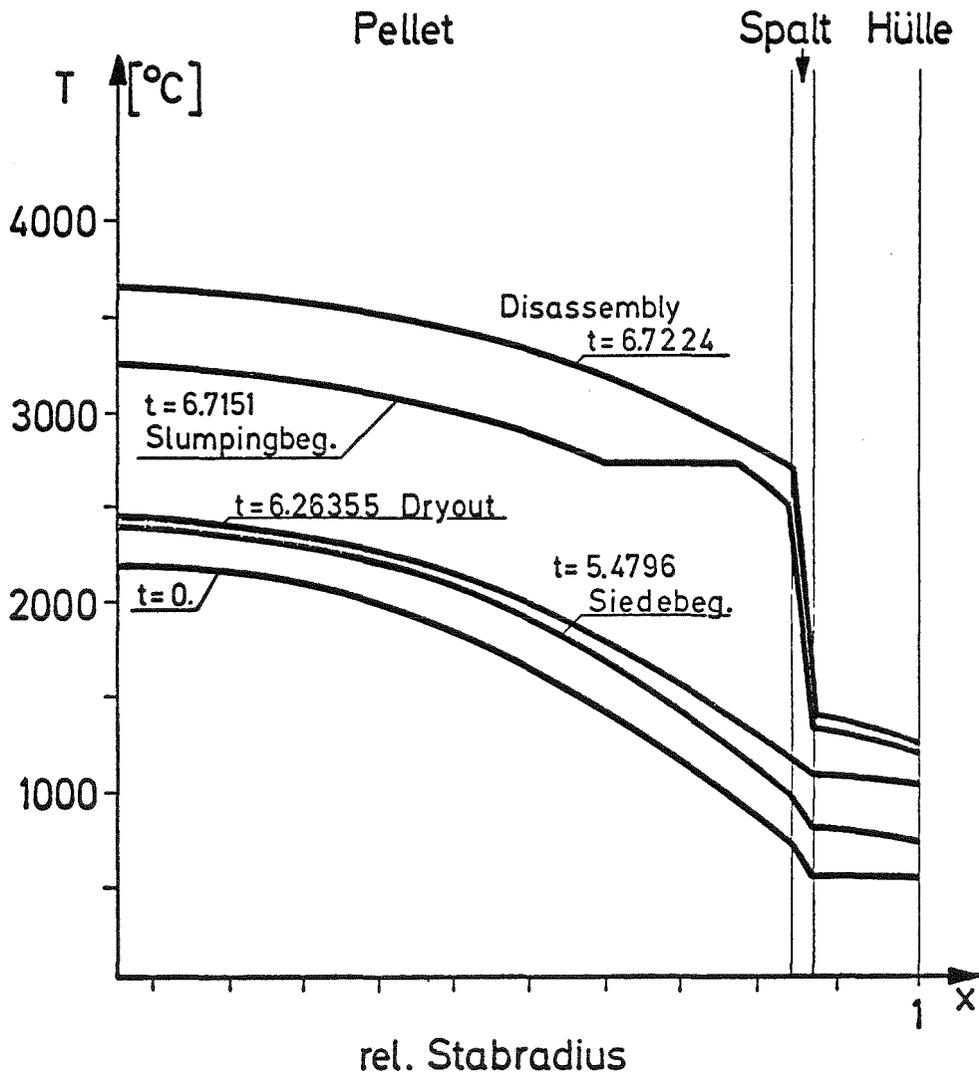


BILD 2,2-2 TEMPERATURPROFIL IM MAXIMAL BEHEIZTEN SEGMENT ZU VERSCHIEDENEN ZEITPUNKTEN NACH BEGINN DES KÜHLMITTELDURCHSATZSTÖRFALLS L0 (SNR 300 M1A CORE)

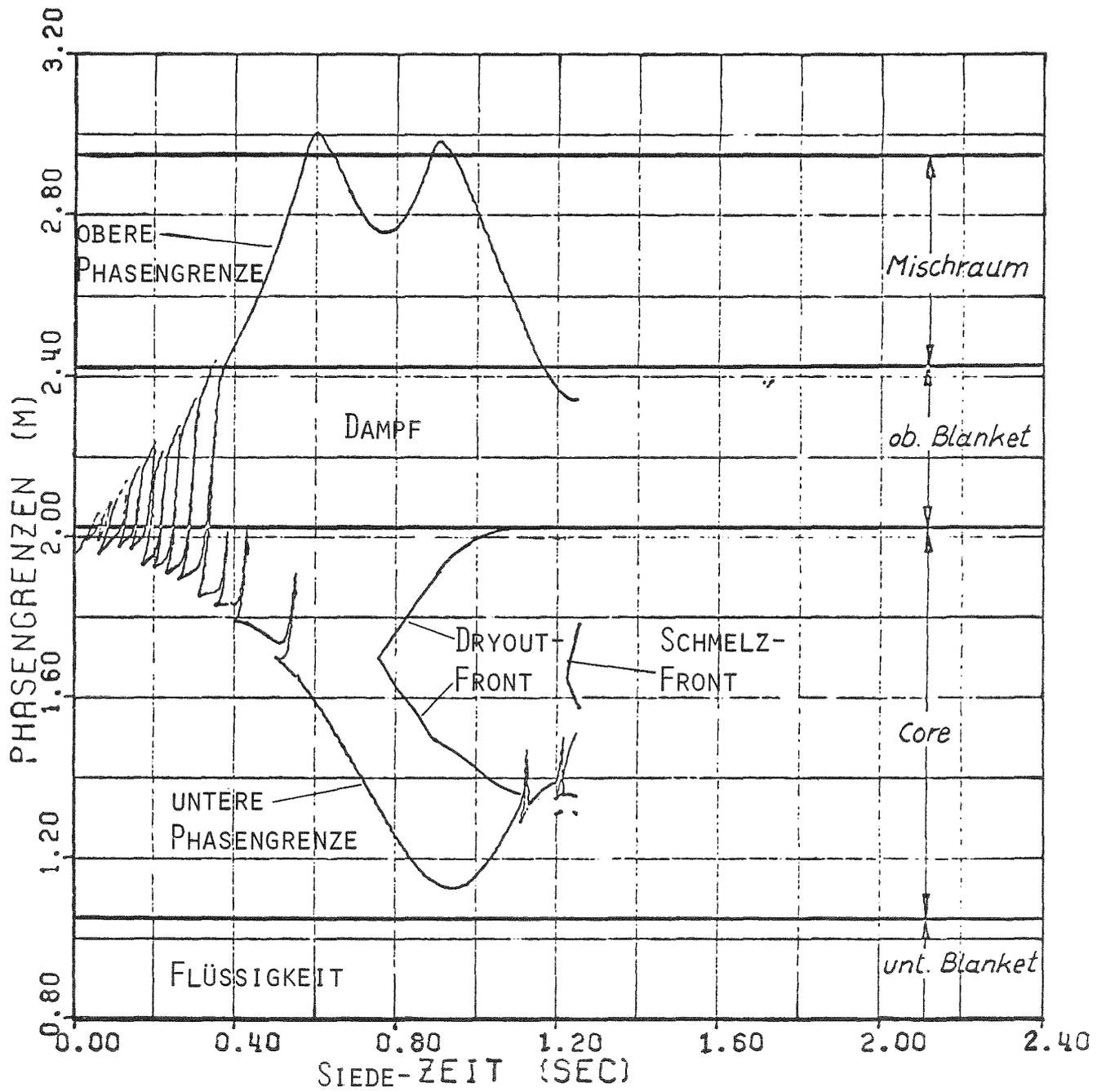


BILD 2,2-3 VOIDVORGANG IM ZENTRALEN ELEMENT BEIM KÜHLMITTELDURCHSATZSTÖRFALL LO (SNR 300 M1A CORE)

0,2 bar höhere Druck in der Blase bewirkt, daß es zur erneuten Blasenbildung erst dann kommt, wenn der Blasendruck entsprechend abgesunken ist, d. h. wenn sich der Großteil der Blase in einem Bereich befindet, in dem der Dampf kondensieren kann (neue Blasenbildung durch Druckabsenkung). Dies erklärt, warum zur gleichen Zeit immer nur wenige Blasen in der Strömung vorhanden sind. Das Zeitintegral des Dampfdrucks in den untersten Blasen führt bald zu einer Strömungsumkehr des unteren Flüssigkeitspfropfens, so daß flüssiges Natrium auch nach unten aus dem Kühlkanal herausgedrückt wird. Die Blasen erstrecken sich dann zunehmend über größere beheizte Bereiche, die Verdampfungsraten des flüssigen Natriumrestfilms steigen dabei an und der erhöhte Natriumdampfdruck kann über immer längere Zeiträume gehalten werden. Dabei werden die inneren Core-Bereiche gevoidet, ohne daß es zur Bildung weiterer Blasen kommt. Die Restfilmverdampfung, die mit abnehmender Filmdicke immer stärker wird, führt eingabebedingt bei 1/3 der Anfangsfilmstärke zum Austrocknen des Hüllrohres. Das sogenannte Dryout setzt schon vor dem Ende der ersten Ejektionsphase bei ca. 2/3 der aktiven Core-Länge ein. Die Dryout-Front, die in Bild 2.2-3 eingetragen ist, breitet sich rasch in beide Richtungen aus. Dabei sinkt der Dampfdruck in der Blase langsam ab. Es kommt zum Wiedereintreten von flüssigem Natrium und zum teilweisen Wiederbenetzen der stark überhitzten inneren Core-Regionen. Weitere Blasen bilden sich im unteren Core-Bereich. Sie lösen sich jedoch bei den rasch erreichten hohen Geschwindigkeiten des Restflüssigkeitskolbens zwischen neuer und alter Blase auf. Diese Phase der Siedesimulation ist stark durch die Modellannahmen beeinflusst. Sie hat hier aber reaktivitätsmäßig kaum einen Einfluß, da sie nur im zentralen Element erreicht wird, dessen Rückwirkungen gering sind.

Reaktivitätsmäßig wichtige Rückwirkungen kommen erst vom Aufsieden des 2. Core-Ringes (Kanal 2). Hierbei überlagern sich die Rückwirkungen von 6 Brennelementen. Der Siedevorgang, der in Bild 2.2-4 als Funktion der Siedezeit dieses Kanals dargestellt ist,

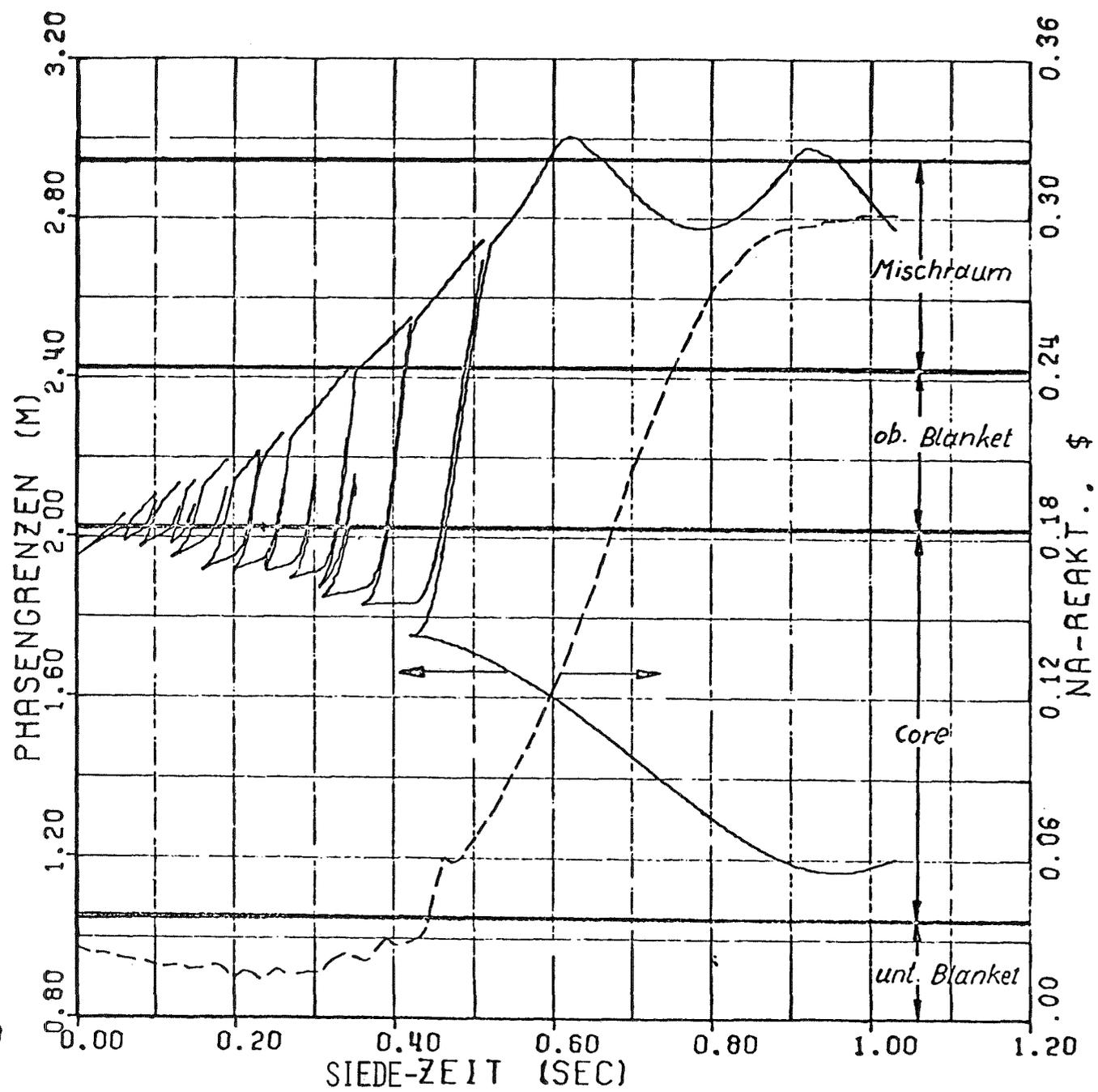
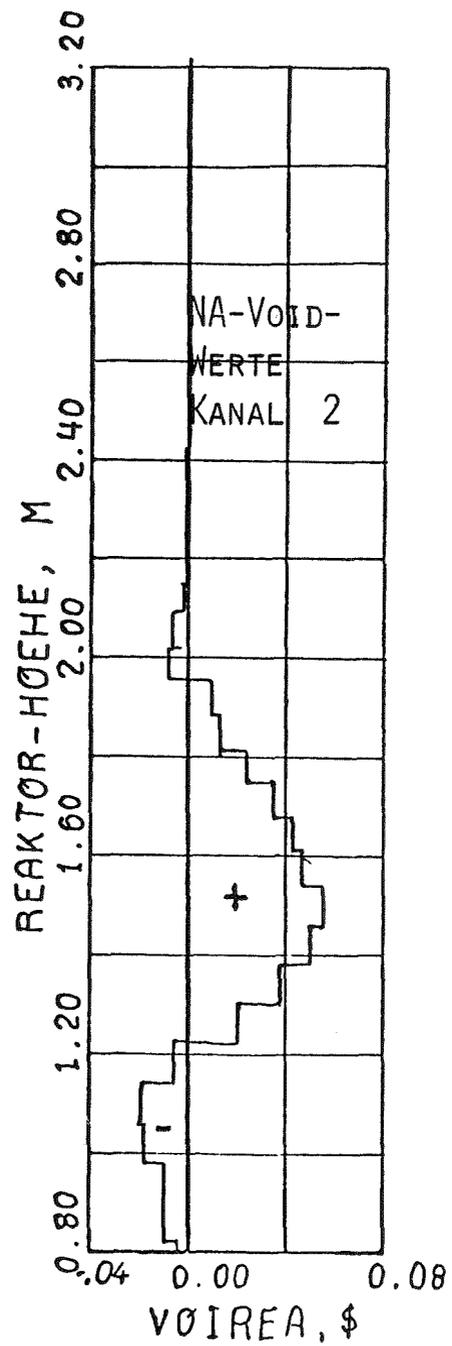


BILD 2.2-4 SIEDEVERHALTEN DES KANALS 2 UND SEINE REAKTIVITÄTSMÄSSIGEN RÜCKWIRKUNGEN BEIM KÜHLMITTELDURCHSATZSTÖRFALL (LO) IM SNR 300 MIA CORE

zeigt relativ zu Siedebeginn einen ähnlichen Ablauf wie der des zentralen Elements, er beginnt jedoch mit einer zeitlichen Verschiebung. Beim Eintritt von Core-Disassembly ist die erste Ejektionsphase daher gerade erst beendet und die Wiederbenetzung hat noch nicht zu weiteren Blasenbildungen geführt. Unmittelbar nach Siedebeginn, d. h. beim Voiden der oberen Blanketregionen, ergeben sich, wie Bild 2.2-4 zeigt, nur schwach negative Rückwirkungen. Sie zeigen ein leicht oszillierendes Verhalten durch die gegenläufigen Rückwirkungen bei der Bewegung der Flüssigkeitspfropfen zwischen den Blasen. Erst nach etwa 1/2 sec, wenn das Kühlmittel auch aus den inneren Core-Bereichen mit den positiven Kühlmittelvoidwerten gedrückt wird, steigt die Reaktivitätsrückwirkung rasch an, wobei Raten von 75  $\phi$ /sec erreicht werden. Diese Raten der Reaktivitätszuführung, die für den Leistungsanstieg sehr wichtig sind, werden beim Siedevorgang des Kühlmitteldurchsatzstörfalls im Unterschied zu den noch zu diskutierenden Void-Vorgängen bei der BNR durch die Geschwindigkeit der unteren (d. h. nur einer) Phasengrenze festgelegt. Bei noch niedrigerer Leistung erreichen sie im Kanal 2 Werte von -1,65 m/sec und sind damit mehr als zehnmal niedriger als die Void-Geschwindigkeiten beim Rampenstörfall. Nach dem Leeren der Kernbereiche mit positiven Void-Koeffizienten flacht der Rückwirkungsverlauf zeitlich ab. Eine Abnahme der Void-Reaktivität ergibt sich jedoch nicht mehr, denn die unteren Core- und Blanketbereiche mit negativen Void-Werten werden wegen zu geringen Blasendrucks nach dem Austrocknen des Hüllrohres nicht mehr gevoidet.

Die später einsetzenden Siedevorgänge der restlichen Kanäle sind in der Anfangsphase alle ähnlich, der in der letzten Phase überlagerte Leistungsanstieg führt jedoch beim Voiden der inneren Core-Regionen zu stärkeren Restfilmverdampfungen und größeren Beschleunigungen der unteren Flüssigkeitspfropfen. Die maximale Void-Geschwindigkeit kann sich dadurch in den später aufsiedenden Kanälen mehr als verdoppeln. Die berechneten zeitlichen Void-Rückwirkungen der verschiedenen Kanäle und ihre Überlagerung zur Gesamtvoidreaktivität sind in Bild 2.2-5 als

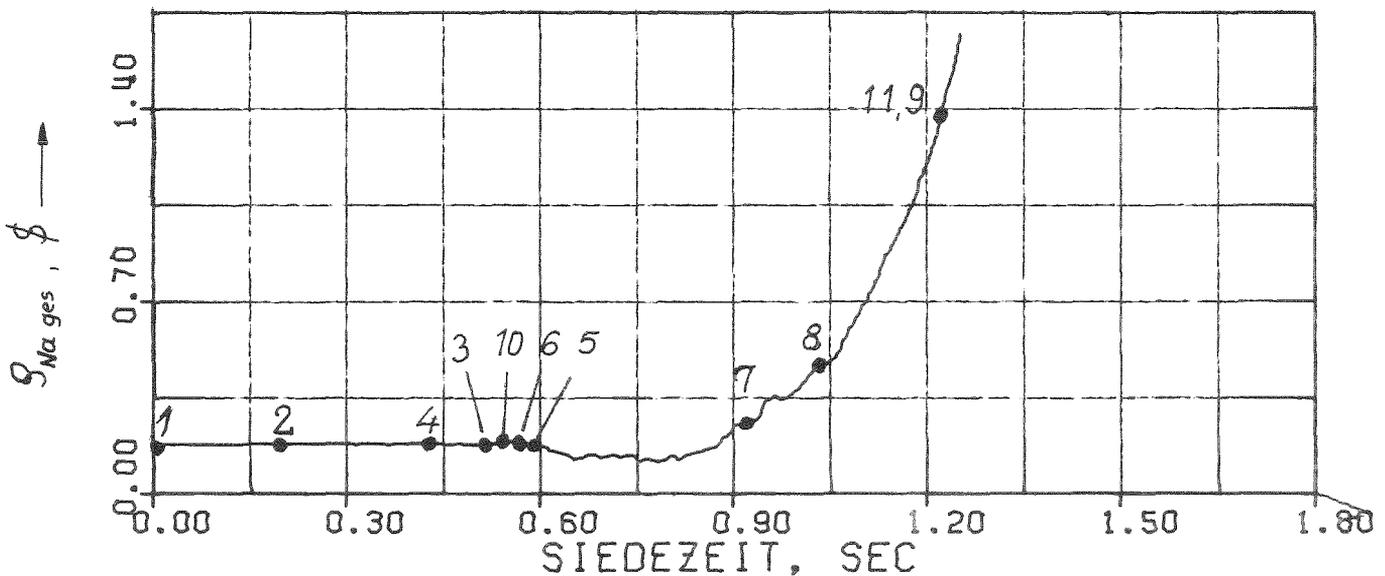
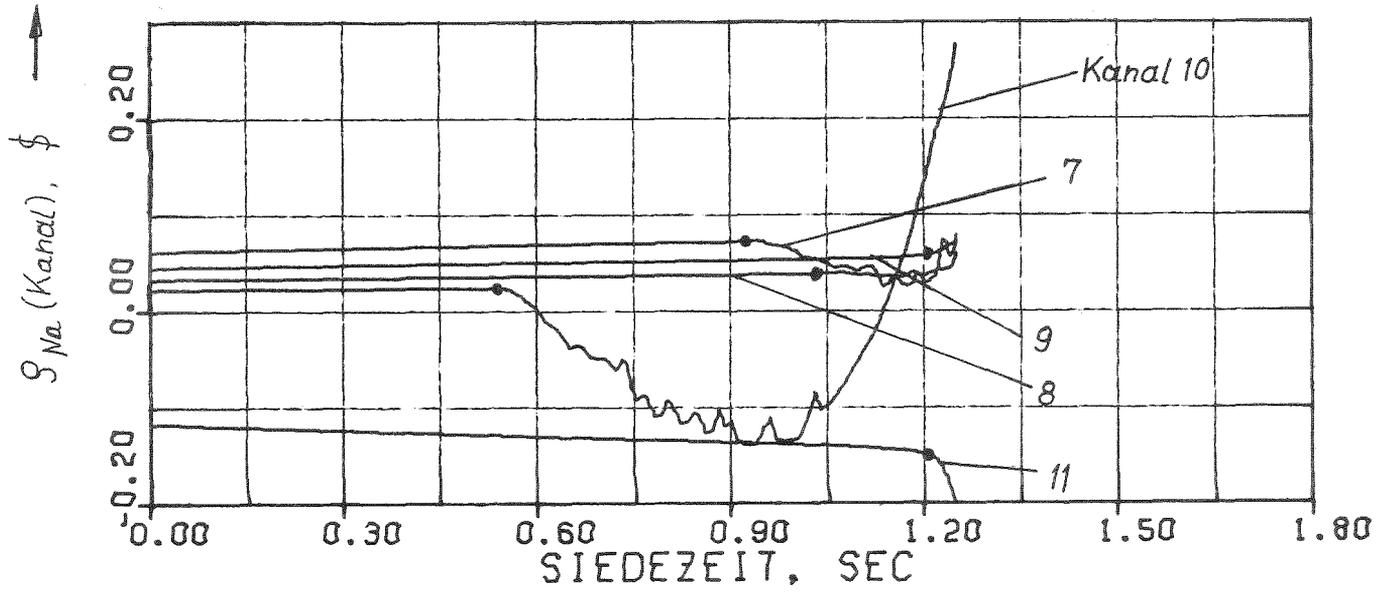
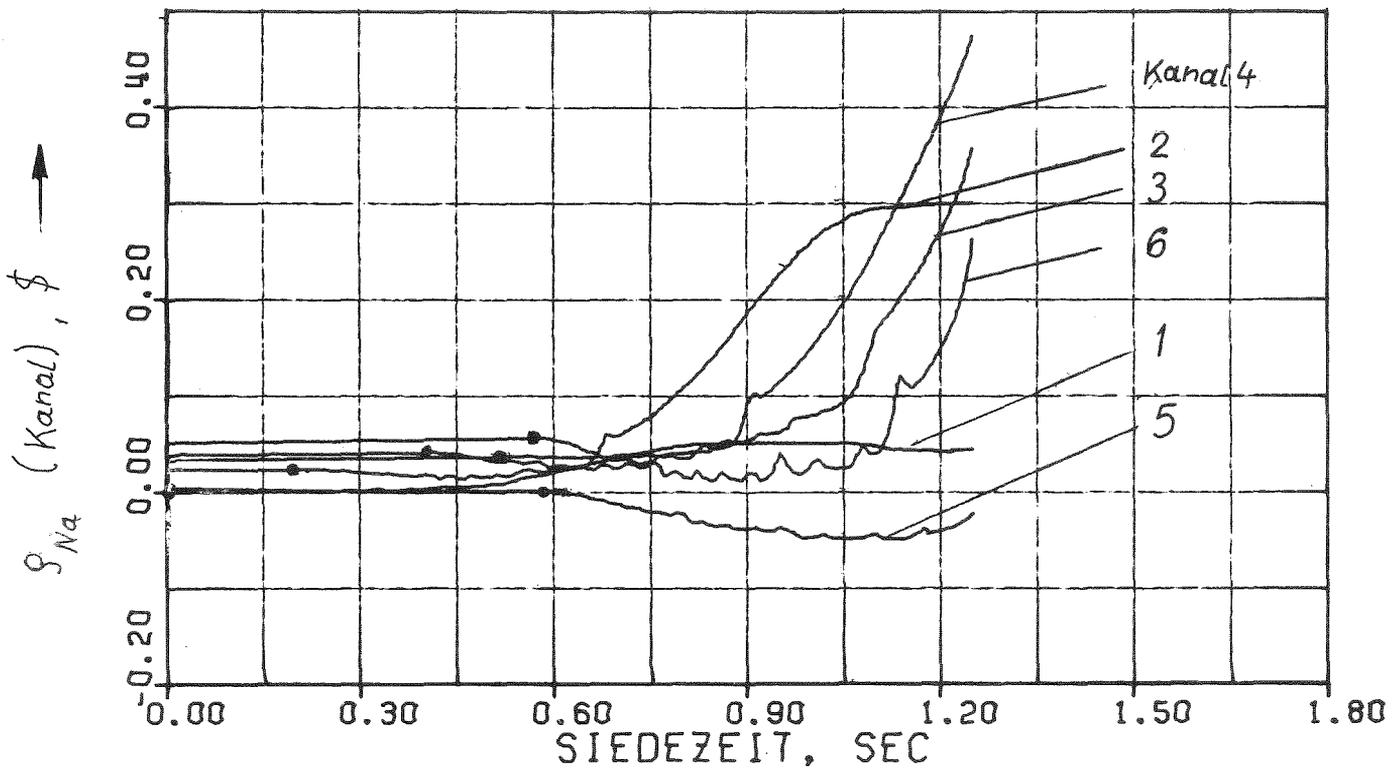


BILD 2.2-5 KANALABHÄNGIGE UND ÜBERLAGERTE VOIDREAKTIVITÄTSRÜCKWIRKUNGEN BEIM KÜHLMITTELDURCHSATZSTÖRFALL L0 (SNR 300 MIA CORE)

Funktion der Siedezeit des zentralen Elements aufgetragen. Die Reaktivitätszufuhr vom 2. Kanal führt noch nicht zu einem Anstieg der überlagerten Void-Reaktivität, da sie vor allem durch die negativen Rückwirkungen beim Voiden der oberen Core- und Blanketbereiche des Kanals 10 (innerster Ring der 2. Core-Zone) kompensiert wird. Ein Anstieg der Void-Reaktivität über den Anfangswert bei Siedebeginn ergibt sich erst nach 0,9 sec. Die Void-Reaktivität nimmt dann aber schnell zu, da sich danach stark positive Reaktivitätsrampen aus verschiedenen Kanälen überlagern. Dieser Anstieg der Void-Reaktivität leitet in die energetische Endphase des Störfalls über. Er führt zu ähnlichen Leistungsanstiegen wie die Rampenstörfälle. Bei den SAS3A Simulationen des Durchsatzstörfalls für den amerikanischen Clinch River Breeder Reactor /53/ treten solche durch Voidrückwirkungen induzierte Leistungsstörfälle ebenfalls auf. (Loss of Flow driven transient overpower accidents.) Bild 2.2-6 zeigt die berechnete Reaktorleistung in Vielfachen der Nennleistung als Funktion der Siedezeit zusammen mit den zeitlichen Verläufen von Void-, Doppler- und Netto-Reaktivität. Stärkere Änderungen der Dopplerrückwirkungen ergeben sich erst auf einem hohen Leistungsniveau. Ein Gleichgewicht der Rückwirkungseffekte stellt sich kurz vor Disassembly-Beginn auf einem Reaktivitätsniveau von  $93 \text{ } \phi$  ein. Kurzzeitig dominiert dabei sogar die negative Dopplerrückwirkung, und es kommt zu der gezeigten kleinen Leistungsschwungung. Danach wird der promptkritische Zustand erreicht, die Leistung steigt wiederum steil an und das Disassembly-Kriterium wird bei einer relativen Leistungsamplitude von 325 erfüllt.

### 2.2.3 Einfluß von Materialverschiebungen in der Einleitungsphase

---

Durch die starken Leistungserhöhungen in der letzten Phase des Störfalls fallen der Beginn von Hüllrohr- und Brennstoffbewegung praktisch mit dem Disassembly-Beginn zusammen. Dem raschen Anstieg der Hüllrohrtemperatur durch den Fortfall der Kühlung nach Dryout-Beginn überlagert sich beim SNR 300 sehr bald

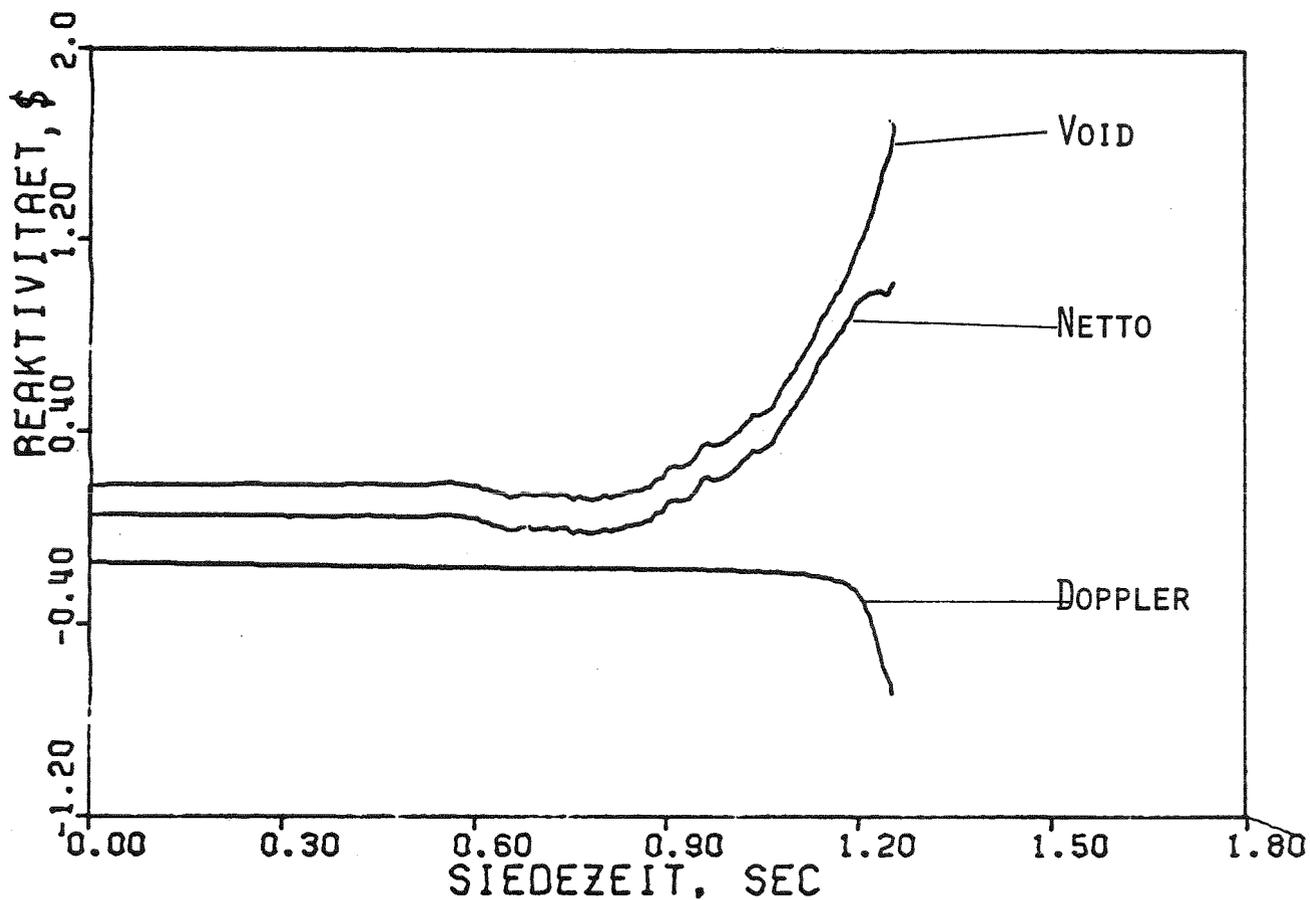
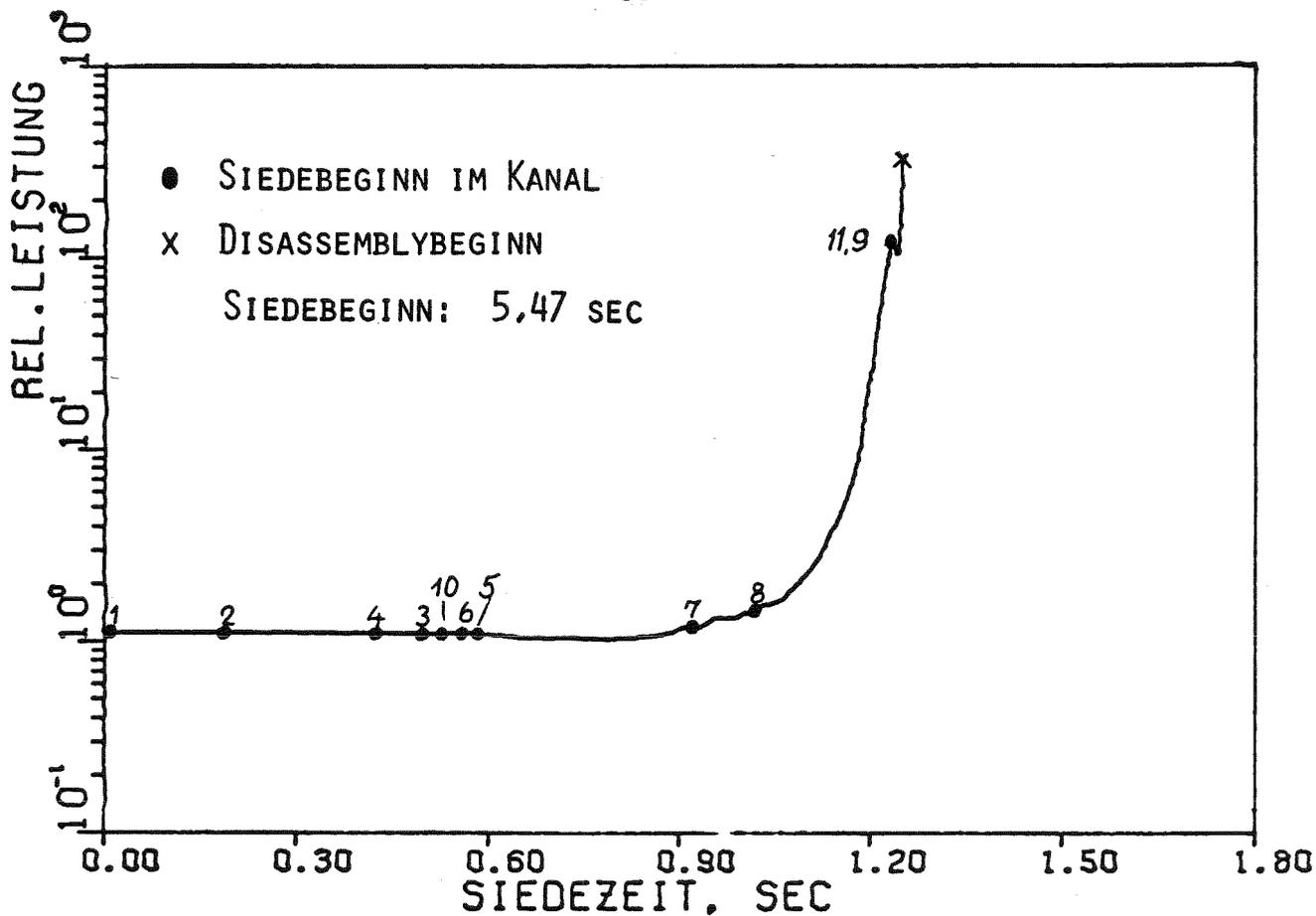


BILD 2.2-6 LEISTUNG UND REAKTIVITÄTSVERLÄUFE BEIM KÜHLMITTEL-DURCHSATZSTÖRFALL LO (SNR 300 MIA CORE)

ein durch die Leistungstransiente bedingter noch schnellerer Anstieg der Brennstofftemperaturen. Bei der in der Schlußphase praktisch adiabaten Brennstoffaufheizung ist daher der Beginn von Hüllrohrschmelzen im maximal beheizten Segment der eigentliche Auslöser des Slumping-Vorgangs. Die geforderte Brennstoffschmelzfraktion wird an dieser Stelle schon früher erreicht. Bild 2.2-2 zeigt das radiale Temperaturprofil des maximal beheizten Brennstabsegments bei Slumping-Beginn. Durch den Fortfall der Kühlung sind die Temperaturen der äußeren Bereiche deutlich stärker angestiegen, eine weitere Abflachung des Profils kann sich jedoch nicht mehr ergeben, da bei der transienten Aufheizung des Hüllrohres weiterhin Wärme aus den Randbereichen des Pellets entzogen wird. Die mittlere Brennstofftemperatur dieses Segments bei Slumping-Beginn liegt bei  $2800^{\circ}\text{C}$ . Das Maximum der Hüllrohrtemperatur liegt gegenüber der Slumping-Zone axial etwas höher, so daß Hüllrohrschmelzen und separate Hüllrohrbewegungen im oberen Core-Bereich schon kurze Zeit vor Beginn von Brennstoff-Slumpen einsetzen (s. auch Tab. 2.1-1). Die hier modellmäßig vorgenommene simultane Beschreibung der Brennstoff- und Hüllrohrbewegungen kann diesen Vorgang nicht wiedergeben, sie führt aber bei diesen kleinen Zeitintervallen nur zu vernachlässigbaren Rückwirkungsunterschieden.

Im Unterschied zu kleineren Reaktoren, wie z. B. dem FFTF finden größere Materialverschiebungen beim Kühlmitteldurchsatzstörfall im SNR 300 wegen seines stark positiven Void-Koeffizienten erst auf einem relativ hohen Leistungsniveau statt. Im hier vorliegenden Fall überlagern sich ihnen schnell die aus der Disassembly-Rechnung herrührenden negativen Rückwirkungen. Am Umschaltzeitpunkt zur Disassembly-Phase ist die Rückwirkung durch Brennstoff-Slumpen noch vernachlässigbar klein. Das gilt noch mehr für die Rückwirkung durch Hüllrohrbewegung, die eine Größenordnung unter der des Brennstoffs liegt. Brennstabversagen mit nachfolgender BNR tritt in keinem Kanal auf. Die maximal erreichte Brennstoffschmelzfraktion vor Siedebeginn beträgt 45 %. Sie wird im äußersten Brennelementring, dem Kanal 11, kurz vor dem Umschalten zur Disassembly erreicht. Wegen der verhältnis-

mäßig hohen Versagensschwelen (Tab. 2.1-1) führen die Leistungsexkursionen im frischen Core, die durch die positiven Voidrückwirkungen beim Durchsatzstörfall entstehen, auch bei den nachfolgenden Parameterfällen vor Disassemblybeginn kaum zu BNR. Nach dem Umschalten zur Disassemblyphase ist BNR insbesondere in den wenig gevoideten äußeren Kanälen 9 und 11 aber möglich. Durch ihren Druckaufbau würden sie zu einer schnelleren Abschaltung des Cores führen. Sie wurden jedoch bei den Durchsatzstörfällen generell vernachlässigt.

#### 2.2.4 Der Störfallverlauf in der Abschaltphase

Wie Tab. 2.2-1 zeigt, ist der Reaktor bei Disassembly-Beginn allein durch die Kühlmittelrückwirkungen überprompt kritisch. Sieden im äußersten Core-Ring, das zu einem erheblichen Reaktivitätsabbau führen könnte, hat reaktivitätsmäßig noch keinen großen Einfluß. Am Disassembly-Punkt ist nur ein relativ geringer Teil des Core-Bereichs mit positiven Kühlmittelwerten gevoidet (Bild 2.2-7), die Void-Rückwirkungen wachsen rasch durch das schnelle weitere Aufsieden. Bowing-Rückwirkungen sind im frischen Core vernachlässigbar.

30 % des Brennstoffs im Core sind bei Disassembly-Beginn bereits geschmolzen. In den nun folgenden wenigen Millisekunden wird der Brennstoff adiabatisch aufgeheizt. Der örtlichen Leistungsdichte entsprechend entstehen im Zentrum der ersten Core-Zone und im höchstbelasteten Bereich des Kanals 10 des innersten Rings der zweiten Core-Zone hohe Temperaturen und Drücke. Die daraus resultierenden Druckgradienten bewegen das Core-Material und bewirken dadurch ein nukleares Abschalten der Leistungsexkursion. Radiale und axiale Traversen durch die Leistungsdichte sind im Anhang 7.1.3 dargestellt.

In den Kanälen 3, 5 und 8 sinkt die Leistungsdichte in der homogenisierten r-z Darstellung durch die Sonderelemente ab. Da die am stärksten belasteten Core-Bereiche bereits total aufgesiedet sind (nur in den Kanälen 9 und 11 spielt der Siedevorgang

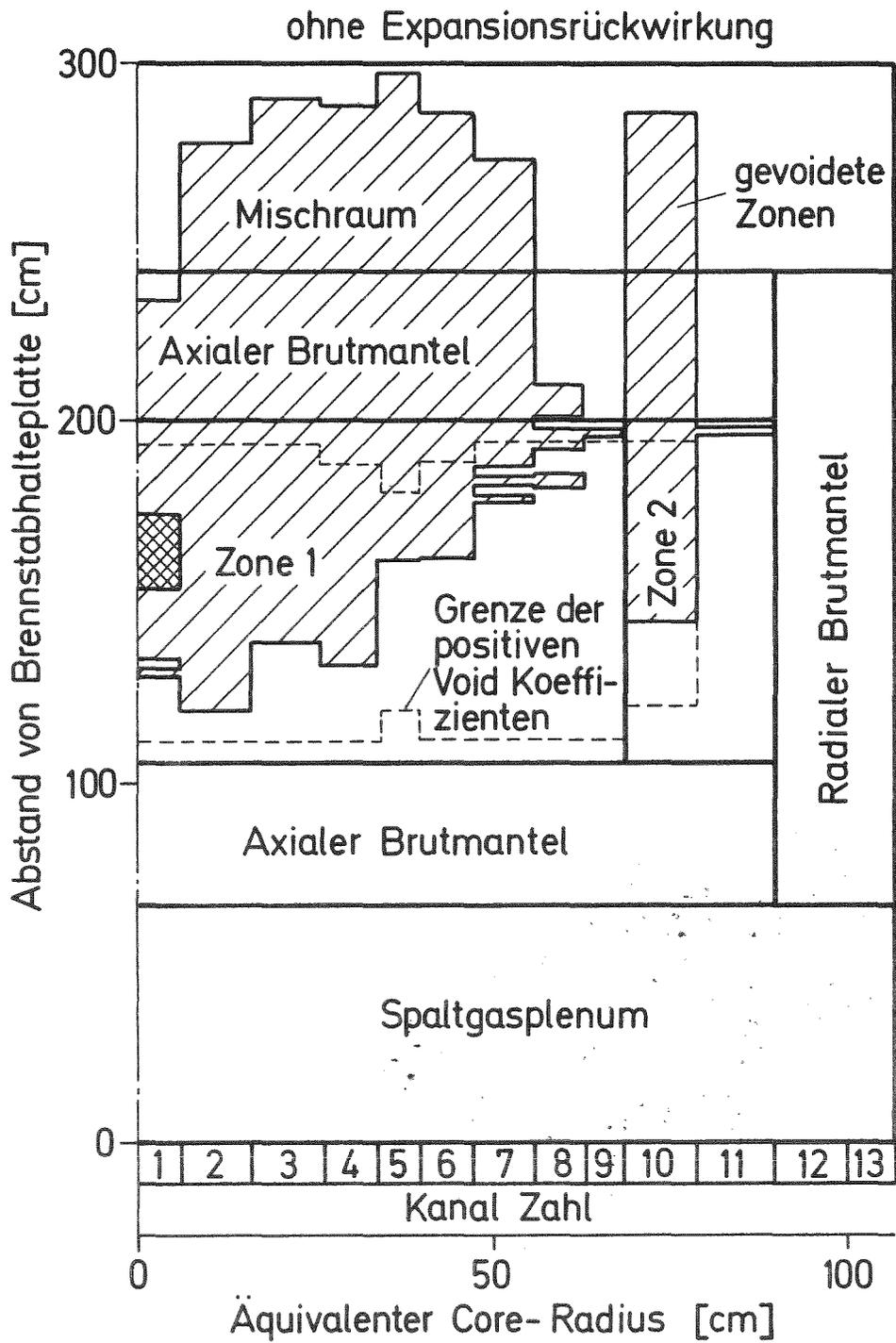


BILD 2.2-7

VOID-ZUSTAND ZU BEGINN DER DISASSEMBLY-PHASE (SNR 300  
KÜHLMITTELDURCHSATZSTÖRFALL L0)

noch keine Rolle), können während der Disassembly-Phase einphasige Drücke nicht wirksam werden; allein der Brennstoffdampfdruck ist die treibende Kraft für das Disassembly. Der Dampfdruck ist von der Temperatur des Brennstoffs, jedoch nicht von seiner Dichte abhängig. (Die verwendete Dampfdruck-Kurve ist in Abschnitt 7.4.1 dargestellt).

In Bild 2.2-8 sind die zeitlichen Verläufe der normierten Leistung und der verschiedenen Reaktivitätskomponenten von Slumpingbeginn bis zum Ende der Kernzerlegungsphase dargestellt. Der Umschaltzeitpunkt zur Core-Disassembly ist gekennzeichnet. Die sich aus der Überlagerung von Void- und Slumpingrückwirkungen ergebende Reaktivitätsfunktion ist nach Disassemblybeginn ein Ergebnis von CAPRI-2 Rechnungen im überlappenden Zeitbereich, das tabellarisch als programmierte Reaktivitätszufuhr an KADIS übergeben wird. Der rasche Anstieg der Voidrückwirkungen führt nach Disassembly-Beginn zunächst zu einem weiteren Leistungsanstieg, der die Doppler-Rückwirkung nicht entscheidend beeinflusst. Von Bedeutung ist, daß die Doppler-Rückwirkung in großen Teilen des Cores nicht wirksam werden kann, da der Brennstoff in jeder Masche zuerst total aufschmelzen muß, bevor er seine Temperatur erhöhen kann. Die Doppler-Rückwirkungen, die von den Ringen 6, 7 und 10, 11 ausgehen, sind dabei etwa gleich groß und machen zusammen etwa 50 % der gesamten Doppler-Rückwirkungen in der Abschaltphase aus. In Bild 2.2-9 sind axiale und radiale Traversen des Drucks zu verschiedenen Zeitpunkten der Disassembly-Phase dargestellt. Anfangs baut sich der Druck langsam auf, daher wird die Core-Materialbewegung erst nach etwa 4 msec wirksam. Die Leistung erreicht zwischen 4 und 5 msec ein Maximum in Höhe der 3fachen Umschaltleistung und fällt in den nächsten 4 msec um mehr als eine Zehnerpotenz ab. Die zusätzlich freigesetzte Energie wird vernachlässigbar klein und die Exkursionsrechnung abgebrochen. Der Reaktor ist zu diesem Zeitpunkt unterprompt kritisch ( $\rho < 1 \text{ \$}$ ), jedoch ist die Reaktivität noch immer größer als Null. Für den Basisfall LO wurde eine Rechnung jedoch auch weitergeführt, bis der Reaktor unterkritisch war (s. Kap. 2.3.4.4). Die Reaktivität nahm dabei

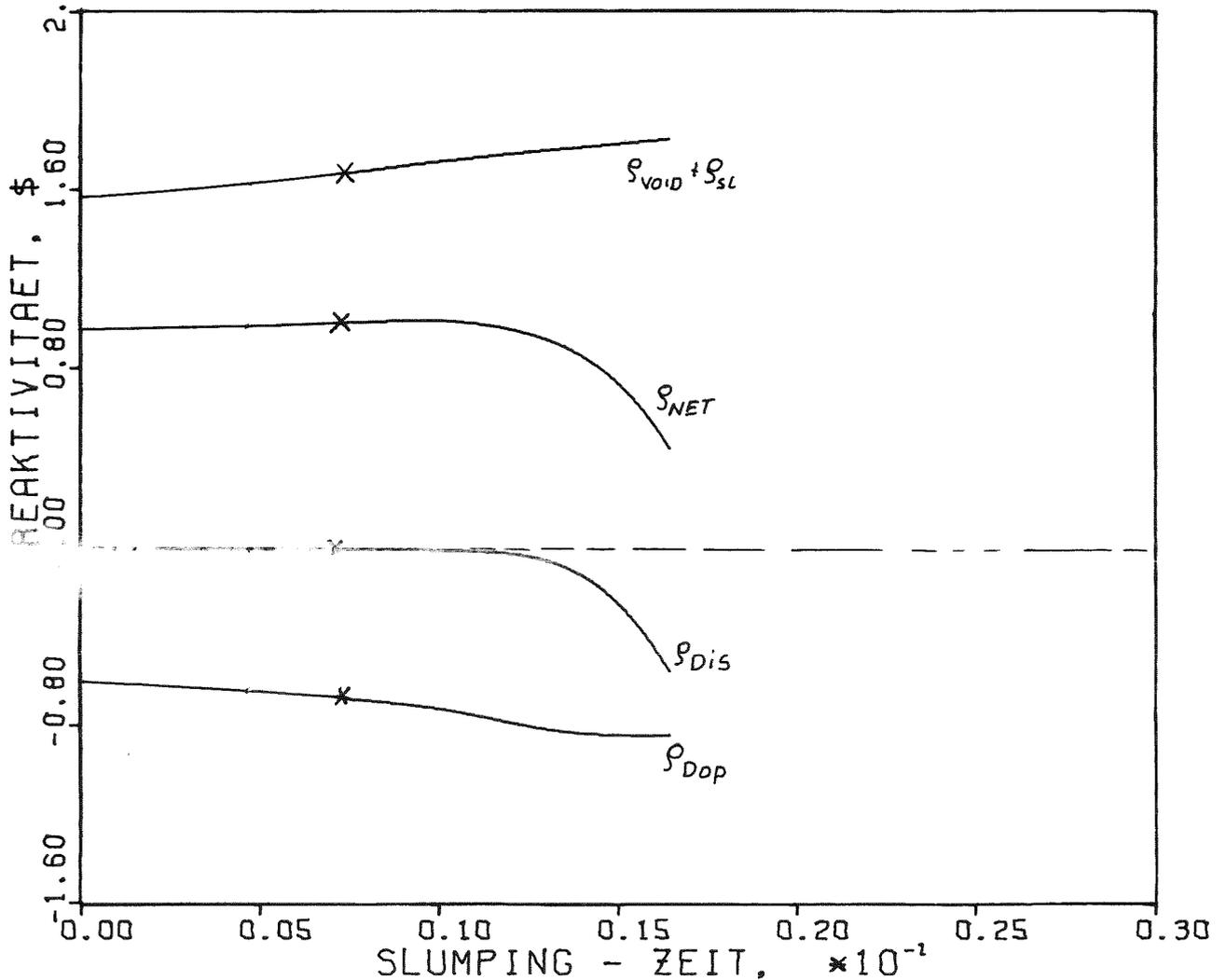
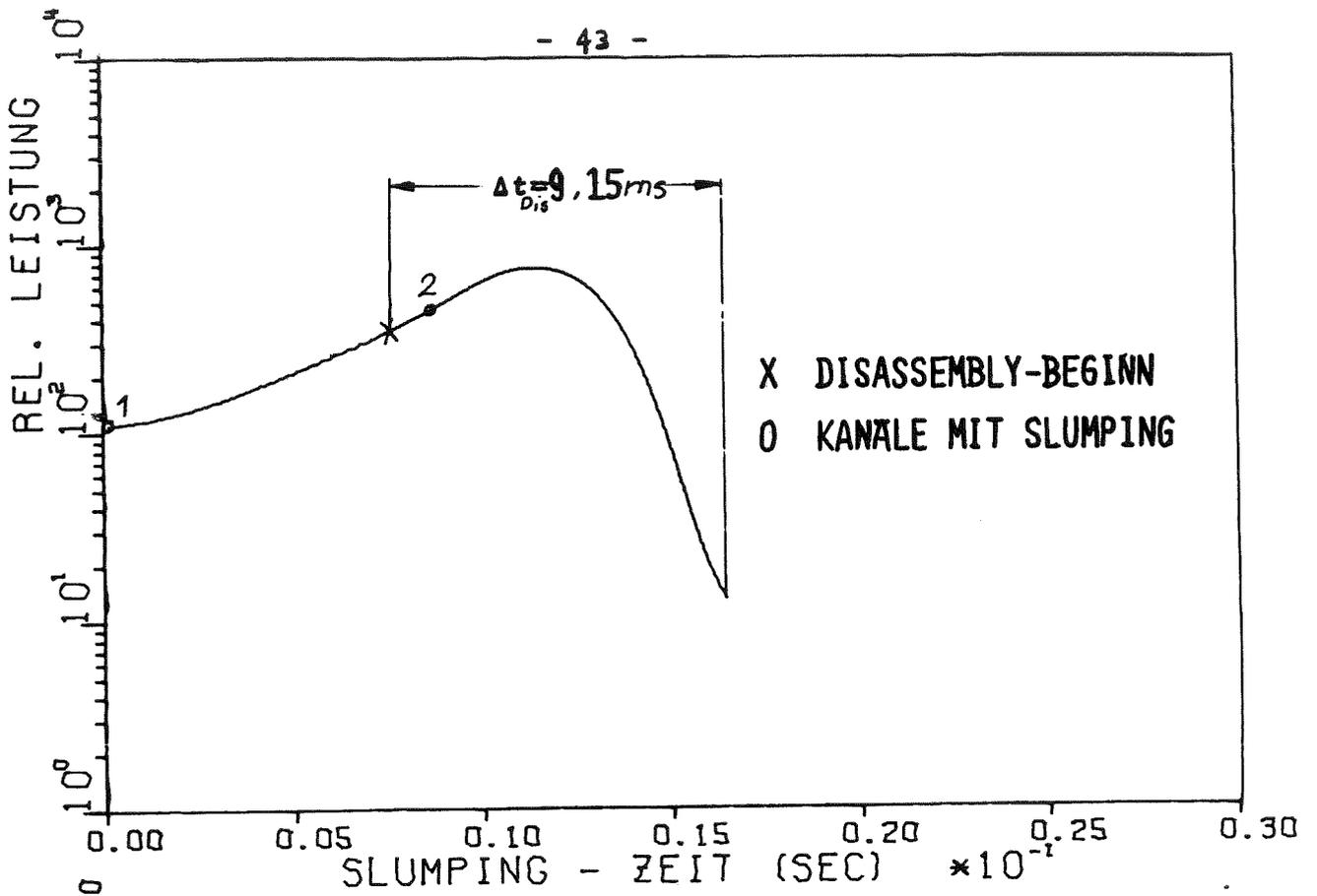
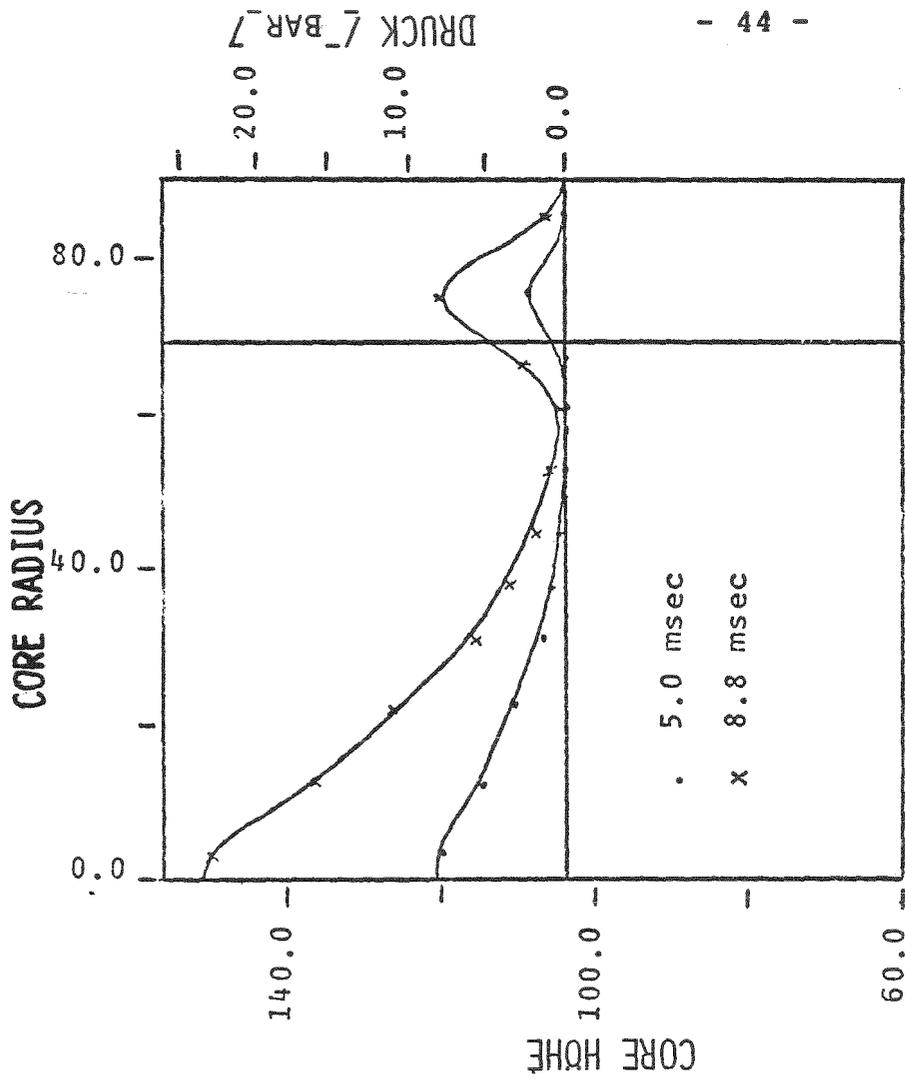
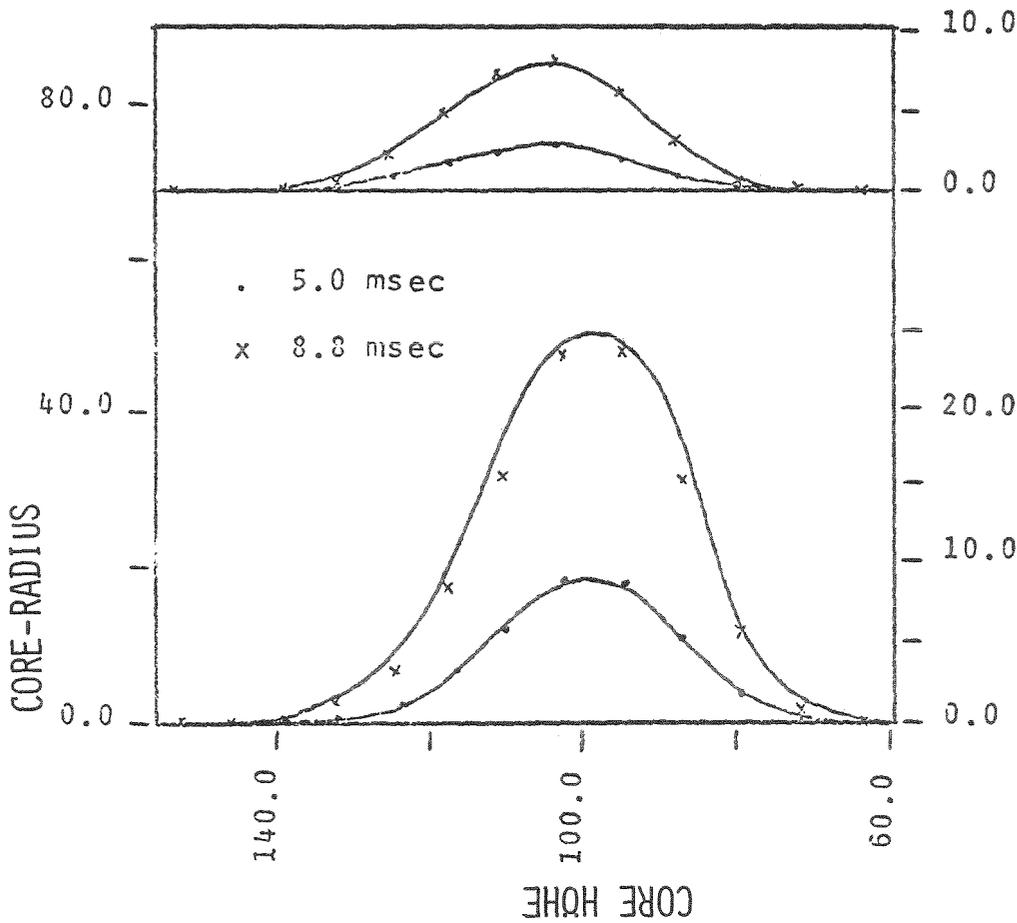


BILD 2.2-8: LEISTUNG UND REAKTIVITÄTSVERLÄUFE BEIM KÜHLMITTEL-DURCHSATZSTÖRFALL LO NACH EINSETZEN VON BRENNSTOFF-SLUMPEN (SNR 300 M1A CORE)



2.2-9B RADIALES DRUCKPROFIL IN DER  
CORE-MITTELEBENE



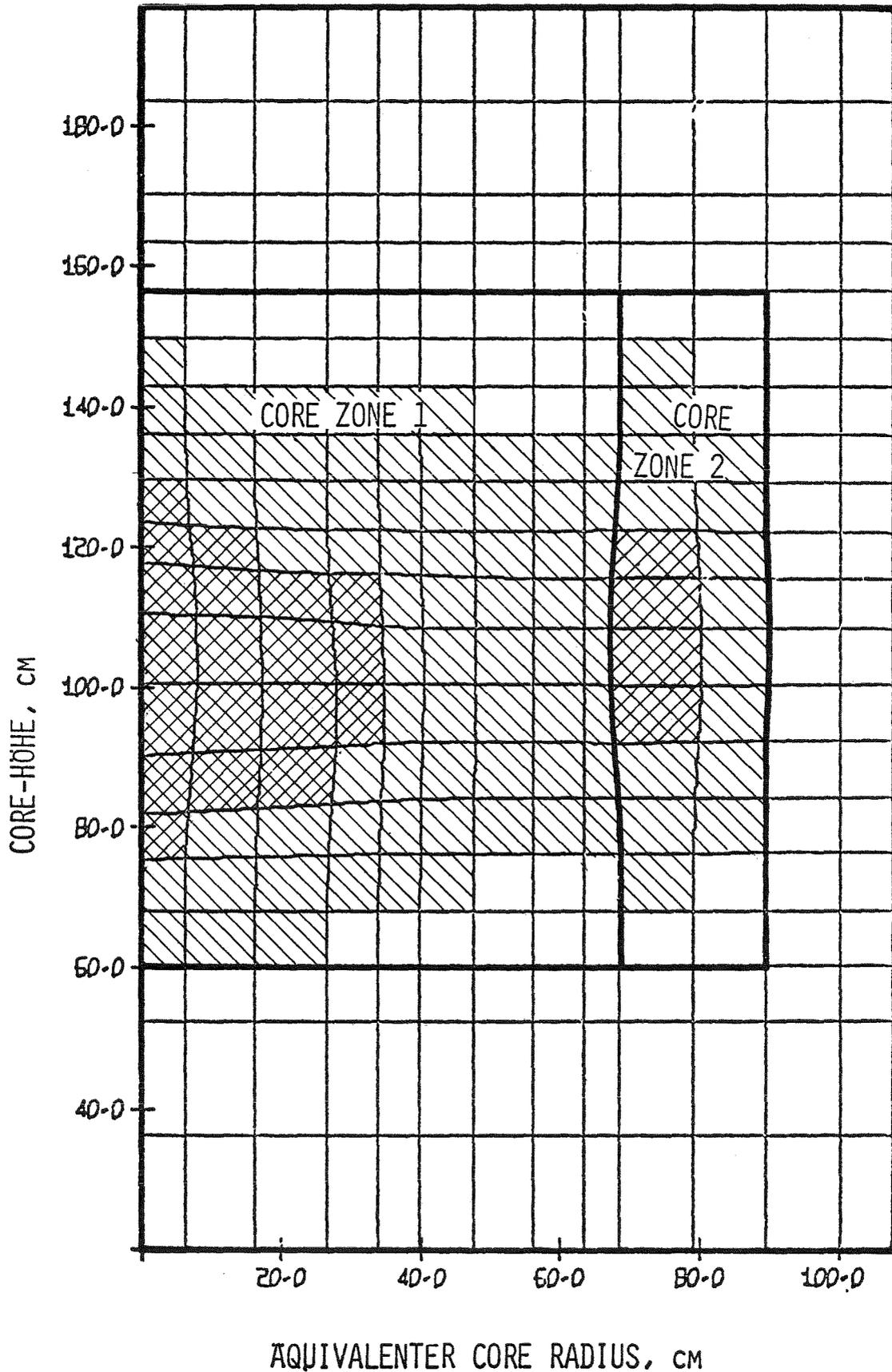
DRUCK [BAR]  
2.2-9A AXIALES DRUCKPROFIL IN DEN  
KANÄLEN 1 UND 10

ABB.: 2.2-9 AXIALE UND RADIALE DRUCKPROFILI ZU DEN ZEITPUNKTEN 5 MSEC  
UND 8,8 MSEC DER DISASSEMBLY-PHASE

immer ab, der zusätzliche Energieaufbau war vernachlässigbar. Am Ende der Disassemblyphase ist im geschmolzenen Brennstoff eine Energie von 2886 MWS enthalten, insgesamt sind etwa 83 % des gesamten Brennstoffs im Core geschmolzen.

Das nukleare Abschalten kommt vor allem durch Materialverschiebung in der zweiten Core-Zone zustande. Der Abschalteffekt wird mit dem in Bild 2.2-10 angegebenen verzerrten Maschennetz am Ende der Exkursion verständlich. In Core-Zone 1 werden die zentralen Gebiete bewegt und bewirken dort eine in etwa sphärische Verformung, die sich radial bis etwa zum sechsten Core Ring fortsetzt. In Core-Zone 2 weitet sich der hochbelastete Core-Ring 10 auf und komprimiert das Material in den Ringen 9 und 11. Die Wertkurven sind in den Ringen 10 und 11 in radialer Richtung äußerst steil abfallend, verglichen mit den Werten der inneren Core-Zonen (s. Abschnitt 7.1). Diese Tatsachen und die volumetrische Wirksamkeit von Verschiebungen im Core-Ring 11 führen zu einer starken radialen Abschaltwirkung. Zusammen mit den axialen Beiträgen - axiale Traversen durch diese Wertkurven sind ebenfalls in Abschnitt 7.1.3 dargestellt - trägt die Core-Zone 2 insgesamt 63 % zur Abschaltreaktivität bei. Dieser erstaunlich starke Effekt wirkt äußerst zuverlässig im M1A-Core, obwohl hier im Ring 10 keine Einphasendrucke wirksam werden können. Nach dem Abschalten läuft eine implosive Welle ausgehend von Ring 10 nach innen weiter, wo sie mit der vom Zentrum auslaufenden Welle interferiert. Die Nettoreaktivität nimmt zu dieser Zeit aber schon mit so starken Rampen (mehrere tausend Dollar pro Sekunde) ab, daß es dadurch nicht zu Re-kritikalitäten kommen kann (vgl. dazu auch Kap. 2.3.4.4). Die maximalen, axialen und radialen Materialgeschwindigkeiten am Ende der Disassembly werden in der Mitte des zentralen Kanals erreicht. Nach dem nuklearen Abschalten sind sie für die weitere Ausbreitung des Materials in dem oberen Plenumbereich entscheidend.

Von Interesse ist auch die große Differenz von etwa  $1150^{\circ}\text{C}$  der maximalen Brennstofftemperatur im Zentrum gegenüber der



/// BRENNSTOFF GESCHMOLZEN BEI DYSASSEMBLY-BEGINN  
\\ \\ BRENNSTOFF GESCHMOLZEN BEI DYSASSEMBLY-ENDE

ABB. 2.2-10 DEFORMATIONSZUSTAND DES SNR-REAKTORS NACH NUKLEARER ABSCHALTUNG BEIM KÜHLMITTELDURCHSATZSTÖRFALL LOZKADIS-SIMULATION/

mittleren Temperatur des geschmolzenen Brennstoffs. Diese Differenz wird verständlich, wenn man bedenkt, daß bei der Berechnung der mittleren Temperatur Bereiche mit niedriger Temperatur (Schmelztemperatur und knapp darüber) großes Gewicht durch ihren hohen Massenanteil besitzen. Bei den geringen auftretenden Drücken (maximal 24 bar) ist es denkbar, daß die radialen Bewegungen überschätzt werden, denn wahrscheinlich versagen die Brennelementkästen bei den auftretenden Druckdifferenzen und Temperaturen noch nicht. Hierauf wurde schon in der Einleitung bei der Diskussion der Parameterauswahl hingewiesen. Der Parameterfall L 9 (Kap. 2.3.4.2), der in der Einleitungsphase identisch mit dem Basisfall ist, bei dem die radiale Core-Expansion in der Abschaltphase aber vollständig unterdrückt wurde, ist daher der eigentliche konservative Referenzfall, der auch zum Vergleich mit den Rechnungen für das abgebrannte Core herangezogen wird. Im Hinblick auf die nachfolgend zu diskutierenden Parametervariationen für das frische Core bleibt der eben diskutierte Störfall jedoch der Basisfall.

## 2.3 Parameterstudien zum Kühlmitteldurchsatzstörfall

Für die im Basisfall verwendeten Eingabeparameter wurden konservative Annahmen getroffen, sofern sie nicht direkt meßbar waren oder gar keine bzw. nur ungenaue Meßwerte dafür vorlagen. Um eine konservative Parameterwahl abzusichern, wurde eine Sensitivitätsstudie des Störfallverlaufes bezüglich der Variation dieser Modellparameter durchgeführt.

### 2.3.1 Einfluß der Kühlmittel-Überhitzung bei Siedebeginn

Der zuerst untersuchte Parameter war der Wert der Kühlmittelüberhitzung bei Siedebeginn. Die experimentell beobachtete Siedeüberhitzung in Natrium, d. h. die Verschiebung des Siedebeginns gegenüber der örtlichen Sättigungstemperatur um einen gewissen Temperaturbetrag nach oben (Siedeverzug), führt bei Siedebeginn zu einem sprunghaften lokalen Druckanstieg, dessen Höhe den Voidvorgang insbesondere am Anfang beeinflussen kann. Darüber hinaus ändern sich beim Kühlmitteldurchsatzstörfall mit der Überhitzung der Siedebeginn und die Intervalle zwischen dem Aufsieden der verschiedenen Kanäle. In technischen Systemen hängt die Siedeüberhitzung des Natriums von sehr vielen, zum Teil auch unbekanntem Parametern ab. Aus diesem Grund wurden bisher sehr unterschiedliche Werte dafür gemessen und in der Literatur angegeben /25, 26/. Einen stärkeren Einfluß haben der Reinheitsgrad des Natriums und die Versuchsanordnung selbst. Obwohl große und kleine Überhitzungen in Bündelgeometrien gemessen wurden, scheinen die niedrigeren Werte unterhalb von  $10^{\circ}\text{C}$  in technischen Systemen mit größerer Wahrscheinlichkeit aufzutreten. Insbesondere bei stärkeren Gaskonzentrationen im Kühlmittel, die aufgrund des Covergases im SNR 300 wahrscheinlich auftreten, gibt es physikalische Argumente für die kleineren Werte /26/. In dieser Studie wurden zwei Parameterfälle, einer mit einer höheren Überhitzung von  $50^{\circ}\text{C}$  und einer mit einer kleineren Überhitzung von  $3^{\circ}\text{C}$ , unter-

sucht und mit dem Basisfall verglichen, für den eine Überhitzung von  $10^{\circ}\text{C}$  angenommen wurde. Die wichtigen Ergebnisse dieser Untersuchungen sind in Tabelle 2.3.1-1 und in den Bildern 2.3.1-1 und 2.3.1-2 gegenübergestellt. Die angegebenen Überhitzungen gelten nur für die Bildung der ersten Blase in jedem Kanal. Die Bildung der Folgeblasen erfolgt wegen der dann vorhandenen Siedekeime in allen Fällen bei der stark reduzierten Überhitzung von  $3^{\circ}\text{C}$ .

Mit der höheren Siedeüberhitzung wird der Drucksprung bei der Bildung der ersten Blase gegenüber dem Basisfall etwa viermal höher (Tabelle 2.3.1-1). Wie Bild 2.3.1-1 zeigt, führt dieser Sprung zu einer rascheren Verzögerung des Restdurchsatzes und zu einer schnelleren Strömungsumkehr des Kühlmittels. Die ersten Blasen, die alle dicht unterhalb des oberen Core-Randes entstehen, bleiben dadurch länger in der beheizten Zone. Der Blasendruck fällt langsamer ab, und es kommt zur Ausbildung von wenigen aber größeren Blasen mit längerer Lebensdauer. Die inneren Corebereiche werden relativ zu Siedebeginn früher gevoidet. Die sich dabei im zentralen Element ergebenden Geschwindigkeiten der unteren Phasengrenze liegen jedoch nur unwesentlich über denen des Basisfalls. Sie werden in erster Linie durch die Rate der Filmverdampfung und damit durch die Kanalleistung bestimmt, die zu diesem Zeitpunkt noch wenig vom Basisfall abweicht. Die Kühlmittelaustreibung wird auch bei der hohen Überhitzung durch den Druckabfall nach dem Austrocknen des Hüllrohres begrenzt. Unabhängig von der Siedeüberhitzung ergeben sich bei Dryout-Beginn und bei Beginn der Wiederbenetzungsphase ähnliche Voidzustände im zentralen Kanal. Der Entstehungsort der Blase, in der Dryout auftritt, liegt im Fall L2 zwar höher (Bild 2.2.1-1), durch die dort niedrigere Leistung setzt Dryout aber entsprechend später ein, wodurch sich die etwa gleichen Voidzustände einstellen. Der Dryoutpunkt ist im Fall L2 nach oben verschoben, denn er fällt bei dem verwendeten statischen Filmmodell mit dem Entstehungsort der zugeordneten Blase zusammen.

		Dimension	Basisfall LO	Fall L16	Fall L2
Siedebeginn	Siedeüberhitzung bei Bildung der ersten Blase	°C	10	3	50
	Zeit	sec	5.47	5.38	6.00
	Dampfdruckdifferenz der Siedeüberhitzung	bar	0.16	0.05	0.80
Siedesequenz	Kanäle	-	1, 2, 4, 3, 10, 6, 5, 7, 8, 11, 9,		1,2,4,3,10, 6,5,7,8
Ergebnisse für zentrales Element (Kanal 1)	Strömungsumkehr	sec	0.40	0.55	0.10
	Maximale Geschwindigkeit der unteren Phasengrenze	m/sec	-1.75	-1.55	-1.85
	Siedezeit bei Dryout	sec	0.76	0.83	0.40
	Aximale Position von Dryoutbeginn	%Akt.Länge	68	68	83
	Siedezeit bei Hüllrohrschmelzen	sec	1.22	1.36	0.85
	Siedezeit bei Slumpingbeginn	Sec	1.24	1.38	0.87
	Aximale Lage der Slumpingzone	%Akt.Länge	56	56	56
Slumpingbeginn	Zeit	sec	6.72	6.76	6.87
	Normierte Leistung	-	108	293	174
Disassemblybeginn	Zeit	sec	6.72	6.76	6.87
	Siedezeit	Sec	1.25	1.38	0.87
	Slumpingzeit	msec	7.3	4	6
	Normierte Leistung	-	325	322	296
	Netto Reaktivität und Rampe	\$ \$/sec	1.014 3.9	0.984 -1.4	1.001 0.15
	Doppler Reaktivität und Rampe	\$ \$/sec	-0.671 -13.9	-0.678 -14.1	-0.679 -12.8
	Void Reaktivität und Rampe	\$ \$/sec	1.647 17.6	1.623 12.7	1.634 12.8
	Brennstoff Slumping Rückwirkung u. Rampe	\$ \$/sec	0.000 0.11	0.000 0.06	0.000 0.09
Disassemblyergebnisse	Dauer der Disassemblyphase	msec	9.15	13.68	11.88
	Energie des geschmolzenen Brennst.	MWsec	2886	2049	2333

Tabelle 2.3.1-1 Einfluß der Überhitzung bei Siedebeginn auf den Ablauf des Kühlmitteldurchsatzstörfalls.

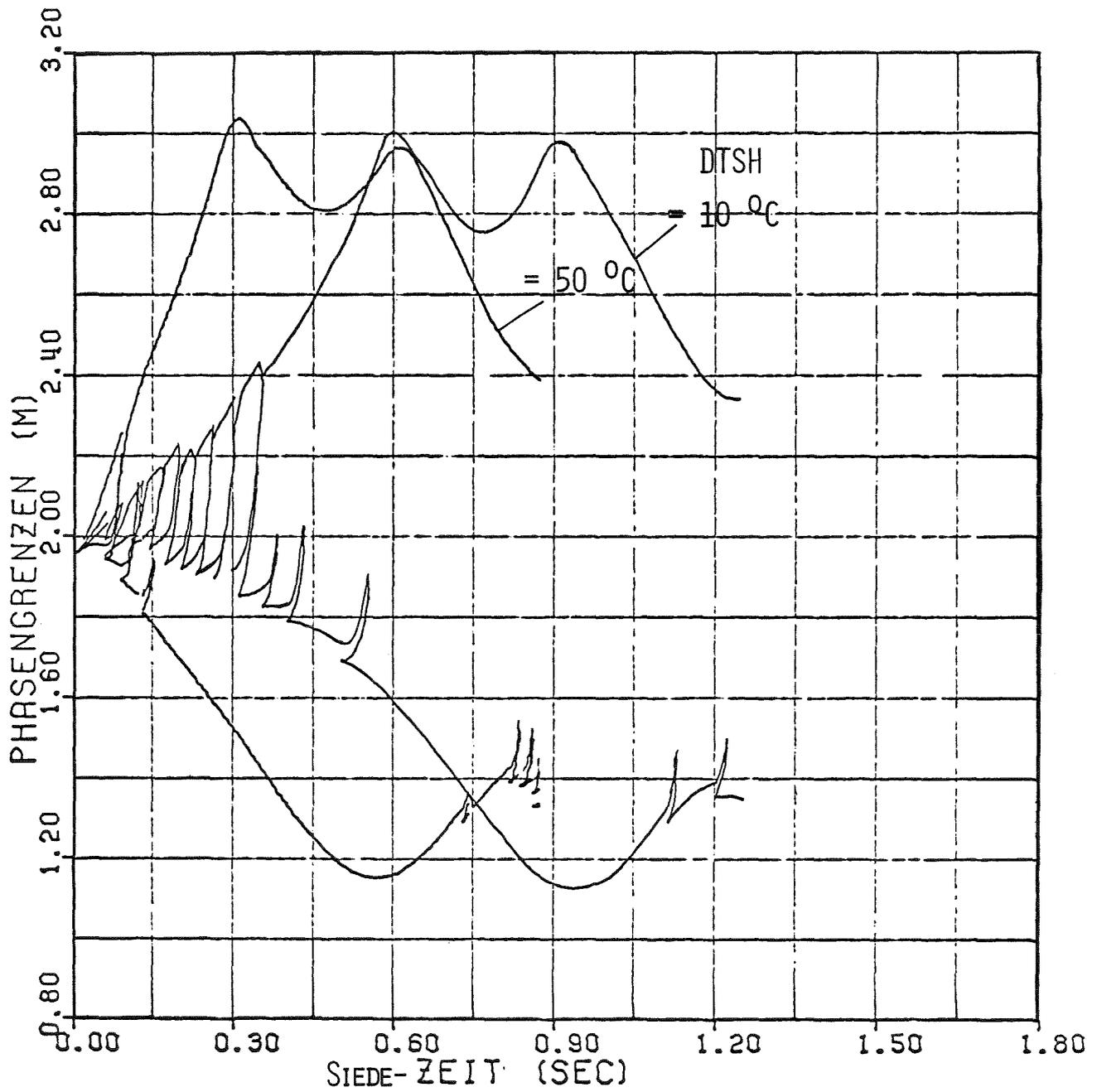
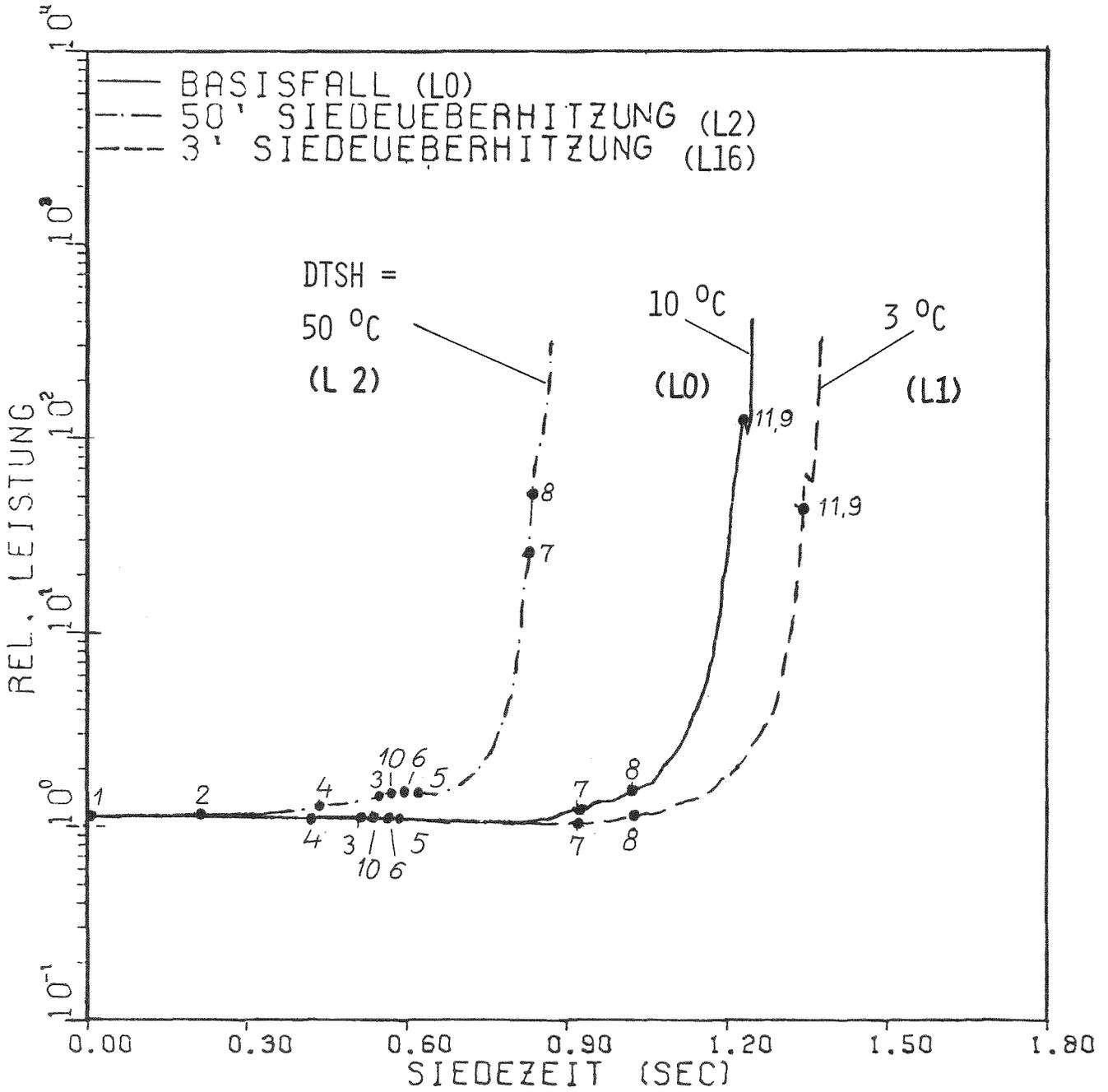


BILD 2.3.1-1: EINFLUSS DER SIEDEÜBERHITZUNG AUF DEN VOIDVORGANG IM ZENTRALEN ELEMENT BEIM KÜHLMITTELDURCHSATZSTÖRFALL (SNR 300 MIA CORE, FALL L0,L2)

Relativ zu Siedebeginn wird das Kühlmittel bei einem höheren Siedeverzug also früher aus den inneren Corebereichen gedrückt, und auch Dryout setzt früher ein. Die Geschwindigkeit und das vor der Wiederbenetzung erreichte Minimum der unteren Phasengrenze werden jedoch nur wenig durch die Überhitzung bei Siedebeginn beeinflusst. Die Kühlmittelvoidrückwirkungen der zuerst siedenden inneren Core-Kanäle steigen daher bei der größeren Siedeüberhitzung nach Siedebeginn früher an, ihre Rampen beim Voiden der inneren Coreregionen sind jedoch nicht wesentlich höher. Umgekehrt ergibt sich mit der kleineren Siedeüberhitzung im Fall L16 eine zeitliche Verschiebung des Reaktivitätsanstiegs nach Siedebeginn. Die Rampen und Reaktivitätsmaxima durch Voiden der inneren Kanäle sind aber nur unwesentlich kleiner. Es scheint, daß die Reaktivitätsrückwirkungen und Rampen unabhängig von der gewählten Überhitzung alle ähnlich groß werden, sobald Strömungsumkehr und Core Voiden eingesetzt haben. Zu ähnlichen Ergebnissen kommt auch Bleiweis /60/, der den Einfluß der Siedeüberhitzung bei der Simulation von Kühlmitteldurchsatzstörfällen in großen 1000 und 4000 MWe Brutreaktoren mit dem SAS2A/VENUS System untersucht hat.

Die Leistungsamplituden der drei durchgerechneten Fälle sind in Bild 2.3.1-2 als Funktion der Zeit nach Siedebeginn aufgetragen. Durch den höheren Siedeverzug ist der Siedebeginn im Fall L2 gegenüber dem Basisfall um ca. 1/2 sec verschoben. Trotz des anschließenden rascheren Siedevorganges wird dadurch die Gesamtstörfalldauer bis zum Ende der ersten Exkursion größer. Die in Bild 2.3.1-2 eingetragene Siedesequenz zeigt, daß sich anfangs bei noch wenig veränderter Leistung auch die Intervalle zwischen dem Aufsieden der einzelnen Kanäle geringfügig vergrößern. Die Rückwirkungen vom 2. Kanal führen im Fall L2 schon vor dem Aufsieden weiterer Kanäle zu einem leichten Leistungsanstieg. Der Anstieg setzt sich auch beim Aufsieden der restlichen Kanäle fort. Eine Leistungsabflachung, kurzzeitig auch eine Abnahme, ergibt sich nur beim Voiden der oberen Core- und

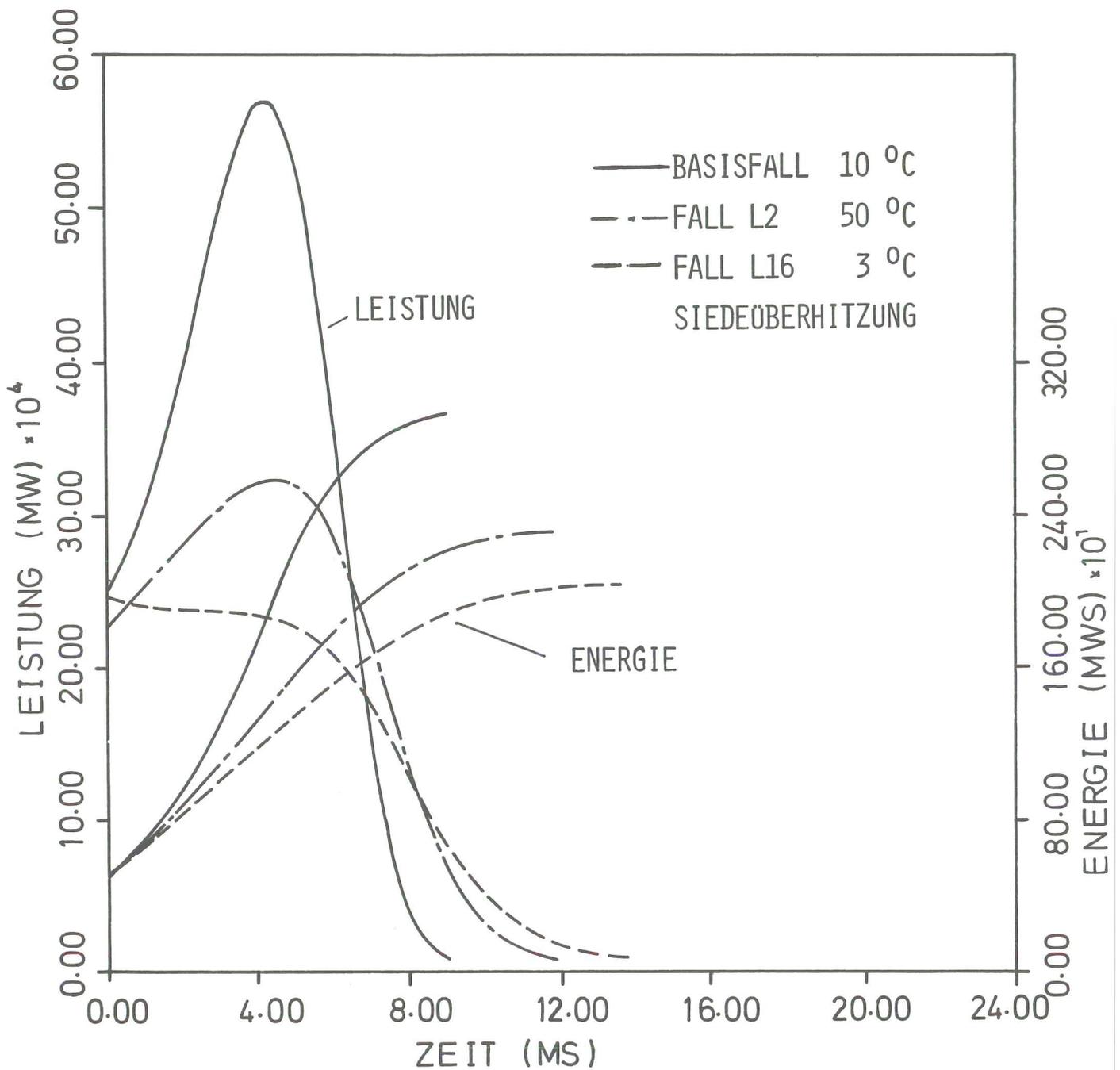


ÜBERHITZUNG [°C]	10°	3°	50°
SIEDEBEGINN [sec]	5.47	5.38	6.00

BILD 2.3.1-2: LEISTUNGSVERLAUF BEIM KÜHLMITTELDURCHSATZSTÖR-  
FALL BEI VERSCHIEDENEN SIEDEÜBERHITZUNGEN  
(SNR 300 MIA CORE, FALL L0, L2, L16)

Blanketbereiche des 10. Kanals. Danach überlagern sich bereits stark positive Rückwirkungen aus mehreren Kanälen und die Leistung steigt so rasch an, daß Sieden in den Kanälen 7 und 8 schon früher und bei sehr viel höherer Leistung eintritt. Die dann fast adiabate Brennstoffaufheizung führt schnell zum Aufbau von Brennstoffdampfdrücken. Disassemblybedingungen werden dabei noch vor Siedebeginn in den Kanälen 11 und 9 erreicht. Brennstoff- und Hüllrohrbewegungen haben reaktivitätsmäßig auch im Fall L2 keinen Einfluß. Erwähnenswert ist vielleicht, daß sich das Maximum der Hüllrohrtemperatur wegen des höheren Dryoutpunktes mit zunehmender Überhitzung nach oben verschiebt.

Bei der höheren Siedeüberhitzung steigt die Leistung relativ zum Siedebeginn früher an. Der Energiegehalt des Brennstoffs, der durch den späteren Siedebeginn schon höher ist, steigt dadurch schneller an. Ein größerer Teil der transient nach Siedebeginn freigesetzten Energie wird dabei im Brennstoff gespeichert. Durch den frühen Leistungsanstieg reduziert sich der Energieanteil, der in der letzten stark energetischen Phase des Störfalls freigesetzt wird, so daß die Leistung und Netto-Reaktivität am Umschaltpunkt etwas niedriger werden. Das Core (insbesondere der 7. Kanal) ist bei Disassemblybeginn weniger gevoidet, auch sind die Restfilme, die ebenfalls die Voidreaktivität beeinflussen noch stärker. Die in Tabelle 2.3.1-1 gezeigten Voidreaktivitäten und Rampen sind daher im Fall L2 niedriger. Die Rampe der Voidreaktivität am Disassemblypunkt liegt dabei erheblich unter der des Basisfalls. Sie wird auch durch die Verdampfungsraten des Restfilmes in den auf siedenden Kanälen bestimmt, die bei dem raschen Leistungsanstieg im Fall L2 wegen der Zeitkonstante des Brennstoffs nicht schnell genug ansteigen können. Der schwächere Anstieg der Voidreaktivität und die sich ergebende niedrigere Anfangsreaktivität und Leistung am Umschaltpunkt verlängern die Disassemblyphase, gleichzeitig begrenzen sie den Leistungsanstieg in dieser Phase, und die berechnete Energiefreisetzung wird kleiner (Bild 2.3.1-3). Insgesamt führt der größere Siedeverzug wegen der



ÜBERHITZUNG [°C]	10	50	3
DISASSEMBLY-BEGINN [sec]	6,72	687	6,76

BILD 2.3.1-3: EINFLUSS DER SIEDEÜBERHITZUNG AUF LEISTUNG UND ENERGIE DES GESCHMOLZENEN BRENNSTOFFS WÄHREND DER DISASSEMBLYPHASE (FÄLLE L0, L2, L16)

schneller erreichten Kernzerlegungsphase zu einer 11 % Reduktion der Energiefreisetzung. Eine Verlängerung der Einleitungsphase etwa durch Berücksichtigung eines Teils der Expansionsrückwirkungen oder durch Annahme von stärkeren Dopplerrückwirkungen könnte dagegen durchaus höhere Energiefreisetzungen zur Folge haben.

Der niedrigere Siedeverzug führt im Fall L16 zu einem früheren Siedebeginn, die Intervalle zwischen dem Aufsieden der einzelnen Kanäle bleiben anfangs jedoch gleich, wenn man sie mit dem Basisfall vergleicht. Wegen der längeren Siedezeit bis Strömungsumkehr werden die inneren Corebereiche später gevoidet, so daß der anfängliche langsame Leistungsabfall nach dem Siedebeginn länger anhält. Der Anfangswert der Leistung bei Siedebeginn wird erst mehr als eine Sekunde nach Siedebeginn wieder erreicht, gegenüber dem Basisfall ist das 0,15 sec später. Danach ergibt sich jedoch ein insgesamt ähnlich rascher Leistungsanstieg. Wie Bild 2.3.1-2 zeigt, verschiebt der verspätet einsetzende Leistungsanstieg den Siedebeginn in den äußeren Kanälen 11 und 9. Die Leistung am Umschaltzeitpunkt ist etwa gleich der des Basisfalls, das Core ist jedoch weniger gevoidet, so daß Voidreaktivität und Rampe etwas niedriger werden. Der Reaktor ist bei Disassemblybeginn noch unterprompt kritisch, die Voidreaktivitätsrampe wird dabei durch die Rampe der Dopplerrückwirkung kompensiert, und es kommt sogar zu einer Abnahme der Reaktivität und Leistung. Die weiter ansteigenden Voidrampen können diese Dopplerschwingung jedoch gleich nach Disassemblybeginn kompensieren. Insgesamt führt der kleinere Siedeverzug gegenüber dem Basisfall zu einer Reduktion der Energiefreisetzung um 29 %.

Sowohl die Verkleinerung wie auch die Vergrößerung des Siedeverzugs gegenüber dem  $10^{\circ}\text{C}$  Wert des Basisfalls führen also zu einer Reduktion der Energiefreisetzung um -29 bzw. -19 %. Mitbestimmend für die Energiereduktion sind der in beiden Parameterfällen höhere Energiegehalt des Brennstoffs zu Beginn der energetischen Endphase des Störfalles. Ausgehend von

einem höheren Energieniveau kann die Energie im Brennstoff letztlich mit kleineren Rückwirkungen und Reaktivitätsrampen eines weniger gevoideten Cores auf den Grenzwert für die Core Disassembly ansteigen. Es bleibt also nicht genügend Zeit zum Akkumulieren größerer Voidrampen. Durch die geringen Voidrampen wird das Leistungsmaximum in der Disassemblyphase in beiden Parameterfällen kleiner, wie aus Bild 2.3.1-3 ersichtlich ist. In diesem Bild ist auch der zeitliche Anstieg der Energie im geschmolzenen Brennstoff für die 3 Fälle dargestellt. Die niedrigeren Voidrampen am Umschaltpunkt sind im Fall L2 teilweise auch durch die Zeitkonstante des Brennstoffs bedingt, die eine Übertragung des Leistungsanstiegs auf die Restfilmverdampfung nur mit einer gewissen Verzögerung erlaubt. Ein bezüglich der Energiefreisetzung extremer Siedeverzug läßt sich aus diesen Rechnungen nur schwer herleiten. Wahrscheinlich liegt dieser Wert im vorliegenden Fall im mittleren Temperaturbereich zwischen 10 und 20°C. Wie die Ausführungen in Kap. 2.3.5 zeigen, wird sein Einfluß bei Mitnahme der axialen Expansionsrückwirkung nur noch gering sein.

### 2.3.2 Einfluß der Restfilmdicke beim Hüllrohrastrocknen

Als nächstes wurde das Kriterium für den Beginn von Hüllrohrastrocknen variiert. Der Siedemodul BLOW-3 verwendet ein statisches Filmmodell, bei dem das Mitreißen des in den gevoideten Zonen zurückbleibenden Natriumfilms durch die Dampfströmung nicht beschrieben wird. Das führt zu einem verspäteten Einsetzen von Dryout. Um diese dynamischen Vorgänge auch mit einem statischen Modell zu simulieren, wird Dryout daher schon vor der vollständigen Filmverdampfung bei einer endlich kleinen Restfilmdicke angenommen. Die durch Anpassung an Experimente /19/ und durch Vergleich mit dem dynamischen Filmmodell von Höppner /20/ bestimmten Dicken des statischen Restfilms am Dryoutpunkt liegen zwischen 1/3 und 2/3 der Anfangsfilmstärke. Bei den bisherigen Fällen wurde Dryout immer bei 1/3 der Anfangsfilmstärke initiiert. In dieser Studie soll der Einfluß

einer Vorverlegung des Dryoutpunktes durch Erhöhung der Restfilmdicke auf  $2/3$  des Anfangsfilms diskutiert werden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 2.3.2-1 und in den Bildern 2.3.2-1 - 2.3.2-3 gegenübergestellt. Im MARK-1A Core begrenzt der Dryoutbeginn die Voidgeschwindigkeit und den aktiven Corebereich, der gevoidet wird. Entsprechend beeinflusst er daher die Rate und Höhe der Voidreaktivitätsrückwirkungen der verschiedenen Kanäle und wirkt dadurch direkt auf den Leistungsverlauf.

Die Ausbreitung der Natriumdampfblase nach Siedebeginn wird stark durch den in der Blase vorhandenen Überdruck bestimmt. Wie die Fälle L2 und L16 zeigen, hängt dieser Überdruck nur unmittelbar nach Siedebeginn vom Siedeverzug ab. Beim Voiden des inneren Corebereiches wird er dagegen weitgehend durch die Verdampfung des Natriumrestfilmes aufgebaut und gehalten, der in den gevoideten Bereichen auf dem Hüllrohr zurückbleibt. Die Restfilmverdampfung kompensiert bei der Blasenausbreitung vor allem den durch Kondensation an den kälteren Strukturmaterialien und durch Reibungseffekte entstehenden Druckverlust. Beim Austrocknen des Hüllrohres bricht diese Restfilmverdampfung abrupt ab. Außerdem wird bei dem jetzigen Modell von den ausgetrockneten Bereichen keine weitere Wärme mehr an den Natriumdampfstrom übertragen und die Hüllrohr- und Brennstoffoberflächentemperaturen steigen nach dem Fortfall der Kühlung rasch an. Die Kondensations- und Reibungsdruckverluste der Blase bleiben aber weiter bestehen. Als Folge davon kommt es nach Dryoutbeginn zu einem Abflachen des Druckanstiegs in der Blase. Bald darauf, wenn immer größere Teile des Hüllrohres austrocknen, sinken die mittleren und örtlichen Blasen drücke, und die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Blase verringert sich. Durch den Druckabfall sinkt auch die Natriumsättigungstemperatur, und es kommt zu weiteren Blasenbildungen in der darunterliegenden Flüssigkeitssäule.

Der Einfluß des Dryoutbeginns auf die Blasenausbreitung im zentralen Kanal wird in Bild 2.3.2-1 erkennbar. Beim Basisfall erreicht die untere Phasengrenze im Minimum bereits den Nullpunkt der Voidverteilung. Im Fall L4 setzt Dryout schon 0.2 sec früher ein, und die Blase kann nur bis zur Mitte der aktiven Corezone eindringen. Auch wird die maximal erreichte Geschwindigkeit der unteren Phasengrenze kleiner (Tabelle 2.3.2-1). Die Rate und Höhe der Voidrückwirkung aus diesem Kanal wird dadurch, verglichen mit dem Basisfall, kleiner. Die nach dem Druckabfall durch Dryout dicht unterhalb der Coremitte entstehenden weiteren Blasen wachsen rasch in die darüberliegende Blase hinein. Die geringe Trägheit der Restflüssigkeit zwischen den Blasen und der weitere Druckabfall in der oberen Blase verhindern zunächst auch ein weiteres Eindringen der Blase in den unteren Corebereich. Oberhalb eines Grenzwertes für die Massengeschwindigkeit der Restflüssigkeit zwischen den Blasen oder wenn durch den zurückbleibenden Natriumfilm die Restflüssigkeitsmenge des Pfropfens einen Grenzwert unterschreitet, kommt es zur Blasenkoaleszenz. Im derzeitigen Siedemodell wird die noch vorhandene Pfropfenflüssigkeit dabei homogen über die Blasenlänge verteilt. Die Restflüssigkeitsmenge entspricht durch den modellmäßig geforderten Mindestabstand zwischen den Blasen am Anfang etwa der Kühlmittelmasse eines halben Nodes. Die Bewegung dieser Flüssigkeitssäule in Richtung Coremitte führt in dem betreffenden Kanal im allgemeinen zu einer Abnahme der Kühlmittelvoidrückwirkungen. Ihre plötzliche Zerstäubung bei der Blasenkoaleszenz hat dagegen eine positive Rückwirkung zur Folge. Im zentralen Element sind diese Rückwirkungen vernachlässigbar klein. In den äußeren Kanälen kann die Bildung solcher Folgeblasen jedoch zu stärkeren Rückwirkungsänderungen von bis zu 3  $\phi$  führen. Wie die folgende Diskussion noch zeigen wird, beeinflussen diese raschen Änderungen den Leistungsverlauf stark, wenn der Reaktor sich dem prompt kritischen Zustand nähert. Die deterministische Beschreibung dieser an sich statistischen Vorgänge, die zu derart singulären Effekten führt, hat jedoch nur eine beschränkte Gültigkeit. Bei Vorverlegung des Dryoutpunktes sind die verwendeten Modelle zur Beschreibung der Endphase des Störfalls daher nicht ausreichend.

		Dimension	Basisfall L0	Fall L4
Siedebeginn	Restfilmdicke bei Dryoutbeginn	cm	0.005	0.010
	Zeit	sec	5.47	5.47
Ergebnisse für zentrales Element (Kanal 1)	Siedezeit bei Dryoutbeginn	sec	0.76	0.53
	Siedezeit bei Hüllrohrschmelzen	sec	1.22	1.24
	Siedezeit bei Slumpingbeginn	sec	1.24	1.27
Maximale Geschwindigkeit d. unteren Phasengrenze	Kanal 1	m/sec	-1.75	-1.12
	Kanal 6	m/sec	-2.33	-1.93
Disassemblybeginn	Zeit	sec	6.72	6.74
	Siedezeit	sec	1.25	1.27
	Slumpingzeit	msec	7.3	5
	Normierte Leistung	-	325	110
	Kanäle mit Dryout	-	1, 2, 3, 4, 10	1, 2, 3, 4, 5, 6, 10
	Netto Reaktivität und Rampe	\$ \$/sec	1.014 3.9	0.948 -6.2
	Doppler Reaktivität und Rampe	\$ \$/sec	-0.671 -13.9	-0.678 -3.9
	Void Reaktivität und Rampe	\$ \$/sec	1.647 17.6	1.587 -2.4
Disassemblyergebnisse	Brennstoff Slumping Reaktivität und Rampe	\$ \$/sec	0.000 0.11	0.000 0.1
	Dauer	msec	9.15	15.25
	Mittlere Void Rampe Während Disassembly	\$/sec	19	18
	Maximale Normierte Leistung	-	749	502
	Energie des geschmolzenen Brennstoffs	MWsec	2886	2598

Tabelle 2.3.2-1: Einfluß der Restfilmdicke beim Hüllrohrastrocknen auf den Verlauf des Kühlmittel-  
durchsatzstörfalls.

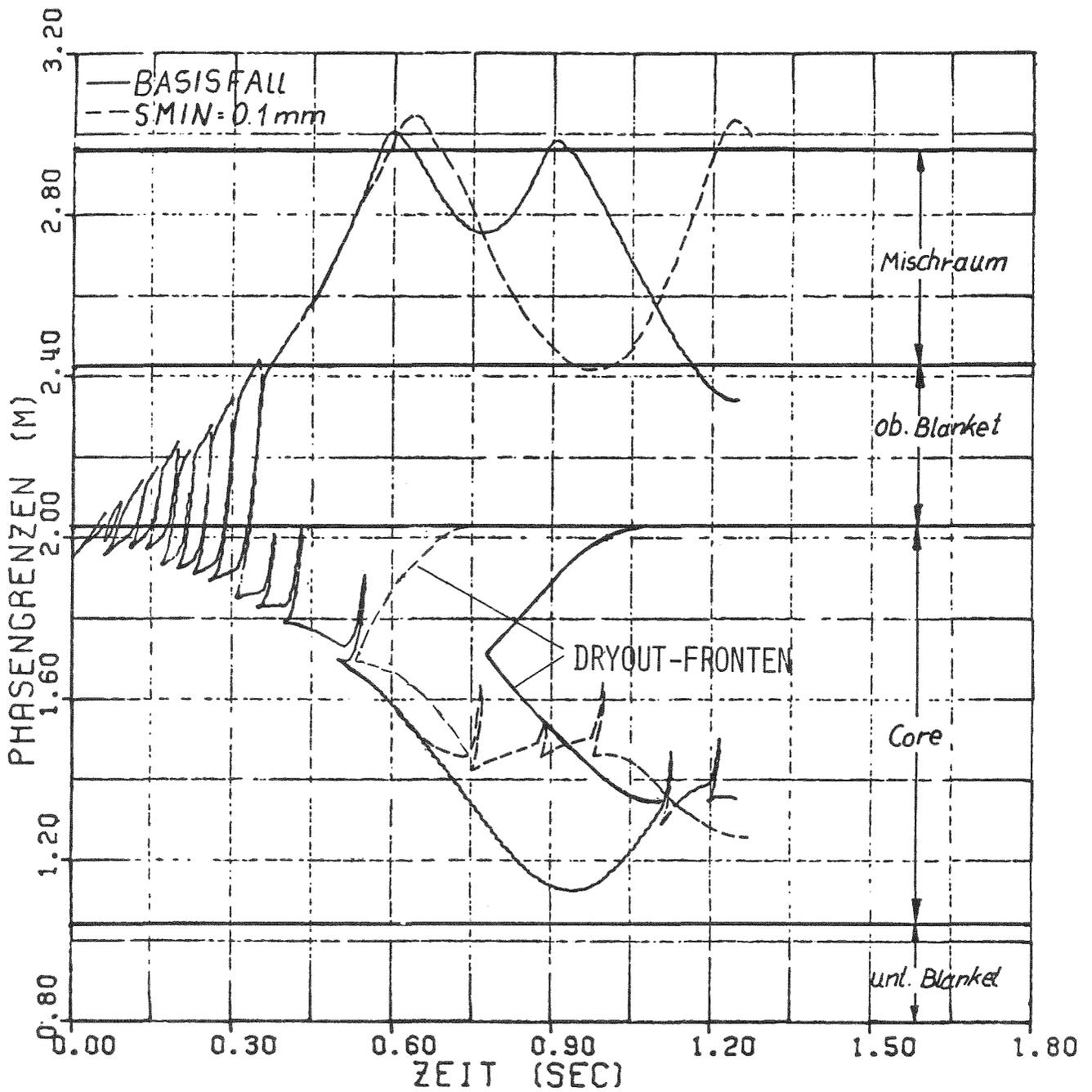


BILD 2.3.2-1: EINFLUSS DER RESTFILMDICKE BEIM HÜLLROHRAUS-  
TROCKNEN AUF DEN VOIDVORGANG IM ZENTRALEN  
ELEMENT. (SNR 300 M1A CORE, KÜHLMITTELDURCH-  
SATZSTÖRFALLE L0, L4)

Der Leistungsverlauf des Falls L4 ist in Bild 2.3.2-2 nach Siedebeginn mit dem des Basisfalls verglichen. Die Zeitpunkte, an denen die verschiedenen Kanäle aufsieden, sind, abgesehen von den äußeren Kanälen 11 und 9, gegenüber dem Basisfall unverändert. Durch die Vorverlegung des Dryoutpunktes ergibt die Überlagerung der kanalweisen Voidrückwirkungen einen etwas flacheren Verlauf, und es kommt zu dem gezeigten langsameren Anstieg der Reaktorleistung. Die Unterschiede sind jedoch nicht groß, zu stärkeren Abweichungen kommt es erst, wenn sich in den reaktivitätsmäßig wichtigen Kanälen 3, 4, 6 und 10 durch den Druckabfall nach Dryoutbeginn in kurzen Abständen Folgeblasen ausbilden. Die Bildung dieser Folgeblasen führt aus den oben genannten Gründen kurzzeitig zu negativen Rückwirkungsrampen. Die Voidreaktivität flacht dadurch etwas ab, und durch die auf dem hohen Leistungsniveau stark negativen Dopplerrückwirkungsrampen kommt es kurz vor Erreichen des prompt kritischen Zustands zu einer Abnahme der Netto-Reaktivität, die den in Bild 2.3.2-2 gezeigten starken Leistungsabfall hervorruft. Am Disassemblypunkt hat sich die Leistung gegenüber dem Maximumwert halbiert. Sie liegt etwa bei der hundertfachen Nennleistung und sinkt durch die weiterhin negative Void- und Nettoreaktivitätsrampe. Die Vorverlegung des Dryoutpunktes führt hier auch nicht zu früheren Brennstoff- und Hüllrohrbewegungen, die einen Teil dieser negativen Rückwirkungen kompensieren können. Durch Wiederbenetzung der stärker beheizten Bereiche verschiebt sich die Slumpingzone von der Coremitte nach oben. Slumping setzt dadurch, verglichen mit dem Basisfall, später ein. Seine Rückwirkungen bleiben vernachlässigbar.

Gleich nach Disassemblybeginn flachen die negativen Rückwirkungen durch die Folgeblasen stark ab. Die Reaktivität steigt dadurch und durch die größeren Rückwirkungen aus dem 6. Kanal wieder rasch an. Im Kanal 10 kommt es bald darauf zur Blasenkoaleszenz. Die Zerstäubung der Restflüssigkeit zwischen den

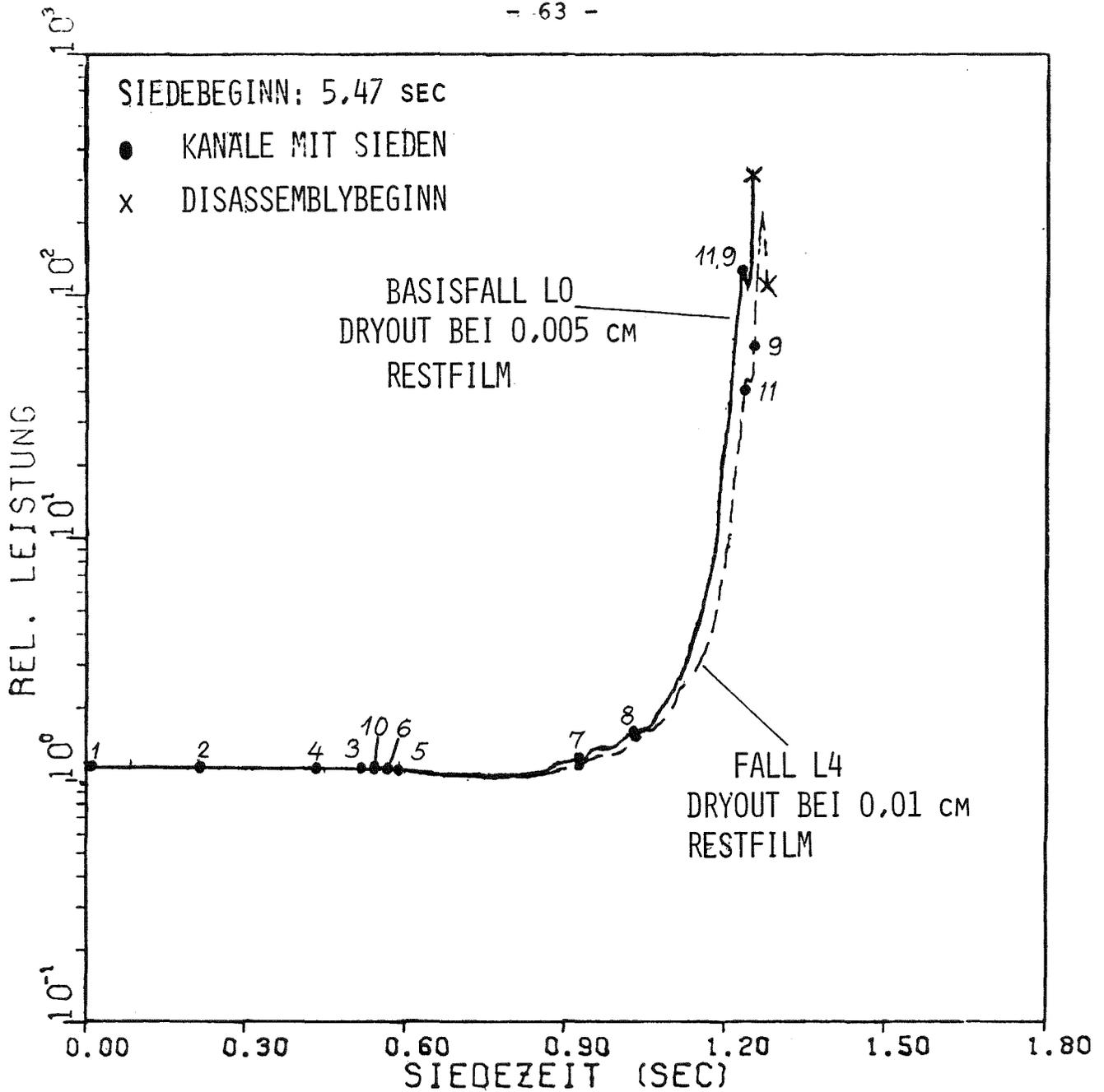
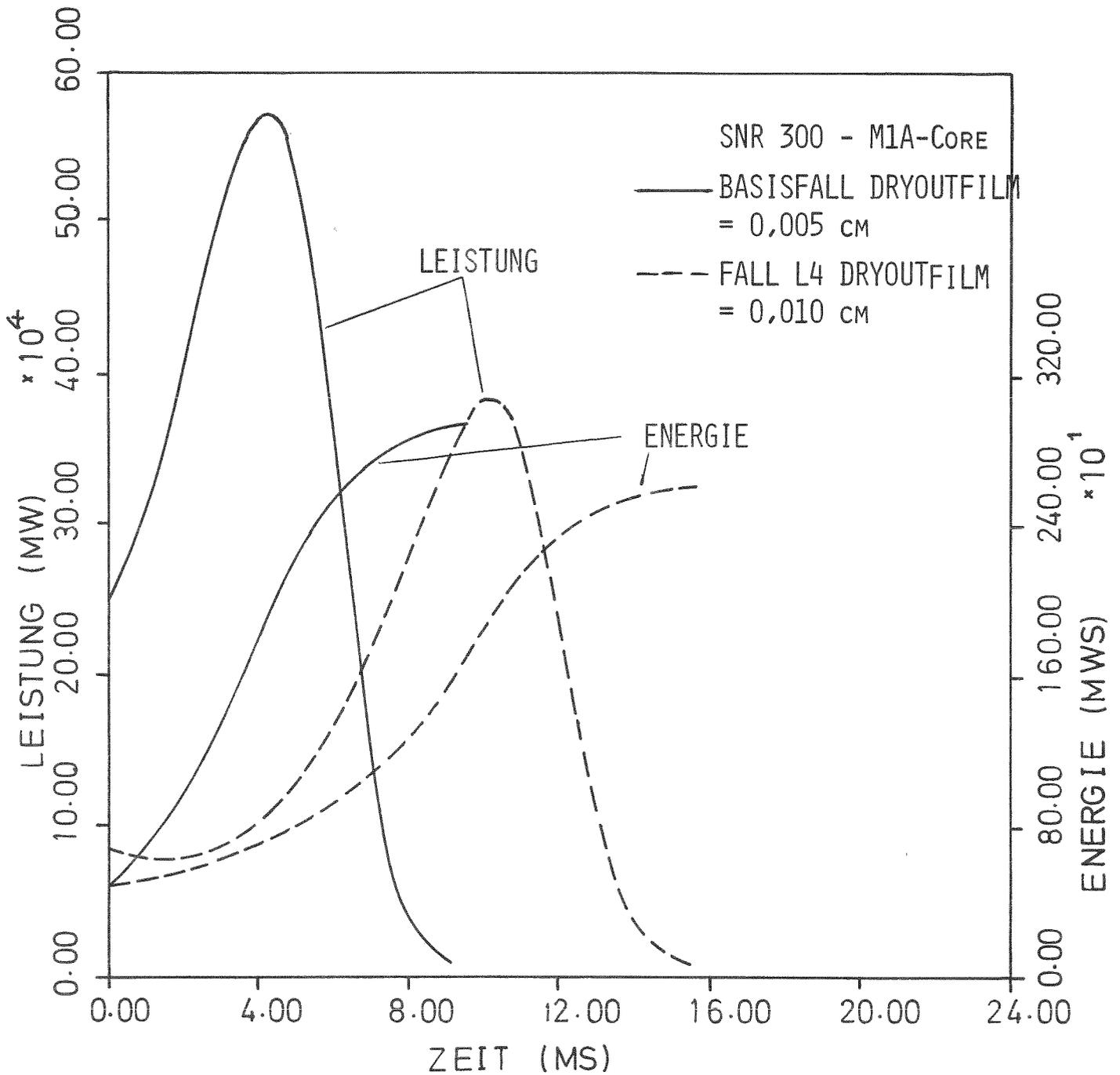


BILD 2.3.2-2: EINFLUSS DER RESTFILMDICKE BEIM HÜLLROHRAUS-  
TROCKNEN AUF DEN VERLAUF DES KÜHLMITTELDURCH-  
SATZSTÖRFALLS, (FALL L0, L4)

Blasen führt bei dem verwendeten Modell zu sprunghaften Erhöhungen der Voidreaktivität. Die mit CAPRI berechnete Reaktivitätsfunktion mußte daher für die KADIS-Rechnung zeitlich etwas geglättet werden. Die mittlere Voidrampe während der Kernzerlegung erreicht fast den Wert des Basisfalls, und der Reaktor wird in der Disassemblyphase noch überprompt kritisch. Die Leistungsverläufe nach Disassemblybeginn sind im Bild 2.3.2-3 verglichen. Im Fall L4 ergibt sich vor Erreichen des prompt kritischen Zustandes ein nur flacher Leistungsanstieg. Danach steigt die Leistung jedoch rasch an, und ein Maximum von der 502fachen Nennleistung wird erreicht. Insgesamt dauert die Disassemblyphase länger als beim Basisfall. Die Energie des geschmolzenen Brennstoffs am Ende der primären Exkursion reduziert sich wenig bei der Vorverlegung des Dryoutpunktes. Sie erreicht etwa 90 % des Wertes vom Basisfall. Der hier diskutierte Fall demonstriert, wie außerordentlich wichtig es ist, die Voidrückwirkungen im überlappenden Zeitbereich voranzurechnen /21/. Die Extrapolation der Reaktivitätszuführung in der Disassemblyphase aus der Voidrampe am Umschaltpunkt würde hier zu völlig anderen Energiefreisetzungsführungen führen.

Die bei der Vorverlegung des Dryoutpunktes berechneten Energiefreisetzungsführungen sind, wie schon eingangs erwähnt wurde, stark durch die singulären Effekte bei der Bildung der Folgebblasen nach Dryoutbeginn beeinflusst. Eine durchaus mögliche verzögerte Bildung dieser Blasen oder eine verspätete Blasenkoaleszenz könnte zu ganz anderen Ergebnissen führen. Eine realistischere Beschreibung der Zerstäubung der Restflüssigkeit bei der Blasenkoaleszenz, bei der das Material nicht homogen verschmiert wird, würde die Energiefreisetzung darüber hinaus reduzieren. Sie erfordert jedoch größere Änderungen am Modell und kann im Rahmen dieser Studie nicht durchgeführt werden. Durch die modellmäßige Heraufsetzung des Massenstromkriteriums für die Blasenkoaleszenz vereinigen sich die Blasen bei diesen



RESTFILMDICKE BEI DRYOUT [ $\text{cm}$ ]	0,005	0,010
DISASSEMBLYBEGINN [ $\text{sec}$ ]	1,25	1,27

BILD 2.3.2-3: EINFLUSS DER RESTFILMDICKE BEI DRYOUTBEGINN AUF LEISTUNG UND ENERGIE DES GESCHMOLZENEN BRENNSTOFFS WAHREND DER DISASSEMBLYPHASE (FALL L<sub>0</sub>, L<sub>4</sub>)

Rechnungen aber im allgemeinen erst, wenn die Restflüssigkeitssäulen zwischen den Blasen eine Länge von 2 cm unterschreitet. Der Reaktivitätssprung wird bei der Zerstäubung dieser geringeren Flüssigkeitsmenge erheblich reduziert.

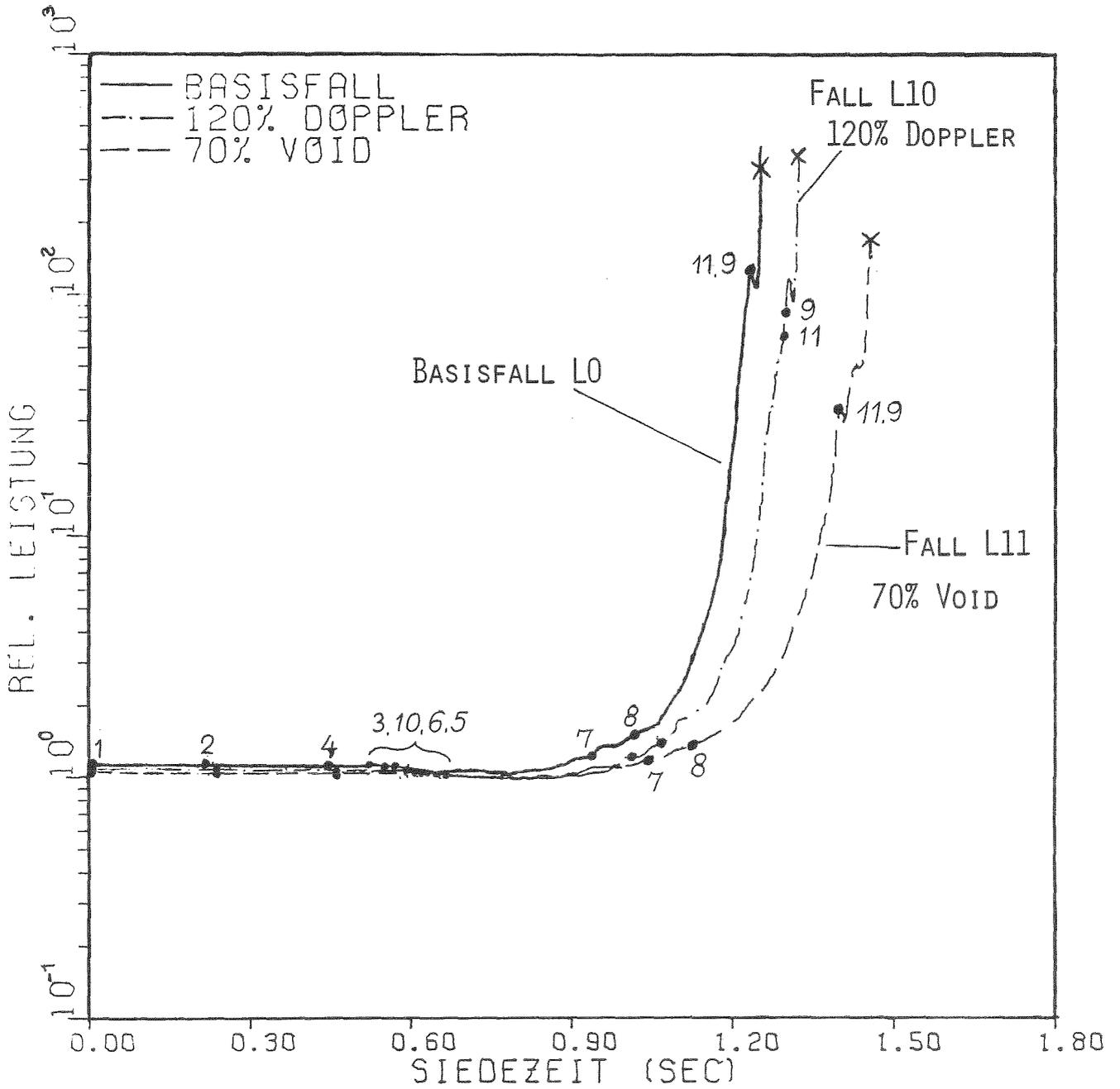
### 2.3.3 Variation der Reaktivitätskoeffizienten

Der Streubereich der Reaktivitätswerte, die mit Störungstheorie 1. Ordnung und Zylindrisierungskorrektur bestimmt wurden, wird von Helm /27/ mit 20 % für die Doppler- und 30 % für die Voidkoeffizienten angegeben. Entsprechend diesen Beiträgen wurden bei den hier diskutierten Parametervariationen einmal die Dopplerrückwirkungen um den konstanten Faktor 1,2 verstärkt (Fall L10), zum anderen wurden die Voidrückwirkungen generell um 30 % verkleinert (Fall L11). Die wichtigen Ergebnisse dieser Studie sind in Tabelle 2.3.3-1 zusammengefaßt. Bild 2.3.3-1 zeigt die berechneten Leistungsüberhöhungen, die sich jeweils nach Siedebeginn ergeben.

Beim Kühlmitteldurchsatzstörfall ist die Rückwirkung der Kühlungsstörung auf die Brennstofftemperatur zunächst gering. Trotz der vorgenommenen Verstärkung des Dopplerkoeffizienten bleiben die Kühlmitteldichterückwirkungen in der Einleitungsphase des Falls L10 stärker. Mit dem stärkeren Dopplerkoeffizienten ergibt sich daher weiterhin eine Leistungserhöhung bei der Abnahme des Kühlmitteldurchsatzes. Die Leistung steigt jedoch langsamer, wodurch sich der Siedebeginn um etwa 0,1 sec gegenüber dem Basisfall verschiebt. Die Siedesequenzen, die in Bild 2.3.3-1 eingetragen sind, entsprechen denen des Basisfalls, jedoch werden die Intervalle, in denen die Kanäle aufsieden, mit der Zeit etwas größer (Bild 2.3.3-1). Der Leistungsanstieg durch die überlagerten Voidrückwirkungen aus den inneren Kanälen der ersten und zweiten Anreicherungszone setzt dadurch etwas später ein. Er wird aber abgesehen von der Zeitverschiebung zunächst ähnlich wie beim Basisfall durch die Voidrampe und damit durch die Restfilmverdampfung bestimmt, die sich

		Dimension	Basisfall	Fall L10 120% Doppler	Fall L11 70% Void
Siedebeginn	Zeit	sec	5.47	5.58	5.73
	Normierte Leistung	-	1.12	1.08	1.04
Siedesequenz	Kanäle	-	1, 2, 4, 3, 10, 6, 5, 7, 8, 11, 9		
Slumpingbeginn + Sequenz	Zeit	sec	6.72	6.89	7.17
	Kanäle	-	1	1	1, 2
Maximale Geschwindigkeit d.unteren Phasengrenze	Kanal 1	m/sec	-1.75	-1.60	-1.50
	Kanal 6	m/sec	-2.33	-2.56	-3.44
Disassemblybeginn	Zeit	sec	6.72	6.90	7.19
	Siedezeit	sec	1.25	1.32	1.46
	Slumpingzeit	msec	7.3	7.4	12
	Normierte Leistung	-	325	331	143
	Netto Reaktivität und Rampe	\$ \$/sec	1.014 3.9	1.014 4.0	0.977 3.1
	Doppler Reaktivität und Rampe	\$ \$/sec	-0.671 -13.9	-0.800 -16.6	-0.631 -5.1
	Void Reaktivität und Rampe	\$ \$/sec	1.647 17.6	1.77 20.4	1.556 7.2
	Brennst.Slumping Reaktivität u.Rampe	\$ \$/sec	0.000 0.11	0.000 0.15	0.005 1.1
Disassemblyergebnisse	Dauer	msec	9.15	9.33	19.25
	Maximale Normierte Leistung	-	749	591	152
	Maximaler Druck	bar	24	15	2.4
	Energie des geschmolzenen Brennstoffs	MWsec	2886	2539	1460

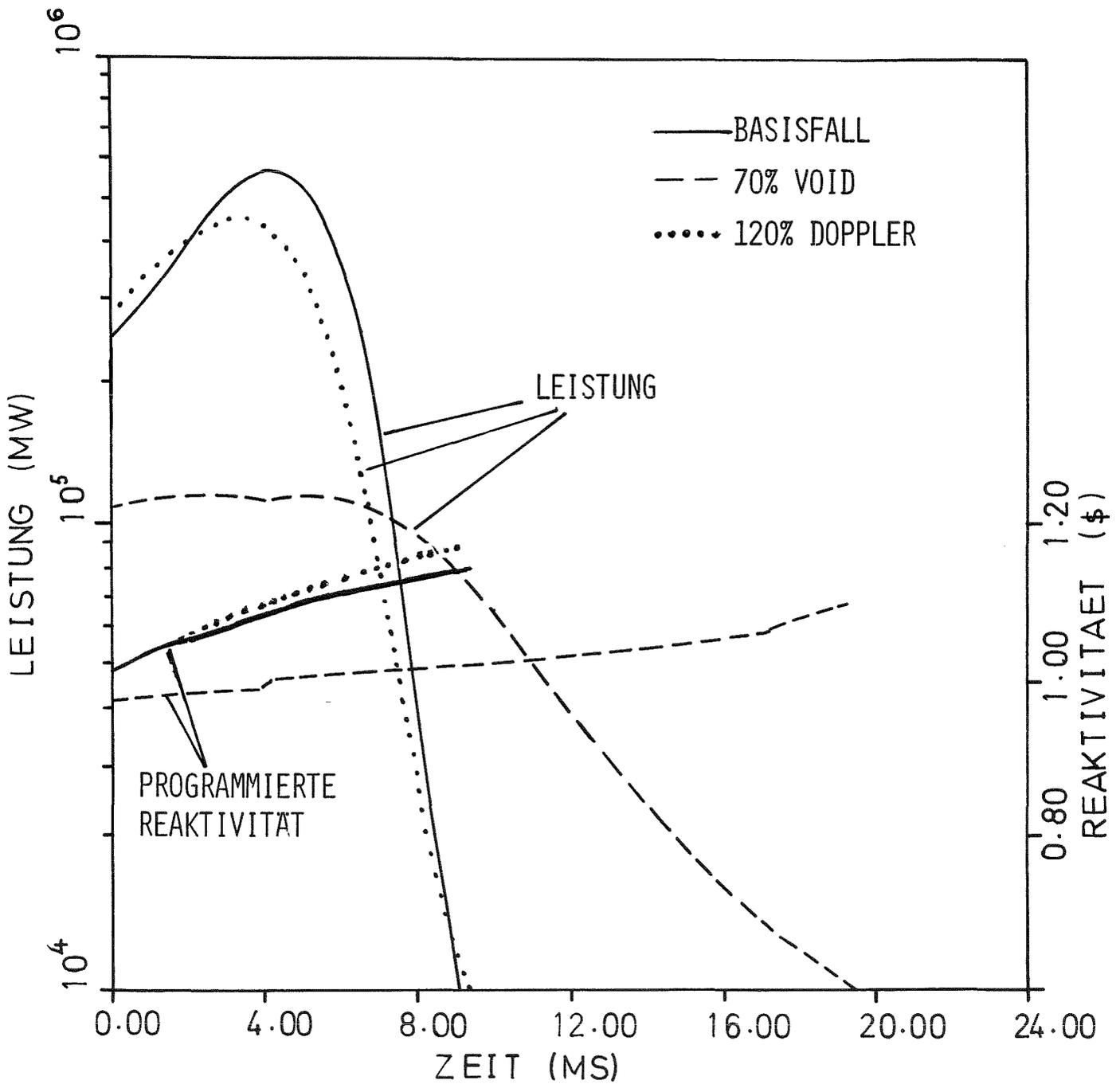
Tab. 2.3.3.-1:Einfluß der Doppler- und Voidkoeffizienten auf den Verlauf des Kühlmitteldurchsatzstörfalls im M1A Core.



	BASISFALL	120% DOPPLER	70% VOID
SIEDEBEGINN [sec]	5,47	5,58	5,73

BILD 2.3.3-1: EINFLUSS DER VARIATION DER DOPPLER UND VOID KOEFFIZIENTEN AUF DEN LEISTUNGSVERLAUF BEIM KÜHLMITTELDURCHSATZSTÖRFALL (FALL L0, L10, L11)

vom Basisfall kaum unterscheidet. Die negative Rate der Dopplerrückwirkung ist zu dieser Zeit noch niedrig. Sie ist in erster Linie durch die Änderungsrate der Brennstofftemperaturen bestimmt und damit stark leistungsabhängig. Der Einfluß des Dopplerkoeffizienten wird erst mit zunehmender Leistung stärker und führt im mittleren Leistungsbereich zu flacheren Leistungsverläufen. In der energetischen Endphase des Störfalls zeigt aber auch die Voidrampe, die sich aus den Überlagerungen der Reaktivitätsbeiträge von immer mehr und reaktivitätsmäßig wichtigeren Kanälen zusammensetzt, eine stark steigende Tendenz. Bei den längeren Siedezeiten, die sich im Fall L10 ergeben, wird die zeitliche Zunahme der Voidrampe schließlich so stark, daß sie zu jedem Zeitpunkt der Einleitungsphase betragsmäßig die Dopplerrampe übersteigt. Kurz vor der Umschaltung zur Kernzerlegungsphase kommt es dabei sogar zu steileren Leistungs- und Reaktivitätszunahmen als beim Basisfall. Trotz stärkerem Dopplerkoeffizienten ergibt sich daher im Fall L10 ein energetischerer Übergang zur Disassemblyphase, wobei eine annähernd gleiche Leistung und Nettoreaktivität am Umschalt- punkt erreicht wird. Brennstoff und Hüllrohrbewegung haben reaktivitätsmäßig auch im Fall L10 einen vernachlässigbaren Einfluß. Die am Disassemblypunkt stärkeren Dopplerrückwirkungen werden im M1A Core durch eine entsprechende Steigerung der Voidrückwirkungen kompensiert und, was vielleicht noch wichtiger ist, die Rate der Voidreaktivitätszuführung hat sich am Umschaltpunkt gegenüber dem Basisfall sogar vergrößert. Der stärkere Dopplerkoeffizient begrenzt jedoch den weiteren Leistungsanstieg in der Disassemblyphase. Trotz annähernd gleicher Bedingungen am Umschaltpunkt und ähnlicher programmierter Reaktivitäten in KADIS ergibt sich eine Reduktion von mehr als 20 % im Leistungsmaxima, vgl. Bild 2.3.3-2. Die Dopplerrückwirkungen sind zusammen mit den zentralen Brennstofftemperaturen in Bild 2.3.3-3 dargestellt. Deutlich ist zu erkennen, daß zu Beginn der Disassemblyphase die Dopplerrückwirkung im Fall L10 stärker ist als im Basisfall, wobei die zentrale (energiegemittelte) Temperatur zu Beginn ebenfalls etwas höher liegt. Die Energiefreisetzung wird mit dem stärkeren Dopplerkoeffi-



	BASISFALL	120% DOPPLER	70% VOID
DISASSEMBLY [ $\lambda_{\text{SEC}_7}$ ]	6,72	6,89	7,17

BILD 2.3.3-2: EINFLUSS DER VARIATION DER DOPPLER- UND VOIDKOEFFIZIENTEN AUF DIE LEISTUNGSVERLÄUFE UND DIE ZEITLICHEN VOID- UND SLUMPINGREAKTIVITÄTEN WÄHREND DER DISASSEMBLYPHASE (FALL L0, L10, L11)

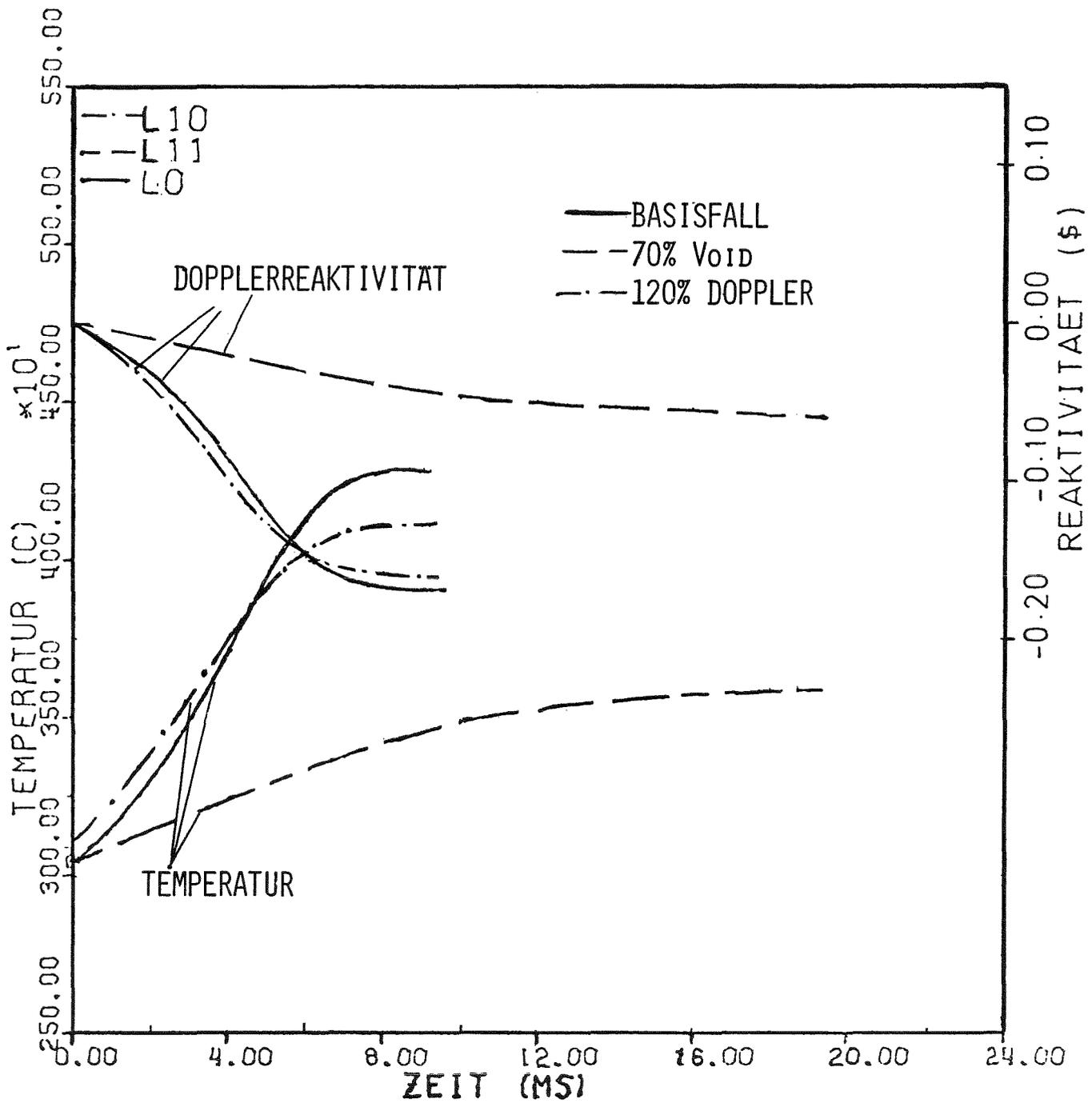


BILD 2.3.3-3: EINFLUSS DER VARIATION DER DOPPLER- UND VOIDKOEFFIZIENTEN AUF DIE ZENTRALE BRENNSTOFF-TEMPERATUR UND DIE DOPPLERRÜCKWIRKUNG WÄHREND DER DISASSEMBLYPHASE (KÜHLMITTELDURCHSATZSTÖRFÄLLE L0, L10, L11)

zienten gegenüber dem Basisfall um 12 % kleiner. In einem vor Disassembly mehr gevoideten Core, in dem ein größerer Teil der positiven Voidreaktivitätsreserve freigesetzt ist, hätte ein stärkerer Dopplerkoeffizient eine stärkere Reduktion der Energiefreisetzung zu Folge.

Die gleichmäßige Reduktion der Kühlmittelvoidwerte im positiven und negativen Bereich verschiebt den Siedebeginn im Fall L11 etwas mehr als der stärkere Dopplerkoeffizient. Die Dichterückwirkung bei der einphasigen Kühlmittelaufheizung werden schwächer, dominieren aber immer noch gegenüber den Dopplerrückwirkungen durch die Kühlungsstörung. Insgesamt steigt die Leistung beim Durchsatzstörfall anfangs an. Bei Siedebeginn liegt sie aber nur noch um 4 % über der Nennleistung. Bei gleicher Siedesequenz werden die Intervalle zwischen dem Aufsieden der einzelnen Kanäle dadurch gegenüber dem Basisfall größer (Bild 2.3.3-1). Bei zunächst annähernd gleicher Restfilmverdampfung werden die überlagerten Rückwirkungsrampen durch die reduzierten Voidkoeffizienten flacher, und es kommt zu dem in Bild 2.3.3-1 gezeigten späteren und langsameren Anstieg der Leistung. Der Kanal 11 siedet schon bei einem niedrigeren Energieniveau des Brennstoffs in größerem Abstand vom Beginn der Disassemblyphase. Seine negativen Rückwirkungen haben in der Schlußphase daher einen stärkeren Einfluß und kompensieren teilweise die durch die längere Siedezeit verstärkten positiven Rückwirkungsrampen aus den Kanälen 6-8. Die Voidrampe am Umschaltpunkt wird daher im Fall L11 auch nicht durch die längere Siedezeit der reaktivitätsmäßig wichtigen Kanäle vergrößert. Brennstoffbewegung setzt, wie Tabelle 2.3.3-1 zeigt, auch im Fall L11 spät ein, am Umschaltpunkt überlagern sich jedoch schon Reaktivitätsbeiträge aus 2 Kanälen. Die Slumpingrückwirkungsrampe am Umschaltpunkt wird dadurch zwar nicht dominierend, ihr Anteil an der Gesamtrückwirkungsrampe ist aber höher als in den anderen Fällen. Die Reduktion der Voidkoeffizienten vergrößert daher bereits den Einfluß der Slumpingrückwirkungen. Das Disassemblykriterium wird im Fall L11 schon bei einer erheblich niedrigeren Leistung

erfüllt. Der Reaktor ist dabei noch unterprompt kritisch. Bild 2.3.3-2 zeigt aber, daß Leistung und Void- und Slumpingreaktivität noch zunehmen. Während der Kernzerlegungsphase erreicht die Leistung ein Maximum vom 152fachen der Nennleistung und es kommt zu einem, verglichen mit den anderen Fällen, langsameren Disassemblyvorgang mit kleineren Drücken und Druckgradienten. Der zeitliche Temperaturanstieg in der zentralen Masche ist entsprechend schwach, wie Bild 2.3.3-2 zeigt. Die vorgenommene Reduktion des Voidkoeffizienten führt, verglichen mit dem Basisfall, zu einer Abnahme der Energiefreisetzung von 50 %.

Die Reduktion des Voidkoeffizienten hat also auf den Ablauf des Störfalls und auf die Energiefreisetzung einen sehr viel größeren Einfluß als die Verstärkung des Dopplerkoeffizienten. Die stärkere Dopplerrückwirkung kommt erst nach stärkeren Leistungserhöhungen zur Geltung. Sie kann auch wegen des großen Kühlmittelvoidkoeffizienten des M1A Cores durch längere Siedezeit kompensiert werden, wobei es in diesem Fall sogar am Ende der Einleitungsphase zu höheren Leistungen kommt. Die Reduktion des Voidkoeffizienten führt dagegen gleich beim Voiden der inneren Coreregionen zu einem langsameren Leistungsanstieg. Es ergibt sich ein milderer Störfallverlauf, wobei Materialverschiebungen schon in der Einleitungsphase des Störfalls wichtiger werden.

#### 2.3.4 Variation von Parametern des Disassemblymodelles

Die nächsten Parameterfälle gehen alle vom gleichen Corezustand am Umschaltpunkt aus (Basisfall LO) und untersuchen den Einfluß von einigen wichtigen Parametern des Disassemblymodelles. Die durchgeführten Parametervariationen sind zusammen mit den wichtigsten Ergebnissen in Tabelle 2.3.4-1 angegeben. Variiert wurden die spezifische Wärme des geschmolzenen Brennstoffs (Fall L8) und die Gleichung für den Brennstoffdampfdruck (Fall LOBC, LOBB). Außerdem wurde die Kernzerlegungsphase mit der Option für "radial motion cutoff", d. h. bei vollständiger Unterdrückung radialer Core Expansion untersucht. Zum Abschluß

Tabelle 2.3.4-1: Übersicht über die variierten Parameter des Disassemblymodells und wichtige Ergebnisse dieser Parametervariationen

	LO Basisfall	L8 Spez. Wärme $c_p = 0.427 \text{ J/gK}$	L9 radiale Bewe- gungsunter- drückung	LOBc Verdopplung der Dampfdrücke	LOBB Halbierung der Dampfdrücke
Dauer der Disassembly [msec]	9.15	8.43	10.55	8.28	10.23
Energie im geschmol- zenen Brennstoff [MWsec]	2886	2521	3239	2564	3182
Masse des geschmolzenen Brennstoffs [kg]	4787	4728	4968	4597	4941
mittlere Temperatur des geschmolzenen Brenn- stoffs [K]	3567	3556	3656	3484	3641
maximale Temperatur des Brennstoffs [K]	4721	4794	4897	4558	4869
maximaler Druck [bar]	24	29	37	31	17
maximale Geschwindig- keit [m/sec]					
radial	8.5	9.1	0.0	10.5	6.8
axial	11.3	12.2	17.7	13.7	9.2

des Kapitels wird noch das Implosionspotential der Disassemblyvorgänge für den Kühlmitteldurchsatzstörfall abgeschätzt. Um festzustellen, ob es dadurch zu weiteren Kritikalitäten kommen kann, wurde die Disassemblyrechnung für den Basisfall über den Punkt des ersten nuklearen Abschaltens hinaus weitergeführt.

#### 2.3.4.1 Variation der spezifischen Wärme des Brennstoffs

Bei einer vorgegebenen Leistungsdichte bestimmt die Wärmekapazität des Brennstoffs die zugeordnete zeitabhängige Temperaturänderungsrate des Brennstoffs während der Core Disassembly. Wichtigster Parameter der Wärmekapazität ist die spezifische Wärme. Für die spezifische Wärme des geschmolzenen Brennstoffs wird in KADIS ein temperaturunabhängiger konstanter Wert verwendet, der beim Kühlmitteldurchsatzstörfall wegen der guten Kompressibilität der weitgehend gevoideten Lagrange Zellen unabhängig von den anderen Zustandsgleichungen wählbar ist (vgl. Kap. 2.1 und 3.1). Beim Basisfall wurde konsistent mit der Einleitungsphase ein CP-Wert von 0.548 J/g K für den geschmolzenen Brennstoff verwendet, der von Simpson empfohlen wird /24/. Die ANL Zustandsgleichungen /5/, mit denen der Disassemblyvorgang bei den Rampenstörfällen berechnet wurde, gehen aber von einem niedrigeren CP-Wert von 0.427 J/g K aus. Um den Einfluß dieses in hohen Temperaturbereichen unsicheren Parameters besser zu verstehen, wurde daher in dem folgenden Parameterfall zum Vergleich eine Disassemblyrechnung mit dem niedrigeren CP-Wert der ANL-Gleichungen durchgeführt. Dieser Wert wurde jedoch nicht für die Einleitungsphase verwendet, wodurch der Vergleich nicht ganz konsistent ist.<sup>1</sup>

---

<sup>1</sup>Wie die nachfolgenden Diskussionen zeigen, würde eine konsistente Verringerung des CP-Wertes auch in der Einleitungsphase die beobachtete Tendenz der Energieabnahme nur noch verstärken, da sie zu einer früheren Core Disassembly bei kleineren Void- und stärkeren Dopplerrampen führt.

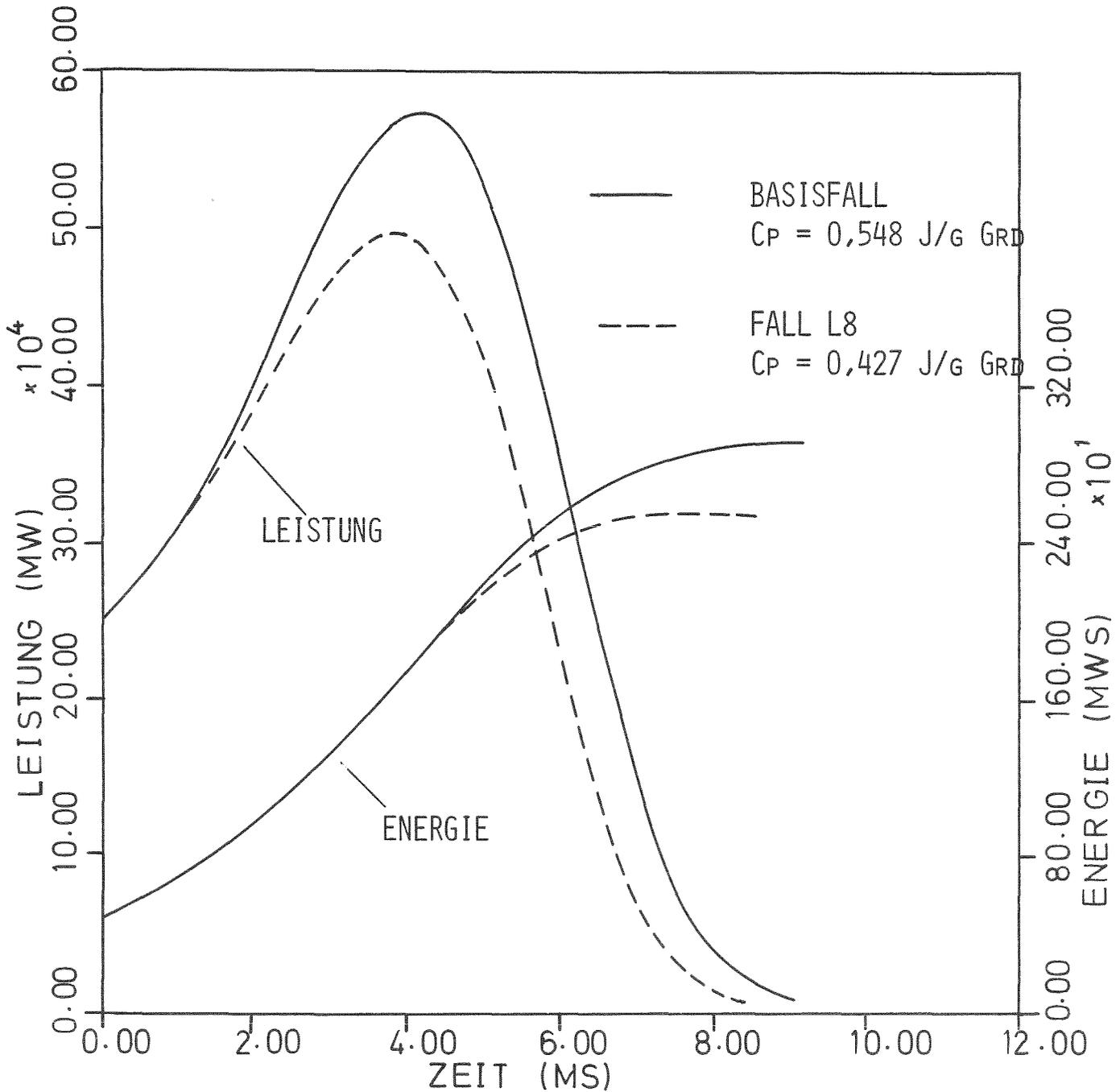


BILD 2.3.4-1: EINFLUSS VERSCHIEDENER SPEZIFISCHER WÄRMENDES BRENNSTOFFS AUF DEN ZEITLICHEN LEISTUNGSVERLAUF UND DIE ENERGIEZUNAHME DES GESCHMOLZENEN BRENNSTOFFS WÄHREND DER DISASSEMBLYPHASE (FALL L0, L8)

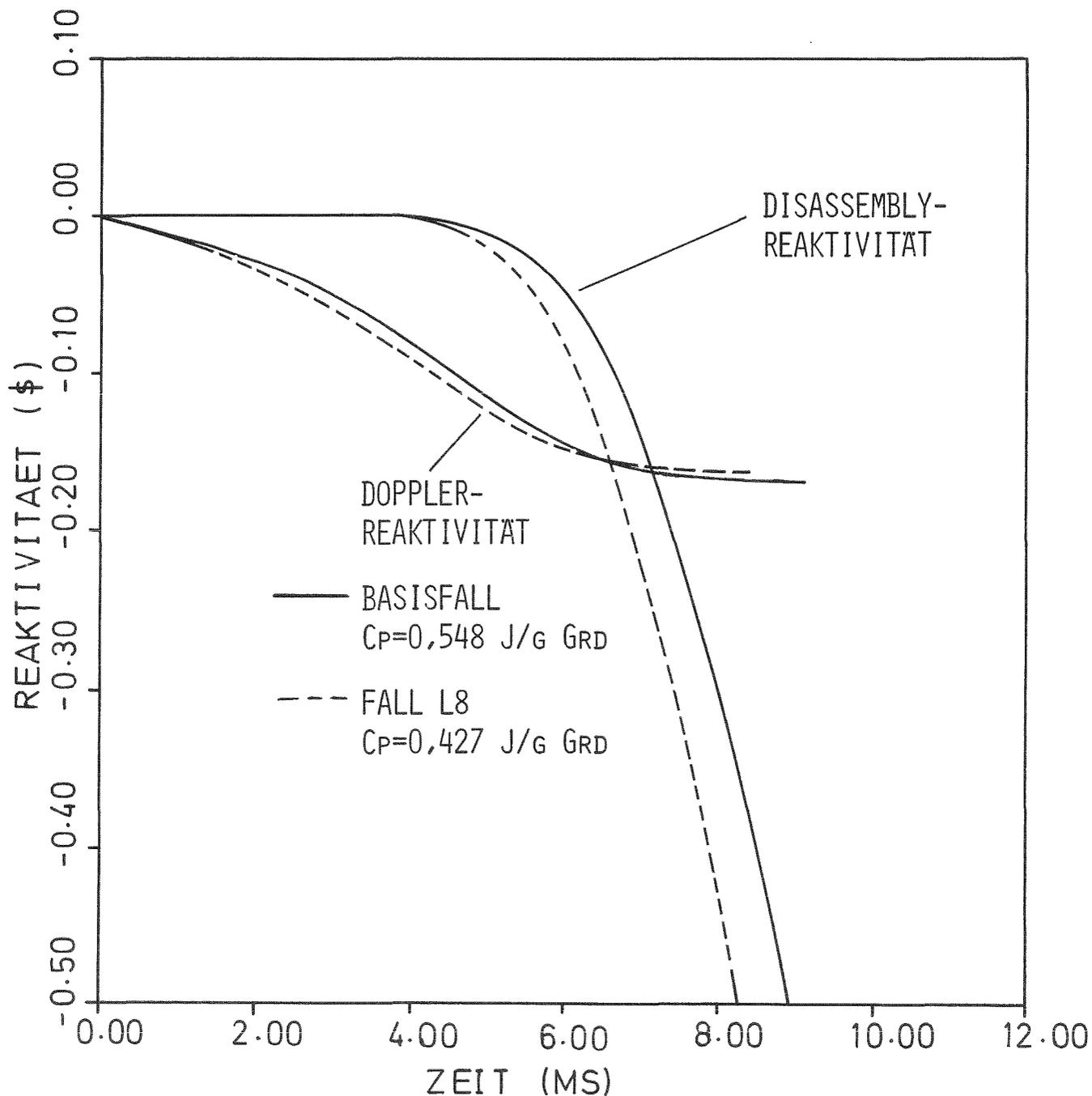


BILD 2.3,4-2: EINFLUSS VERSCHIEDENER SPEZIFISCHER WÄRMEN DES BRENNSTOFFS AUF DEN VERLAUF VON DOPPLER- UND DISASSEMBLYREAKTIVITÄTEN WÄHREND DER CORE-ABSCHALTPHASE (KÜHLMITTELDURCHSATZSTÖRFÄLLE L<sub>0</sub>, L<sub>8</sub>)

Die Ergebnisse der Untersuchung werden in Tabelle 2.3.4-1 und in den Bildern 2.3.4-1 bis 2.3.4-2 mit dem Basisfall verglichen. Bei gleicher Leistung am Umschaltzeitpunkt führt die kleinere spezifische Wärme im Fall L8 zu einer um etwa 20 % höheren Temperaturanstiegsrate. Der stärkere Temperaturanstieg führt seinerseits zu einer stärkeren Dopplerrückwirkung, die den Leistungs- und Temperaturanstieg bereits nach 1.5 msec gegenüber dem Basisfall abschwächt. Der schnellere Temperaturanstieg führt aber auch über die Kopplung an die Dampfdrücke zur früheren Disassembly. Tabelle 2.3.4-1 und die Bilder 2.3.4-1 und 2.3.4-2 veranschaulichen den qualitativ geschilderten Verlauf.

Die Energie des geschmolzenen Brennstoffs, die im Bild 2.3.4-1 aufgetragen ist, erreicht nur maximal 87 % vom Wert des Basisfalls (2520 MWsec) am Ende des Disassemblies trotz der um bis zu 73°C höheren Brennstofftemperatur, die sich im Fall L8 aufgrund der schnelleren Aufheizrate ergibt. Die Disassemblyrechnung führt also zu einer um 13 % niedrigeren Energiefreisetzung, wenn die spezifische Wärme des geschmolzenen Brennstoffs um 20 % verkleinert wird.

#### 2.3.4.2 Einfluß der radialen Bewegungsunterdrückung

Wie schon im Kapitel 2.2.4 bei der Diskussion des Basisfalls erwähnt wurde, führt der Dampfdruckaufbau des Brennstoffs in der Coreabschaltphase mit seinem Spitzenwert von 24 bar möglicherweise nicht zur Zerstörung der Brennelementkästen. Die freie Core Expansion auch in radialer Richtung, die beim Basisfall uneingeschränkt zugelassen wurde, kann deshalb eine zu optimistische Annahme sein. In dem folgenden Parameterfall L9 wurde die radiale Coreexpansion vollständig unterdrückt, um den Einfluß der radial behinderten Coreexpansion nach oben hin abzuschätzen. Nur eine axiale Bewegung kann dann zum nuklearen Abschalten des Reaktors führen. Die Ergebnisse dieser Untersuchung werden in Tabelle 2.3.4-1 gegenübergestellt. In den Bildern 2.3.4-3 und 2.3.4-4 werden außerdem Leistung und Energie sowie zeitlicher Druckaufbau und Disassemblyrückwirkung

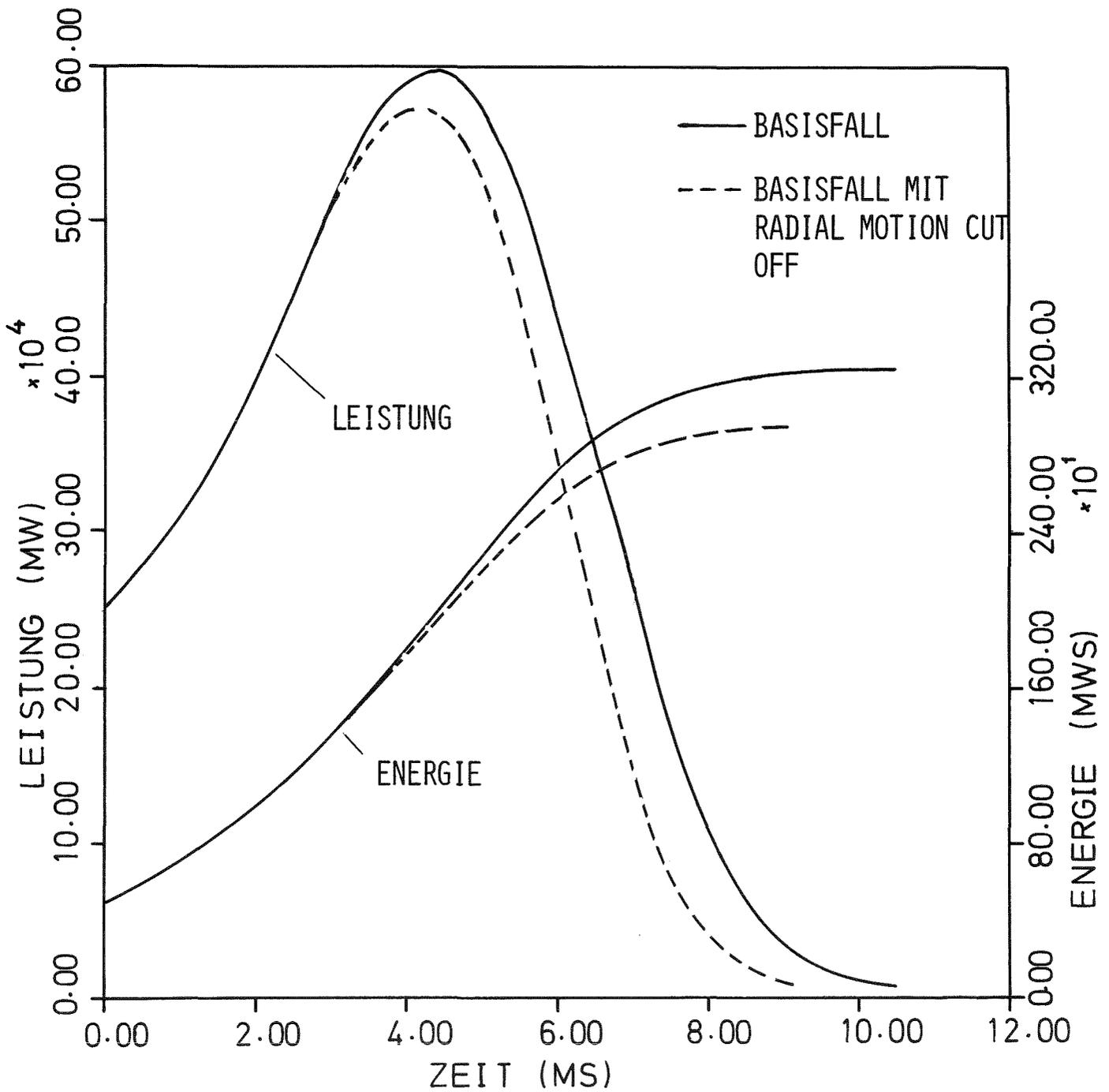


BILD 2.3.4-3: EINFLUSS DER TOTALEN RADIALEN BEWEGUNGSUNTERDRÜCKUNG AUF DEN VERLAUF DER LEISTUNG UND DIE ENERGIEZUNAHME IM GESCHMOLZENEN BRENNSTOFF WÄHREND DER DISASSEMBLYPHASE (KÜHLMITTELDURCHSATZSTÖRFÄLLE L0, L9)

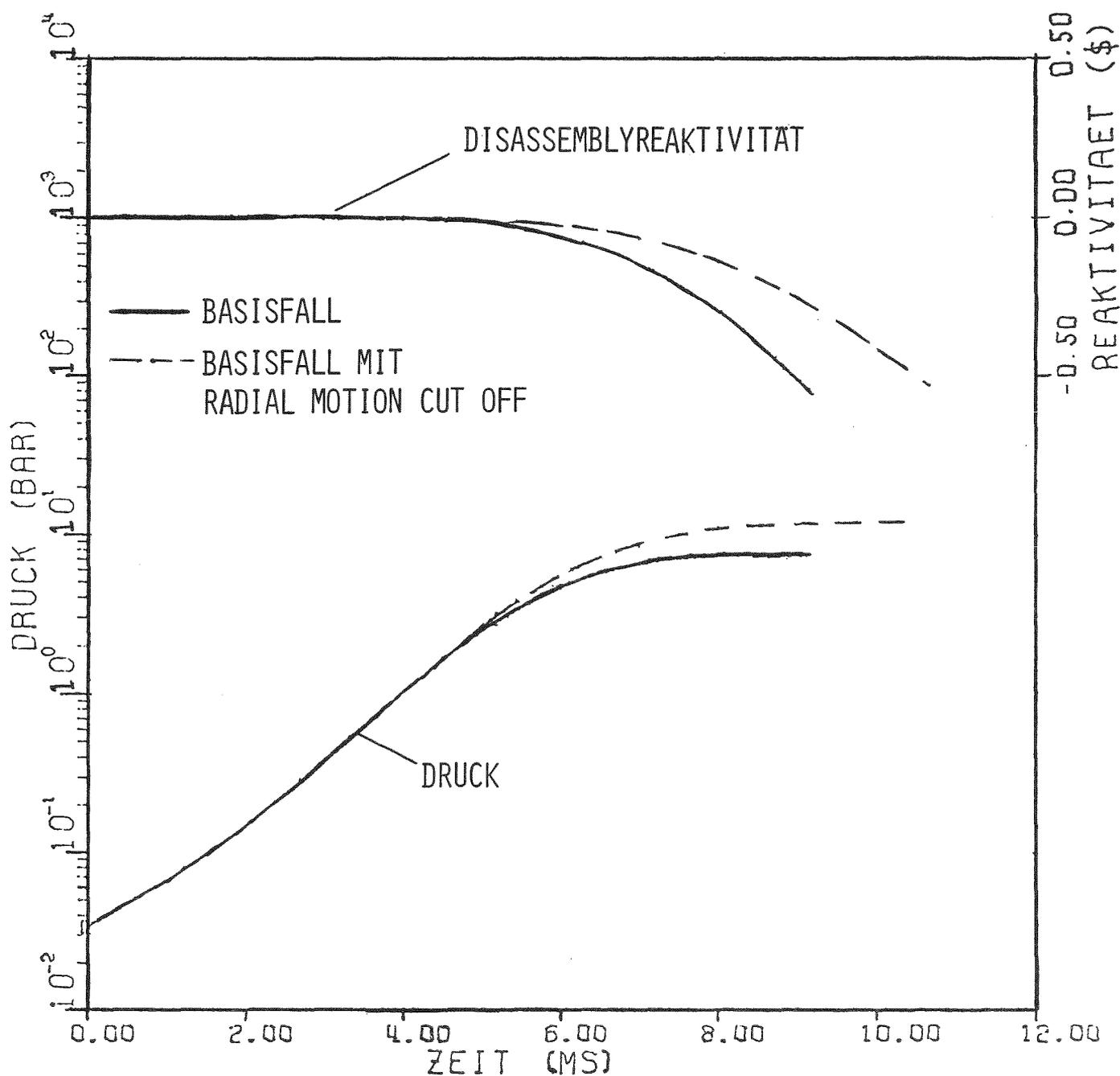


BILD 2.3.4-4: EINFLUSS DER TOTALEN RADIALEN BEWEGUNGSUNTERDRÜCKUNG WÄHREND DER DISASSEMBLY AUF DEN VERLAUF DER DISASSEMBLYREAKTIVITÄT UND DES DRUCKS IN DER ZENTRALEN MASCHEN VON RING 10 (KÜHLMITTELDURCHSATZSTÖRFÄLLE L0, L9)

verglichen.

Durch Unterdrückung der radialen Expansion kann die axiale Bewegung im Bereich einphasiger Drücke beschleunigt werden (i. a. ist das in den noch nicht gevoideten Core Bereichen). Diese einphasigen Drücke sind dichteabhängig und eine radiale Bewegungsunterdrückung wird schneller zum Aufbau hoher einphasiger Drücke führen. Dieser Effekt der Verstärkung der Einphasendrucke bei der radialen Bewegungsunterdrückung führt bei den Rampenstörfällen dazu, daß sich die Energiefreisetzung mit "radial motion cut off" verringert (vgl. hierzu Kap. 3.3.4.2). Bei den Kühlmitteldurchsatzstörfällen sind die meisten Lagrangezellen am Umschaltpunkt aber stärker gevoidet und dadurch kompressibler, so daß dieser verstärkte Abschalteffekt nicht wirksam wird. Disassembly erfolgt im wesentlichen durch die sich aufbauenden Brennstoffdampfdrücke. Im Bereich gleicher Brennstofftemperaturen (etwa während der ersten 4 msec nach der Umschaltung) unterscheiden sich die Drücke mit und ohne radiale Expansion nicht (vgl. Bild 2.3.4-4). Durch die kleineren Disassemblyrückwirkungen ist der Leistungsanstieg im Fall L9 aber über einen längeren Zeitraum unbehindert möglich (vgl. Bild 2.3.4-3). Dies führt zu höheren Brennstofftemperaturen und Drücken sowie zu verstärkten Dopplerrückwirkungen. Der maximal erreichte Dampfdruck steigt von 24 auf 37 bar und die Disassemblyphase verlängert sich von 9 auf 11 msec, erst dann kommt es zum nuklearen Abschalten durch die axialen Materialverschiebungen. Die maximale axiale Verschiebung ist dabei 4.8 cm (gegenüber 2.4 cm im Fall LO), die maximale axiale Geschwindigkeit steigt um 56 % an. Bild 2.3.4-5 zeigt das verzerrte Maschennetz am Ende der Disassemblyphase. Die axialen Verzerrungen sind am stärksten in den zentralen Kanälen. Trotzdem trägt die Corezone 2 mit einem Beitrag von -67 % zur Disassembly-Reaktivität bei.

Bei Unterdrückung der radialen Core Expansion, d. h. bei Coreabschaltung allein durch Materialverschiebung in axialer Richtung, dauert die Disassemblyphase also länger und der Lei-

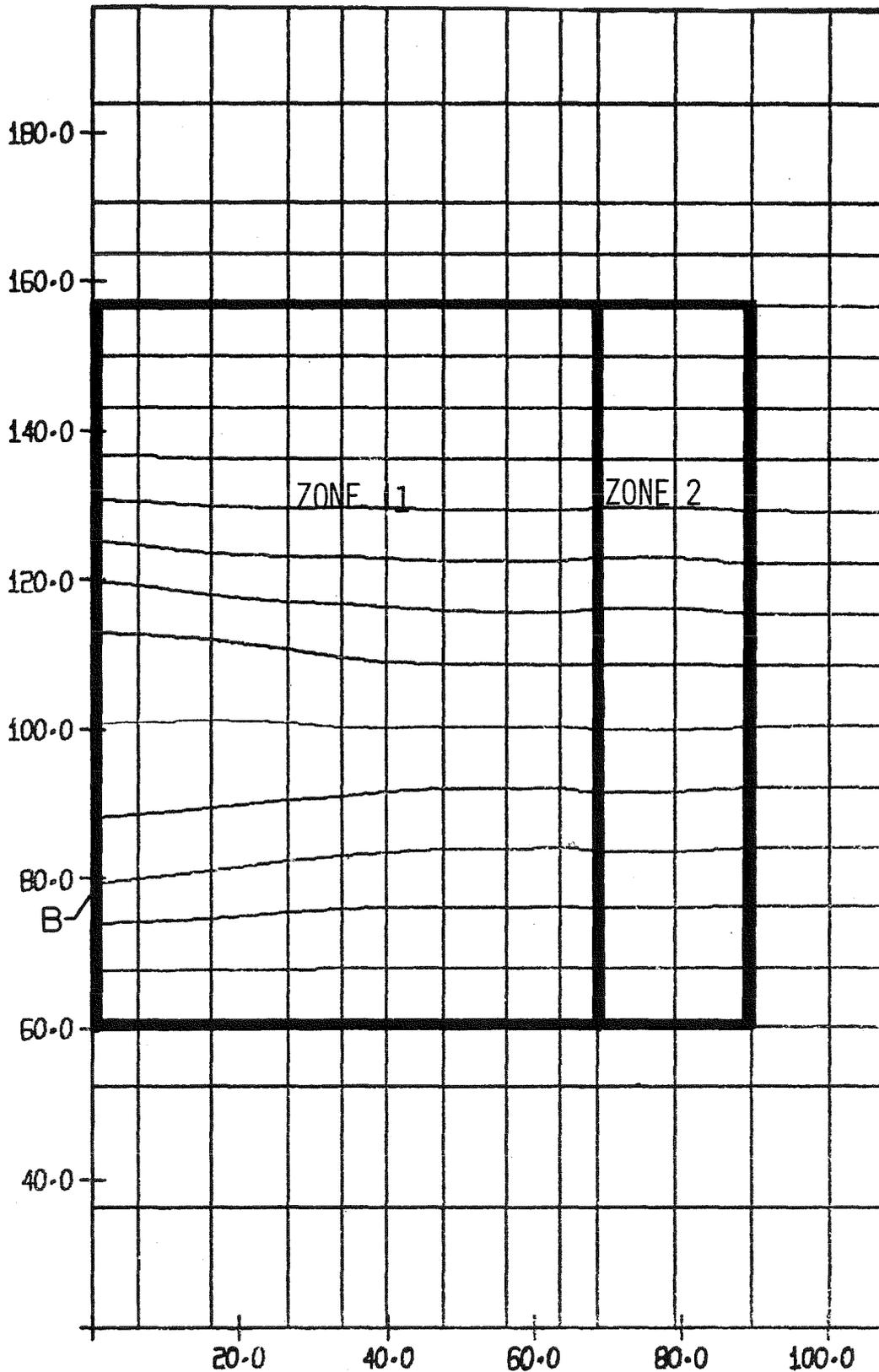


BILD 2.3,4-5: VERZERRTES MASCHENNETZ AM ENDE DER DISASSEMBLY-PHASE BEI COREABSCHALTUNG DURCH REIN AXIALE BEWEGUNG (KÜHLMITTELDURCHSATZSTÖRFALL L9, TDIS=11 MSEC) MAXIMALE AXIALE GESCHWINDIGKEIT AM PUNKT B:-18 m/s.

stungsanstieg aufgrund der Einleitungsrampe wird später begrenzt. Dabei werden höhere Brennstoffdampfdrücke und Temperaturen erreicht. Insgesamt steigt die Energiefreisetzung um ca. 12 % gegenüber dem Basisfall auf 3240 MWsec an. Die Annahme einer radial ungehinderten Core Expansion beim Basis-Kühlmitteldurchsatzstörfall ist daher optimistisch. Die Abnahme der Energiefreisetzung von maximal 12 % bei einer radial behinderten Core Expansion führt aber nicht zu einem qualitativ anderen Unfallverlauf, so daß die restlichen Parametervariationen für das frische Core weiterhin ohne "radial motion cut off" durchgeführt werden. Wie eingangs schon erwähnt wurde, ist der Fall L9 bezüglich der Energiefreisetzung der eigentliche konservative Referenzfall, da ein Versagen der Brennelementkästen bei den berechneten Brennstoff-Dampfdrücken nicht eintritt. Der Durchsatzstörfall im abgebrannten Core, bei dem sich noch niedrigere Brennstoffdampfdrücke einstellen, wurde ebenfalls ohne radiale Core-Expansion simuliert und ist mit dem Referenzfall zu vergleichen.

#### 2.3.4.3 Einfluß der Brennstoffdampfdruckkurve auf die Disassemblyphase

Die von Menzies angegebene Dampfdruckbeziehung für Uran-dioxid /22/, die bei allen Kühlmitteldurchsatzstörfällen bisher verwendet wurde, basiert im oberen Temperaturbereich weitgehend auf der Extrapolation von Meßwerten. Bei gleicher Temperatur liefert sie i. a. niedrigere Dampfdrücke als die Extrapolation von Breitung /28/, die von einer kongruenten Verdampfung ausgeht. Neuere Messungen des Transuran Instituts /29/, die bis zu extrem hohen Temperaturen ( $> 5000^{\circ}\text{K}$ ) mit Laserstrahlbeheizung durchgeführt wurden und die durch Messungen des INR bestätigt wurden /30/, liefern ebenfalls höhere Brennstoffdampfdrücke als die Menzies-Zustandsgleichungen. Um den Einfluß unterschiedlicher Dampfdruckbeziehungen auf den Disassemblyvorgang abzuschätzen, wurde daher in den folgenden beiden Disassemblyrechnungen der jeweilige temperaturabhängige Menzies Dampfdruckwert halbiert (Fall LOBB) beziehungsweise verdoppelt (Fall LOBC).

Wie man aus Tabelle 2.3.4-1 sieht, hat eine solche Druckvariation nur einen geringen Einfluß auf die Energiefreisetzung. Leistungs-, Energie-, Druck- und Disassemblyreaktivitätsverläufe während des Disassembly sind in den Abb. 2.3.4-6 und 2.3.4-7 zu sehen. Die ansteigenden Äste der Leistungskurve beginnen sich erst etwa 3 msec nach Disassemblybeginn voneinander zu unterscheiden. Die durch die Dampfdruckkurve entstehenden unterschiedlichen starken Materialverschiebungen machen sich zu dieser Zeit erstmals in den Disassemblyrückwirkungen bemerkbar und führen bei der Verdopplung der Dampfdrücke zu einem früheren Abflachen der Leistung. Etwa 4 msec nach Disassemblybeginn weicht auch der Leistungsverlauf, der sich mit dem halbierten Dampfdruck ergibt, vom Basisfall stärker nach oben zu ab. Bis zu diesem Zeitpunkt ist der Energieaufbau für die 3 Fälle in etwa derselbe. Die Unterschiede ergeben sich erst nach dem Erreichen der Leistungsmaxima, wenn die Disassemblyreaktivitäten wirksam werden. Die Unterschiede in den Energiefreisetzungen sind jedoch nicht sehr groß. Eine Erklärung des geringen Einflusses der Dampfdrücke auf die Energiefreisetzung läßt sich wie folgt geben:

Für die Disassemblyrechnungen sind nicht die absoluten Drücke sondern die Druckgradienten wichtig. Da bei den Kühlmitteldurchsatzstörfällen im wesentlichen Brennstoffdampfdrücke das Disassembly verursachen, können wir für den radialen Druckgradienten schreiben:

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{dp}{dT} \frac{\partial T}{\partial r}$$

Neben der Dampfdruckbeziehung spielt darin auch der radiale Temperaturgradient eine Rolle. In den Fällen LO, LOBB, LOBC gehen wir mit den gleichen Anfangsdaten in die Disassemblyrechnungen. Der Temperaturgradient  $dp/dT$  wird in den ersten 4 msec in allen Fällen gleich sein (vgl. Bild 2.3.4-6), da in diesem Zeitbereich die Disassemblyrückwirkungen noch gering sind. Die stärkere Abschaltwirkung bei der Verdopplung des Dampfdruckes führt danach aber zu flacheren Temperaturgradienten und kann dadurch

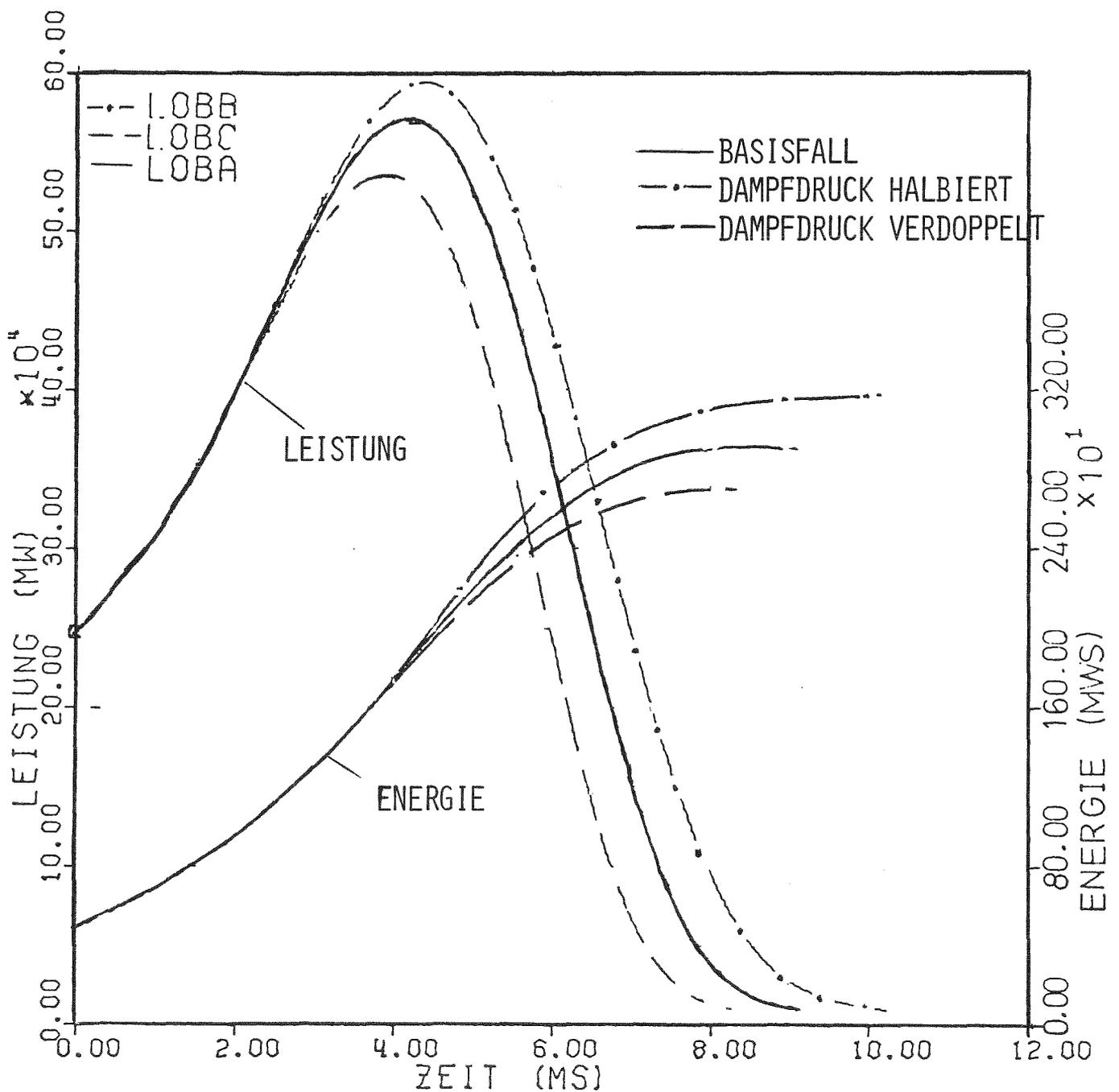


BILD 2.3.4-6: EINFLUSS DER VARIATION DER BRENNSTOFFDAMPFDRUCKKURVE AUF DEN LEISTUNGSVERLAUF UND DIE ZUNAHME DER ENERGIE DES GESCHMOLZENEN BRENNSTOFFS IN DER DISASSEMBLYPHASE DES KÜHLMITTELDURCHSATZSTÖRFALLS (FALL LO, LOBB, LOBC)

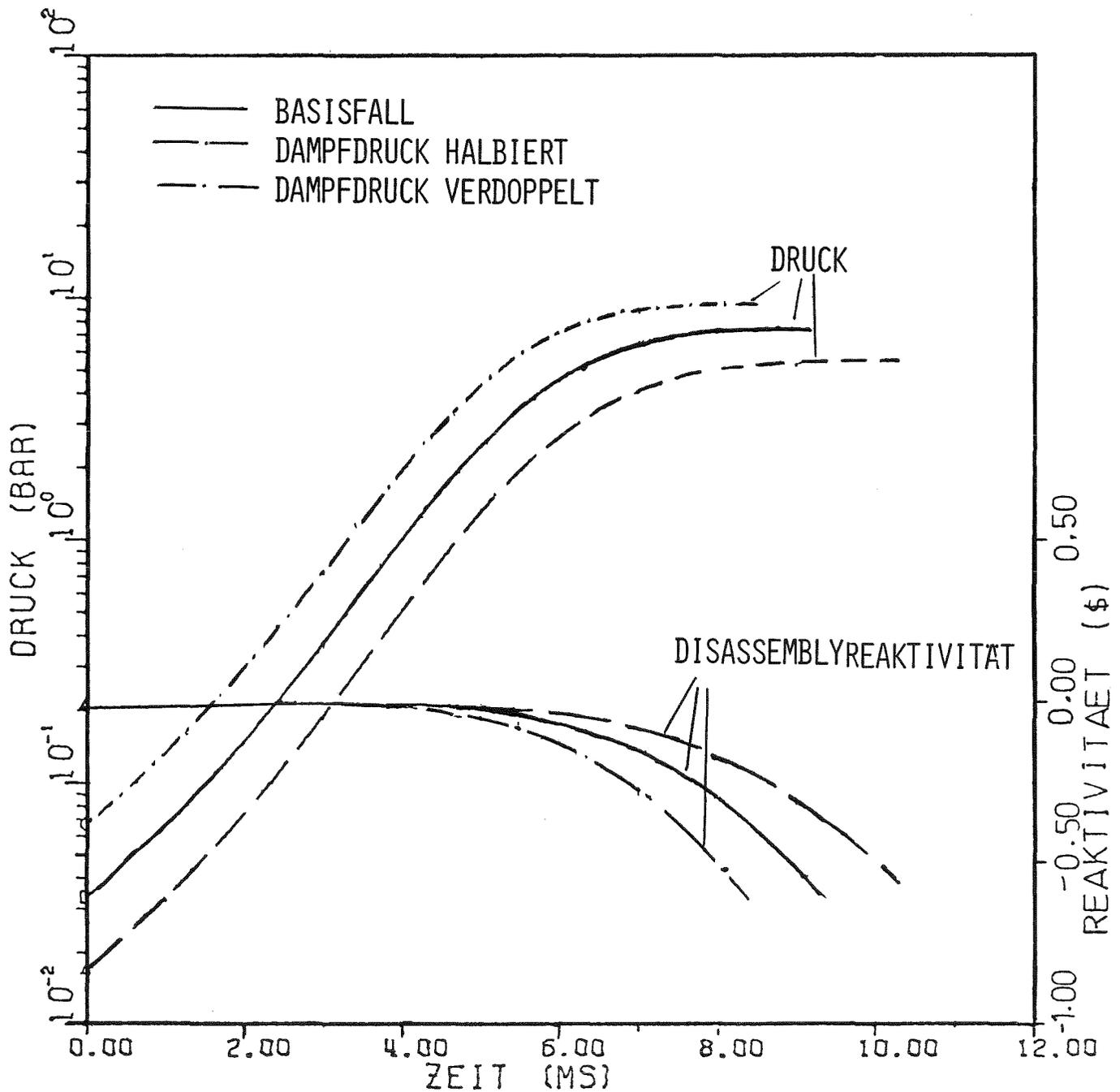


BILD 2.3.4-7: EINFLUSS DER VARIATION DER BRENNSTOFF-DAMPFDRUCKKURVE AUF DIE DISASSEMBLYRÜCKWIRKUNGEN UND DIE DRUCKVERLÄUFE IN DER ZENTRALEN MASCHEN DES RINGS 10 WÄHREND DER COREABSCHALT-PHASE (KÜHLMITTELDURCHSATZSTÖRFÄLLE LO, LOBB, LOBC)

aber zu flacheren Temperaturgradienten und kann dadurch bald einen Teil des Dampfdruckeinflusses auf den Druckgradienten kompensieren. Umgekehrt verhält es sich bei einer Halbierung des Dampfdruckes. Hier erhöhen sich die radialen Temperaturgradienten durch den längeren Leistungsanstieg.

Eine Verdopplung des Dampfdruckes läßt also die Disassemblyrückwirkungen schneller wirksam werden und begrenzt dadurch den Leistungs- und Temperaturanstieg in der Disassemblyphase. Die Disassembly erfolgt schneller und die Energiefreisetzung reduziert sich um etwa 12 % auf 2560 MWsec. Am Ende des Disassemblyvorganges ist die maximale Temperatur im Fall LOBC um  $163^{\circ}\text{C}$  unter der des Basisfalls. Bei einer Halbierung des Dampfdruckes steigt die Leistung aufgrund der Einleitungsrampe länger an. Das Leistungsmaximum liegt 5 % und die maximalen Brennstofftemperaturen liegen um  $148^{\circ}\text{C}$  über dem Wert des Basisfalls. Wie Bild 2.3.4-6 zeigt, ist der Dampfdruck weiterhin niedriger als beim Basisfall. Der Disassemblyvorgang dauert länger und führt insgesamt zu einer 10 % Zunahme der Energiefreisetzung auf 3180 MWsec.

Eine Änderung der Dampfdrücke um -50 bzw. +100 % erhöht oder erniedrigt die Energiefreisetzung in der Disassemblyphase also nur um +10 bzw. -11 %. Es ist mehr der örtliche Druckgradient als der Dampfdruck selbst, der den Disassemblyvorgang bestimmt. Die Dampfdruckbeziehungen haben nur geringen Einfluß auf die Energiefreisetzung.

#### 2.3.4.4 Implosives Potential der Disassemblyvorgänge bei den Kühlmitteldurchsatzstörfällen

Zum Abschluß des Kapitels über Parametervariationen des Disassemblymodelles sollen noch einige Bemerkungen und Abschätzungen allgemein zum Implosionspotential der Disassemblyvorgänge bei den Kühlmitteldurchsatzstörfällen gemacht werden. Das KADIS-Modell wurde verwendet, um durch Weiterrechnen über das nukleare Abschalten hinaus eine Aussage über

weitere Materialverschiebungen und ihre möglichen Folgen zu geben. Interessant war in diesem Zusammenhang die Frage, ob dabei Implosionen und Folgeexkursionen entstehen können. KADIS ist gegenwärtig nicht mit einem Rezoning Modell ausgestattet, so daß solche Vorgänge wegen der entstehenden sehr verzerrten und großen Lagrange Maschen über längere Zeiträume nur grob verfolgt werden können. Eine Beschreibung des Bewegungsablaufes mit Eulerschen Koordinaten, die in einigen anderen fluid mechanischen Programmen /31/ verwendet wird, wäre für die größeren Materialverschiebungen vorteilhafter. Qualitativ reicht aber auch das KADIS Modell aus, um die Möglichkeit für die oben erwähnten Implosionseffekte abzuschätzen.

Für den Basisfall LO wurde versucht, eine solche Analyse in Form einer Abschätzung durchzuführen. Das verzerrte Maschenetz am Ende ist in Abb. 2.3.4-8 dargestellt. Die Simulation mußte hier 15 msec nach Disassemblybeginn, also 6 msec nach Disassemblyende, abgebrochen werden, da das Netz von Ring 9 zu diesem Zeitpunkt vollkommen zusammengedrückt war. Die Vernachlässigung der Kompressibilitätsiteration zwischen Druck und Dichte, die für die Kühlmitteldurchsatzstörfälle wegen der weitgehend gevoideten Zellen erlaubt war, ist bei stärkeren Zellverformungen nicht mehr zulässig. In dem hier vorliegenden Fall (Bild 2.3.4-8) wird das Material in Coremitte von Ring 9 ohne Gegendruckaufbau zusammengedrückt, da der Dampfdruck wegen der örtlich niedrigen Leistung und Temperatur verglichen mit dem aus Ring 10 zu klein ist. Mit Kompressibilitätsiteration kommt es dagegen rasch zum Aufbau von Gegendruck. Das zeigt die Disassemblyrechnung, die mit Kompressibilitätsiteration unter Verwendung der ANL Zustandsgleichung durchgeführt wurde. Die Disassembly konnte in diesem Fall fast 18 msec verfolgt werden. Das verzerrte Maschennetz am Ende dieser Rechnung mit Kompressibilitätsiteration ist in Bild 2.3.4-9 dargestellt.

Das Ergebnis beider Simulationen ist, daß autokatalytische Effekte auch einige Millisekunden nach dem nuklearen Abschalten nicht auftreten. In beiden Fällen nahm die Reaktivität monoton ab. Wie neuere Untersuchungen von

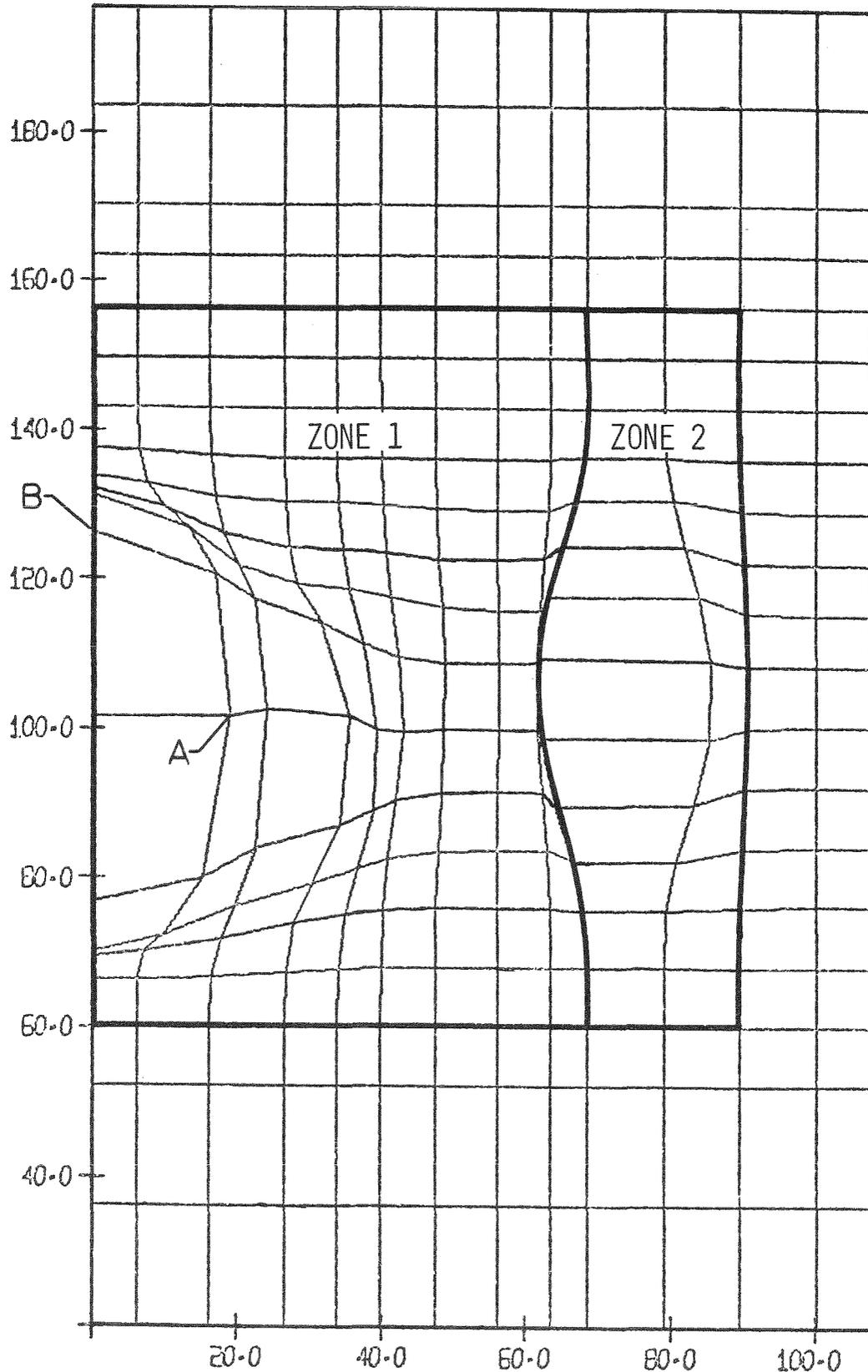


BILD 2.3,4-8: VERZERRTES MASCHENNETZ ETWA 6 mSEC NACH DEM NUKLEAREN ABSCHALTEN. (DISASSEMBLYRECHNUNG OHNE KOMPRESSIBILITÄTSITERATION FÜR DURCHSATZSTÖRFALL LO MIT MENZIES ZUSTANDSGLEICHUNGEN), MAX. RADIALE GESCHWINDIGKEIT AM PUNKT A : 8 m/s, MAX AXIALE GESCHWINDIGKEIT AM PUNKT B: 11 m/s.

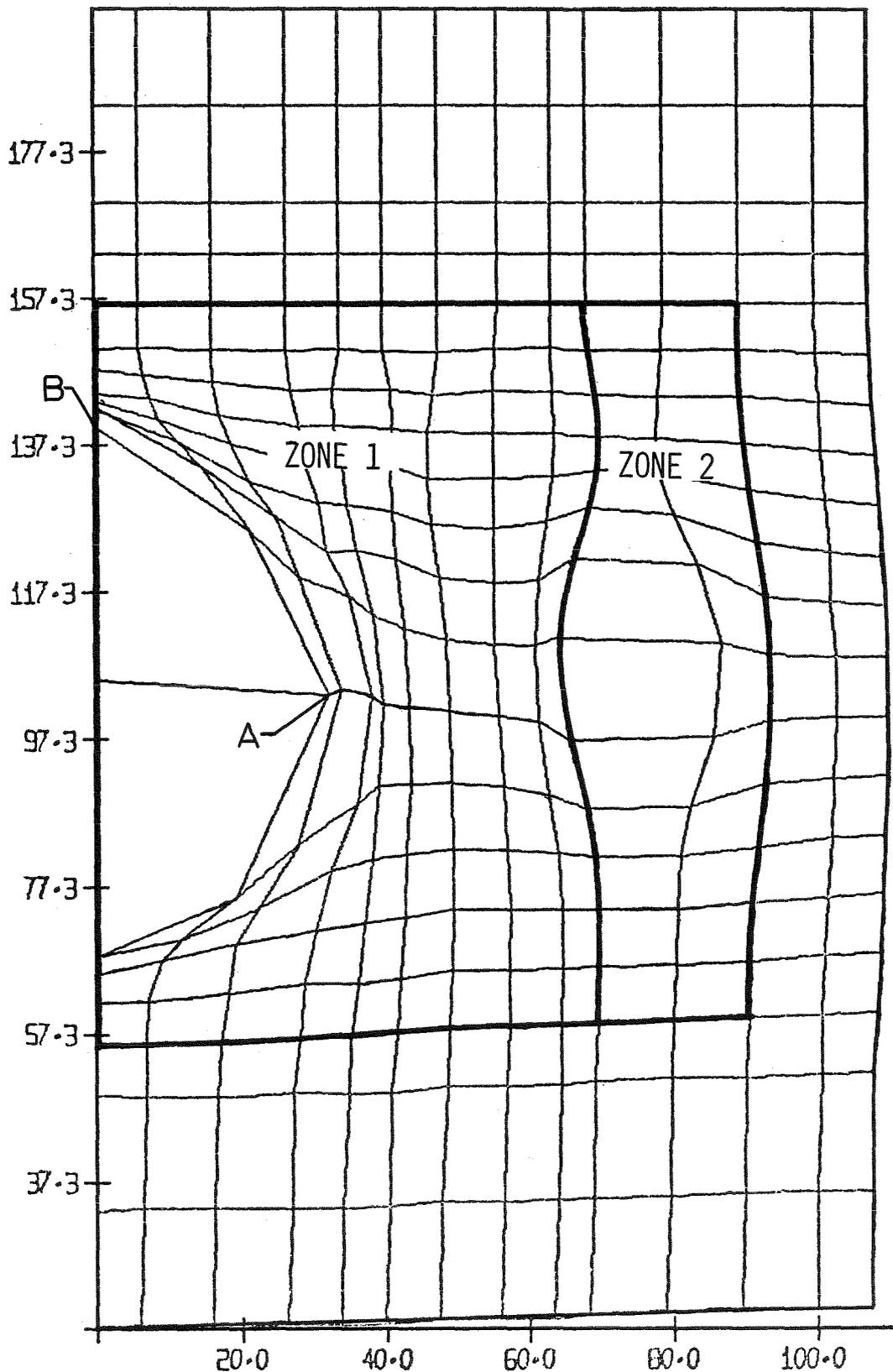


BILD 2.3,4-9: VERZERRTES MASCHENNETZ ETWA 9 msec NACH DEM ABSCHALTEN. (DISASSEMBLYRECHNUNG MIT KOMPRESSIBILITÄTSITERATION FÜR DURCHSATZSTÖR-LO MIT ANL ZUSTANDSGLEICHUNGEN). MAX. RADIALE GESCHWINDIGKEIT AM PUNKT A: 17 m/s, MAX. AXIALE GESCHWINDIGKEIT AM PUNKT B: 23 m/s.

Thiem und Maschek zeigen /32/ führt Störungstheorie in den vorliegenden Fällen zu betragsmäßig zu kleinen Abschaltreaktivitäten, so daß der Abschalteffekt in Wirklichkeit noch stärker sein wird als bei der KADIS Simulation.

### 2.3.5 Einfluß der axialen Expansionsrückwirkung

Bei allen bisher diskutierten Parameterfällen wurde die axiale Expansionsrückwirkung nicht berücksichtigt und Core-disassembly trat praktisch allein durch die positiven Voidrückwirkungen ein. Bei Disassemblybeginn waren i. a. größere Core Bereiche mit positiven Voidkoeffizienten noch nicht aufgesiedet, d. h. das Reservoir an positiver Voidreaktivität war immer nur zu einem Teil ausgeschöpft. Der Voidprozeß hat sich bei diesen Rechnungen in gewissen Grenzen an die durch Parameteränderungen bedingten unterschiedlichen Rückwirkungen anpassen können, so daß es letztlich immer zu energetischen Disassemblyvorgängen kam. Bei Berücksichtigung der axialen Core Expansion ändert sich aber der Mechanismus, der zur Core Disassembly führt. Das Voiden des Cores führt dann alleine noch nicht in die superprompt kritische Exkursion. Entscheidend dafür, ob es zu einer energetischen Exkursion kommt, sind dann die Rückwirkungen, die sich durch Materialverschiebungen im Core, also durch Slumpingprozesse, ergeben.

Die transiente Expansion des Brennstoffs und Hüllrohrs, die aus Deformationsanalysen mit dem Deformationsmodul BREDA berechnet wurde, setzt sich aus einem radialen und einem axialen Beitrag zusammen. Die radiale Expansion führt zu einer kleinen Verringerung des Kühlmittelvolumenanteils. Ihre Rückwirkung ist positiv und erreicht reaktivitätsmäßig ca. 5 % der Kühlmitteldichterückwirkungen beim einphasigen Aufheizen. Sie wurde bei diesen Rechnungen vernachlässigt. Die axiale Core Expansion führt zu stark negativen Rückwirkungen durch Entfernen von Brennstoff aus dem stationären Kontrollvolumen des Cores. Etwa die Hälfte der Rückwirkungen werden aber durch den

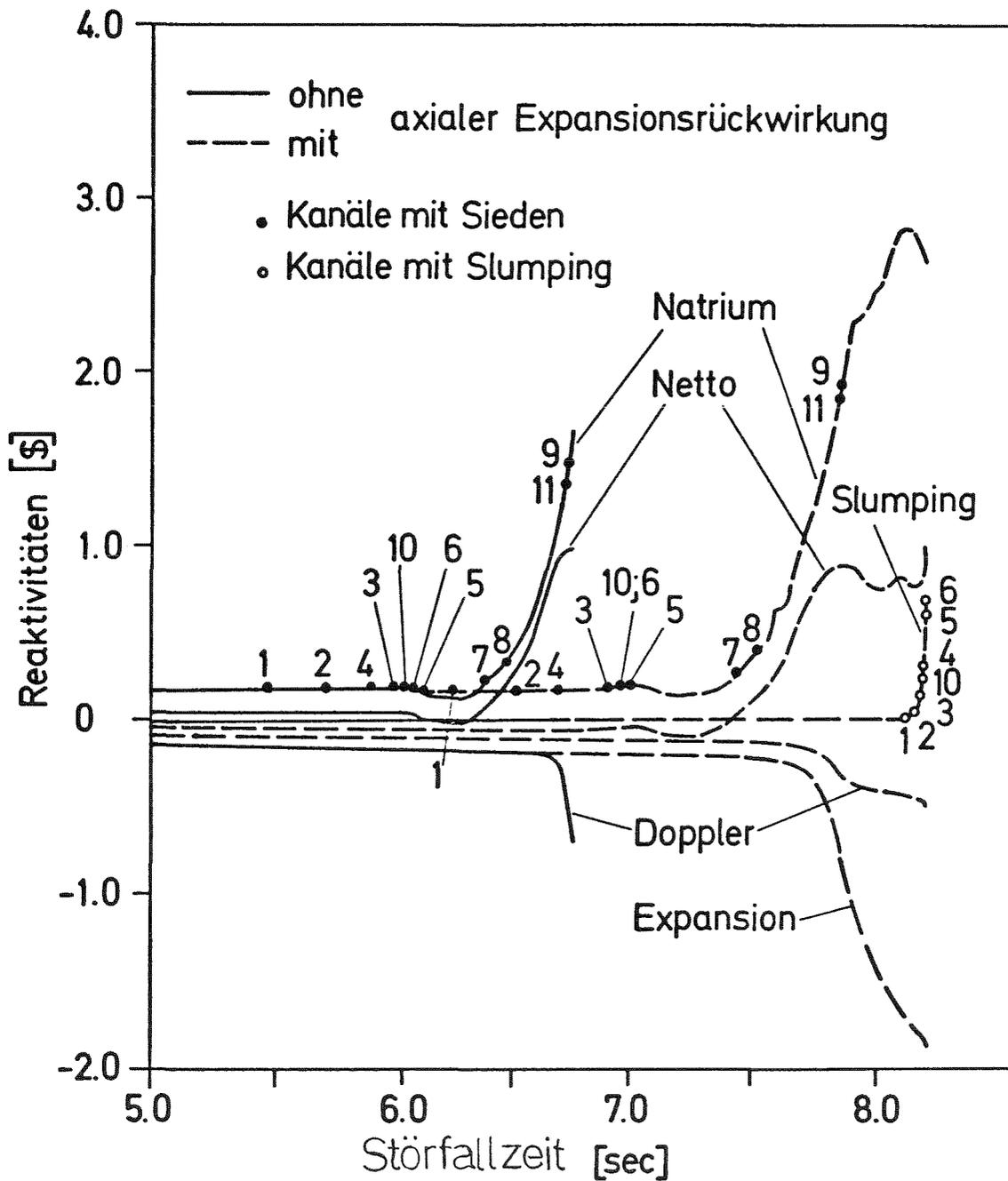
teilweisen Reaktivitätsrückgewinn bei der transienten Core-Verlängerung kompensiert. Die Materialreaktivitätswerte zur Berechnung der negativen Rückwirkungen wurden in einer r-z Diffusionsnäherung durch Störungstheorie erster Ordnung bestimmt. Der Koeffizient der Core-Verlängerung wurde aus zwei eindimensionalen Diffusionsrechnungen mit denselben realistischen radialen Bucklings ermittelt. Die Ergebnisse der Störfallsimulationen mit und ohne Berücksichtigung der Expansionsrückwirkung sind in den Bildern 2.3.5-1 bis 2.3.5-4 und in Tabelle 2.3.5-1 gegenübergestellt.

Bild 2.3.5-1 vergleicht die berechneten Verläufe der verschiedenen Reaktivitätskomponenten als Funktion der Störfallzeit. Die negative Expansionsrückwirkung führt im Fall L1 zu einer Leistungsabnahme bei der einphasigen Kühlmittelaufheizung. Kühlmittelsieden setzt später ein und auch die Zeitintervalle zwischen dem Aufsieden der weiteren Kanäle werden im Fall L1 mit zunehmender Störfallzeit größer. Die Siedesequenz, ebenso die axiale Position, bei der Siedebedingungen erreicht werden, bleibt jedoch unverändert. Reaktivitäts- und Leistungsanstieg sind, wie Bild 2.3.5-1 und 2.3.5-2 zeigt, durch die größere Siedeinkohärenz bei Mitnahme der Expansionsrückwirkung gegenüber dem Basisfall zeitlich stärker verschoben, auch wird der Anstieg der Netto-Reaktivität und Leistung anfänglich flacher.

Bei einer Steigerung der Brennstofftemperatur führt die axiale Expansion neben dem Dopplereffekt zu einer zusätzlichen und, wie Bild 2.3.5-1 zeigt, sehr viel stärker negativen Rückwirkung. Sie verlangsamt und begrenzt den Anstieg der Netto-Reaktivität und Leistung. Bei dem flachen Leistungsanstieg kann sie jedoch relativ lange durch die starken Voidreaktivitätsbeiträge kompensiert werden. Ein Gleichgewicht der Rückwirkungseffekte stellt sich erstmals nach etwa 1.6 sec Siedezeit bei einer verglichen mit dem Basisfall noch niedrigen Leistung ein. Die Netto-Reaktivität erreicht dabei ein Maximum von 90 % und fällt dann durch die sich abflachenden Kühl-

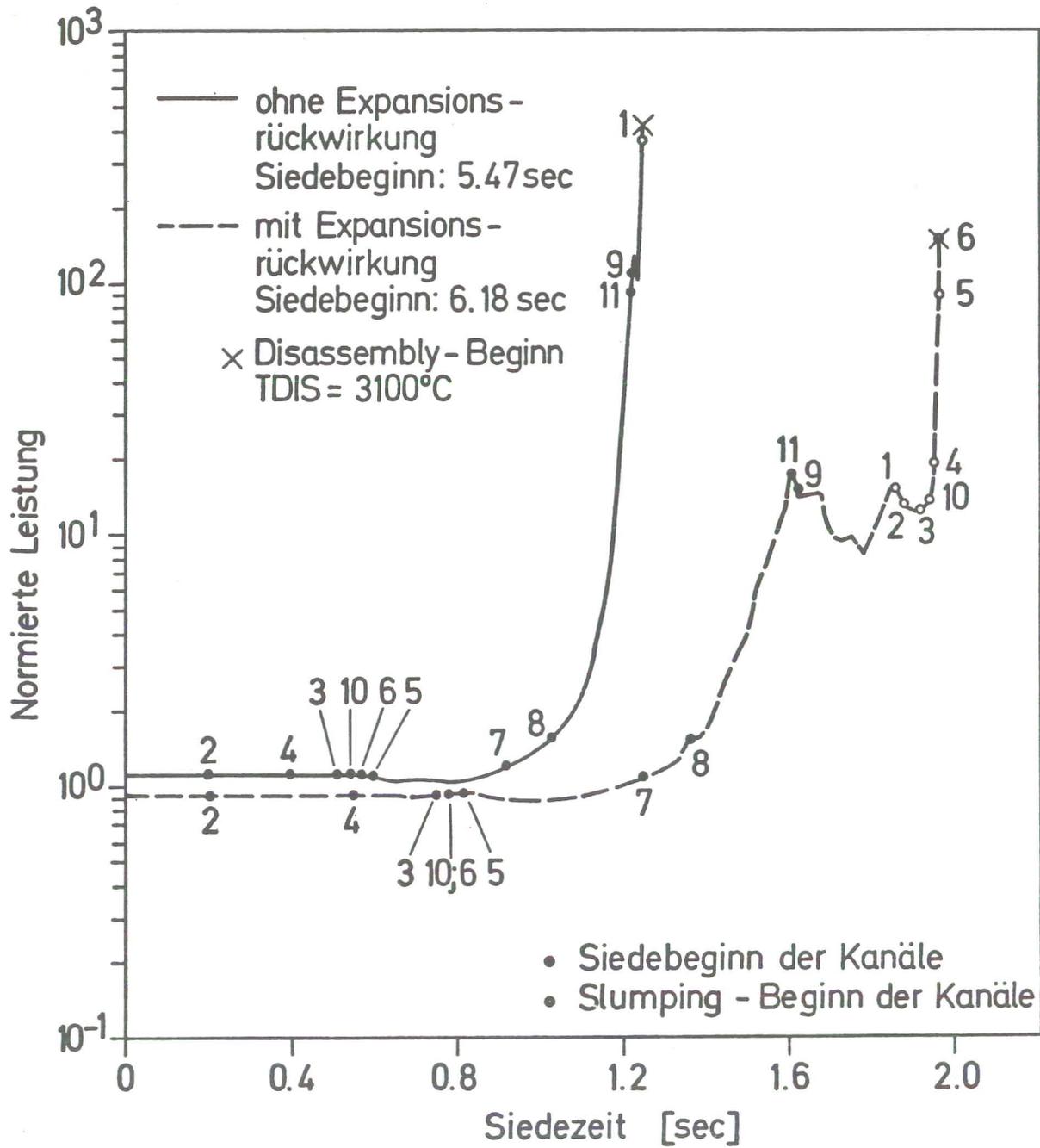
		Dimension	Fall LO ohne Dichte- rückwirkung	Fall L1 mit Dichte- rückwirkung
Siedebeginn	Zeit	sec	5.47	6.18
	Normierte Leistung	-	1.12	0.92
Ergebnisse für zentrales Element	Siedezeit bei Hüllrohrschmelzen	sec	1.22	1.60
	Brennstoffschmelzfraktion b. Hüllr. Schm.	%	20	0
	Siedezeit bei Slumping Beginn	sec	1.24	1.88
	Aximale Lage der Slumping Zone	%Akt.Länge	56	47
Slumpingbeginn	Zeit	sec	6.72	8.06
	Normierte Leistung	-	108	15.4
	Netto Reaktivität + Rampe	\$ \$/sec	0.976 4.0	0.832 - 1.5
	Maximale Core Längung	%	1.2	1.2
	Maximale mittlere Brennstofftemperatur	°C	2817	2774
Disassemblybeginn	Zeit	sec	6.72	8.15
	Siedezeit	sec	1.25	1.98
	Slumpingzeit	msec	7.3	99.7
	Normierte Leistung	-	325	171
	Netto Reaktivität + Rampe	\$ \$/sec	1.014 3.9	1.011 4.6
	Doppler Reaktivität + Rampe	\$ \$/sec	-0.671 -13.9	-0.504 -6.2
	Dichte Rückwirkung + Rampe	\$ \$/sec	0 0	-1.916 -15.6
	Void Rückwirkung + Rampe	\$ \$/sec	1.647 17.6	2.615 - 3.2
	Brennstoff Slumping Rückw. + Rampe	\$ \$/sec	0.000 0.11	0.702 30.9
	Hüllrohr Slumping Rückw. + Rampe	\$ \$/sec	0.000 0.00	-0.04 - 1,5
Disassembly- ergebnisse	Dauer der Disassemblyphase	msec	9.15	12.18
	Energie des geschmolzenen Brennstoffs	MWsec	2886	2400
	Masse des geschmolzenen Brennstoffs	kg	4787 (83%)	4456 (78%)
	Mittlere Temperatur d.geschm. Brennstoffs	°C	3294	3176
	Maximale Temperatur d.geschm. Brennstoffs	°C	4448	4243

Tabelle 2.3.5-1: Einfluß der axialen Expansionsrückwirkung auf den Verlauf des Kühlmitteldurchsatzstörfalls



Einfluß der axialen Core Expansion auf Reaktivitätsrückwirkungen beim Durchsatzstörfall (SNR-300 MARK 1A-CORE)

Abb. 2.3.5-1

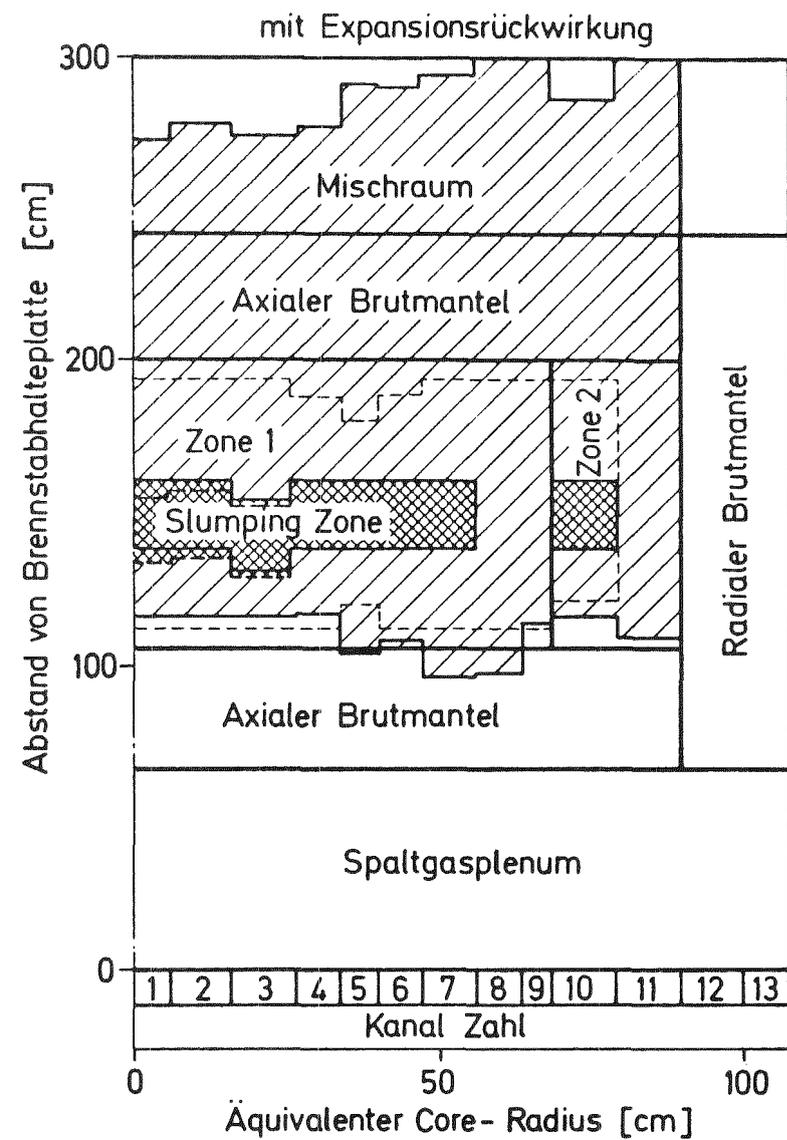
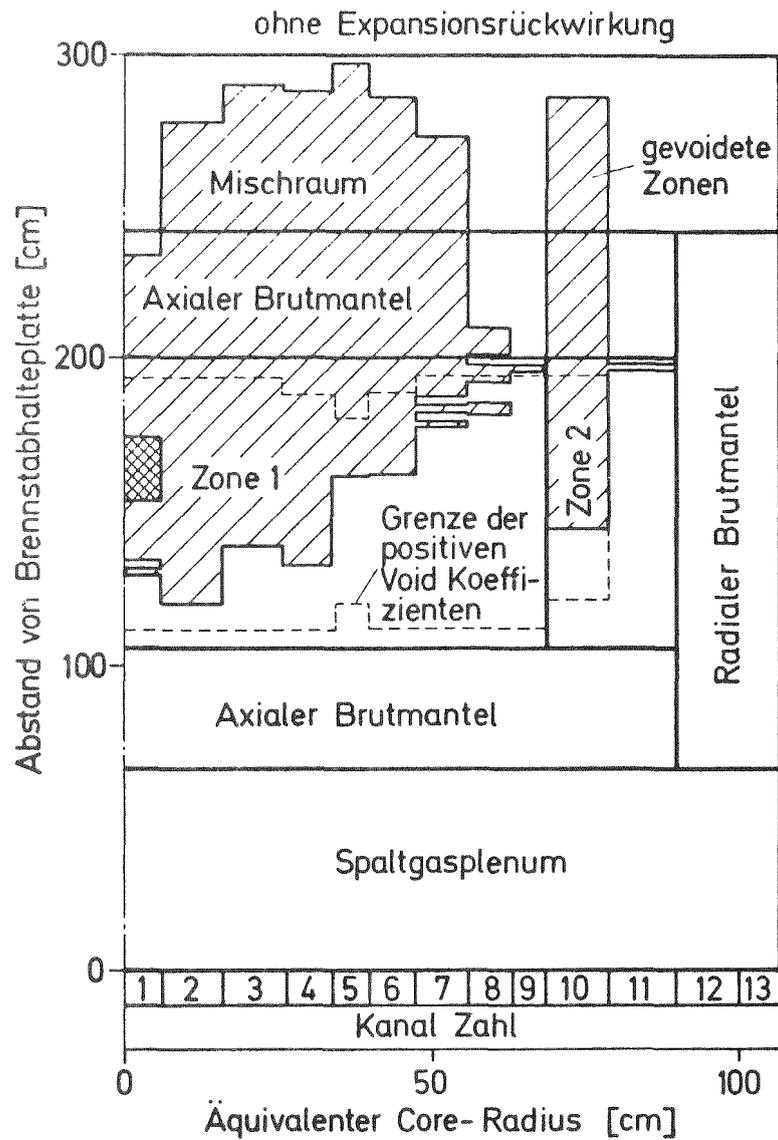


Einfluß der axialen Core Expansion auf Leistung nach Siedebeginn beim Durchsatzstörfall (SNR-300 MARK 1A - CORE)

Abb. 2.3.5 - 2

mittelrückwirkungen etwas ab, wodurch sich auch die Leistungsamplitude verringert. Im Unterschied zum Basisfall LO ist der Brennstoff im Fall L1 beim Einsetzen von Hüllrohrschmelzen noch fest, Slumping wird erst 0.3 sec später eingeleitet. Die Slumpingzone bildet sich um die Stelle höchster Leistungsdichte aus. Bei Slumpingbeginn hat die Voidrückwirkung ihr Maximum von 2.84 % gerade überschritten, und bedingt durch die schon dominierende negative Rückwirkung beim Aufsieden des äußersten Core-Rings nimmt die Netto-Reaktivität bereits ab. Mit Expansionsrückwirkung wird der Reaktor daher nur durch die Brennstoffbewegung, die den Abfall der Void-Reaktivität abfängt, in die Disassembly-Phase überführt. Die positiven Rückwirkungen kommen dabei von den nachfallenden oberen Brennstabteilen. In den Kanälen, in denen Brennstoffbewegung eingesetzt hat, entsteht auch keine weitere Expansionsrückwirkung mehr. Die maximal erreichte Core-Längung bei Slumpingbeginn beträgt 1.2 cm. Nach dem zentralen Element slumpen die Elemente der weiteren Kanäle in dichter Folge, die durch die radiale Verteilung der Leistungsdichte bestimmt wird. Nach einer Slumpingzeit von 0.1 sec, an deren Ende in insgesamt 7 Kanälen Materialbewegungen stattfinden, tritt Core-Disassembly ein. Die Leistung am Umschaltpunkt ist etwa halb so groß wie im Fall LO, der Umschaltpunkt ist um 1.5 sec verschoben, in beiden Fällen ist der Reaktor jedoch überprompt kritisch.

Bild 2.3.5-3 vergleicht den Core-Zustand am Disassemblypunkt. Im Fall L1 ist bis auf den untersten Rand fast die ganze aktive Corezone einschließlich Kanal 11 gevoidet. In den später aufgesiedeten Kanälen, in denen das Natrium bei höherer Reaktorleistung ausgetrieben wurde, erstrecken sich die gevoideten Zonen wegen der stärkeren Beschleunigungen zum Teil sogar in den untern axialen Brutmantel. Die berechneten Materialverschiebungen betragen nur wenige Zentimeter und sind in die Slumpingzone gestrichelt eingetragen. Die Slumpingreaktivität erreicht aber 30 % der Natriumrückwirkungen und nimmt stark zu. Rückwirkungen durch Hüllrohrbewegungen bleiben gering, eine Tatsache, die ebenso wie die kleinen Slumpingwege



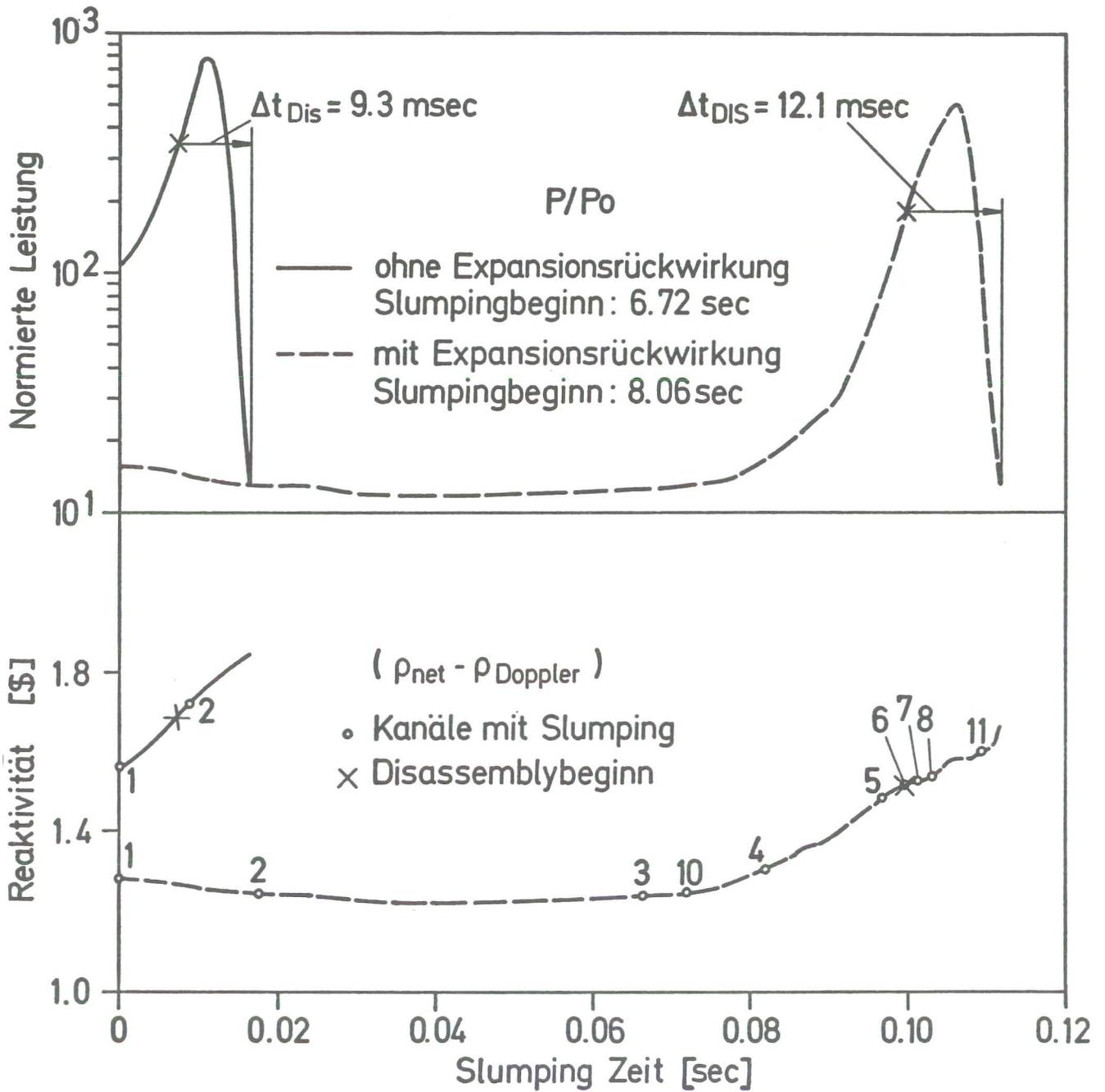
Einfluß der axialen Expansion beim Durchsatzstörfall auf den Voidzustand am Disassemblypunkt (SNR-300 MARK 1A - CORE)

Abb. 2.3.5-3

die modellmäßig vorgenommene simultane Beschreibung von Brennstoff- und Hüllrohrbewegung rechtfertigt. Im Fall L0 mit kürzerer Siedezeit ist nur ein kleinerer Teil der Region mit positiven Kühlmittelwerten gevoidet, entsprechend klein sind auch die Voidrückwirkungen. Sie wachsen aber schnell durch das rasche weitere Aufsieden, während sie beim Fall L1 schwach abnehmen.

Die Leistungsverläufe von Slumpingbeginn bis Disassemblyende sind in Bild 2.3.5-4 zusammen mit der sich aus der Überlagerung von Natriumvoid-, Slumpings- und Expansionsrückwirkung ergebenden Reaktivität dargestellt, wobei die Slumpingpunkte der Kanäle gekennzeichnet wurden. Die mit KADIS berechneten Leistungsverläufe im Disassemblybereich sind in den beiden Fällen ähnlich. Nach Disassembly-Beginn dauert es je nach Fall 4 bis 7 msec, ehe genügend Core-Material durch den sich aufbauenden Brennstoffdampfdruck bewegt werden kann. Erst dann wird der Disassembly-Vorgang reaktivitätsmäßig wirksam, und der Reaktor schaltet sich ab. Die Energie des geschmolzenen Brennstoffs am Ende des Disassembly-Vorganges beträgt im Fall L1 2400 MWsec. Sie liegt damit nur um 17 % unter dem Wert des Basisfalls.

Zusammenfassend kann folgendes festgestellt werden: Durch die Berücksichtigung der axialen Core-Expansion ändert sich zwar der zur Exkursion führende Mechanismus, auch wird der Disassemblypunkt zeitlich verschoben. In der letzten Phase ergeben sich jedoch in beiden Fällen vergleichbar energetische Störfallabläufe. Die Exkursion kommt allein durch die Brennstoff-Kompaktion (Slumping-Reaktivität) in den überprompt kritischen Bereich. Man muß daher annehmen, daß beim Ausbleiben einer heftigen Brennstoff-Kompaktion (z. B. beim inkohärenten Auftreten von Slumping-Vorgängen, die sehr schnell in Brennstoff/Stahl-Dispersionsvorgänge übergehen) die Exkursion nicht in den überprompt kritischen Bereich kommen wird und ein hydrodynamisches Core-disassembly nicht stattfinden wird. Vielmehr erscheint in einem solchen Fall ein milder Verlauf mit einem allmählichen Dispergieren des Brennstoffs (Transition-Phase



Einfluß der axialen Core Expansion auf Leistung und Reaktivität nach Einsetzen von Brennstoffbewegung beim Durchsatzstörfall (SNR-300 MARK 1A-CORE)

Abb. 2.3.5-4

mit ausgedehnter Brennstoffbewegung, Abb. 1-1) wahrscheinlich. Bei Berücksichtigung der Expansionsrückwirkung und detaillierter Modellierung der möglichen Dispersionsvorgänge, für die verfeinerte Modelle noch zu entwickeln sind, ist daher auch im frischen Core ein direktes Einlaufen in die Transition-Phase möglich.

#### 2.4 Zusammenfassung der Ergebnisse der Simulationen für den Kühlmitteldurchsatzstörfall im frischen Core

Der simulierte Verlauf des Kühlmitteldurchsatzstörfalles im frischen SNR M1A Core wurde für einen festgelegten Satz von Basisfallparametern im Detail erläutert. Anschließend wurden die Ergebnisse der Parameterstudie für den Durchsatzstörfall, bei der einzelne Parameter und Parametergruppen variiert wurden, diskutiert. Die teilweise recht ausführlichen Erläuterungen der Abschnitte 2.2 und 2.3 sollen in diesem Kapitel in deren wichtigsten Punkten noch einmal zusammengefaßt werden.

Das Szenario des Störfallablaufs für den "Basisdurchsatzstörfall" ist in Tabelle 2.4-1 kurz beschrieben. Bei der vorgegebenen Pumpenauslaufcharakteristik kommt es nach Störfallbeginn zu einem schnellen Abfall des Massendurchsatzes und Sieden setzt schon nach 5.5 sec im zentralen Kanal ein. Der schnelle Druckabfall im Eintrittsplenum und die stationäre Durchsatzdrosselung in den äußeren Kanälen mit niedrigeren Leistungen führen auch zu einer dichten Siedefolge der anderen Kanäle. Die Kühlmittelentleerung in den inneren Core Regionen führt zu stark positiven Voidreaktivitätsrückwirkungen, die sich mit einer zeitlichen Verschiebung von ca. 0.9 sec nach Siedenbeginn aufbauen. Durch diese Voidrückwirkungen entsteht eine energetische, prompt kritische Exkursion ähnlich wie bei einem Leistungsstörfall. Der Brennstoff schmilzt dabei früher als das Hüllrohr. Slumping wird 7 msec vor dem Umschalten zur Disassemblyphase bei der 110fachen Nennleistung durch das Aufschmelzen des Hüllrohres initiiert. Die Slumpingrückwirkungen bleiben in der Einleitungsphase vernachlässigbar. Brennstabversagen mit nachfolgender BNR tritt wegen der hohen Versagens-

TABELLE 2.4-1

SZENARIO DES KÜHLMITTELDURCHSATZSTÖRFALLS  
IM FRISCHEN MARK 1A CORE DES SNR 300 (BASISFALL)

SIEDEBEGINN	SEC	5,5	FRÜHER SIEDEBEGINN IM ZENTRALEN KANAL DICHTER SIEDEFOLGE WEGEN SS-DURCHSATZ- DROSSELUNG MIT ABNEHMENDER KANALLEI- STUNG
ZEITVERSCHIEBUNG BIS ZUM EINSETZEN DER VOID-REAKTIVI- TÄTSEXKURSION	SEC	0,9	NA VOID RÜCKWIRKUNGEN FÜHREN ZU ENER- GETISCHER PROMPT KRITISCHER EXKURSION ÄHNLICH WIE BEIM LEISTUNGSSTÖRFALL
NORMIERTE LEISTUNG BEI SLUMPINGBEGINN	-	110	HÜLLROHRSCHEMELZEN INITIIERT DIE BRENN- STOFFBEWEGUNG 7 MSEC VOR DISASSEMBLY- BEGINN, SLUMPING RÜCKWIRKUNGEN SIND VERNACHLÄSSIGBAR,
MAXIMALE BRENNSTOFF- SCHMELZFRAKTION IN KANALEN OHNE SIEDEN	%	45	KEINE BNR WEGEN HOHER VERSAGENSCHWELLE DES FRISCHEN BRENNSTOFFS
NORMIERTE LEISTUNG AM UMSCHALTPUNKT VOIDDRAMPE AM UM- SCHALTPUNKT	- 8/SEC	325 18	DISASSEMBLY BEGINNT 1,25 SEC NACH SIEDEBEGINN, DER REAKTOR IST DABEI ALLEIN DURCH DIE VOIDRÜCKWIRKUNGEN ÜBERPROMPT KRITISCH
MAXIMALER BRENN- STOFFDAMPFDROCK	BAR	26	SCHNELLE UND ENERGETISCHE CORE DIS- ASSEMBLY, NUKLEARES ABSCHALTEN INNER- HALB VON 9 MSEC,
ENERGIE D. GE- SCHMOLZENEN BRENN- STOFFS NACH DIS- ASSEMBLY	MJ	2890	

schwelle des frischen Brennstoffs auch in den wenig gevoideten äußeren Kanälen nicht auf. Die maximale Brennstoffschmelzfraction in den ungevoideten Corebereichen beträgt am Umschaltzeitpunkt 45 %. Die Disassemblyrechnung wird 1.25 sec nach Siedebeginn bei der 325fachen Nennleistung des Reaktors initiiert. Zu diesem Zeitpunkt ist der Reaktor allein durch die Voidrückwirkungen überprompt kritisch. Die Voidrampe erreicht dabei 18 %/sec und wächst durch das weitere Core Voiden noch an. Die Disassemblyrechnung führt zu einer raschen und energetischen Core Disassembly, die den Reaktor innerhalb von 9 msec nuklear abschaltet. Der maximal erreichte Brennstoffdampfdruck beträgt 26 bar. Der Energiegehalt des geschmolzenen Brennstoffs relativ zum Soliduspunkt erreicht beim Basisfall einen Wert von 2890 MWsec am Ende der Leistungsexkursion.

Die Ergebnisse der Parameterstudie für die Durchsatzstörfälle sind mit den jeweils berechneten Energiefreisetzungsnennwerten noch einmal in Tabelle 2.4-2 zusammengefaßt und mit dem Basisfall verglichen.

Eine Erhöhung der Siedeüberhitzung von 10 auf 50°C und eine Verringerung von 10 auf 3°C führen beide zu einer Abnahme der Energiefreisetzung um -20 bzw. -30 %. In beiden Fällen sind die sich ergebende kleinere Nettoreaktivität und Voidrampe am Umschaltzeitpunkt die Ursache. Bei der hohen Überhitzung steigt die Leistung nach Siedebeginn schneller an und bis zum Einsetzen von Disassembly verbleibt zu wenig Zeit zum Akkumulieren einer genügend hohen Voidrampe. Bei der niedrigeren Siedeüberhitzung setzt Strömungsumkehr und damit der Aufbau positiver Voidrampen in jedem Kanal erst nach einer längeren Vorlaufzeit ein, so daß die Voidrampen in der Überlagerung der verschiedenen Kanalbeiträge kleiner sind. Eine Vorverlegung des Dryoutbeginns durch Heraufsetzen der Restfilmdicke für die Initialisierung von Hüllrohrastrocknen führt zu einer Reduktion der Energiefreisetzung um 11 %. Durch das frühere Austrocknen fällt der Dampfdruck in der Blase schon im weniger gevoideten Core ab. Blasenausbreitung und Voidrückwirkung

**Tabelle 2.4-2** Übersicht über die untersuchten Parameterfälle beim Kühlmittel-  
durchsatzstörfall im frischen Mark 1A-Kern des SNR 300

Energie des geschmolzenen Brennstoffs beim Basisfall: 2890 MWsec.

Untersuchte Parameter	Variation	Fall	Energie des geschmolzenen Brennstoffs [MWsec]	proz.Änderung gg. Basisfall
Überhitzung bei der Bildung der ersten Blase	10° → 50°C	L2	2330	-20%
	10° → 3°C	L16	2050	-30%
Restfilmdicke beim Austrocknen des Hüllrohrs	0.005 → 0.01 cm	L4	2600	-11%
Doppler Koeffizient	100 → 120%	L12	2540	-12%
Void Koeffizient	100 → 70%	L11	1460	-50%
Spezif. Wärme des geschmolzenen Mischoxids während Disassembly	0.548 → 0.427 J/gGrd	L8	2520	-13%
Radial Motion Cut-off	Nein → Ja	L9	3240	+12%
Verstärkungsfaktor der Brennstoffdampfdrücke	1.0 → 0.5	LOBB	3180	+10%
	1.0 → 2.0	LOBC	2560	-12%
Axiale Expansionsrückwirkung	0 → 100%	L1	2400	-17%

der einzelnen Kanäle werden dadurch begrenzt und führen in der Überlagerung zu kleineren Voidreaktivitätsrampen. Eine Verstärkung der Dopplerrückwirkungen um 20 % verringert die Energiefreisetzung um 12 %. Eine verstärkte Abnahme (50 %) ergibt sich bei einer 30 %igen Verringerung der Voidrückwirkungen. Beide Variationen liegen im Bereich der Unsicherheiten der Reaktivitätskoeffizienten. Die Verstärkung des Dopplerkoeffizienten kann in der Einleitungsphase teilweise durch weiteres Core-Voiden kompensiert werden. Sie begrenzt im wesentlichen den Leistungsanstieg in der Disassemblyphase. Die Verringerung der Voidkoeffizienten hat von Anfang an einen milderen Störfallablauf mit verstärktem Einfluß von Slumpingeffekten zur Folge. Während des Disassemblyvorgangs kommt es nur zu kleinen Druck- und Leistungsspitzen. Eine 20 %ige Verkleinerung der spezifischen Wärme des geschmolzenen Mischoxids reduziert die Energiefreisetzung um 13 %. Ausgehend vom gleichen Temperatur- und Leistungsniveau am Umschaltpunkt steigt die Temperatur bei einer Verringerung der Wärmekapazität des Brennstoffs schneller an. Die Folgen davon sind stärker negative Dopplerrampen und ein schnellerer Aufbau von Brennstoffdampfdrücken, die beide den Leistungsanstieg in der Disassemblyphase früher begrenzen. Die Unterdrückung der radialen Core Expansion während des Core Disassembly führt zu einer 12 %igen Steigerung der Energiefreisetzung. Ohne die radiale Expansion steigt die Leistung über größere Zeiträume ungehindert an und die Disassemblyphase verlängert sich. Stärkere Disassemblyrückwirkungen entstehen erst bei höheren Dampfdrücken und Druckgradienten. Einphasige Drücke, die sich bei Fortfall der radialen Druckentlastung verstärken und zu schnellerer Core Disassembly führen können, spielen beim Kühlmitteldurchsatzstörfall keine Rolle. Bezüglich der Energiefreisetzung ist der Fall L 9 der eigentliche Referenzfall, da das für die freie radiale Core Expansion nötige Versagen der Brennelementkästen bei den berechneten Brennstoffdampfdrücken nicht eintritt. Der Parameterfall L 9 ist der konservative Referenzfall, dessen Ergebnisse zum Vergleich mit denen für das abgebrannte Core herangezogen werden müssen. Eine Halbierung und Verdopplung der Brennstoffdampfdrücke als Funktion der Temperatur in der Dis-

assemblyphase ändert die Energiefreisetzung um +10 % bzw. -12 %. Bei einer Verstärkung der Dampfdrücke kommt es schneller zu Disassemblyrückwirkungen, die den Leistungsanstieg schon auf einem niedrigeren Niveau begrenzen. Die maximal erreichten Temperaturen und Temperaturgradienten werden kleiner. Umgekehrt treten Materialverschiebungen bei einer Reduktion der Dampfdrücke erst verspätet auf. Die Leistung kann länger ansteigen und die negativen Dopplerrückwirkungen werden stärker wirksam. Die Energiefreisetzung sowie die maximal erreichten Temperaturen und Temperaturgradienten nehmen zu. Der Einfluß der Dampfdruckbeziehungen ist nicht stark, da nicht so sehr der Druck selbst, sondern der Druckgradient den Disassemblyvorgang bestimmt. Bei voller Berücksichtigung der axialen Core-Expansionsrückwirkungen in der Einleitungsphase reduziert sich die Energiefreisetzung um 17 %, aber der Mechanismus, der zur Core Disassembly führt, ändert sich. Ohne Expansionsrückwirkung verursachen allein die stark positiven Voidrückwirkungen der verschiedenen Kanäle prompte Kritikalitäten und Core Disassembly. Die negativen Expansionsrückwirkungen, die stärker sind als der Dopplereffekt, begrenzen jedoch den Reaktivitäts- und Leistungsanstieg schon auf einem niedrigen Leistungsniveau. Das Core voidet danach ohne weiteren Leistungsanstieg auf und der Unfallverlauf ist in der Schlußphase stärker durch die Reaktivitätsrückwirkungen aufgrund von Brennstoffbewegungen (Slumping) bestimmt. Im frischen Core kommt es durch das Hereinfallen der oberen Brennstabstümpfe in die geschmolzenen Brennstabzonen zu einer Brennstoffkompaktion im Core Mittenbereich, die stark positive Rückwirkungen hervorruft und nach kurzer Zeit zur Core Disassembly überleitet. Bei Berücksichtigung der möglichen Brennstoff-Stahl Wechselwirkung können Dispersions-effekte, auch wenn sie verzögert einsetzen, die Exkursion jedoch stark mildern, so daß der Kühlmitteldurchsatzstörfall bei Mitnahme der Expansionsrückwirkungen und Modellierung der Dispersionseffekte auch im frischen Core direkt in eine Transition-Phase einlaufen kann.

Die mit den CAPRI-2/KADIS Modellen durchgeführten Parametervariationen für die Kühlmitteldurchsatzstörfälle führen alle zu Energiefreisetzungen, die in einem Band von +12 % und -50 % um den Basisfallwert von 2900 MWsec liegen. Es ist wahrscheinlich, daß beim Ausbleiben einer heftigen Brennstoffkompaktion die Exkursion nicht in den überprompt kritischen Bereich kommen wird und ein hydrodynamisches Coredisasassembly nicht stattfinden wird. Brennstoffversagen mit nachfolgender BNR tritt auch bei den Parameterfällen wegen der hohen Versagensschwelle des frischen Brennstoffs in der Einleitungsphase nicht auf. Nach dem Umschalten zur Disassemblyphase sind BNR jedoch in den ungevoideten Bereichen möglich. Sie wurden bei den Simulationen der Durchsatzstörfälle jedoch generell vernachlässigt. Brennstoff und Natrium können nur in den Core-Rand-Bereichen in Wechselwirkung treten, da durch den Siedeprozess ein größerer zentraler Bereich zu Disassemblybeginn gevoidet ist. Eine BNR in äußeren Bereichen hat dann ähnliche Wirkungen wie bei den Leistungsstörfällen: erste Abschätzungen zeigen, daß bei Berücksichtigung der BNR in der Disassemblyphase die Energiefreisetzung auch beim Kühlmitteldurchsatzstörfall drastisch reduziert wird. Die Gefahr von Rekritikalitäten durch Implosionenwirkung der höher angereicherten äußeren Core Zone wurde abgeschätzt. Wegen des steilen Wertkurvenabfalls zum äußeren Core Rand hin steht dem Reaktivitätsgewinn durch Implosion ein immer noch größerer Verlust durch radiale und axiale Expansion gegenüber, so daß diese Rekritikalitäten auch nach dem nuklearen Abschalten ausgeschlossen werden.

Wie schon eingangs im Abschnitt 1.1 gesagt wurde, besitzt das CAPRI-2/KADIS System für die Simulation der Durchsatzstörfälle im frischen Core einen ausreichenden Detaillierungsgrad. Verfeinerte Modelle, die zusätzliche Effekte wie Umstrukturierung, hydraulische Kopplung der Kanäle, inkohärentes Bündelsieden sowie den Einfluß von Stahldampfdrücken auf die Brennstoffbewegung beschreiben können, führen in ihrer Gesamtheit nicht zu höheren Energiefreisetzungen. Hingegen sind mildere Störfallabläufe etwa durch die Brennstoffbewegungen im Zentralkanal, durch die Verringerung der Voidgeschwindigkeiten bei

hydraulischer Kopplung der Kanäle und durch die Berücksichtigung von Stahldampfdrücken in der Disassemblyphase möglich.

### 3. Simulation des Leistungsstörfalles

In diesem Kapitel wird die Untersuchung des Leistungsstörfalles für das frische Mark 1A Core dargestellt. Zunächst werden die Modellparameter für den Basisfall erläutert und im Anschluß daran der zeitliche Verlauf des Basisstörfalles im Detail beschrieben. Bei den hier vorgestellten Leistungsstörfällen sind andere Parameter als bei den Kühlmitteldurchsatzstörfällen relevant. Das hängt damit zusammen, daß der Ablauf von Leistungsstörfällen anders erfolgt als der Ablauf von Kühlmitteldurchsatzstörfällen: Bei den von uns gewählten Parametervariationen der Leistungsstörfälle tritt während der Exkursion kein Natriumsieden wie bei den Durchsatzstörfällen auf. Der Versagensmechanismus der Brennstäbe sowie der Verlauf der thermischen Brennstoff-Natrium-Reaktion bestimmen daher weitgehend das Störfallgeschehen bei den Leistungsstörfällen.

Nur bei der Diskussion des Basisfalles, der zuerst dargestellt wird, werden die wesentlichen Effekte ausführlich dargestellt, bei der folgenden Beschreibung der Parameterfälle wird auf diese Darstellung Bezug genommen. Wie bei den Kühlmitteldurchsatzstörfällen werden die verschiedenen simulierten Störfallabläufe mit variierten Parametern mit dem Basisfall verglichen.

Wichtige Aussagen und Folgerungen sind am Schluß dieses Kapitels noch einmal zusammengestellt.

### 3.1 Konservative Festlegung wichtiger Modellparameter

Als Einleitungsrampe für den Leistungsstörfall wurde ein konservativer Referenzwert von 15  $\phi$ /sec festgelegt /59/. Dieser Wert deckt größenordnungsmäßig den Effekt ab, der sich durch gleichzeitiges Ziehen aller Regeltrimmstäbe mit maximaler Ausfahrgeschwindigkeit ergeben kann. Der Einfluß anderer Einleitungsrampen wurde aber auch getrennt untersucht. Die wichtigen Modellparameter für den Rampenstörfall sind in Tabelle 3.1-1 geordnet nach CAPRI- und KADIS-Parametern zusammengestellt.

Die axiale Expansionsrückwirkung wurde nicht nur beim Basisfall sondern auch bei allen anderen Variationen für den Leistungsstörfall vernachlässigt. Durch die schnellere Brennstoffaufheizung bei weiterhin guter Kühlung der Hülle verringert und schließt sich der Spalt zwischen Brennstab und Hülle. Die freie axiale Brennstoffexpansion wird daher stärker behindert und ist mit den derzeitigen Modellen nur schwer darstellbar. Bowing Rückwirkungen werden auch beim Leistungsstörfall berücksichtigt, sie sind jedoch sehr klein. Falls Sieden vor dem Brennstabversagen auftritt, wird für die Bildung der ersten Blase eine Siedeüberhitzung von 10<sup>0</sup>C angenommen (siehe auch Parameterwahl für die Kühlmitteldurchsatzstörfälle, Abschnitt 2.1). Die bei den CAPRI-Simulationen immer durchgeführten Deformationsrechnungen mit dem BREDA-Modul führen auch beim Leistungsstörfall nicht zu einer nennenswerten mechanischen Belastung der Hülle, da der Spalt zwischen Brennstoff und Hülle, der bei frischem Brennstoffs im kalten Zustand 75  $\mu$  beträgt, sich während des Störfalls aufgrund der Verformungen durch differentielle thermische Expansion nicht schließen kann. Als Versagensmechanismus für frische Brennstäbe wurde daher immer Durchschmelzen des Hüllrohres angenommen. Dieser Mechanismus ist auch bei zahlreichen TREAT-Experimenten mit frischem Brennstoff /33/ beobachtet worden (z. B. H2). Diese Experimente zeigen sehr hohe Schmelzfraktionen am Versagenspunkt (80 - 100 %). Sie wurden jedoch mit sehr viel höheren Einleitungsrampen durchgeführt, so daß die Versagensschmelzfraktion sich auf unseren Fall nur schwer übertragen

TAB. 3.1.-1

WICHTIGE PARAMETER DES 15  $\ell$ /SEC BASIS-RAMPENSTÖRFALLS

	PARAMETER	DIM	BASISFALL- WERTE	ERLÄUTERUNGEN
CAPRI-2-PARAMETER	EXPCOF	-	0	ANTEIL DER CORE-LÄNGUNG FÜR REAKTIVITÄTSRÜCKWIRKUNG
	BOWING	-	TABELLE	RÜCKWIRKUNG DER VERBIEGUNG DER KÄSTEN
	SIEDEÜBERHITZUNG	$^{\circ}\text{C}$	10	GILT NUR FÜR BILDUNG DER 1. BLASE
	VERSAGENSSCHMELZFRAKTION	%	60	KRITERIUM FÜR VERSAGEN DER PINS
	RISSLÄNGE	CM	14	
	AUSGESPRITZTER SCHMELZANTEIL	%	30	
	PARTIKELRADIUS	$\mu$	117	BRENNSTOFF-NATRIUM-REAKTION(SBNR)-PARAMETER
	MISCHUNGSZEIT	MSEC	10	
	TDIS	$^{\circ}\text{C}$	3100	UMSCHALTPUNKT VON CAPRI-2 NACH KADIS
KADIS PARAMETER	KADIS REAKT. ZUFUHR	-	TABELLE	DURCH WEITERRECHNUNG MIT CAPRI-2 BESTIMMT
	ZUSTANDSGLEICHUNGEN (KALORISCHE U. THERMISCHE)	-	ANL	I. A. KOMPRESSIBILITÄTS-ITERATION ERFORDERLICH, KONSISTENTE SPEZIF. WÄRMEN U. ZUSTANDSGLEICHUNGEN
	SCHWELLTEMPERATUREN	$^{\circ}\text{C}$	3330 2705	BEGINN DER WIRKSAMKEIT VON NA-DAMPFDRÜCKEN BEGINN DER WÄRMEÜBERTRAGUNG AN DAS NATRIUM
	PARTIKELRADIUS	$\mu$	117	BNR-PARAMETER WIE IN CAPRI-2
	MISCHUNGSZEIT-KONST.	MSEC	10	
	RADIAL MOTION CUT OFF	-	NEIN	RADIALE CORE EXP. UNEINGESCHRÄNKT MÖGLICH
REAKT. PARAM.	ANTEIL D. DOPPLER REAKT.	%	100	NOMINALE WERTE
	ANTEIL D. VOID REAKT.	%	100	NOMINALE WERTE

lassen. Für die milden Rampenstörfälle wurde die Versagensschwelle etwas niedriger gelegt. Beim Basisfall versagen die Stäbe, wenn die Brennstoff-Schmelzfraction über eine Rißlänge von 14 cm einen Grenzwert von 60 % erreicht hat. Der Riß bildet sich dabei an der maximal beheizten Stelle, also im Core-mittenbereich, aus. Im Rahmen der Parametervariation wird gezeigt, daß die Annahme des Brennstabversagens bei einer Schmelzfraction von 60 % verglichen mit höheren Schmelzfractionen zu konservativen Resultaten führt. Die Annahme einer niedrigeren Schmelzfraction von 50 %, die die Energiefreisetzung noch einmal geringfügig erhöhen würde, widerspricht allen bekannten experimentellen Ergebnissen.

Das Programm CAPRI 2 enthält noch kein Modell zur Beschreibung des zeitlichen Ausspritzvorgangs von geschmolzenem Brennstoff in den Kühlkanal. Rechnungen mit dem Programm HOPE /34/ zeigen, daß bis zum Erreichen von 2-Phasenbedingungen, also in den ersten 5 Millisekunden nach dem Versagen, etwa 30 % des insgesamt in der Schmelzzone vorhandenen flüssigen Brennstoffs in den Kühlkanal gelangen. An der BNR nehmen daher bei den CAPRI-2 Rechnungen 30 % der gesamten im Pin vorhandenen Schmelze teil, d.h. diese Menge reagiert mit dem Natrium aus der Rißzone. Versagensschmelzfraction, Rißlänge und der ausgespritzte Schmelzanteil bestimmen das Brennstoff zu Natrium Massenverhältnis, das beim Basisfall einen Wert von ca. 6 erreicht. Es wird im Modell als zeitlich konstant angenommen.

Die Wahl der Werte für den Brennstoff-Partikelradius nach der Fragmentation ( $117 \mu$ ) und für die Fragmentations- und Mischungszeitkonstante (10 msec) bedingen hohe Wärmeübergangsraten während Brennstoff und Natrium in direktem Kontakt stehen. Der Partikelradius nach der Fragmentation entspricht einem aus Messungen bestimmten massengemittelten Radius der Partikelradienverteilung des Brennstoffgranulats /64/. Die Mehrzahl der anderen Experimente liefert wesentlich größere Partikelradien, z. B. wurde aus den H<sub>2</sub>-Experimenten im TREAT-Reaktor ein Wert von etwa  $250 \mu$  ermittelt. Die Verwendung eines mittleren

Radius, d. h. die Vernachlässigung der Partikelverteilung, hat keinen wesentlichen Einfluß auf die übertragenen Wärmemengen und andere integrale BNR-Größen /68,72/. Die gewählte Fragmentations- und Mischungszeitkonstante von 10 msec berücksichtigt folgende Effekte in pauschaler Weise:

- die Zeit für das Austreten des Brennstoffs aus dem Pin (nach Hope-Rechnungen etwa 5 msec);
- die Zeit für das Durchmischen von Brennstoff und Natrium;
- die Zeit für die Fragmentation der Brennstoffpartikel;
- die Zeit für die Bildung einer einheitlichen BNR-Zone über den Brennelementquerschnitt (z. B. Inkohärenzeffekte beim Versagen der verschiedenen Brennstäbe eines Brennelementes).

Bei den BNR-Experimenten unter Reaktorbedingungen wurden bisher nur sehr milde Wechselwirkungen beobachtet /58/. Für die Fragmentations- und Mischungszeitkonstante wurde der somit relativ kleine Wert von 10 msec gewählt.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß der Partikelradius und die Mischungszeitkonstante so gewählt wurden, daß der Wärmeübergang von Brennstoff an das Natrium sicherlich überschätzt wird. Zum Beispiel gibt es eine große Zahl von TREAT Experimenten zur BNR /58,65/, bei denen Natrium-Dampfdruckaufbau aufgrund des Brennstoff/Natrium-Wärmeübergangs vollständig vernachlässigbar ist.

Der Umschaltzeitpunkt zur Disassemblyphase liegt wie beim Kühlmitteldurchsatzstörfall bei der maximalen energiegemittelten Brennstofftemperatur von  $3100^{\circ}\text{C}$ . Die Reaktivitätszufuhr für die Disassemblyphase wird durch Weiterrechnung mit CAPRI2 bestimmt und tabellarisch an KADIS übergeben. Drücke und spezifische Wärmen sind in der Disassemblyphase nicht unabhängig. Das Core ist beim Leistungsstörfall am Umschaltzeitpunkt weniger stark gevoidet. Daher wird eine Kompressibilitätsiteration zwischen den verschiedenen Materialien (Brennstoff, Stahl und Natrium) in den Lagrange-Zellen durchgeführt. Dazu werden die am ANL aufgestellten konsistenten Zustandsgleichungen und spezifischen Wärmen verwendet /5/.

Die BNR, die in der Einleitungsphase das Core voidet, und zu stark energetischen Störfallverläufen führt, erweist sich durch den starken Druckaufbau in der Disassemblyphase als ein äußerst wirksamer Abschaltmechanismus. Natürlich besteht die Gefahr, die Abschaltwirkungen durch Annahme einer zu heftigen Brennstoff-Natrium-Reaktion während der Disassemblyphase zu überschätzen. Einer solchen Überschätzung wirkt jedoch entgegen, daß die Wärmeübertragung bereits bei einem geringen Voidanteil (ca. 3 % bezogen auf das gesamte Maschenvolumen) abgebrochen wird /70/. Darüber hinaus wurden Variationen der BNR Parameter in konsistenter Weise für die Einleitungs- und die Abschaltphase durchgeführt, bei denen die Abhängigkeit der Energiefreisetzungen von diesen Parametern im Detail untersucht wurde /71/. Bei den konsistenten Variationen wurde in einem weiten Parameterbereich eine nur sehr schwache Abhängigkeit der Energiefreisetzungen gefunden. Die in der Einleitungsphase berechneten Natriumdampfdrücke werden an KADIS konsistent übergeben und auch die BNR wird mit konsistenten Parametern weitergeführt bzw. eingeleitet. Die BNR wird initialisiert, wenn der Brennstoff in einer Masche vollkommen aufgeschmolzen ist, d. h. die Temperatur von  $2705^{\circ}\text{C}$  überschreitet. Die Natriumdampfdrücke beeinflussen die Brennstoffbewegung und den Disassemblyvorgang bei diesen Rechnungen aber erst nach Erreichen eines Schwellwertes für die Brennstofftemperatur von  $3330^{\circ}\text{C}$ , oberhalb dem der Brennstoff homogen aufgeschmolzen ist und wahrscheinlich keine Festigkeit mehr aufweist. Radiale Coreexpansion wird zugelassen. Die Diskussion der Parameterauswahl zeigt, daß die in der Tabelle 3.1-1 angegebenen Parameter-Werte in den geschätzten oder bekannten physikalischen Grenzen konservativ ausgewählt wurden und somit als eine rationale Basis für eine konservative Störfallbetrachtung anzusehen sind.

### 3.2 Verlauf des 15 $\phi$ /sec-Rampenstörfalls

Entsprechend der programmierten Einleitungsrampe von 15  $\phi$ /sec steigt die Reaktorleistung nach Störfallbeginn exponentiell an. Die resultierende Erhöhung der Brennstoff- und Kühlmitteltemperaturen führt zu negativen Doppler bzw. gering-

fällig positiven Kühlmitteldichterückwirkungen, die den Anstieg der Nettoreaktivität und damit den weiteren Leistungsanstieg mit zunehmender Störfallzeit abflachen. Bild 3.2-1 zeigt die sich ergebenden zeitlichen Verläufe der normierten Reaktorleistung, d. h. der Leistung in Vielfachen der stationären Leistung, und der verschiedenen Reaktivitätskomponenten bis zum Beginn der Disassemblyphase. Die wichtigsten Ergebnisse für den Basisfall sind in Tab. 3.2-1 zusammengestellt und sollen im folgenden näher diskutiert werden.

### 3.2.1 Die Einleitungsphase bis zum Brennstabversagen

Bei der milden Einleitungsrampe ergibt sich ein so langsamer Anstieg der Leistung, daß vor allem aus den Randbereichen der Pellets ein größerer Teil der transient freigesetzten Energie noch an das Kühlmittel abgeführt werden kann. Dagegen ist die Energieabfuhr aus den zentralen Bereichen des Pellets durch die schlechte Wärmeleitfähigkeit des Mischoxids schon stärker behindert. Als Folge davon kommt es zu einem steileren radialen Temperaturprofil und zu einem gegenüber dem Versagenspunkt frühen Einsetzen von Schmelzen. Das Versagenskriterium wird nach 6,7 sec, das ist 3 sec nach Schmelzbeginn, im maximal beheizten Bereich des zentralen Bündels erreicht. Leistung und Nettoreaktivität sind dabei noch niedrig. Bild 3.2-2 vergleicht die radialen Temperaturprofile in diesem Segment zu verschiedenen Zeiten. Das gegenüber dem stationären Betriebszustand steilere Temperaturprofil führt am Versagenspunkt zu hohen maximalen und mittleren Pellet-Temperaturen. Die zugeordneten Brennstoff-Dampfdrücke sind zwar nicht hoch genug, um als Versagensmechanismus direkt in Betracht zu kommen. Vom Versagenspunkt aus ist jedoch nur noch wenig Energie zum Aufbau von hohen Drücken zuzuführen. Dadurch ist die Dauer der sich später ergebenden stark energetischen prompt kritischen Exkursion innerhalb der noch intakten Coregeometrie begrenzt. Brennstabversagen führt im Störfallzeitmaßstab von Bild 3.2-1 zu einem fast sprunghaften Anstieg von Leistung und Reaktivität, der durch die Kühlmittelvoidrückwirkungen der resultierenden thermischen Brennstoff-Natrium-Reaktionen hervorgerufen wird. Die bis zum Eintritt von Versagen insgesamt

TAB. 3.2-1

WICHTIGE ERGEBNISSE DER EINLEITUNGSRECHNUNG  
FÜR DEN 15  $\epsilon$ /SEC RAMPENSTÖRFALL (FALL R 1)

		DIM.	FALL R 1
BNR-BEGINN	VERSAGENSZEIT VON KANAL 1	SEC	6,7
	NORMIERTE LEISTUNG	-	5,3
	NETTO-REAKTIVITÄT	$\epsilon$	0,5
	MAXIMALE MITTLERE BRENNSTOFF-TEMPERATUR	$^{\circ}\text{C}$	2910
VERSAGENSSEQUENZ	KANÄLE	-	1,2,3,10,4
BNR-ERGEBNISSE FÜR KANAL 1	ANFANGSTEMPERATUR DER SCHMELZE	$^{\circ}\text{C}$	3370
	BRENNSTOFF-NATRIUM MASSENVERHÄLTNIS	-	6
	AXIALE RISSLAGE	% AKT. LÄNGE	50
	MAXIMALER DRUCK PHASE 1	BAR	210
	DAUER DER PHASE 1	MSEC	5
	MAXIMALER DRUCK DER PHASE 2	BAR	90
	OBERE SÄULE VERLÄSST CORE	MSEC	22
DISASSEMBLYBEGINN ZEIT		SEC	6,78
	BNR-ZEIT	MSEC	83
	NORMIERTE LEISTUNG	-	399
	GEGENÜBER SS IM UO <sub>2</sub> GESPEICHERTE ENERGIE	MWSEC	4400
	ANTEIL GESPEICHERTER AN FREI-GESETZTER ENERGIE	%	35

TAB. 3.2-1 (FORTSETZUNG)

		DIM.	FALL R 1	
DISASSEMBLY- BEGINN	NETTO REAKTIVITÄT + RAMPE	¢, ¢/SEC	1.084	16.4
	DOPPLER REAKTIVITÄT + RAMPE	¢, ¢/SEC	-0.730	-27.1
	VOID REAKTIVITÄT + RAMPE	¢, ¢/SEC	0.766	43.4
	BOWING REAKTIVITÄT + RAMPE	¢, ¢/SEC	0.032	0.04
	MASSE D. GESCHMOLZENEN BRENNSTOFFS	KG	1182 (20%)	
	ENERGIE D. GESCHMOLZENEN BRENNSTOFFS	MWSEC	551	

WICHTIGE ERGEBNISSE DER DISASSEMBLY-RECHNUNG  
FÜR DEN 15 ¢/SEC RAMPENSTÖRFALL (BASISFALL R 1)

		DIM.	FALL R 1	
MAXIMALWERTE	NORMIERTE LEISTUNG	-	700	
WÄHREND	DRUCK	BAR	655	
DISASSEMBLY	REAKTIVITÄT	¢	1.0889	
PHASE				
ERGEBNISSE AM	DAUER DER DISASSEMBLY	MSEC	2.67	
DISASSEMBLY	MASSE DES GESCHMOLZENEN BRENNSTOFFS	KG	3276 (57%)	
ENDE	ENERGIE D. GESCHMOLZENEN BRENNSTOFFS	MWSEC	1182	
	MITTLERE TEMPERATUR DES GESCHMOLZENEN BRENNSTOFFS	°C	2889	
	MAX. BRENNSTOFFTEMPERATUR	°C	3594	
	MAX. VERSCHIEBUNG	RADIAL	CM	1.6
		AXIAL	CM	1.3
	MAX. GESCHWINDIGKEIT	RADIAL	M/S	14
		AXIAL	M/S	14

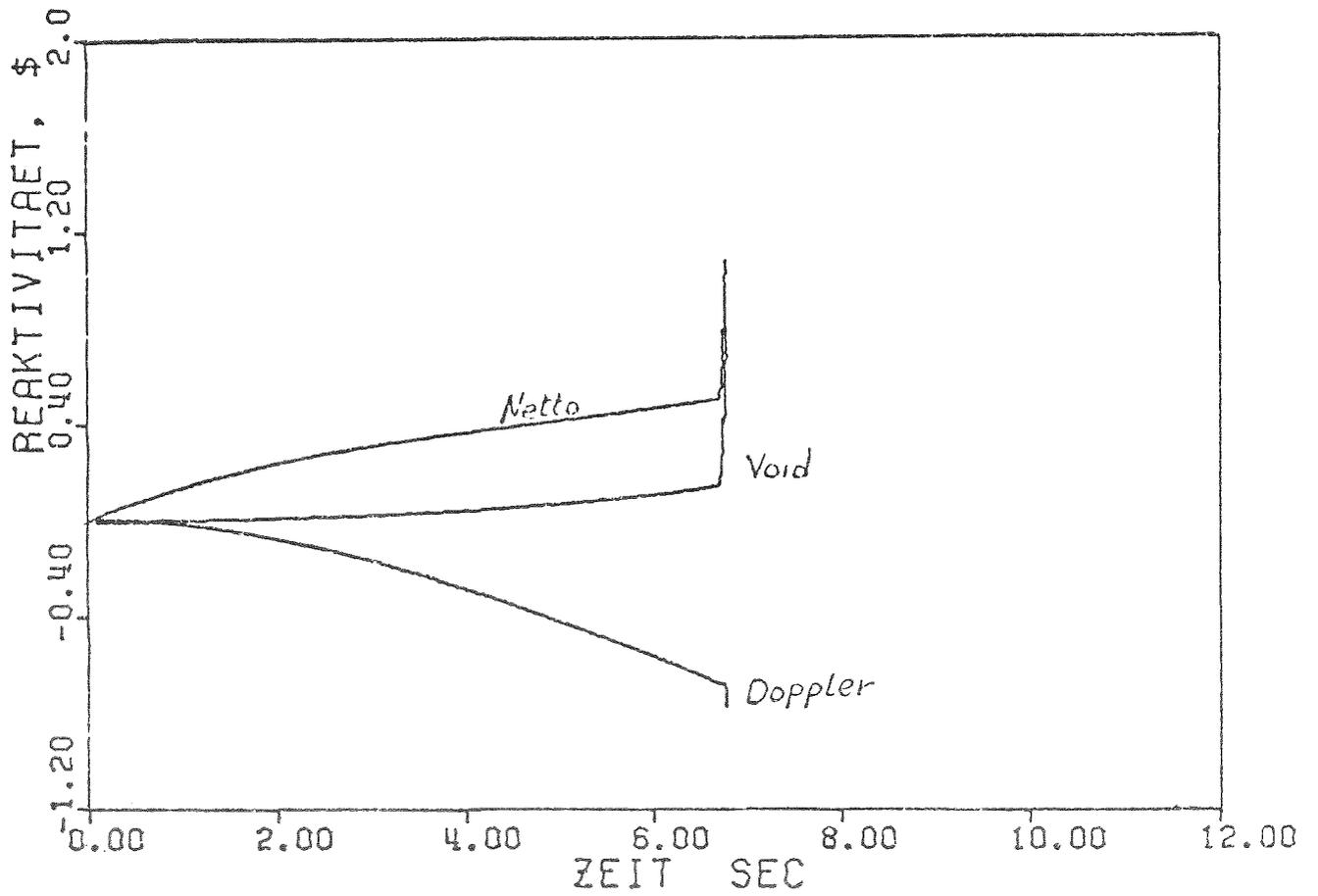
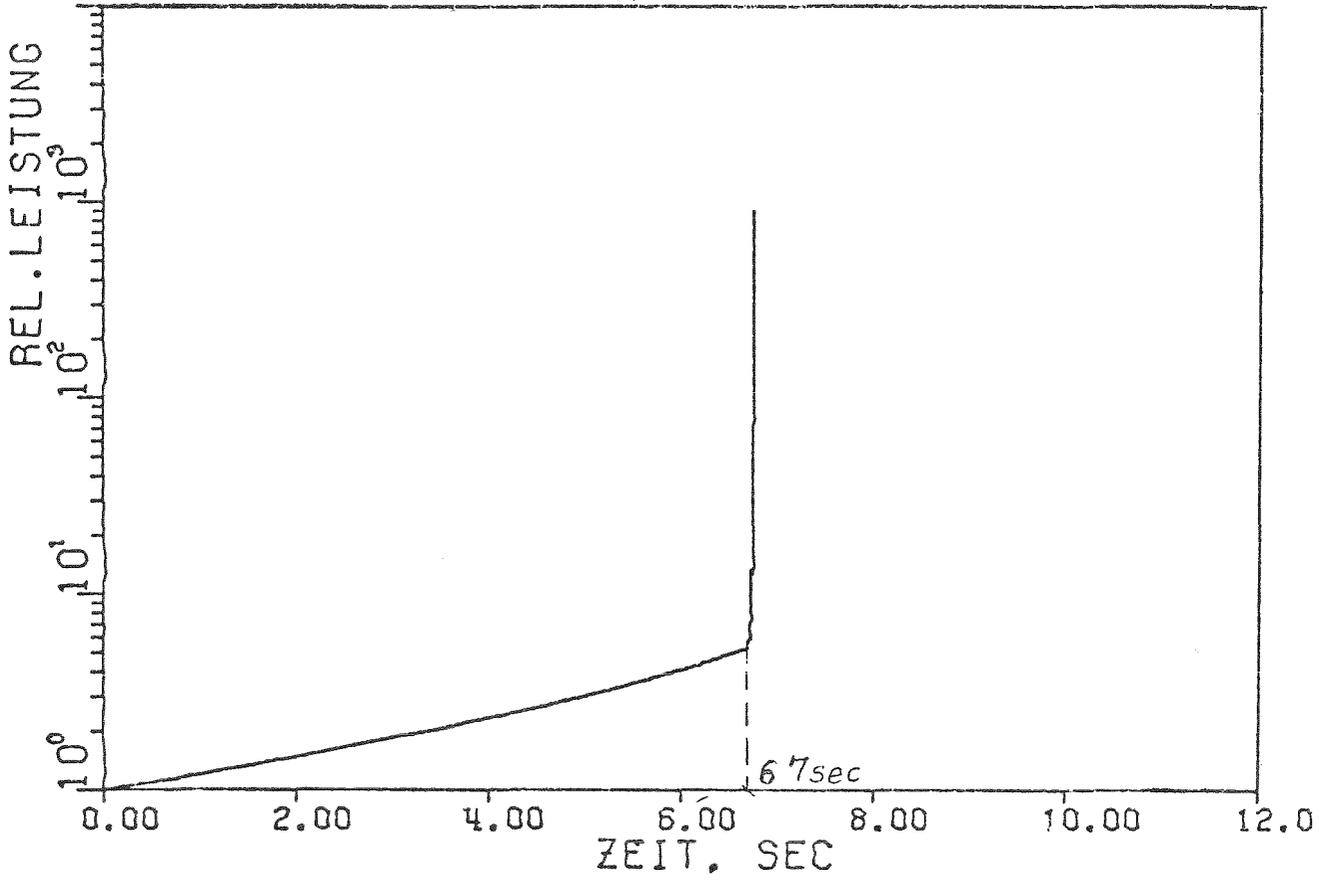
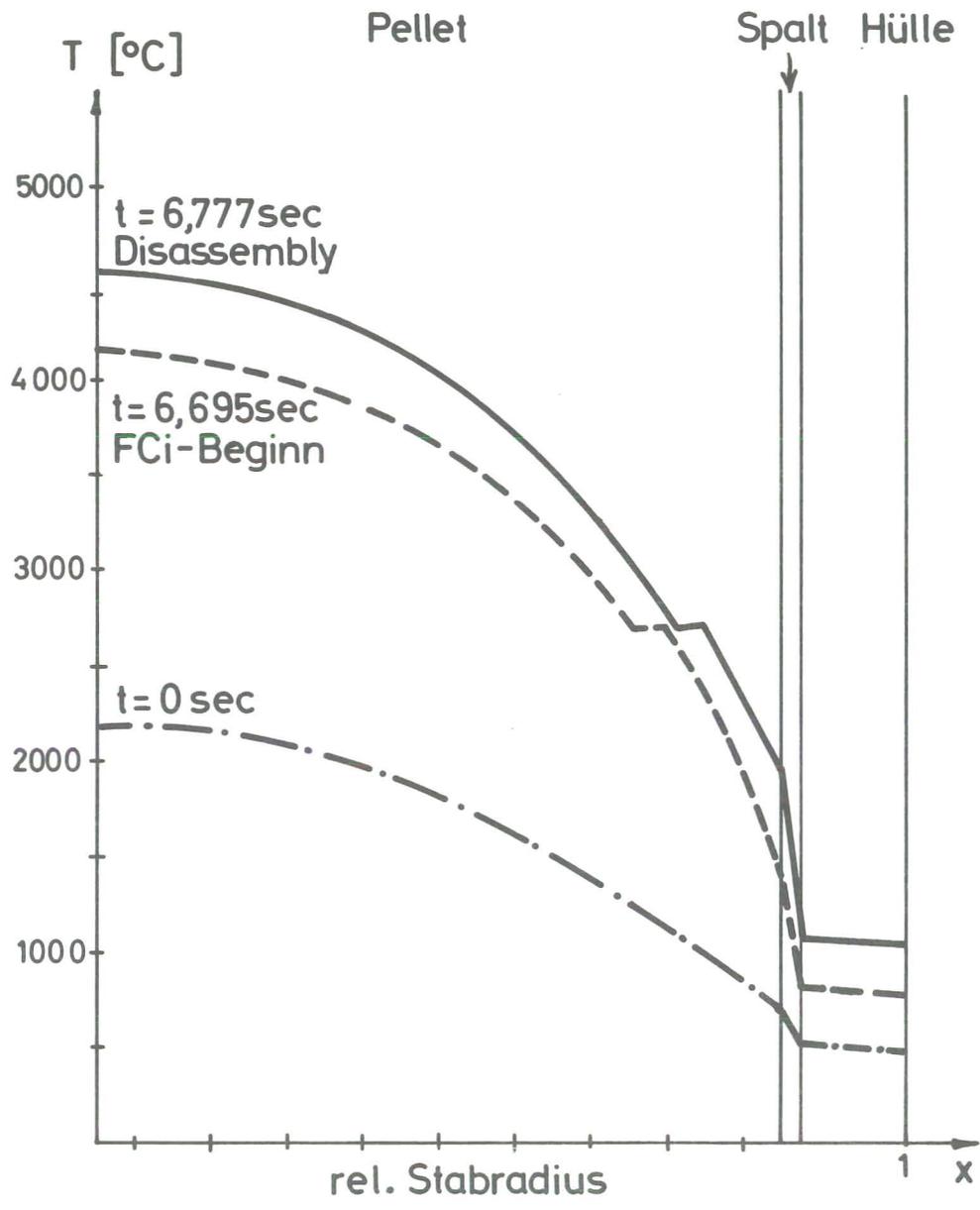


BILD 3.2-1 LEISTUNGS-UND REAKTIVITÄTSVERLÄUFE BEIM 15  $\beta$ /SEC RAMPENSTÖRFALL (BASISFALL R1, SNR 300 MIA CORE)



TEMPERATURVERTEILUNG IM HEISSESTEN NODE  
SNR 300 M 1A CORE 15  $\epsilon$ /SEC  
RAMPENSTÖRFALL

BILD 3.2-2

zugeführte Einleitungsreaktivität liegt bei angenähert 1 ‰.

### 3.2.2 Die Brennstoff-Natrium-Reaktion

Entsprechend der Modellannahme sollen beim Brennstabversagen 30 ‰ des in der Schmelzzone des Pins vorhandenen Brennstoffs augenblicklich in den Kühlkanal gelangen und mit dem Natrium aus dem Bereich der Rißzone reagieren. Im zentralen Element (aber auch in den anderen Kanälen) sind das etwa 21 g geschmolzenes  $\text{UO}_2$  pro Stab, was bei der vorgegebenen Rißlänge zu dem schon erwähnten Brennstoff-Natrium-Massenverhältnis von 6 führt. Die Ergebnisse der sich damit ergebenden Brennstoff-Natrium-Reaktion im zentralen Kanal sind in den Bildern 3.2-3 bis 3.2-5 und in Tab. 3.2-1 dargestellt. Die stark unterschiedlichen Temperaturen von  $\text{UO}_2$  und Natrium, die in Bild 3.2-3 als Funktion der BNR-Zeit gezeigt werden, streben anfangs bei noch gutem Wärmeübergang einem raschen Ausgleich zu. Das Kühlmittel erreicht dabei 5 msec nach Störfallbeginn Sättigungsbedingungen. Danach bildet sich ein Dampffilm um die Brennstoffpartikel aus, der den weiteren Wärmeübergang rasch verschlechtert. Die Natrium-Temperatur durchläuft ein Maximum und nimmt dann wieder ab durch den Entzug von Volumenarbeit bei der Beschleunigung der Natriumsäulen, die die BNR-Zone nach oben und unten zu begrenzen. Der Temperaturabfall wird relativ langsam, da die Reduktion des Brennstoff-Natrium-Wärmeübergangs durch den Dampffilm einen ausgeglichenen Wärmeübergang über größere Zeiträume bewirkt. Der zugeordnete Druckzeitverlauf der BNR ist ebenfalls in Bild 3.2-3 dargestellt. Der gezeigte erste Druckpuls entsteht durch thermische Expansion des Natriums bei der einphasigen Aufheizung. Wegen der Kompressibilität des Natriums (sie wird in akustischer Näherung beschrieben) wird er rasch durch die Druckentlastungswelle abgebaut. Die Phase 2 der BNR beginnt, wenn der Druck der BNR-Zone bis auf den temperaturabhängigen Natrium-Sättigungsdruck abgefallen ist. In der Phase 2, die 5 msec nach BNR einsetzt, wird der Druck eine Funktion der Temperatur, er erreicht ein zweites Maximum bei etwa 90 atm und sinkt dann durch die Volumenarbeit, die dem System entzogen wird.

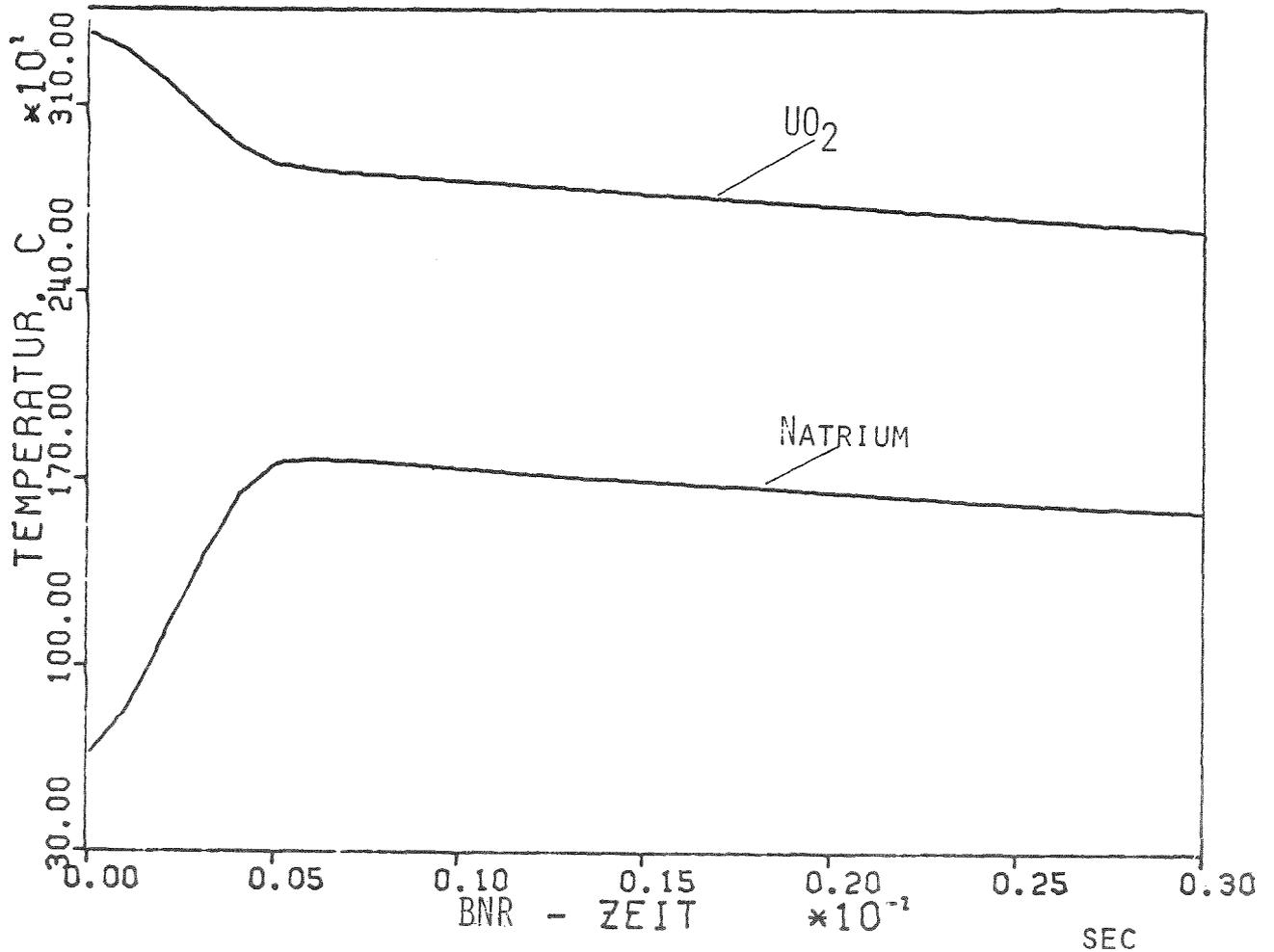
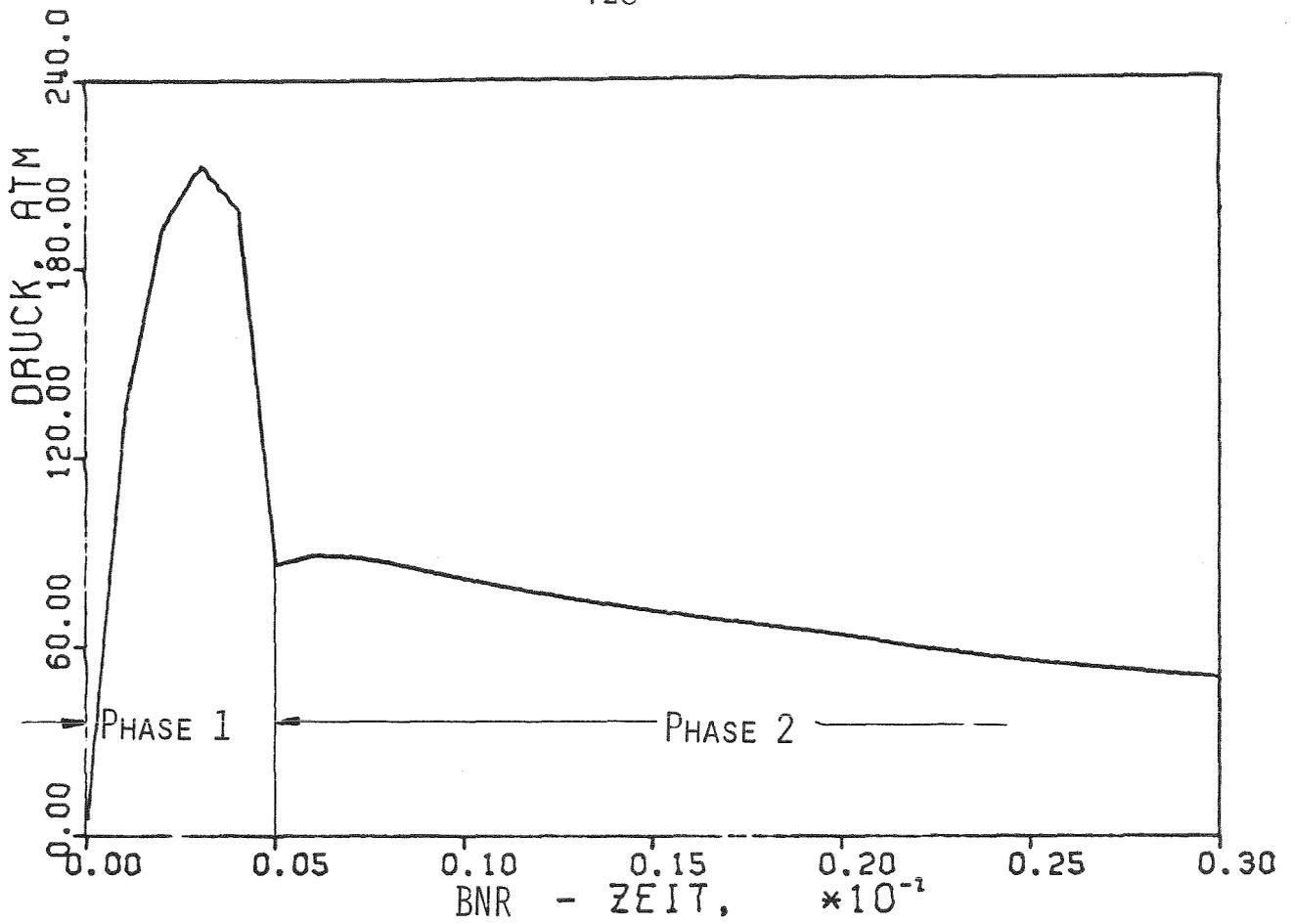


BILD 3.2-3 TEMPERATUR- UND DRUCKVERLÄUFE DER BNR IM ZENTRALEN ELEMENT BEIM 15 €/SEC BASISRAMPENSTÖRFALL R1

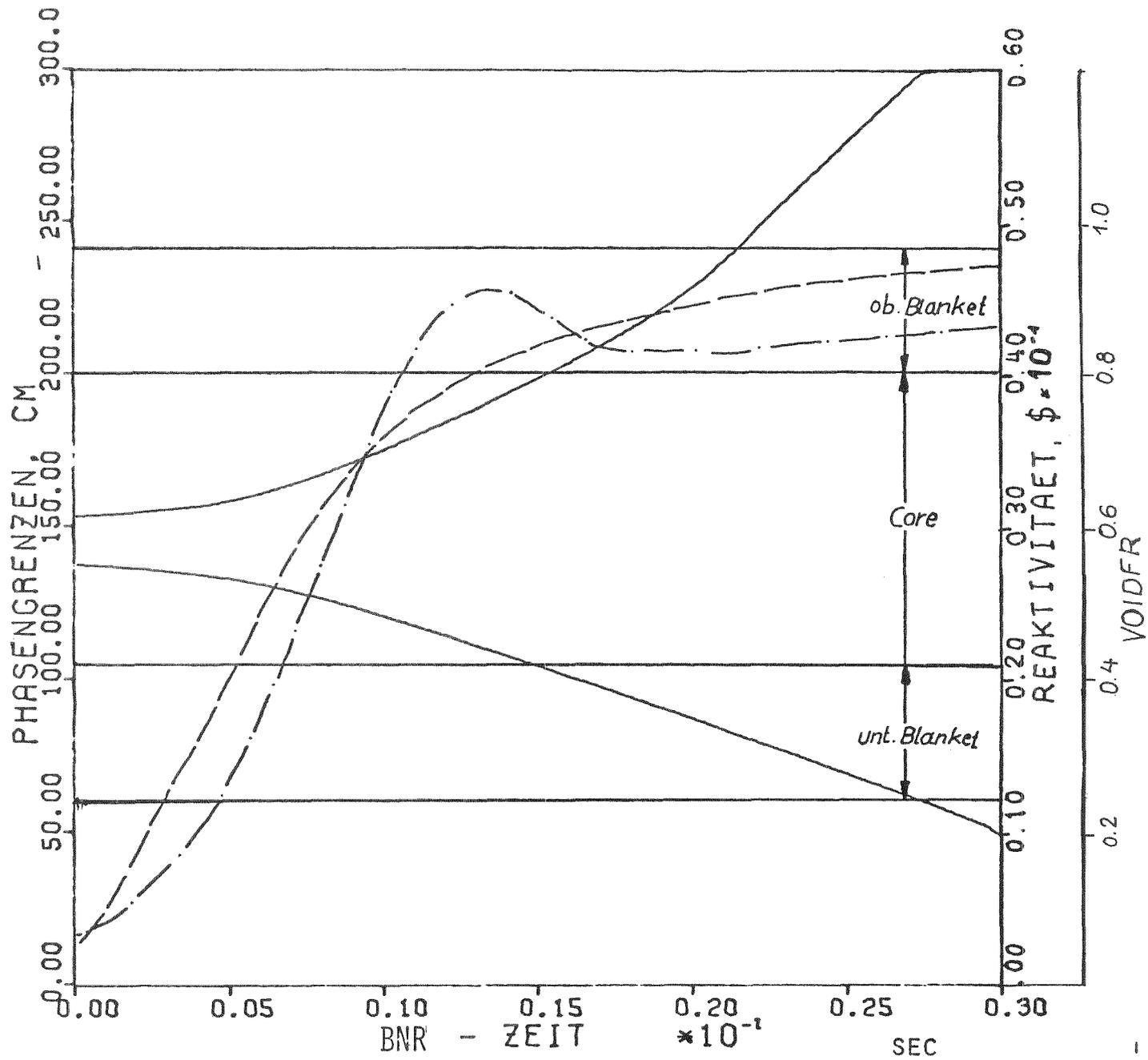
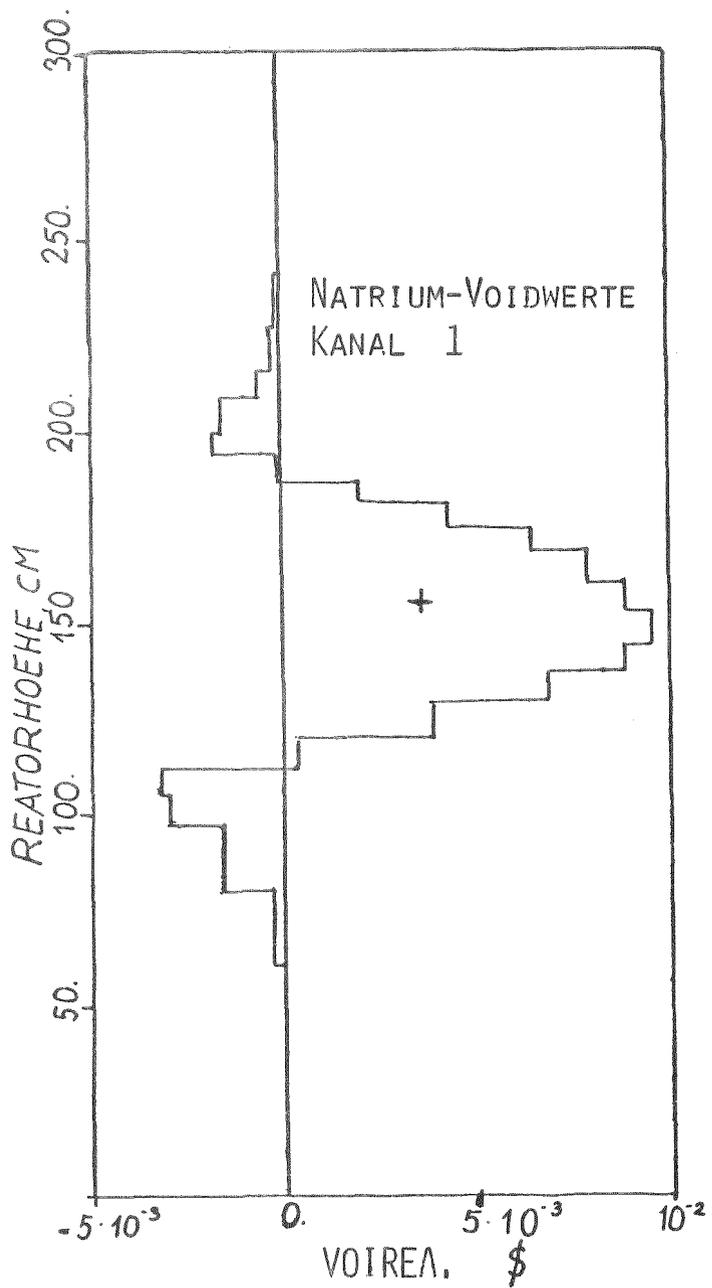


BILD 3.2-4 VOIDVORGANG DURCH BNR IM ZENTRALEN ELEMENT (KANAL 1) UND SEINE RÜCKWIRKUNGEN BEIM 15  $\epsilon$ /SEC BASISRAMPENSTÖRFALL R1 (SNR 300 MIA CORE)

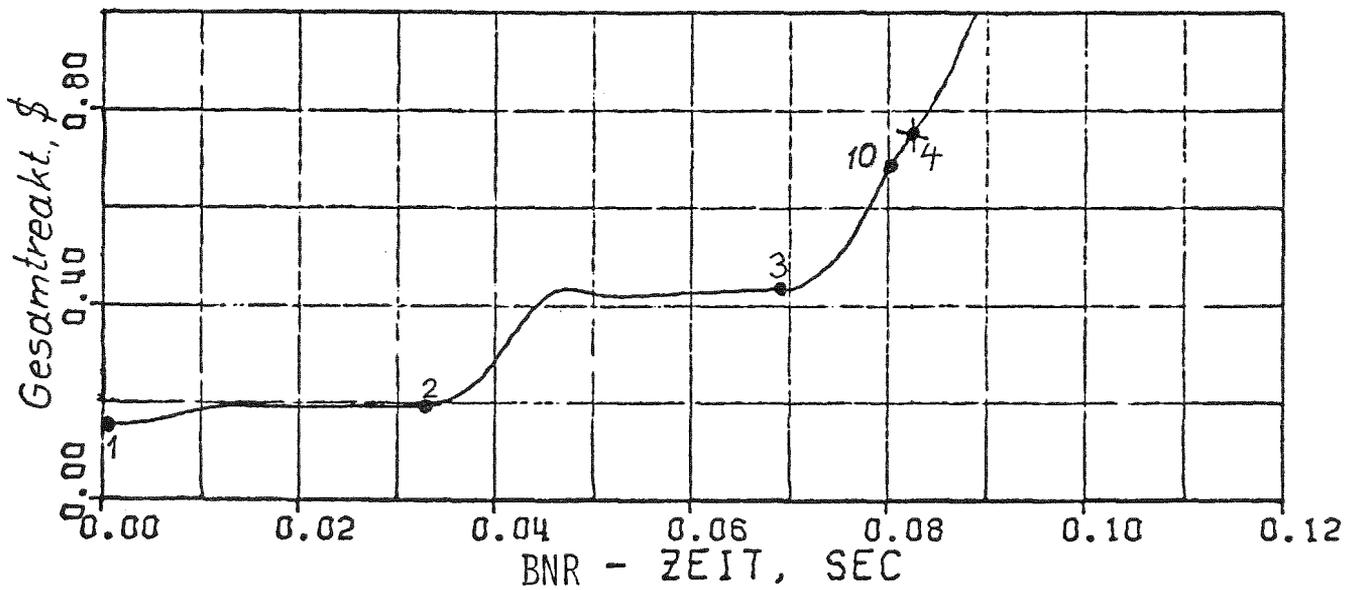
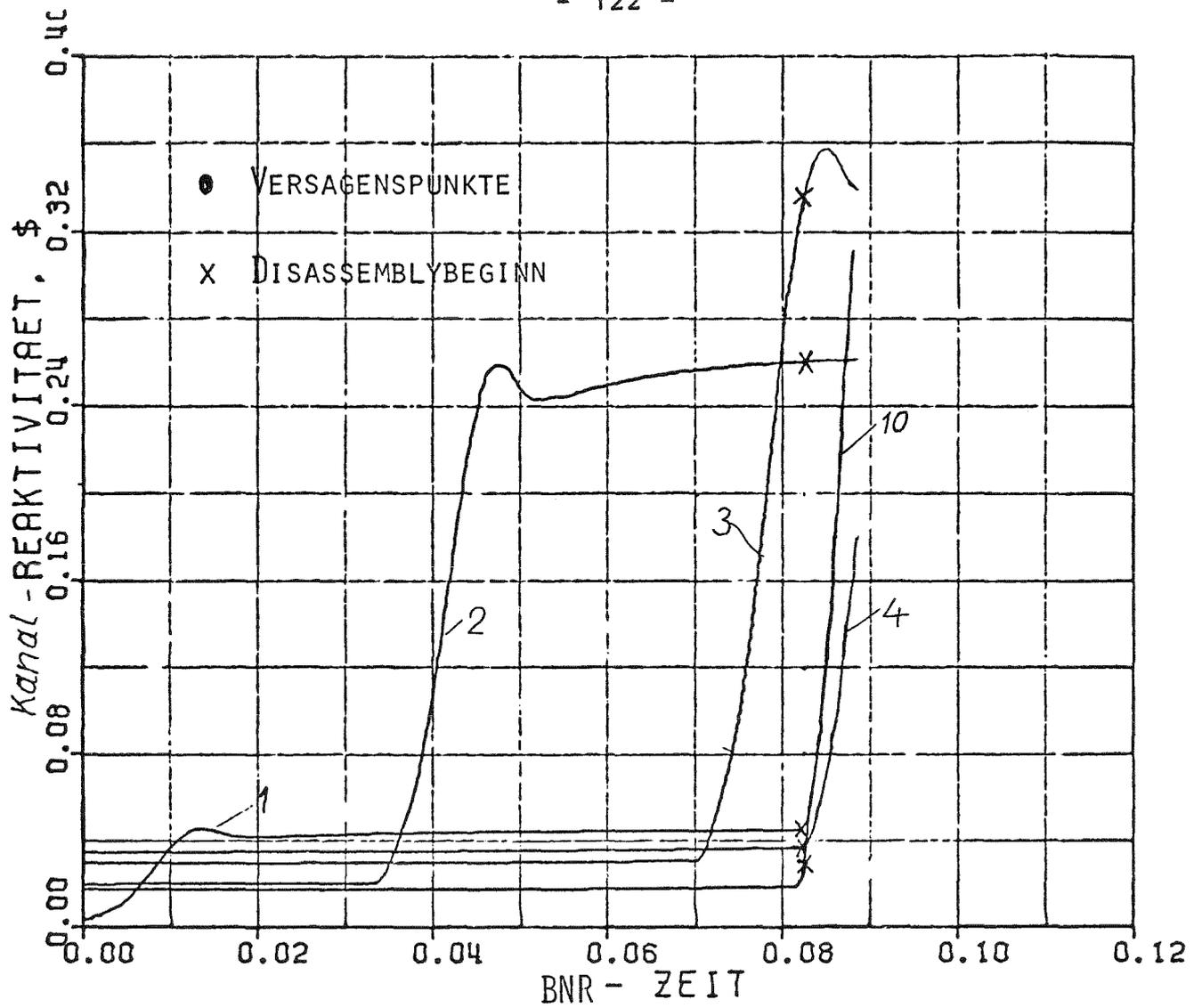


BILD 3.2-5 KANALWEISE UND ÜBERLAGERTE VOIDREAKTIVITÄTSRÜCKWIRKUNGEN BEIM 15  $\epsilon$ /SEC BASIS-RAMPENSTÖRFALL R1 (SNR 300 M1A CORE)

Die hohen Drücke in der BNR-Zone führen zu einer starken Beschleunigung der Natriumsäulen, die die BNR-Zone nach oben und unten zu begrenzen. Daraus ergibt sich die in Bild 3.2.-4 gezeigte zeitliche Zonenvergrößerung. Sie schafft Platz für den sich bildenden Natriumdampf. Sein Anteil am Gesamtvolumen der BNR-Zone wird unter der Voraussetzung einer konstanten Natriummenge als mittlerer Wert für die BNR-Zone berechnet und ebenfalls in Bild 3.2-4 eingetragen. Für große Zonen nähert er sich asymptotisch dem Wert eins. Die Reaktivitätsrückwirkungen, die sich aus der Verdünnung des Kühlmittels ergeben, werden anteilmäßig aus den axial abhängigen Reaktivitätswerten des Natriums bestimmt. Die eingegebenen Natrium-Reaktivitätswerte für den zentralen Kanal sind zum Vergleich links im Bild als Funktion der Corehöhe aufgetragen. Die Versagensstelle, die per Eingabe in das leistungsmäßig höchstbelastete Segment gelegt wurde, fällt dabei mit dem Maximum der Kühlmittelvoidwerte zusammen. Die Expansion der BNR-Zone und die damit verbundene Zunahme des Voidanteils führen im zentralen Element zu den eingetragenen Voidreaktivitätsrückwirkungen. Der Reaktivitätsanstieg erfolgt sehr viel rascher als beim Kühlmitteldurchsatzstörfall und wird mit zunehmender Geschwindigkeit der Grenzfläche immer steiler. Er flacht erst wieder ab, wenn sich die Grenzfläche dem Nullpunkt der Voidwertkurve nähert und nimmt beim Voiden des axialen Brutmantels wieder leicht ab. Ein Gleichgewichtswert von  $4 \text{ } \phi$  wird erreicht, wenn die BNR-Zone sich über alle reaktivitätsmäßig einflußreichen Zonen erstreckt. Der sich danach noch ergebende schwache Reaktivitätsanstieg ist eine Folge des weiter zunehmenden Voidanteils.

### 3.2.3 Der weitere Störfallablauf nach dem Brennstabversagen

Nach dem zentralen Element versagen nacheinander vier weitere Kanäle bis zum Eintritt von Core Disassembly. Die Versagensfolge entspricht dabei der radialen Verteilung der Kanalleistung. Die berechneten BNR's sind in allen Kanälen recht ähnlich. Die Rückwirkungen der verschiedenen Kanäle

hängen jedoch stark von der Anzahl der Brennelemente und der radialen Position ab, die jedem Kanal zugeordnet ist. Die Einzelrückwirkungen der Kanäle mit BNR und die sich aus der Überlagerung ergebende Gesamtvoidrückwirkung sind in Bild 3.2-5 als Funktion der BNR-Zeit aufgetragen. Die Rückwirkungen des zentralen Brennelements (Kanal 1) sind, wie man sieht, noch vergleichsweise klein. Die wichtigen Voidreaktivitäten kommen erst aus den später versagenden Kanälen 2, 3, 10 und 4. Wichtig für den weiteren Störfallablauf ist dabei vor allem das Zeitintervall zwischen dem Versagen von Kanal 3 und 10. Die Kanäle 1 und 2 voiden beide voll auf, wobei die Voidrampe, die den prompten Leistungsanstieg bestimmt, sich aus den Rückwirkungen von jeweils immer nur einem Kanal ergibt. Das führt zu den gezeigten stufenförmigen Erhöhungen der Voidreaktivität. Eine Überlagerung von Rückwirkungsrampen aus verschiedenen Kanälen ergibt sich erst in der letzten Störfallphase. Ausgehend von einem inzwischen höheren Leistungsniveau versagen die weiteren Kanäle in dichteren Abständen und die sich ergebenden Reaktivitätsrückwirkungen, die auf einem hohen Reaktivitätsniveau zugeführt werden, führen schließlich zu einem autokatalytischen Leistungs- und Reaktivitätsanstieg. Die normierte Leistung ist in Bild 3.2-6 zusammen mit den verschiedenen Reaktivitätsbeiträgen als Funktion der Zeit nach dem Brennelementversagen aufgetragen. Der stufenförmigen Leistungserhöhung beim Voiden der Kanäle 1 und 2 folgt nach dem Versagen von Kanal 3 ein sehr viel stärkerer Leistungsanstieg. Er führt schnell zum Versagen weiterer Kanäle und der Reaktor wird prompt kritisch. In dieser Phase kommt es schnell zum Aufbau von hohen Drücken, die das Core auseinandertreiben. Core Disassembly wurde daher 83 msec nach dem ersten Brennstabversagen bei einer Leistungsamplitude (verglichen mit stationärer Leistung) von 399 und einer mittleren Brennstofftemperatur von  $3270^{\circ}\text{C}$  initiiert. Das zu diesem Zeitpunkt vorliegende radiale Temperaturprofil ergibt die energiegemittelte Brennstofftemperatur von  $3100^{\circ}\text{C}$ , die als Disassemblykriterium verwendet wurde. Die relativ lange Ein-

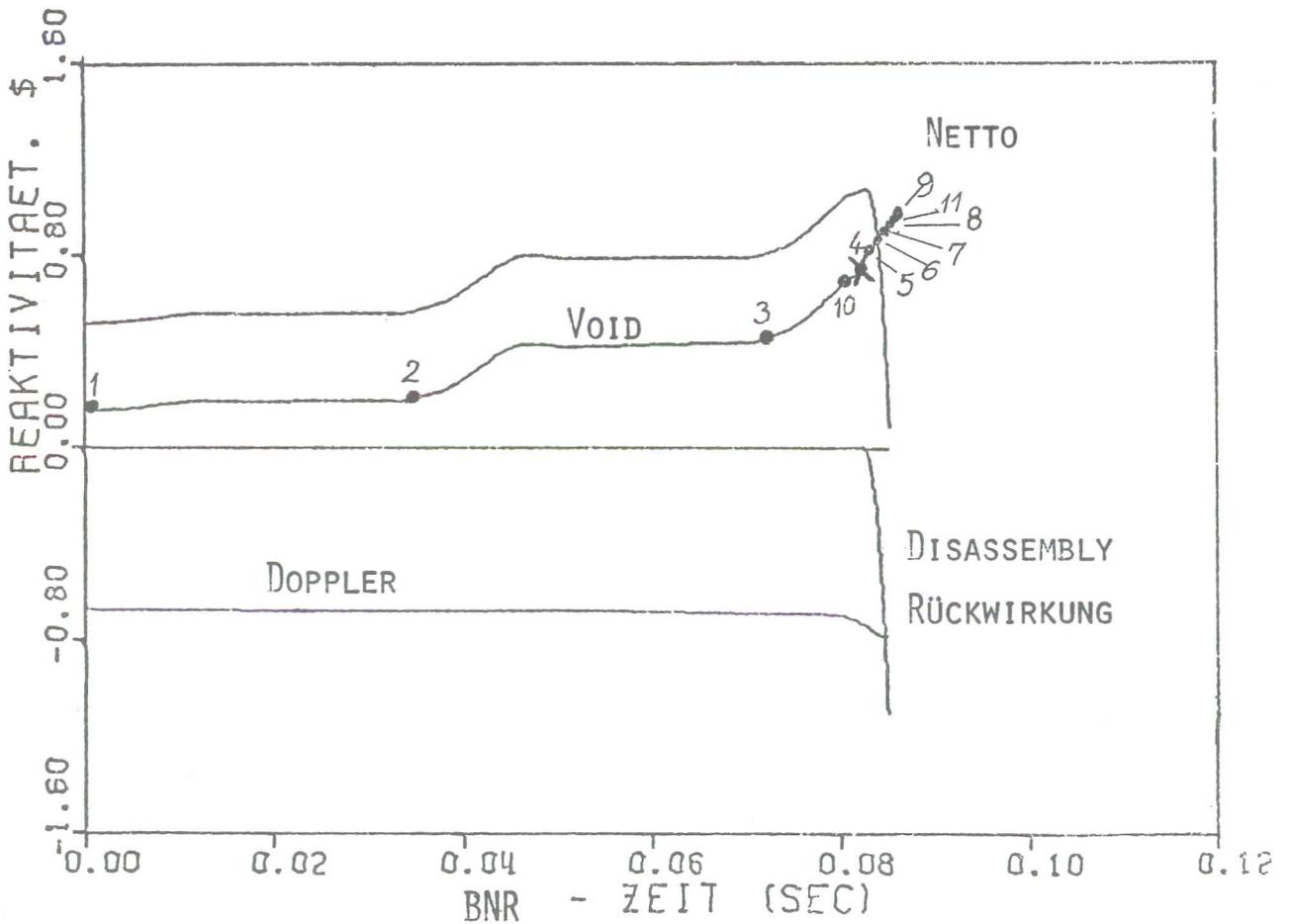
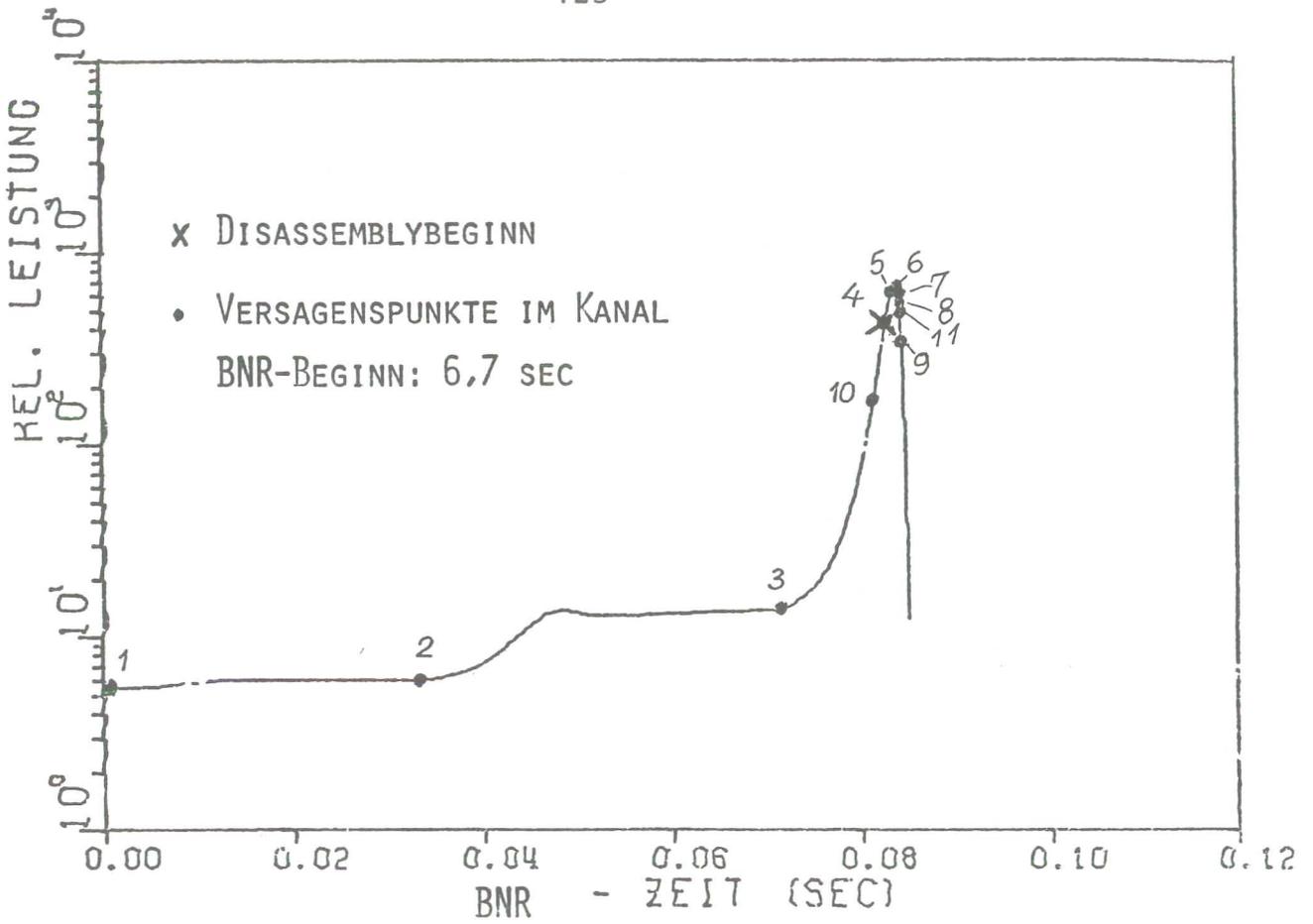


BILD 3.2-6 LEISTUNGS- UND REAKTIVITÄTSVERLÄUFE BEIM 15¢/SEC BASIS-RAMPENSTÖRFALL R1 NACH DEM BRENNSTABVERSAGEN (SNR 300 M1A CORE)

leitungsphase dieses milden Rampenstörfalls führt dazu, daß am Disassemblypunkt nur etwa ein Drittel der transient freigesetzten Energie im Brennstoff gespeichert ist. Der Rest wurde durch das Kühlmittel abgeführt. Er trägt erheblich zur Aufheizung des Strukturmaterials bei. Wegen der geringen Bowingkoeffizienten des frischen Cores hat das jedoch nur eine vernachlässigbar kleine Rückwirkung.

Der Voidzustand des Cores am Disassemblypunkt, der in Bild 3.2-7 dargestellt ist, zeigt, daß das Kühlmittel der innersten 3 Kanäle durch die BNR aus dem reaktivitätsmäßig wichtigen Bereich ausgetrieben wurde. Starke Rückwirkungen kommen dagegen aus den zwei Kanälen, in denen die BNR gerade begonnen hat. Am Umschaltzeitpunkt führen sie zu einer kumulativen Voidreaktivitätsrampe von 43  $\beta$ /sec, die im Laufe der Core-disassembly zunimmt.

#### 3.2.4 Der Störfallverlauf in der Abschaltphase

Der rasche Anstieg der Voidreaktivität, die - wie in allen Fällen dieser Studie - durch Vorausrechnung mit CAPRI-2 bestimmt wird, führt zu Beginn der Abschaltphase zu weiteren starken Leistungssteigerungen, wie dies in Abb. 3.2-8 dargestellt ist. Es dauert nach Disassembly-Beginn noch etwa 0.4 msec bis genügend Material in den Coreräumen 10 und 11 bewegt werden kann, so daß die negative Disassembly-Reaktivität wirksam wird, die ebenfalls in Abb. 3.2-8 eingetragen ist. Die BNR wird in der Disassembly-Phase möglichst konsistent weitergeführt (siehe Anhang 7.6), sie hat in den Ringen 1, 2, 3 und 10 bereits begonnen und das Natrium stark aufgeheizt; in den Ringen 1 und 2 ist der Volumenanteil des Natriumdampfes sehr groß, und es kommt zu keiner weiteren Aufheizung des Natriums durch BNR (Phase 2 der BNR, siehe Abb. 3.2-3). Rein einphasige Verhältnisse liegen nur im Ring 10 vor, im Ring 3 hat das Natrium gerade Sättigungsbedingungen erreicht und der Volumenanteil des Natriumdampfes ist noch klein. Kanal 10 baut noch

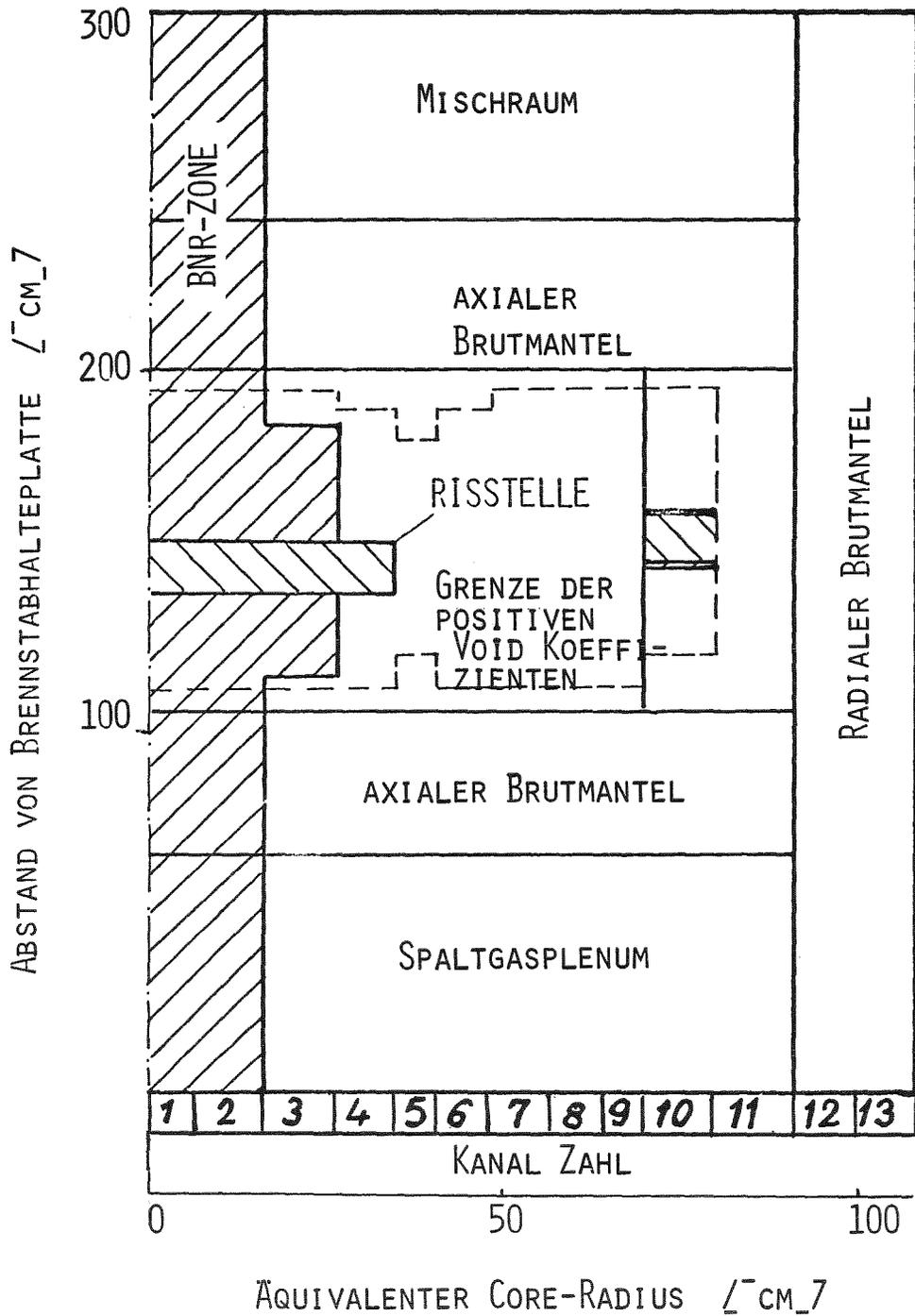


BILD 3.2-7

VOID-ZUSTAND DES CORES AM DISASSEMBLYPUNKT BEIM  
15 l/SEC BASIS-RAMPENSTÖRFALL R1

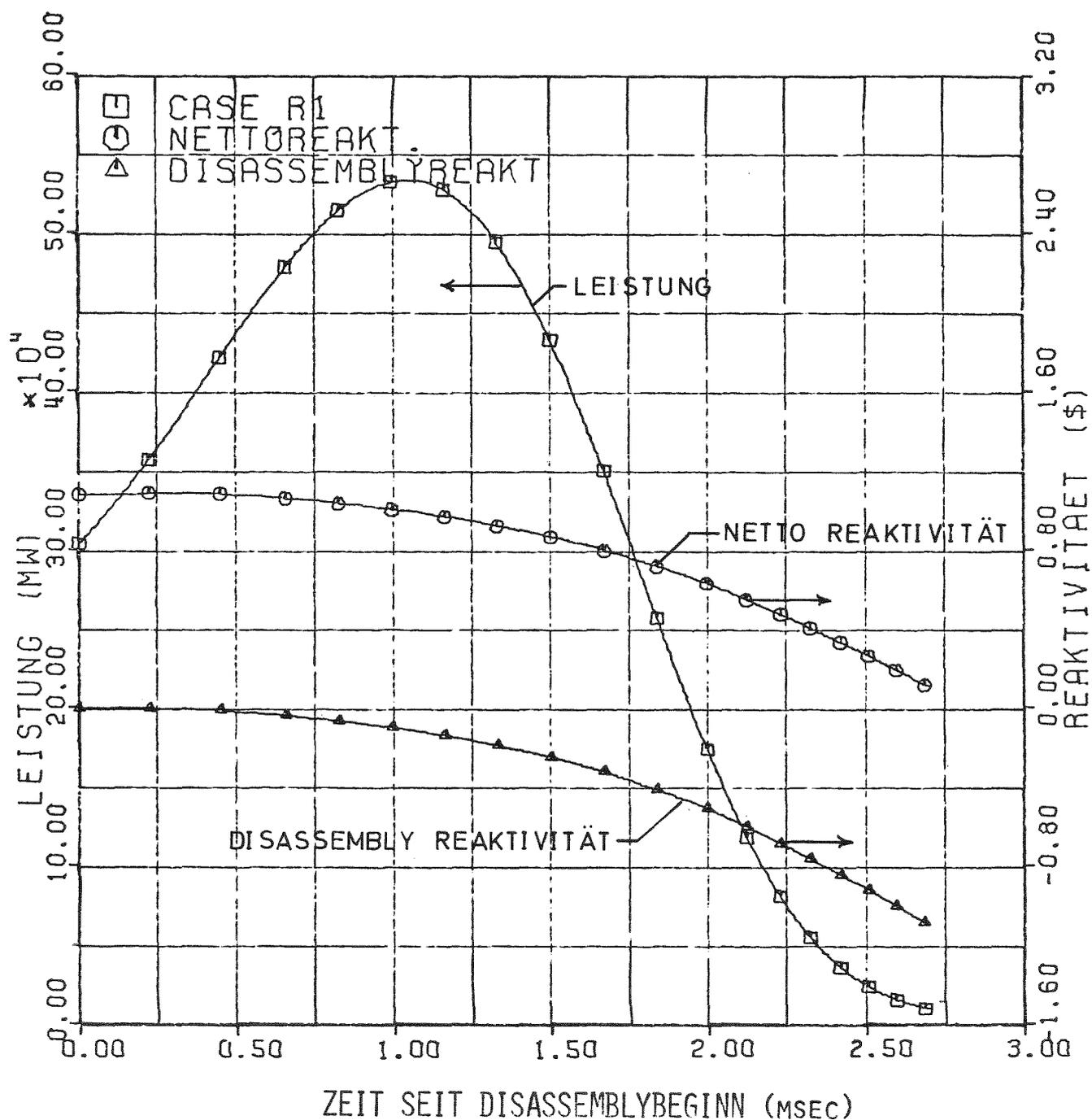
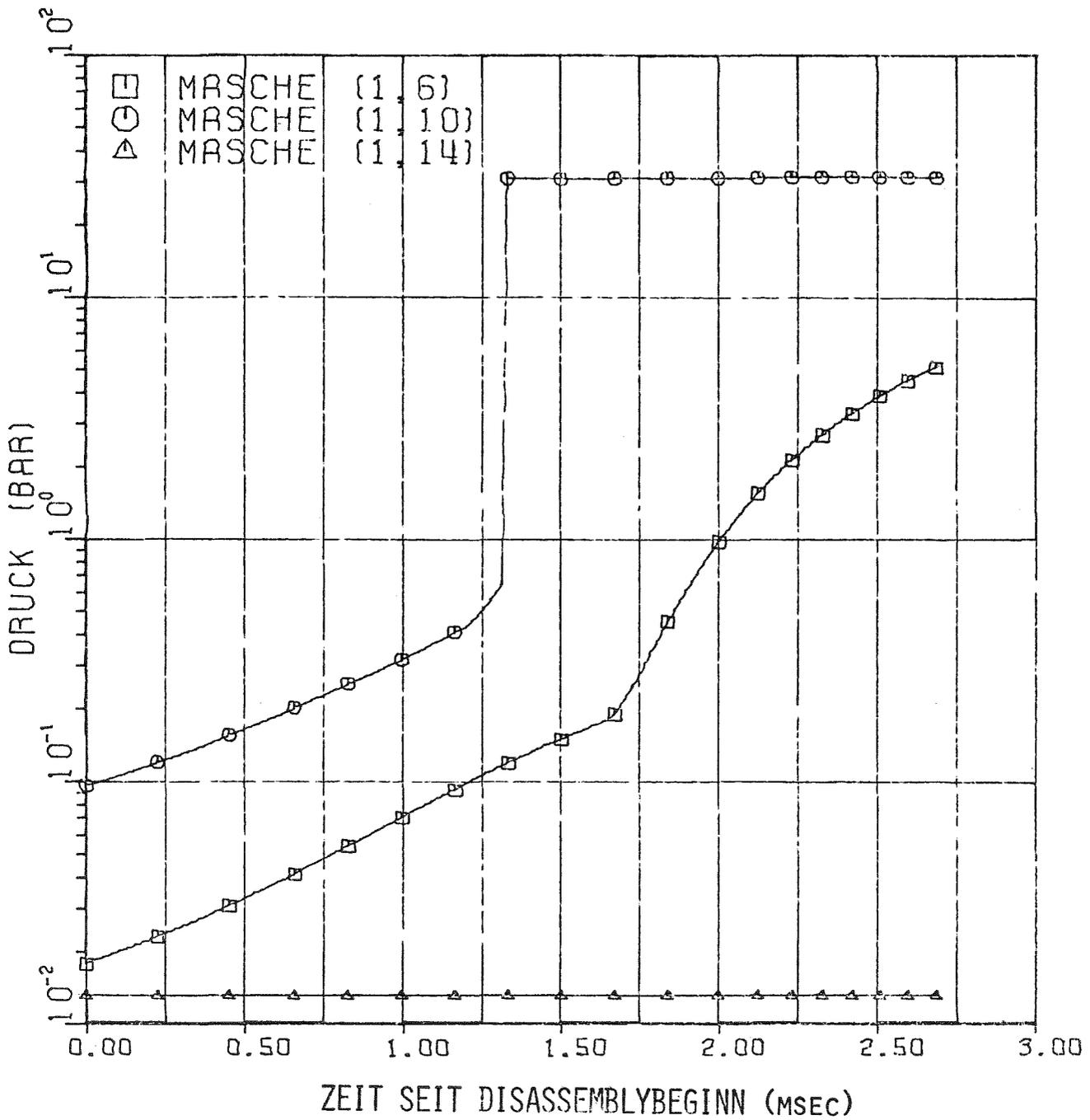


BILD 3.2-8 VERLAUF VON LEISTUNG, MATERIALBEWEGUNGSRÜCKWIRKUNG UND NETTOREAKTIVITÄT ALS FUNKTION DER DISASSEMBLYZEIT BEIM 15  $\epsilon$ /SEC RAMPENSTÖRFALL (SNR 300 MARK 1A CORE)

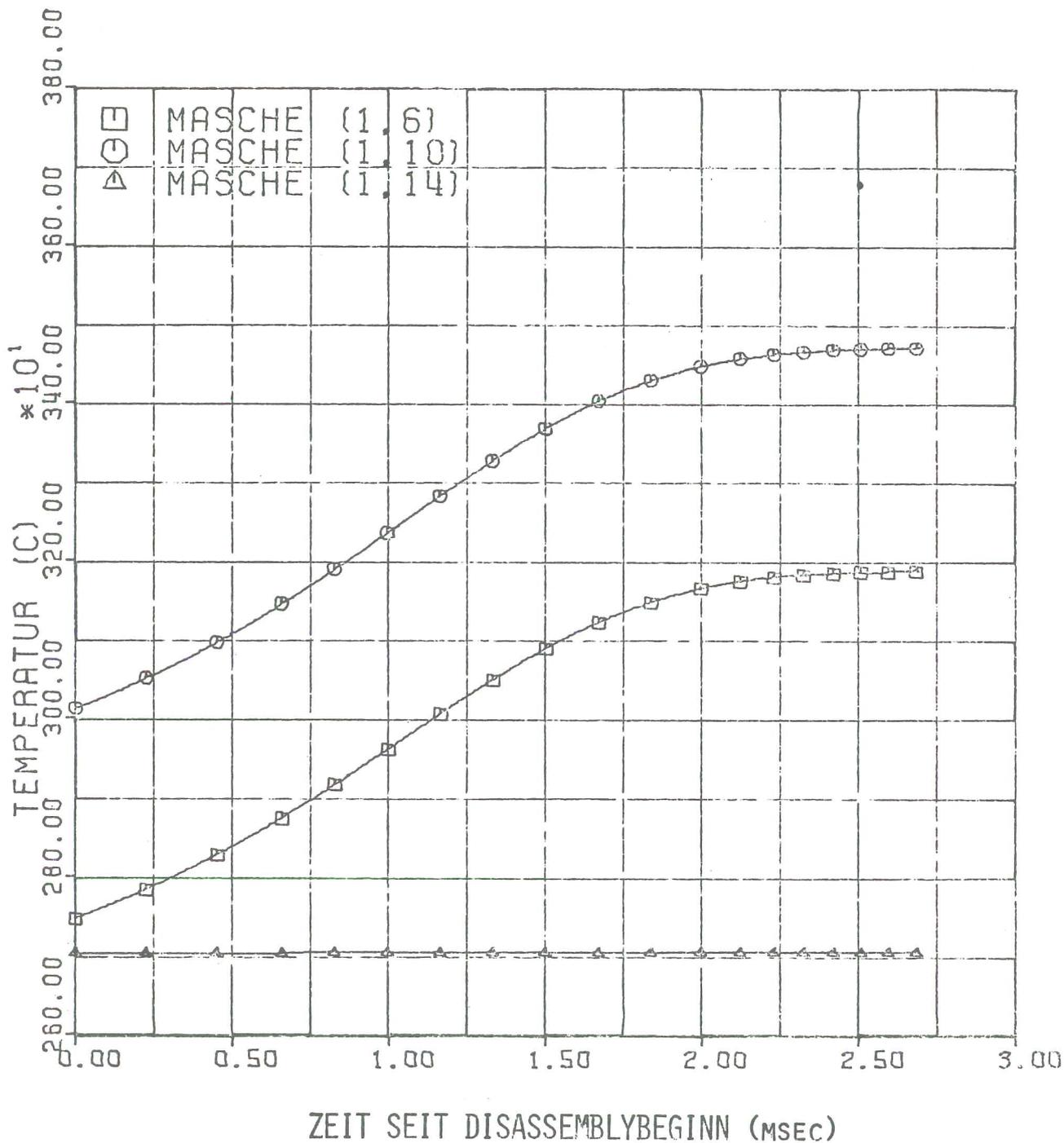
hohe einphasige Drücke bei der BNR auf (BNR-Zeit bei Übergabe ist 0.9 msec). Die Brennstofftemperatur ist sehr hoch und man kommt rasch zu hohen Drücken durch die thermische Ausdehnung des Natriums aufgrund des Brennstoff-Natrium-Wärmeübergangs.

Als Kriterium für Eintritt einer BNR in der Disassemblyphase wird verwendet, daß in einer Maschenzelle der Brennstoff voll aufgeschmolzen vorliegt (KADIS berücksichtigt das Schmelzen exakt, pro Gramm Brennstoff müssen 280 J zugeführt werden, damit der Brennstoff total aufschmilzt). Natriumdampfdrücke sollen Brennstoff erst nach Erreichen der Brennstofftemperatur von  $3330^{\circ}\text{C}$  in Bewegung versetzen können. In Bild 3.2-9 sind die Dampfdruckprofile für 3 verschiedene Maschen im zentralen Kanal, in Bild 3.2-10 die entsprechenden Brennstofftemperaturen dargestellt. Wegen des hohen Natriumdampfvolumenanteils in diesem Kanal werden während der Disassemblyphase keine einphasigen Drücke aufgebaut. Zu Beginn ist die Brennstofftemperatur relativ niedrig (maximal etwa  $3100^{\circ}\text{C}$ ), Natriumdampfdrücke sollen die Bewegung des Brennstoffs aber erst bei Brennstofftemperaturen von  $3330^{\circ}\text{C}$  beeinflussen. Sobald diese Temperatur in der zentralen Masche erreicht ist (ca. 1,3 msec nach Disassemblybeginn), steigt der Druck sprunghaft um zwei Größenordnungen an, da dann der Natriumdampfdruck zugeschaltet wird.

Die Masche (1,14) dicht unterhalb dem oberen Core-Ende wird auch während der Disassemblyphase noch nicht voll aufgeschmolzen; Temperatur und Druck bleiben daher konstant, wie man den Bildern 3.2-9 und 3.2-10 entnehmen kann. Der Brennstoff der Masche (1,6) in der Nähe des unteren aktiven Core-Endes ist zwar bei Disassemblybeginn schon voll aufgeschmolzen und seine Temperatur wächst während der Disassembly an. Wie man Bild 3.2-10 entnimmt, bleibt die Temperatur aber immer unterhalb von  $3200^{\circ}\text{C}$ , so daß in dieser Masche der Natriumdampfdruck nie wirksam wird. Die starke Zunahme des Druckes nach etwa 1,7



**BILD 3.2-9** DRUCKVERLÄUFE IN 3 MASCHEN DES RINGES 1 ALS FUNKTION DER DISASSEMBLYZEIT BEIM 15  $\epsilon$ /SEC RAMPENSTÖRFALL, DIE LAGE DER MASCHEN IM CORE IST IN ABB. 3.2-12 DARGESTELLT (SNR 300 MARK 1A CORE)



**BILD 3.2-10** BRENNSTOFF-TEMPERATURVERLÄUFE IN 3 MASCHEN DES RINGES 1 ALS FUNKTION DER DISASSEMBLYZEIT BEIM 15  $\epsilon$ /SEC RAMPENSTÖRFALL, DIE LAGE DER MASCHEN IM CORE IST IN ABB. 3.2-12 DARGESTELLT. (SNR 300 MARK 1A CORE)

msec ist durch die Wirkung des Natriumdampfdruckes in den benachbarten Maschen, die näher zur Coremittelebene liegen, zu erklären. Es ergibt sich dadurch ein hoher axialer Druckgradient, der das Material der Masche (1,6) zusammendrückt.

Der in Bild 3.2-9 gezeigte totale Druck setzt sich aus dem physikalischen Term (der sich aus den Zustandsgleichungen berechnet) und aus dem pseudoviskosen Term (der nur eingeführt wird, um die numerische Integration zu stabilisieren) zusammen. Dieser pseudoviskose Druckterm bewirkt eine Verschmierung von hohen Druckdifferenzen auf mehrere Maschen und hat keine direkte physikalische Bedeutung. Die erwähnte Druckzunahme ab 1,7 msec in Masche (1,6) ist durch diesen pseudoviskosen Druckterm gekennzeichnet. Wie man Bild 3.2-9 entnimmt, bleibt der Wert des pseudoviskosen Druckes aber immer wesentlich unter dem des Natriumdampfdruckes (in der BNR-Zone ist der Wert des Natriumdampfdruckes in allen Maschen des Ringes 1 derselbe!).

Ganz anders ist das Verhalten in den heißesten Zonen der Ringe 10 und 11, die in der zweiten Corezone liegen. Der erste einphasige Druckpeak in Masche (10,10) tritt schon 0.3 msec nach Disassemblybeginn auf (vgl. Bild 3.2-11). Solche einphasigen Peaks führen rasch zu einer Bewegung des Reaktormaterials, da zumindest die radialen Nachbarn zu diesem Zeitpunkt keine hohen Drücke aufweisen (dort ist noch keine BNR initiiert) und die Druckgradienten entsprechend groß werden. Auch während der Disassemblyphase wird in diesen Ringen keine BNR initiiert. Der erste einphasige Druckpeak von Masche (10,10) führt daher sehr rasch zu einer Verdichtung der benachbarten, radialen Maschen, z. B. (11,10), und damit auch zu einem Druckaufbau. Das in Bild 3.2-11 dargestellte Druckprofil der Masche (11,10) hat aber in der ersten Millisekunde nach Disassemblybeginn nur pseudoviskosen Charakter, d. h. der pseudoviskose Druckterm ist wesentlich größer als der wirksame Brennstoffdampfdruck. Dies wird deutlich, wenn man in Bild 3.2-11 den Zeitpunkt des star-

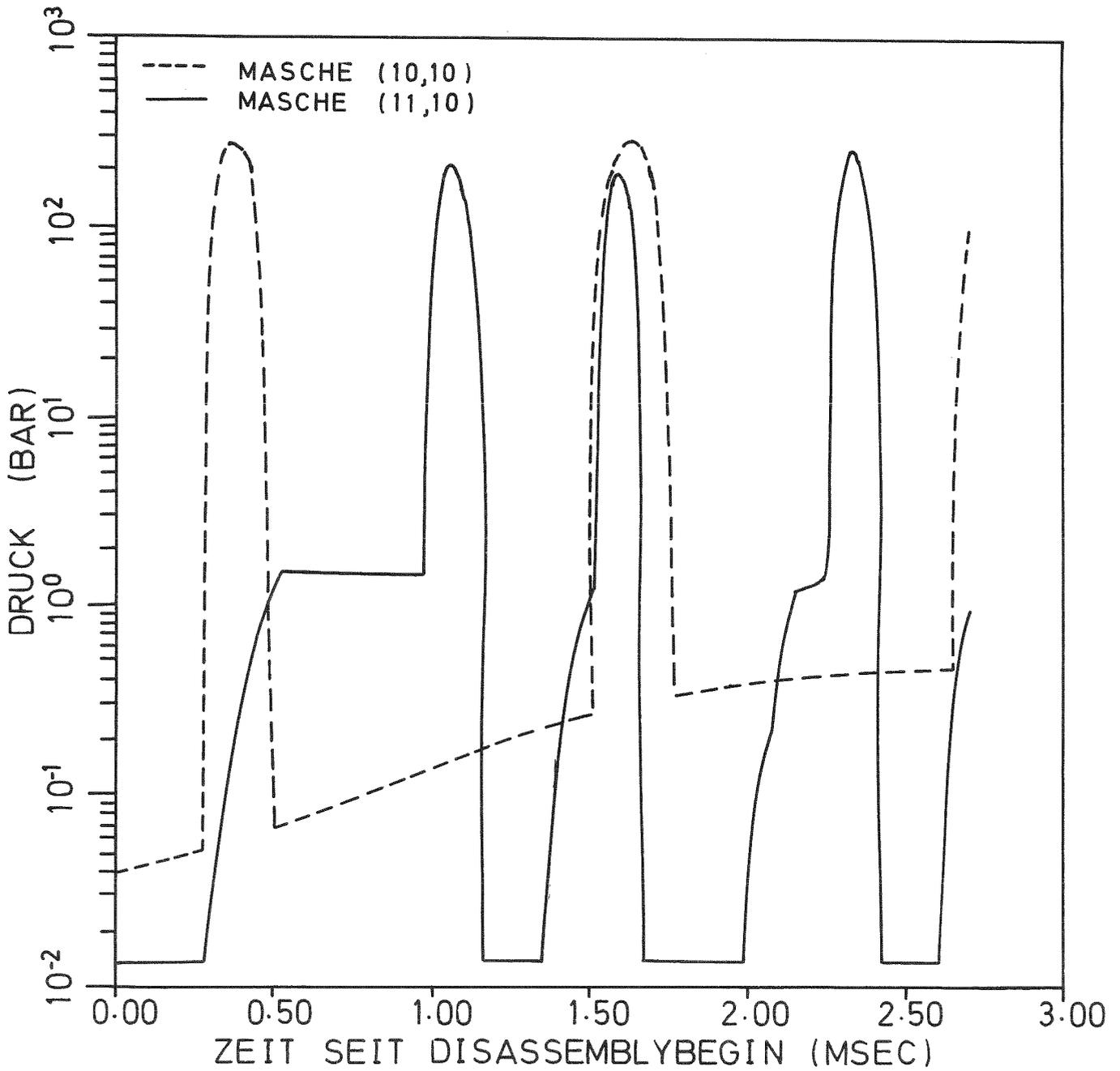
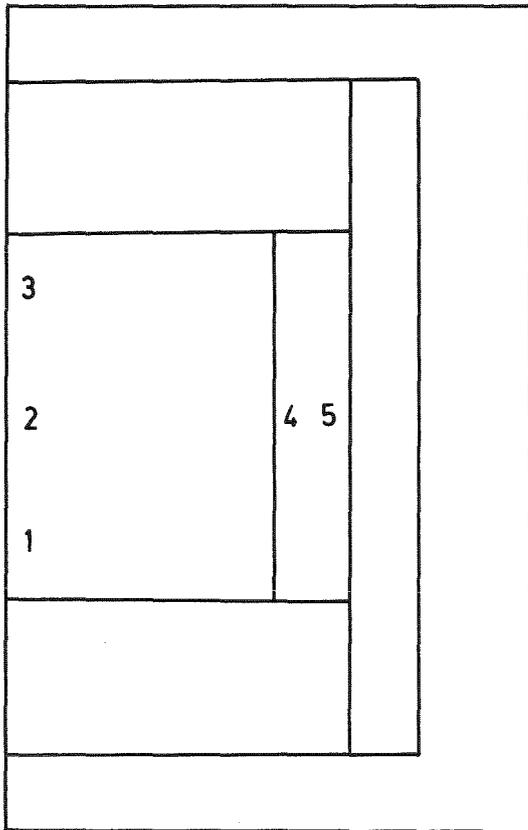


BILD 3.2-11 DRUCKVERLÄUFE IN ZWEI MASCHEN DES RINGES 10 UND 11 ALS FUNKTION DER DISASSEMBLY-ZEIT BEIM 15  $\epsilon$ /SEC RAMPENSTÖRFALL. DIE LAGE DER MASCHEN IM CORE IST IN BILD 3.2-12 DARGESTELLT.



- 1 Masche (1,6)
- 2 Masche (1,10)
- 3 Masche (1,14)
- 4 Masche (10,10)
- 5 Masche (11,10)

BILD: 3.2-12 LAGE DER MASCHEN IM CORE, FÜR DIE DRUCK- UND TEMPERATURVERLÄUFE ANGEZEIGT WERDEN.

ken Abflachens des Druckprofils betrachtet. Das Plateau beginnt genau nach dem Auslaufen des einphasigen Druckpeaks in Masche (10,10). Da kein starker Druckgradient mehr zu diesem Zeitpunkt besteht, wird das Material der Masche (11,10) nicht weiter beschleunigt. Der pseudoviskose Druck, der ja quadratisch von der Geschwindigkeit der Volumenkompression abhängig ist, wird dann ebenfalls konstant bleiben. Erst etwa 1 msec nach Disassemblybeginn wird das Material der Masche (11,10) so weit verdichtet, daß ein einphasiger Druckpeak möglich wird. Nach Druckentlastung durch Expansion wird der nächste Peak in Masche (11,10) allerdings früher aufgebaut als in Masche (10,10). Man kann daraus folgern, daß dieser zweite Verdichtungsstoß in Masche (11,10) nicht nur von der Masche (10,10), sondern auch von anderen (benachbarten) Maschen des Ringes 10 verursacht wird.

Der Disassembly-Vorgang wird durch die einphasigen Druckpulse des Ringes 10 stark beeinflusst, das Material der benachbarten Ringe 11 (und ebenso 9) wird zusammengedrückt. Die entstehenden Verformungen führen zu starken Reaktivitätsrückwirkungen, die für das nukleare Abschalten verantwortlich sind. Durch die früh freiwerdende Disassembly-Reaktivität wird der Leistungsanstieg sehr schnell begrenzt - nach 1 msec ist bereits das Maximum erreicht - wie Abb. 3.2-8 zeigt. Der Energieaufbau ist daher sehr beschränkt. Die Tab. 3.2-1 gibt Auskunft über die Disassembly-Resultate. (Die kurze Disassembly-Zeit von 2.67 msec gibt einen ersten Hinweis darauf, daß die Vernachlässigung der Brennstoffabkühlung für gewisse Phänomene, wie z. B. die Dopplerrückwirkung und den Druckaufbau, wenig ausmacht!).

Während des Disassembly-Vorganges schmelzen nur 37 % des Cores zusätzlich auf; die Energie im geschmolzenen Brennstoff beträgt 1182 MWsec am Disassembly-Ende. Abb. 3.2-13 zeigt das verzerrte Maschennetz am Ende der Disassemblyphase. Am Ende der Disassemblyphase stammen 92 % der Disassembly-Reaktivität aus der zweiten Corezone. Sie resultieren im besonderen aus der Verbiegung von Ring 11. Die radiale Expansion von Ring 10

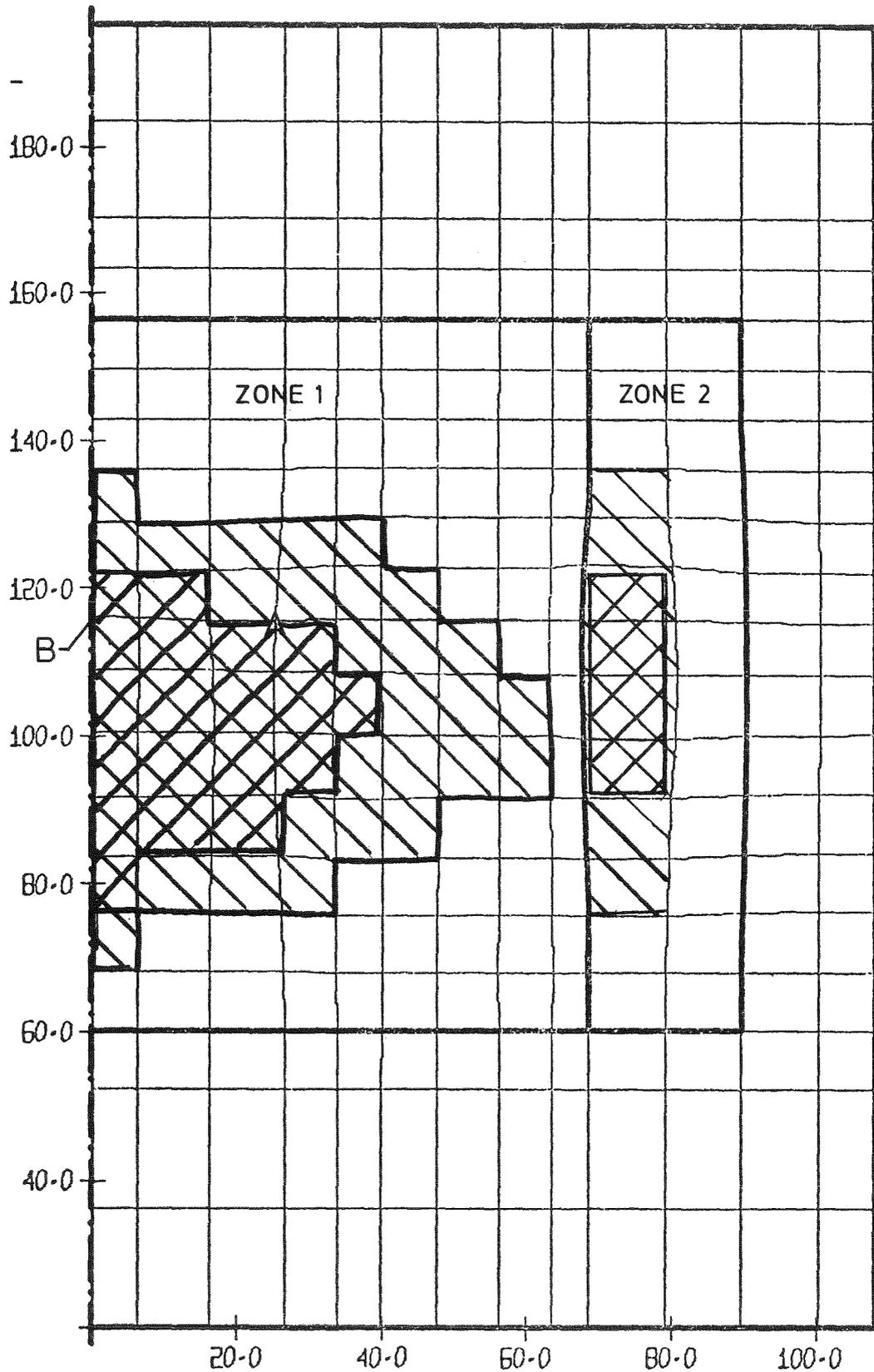


BILD 3.2-13 VERZERRTES MASCHENNETZ AM ENDE DER DISASSEMBLY-PHASE BEIM 15 g/SEC RAMPENSTÖRFALL (PUNKT A HAT DIE MAXIMALE RADIALE GESCHWINDIGKEIT VON -13.9 M/SEC, PUNKT B DIE MAXIMALE AXIALE GESCHWINDIGKEIT VON 13.6 M/SEC)



BRENNSTOFF VOLLSTÄNDIG AUFGESCHMOLZEN BEI DISASSEMBLY-BEGINN



BRENNSTOFF VOLLSTÄNDIG AUFGESCHMOLZEN AM DISASSEMBLY-ENDE.

ist besonders stark, da in Ring 9 und 11 wegen der geringen Leistung noch keine BNR stattfindet. Ring 9 kann aber reaktivitätsmäßig weniger stark wirksam werden wie Ring 11, da die Wertkurven wesentlich flacher sind und das beteiligte Volumen kleiner ist.<sup>x</sup> Ring 2, der heißen Natriumdampf enthält und ebenfalls radial und axial expandiert während der Disassembly, liefert hingegen nur einen geringen Beitrag zum Disassembly-Feedback. Die maximale axiale Geschwindigkeit von 13,6 m/sec wird im Kanal 1 an der oberen Grenzfläche, an der Brennstoff von Natriumdampf bewegt werden kann, erreicht. Radial wird die höchste Geschwindigkeit an der Grenzfläche zwischen Kanal 3 und 4 erreicht: - 13,9 m/sec. In Kanal 4 werden hohe einphasige Drücke aufgebaut, während Kanal 3 während der Disassemblyphase im Zweiphasenbereich bleibt. An dieser Grenze treten Implosionen auf, deren Auswirkungen jedoch reaktivitätsmäßig durch die dominierenden Expansionsrückwirkungen kompensiert werden, wie in Abschnitt 3.3.4.3 diskutiert wird.

Die Analyse des Leistungsstörfalls wurde bei diesem Basisfall ebenso wie bei den anderen noch zu diskutierenden Leistungsstörfällen unter der Annahme durchgeführt, daß sämtliche Brennstäbe in den verschiedenen Bündeln, die durch einen Kanal repräsentiert werden, gleichzeitig versagen. Die thermische Reaktion des ausgespritzten Brennstoffs mit dem Natrium führt zum gleichzeitigen Voiden des Kernbereiches und damit zu den diskutierten prompt kritischen Exkursionen. Reaktivitätsrückwirkung durch Brennstoffausspritzung und -transport im Kühlkanal (Brennstoffausschwemmung), wie sie etwa im HOPE-Modell beschrieben werden, wurden vernachlässigt. Das ist insbesondere bei den angenommenen

---

<sup>x</sup>Einige radiale und axiale Traversen durch die wichtigen Bereiche der ersten und zweiten Corezone sind im Anhang 7.1.3 dargestellt.

milden Leistungsstörfällen und bei Brennstabversagen in Core-Mitte ein sehr konservatives Vorgehen. Schon bei geringen Versagensinkohärenzen der Stäbe verschiedener Brennelemente, die durch einen charakteristischen Kühlkanal repräsentiert werden, treten Kompensationseffekte positiver und negativer Reaktivitätsrückwirkungen auf. Dabei werden die Ausschwemmreaktivitäten des Brennstoffes von früh versagenden Stäben so stark negativ, daß sie die positiven Ausspritz-Rückwirkungen, die sich nach dem Versagen der restlichen Stäbe ergeben, überwiegen.

Abschätzungen /66/ zeigen, daß die Versagensinkohärenz (ein Maß dafür ist die Standardabweichung vom mittleren Versagenszeitpunkt) beim 15  $\phi$ /sec Rampenstörfall schon bei Annahme kleiner statistischer Schwankungen in der Versagensschwelle (z. B. einem  $\sigma$  von 5 % in der Versagensschmelzfraktion) um etwa eine Größenordnung über der zum Ausschwemmen nötigen charakteristischen Zeitspanne liegen. Selbst bei dem postulierten Versagen der Brennstäbe in Core-Mitte würde der Reaktor daher bei einem milden Störfall abgeschaltet werden, wenn die Versagensinkohärenzen und Brennstofftransportrückwirkungen durch hydraulisches Brennstoffausschwemmen berücksichtigt werden.

### 3.3 Der Einfluß von wichtigen Parametern auf den Verlauf des Leistungsstörfalles

---

Für die quantitative Festlegung von Modellparametern existieren experimentell ermittelte Werte mit den üblichen Streubereichen /27, 33/. Es müssen daher Sensitivitätsstudien durchgeführt werden, um den Einfluß wichtiger Parameter näher kennenzulernen.

Wir untersuchen Auswirkungen von Parametervariationen in der Einleitungs- und Kernzerlegungsphase und betrachten insbesondere die Einflüsse von:

- Einleitungsrampen  
Basisfall: 0.15 \$/sec  
Variationen: 0.5 \$/sec und 5 \$/sec
  
- Brennstabversagenskriterien  
Basisfall: 60 % Brennstoffschmelzfraktion  
Variationen: 50 % Brennstoffschmelzfraktion  
70 % Brennstoffschmelzfraktion
  
- Reaktivitätskoeffizienten  
Basisfall: unveränderte Doppler- und Natriumvoidkoeffizienten  
Variationen: 120 % Dopplerkoeffizient  
130 % Voidkoeffizient
  
- Parametern der Kernzerlegungsphase. Diese Parameter beziehen sich auf die BNR-Modellierung und die Unterdrückung radialer Bewegung zur Simulation intakter Brennelementkästen.

### 3.3.1 Einfluß der Rampensteilheit

Höhere Einleitungsrampen als die 15  $\phi$ /sec-Rampe des Basisfalls sind denkbar, aber relativ unwahrscheinlich /59/. Es wurden Auswirkungen dreier verschiedener Einleitungsrampen auf den Störfallverlauf verglichen. Dies waren 5  $\$/sec$ , 50  $\phi$ /sec und die Rampe des Basisfalls von 15  $\phi$ /sec. Der relativ hohe Wert von 5  $\$/sec$  wurde untersucht, um den Anschluß an frühere Untersuchungen /3,7/ herzustellen. Die Ergebnisse sind in den Bildern 3.3.1-1 bis 3.3.1-8 und in Tabelle 3.3.1-1 zusammengefaßt.

Mit zunehmender Steilheit der Einleitungsrampe tritt ein früheres und kohärenteres Versagen der Kanäle auf höherem Leistungs- und Reaktivitätsniveau ein. Charakteristisch für die hohen Rampen ist eine stärker adiabatische Aufheizung des Brennstoffs und dadurch eine radial flachere Temperaturverteilung im Brennstab am Versagenspunkt. Bei gleicher Schmelzfraktion ist die mittlere Brennstofftemperatur und damit der Energiegehalt des Brennstoffs kleiner.<sup>1</sup> Für steilere Einleitungsrampen ist bei dem verwendeten Versagenskriterium bis zum Einsetzen von Core-Disassembly daher nach BNR-Beginn noch mehr Energie aufzubringen. Diese Energie kann aber aufgrund des höheren Leistungsniveaus am Versagenspunkt und wegen der größeren Versagenkohärenz in kürzeren Zeiträumen freigesetzt werden, so daß Core-Disassembly auch relativ zum Versagenspunkt bei steileren Einleitungsrampen früher eintritt. Bild 3.3.1-1 vergleicht die Leistungsverläufe der drei Fälle als Funktion

---

<sup>1</sup> Die Schmelzzonen sind außerdem mit zunehmender Rampensteilheit axial weniger ausgedehnt und die mittlere Temperatur der Schmelze nimmt i. a. ab. Die bei steileren Rampen schnellere Brennstoffaufheizung erlaubt nur eine geringe Wärmeabfuhr an das Kühlmittel und führt zu niedrigeren Kühlmitteltemperaturen am Versagenspunkt. Insgesamt ergeben sich dadurch bei zunehmender Steilheit der Einleitungsrampe etwas mildere BNR's.

Tabelle 3.3.1-1 Einfluß der Einleitungsrampe auf den Verlauf des Rampenstörfalls im MIA Core  
des SNR 300

		Dimension	0.15 $\$/sec$ Fall R1	0.5 $\$/sec$ Fall R $\phi$	5 $\$/sec$ Fall RV
BNR-Beginn (Kanal 1)	Versagenszeit von Kanal 1	sec	6.7	2.44	0.30
	Normierte Leistung	-	5.3	12.0	91.4
	Netto-Reaktivität	$\$$	0.5	0.76	0.97
	Anfangstemperatur der Schmelze	K	3640	3480	3080
	Brennstoff-Natrium Massenverhältnis	-	6	5.6	4.1
Versagenssequenz	Kanäle	-	1,2,3,10,4	1,2,3,10,4,5,6	1,2,3,10,4,5,6,7
Disassembly- beginn	Zeit	sec	6.78	2.47	0.31
	BNR-Zeit	msec	83	28	9
	Normierte Leistung	-	399	636	1009
	Gegenüber SS im UO <sub>2</sub> gespeicherte Energie	MWsec	4400	4400	4280
	Anteil gespeicherter und freigesetzter Energie	%	34	57	86
	Maximale volumengemittelte Brennstofftemperatur	K	3540	3510	3450
	Netto Reaktivität und Rampe	$\$ \$/sec$	1.081 15.3	1.084 26.7	1.114 21.7
	Doppler Reaktivität und Rampe	$\$ \$/sec$	.727 -25.1	-0.737 -34.4	-0.747 -51.9
Void Reaktivität und Rampe	$\$ \$/sec$	.759 40.3	0.580 60.6	0.326 68.6	
Disassembly- ergebnisse	Dauer der Disassemblyphase	msec	2.67	2.23	2.342
	Maximaler Druck	bar	655	1389	2586
	Energie des geschmolzenen Brennstoffs	MWsec	1182	1392	2288
	Mittlere Temperatur	K	3162	3221	3495
	Anteil des geschmolzenen Kernbrennstoffs	%	57	62	78

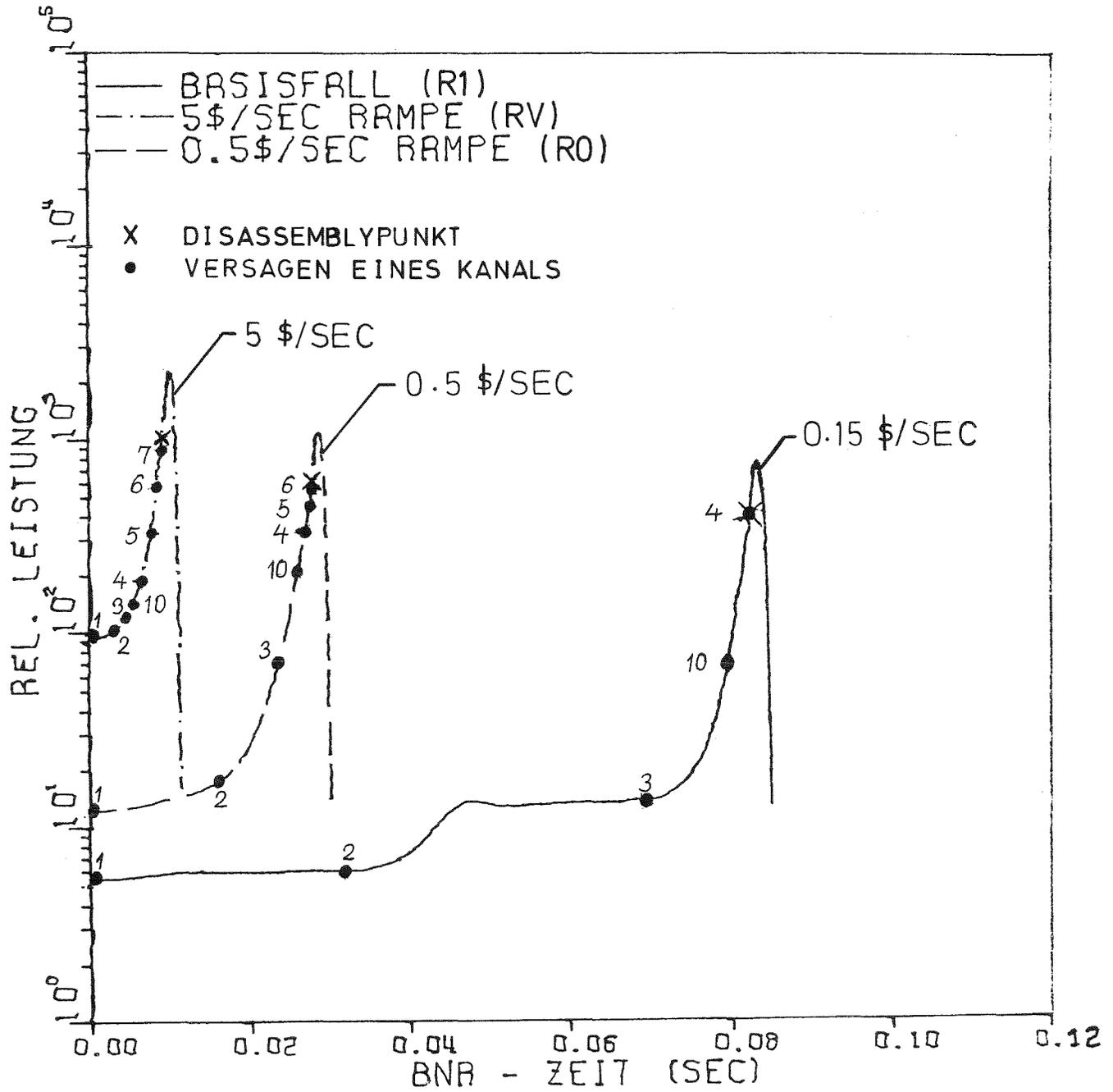


BILD 3.3.1-1 LEISTUNGSVERLAUF NACH BNR-BEGINN BEI VERSCHIEDEN STARKEN EINLEITUNGRAMPEN (FALL RV, R0, R1)

	BNR-BEGINN
5 \$/SEC	0.298 SEC
0.5 \$/SEC	2.440 SEC
0.15 \$/SEC	6.695 SEC

der Zeit nach dem ersten Brennstabversagen. Mit zunehmender Einleitungsrampe steigt die Leistung nach dem Versagen immer rascher an. Einmal führt die weitere Reaktivitätszuführung auf höherem Anfangsniveau der Netto-Reaktivität zu rascheren Leistungserhöhungen, zum anderen ergibt sich wegen der durch die Leistung bedingten höheren Schmelzrate auch eine dichtere Versagensfolge der Kanäle, die wiederum stärker positive Void-Reaktivitätsrampen hervorruft. Als Folge des rascheren Leistungsanstiegs bei noch relativ kleinem Energiegehalt des Brennstoffs ergeben sich mit zunehmender Einleitungsrampe stärkere Leistungsüberhöhungen bei Disassemblybeginn, außerdem haben mehr Kanäle bei Disassemblybeginn versagt.

Aufgrund der Rückwirkungseffekte ist ein stärkeres Core-Voiden bei hohen Einleitungsrampen innerhalb der intakten Core Geometrie unmöglich. Bild 3.3.1-2 vergleicht den Voidzustand des Cores bei Disassemblybeginn. Die Phasengrenzen haben sich bei der 5 \$/sec Rampe nur wenig gegenüber der ursprünglichen Rißzone verschoben. Das gewählte Versagenskriterium der Brennstäbe (Versagensschmelzfraktion 60 %, Rißlänge 14 cm) bewirkt, daß der Riß bei allen verwendeten Einleitungsrampen und für alle versagenden Kanäle nahe der Core-Mittelebene auftritt. Das Ausspritzen des Brennstoffes und die anschließende Austragung von Brennstoff (sogenannter sweep out), die in CAPRI-2 zumindest reaktivitätsmäßig nicht simuliert werden können, haben für die betrachteten Einleitungsrampen, wie HOPE Rechnungen zeigen, bei der erwähnten Rißlage anfangs i. a. einen positiven und etwa 15 - 20 msec nach dem Brennstabversagen einen negativen Reaktivitätseffekt, der den anfänglichen positiven sehr rasch überwiegt. Wie schon bei der Diskussion des

Basisfalls erwähnt wurde, können diese Brennstofftransportrückwirkungen sich bei milden Einleitungsrampen durch die Inkohärenz zwischen dem Versagen der einzelnen Elemente so überlagern, daß sie den Reaktor abschalten, ohne daß es dabei zu prompt kritischen Exkursionen kommt. Abschätzungen zeigen jedoch /66/, daß dieser Effekt, der auch bei der 50  $\phi$ /sec Einleitungsrampe rasch zum nuklearen Abschalten führen würde, bei der steilen Einleitungsrampe von 5  $\phi$ /sec kaum noch zum Tragen kommt, da die Versagenssequenzen auf hohem Leistungsniveau sehr viel kohärenter sind. (Generell verliert der sog. "sweep out" Effekt bei Versagen in Kern-Mitte mit höheren Einleitungsrampen an Bedeutung.) Vernachlässigt man die Versagensinkohärenzen und nimmt gleichzeitiges Versagen aller Stäbe eines Kanals in der Kern-Mitte an, so wie es bei diesen Simulationen durchgeführt wurde, dann würde er selbst bei der 50  $\phi$ /sec Einleitungsrampe reaktivitätsmäßig kaum wirksam werden, denn die BNR Zone des reaktivitätsmäßig wichtigen Kanals 2 hat die Grenzen der aktiven Core Zone am Disassemblypunkt noch nicht verlassen, Brennstoff kann daher noch nicht aus dem Core Bereich geschwemmt worden sein. Bei der 5  $\phi$ /sec Einleitungsrampe ist ein noch kleinerer Teil des Cores am Umschaltpunkt gevoidet und die möglichen Brennstoffverschiebungen sind vor Disassemblybeginn noch kleiner. Die Phase 2 wurde nur in den ersten beiden Kanälen erreicht. Die in Tabelle 3.3.1-1 angegebene Voidreaktivität am Disassemblypunkt hat daher im Fall RV ihren niedrigsten Wert. Wegen der größeren Versagenskohärenz wächst sie jedoch mit der steilsten Rampe.

5  $\delta$ /SEC  
FALL RV

0.5  $\delta$ /SEC  
FALL RO

0.15  $\delta$ /SEC  
FALL R1

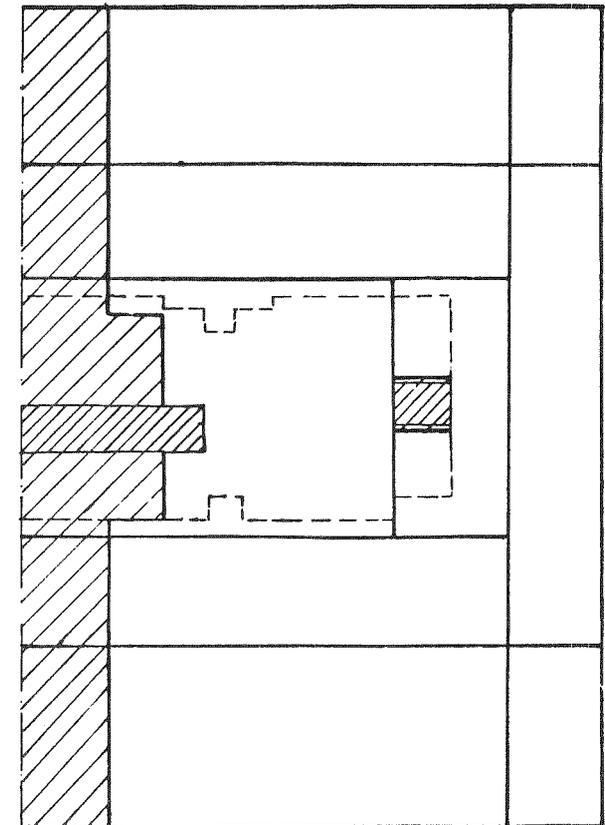
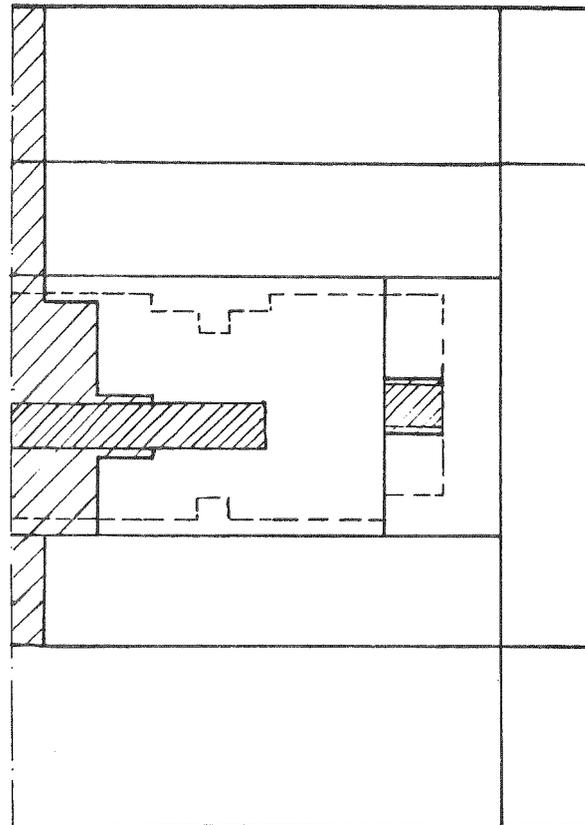
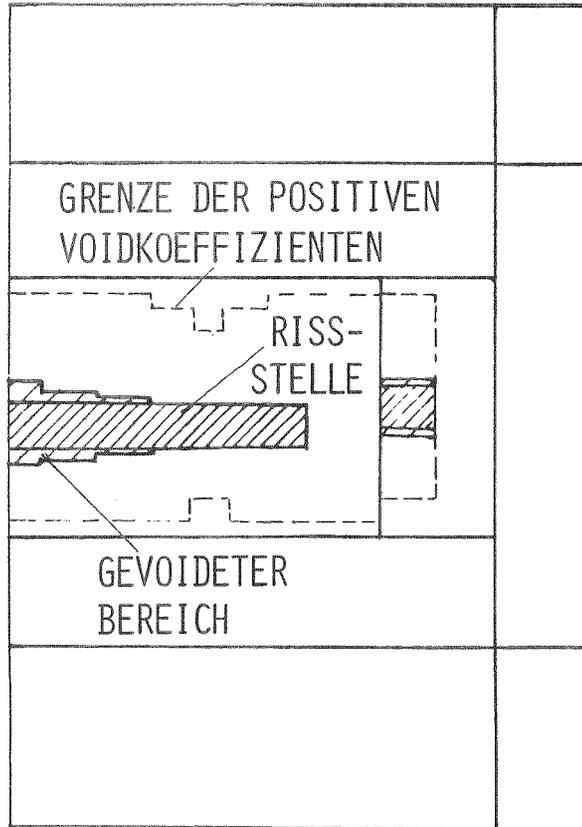


BILD 3.3.1-2

EINFLUSS DER EINLEITUNGSRAMPE BEIM LEISTUNGSSTÖRFALL AUF DEN  
VOIDZUSTAND DES CORES BEI DISASSEMBLYBEGINN (SNR 300 M1A CORE)

Der unterschiedliche Voidzustand hat auch Rückwirkungen auf die Dopplerreaktivität, da sich der Dopplerkoeffizient mit zunehmendem Voidanteil betragsmäßig verkleinert. Die Änderungsrate der Dopplerreaktivität wird jedoch in erster Linie durch die Leistungsüberhöhung bestimmt.

Durch die schnellere Aufheizung, die bei steileren Einleitungsrampen entsteht, kommt es zu einer radial gleichmäßigeren Erhöhung der Brennstofftemperatur, die im Grenzfall zu einer adiabatischen Aufheizung führt. Wie Tabelle 3.3.1-1 zeigt, bleibt mit zunehmender Einleitungsrampe ein immer größerer Anteil der freigesetzten Energie im Brennstoff gespeichert. Bild 3.3.1-3 vergleicht die radialen Temperaturprofile des maximal beheizten Segments bei Disassemblybeginn. Man erkennt, daß die Temperaturen mit zunehmender Steilheit der Einleitungsrampe in den äußeren Bereichen des Pellets höher, in den inneren hingegen niedriger werden. Der Energiegehalt des betrachteten Segments ist in allen Fällen gleich, da er als Disassemblykriterium verwendet wird. Mit zunehmender Steilheit der Einleitungsrampe wird er bei kleineren volumengemittelten Temperaturen erreicht, da die äußeren Pelletbereiche schon bei niedrigeren Mitteltemperaturen in den Schmelzbereich kommen.

Die Disassemblyphase wird bei den hier betrachteten Fällen mit zunehmender Einleitungsrampe kürzer. In den Bildern 3.3.1-4 bis 3.3.1-5 sind die Druckverläufe von Maschen in der Coremittelebene dargestellt. In der zentralen Masche wird nur beim 5 g/sec-Fall der einphasige Zustand erreicht, in den anderen Fällen herrscht nach Erreichen der Schwelltemperatur 3330°C des Brennstoffs der (konstante) Natriumdampfdruck. Bild 3.3.1-5 zeigt schließlich die Druckverläufe in der Coremittelebene des Kanals 10, dem ersten Ring in der zweiten Corezone. Der 15 g/sec- und der 50 g/sec-Fall bauen den ersten Druckpeak fast zur gleichen Zeit auf, der 50 g/sec-Fall allerdings etwas früher. Die Erklärung liegt hier darin, daß in diesem Fall das Natrium bereits heißer ist, eine wirksame Ausdehnung des Natriums aber noch nicht stattgefunden hat. Bild

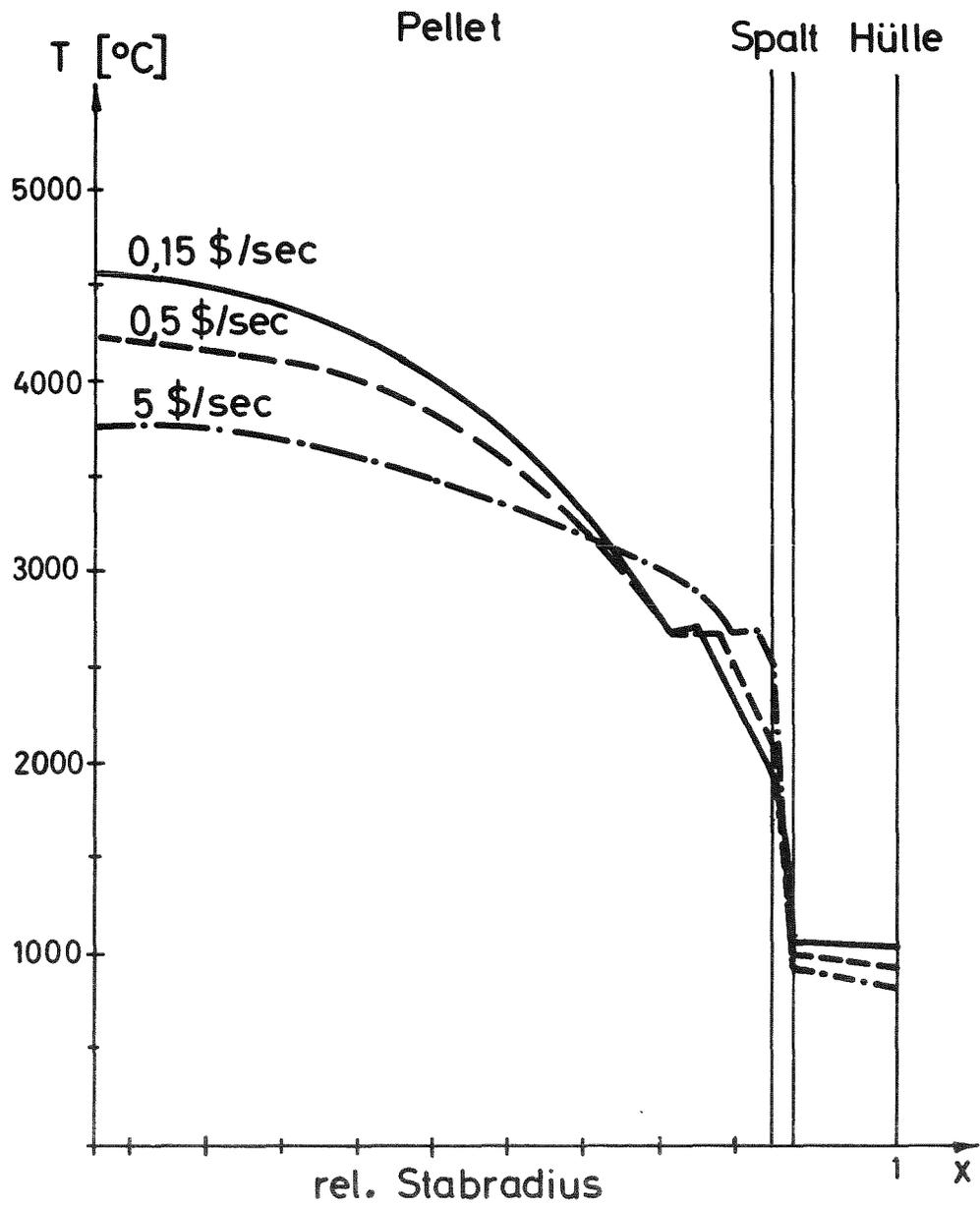


BILD 3.3.1-3

Einfluß der Einleitungsrampe auf  
Temperaturprofil des heißesten Nodes  
am Disassemblypunkt (SNR 300 M1A Core)

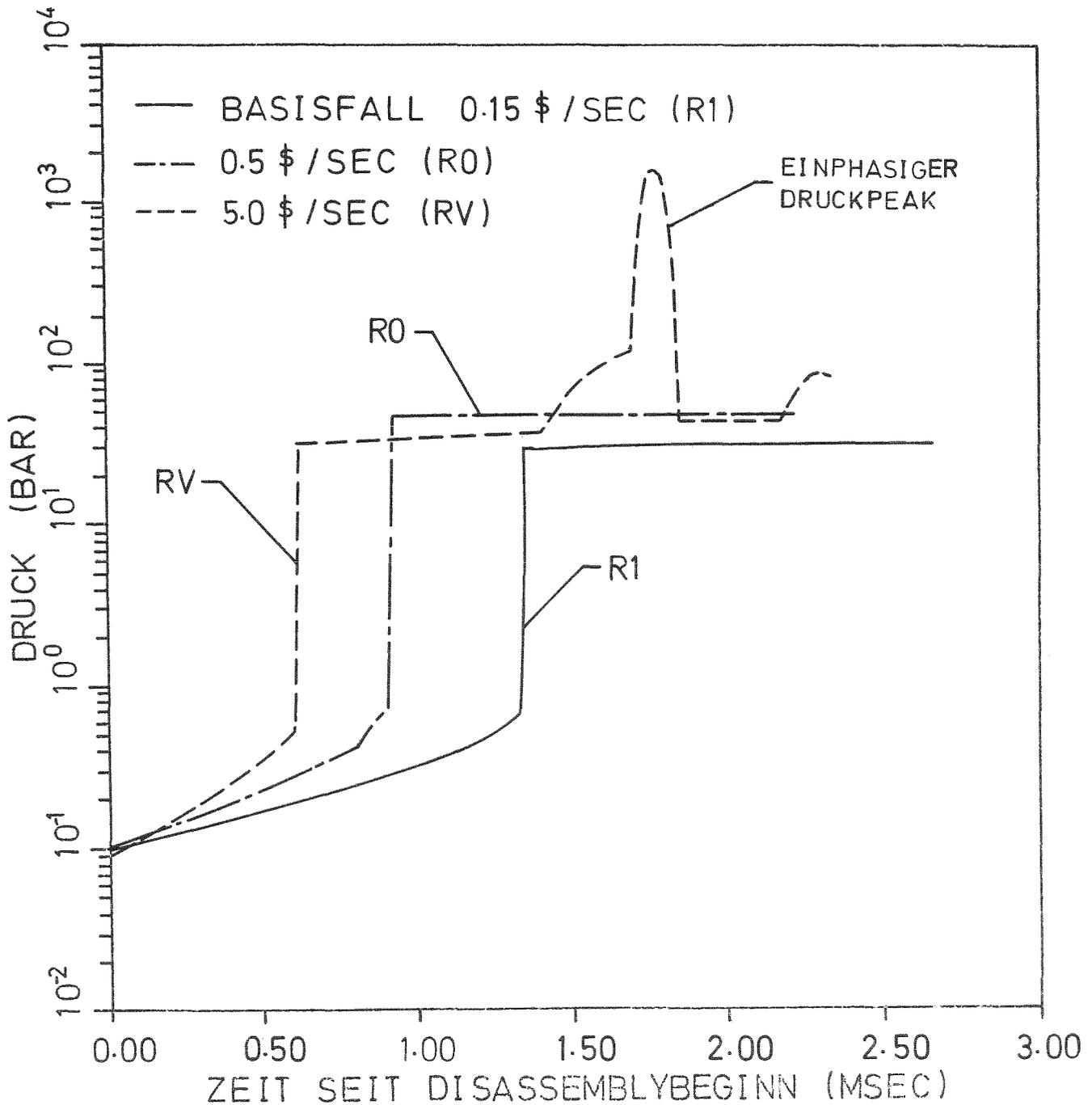


BILD 3.3.1-4 DRUCKVERLÄUFE WÄHREND DER DISASSEMBLYPHASE IN DER ZENTRALEN MASCHKE FÜR DIE EINLEITUNGSRAMPEN 0,15 \$/SEC, 0,5 \$/SEC UND 5 \$/SEC. DEN DRUCKSPRÜNGEN IN DEN DREI KURVEN ENTSPRICHT DAS ZUSCHALTEN DES NATRIUMDAMPFDRUCKES BEI EINER BRENNSTOFFTEMPERATUR VON 3330°C, NUR DER 5 S/SEC-FALL BAUT EINEN EINPHASIGEN DRUCKPEAK (WEGEN DES NOCH HOHEN NATRIUMGEHALTES IN DIESEM KANAL) AUF.

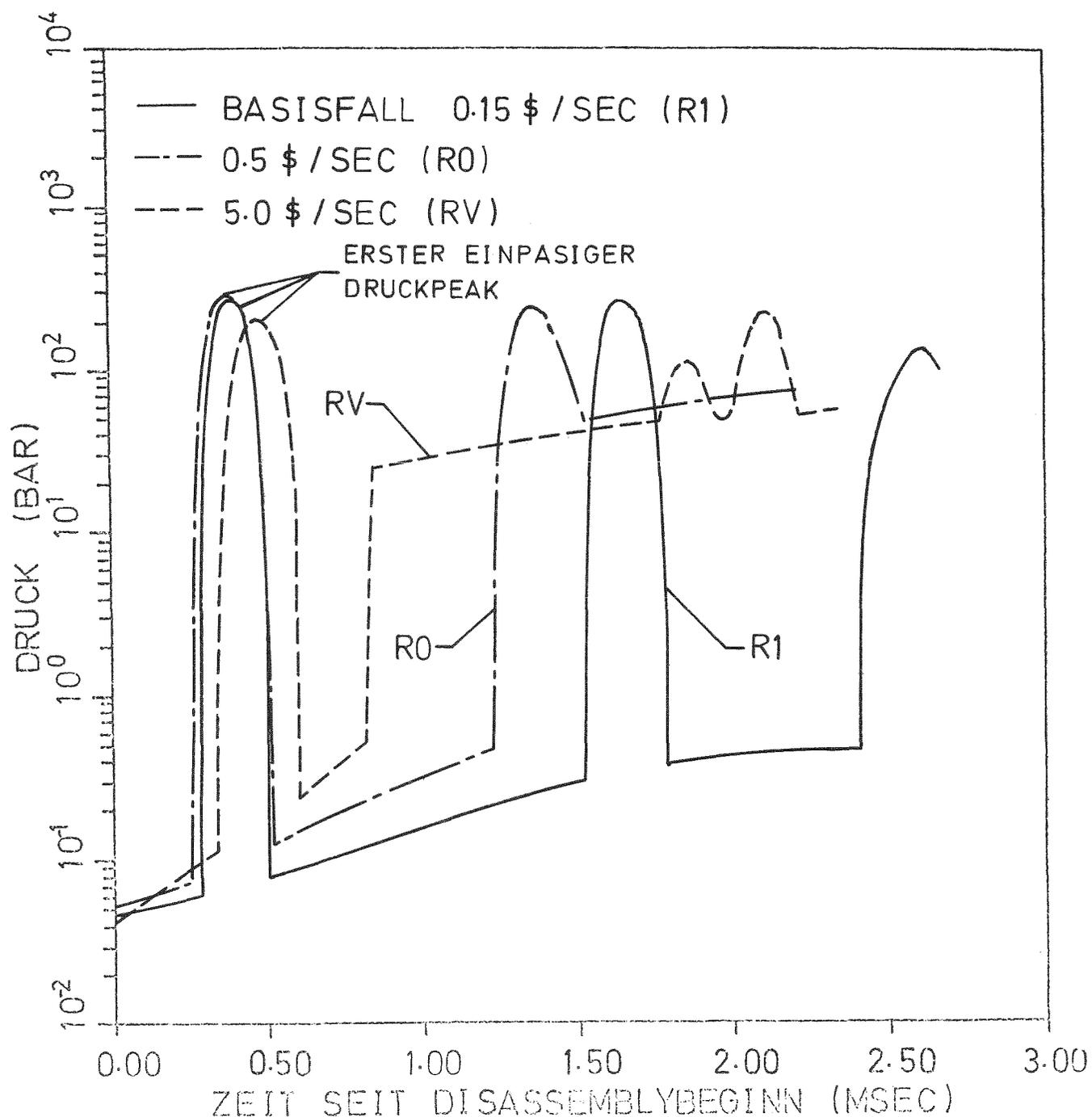
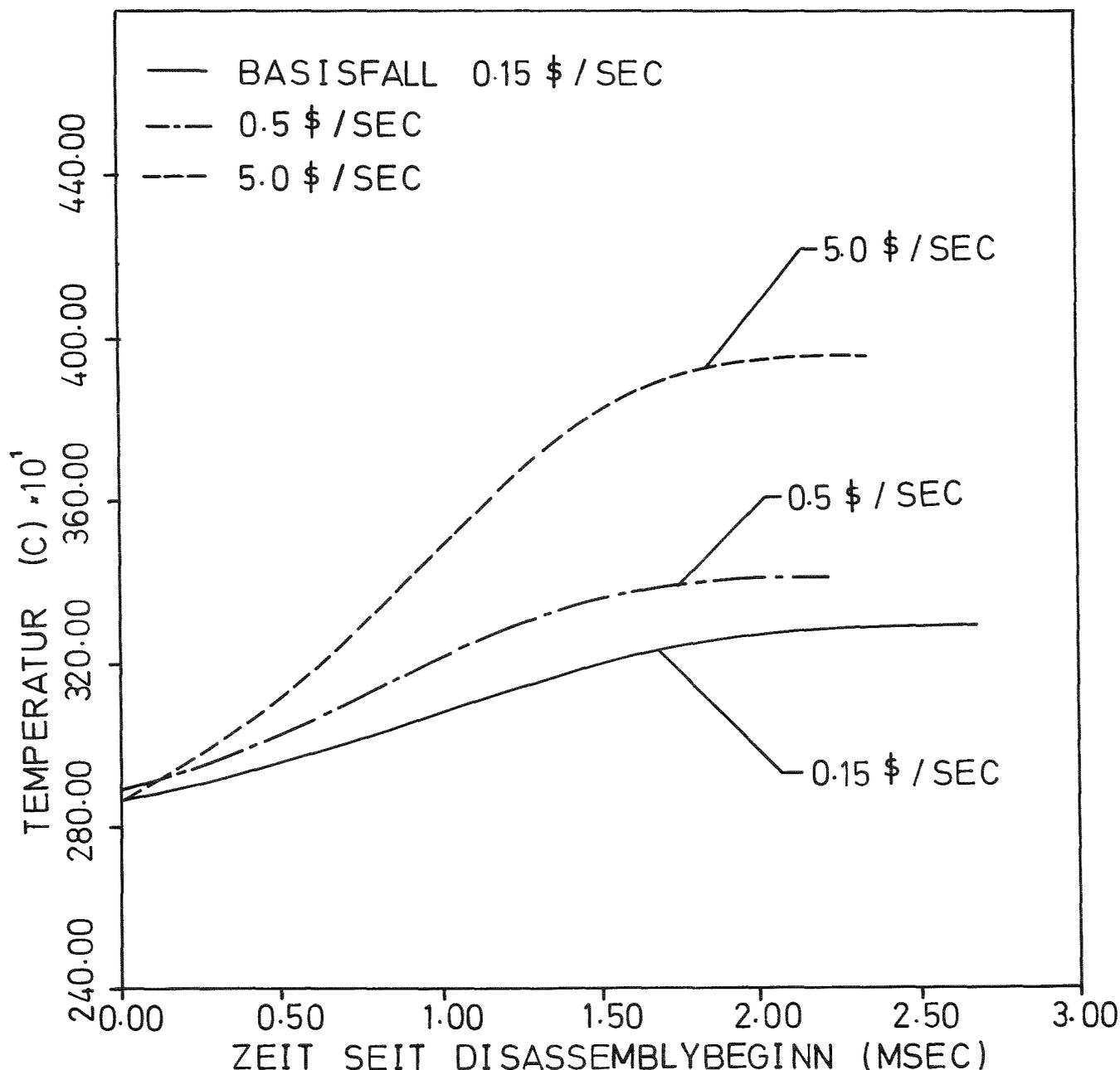


BILD 3.3.1-5. DRUCKVERLÄUFE WÄHREND DER DISASSEMBLYPHASE IN DER COREMITTELEBENE DES RINGES 10 (ZWEITE COREZONE) FÜR DIE FÄLLE MIT 0,15 \$/SEC, 0,5 \$/SEC UND 5 \$/SEC EINLEITUNGSRAMPE. DER ERSTE EINPHASIGE DRUCKPEAK WIRD IM 5 \$/SEC-FALL SPÄTER ERREICHT, COREMATERIAL DAHER AUCH SPÄTER BESCHLEUNIGT ALS IN DEN ZWEI ANDEREN FÄLLEN.



**BILD 3.3.1-6** BRENNSTOFFTEMPERATUR VERLÄUFE IN DER DISASSEMBLYPHASE IN DER COREMITTELEBENE VON RING 10 (ZWEITE COREZONE) FÜR DIE FÄLLE MIT 0.15 \$/SEC, 0.5 \$/SEC UND 5 \$/SEC EINLEITUNGSRAMPE. WEGEN DER HOHEN TEMPERATUREN IST IM 5 \$/SEC-FALL DIE THERMISCHE BRENNSTOFFAUSDEHNUNG FÜR DEN EINPHASIGEN DRUCKAUFBAU WESENTLICH (VGL. BILD 3.3.1-5).

3.3.1-6 schließlich zeigt, daß nur im 5  $\text{g}/\text{sec}$ -Fall die Brennstofftemperatur der zentralen Masche so stark ansteigt, daß durch thermische Ausdehnung des Brennstoffs ein wesentlicher Beitrag zum einphasigen Druckaufbau geleistet wird.

Die Abschaltwirkung durch Materialbewegung kommt für alle drei Fälle im wesentlichen aus der zweiten Corezone. Im 5  $\text{g}/\text{sec}$ -Fall trägt sie 72 %, im 50  $\text{g}/\text{sec}$ -Fall 82 % und im 15  $\text{g}/\text{sec}$ -Fall 92 % zur Disassembly-Abschaltwirkung bei. Dies hat folgende Gründe:

1. Beim 5  $\text{g}/\text{sec}$  und 0.5  $\text{g}/\text{sec}$ -Fall ist die erste Corezone bei Disassemblybeginn nicht so stark gevoidet wie im Basisfall, wo bereits die ersten drei Kanäle nur mehr Natriumdampf enthalten. Während der Disassemblyphase werden daher hohe einphasige Drücke in den Fällen mit höherer Einleitungsrampe verstärkt auftreten und zur Verschiebung von Corematerial beitragen. Die Corematerialverschiebungen am Ende der Disassemblyphase sind in den Bildern 3.3.1-7 und 3.3.1-8 für den 0.5  $\text{g}/\text{sec}$  und den 5  $\text{g}/\text{sec}$ -Fall dargestellt. Beim 0.5  $\text{g}/\text{sec}$ -Fall spielen Implosionsbewegungen in der ersten Corezone eine gewisse Rolle. Implosionsbewegungen sind aber auch beim 0.15  $\text{g}/\text{sec}$ -Basisfall zu bemerken (vgl. Bild 3.2-12).
2. Wegen der größeren Kohärenz bei höheren Einleitungsrampen versagt der höchstbelastete Kanal der zweiten Corezone - der Kanal 10 - relativ früher bei höheren Einleitungsrampen. So läuft beim Eintritt in das Disassembly die BNR beim 5  $\text{g}/\text{sec}$ -Fall bereits seit 3.7 msec und beim 0.5  $\text{g}/\text{sec}$ -Fall seit 1.9 msec. Die 3.7 msec sind ausreichend, daß im innersten Bereich des Kanals 10 das Natrium etwas verdünnt wird - der axiale Voidvorgang läuft ja etwa im gleichen Zeitmaßstab ab wie in Kanal 1 (vgl. Bild 3.2-4). Wegen dieser Verdünnung kann in der Disassemblyphase einphasiger Druck erst verspätet erreicht werden (Bild 3.3.1-5), allerdings bei höheren Natriumtemperaturen.

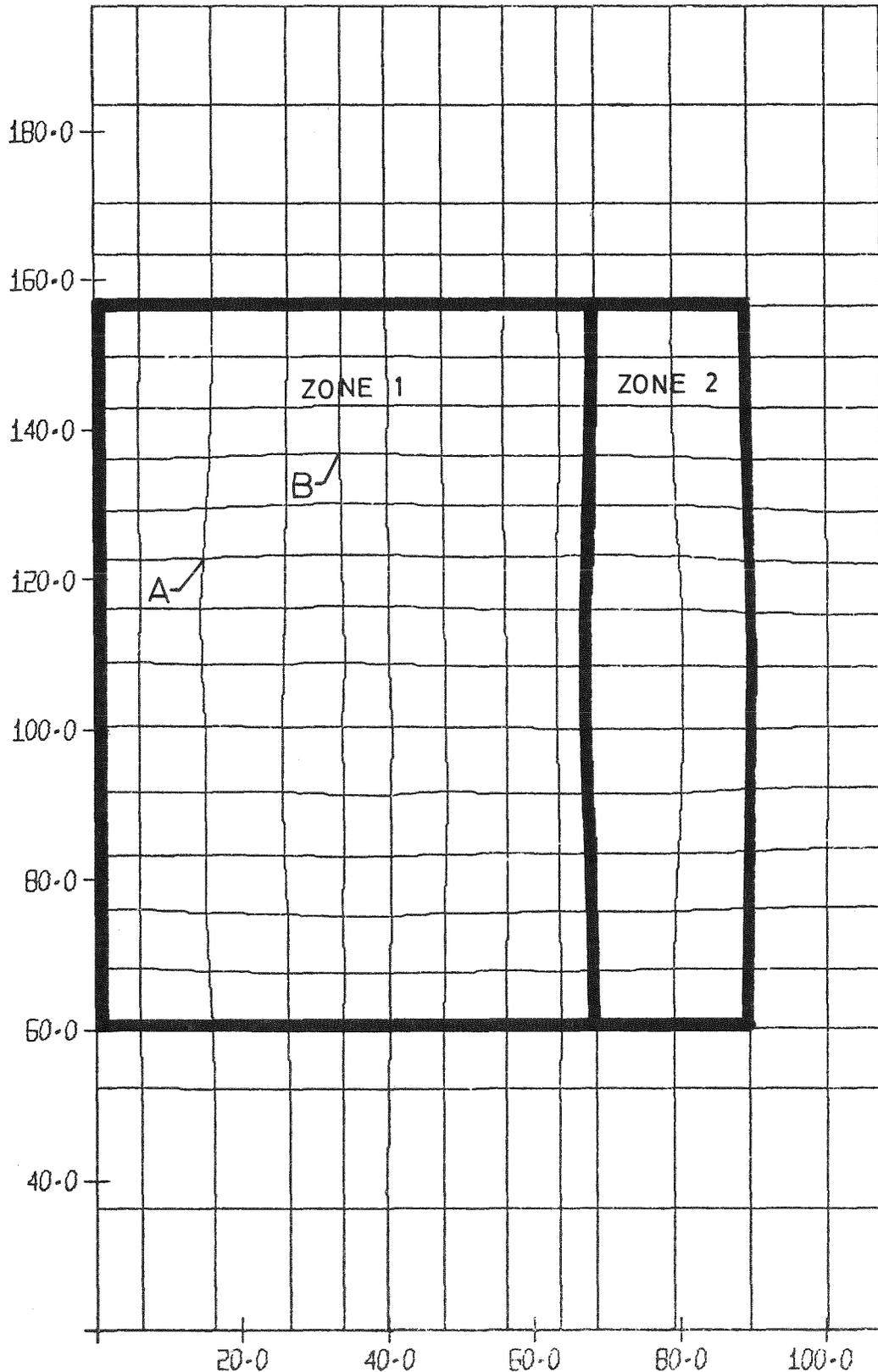


BILD 3.3.1-7 VERZERRTES GITTER AM ENDE DER DISASSEMBLYPHASE IM FALL R0 (0,5 g/sec-EINLEITUNGSRAMPE). IMPLOSIONSBEWEGUNGEN SIND IN RING 3 (RING 1 UND 2 TOTAL AUFGEVOIDET) UND RING 10 (AN DER GRENZE ZUR ZWEITEN COREZONE) ZU BEOBACHTEN. (MAX. RADIALE GESCHWINDIGKEIT AM PUNKT A: -18 m/s, MAX. AXIALE GESCHWINDIGKEIT AM PUNKT B: 18 m/s.)

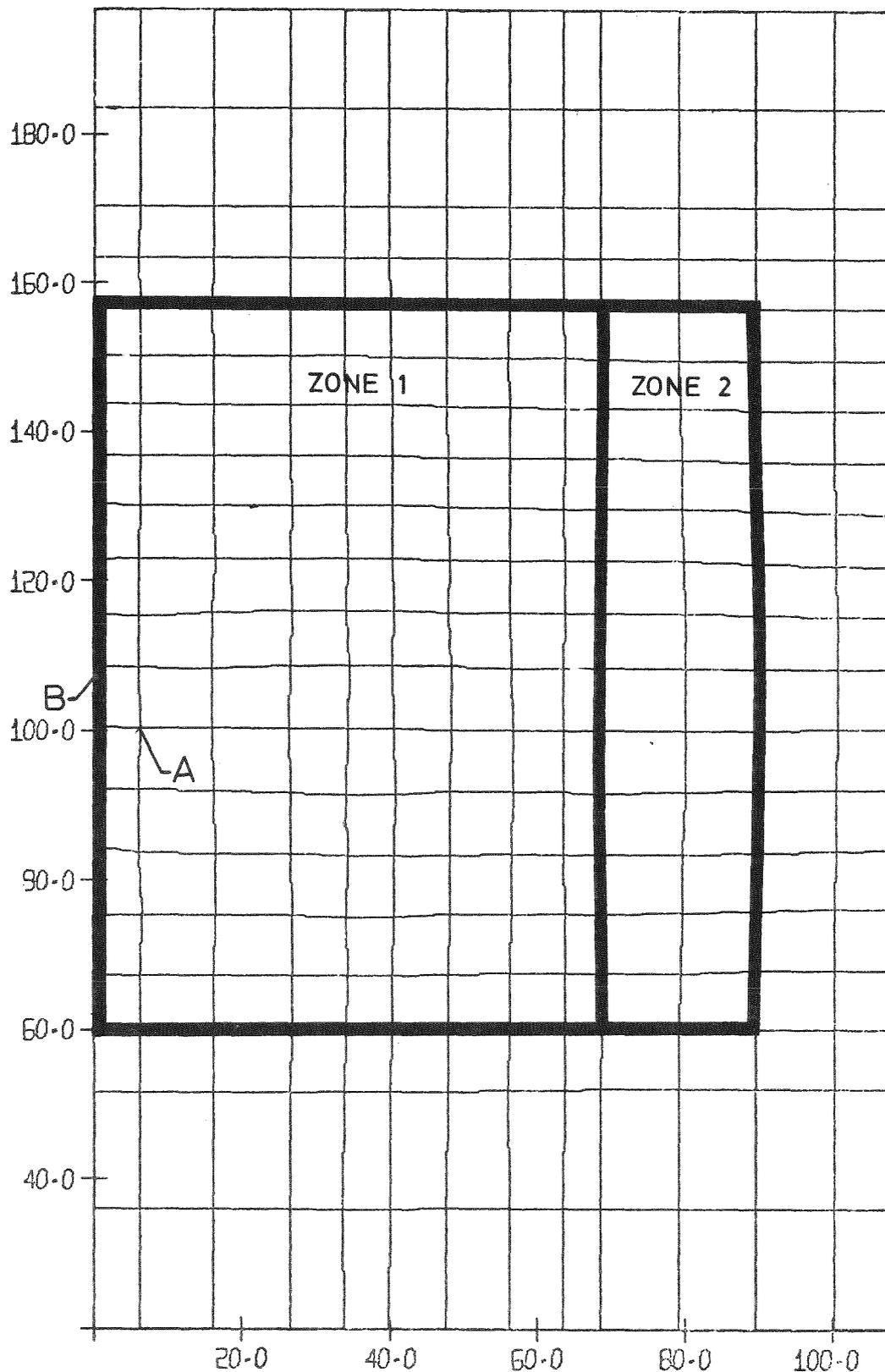


BILD 3.3.1-8 VERZERRTES GITTER AM ENDE DER DISASSEMBLYPHASE FÜR DEN FALL RV (5 8/sec-EINLEITUNGSRAMPE). IMPLOSIONSBEWEGUNGEN SIND NUR SEHR SCHWACH ENTWICKELT (CORE VOLL MIT NATRIUM). MAX. RADIALE GESCHWINDIGKEIT AM PUNKT A: 17 m/s, MAX. AXIALE GESCHWINDIGKEIT AM PUNKT B: 27 m/s.

Die zwei genannten Effekte wirken bei den drei Fällen mit unterschiedlicher Einleitungsrampe verschieden stark. Beim 5 \$/sec-Fall ist im wesentlichen der Verdünnungseffekt, beim 0.5 \$/sec-Fall die stärkere Beteiligung von Corezone 1 (schwächere Implosionseffekte als im Basisfall) von Bedeutung.

Die dargestellten Störfallverläufe machen es verständlich, daß am Ende der Disassemblyphase beim 5 \$/sec-Fall die Energie im geschmolzenen Brennstoff 2288 MWsec, beim 50 \$/sec-Fall aber nur 1392 MWsec beträgt.

### 3.3.2 Einfluß der Schmelzfraction am Versagenspunkt

Über den Versagensmechanismus bei frischen Brennstäben ist wenig bekannt /33/. Um den Einfluß der Schmelzfraction am Versagenspunkt abzuschätzen, wurde diese gegenüber dem Basisfall um  $\pm 10$  % variiert. Die wichtigen Ergebnisse dieser Variation sind in Tabelle 3.3.2-1 und in den Bildern 3.3.2-1 und 3.3.2-2 gegenübergestellt.

Eine Erhöhung des Schmelzfractionskriteriums führt zu einem späteren Pin-Versagen, bei der flachen Einleitungsrampe sind Leistung und Reaktivität dabei jedoch nur unwesentlich höher. Die höhere Versagensschwelle wird auf einem entsprechend höheren Energieniveau des Brennstoffs erreicht, wobei Brennstoffdampfdrücke aber weiterhin vernachlässigbar bleiben. Es verringert sich nur der Energieanteil, der während der heftigen Leistungstransienten nach Einsetzen der BNR noch innerhalb der intakten Core Geometrie freigesetzt wird. Das Umschaltkriterium wird daher bei erhöhter Versagensschwelle schon mit einer relativ niedrigen Leistung erreicht. Die Zahl der Kanäle mit BNR ist zu diesem Zeitpunkt noch klein. Bei früherem Versagen wird ein größerer Energieanteil durch die Leistungstransiente nach dem Versagen freigesetzt, dabei können mehr Brennstäbe versagen, und es ergeben sich, wie Tabelle 3.3.2-1 zeigt, höhere Leistungen und Voidrampen am Umschaltpunkt.

Die Leistungsüberhöhungen nach dem ersten Brennstabversagen sind in Bild 3.3.2-1 verglichen. Die Versagensschwelle führt durch die Kopplung an das BNR-Initialisierungskriterium zu unterschiedlichen Brennstoff/Natrium Massenverhältnissen, so daß die BNR bei kleineren Versagensschmelzanteilen erheblich milder wird. Im Fall R2 erkennt man das deutlich an dem flacheren Leistungsanstieg nach dem Versagen des zweiten Kanals. Der Übergang in die stark energetische Endphase des Unfalls wird durch die resultierende langsamere Voidreaktivitätszuführung zeitlich verschoben. Wie Bild 3.3.2-1 zeigt, verschiebt sich dieser Übergang aber auch im Fall R3. Hier ist die durch die höhere Versagensschwelle bedingte größere Versagensinkohärenz der Kanäle die Ursache. Bei einer steileren Einleitungsrampe würden sich von der Tendenz her ganz andere Ergebnisse ergeben. Hier führt eine höhere Versagensschwelle zu stärkeren Versagenskohärenzen, da sie auf höherem Leistungs- und Reaktivitätsniveau erreicht wird. Kohärenz- und verstärkte BNR Effekte würden sich überlagern und in jedem Fall zu heftigeren Unfallverläufen führen.

Wie die Disassembly-Rechnungen zeigen (vgl. Tab. 3.3.2-1), liefert der Fall mit der hohen Versagensschwelle von 70 % (R3) die niedrigste Energiefreisetzung: es ergibt sich eine Erniedrigung von 14 % gegenüber dem Basisfall. Dieses Ergebnis hängt direkt mit der geringeren Anfangsleistung und den niedrigen Werten für die "programmierte" Reaktivität während der Disassembly-Phase zusammen. Das höhere Brennstoff/Natrium-Massenverhältnis kann dagegen nicht voll zum Tragen kommen. Im wichtigen Ring 10 hat die BNR noch nicht begonnen, so daß erst Natrium während der Disassembly-Phase erhitzt werden muß, um hohe einphasige Drücke zu erzeugen, die größere Verschiebungen in der Corezone 2 hervorrufen können. Die Disassemblydauer im Fall R3 ist daher erheblich höher als im Basisfall: sie beträgt 3.17 msec gegenüber 2.67 im Basisfall. Insgesamt hat im Fall R3 die Corezone 2 einen Anteil von 91 % an der Disassembly-Rückwirkung am Ende des Disassembly.

Tabelle 3.3.2-1 Einfluß der Schmelzfraktion am Versagenspunkt auf den Störfallablauf

		Dimension	60% Fall R1	50% Fall R2	70% Fall R3
BNR-Beginn	Versagenszeit von Kanal 1	sec	6.7	6.2	6.8
	Normierte Leistung	-	5.3	4.4	5.6
	Netto-Reaktivität	§	0.50	0.48	0.52
Versagenssequenz	Kanäle	-	1,2,3,10,4	1,2,3,10,4,5,6, 7,8	1,2,3
BNR-Ergebnisse für Kanal 1	Anfangstemperatur der Schmelze	K	3640	3430	3720
	Brennstoff/Natrium Massenverhältnis	-	6	4	6.6
	Maximaler Druck in Phase 1	bar	210	140	240
	Maximaler Druck in Phase 2	bar	90	43	110
Disassembly- beginn	Zeit	sec	6.78	6.28	6.91
	BNR-Zeit	msec	83	114	95
	Normierte Leistung	-	399	738	183
	Netto-Reaktivität und Rampe	§ §/sec	1.081 15.3	1.051 4.3	1.071 21.2
	Void Reaktivität und Rampe	§ §/sec	.759 40.3	0.810 46.1	0.726 31.7
Disassembly- ergebnisse	Dauer der Disassemblyphase	msec	2.67	2.48	3 4 7
	Energie des geschmolzenen Brennstoffs	MWsec	1182	1370	1023
	Mittlere Temperatur	K	3162	3213	3128
	Anteil des geschmolzenen Kernbrennstoffs	%	57	62	51

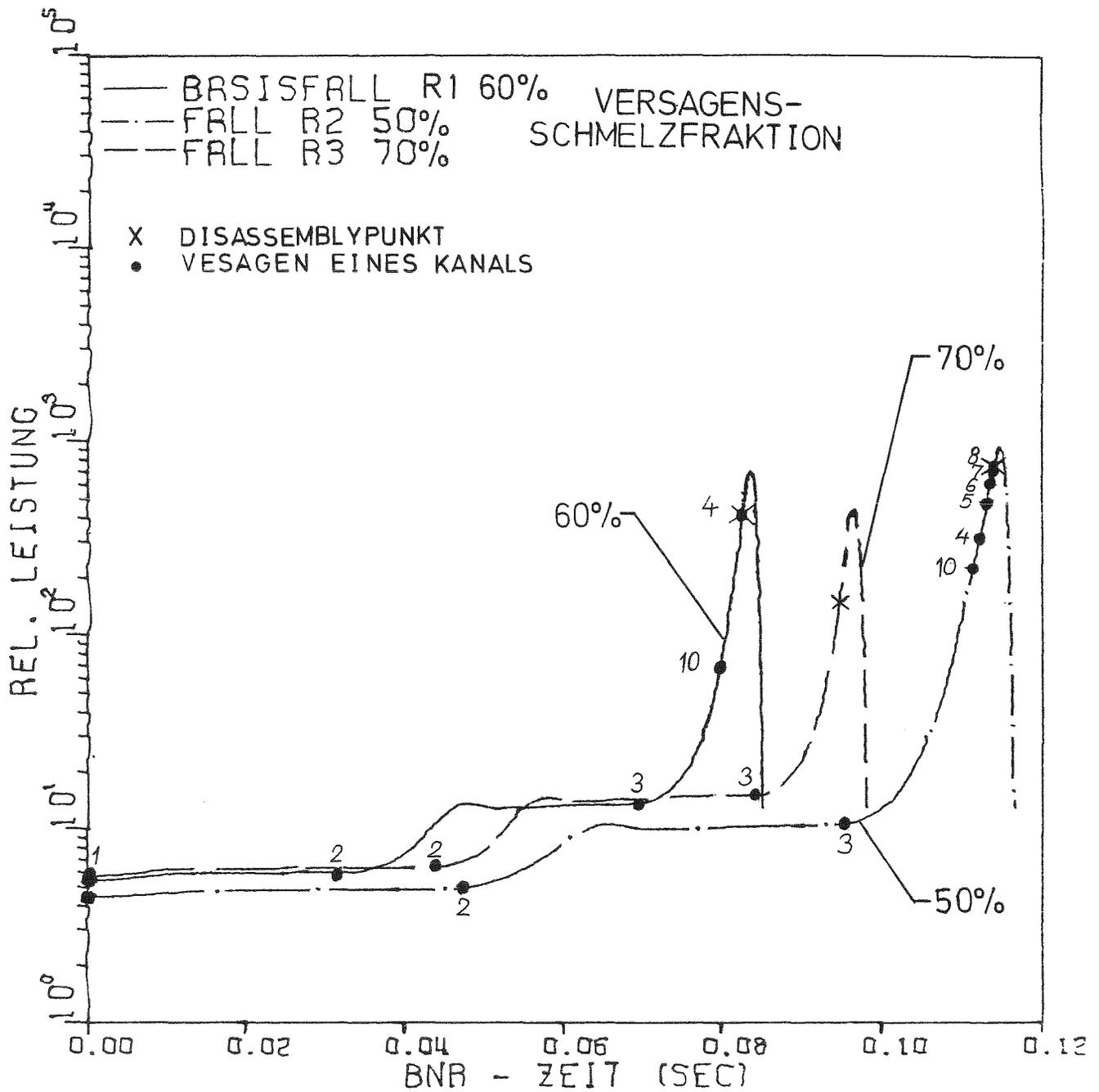
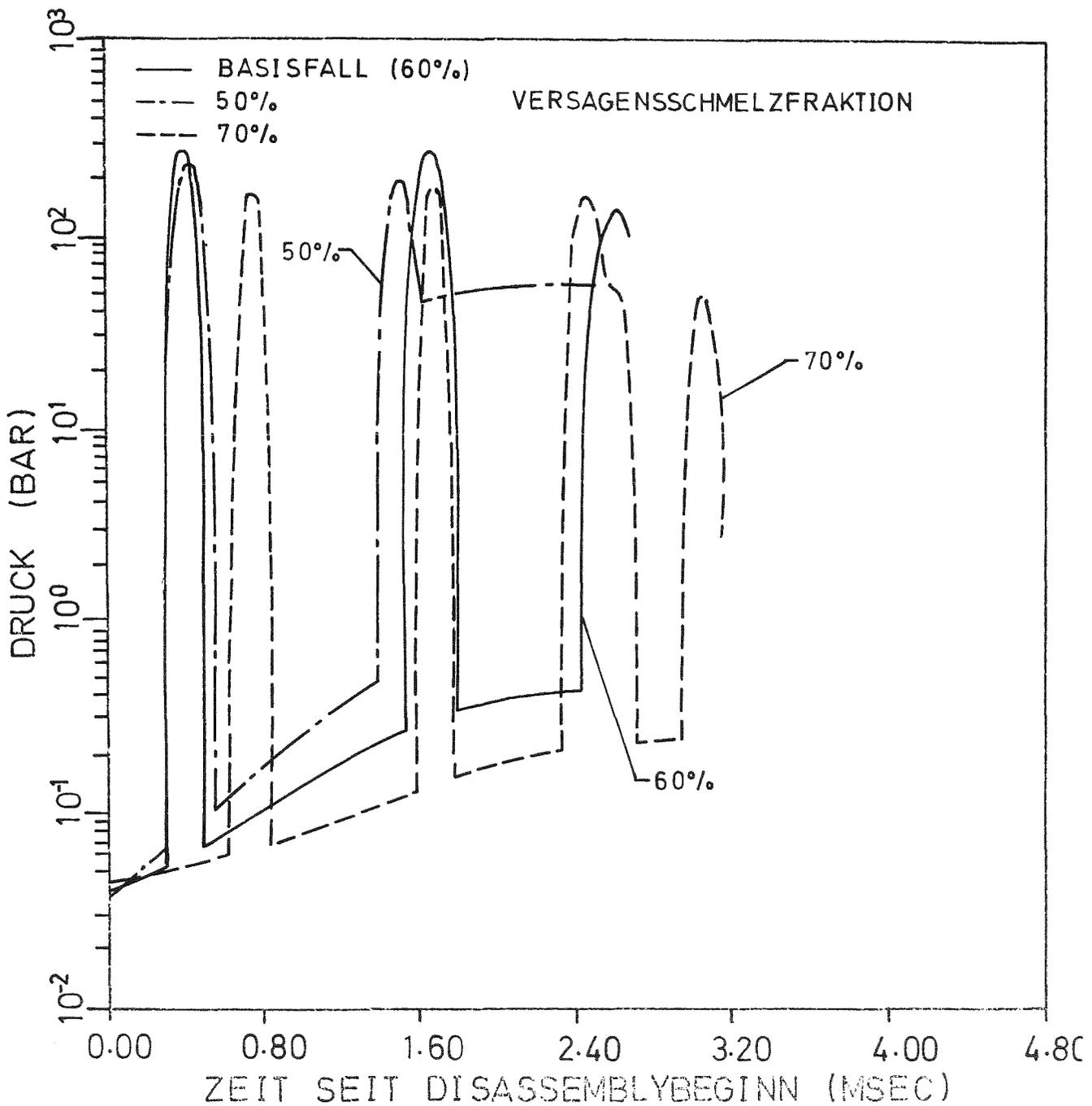


BILD 3.3.2-1 LEISTUNGSVERLAUF BEI 0.15 \$/SEC RAMPE NACH BNR-BEGINN FÜR VERSCHIEDENE BRENNSTOFFSCHMELZFRAKTIONEN AM VERSAGENSPUNKT

	BNR-BEGINN
50 %	6.168 SEC
60 %	6.695 SEC
70 %	6.813 SEC



**BILD 3.3.2-2** DRUCKVERLÄUFE IN DER DISASSEMBLYPHASE IN DER COREMITTELEBENE VON RING 10 (ZWEITE COREZONE) FÜR DIE FÄLLE MIT 50 %, 60 % (BASISFALL) UND 70 % VERSAGENSSCHMELZFRAKTION. IM FALL VON 70% SCHMELZFRAKTION ERFOLGT DER AUFBAU DES ERSTEN EINPHASIGEN DRUCKPEAKS VERZÖGERT.

Die Ergebnisse des Falles mit 50 % Schmelzfraktion am Versagenspunkt (R2) sind mit ähnlichen Argumenten zu verstehen und ebenfalls in Tabelle 3.3.2-1 enthalten. Am Beginn der Disassemblyphase ist die Leistung wesentlich höher als im Basisfall. Die BNR hat sich über größere Gebiete ausgebreitet und hat im Ring 10 über etwa 2.8 msec das Natrium aufgeheizt. Die Natriumtemperaturen in Ring 10 sind daher bereits höher als im Basisfall, die Natriumdichten aber noch nicht wesentlich niedriger (keine Natriumausdehnung). Der erste Druckpeak, der im wesentlichen das Material der Corezone 2 in Bewegung setzt, ist breiter als im Basisfall, kann also mehr Arbeit leisten. Die Disassemblyrückwirkung ist daher von Disassemblybeginn an stärker als im Basisfall. Insgesamt trägt die Corezone 2 etwa 91 % zur gesamten Disassembly-Rückwirkung bei, die Energiefreisetzung erhöht sich um 16 %.

### 3.3.3 Variation der Doppler- und Voidkoeffizienten

Zur Variation der Void- und Dopplerkoeffizienten /27/ wurden ähnlich wie bei den Durchsatzstörfällen in dieser Parameterstudie in einem Fall (R7) die errechneten Dopplerrückwirkungen um den konstanten Faktor 1,2 verstärkt und in einem weiteren Fall (R8) die Voidrückwirkungen um den Faktor 1,3 vergrößert. Die wichtigen Ergebnisse dieser Variation sind in Tabelle 3.3.3-1 zusammengefaßt. Bild 3.3.3-1 zeigt die berechneten Leistungserhöhungen, die sich jeweils nach Brennstabversagen ergeben.

Ein stärkerer Dopplerkoeffizient hat in der Anfangsphase des Störfalles eine ähnliche Wirkung wie eine flachere Einleitungsrampe. Die stärker negativen Rückwirkungen, die sich bei gleichen Temperaturerhöhungen ergeben, begrenzen den Anstieg der Netto-Reaktivität. Gegenüber dem Basisfall kommt es zu einem späteren Versagen auf einem etwas niedrigeren Leistungs- und Reaktivitätsniveau. Am Versagenspunkt ist das radiale Brennstab-Temperaturprofil etwas steiler, der Energiezustand des Brenn-

Tabelle 3.3.3-1 Variation der Doppler- und Void-Koeffizienten

		Dimension	Basisfall Fall R1	120% Doppler Fall R7	130% Void Fall R8
BNR-Beginn	Versagenszeit von Kanal 1	sec	6.7	7.35	6.50
	Normierte Leistung	-	5.3	4.9	5.6
	Netto-Reaktivität	§	0.5	0.48	0.53
Versagenssequenz	Kanäle	-	1,2,3,10,4	1,2,3,10	1,2,3,10,4
Disassembly- beginn	Zeit	sec	6.78	7.45	6.57
	BNR-Zeit	msec	83	95	68
	Normierte Leistung	-	399	407	614
	Netto-Reaktivität und Rampe	§ §/sec	1.081 15.3	1.063 -6.8	1.137 45.1
	Doppler Reaktivität und Rampe	§ §/sec	-0.787 -25.1	-0.878 -30.8	-0.741 -37.9
	Void Reaktivität und Rampe	§ §/sec	.759 40.3	0.779 23.7	0.864 82.8
Disassembly- ergebnisse	Disassembly-Dauer	msec	2.67	2.27	2.36
	Energie des geschmolzenen Brennstoffs	MWsec	1182	1003	1872
	Mittlere Temperatur	K	3162	3123	3350
	Anteil des geschmolzenen Kernbrennstoffs	%	57	50	73

160

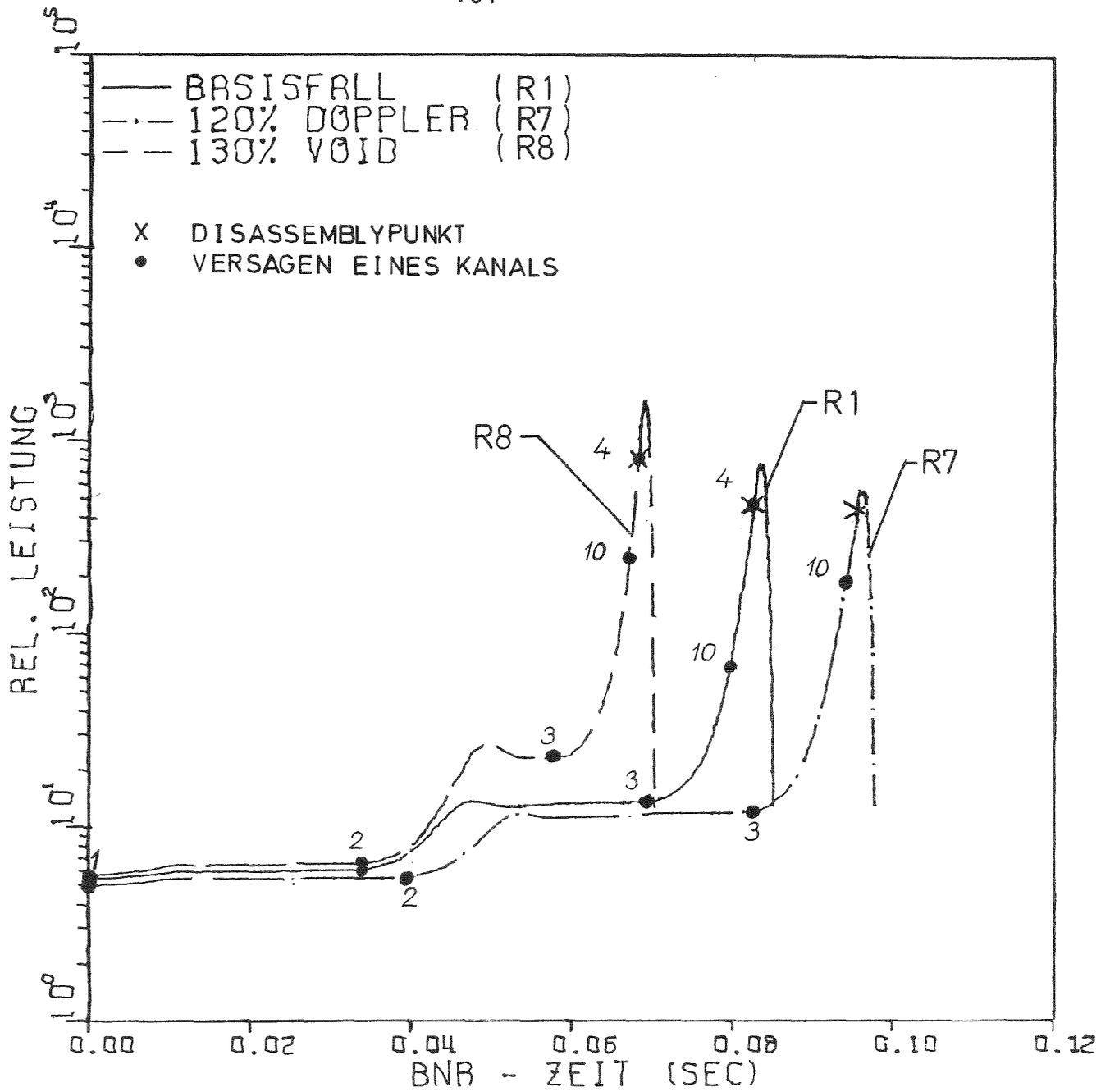


BILD 3.3.3-1 EINFLUSS DER VARIATION DER DOPPLER- UND VOID-KOEFFIZIENTEN AUF DIE LEISTUNGSVERLÄUFE (15  $\rho$ /SEC RAMPE, FALL R1, R7, R8, SNR 300 M1A CORE)

	BNR-BEGINN [SEC]
BASISFALL	6.70
120 % DOPPLER	7.35
130 % VOID	6.50

stoffs sowie die Brennstofftemperatur, mit der die BNR initiiert wird, sind aber nur geringfügig höher. Die sich nach dem Versagen ergebenden BNR's und die bis Disassemblybeginn freizusetzende Energie entspricht daher im wesentlichen den Werten des Basisfalls. Der höhere Dopplerkoeffizient begrenzt weiter den Reaktivitäts- und Leistungsanstieg, der sich durch die BNR ergibt. Wie Bild 3.3.3-1 zeigt, steigt die Leistung nach dem Versagen des Kanals 2 langsamer an. Dadurch kommt es zu größeren Versagensinkohärenzen. Die stärkere Kompensation der Voidrückwirkungen durch den höheren Dopplerkoeffizienten und die größeren Versagensinkohärenzen der Kanäle verschieben den Disassemblybeginn und führen zu niedrigeren Leistungen, Netto-Reaktivitäten und Voidrampen. Verglichen mit dem Basisfall ist das Natrium in Ring 10 bereits stärker aufgeheizt, da die BNR schon weiter fortgeschritten ist (1.2 msec gegenüber 0.9 msec im Basisfall). Nach Disassemblybeginn kann dieser Kanal daher etwas rascher den ersten einphasigen Druckpeak aufbauen, der mit den durch ihn verursachten Verschiebungen den Beginn der Materialbewegung einleitet (vgl. Bild 3.3.3-2). Dies führt zusammen mit den niedrigeren "programmierten" Reaktivitäten zu einer Verminderung der Energiefreisetzung um 15 % gegenüber dem Basisfall.

Corematerialverschiebungen in der zweiten Corezone tragen 94 % zur Disassemblyrückwirkung am Ende der Disassemblyphase bei. Dopplerschwingungen, das heißt eine Überkompensation der Void- und Einleitungsrampe durch die Dopplerrückwirkung, die zu prompten Leistungsschwingungen führt, treten bei der gewählten Dopplervariation weder in der Einleitungs- noch in der Disassemblyphase auf.

Ein größerer Voidkoeffizient beeinflusst den ersten Teil der Einleitungsphase des Rampenstörfalls wenig, führt aber nach Einsetzen der BNR zu stärkeren Steigungen der Voidrückwirkungen und zu höheren Voidbeiträgen der einzelnen Kanäle. Die Kühlmittelentleerung im Kanal 2 verursacht daher im Fall R8 den im Bild 3.3.3-1 gezeigten deutlich rascheren und stärkeren

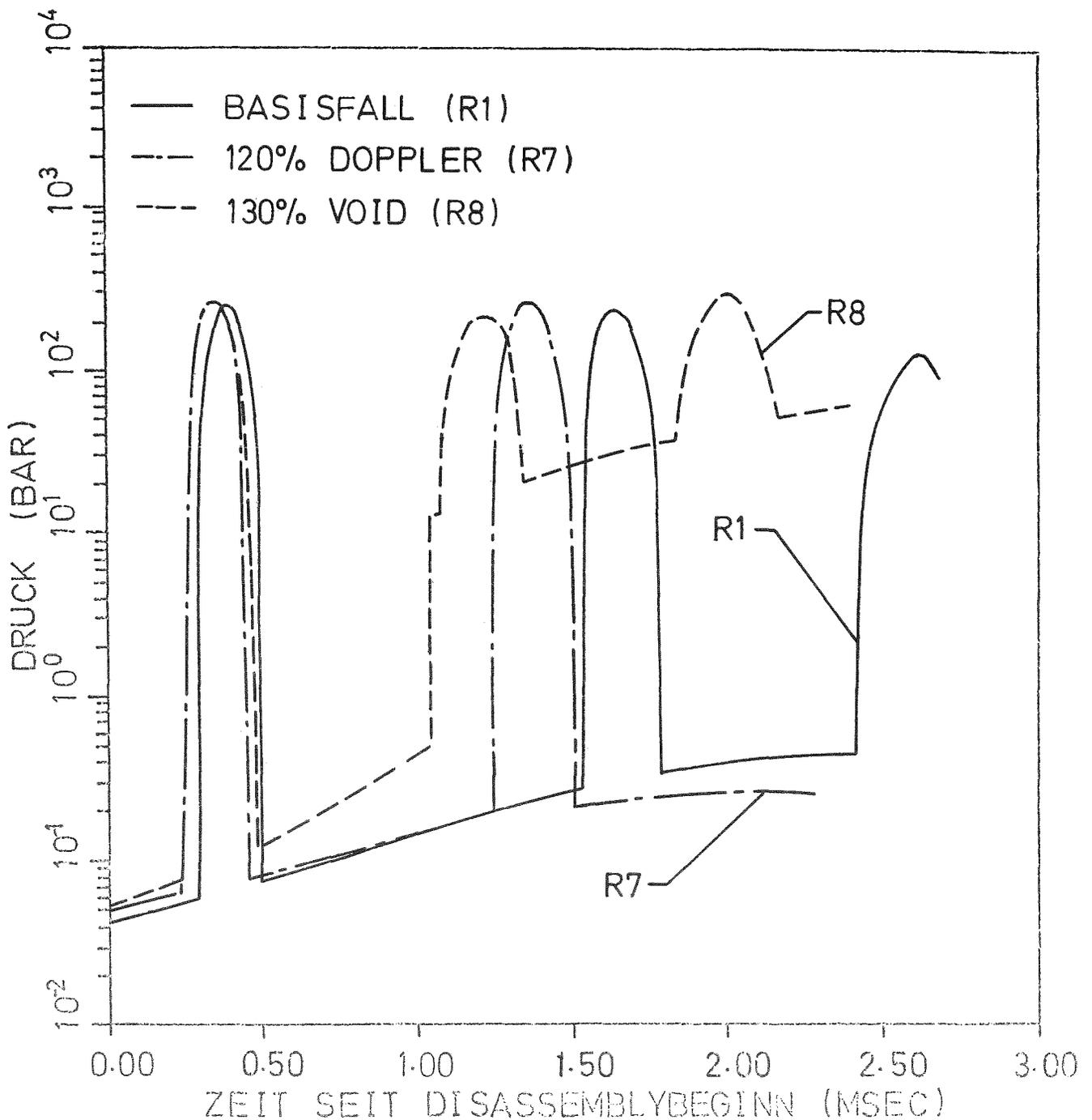


BILD 3,3,3-2 DRUCKVERLÄUFE WÄHREND DER DISASSEMBLYPHASE IN RING 10 (ZWEITE COREZONE) IN HÖHE DER COREMITTELEBENE FÜR DIE FÄLLE MIT 120 % DOPPLER, 130 % NA-VOID UND FÜR DEN BASISFALL. DER ERSTE EINPHASIGE DRUCKPEAK FÄLLT FÜR ALLE FÄLLE IN ETWA ZUSAMMEN.

Leistungsanstieg. Die einzelnen Kanäle versagen dadurch kohärenter und die stark energetische Endphase nach dem Versagen des dritten Kanals wird früher erreicht. Die Folge davon ist ein früheres Einsetzen von Core Disassembly bei höherer Leistung, Netto-Reaktivität und annähernd doppelt so hohen Voidrampen wie im Basisfall. Auch hier ist bei Disassemblybeginn Ring 10 bereits 1.1 msec in der BNR, der erste Druckpeak baut sich zur selben Zeit wie beim Fall R7 auf, wie aus dem Bild 3.3.3-2 hervorgeht. Die Nettoreaktivität und Rampe ist bei Disassemblybeginn höher als Fall R1 (Tab. 3.3.3-1), eine Folge der hohen Void-Reaktivität. Selbst der weitere hohe Druckaufbau in Ring 10 nach etwa 1 msec kann nicht rasch genug die Disassemblyreaktivität zum Abschalten aufbauen. Der Unfallverlauf wird wesentlich energetischer, die Energie im geschmolzenen Brennstoff steigt um 58 % gegenüber dem Basisfall an. Die Bewegung von Material der zweiten Corezone trägt 88 % zur Disassemblyrückwirkung am Ende der Disassemblyphase bei.

### 3.3.4 Untersuchung des Einflusses von Parametervariationen in der Disassemblyphase

---

#### 3.3.4.1 Variation von BNR - Parametern

Im Abschnitt 7 wird das BNR-Modell der Disassembly-Phase mit den wichtigsten Parametern näher erläutert. Im folgenden sollen nun quantitativ die Einflüsse von Parametervariationen am 15  $\phi$ /sec-Basisfall (R1) studiert werden. Der Beginn der Wärmeübertragung von Brennstoff an das Natrium wird im Standardfall nach dem vollständigen Aufschmelzen des Brennstoffs in einer Masche initiiert. In unserem Fall entspricht das einer Brennstofftemperatur von 2705<sup>o</sup>C. Es wird jedoch angenommen (auch im Sinne einer konservativen Annahme), daß der Natriumdampfdruck erst nach Erreichen einer Brennstofftemperatur von 3330<sup>o</sup>C die Bewegung von Brennstoff verursachen kann; hingegen werden einphasige Drücke von Beginn der Disassemblyphase an zur Bewegung der Kernmassen benutzt. In einer Maschenzelle wird nur jeweils ein Bruchteil des vorhandenen Brennstoffs

Wärme an das Natrium übertragen; dieser ist durch das Brennstoff/Natrium-Massenverhältnis fixiert. Die Temperatur dieses Anteils von Brennstoff wird sich während des Ablaufs der BNR anders entwickeln als die Temperatur des Brennstoffs, der zunächst noch in Pinstruktur erhalten bleibt.

Die Annahme des Wärmeübertragungsbeginns nach Aufschmelzen scheint plausibel, die des Beginns der Wirksamkeit von Natriumdampfdrücken auf die Verschiebung von Brennstoff ausgerechnet bei der Brennstofftemperatur von  $3330^{\circ}\text{C}$  jedoch etwas willkürlich. Immerhin hat der Brennstoff oberhalb  $3330^{\circ}\text{C}$  sicher eine größere Mobilität als sofort nach dem Aufschmelzen.

Die Auswirkungen von Änderungen beider Parameter für den Basisfall (R1) wurden studiert und sind in Tabelle 3.3.4-1 und in den Bildern 3.3.4-1 bis 3.3.4-3 dargestellt. R1PB bezeichnet den Fall, bei dem beide Temperaturen auf  $2705^{\circ}\text{C}$ , R1PC den Fall, bei dem sie auf  $3330^{\circ}\text{C}$  gesetzt wurden. Wie man sieht, ist der Einfluß von Natriumdampfdrücken - sie spielen im wesentlichen nur eine Rolle in den ersten 3 Kanälen (Bild 3.3.4-2) - sehr gering auf die Leistung (Bild 3.3.4-1) und die Energieerzeugung. Der eigentliche Disassemblymechanismus (in Bild 3.3.4-1 ist die Disassemblyreaktivität dargestellt) spielt sich in der zweiten Corezone ab und wird von einphasigen Drücken im Kanal 10 angetrieben. Bild 3.3.4-3 zeigt den Druckverlauf in der Coremittelebene von Kanal 10.

Beim Eintritt ins Disassembly ist beim Basisfall die BNR erst 0.9 msec abgelaufen, das Natrium wurde noch nicht all zu stark erhitzt. Der erste, einphasige Druckpeak, der die Materialbewegung anstößt, tritt bei R1 und R1PB gleichzeitig auf, im Fall R1PB gehen wir allerdings von dem höheren Natriumdampfdruckniveau aus. Die Beschleunigung im Fall R1PB ist stärker als im Fall R1, was man aus der in Bild 3.3.4-1 dargestellten Disassemblyrückwirkung entnehmen kann. Die Energiefreisetzung nimmt geringfügig um 6 % ab. Von Interesse ist, daß im Fall R1PB die Wärmeübertragung an das Natrium in der in Bild 3.3.4-3 dargestellten Masche etwa 1.2 msec nach Disassemblybeginn ab-

Tabelle 3.3.4-1: Einflüsse von Parametervariationen in der Disassembly-Phase beim Basis-Rampenstörfall R1

Parameter der Disassembly	DIM.	Basisfall	Na-Dampfdrücke früh wirksam	Wärmeübertragung verzögert	Wärmeübertragung bei 50% Schmelzfraction	Wärmeübergangszahl erniedrigt	Radiale Bewegungsunterdrückung
Bezeichnung		R1	R1PB	R1PC	R1PF	R1PD	R6
Schwellwerttemperaturen							
$T_H$	°C	2705	2705	3330	2705*	2705	2705
$T_P$	°C	3330	2705	3330	3330	3330	3330
Faktor der Wärmeübergangszahl	-	1	1	1	1	0.5	1
Rad.Motion Cutoff	-	Nein	Nein	Nein	Nein	Nein	Ja
KADIS Ergebnisse am Ende der Disassemblyphase							
Dauer	Msec	2.67	2.54	3.77	2.23	3.47	1.72
Energie im geschmolzenen Brennstoff	MWsec	1182	1110	2888	1091	1772	924
Masse des geschmolzenen Brennstoffs	kg	3276	3136	4935	3097	4129	2727
(Anteil des geschm. Brennstoffs im Core)	-	57%	54%	85%	53%	71%	48%
Beitrag der zweiten Corezone zur Disassemblyreaktivitätsrückwirkung	-	92%	80%	82%	92%	85%	93%

\* In diesem Fall sind bei Initialisierung der Wärmeübertragung in der Disassemblyphase nur 50% des Brennstoffs einer Masche aufgeschmolzen.

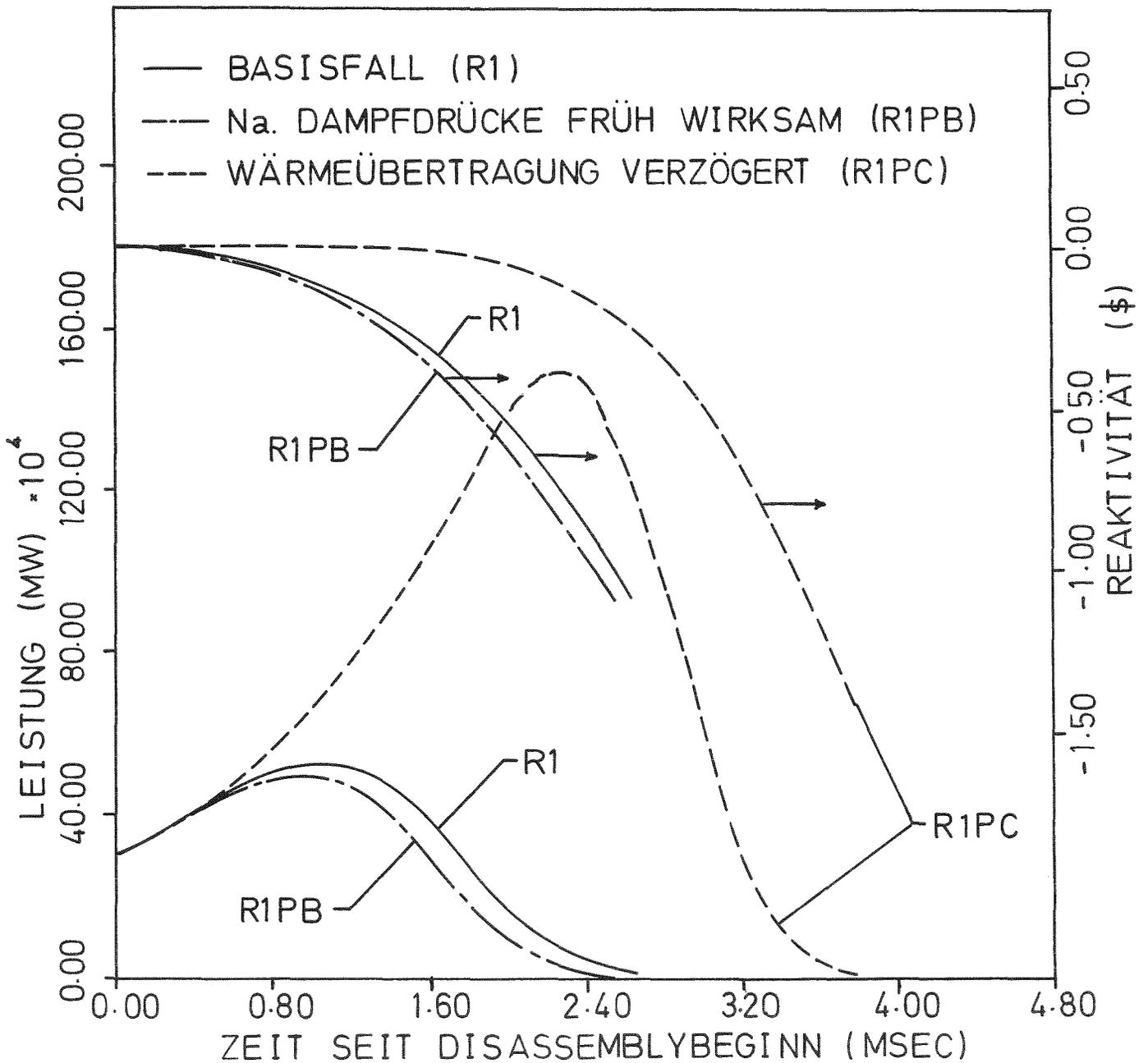
gebrochen wird. Der Natriumdampfdruck bleibt von da an auf konstantem Niveau.

Initiiert man die Wärmeübertragung an das Natrium erst bei  $3330^{\circ}\text{C}$ , so wird der erste einphasige Druckpeak in der Core-mittelebene von Ring 10 erst 1.8 msec nach Disassemblybeginn - also etwa 1.4 msec später als im Basisfall R1 - aufgebaut, wie Bild 3.3.4-3 zeigt. Wie man aus Bild 3.3.4-1 entnimmt, ist bis zu diesem Zeitpunkt die Leistung stark angestiegen, während die Disassemblyrückwirkung noch nicht eingesetzt hat. Es ergeben sich daher wesentlich höhere Brennstofftemperaturen als im Basisfall (Tabelle 3.3.4-1), die Energie im geschmolzenen Brennstoff am Ende der Disassemblyphase nimmt gegenüber dem Basisfall R1 um 144 % zu.

Eine zusätzliche Kontrollrechnung wurde durchgeführt, bei der der Wärmeübergang an das Natrium bereits bei einer Brennstoff-Schmelzfraktion von 50 % in einer Masche initiiert wurde (Fall R1PF). Man entnimmt aus Tabelle 3.3.4-1, daß bei diesem Fall die Energiefreisetzung sich nur mehr um 7 % gegenüber dem Basisfall vermindert. Der Grund für diese geringe Veränderung liegt darin, daß die BNR-aktivsten Gebiete im Basisfall R1 und im Fall R1PF im wesentlichen dieselben sind. Die herabgesetzte Schmelzfraktion von 50 % bringt im Fall R1PF nur zusätzliche Gebiete ins Spiel, deren Natriumtemperaturen zu Beginn des Disassembly niedrig sind. In der zur Verfügung stehenden kurzen Disassemblyzeit können diese Gebiete keinen wesentlichen Druck aufbauen.

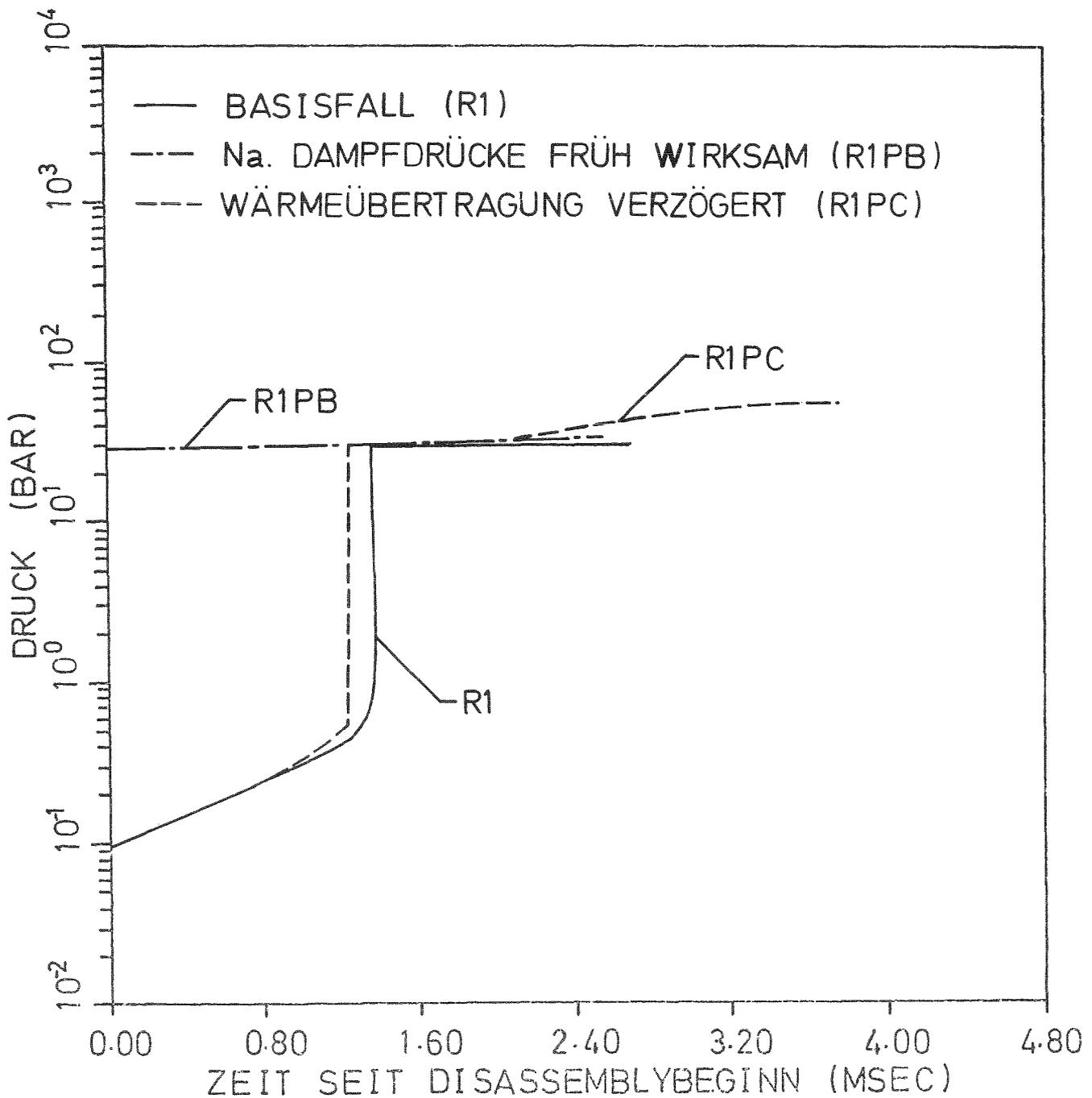
Der Anteil der zweiten Corezone an den Disassemblyreaktivitätsrückwirkungen beträgt auch im Fall R1PF 92 %, d. h. es ist keine Änderung in der Verteilung der Abschaltwirkung gegenüber dem Basisfall eingetreten.

Mit der Variation der Brennstoff-Natrium-Wärmeübertragungszahl im Fall R1PD (Herabsetzung auf 50 %) sollte auch der Einfluß der Temperatur des mit Natrium wechselwirkenden Brennstoffs erfaßt werden. Diese Temperatur ist nämlich zwangs-



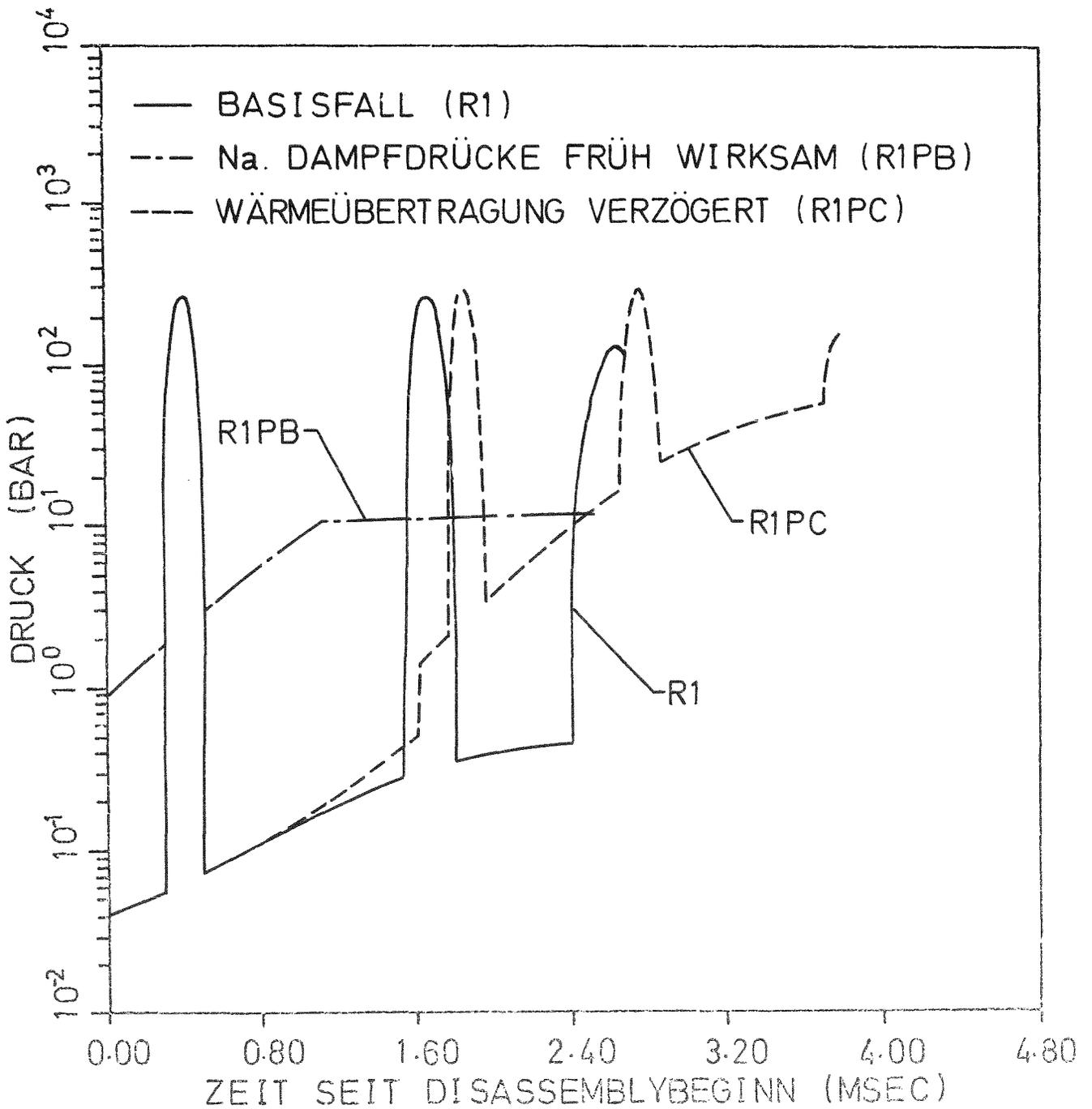
**BILD 3.3.4-1** LEISTUNGS- UND DISASSEMBLY-REAKTIVITÄTSVERLÄUFE WÄHREND DER DISASSEMBLYPHASE FÜR VERSCHIEDENE SCHWELLWERTTEMPERATUREN  $T_H$  (WÄRMEÜBERGANGSINITIALISIERUNG) UND  $T_P$  (NATRIUMDAMPFDRUCKINITIALISIERUNG)

	$T_H$ [°C]	$T_P$ [°C]
BASISFALL R1	2705	3330
FÄLLE R1PB	2705	2705
R1PC	3330	3330



**BILD 3.3.4-2** DRUCKVERLÄUFE IM ZENTRUM WÄHREND DER DISASSEMBLYPHASE FÜR VERSCHIEDENE SCHWELFWERTTEMPERATUREN  $T_H$  (WÄRMEÜBERGANGSINITIALISIERUNG) UND  $T_p$  (NATRIUMDAMPFDRUCKINITIALISIERUNG)

		$T_H/^\circ\text{C}/$	$T_p/^\circ\text{C}/$
BASISFALL	R1	2705	3330
FÄLLE	R1PB	2705	2705
	R1PC	3330	3330



**BILD 3.3.4-3** DRUCKVERLÄUFE WÄHREND DER DISASSEMBLYPHASE IN RING 10 (ZWEITE COREZONE) IN HÖHE DER COREMITTELEBENE FÜR VERSCHIEDENE SCHWELFWERTTEMPERATUREN  $T_H$  (WÄRMEÜBERGANGSINITIALISIERUNG) UND  $T_P$  (NATRIUMDAMPFDRUCKINITIALISIERUNG)

		$T_H/^\circ\text{C}/$	$T_P/^\circ\text{C}/$
BASISFALL	R1	2705	33 30
FÄLLE	R1PB	2705	2705
	R1PC	33 30	33 30

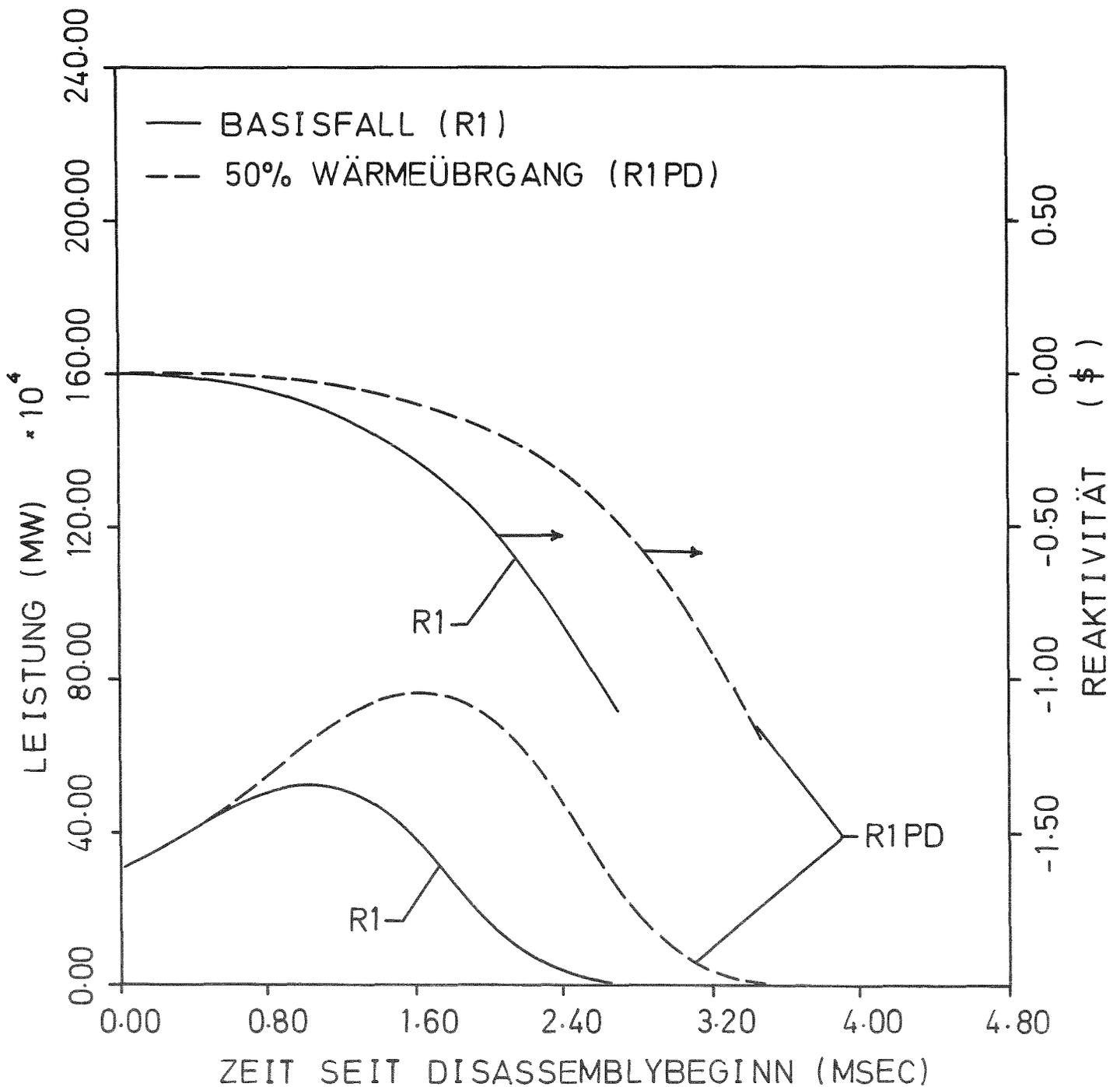


BILD 3,3,4-4 LEISTUNGS- UND DISASSEMBLYREAKTIVITÄTS-VERLÄUFE WÄHREND DER DISASSEMBLYPHASE FÜR DEN BASISFALL R1 UND FÜR DEN FALL R1PD, BEI DEM DIE BRENNSTOFF-NATRIUM WÄRMEÜBERGANGSZAHL AUF 50% HERABGESETZT WURDE.

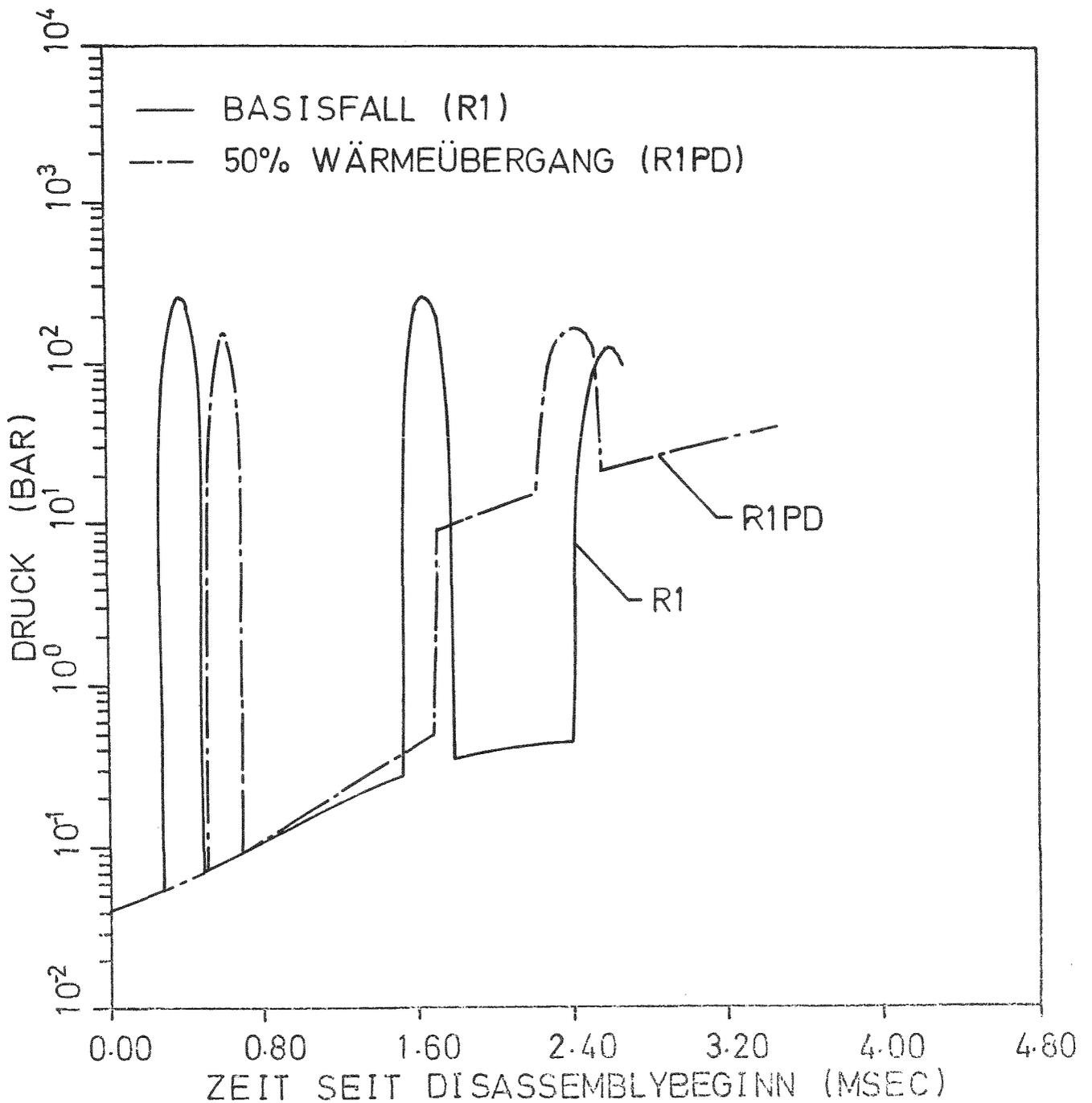


BILD 3.3.4-5 DRUCKVERLÄUFE WÄHREND DER DISASSEMBLYPHASE IM RING 10 (ZWEITE COREZONE) IN HÖHE DER COREMITTELEBENE FÜR DEN BASISFALL R1 UND FÜR DEN FALL R1PD, BEI DEM DIE BRENNSTOFF-NATRIUM WÄRMEÜBERGANGSZAHL AUF 50% HERABGESETZT WURDE.

läufig grob in jenen Gebieten, in denen in der Einleitungsphase noch keine BNR stattgefunden hat. Die in der Einleitungsphase angewandte Methode zur Temperaturberechnung (Mittelung der Temperatur in der Schmelzzone der Pins) kann in der Disassemblyphase nicht verwendet werden, da das detaillierte Temperaturprofil nicht zur Verfügung steht. In die Cho-Wright'schen /17/ Differentialgleichungen für die Brennstoff- und Natriumtemperaturen gehen die Temperaturdifferenzen zwischen wechselwirkendem Brennstoff und Natrium direkt ein. Vergleicht man die Temperaturdifferenzen am Übergabe-Zeitpunkt von der Einleitungsphase zur Disassemblyphase, so kann man auf eine etwa 20 % Unterschätzung der Temperaturdifferenzen in der Disassemblyphase schließen. (Eine solche Unterschätzung ist für die dargestellten Mark 1A Rampenstörfälle aber konservativ, da der BNR Druckaufbau langsamer vor sich geht und Implosionen keine Rolle spielen!). Die globale Verminderung der Wärmeübertragung um 50 % betrifft alle Maschen, d. h. auch diejenigen, die in der Einleitungsphase schon in der BNR Phase waren. Man hat daher im Fall R1PD nicht präzise die Verhältnisse bei den Ungenauigkeiten in den Temperaturen nachgebildet, vielmehr liefert die globale Änderung der Wärmeübertragung ein zu krasses Bild. In den Bildern 3.3.4-4 und 3.3.4-5 sind die Ergebnisse des Falles R1PD dem Basisfall R1 gegenübergestellt. Wie man dem Bild 3.3.4-5 entnimmt, verzögert sich der Aufbau des ersten einphasigen Druckpeaks im Ring 10 um etwa 2 msec. In Bild 3.3.4-4 sind die Disassemblyrückwirkungen und die Leistungen während der Disassemblyphase dargestellt. Wegen des verspäteten Einsetzens der Disassemblyrückwirkung im Falle R1PD steigt auch die Leistung längere Zeit an. Insgesamt ergibt sich eine Erhöhung der Energiefreisetzung um 50 %.

#### 3.3.4.2 Einfluß der radialen Bewegungsunterdrückung

Die Unterdrückung radialer Bewegung wirkt bei den betrachteten Rampenstörfällen in anderer Weise als bei den Kühlmitteldurchsatzstörfällen: die Energiefreisetzung wird er-

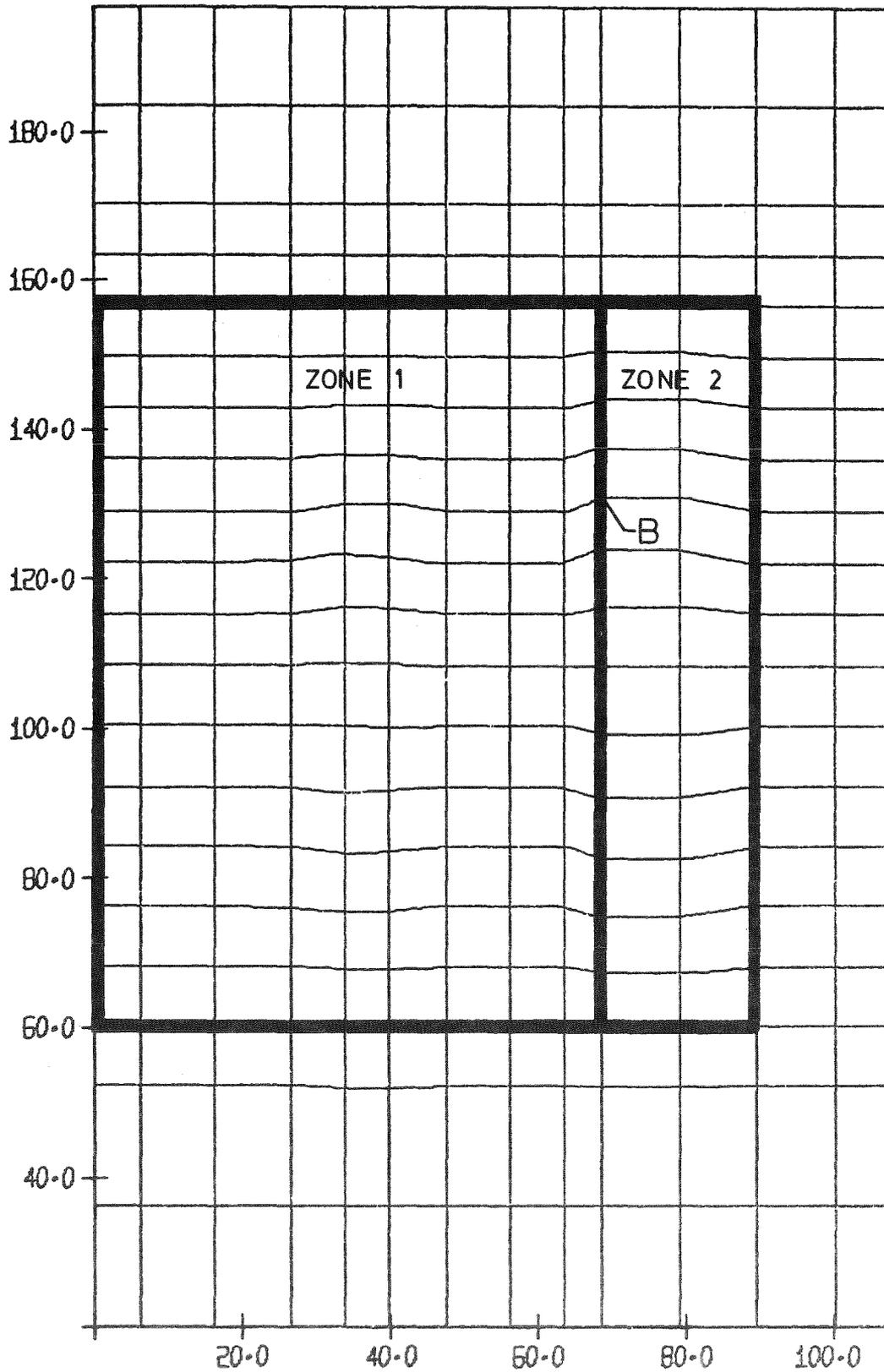


BILD 3.3.4-6 VERZERRTES MASCHENNETZ AM ENDE DER DISASSEMBLYPHASE  
BEI TOTALER UNTERDRÜCKUNG DER RADIALEN BEWEGUNG (FALL R6)  
STARKE AXIALE VERZERRUNGEN SIND IM KANAL 10 ZU ERKENNEN,  
(MAX. AXIALE GESCHWINDIGKEIT AM PUNKT B: 31 m/s).

niedrigt. Wiederum ist diese Tatsache zu verstehen aus dem Abschaltmechanismus. Da keine radiale Expansion vor sich gehen kann, wirkt der einphasige (dichteabhängige) Druck verstärkt auf die axiale Bewegung von Corematerial im Ring 10 ein. Auch in axialer Richtung sind aber die Wertkurven steil in der zweiten Corezone und Materialverschiebungen führen daher rasch zum nuklearen Abschalten. Während im Fall R6 die radiale Bewegung total unterdrückt wird und die axiale Bewegung der zweiten Corezone für 93 % der Abschaltwirkung verantwortlich ist, trägt im Basisfall R1 die axiale Bewegung in der zweiten Corezone nur 49 % zur gesamten Abschaltwirkung bei. (Im unbehinderten Fall R1 hat man etwa einen gleichen Beitrag von axialen und radialen Disassembly-Reaktivitätsrückwirkungen aus der zweiten Corezone). Die Energiefreisetzung ist im Fall R6 um 22 % niedriger als im Basisfall R1. In Abb. 3.3.4-6 ist das verzerrte Maschennetz am Ende der Disassemblyphase dargestellt. Die axialen Verschiebungen der inneren Bereiche von Ring 10 sind etwa um 50 % größer als im Basisfall.

#### 3.3.4.3 Implosives Potential der BNR-Drücke bei den Leistungsstörfällen

Es wurde versucht, nach dem nuklearen Abschalten mit dem KADIS Modell bis an die (durch Verformungen, Zustandsgleichung etc.) möglichen Grenzen zu rechnen. Das verformte Gitter etwa 8 msec nach dem nuklearen Abschalten zeigt Abb. 3.3.4-7. Wie man sieht, hat sich Corezone 2 stark radial nach außen ausgedehnt, es ist aber kaum Material in die erste Corezone eingewandert. Corezone 1 hat sich axial stark ausgedehnt. Daher steht dem Reaktivitätsgewinn durch Implosion ein immer noch größerer Verlust durch radiale und axiale Expansion gegenüber. Dementsprechend ergibt sich in den 8 msec durchweg eine monotone Abnahme der Reaktivität und Leistung, so daß diese Reaktivitäten auch nach dem nuklearen Abschalten ausgeschlossen werden.

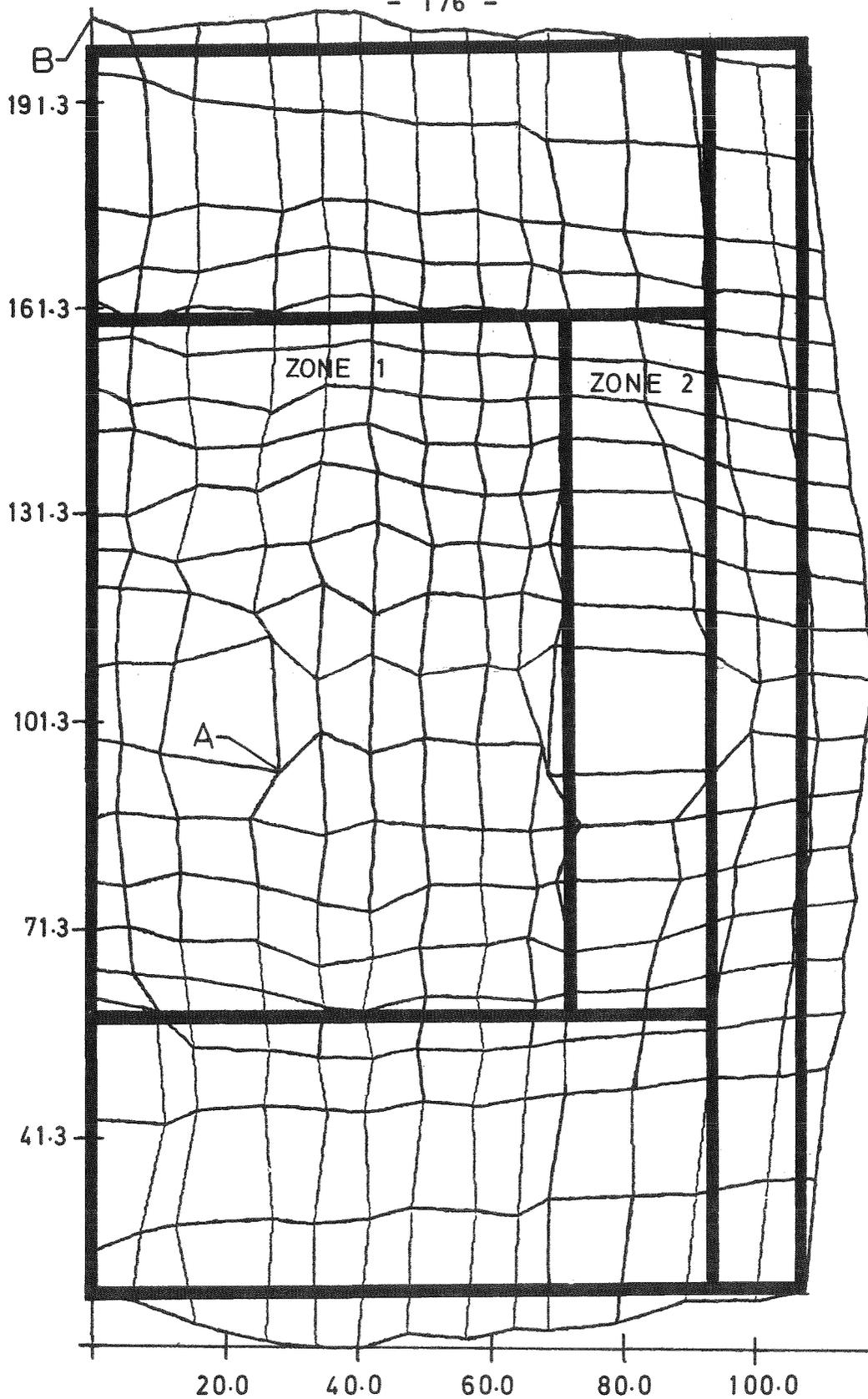


BILD 3.3.4-7 VERZERRTES MASCHENETZ FÜR DEN BASISFALL R1 (0.15  $\beta$ -EINLEITUNGSRAMPE) ETWA 8 MILLISEKUNDEN NACH DEM NUKLEAREN ABSCHALTEN. AXIALE UND RADIALE AUSWÄRTSBEWEGUNG VON MATERIAL DER ZWEITEN CORE-ZONE SIND DEUTLICH ZU ERKENNEN. (MAX. RADIALE GESCHWINDIGKEIT AM PUNKT A: 36 m/s, MAX. AXIALE GESCHWINDIGKEIT AM PUNKT B: 63 m/s).

Neuere eindimensionale statische Diffusionsrechnungen für dergestalt verzerrte Gitter bestätigen, daß Störungstheorie erster Ordnung auch bei diesen größeren Materialverschiebungen zwar nicht sehr genau ist, aber zumindest konservative Aussagen liefert (Störungstheorie 1. Ordnung ergibt zu kleine Abschaltwirkungen) /32/. Das gilt bei den Leistungsstörfällen in gleicher Weise wie bei den vorher diskutierten Kühlmitteldurchsatzstörfällen.

Man kann sich das Core in dem verwendeten Modell als eine Menge von (nicht linear) gekoppelten Massen vorstellen. Die nukleare Exkursion bewirkt eine Auslenkung dieser Massen aus der "Ruhelage". Die Energie im geschmolzenen Brennstoff kann auch nach dem nuklearen Abschalten noch zum Teil an das Natrium übertragen werden, wodurch Natrium als "Arbeitsmedium" wirksam wird. Ein Teil der Unregelmäßigkeiten der Verzerrungen, die in Abb. 3.3.4-7 zu sehen sind, läßt sich so verstehen.

### 3.4 Zusammenfassung der Ergebnisse für den Leistungsstörfall im frischen Core

---

In Tab. 3.4-1 sind noch einmal die wichtigsten Ergebnisse der Parameterstudie für den Leistungsstörfall zusammengestellt. Die niedrigen Energiefreisetzungen bei den dargestellten Rampenstörfällen können wir darauf zurückführen, daß das Mark 1A-Core ein Zweizonencore ist, dessen zweite Corezone bemerkenswerte Abschalteigenschaften hat. Der Abschaltmechanismus - der hohe einphasige Druckaufbau im höchstbelasteten Kanal der zweiten Corezone - wird mit einem konsistenten BNR-Modell in der Einleitungs- und der Kernzerlegungsphase beschrieben. Insbesondere werden die lokalen Natriumtemperaturen an die Kernzerlegungsphase übergeben. Die Diskussion der Rampenstörfälle in der Disassemblyphase kann wegen dieses Abschalteeffektes auch einfach und einheitlich durchgeführt werden. Vergleichsrechnungen mit dem alten SNR 300 Mark 1 Core Entwurf zeigten, daß dieser Mechanismus auch für den Mark 1 Kern-Entwurf wirksam ist und damit nicht empfindlich von der Coregeometrie abhängt.

Betrachtet man die Variation der Einleitungsrampen, des Pinversagenskriteriums, der Reaktivitätskoeffizienten und der radialen Bewegungsbehinderung in der Tab. 3.4-1, so ist der Bereich, in dem die Energiefreisetzungen schwanken, zwar groß - er reicht von -22 % bis +94 %. Angesichts der niedrigen Basiswerte liegen aber selbst die höchsten Energiewerte unterhalb dem des Basisfalles für den Kühlmitteldurchsatzstörfall.

Bei der Betrachtung von verzögerter Wärmeübertragung vergrößert sich der Streubereich. Die Energiefreisetzung liegt gegenüber dem Basisfall um 144 % höher. Es wird aber hierbei die BNR nicht konsistent in die Disassemblyphase weitergeführt.

**Tabelle 3.4-1: Übersicht über die untersuchten Parameterfälle bei Leistungsstörfällen im frischen Mark 1A-Kern des SNR 300**

Energie des geschmolzenen Brennstoffs beim Basisfall: 1182 MWsec.

Untersuchte Parameter	Variation	Fall	Energie des geschmolzenen Brennstoffs [ MWsec ]	proz.Änderung gg.Basisfall	
Einleitungsrampe	0.15 \$/sec → 0.5 \$/sec	RO	1392	+18%	
	0.15 \$/sec → 5 \$/sec	RV	2288	+94%	
Pinversagenskriterium (Brennstoffschmelzfraktion)	60% → 50%	R2	1370	+16%	
	60% → 70%	R3	1023	-14%	
Reaktivitätskoeffizient					
	Doppler	100% → 120%	R7	1003	-15%
	Void	100% → 130%	R8	1872	+58%
Verzögerte Wärmeübertragung ( $T_H$ )	2705°C → 3330°C	R1PF	2888	+144%	
Radiale Bewegungsunterdrückung	frei → totale Unterdrückung	R6	924	-22%	

Die axiale und radiale Aufwärtsbewegung von Material der zweiten Corezone sichert ein dauerndes, monotones Abnehmen der Reaktivität auch über den eigentlichen Abschaltzeitpunkt hinaus. Schließlich soll noch auf den wichtigen Befund hingewiesen werden, daß bei einer in der Einleitungs- und Disassemblyphase konsistenten Variation der BNR-Parameter die Energiefreisetzungen nur sehr schwach von diesen Parametern abhängen /71/.

Generell muß zu den dargestellten Parametervariationen an- gemerkt werden, daß sie natürlich die Unsicherheiten, die in den einzelnen Rechenmodellen wegen der unvollkommenen Kenntnis über den Ablauf gewisser physikalischer Vorgänge enthalten sind, nur unzureichend abdecken können. Wenn z. B. die BNR wesentlich milder abläuft, als im vorliegenden Modell angenommen, werden - wie schon kurz erwähnt - Brennstoffaustragungsphänomene eine größere Rolle spielen, während der Natrium-Void-Effekt in seiner Bedeutung etwas zurücktreten wird. Solche Vorgänge können mit dem Programm HOPE /34/ beschrieben werden. Eine Untersuchung mit HOPE am 15  $\phi$ /sec-Basisfall zeigte, daß bei der Annahme des Brennstabversagens in der Mitte des Cores, die Reaktivitätszufuhr durch Bewegung des Brennstoffs aus den Schmelzbereichen des Pins an die Versagensstelle wesentlich größer ist als der negative Reaktivitätseffekt des Brennstoffaustragens. Auch in diesem Fall tritt man daher in eine Kernzerlegungsphase ein. Freilich ist der Ort des Pinversagens ein ganz entscheidener Parameter /35/. Wir sind aber nur solange gezwungen, die pessimistische Annahme des Versagens in der Mittelebene zu machen, solange keine zuverlässigen anderen experimentellen und theoretischen Informationen über das Pinversagen bei frischen Brennstäben vorliegen. Beim Brennstoffaustragungsmechanismus wäre es übrigens auch von großem Interesse, der Frage der Verblockung von Kühlkanälen durch erstarrenden Brennstoff nachzugehen.

#### 4. Störfallsimulationen für das abgebrannte Core

Im Rahmen dieser Studie wurden Rechnungen auf der Basis von CAPRI-2/KADIS-Simulationen für das abgebrannte Core am Ende des 3. Zyklus (nach 441 Volllasttagen) diskutiert. Dabei wurden Abbrandeffekte, wie Brennstoff- und Hüllrohrschwellen, Spaltgasfreisetzung und Spaltgaseffekte bei der BNR und beim Brennstoffslumpen nicht berücksichtigt. Die hier diskutierten Rechnungen wurden im wesentlichen mit den Parametern des Basisfalls durchgeführt. Sie zeigen daher vor allem die Tendenzen auf, die sich durch die Verwendung der Leistungs- und Wertkurven des abgebrannten Kerns und durch den veränderten Betriebszustand des Reaktors ergeben.

Der Betriebszustand des MARK 1A Cores unterscheidet sich am Ende des 3. Zyklus ganz erheblich von dem des frischen Cores. Einige Kenngrößen des frischen und abgebrannten Cores werden in Tabelle 4-1 gegenübergestellt. Die axiale und radiale Leistungsverteilung ist im abgebrannten Core stärker abgeflacht und die Regelstäbe, die beim frischen Core halb eingefahren waren, sind vollkommen aus dem Core herausgezogen, wodurch sich die axialen Leistungsmaxima etwas nach oben verschieben. Im Ring 6 (Kanal 8) sind die anfänglich eingesetzten 6  $B_4C$  Elemente vollständig durch Driver Elemente ersetzt worden. Die erhöhte Zahl von Brennelementen, die stärkere Leistungsabflachung und der höhere Leistungsanteil aus dem radialen und axialen Brutmantel führen dazu, daß die stationäre Betriebsleistung von 762 MW bei einer um 17 % niedrigeren maximalen linearen Leistung freigesetzt wird. Die maximalen Brennstofftemperaturen werden dadurch erheblich reduziert. Gegenüber dem frischen Brennstoff wurde bei den Rechnungen für das abgebrannte Core eine höhere Porosität und ein größerer Pelletradius gewählt, um eine Schließung des Spalts durch Brennstoffschwelen zu simulieren. Die Ergebnisse der bei diesen Simulationen durchgeführten mechanischen Deformationsanalysen mit dem BREDA-Modul wurden jedoch

		DIMENSION	FIRSCH, CORE	EOL CORE
REAKTIVITÄTSKOEFFIZIEN- TEN IM CORE-BEREICH	MAXIMALER POS. NATRIUM VOID-WERT	β	5,4	5,5
	DOPPLER-KOEFFIZIENT NASS	β/°C	-0,61x10 <sup>-3</sup>	-0,9x10 <sup>-3</sup>
	DOPPLER-KOEFFIZIENT TROCKEN	β/°C	-0,35x10 <sup>-3</sup>	-0,5x10 <sup>-3</sup>
THERMOHYDRAULIK- PARAMETER	MAXIMALE LINEARE LEISTUNG	W/cm	350	288
	MAX./MITTL. KANALLEISTUNG CORE-ZONE 1	-	1,22	1,09
	AX. FORMFAKTOR KANAL 1 CORE-BEREICH	-	1,27	1,22
	LEISTUNGSANTEIL D. RAD. BLANKETS	%	3,9	7,2
	MAX./MITTL. STAT. BRENNST.-TEMP.	°C	1460	1300

TAB. 4-1: VERGLEICH EINIGER KENNGRÖßEN DES FRISCHEN UND ABGEBRANNTEN MARK 1A-CORES

nicht zur Bestimmung des Brennstabversagens herangezogen, da Spaltgaseinflüsse darin nicht berücksichtigt sind. Der maximale positive Void-Wert des abgebrannten Cores entspricht etwa dem des frischen, im Dopplerkoeffizienten ergibt sich dagegen mit und ohne Natrium betragsmäßig eine erhebliche Zunahme von über 40 %. Bowing-Rückwirkungen wurden in den Rechnungen für das abgebrannte Core nicht berücksichtigt. Diese Rückwirkungen sind bei dem verwendeten Modell etwa 3 mal stärker als im frischen Core. Sie sind aber weiterhin zu klein um den Störfallablauf qualitativ zu verändern. Nachträgliche Rechnungen für den Durchsatzstörfall, bei denen dieser Effekt berücksichtigt wurde, zeigen, daß die Disassembly aufgrund der positiven Bowing Rückwirkungen um ca. 1/10 Sekunde früher initiiert wird. Leistung, Reaktivitäten und Reaktivitätsrampen am Umschaltzeitpunkt sind jedoch nur wenig verändert.

#### 4.1 Kühlmitteldurchsatzstörfall

Die Blendenöffnungen der Brennstabbündel sind im frischen und abgebrannten Core gleich, so daß der stationäre Kühlmitteldurchsatz sich trotz anderer Leistung in keinem Kanal wesentlich gegenüber dem frischen Zustand verändert. Die radiale Leistungsabflachung des abgebrannten Cores, die im Coreinnern zu niedrigeren im äußeren Bereich der Corezone 1 dagegen zu geringfügig höheren Leistungsdichten führt, erniedrigt bzw. erhöht daher die stationären Kühlmittelaufheizspannen gegenüber dem Betriebszustand des frischen Cores (vgl. hierzu auch Tab. 7.1.-5 im Anhang). Bei der gleichen Pumpenauslaufcharakteristik werden aus diesem Grund die Siedebedingungen im abgebrannten Core ca. 1.6 sec. später und mit vollkommen anderen Siedesequenzen erreicht. Sieden beginnt zuerst im Kanal 6. Die Sequenz wird anfangs durch das in Bild 4.1-1 kanalweise aufgetragene Verhältnis von stationärer Leistung und Kühlmitteldurchsatz bestimmt. Bei den später aufsiedenden Kanälen ist sie stärker durch die Kanalleistung beeinflusst (Tabelle 4.1-1).

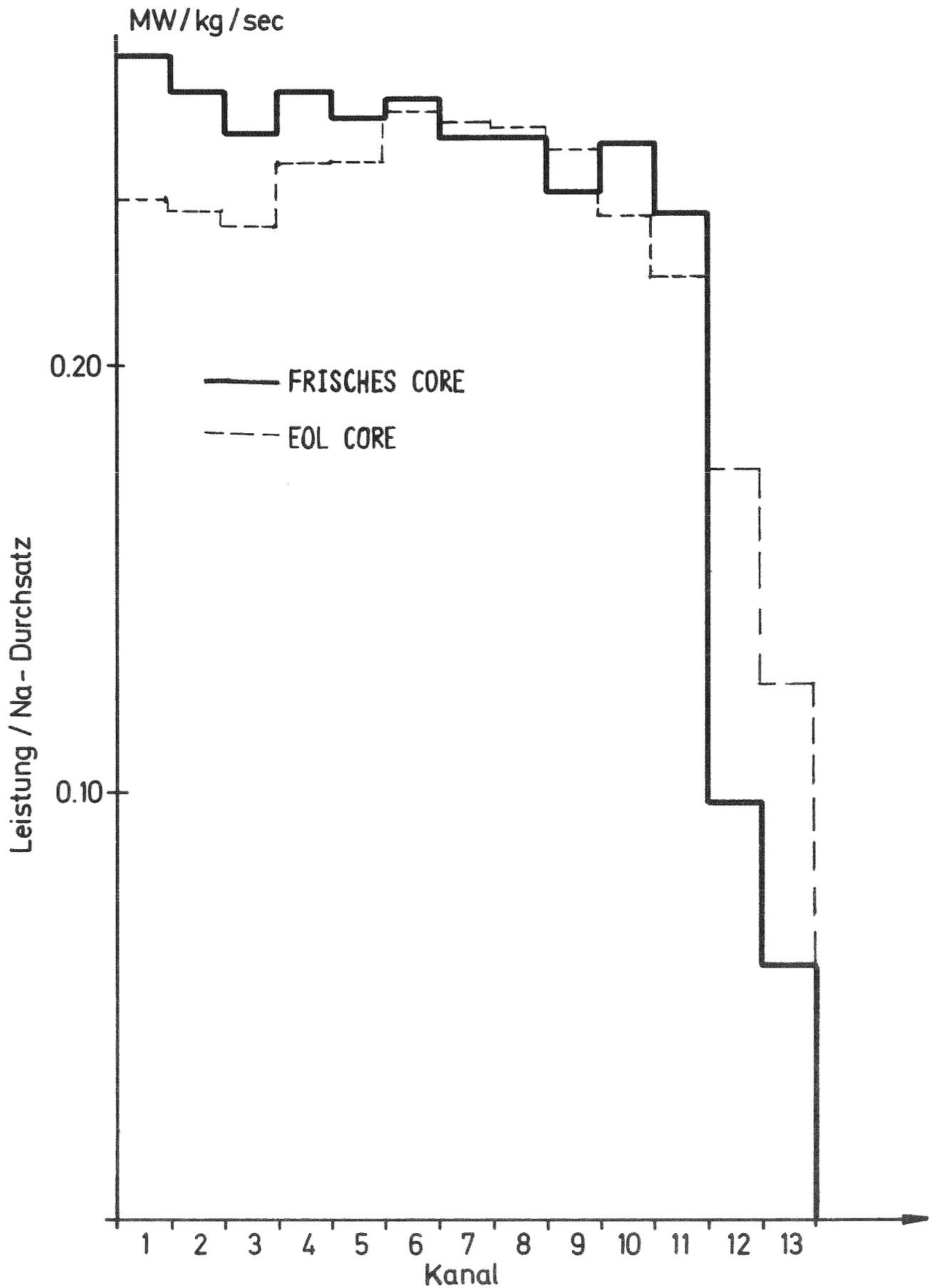


BILD 4.1-1: STATIONÄRES KANALABHÄNGIGES LEISTUNGS/  
DURCHSATZ-VERHÄLTNIS IM FRISCHEN UND  
ABGEBRANNTEN M1A CORE

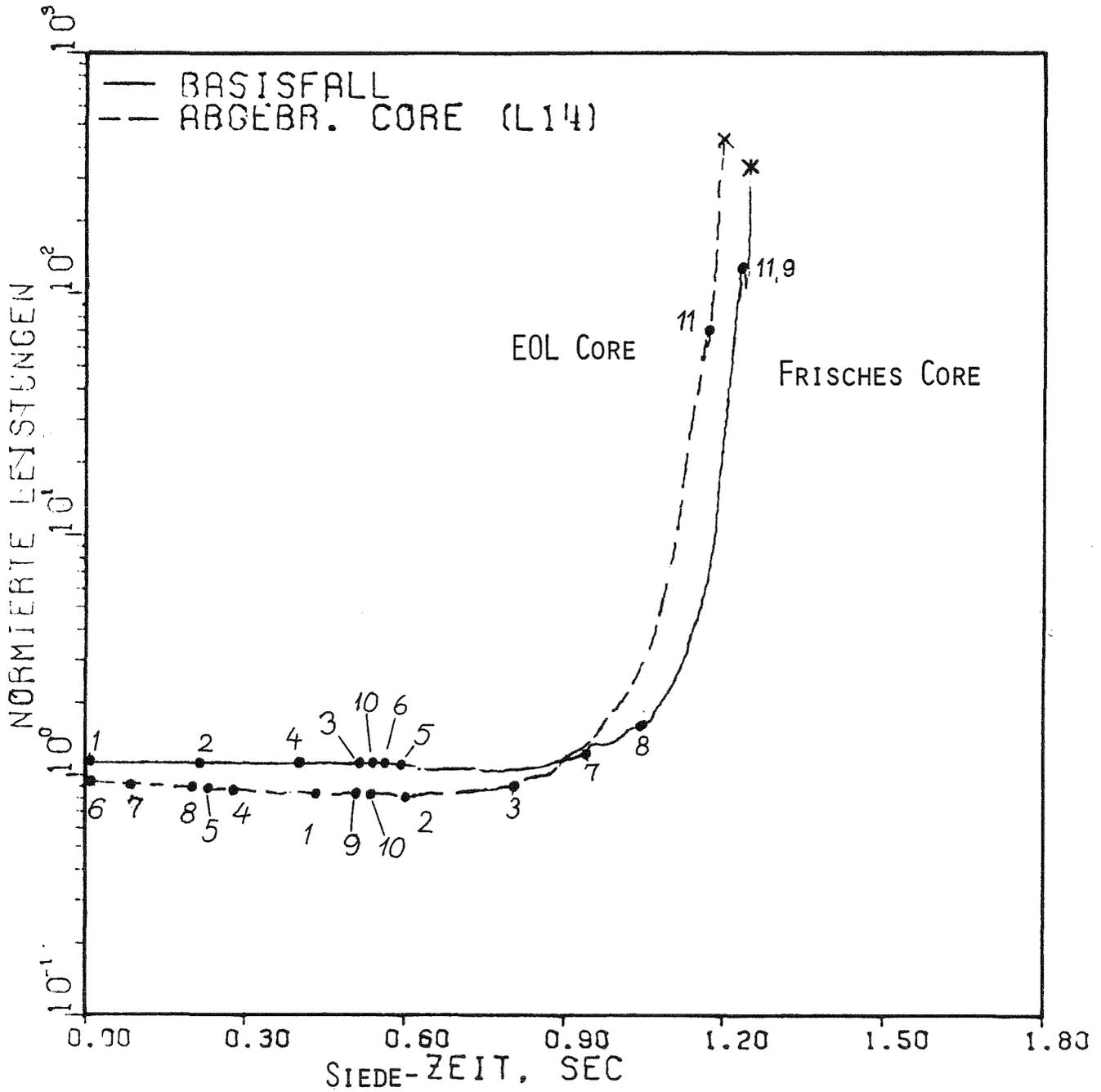
		DIMENSION	FRISCH. CORE BASISF. LO	EOL CORE FALL L14
SIEDEBEGINN	ZEIT	SEC	5,47	7,10
	NORMIERTE LEISTUNG	-	1,12	0,93
SIEDESEQUENZ	KANÄLE	-	1,2,4,3,10	6,7,8,5,4,1
			6,5,7,8,11,9	9,10,2,3,11
ERGEBNISSE FÜR ZUERST AUFSTIEGENDES ELEMENT	SIEDEZEIT BIS STRÖMUNGSUMKEHR	SEC	0,40	0,60
	MAX. GESCHWINDIGKEIT D. UNT. PHASENGRENZE	M/SEC	-1,75	-1,00
	SIEDEZEIT B. DRYOUT	SEC	0,76	0,97
DISASSEMBLYBEGINN	ZEIT	SEC	6,72	8,31
	SIEDEZEIT	SEC	1,25	1,21
	NORMIERTE LEISTUNG	-	325	391
	NETTO REAKTIVITÄT U. RAMPE	8 8/SEC	1,014 3,9	1,0007 -5,5
	DOPPLER REAKTIVITÄT U. RAMPE	8 8/SEC	-0,671 -13,9	-1,060 -22,9
	VOID REAKTIVITÄT U. RAMPE	8 8/SEC	1,647 17,6	2,061 +17,41
	ENERGIE DES GESCHM. BRENNSTOFFS	MWSEC	520	1285
DISASSEMBLYERGEBNISSE	DISASSEMBLYDAUER	MSEC	9,15	17,8
	MASSE D. GESCHM. BRENNSTOFFS	KG	4787 (83%)	5797 (91%)
	ENERGIE D. GESCHM. BRENNSTOFFS	MWSEC	2886	3605
	MAXIMALE DRÜCKE	BAR	24	8

Tab. 4.1-1: VERGLEICH DES KÜHLMITTELDURCHSATZSTÖRFALLS IM FRISCHEN UND ABGEBRANNTEN M1A-CORE

Die Kühlmittel- und Brennstoffaufheizung durch die längere Verweilzeit des Kühlmittels führt im abgebrannten Core zunächst zu einer Abnahme der Reaktorleistung, da die stärkere Dopplerrückwirkung die positiven Dichterrückwirkungen des Kühlmittels vor Siedebeginn kompensiert. Bei Siedebeginn hat sich die Leistung auf 93 % des stationären Wertes verringert. In den zuerst auf siedenden Kanälen 6 - 8 dringen die Dampfblasen daher und auch wegen der verglichen mit dem Basisfall kleineren Kanalleistungen langsamer in die inneren Corebereiche ein. Wie Tabelle 4.1-1 zeigt, dauert es im zuerst auf siedenden Kanal verglichen mit dem Basisfall des frischen Cores länger bis Strömungsumkehr einsetzt. Die maximale Geschwindigkeit der unteren Phasengrenzen beim Corevoiden erreicht nur etwa 60 % des Wertes vom Basisfall. Dryout setzt später ein, wobei der Corebereich noch weniger gevoidet ist.

Da die ersten Kanäle in dichter Folge auf sieden und reaktivitätsmäßig wirksamer sind, kommt es jedoch im abgebrannten Core trotz langsameren Auf siedens nach Siedebeginn früher zu einem Leistungsanstieg. Bild 4.1-2 vergleicht die Leistungsverläufe nach Siedebeginn. Die transiente Leistung übersteigt die des frischen Cores erstmals nach 0.9 sec.

Der Leistungsanstieg ist danach steiler. Die Reaktivitätsrückwirkungen der zuerst auf siedenden Kanäle führen in der Überlagerung zu steileren Rampen, die den stärkeren Dopplerkoeffizienten kompensieren und die Netto-Reaktivität schneller ansteigen lassen. Der Leistungs- und Reaktivitätsanstieg flacht erst auf einem höheren Leistungsniveau kurz vor dem Übergang in die Disassemblyphase durch die stärkeren Dopplerrückwirkungen ab. Die Reaktorleistung erreicht am Umschaltpunkt einen um 33 % höheren Wert als im frischen Core (Tab. 4.1-1). Die Netto-Reaktivität ist zu diesem Zeitpunkt bereits mit einer Rampe von  $-5.5 \text{ \$/sec}$  im Abnehmen begriffen. Ihr Wert liegt unter dem des frischen Cores. Aber auch im abgebrannten Core ist der Reaktor am Umschaltpunkt überprompt kritisch.



	FRISCHES CORE	EOL CORE
SIEDEBEGINN [sec]	5,47	7,1

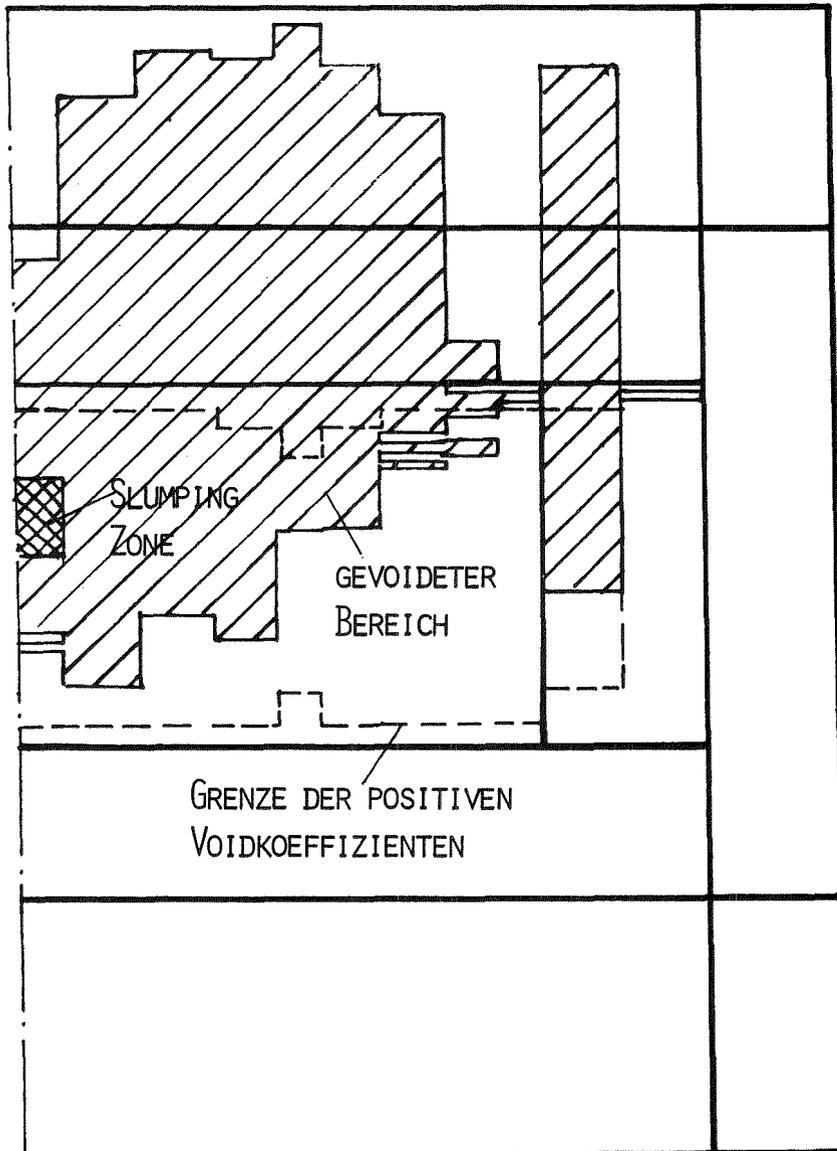
BILD 4,1-2: LEISTUNGSVERLAUF NACH SIEDEBEGINN IM FRISCHEN UND ABGEBRANNTEN MIA CORE (FALL L0, L14)

Bild 4.1-3 vergleicht den Voidzustand des frischen und abgebrannten Cores am Disassemblypunkt. Durch die unterschiedliche Siedesequenz sind die äußeren Bereiche der ersten Corezone im abgebrannten Core stärker gevoidet. Der äußerste Core-ring (Kanal 11) ist in beiden Fällen nur wenig aufgesiedet. Die resultierenden Voidrückwirkungen sind im abgebrannten Core höher, ihre Rampen entsprechen am Umschaltpunkt etwa denen des frischen Cores. Die Dopplerrückwirkung (Tabelle 4.1-1) ist im abgebrannten Core stärker negativ und nimmt mit viel höheren Rampen ab. Die Unterschiede sind auf den stärkeren Dopplerkoeffizienten des abgebrannten Cores zurückzuführen, teilweise sind sie auch durch die gegenüber dem stationären Zustand größeren Aufheizspannen des Brennstoffs und durch die flachere Leistungsverteilung beeinflusst. Die stärker negative Dopplerrampe am Umschaltpunkt ist auch eine Folge der höheren Umschaltleistung.

Brennstoffbewegungen treten im abgebrannten Core bei dem verwendeten Slumpingkriterium vor Disassemblybeginn nicht auf. Durch das relativ späte Austrocknen ist das Hüllrohr am Disassemblypunkt noch fest und bildet so eine Barriere, die den Slumpingvorgang verhindert. Hüllrohrversagen mit nachfolgender BNR ist bei dem verwendeten Versagenskriterium vor Siedebeginn in keinem Kanal des abgebrannten Cores möglich. Die Kanäle siedeln in so dichter Folge auf, daß der Brennstoff bei Siedebeginn in den verschiedenen Kanälen sogar noch fest ist. In der energetischen Endphase nach Siedebeginn ist Brennstabversagen und Ausspritzen eines Brennstoff/Spaltgas Gemisches in die gevoideten oder ungevoideten Kühlkanäle jedoch möglich. Wie Rechnungen mit dem HOPE Code für Rampenstörfälle zeigen /55/, kann der Innendruckaufbau beim Brennstoffschmelzen im abgebrannten Core schon bei 25 - 30 % Schmelzfraktion zum Versagen führen.

Die Energie des geschmolzenen Brennstoffs zu Beginn der

FRISCHES CORE  
BASISFALL L0



EOL CORE  
FALL L14

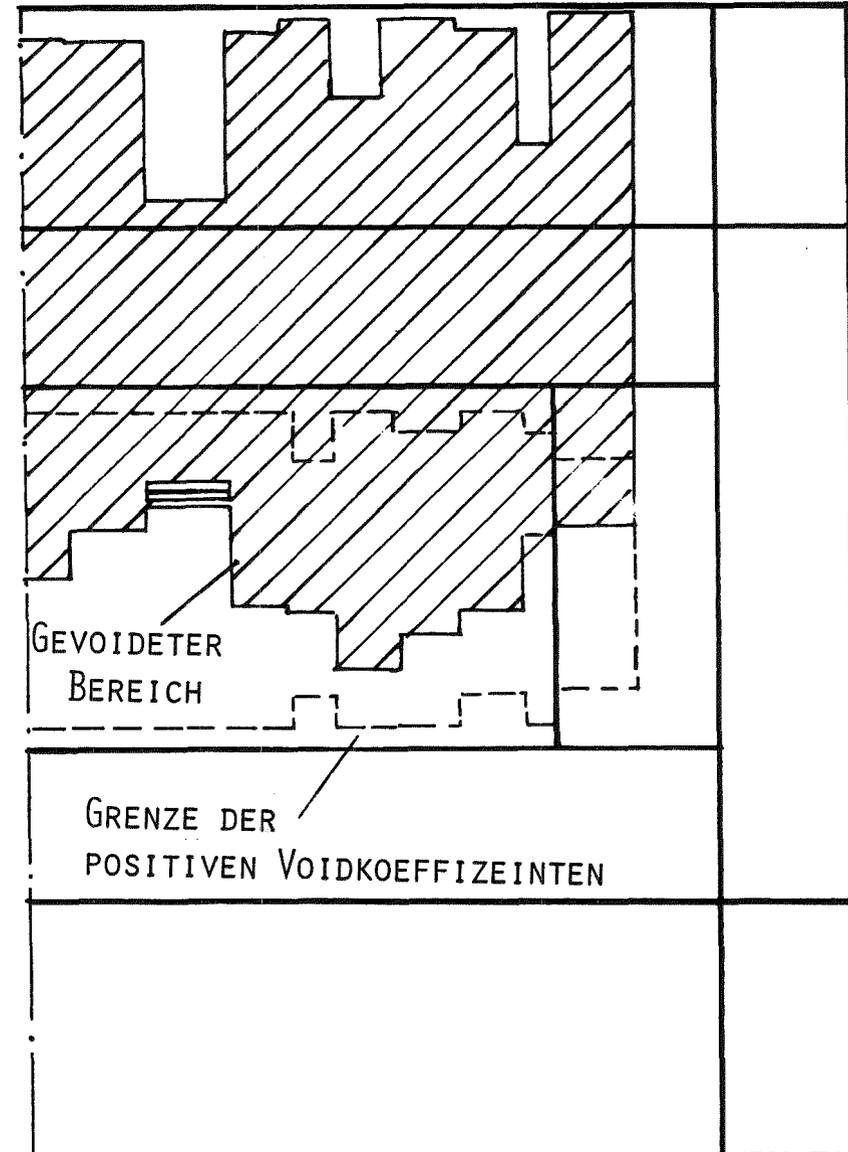
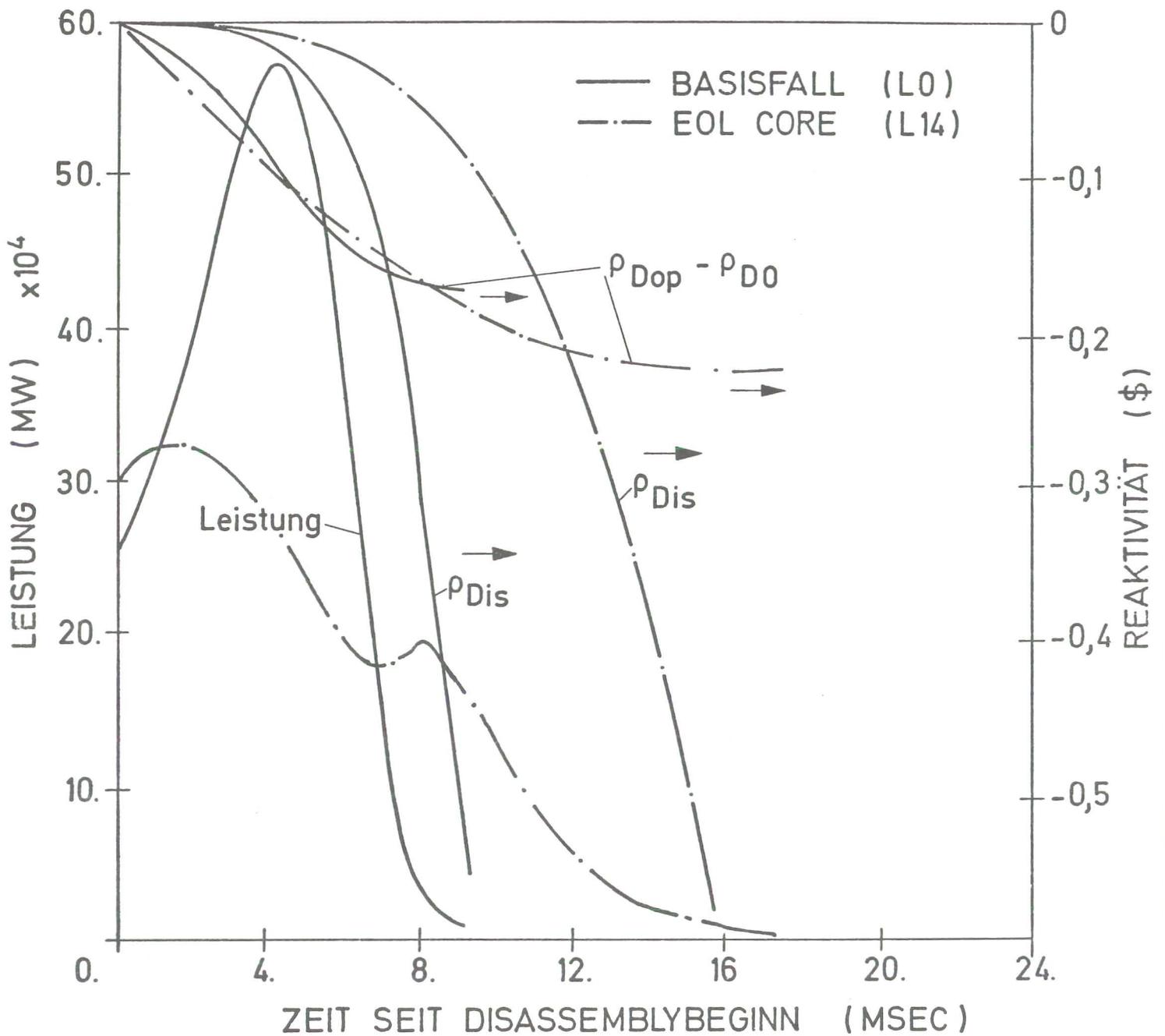


BILD 4.1-3: VERGLEICH DES VOIDZUSTANDES IM FRISCHEN UND ABGEBRANNTEN (EOL) CORE BEI DISASSEMBLYBEGINN  
(KÜHLMITTELDURCHSATZSTÖRFALL L0, L14 SNR 300 M1A CORE)

Disassemblyphase ist im abgebrannten Core mehr als doppelt so hoch wie im frischen. Das ist in erster Linie eine Folge der stärkeren Leistungsabflachung, ist teilweise aber auch durch die etwa 10 % höhere Brennstoffmasse des abgebrannten Cores bedingt.

In der Disassemblyphase steigt die Leistung in den ersten 1,6 msec noch um 9 % an, wie Bild 4.1-4 zeigt. Reaktivitätsrückwirkungen durch Materialbewegungen sind bis zu diesem Zeitpunkt noch nicht wirksam geworden. Für die Leistungsumkehr 1,6 msec nach Disassemblybeginn ist nur die Dopplerrückwirkung verantwortlich. Die frühe Begrenzung des Leistungsanstiegs durch den Dopplereffekt führt zu niedrigeren Brennstofftemperaturen und Dampfdrücken. Die maximal erreichten Dampfdrücke von einigen bar legen die Annahme nahe, daß die Brennelementkästen nicht versagen bzw. verformt werden. Die Disassemblyrechnung wurde daher mit totaler Unterdrückung von radialer Bewegung durchgeführt. Etwa 6,7 msec nach Disassemblybeginn beginnt die Leistung erneut anzusteigen. Bild 4.1-4 zeigt, daß die Disassemblyrückwirkung zu diesem Zeitpunkt noch recht schwach gegenüber der Dopplerrückwirkung ist. Etwa 1,1 msec später wird der Leistungsanstieg durch die sich nun stärker entwickelnden Disassemblyrückwirkungen begrenzt. Durch die flachere Leistungsverteilung entstehen in einem größeren Core-Bereich stärkere Brennstoffdampfdrücke, wodurch Materialverschiebungen in entsprechend größeren Bereichen als beim frischen Core stattfinden. Die Bewegungen solcher Bereiche sind daher z. T. reaktivitätsmäßig stärker wirksam wegen des großen beteiligten Volumens der äußeren Ringe. Erst etwa 12 msec nach Disassemblybeginn erreicht die Disassemblyrückwirkung die Größe der Dopplerrückwirkung. In den folgenden 6 msec wird dann Material im Zentrum und im Kanal 10 bewegt und die Exkursion mit einer Disassemblyrückwirkung, die etwa viermal stärker als die Dopplerrückwirkung ist, beendet. Am Ende der Disassembly-Phase sind etwa 91 % des Core-Brennstoffes geschmolzen und die im geschmolzenen Core-Brennstoff gespeicherte Energie beträgt 3605 MWsec. Der maximal erreichte Brennstoffdampfdruck beträgt 8 bar.



	FRISCHES CORE (L0)	ABGEBRANNTES EOL CORE
DOPPLERREAKTIVITÄT $\rho_{D_0}$ IN $\beta$ BEIM BE- GINN DES DISASSEM- BLY	-0,671	-1,060

BILD 4.1-4 VERLAUF VON LEISTUNGEN, DOPPLER- UND DIS-  
ASSEMBLYRÜCKWIRKUNGEN WÄHREND DER DISASSEM-  
BLYPHASE FÜR DAS FRISCHE (L0) UND ABGE-  
BRANNTES (L14) CORE

Bei Berücksichtigung von Spaltgaseffekten, die bisher sowohl in der Einleitungs- wie in der Disassemblyphase vernachlässigt wurden, würde sich mit großer Wahrscheinlichkeit eine Reduktion der Energiefreisetzung bis zum nuklearen Abschalten ergeben. Sowohl das Aufschäumen des Brennstoffspaltgasgemisches im Kühlkanal, das nach einem Hüllrohrversagen durch Innendruckaufbau im Pin möglich ist (im Augenblick modellmäßig aber nicht beschrieben werden kann), als auch die Berücksichtigung des Spaltgasdrucks bei der Kernzerlegung würden zusätzliche negative Rückwirkungen hervorrufen.

Der Effekt würde sich noch verstärken, wenn die axiale Expansionsrückwirkung beim Durchsatzstörfall berücksichtigt wird. Ähnlich wie im Parameterfall L1 des frischen Cores begrenzt die axiale Expansionsrückwirkung den Leistungsanstieg beim Kühlmittelvoiden auch im abgebrannten Core, so daß der Störfallverlauf damit mehr durch Slumpingeffekte bestimmt wird. Wie in Abschnitt 1.1 bereits erwähnt wurde, kommt es beim Brennstoffslumpen auf einem erhöhten Leistungsniveau durch die hohe Spaltgaskonzentration im abgebrannten Core zur Brennstoffdispersion. Die Slumpingrückwirkungen führen dann nicht mehr in die energetische Disassemblyphase, sondern sie schalten den Reaktor langsam ab. Bei Beschreibung des Durchsatzstörfalls mit verfeinerten Modellen wie dem SLUMPY-Code ist daher ein Einlaufen in die eingangs erwähnte Transition-Phase möglich, vorausgesetzt, daß die Expansionsrückwirkung wirklich auftritt. Diese milden Durchsatzstörfälle, die mit den uns derzeit verfügbaren Modellen nicht beschrieben werden können, führen nach den Thesen von Fauske /2/ ohne größere mechanische Energiefreisetzungen zu permanent kühlbaren Anordnungen. Für die mechanische Belastung des Tank- und Deckelsystems liefert daher die in diesem Abschnitt diskutierte Störfallsimulation eine obere Abschätzung.

#### 4.2 Leistungsstörfall

Der Leistungsstörfall wurde im abgebrannten ebenso wie im frischen Core mit einer Rampe von 15  $\phi$ /sec eingeleitet. Die Rampe soll unbegrenzt lange einlaufen, obwohl die Reaktivitätsreserve im abgebrannten Core weit kleiner ist als im frischen. Die Regelstäbe sind am Ende des 3. Abbrandzyklus praktisch schon voll ausgefahren.

Der stärker negative Dopplerkoeffizient führt im abgebrannten Core bei dieser Rampe zu einem zunächst langsameren Leistungsanstieg als im frischen Core. Wegen der niedrigeren Anfangstemperatur des Brennstoffs ist auch mehr Energie zum Brennstoffschmelzen freizusetzen, wodurch sich zusätzlich der Zeitraum bis zum Brennstabversagen vergrößert. Die transient im Brennstoff freigesetzte Energie kann bei den relativ langsam ablaufenden Vorgängen in stärkerem Maße an das Kühlmittel abgeführt werden. Mit dem Versagenskriterium des Basisfalls für das frische Core würde das Kühlmittel im abgebrannten Core vor Erreichen des Versagenskriteriums bereits siedeln. Die Versagensschwelle, die ohnehin wegen der anderen Versagensmechanismen für abgebrannte Stäbe niedriger zu wählen ist, wurde daher auf eine Peak Node Schmelzfraktion von 50 % herabgesetzt.<sup>1</sup>

Das flache Leistungsprofil führt im abgebrannten Core zu einem gleichzeitigen Versagen der inneren Brennelementreihen der ersten und zweiten Anreicherungszone (Kanäle 1,2 und 10). Wie Tab. 4.2-1 zeigt, ist der Versagenspunkt gegenüber dem des frischen Cores verschoben, auch sind die Leistungs- und Netto-Reaktivitätswerte bei BNR-Beginn niedriger. Die Überlagerung der Reaktivitätsbeiträge durch BNR in den 3 Kanälen führt da-

---

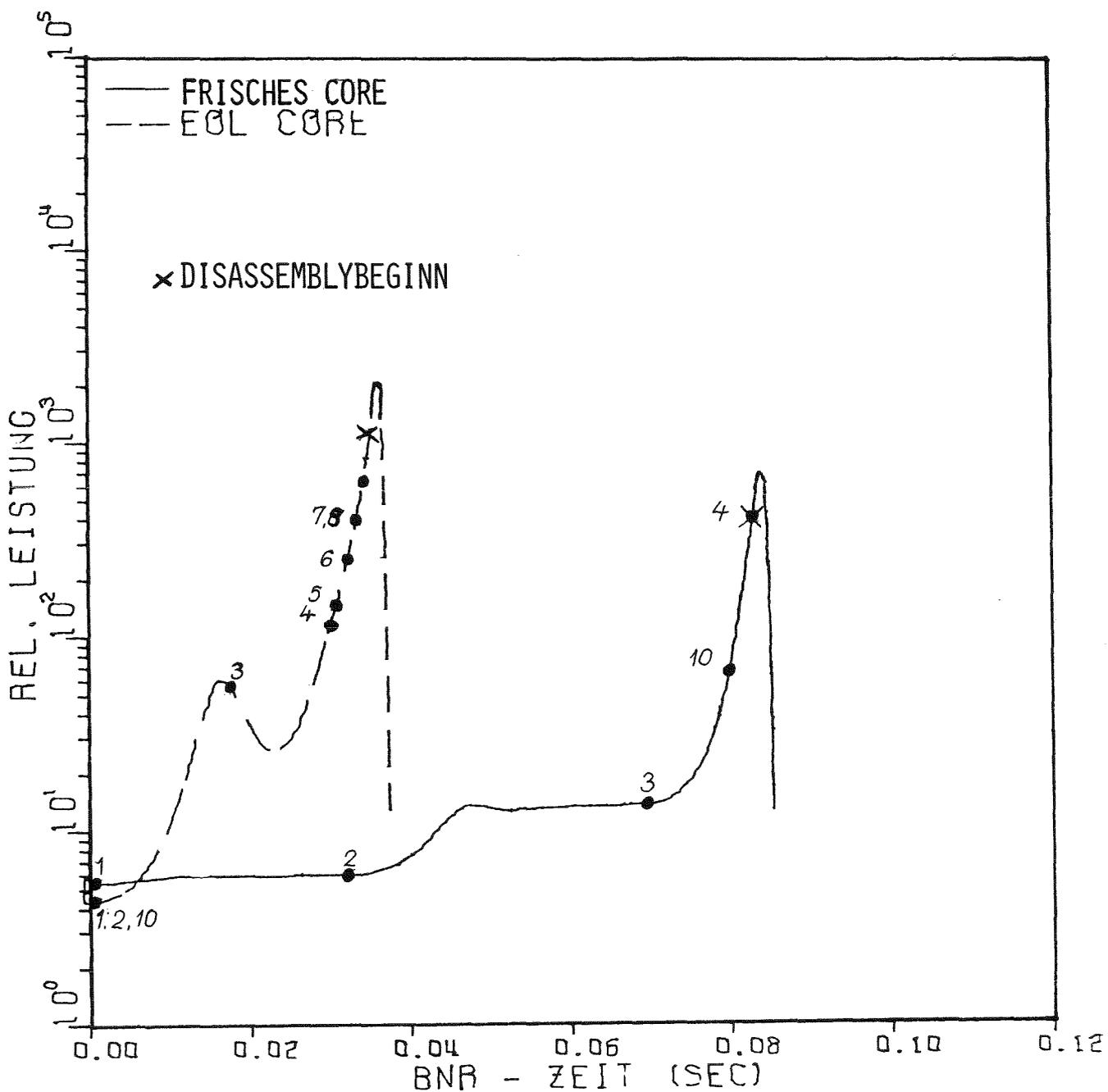
<sup>1</sup>Wie inzwischen mit dem Programm HOPE durchgeführte Rechnungen zeigen /55/, ist auch dieser Wert recht hoch. Bei dem starken Spaltgasgehalt des Brennstoffs führt der berechnete Druckaufbau durch Spaltgasfreisetzung schon bei Brennstoffschmelzanteilen von 25 % zum Versagen.

nach aber zu einem rascheren Leistungsanstieg. Bild 4.2-1 vergleicht die Leistungsamplitude nach dem ersten Stabversagen für das frische und abgebrannte Core. Im abgebrannten Core erreicht die Leistung ihr erstes Maximum früher und auf einem 4fach höheren Wert. Nur während des Voidens der axialen Blanketbereiche des Kanals 10 fällt sie vorübergehend wieder ab. Zu diesem Zeitpunkt versagt bereits der 3. Kanal. Seine Rückwirkungen leiten im frischen wie im abgebrannten Core die energetische Endphase des Störfalls ein. Im abgebrannten Core versagen dabei vor Erreichen von Disassembly sämtliche noch intakten Core-Elemente. Nach dem ersten Stabversagen wird Disassembly daher im abgebrannten Core weitaus schneller eingeleitet. Wegen der geringeren Brennstoffenergie am Versagenspunkt wird ein größerer Teil der Energie in der letzten energetischen Endphase des Unfalls freigesetzt. Dabei kann sich eine stärkere Voidrückwirkungsrampe akkumulieren und es ergibt sich eine gegenüber dem Basisfall des frischen Cores mehr als doppelt so hohe Reaktorleistung am Umschaltpunkt.

Der Voidzustand des abgebrannten Cores bei Disassemblybeginn sowie die Versagensstellen sind in Bild 4.2-2 mit denen des frischen Cores verglichen. Durch die herausgezogenen Regelstäbe verschiebt sich das axiale Leistungsmaximum im abgebrannten Core nach oben und die Versagenspositionen in der ersten Core Zone rücken generell um ca. 8 cm hoch. Am Umschaltpunkt findet in allen Treiberelementen BNR statt. Starke Voidrückwirkungen kommen dabei aus den Kanälen 1 bis 4 und aus dem Kanal 10. Die Höhe der Voidrampe am Umschaltpunkt wird durch die zahlreichen noch wenig gevoideten Kanäle bestimmt (4 bis 9 und 11). Ihre Zahl ist größer als im frischen Core. Insgesamt erreicht die Voidrampe am Umschaltpunkt im abgebrannten Core mit 99 \$/sec daher mehr als den doppelten Wert des frischen Cores. Aber auch die negativen Dopplerrampen sind bedingt durch die Leistung und den höheren Dopplerkoeffizienten fast um den Faktor 3 stärker. Die höheren Voidrückwirkungen übertragen sich daher nicht voll auf die Rate der Netto Reaktivitätsänderung am Umschaltpunkt.

		Dimension	Frisch.Core Basisf. R1	EOL Core Fall R12
BNR-Beginn	Versagenszeit von Kanal 1	sec	6.7	8.72
	Normierte Leistung	-	5.3	4.2
	Netto Reaktivität	§	0.5	0.41
Versagenssequenz	Kanäle	-	1,2,3,10,4	1,2,10,3,4,5,6, 7,8,9,11
BNR-Ergebnisse Kanal 1	Brennstoff/Natrium Massenverhältnis	-	6	4.9
	Axiale Rissposition	% Akt. Länge	50	53
Disassemblybeginn	Zeit	sec	6.78	8.75
	BNR-Zeit	Msec	83	35
	Normierte Leistung	-	399	1251
	Netto Reaktivität u. Rampe	§ §/sec	1.081 15.3	1.108 15.9
	Doppler Reaktivität u. Rampe	§ §/sec	-0.727 -25.1	-1.175 -80.6
	Void Reaktivität u. Rampe	§ §/sec	0.759 40.3	0.970 96.3
Disassemblyergebnisse	Disassemblydauer	Msec	2.67	2.30
	Energie d. geschmolzenen Brennstoffs	MWsec	1182	2940

Tab. 4.2-1: Vergleich des 15  $\text{¢}/\text{sec}$  Rampenunfalls im frischen und abgebrannten (EOL) Core



	FRISCHES CORE	EOL CORE
BNR-BEGINN [sec]	6.695	8.717

BILD 4.2-1: LEISTUNGSVERLAUF NACH BRN-BEGINN BEI 0.15 %/SEC  
RAMPENSTÖRFALL IM FRISCHEN UND ABGEBRANNTEN (EOL)  
CORE (FALL R1 + R12)

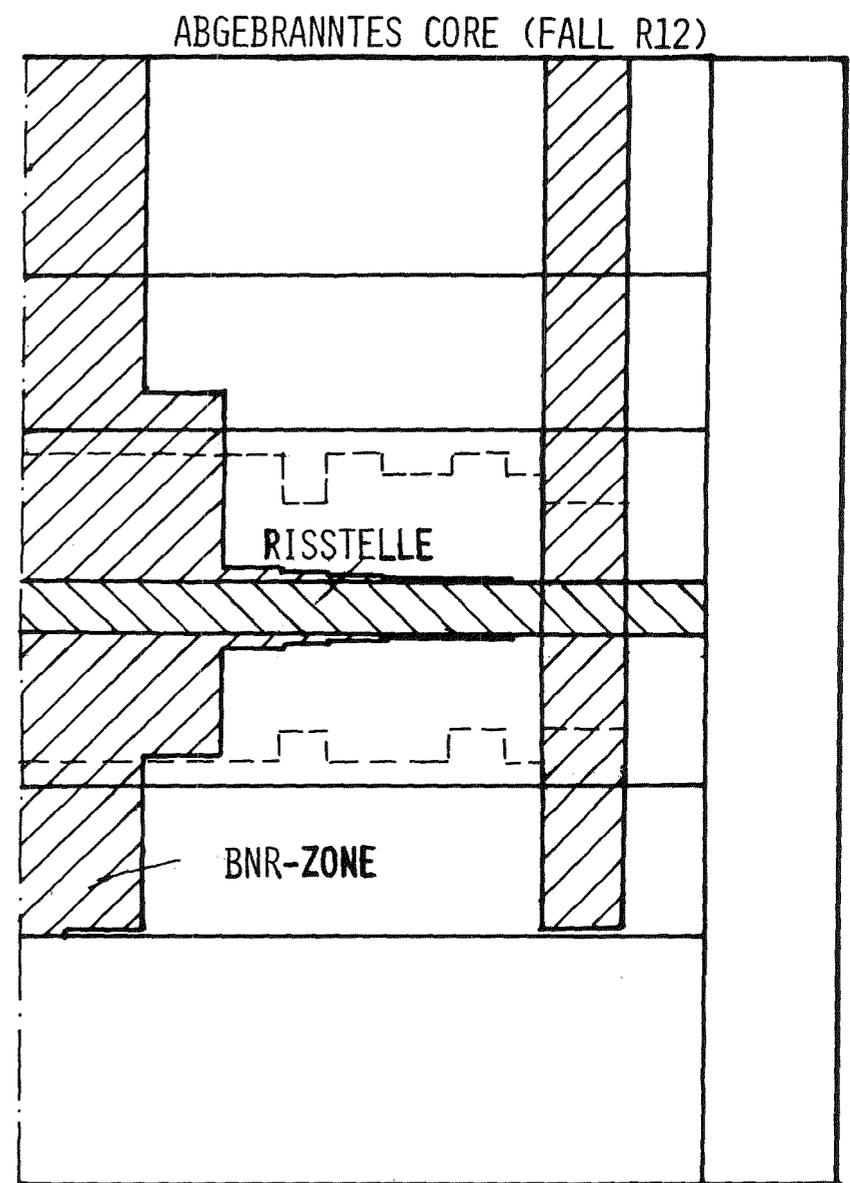
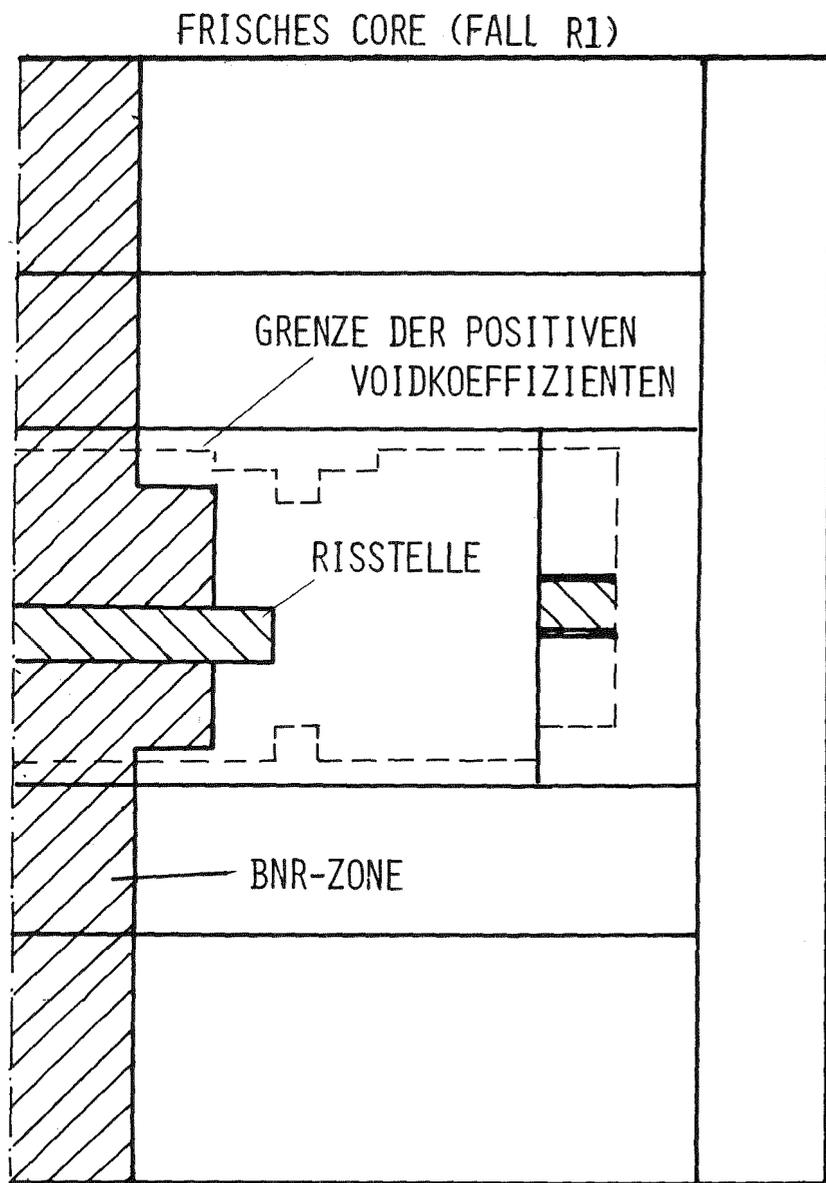


BILD 4.2-2: VERGLEICH DER VERSAGENSPOSITIONEN IM FRISCHEN UND ABGEBRANNTEN (EOL) MIA CORE UND DES VOIDZUSTANDES AM UMSCHALTPUNKT ZUR DISASSEMBLY BEIM 15  $\epsilon$ /SEC RAMPENSTÖRFALL (FALL R1,R12)

Beim Vergleich der Voidzustände im frischen und abgebrannten Core fällt auch die gegenüber dem Basisfall des frischen Cores stark ausgedehnte BNR Zone im 10. Kanal auf, der im abgebrannten Core gleichzeitig mit den beiden zentralen Kanälen versagte. Die resultierende hohe Voidfraktion verhindert den Aufbau der stark disassemblierenden Einphasendrucke in diesem Ring. Auf den Disassemblyvorgang im abgebrannten Core hat der Ring 10 daher nicht mehr den gleichen überragenden Einfluß, da im gevoideten Bereich nur Natriumdampfdrücke von ca. 40 atm wirksam werden, die die Brennstoffbewegung im Modell erst nach dem vollständigen Aufschmelzen des Brennstoffs beeinflussen können. Der Disassemblyvorgang wird dafür im abgebrannten Core stärker durch die hohen Drücke der Kanäle 4 bis 9 (Core Zone 1) und des Kanals 11 (Core Zone 2) bestimmt. In diesen Ringen ist das Natrium bei Disassemblybeginn nicht ausgetrieben worden, und die BNR kann noch hohe einphasige Drücke aufbauen. Diese Teile der Core Zone 1 und 2 expandieren und komprimieren dabei auch das Material der innersten drei Ringe sowie des Ringes 10. Durch die verminderte Rückwirkung von Ring 10 trägt die zweite Core Zone am Ende der Disassemblyphase nur 65 % zur Disassembly-Rückwirkung bei (gegenüber 92 % beim frischen Core). Freilich muß man in diesem Zusammenhang auch auf die Vernachlässigung von Spaltgasen hinweisen. Eine Berücksichtigung des Druckaufbaus durch Spaltgase würde die Drücke in den innersten Core-Ringen und im Ring 10 wesentlich erhöhen und damit die Implosionen abschwächen. Ferner würden die Wärmeübertragungsraten von Brennstoff an das Natrium durch das Spaltgas vermindert und damit der Druckaufbau durch die BNR verzögert werden. Wie aus Tab. 4.2-1 hervorgeht, steigt die am Ende der Disassembly-Phase im geschmolzenen Brennstoff gespeicherte Energie um 148 % gegenüber dem Basisfall an. Große Energiemengen werden dabei schon vor der Disassembly-Phase freigesetzt. So beträgt die Energie des ge-

schmolzenen Brennstoffs beim abgebrannten Kern zu Beginn der Disassembly-Phase bereits 1241 MWs gegenüber nur 551 MWs beim frischen Kern. Hierfür sind vor allem die größeren Versagenskohärenzen und die flachere Leistungsverteilung des abgebrannten Cores verantwortlich. Aber auch die Disassembly-Phase wird energetischer. Während beim frischen Kern die einphasigen Drücke in Ring 10 sehr schnell genügend Disassemblyreaktivität freisetzen, um die nukleare Exkursion abzuschalten, führt die etwas längere Anlaufzeit für die Disassemblyrückwirkung beim abgebrannten Core zu einer weiteren beträchtlichen Erhöhung der Energiezufuhr.

Es ist zu erwarten, daß die Einbeziehung von Abbrandeffekten und die Beschreibung des zeitabhängigen Ausspritzvorgangs von Brennstoff/Spaltgasgemisch und des Brennstofftransports im Kühlkanal bei den Störfallsimulationen des abgebrannten Cores zu weit niedrigeren Energiefreisetzungen führt, da die Versagensposition sehr wahrscheinlich in der oberen Kernhälfte liegen und der Reaktor durch den Injektions- und Ausschwemm-Effekt vorzeitig abgeschaltet und in einen dauerhaft kühlbaren Zustand überprüft werden kann. Die bisherigen Rechnungen mit dem HOPE-Code deuten an /55/, daß diese Störfallkette insbesondere bei einem frühen Versagen der niedrig belasteten Stäbe mit hohem Spaltgasgehalt (sogar unabhängig von der axialen Versagensposition) sehr wahrscheinlich ist. Um hier zu einer klareren Aussage und damit zum Abbau konservativer Annahmen zu kommen, sind neben weiteren theoretischen Analysen vor allem Experimente erforderlich, die insbesondere die zahlreichen Argumente für eine höhere Versagensstelle (Rißlage) bei abgebrannten Stäben /56/ absichern können und den Einfluß der Bestrahlungsleistung auf das Versagensverhalten der Brennstäbe untersuchen. Das experimentelle Brennstab-Testprogramm im CABRI-Reaktor /57/ wird das Verhalten abgebrannter Stäbe bei SNR-ähnlichen Bedingungen in Leistungsstörfällen untersuchen und dabei sicher mehr Informationen zu diesem Problemkreis und die zu seiner Simulation wichtigen Parameter liefern.

### 4.3 Zusammenfassung der Ergebnisse

Beim Kühlmitteldurchsatzstörfall im abgebrannten Core führt die - im Vergleich zum frischen Core - flachere radiale Leistungsverteilung zu einem kohärenteren Aufsieden der Kanäle. Die Reaktivitätsrückwirkungen der zuerst aufsiedenden Kanäle überlagern sich zu steileren Void-Rampen, die zunächst durch die stärkeren Doppler-Koeffizienten teilweise kompensiert werden, dann jedoch die Nettoaktivität stärker als beim Basisfall ansteigen lassen. Nach Erreichen des prompt kritischen Zustandes nimmt die (negative) Dopplerrückwirkung so stark zu, daß die Leistung schließlich abnimmt (Dopplerschwingung). Bei dem sich anschließenden sehr milden Disassemblyvorgang wird im geschmolzenen Brennstoff eine Energie von 3605 MWsec gespeichert.

Die flachere Leistungsverteilung des abgebrannten Cores ist auch bei dem Leistungsstörfall von großem Einfluß. Die Brennelemente versagen hier wesentlich kohärenter. Am Beginn der Disassemblyphase ist in allen Treiberelementen die Brennstoff-Natrium-Reaktion initiiert. Da der Ring 10 (erster Ring der zweiten Corezone) beim Disassemblybeginn von Natrium fast völlig entleert ist, trägt Materialbewegung der zweiten Corezone wesentlich schwächer zum nuklearen Abschalten bei als im frischen Core. Der relativ hohe Wert von 2940 MWs der im flüssigen Brennstoff gespeicherten Energie wird so verständlich.

Bei Berücksichtigung der Spaltprodukteffekte (Brennstoff und Hüllrohrschwellen, Spaltproduktfreisetzung und deren Einfluß auf Hüllrohr und Brennstoffbewegungen) würde sich beim Kühlmitteldurchsatzstörfall (siehe auch Abschnitt 1.1) mit großer Wahrscheinlichkeit ein milderer Verlauf der Exkursion bis zum nuklearen Abschalten ergeben. Ein Einlaufen in eine Transition-Phase ist denkbar, insbesondere wenn negative Reaktivitätseffekte z. B. durch axiale Expansion des Brennstoffs während der Einleitungsphase eine Rolle spielen. Abschätzungen von Fauske /2/ lassen es als wahrscheinlich erscheinen, daß auch bei diesem Störfalltyp keine weiteren, energetischen Exkursionen folgen.

Bei den Rampenstörfällen werden die Abbrandeffekte bei detaillierterer Modellierung ebenfalls mildere Störfallverläufe als die CAPRI 2/KADIS-Simulationen verursachen. Eine große Bedeutung hat hier das Verhalten der bei niedriger Bestrahlungsleistung abgebrannten Stäbe, die sich in den äußeren Ringen befinden und bei frühem Versagen unabhängig von der Versagensposition zum raschen nuklearen Abschalten führen können. Eine genauere vergleichende Bewertung der Störfallsimulation für das frische und abgebrannte Core wird in Abschnitt 5 gegeben.

## 5. Zusammenfassung der Ergebnisse und Schlußbemerkungen

In der vorliegenden Studie wurden zwei Störfalltypen für den MARK 1A Reaktorkern des SNR-300 analysiert:

1. Der Kühlmitteldurchsatzstörfall, der sich durch Ausfall aller primären Pumpen und Versagen beider Abschaltssysteme ergibt.
2. Der Leistungsstörfall, der sich durch Einbringen einer von der Ursache her nicht genau spezifizierten Einleitungs-Reaktivitätsrampe bei Versagen beider Abschaltssysteme ergibt.

Für den frischen Reaktorkern wurde neben einer detaillierten Analyse der sogenannten Basisfälle eine breit angelegte Parameterstudie durchgeführt. Für den abgebrannten Reaktorkern wurde für die beiden Störfalltypen je ein Basisfall analysiert. Letzteres Vorgehen, d. h. der Verzicht auf eine breit angelegte Parameterstudie für den abgebrannten Reaktorkern, erschien aus folgenden Gründen gerechtfertigt: Erstens ist das Verständnis des Einflusses verschiedener Phänomene und Effekte für den abgebrannten Reaktorkern, wie z. B. Spaltgasfreisetzung und Spaltgaseffekte bei der Brennstoff-Natrium-Reaktion und bei der Brennstoffbewegung, gegenwärtig noch sehr unvollkommen. Zweitens sind die Rechenmodelle zur Beschreibung wichtiger Phänomene nicht experimentell abgesichert, nicht vorhanden oder uns bisher nur bedingt zugänglich. Drittens wurden die Parameter und Modelle für die betrachteten Störfälle des abgebrannten Reaktorkerns betont konservativ ausgewählt, so daß eine energetischere nukleare Exkursion stattfindet als bei einer detaillierten und experimentell abgesicherten Modellierung der auftretenden Phänomene, die heute noch nicht in vollem Umfange möglich erscheint.

## 5.1 Basisfälle

In der Tabelle 5-1 werden einige charakteristische Ergebnisse für die Basisstörfälle des frischen bzw. abgebrannten Reaktorkerns gegenübergestellt. Man erkennt, daß die im geschmolzenen Kern-Brennstoff gespeicherte Energie am Ende der Disassembly-Phase für den Kühlmitteldurchsatzstörfall des frischen Kernes 3239 MWsec ist,<sup>x</sup> während die entsprechende Zahl für den Leistungsstörfall mit einer Einleitungsrampe von 15  $\phi$ /sec nur 1182 MWsec beträgt. Im ersteren Falle sind 86 Prozent des Kernbrennstoffes geschmolzen, während sich beim Leistungsstörfall nur 75 Prozent ergeben. Auch die Brennstofftemperaturen sind für den Kühlmitteldurchsatzstörfall des frischen Kernes wesentlich höher als für den Leistungsstörfall des frischen Kernes.

Es soll hier erwähnt werden, daß man beim Vergleich von nur wenigen Ergebnis-Größen für derartige Störfälle sehr vorsichtig in seinen Schlußfolgerungen sein muß. Z. B. wurde während des Leistungsstörfalls im Unterschied zum Kühlmitteldurchsatzstörfall bereits eine beträchtliche Wärmemenge an das Natrium übertragen, so daß wegen der Güte des Natriums als Arbeitsmedium eine größere mechanische Belastung des Reaktortankes und seiner Einbauten für den Leistungsstörfall verglichen mit dem Kühlmitteldurchsatzstörfall nicht ohne weiteres ausgeschlossen werden kann. Eine detaillierte Analyse der mechanischen Belastungsphase kann diese Frage natürlich klären, dies ist jedoch nicht Gegenstand des vorliegenden Berichtes.

Die Ergebnisse in Tabelle 5-1 für den abgebrannten Reaktorkern zeigen, daß bei denselben Parameter- und Modellannahmen wie für den frischen Reaktorkern die im Kern-Brennstoff gespeicherten Energien, die Anteile des geschmolzenen Brennstoffes sowie die Brennstoff-Temperaturen durchweg höher sind. Besonders starke Unterschiede gegenüber dem frischen Kern ergeben sich beim Leistungsstörfall. Die Energiefreisetzung liegt beim Kühlmitteldurchsatzstörfall um 11 %

---

<sup>x</sup>Es handelt sich hier um den modifizierten Basisfall, der in Abschnitt 2.3.4.2 beschrieben wurde (konservativer Referenzfall)

FALLBESCHREIBUNG		Energie des geschmolzenen Kern-Brennstoffes [ MWs ]	Anteil des geschmolzenen Kern-Brennstoffes [ % ]	mittlere/maximale Temperatur des geschmolzenen Kern-Brennstoffes [ K ]
FRISCHER KERN	Kühlmitteldurchsatzstörfall*	3239	86	3656/4897
	Leistungsstörfall (15 $\mu$ /sec)	1182	57	3162/3867
ABGEBRANNTER KERN	Kühlmitteldurchsatzstörfall	3605	91	3601/4324
	Leistungsstörfall (15 $\mu$ /sec)	2940	88	3549/4292

\* Es handelt sich hierbei um den modifizierte Basisfall (konservativer Referenzfall), bei dem die radialen Bewegungen in der Disassembly-Phase vollständig unterdrückt wurden, weil dies erstens bei den geringen auftretenden Drücken "realistischer" erscheint (nicht versagende Brennelementkästen), und zweitens derselben Annahme für den Basisfall des abgebrannten Kernes entspricht.

TABELLE 5-1: Zusammenfassung einiger Ergebnisse am Ende der Disassembly-Phase für die Basisfälle des frischen und abgebrannten SNR-300 MARK 1A Kernes.

beim Leistungsstörfall dagegen um mehr als 100 % über den Werten des frischen Cores. Der Anstieg der Energiefreisetzungen gegenüber dem frischen Kern ist vor allem durch die wesentlich flachere Leistungsverteilung und die damit verbundene größere Kohärenz der Vorgänge beim abgebrannten Reaktorkern bedingt. Abbrandeffekte wie z. B. Brennstoffbewegungen und Ausspritzvorgänge in bzw. aus den Brennstäben, Brennstoff-Ausschwemmvorgänge im Kühlkanal sowie Spaltprodukt- und insbesondere Spaltgaswirkungen auf die Bewegung von Brennstoff und Stahl wurden bei den vorliegenden Simulationen nicht erfaßt. Diese Effekte führen aber stets zu mildereren Störfallverläufen. Rechenmodelle, die solche Abbrandeffekte detailliert beschreiben können, z. B. Modelle wie sie im Abschnitt 1.2 geschildert wurden, sind natürlich wichtig für den Abbau konservativer Annahmen. Diese Modelle und Rechenprogramme, die uns heute nur zum Teil zur Verfügung stehen, müßten allerdings mit umfangreichen out of pile und in pile Versuchen an bestrahltem Brennstoff überprüft werden, denn sie können nur nach einer intensiven Wechselwirkung zwischen theoretischer Analyse und Experiment glaubhaft zum Abbau konservativer Annahmen verwendet werden.

## 5.2 Bewertungen

Die simulierten hypothetischen Störfälle im SNR-300 zeigen einen energetischeren Verlauf als vergleichbare Störfälle in Reaktoren mit kleineren positiven Voidkoeffizienten wie z. B. der FFTF (Fast Flux Test Facility). Bei den hier präsentierten Störfallanalysen für den frischen und abgebrannten SNR-300 Mark 1A Kern wurde ein maximaler Voidreaktivitätseffekt von etwas über 5 % benutzt, während der entsprechende Effekt für die FFTF nur wenig über 1 % liegt. Bei der Verdrängung des Kühlmittels aus den inneren Core-Bereichen führt der Voidreaktivitätseffekt daher sowohl bei den Durchsatz- wie bei den Rampenstörfällen zu stärkeren Reaktivitäts- und Leistungszunahmen. In den nächsten Absätzen sollen nun die Ergebnisse der durchgeführten Analysen für die verschiedenen Fälle kurz bewertet werden:

### 5.2.1 Kühlmitteldurchsatzstörfall für den frischen Reaktorkern

Der Kühlmitteldurchsatzstörfall für den frischen Mark 1A Kern des SNR-300 zeigt bereits in der Einleitungsphase einen starken Leistungsanstieg. Dies Verhalten ist bedingt durch einen sehr hohen maximalen positiven Void-Reaktivitätseffekt. Es tritt jedoch in keinem der Kanäle Hüllrohrversagen mit eventuell nachfolgender Brennstoff-Natrium-Reaktion vor dem Sieden und Voiden des betreffenden Kanales auf. Die verwendeten Rechenmodelle haben einen ausreichenden Detaillierungsgrad für diesen Störfall, sofern man einige konservative Annahmen dabei akzeptiert. Eine umfangreiche Studie, die den Einfluß des Streubereichs in den getroffenen Annahmen reflektiert, ergab in allen Fällen einen relativ energetischen Verlauf des Störfalles bis zur nuklearen Abschaltung. Die am Ende der Disassembly-Phase im geschmolzenen Brennstoff gespeicherte Energie ist jedoch bis zu 55 % kleiner als für den in Tab. 5-1 angegebenen konservativen Referenzfall.

Bei detaillierterer Modellierung, bei der eine Reihe konservativer Annahmen wegfallen würden, sind mildere Störfallabläufe zu erwarten. Für die Beurteilung der Mechanismen, die letztlich zum energetischen Kern-Disassembly führen, sind die Rückwirkungseffekte durch axiale Brennstoffexpansion von entscheidender Bedeutung. Bei einer ungehinderten axialen Brennstoffexpansion würde der Leistungsanstieg beim Verdrängen des Kühlmittels auf einem relativ niedrigen Leistungsniveau durch die negativen Expansionsrückwirkungen begrenzt werden. Bei Annahme einer anschließenden heftigen Brennstoff-Kompaktion unter Schwerkraftwirkung (Kernkollaps) erhält man ebenfalls eine energetische Leistungsexkursion. Diese Exkursion führt jedoch zu Energiefreisetzen, die sich nur wenig von denen des Basisfalls unterscheiden, da der Kernkollaps schon frühzeitig durch die sich aufbauenden Disassembly Drücke beendet wird. Durch neuere Untersuchungen zur Brennstoffdispersion sind jedoch zusätzlich Mechanismen bekannt, die derartige Brennstoffkompaktionen noch früher beenden. Der Kontakt sowie eine teilweise Vermischung von geschmolzenem Brennstoff und Stahl kann nämlich durch hohe

Verdampfungsraten des Stahls auch zu einer raschen Dispersion des Brennstoffs führen, wobei der Stahldampf das Arbeitsmedium ist. Wenn diese Dispersion auf einem durch die Expansionsrückwirkung relativ niedrig gehaltenen Leistungsniveau einsetzt, kann sie die superpromptkritische Exkursion und energetische Core Disassembly verhindern. Sollte sich dieser Abschaltmechanismus, der durch erste theoretische Arbeiten von H. Fauske /2/ und einige Labor-Simulations-Experimente nahegelegt wird, auch im Detail theoretisch und experimentell begründen lassen, so könnten sehr viele der bisher üblichen und auch von uns gemachten konservativen Annahmen fallengelassen werden. Unter der Voraussetzung des Wirksamwerdens stark negativer Rückwirkungseffekte der axialen Expansion - eine sehr wesentliche Voraussetzung bei dem relativ hohen maximalen positiven Natrium Void-Wert des SNR-300 - würde sich damit ein wesentlich milderer Störfallablauf ergeben.

#### 5.2.2 Leistungsstörfall für den frischen Reaktorkern

Der Leistungsstörfall für den frischen Mark 1A Kern des SNR-300 zeigt bei den verwendeten Modellannahmen (z. B. Versagen der Brennstabhüllrohre in der Kern-Mittelebene) auch für die im Basisfall zugrunde gelegte 15  $\phi$ /sec Einleitungsrampe einen relativ energetischen Verlauf der nuklearen Exkursion. Eine umfangreiche Studie, die den Einfluß in den Parameterannahmen (Einleitungsrampe, Schmelzfraktion für Brennstabhüllrohrversagen, Reaktivitätskoeffizienten) untersuchte, ergab in allen Fällen einen relativ energetischen Verlauf des Störfalles bis zum nuklearen Abschalten, mit einem Streubereich der Energiefreisetzung von +58 % und -22 % gegenüber dem Basisfall. Bei den untersuchten Fällen tritt kein Natrium-Sieden vor Brennstabversagen ein. Dies hätte insbesondere für kleine Einleitungsrampen und ein hohes Schmelzfraktions-Versagenkriterium auftreten können, womit dann in extremen Fällen der Störfall eine gewisse Ähnlichkeit mit einem Kühlmitteldurchsatzstörfall (allerdings mit späterer Strömungsumkehr) bekäme.

Eine verbesserte Behandlung der Brennstoff-Ausspritzvorgänge und der Brennstoff-Bewegungsvorgänge ergibt unter Beibehaltung der zentralen Brennstabhüllrohr-Versagensstelle und der Wärmeübergangsbeziehungen (wie erste HOPE-Rechnungen zeigen) ebenfalls einen energetischen Störfall-Verlauf. Bei Berücksichtigung der Versagensinkohärenzen zwischen den einzelnen Elementen können sich jedoch rasch stark negative Ausschwemmreaktivitätseffekte durch die früh versagenden Elemente aufbauen und sich den Injektionsrückwirkungen der später versagenden Elemente überlagern, so daß auch in diesem Fall ein rasches Abschalten des Reaktors möglich ist. Der Versagensmechanismus des Brennstabhüllrohrs und insbesondere die Versagensstelle sind für frischen Brennstoff jedoch nur sehr ungenau bekannt. Läßt man die Versagensstelle in die obere Hälfte des Kernbereiches rücken, so ergibt sich mit großer Wahrscheinlichkeit ein frühzeitiges nukleares Abschalten des Störfalles, und der Reaktorkern befindet sich danach in einem permanent kühlbaren Zustand. Der Brennstoff-Ausschwemmeffekt selbst ist jedoch bisher nicht ausreichend experimentell abgesichert. So könnte es beispielsweise bei einer stattfindenden Brennstoff-Natrium-Reaktion zu relativ großen Brennstoff-Teilchen kommen (insbesondere bei Ausspritzung in teilweise von Natrium geleerte Zonen), die schlechter ausgeschwemmt werden und zu Verblockungen Anlaß geben könnten. Im Extremfall vollständiger Verblockung von Brennelementen könnte dann der Leistungsstörfall ähnlich einem Kühlmitteldurchsatzstörfall werden.

Das hier verwendete Brennstoff/Natrium Reaktionsmodell überschätzt - bei den angenommenen Parametern für den Wärmeübergang - die Natrium Verdampfungsraten und die dadurch bedingten Voideffekte des Kühlmittels. Die durchgeführten TREAT Experimente /67/, /65/ bestätigen, daß keine heftige kohärente Brennstoff/Natrium-Reaktion stattfindet. Auch die theoretischen Überlegungen von H.K. Fauske /69/ zeigen, daß unter den gegebenen Reaktorbedingungen heftige kohärente Reaktionen ausgeschlossen werden können. Hinzu kommt, daß ein Teil des Natrium-Dampfes an den kälteren Hüllrohren kondensiert /63/. Diese Effekte verlangsamen den Voidvorgang und liefern daher kleinere Void-Reaktivitätsrampen. Demgegen-

über tritt der hydraulische Brennstoffausschwemmvorgang stärker in den Vordergrund. Andererseits ergab sich bei einer konsistenten Variation der Brennstoff-Natrium-Reaktions-Parameter in der Einleitungs- und Disassemblyphase nur eine sehr schwache Abhängigkeit der Energiefreisetzung von den verwendeten Parametern. Der Grund dafür ist in Kompensationseffekten in beiden Störfallphasen unserer Modellsimulation zu suchen.

Zusammenfassend läßt sich folgendes sagen: Für milde Einleitungsrampen wie beim Basisfall, liefert die Simulation des Referenzfalles eine obere Abschätzung des beim Leistungsstörfall möglichen Quellterms für die mechanische Belastungsphase. Mit großer Wahrscheinlichkeit ergibt sich jedoch ein wesentlich milderer Störfallverlauf. Bei den kleinen Einleitungsrampen wird man erwarten, daß der Kern durch hydraulische Brennstoffausschwemmeffekte früh abgeschaltet und permanent kühlbar sein wird. Bei vollkommener Blockade des Bündels, die jedoch bei den vielen Bündelteilkanälen unwahrscheinlich ist, wäre auch ein Einlaufen in eine Transition-Phase mit ähnlichen Dispersionseffekten wie bei dem Kühlmitteldurchsatzstörfall möglich.

Die hier berechneten energetischen Exkursionen sind eine Folge der Kombination von 2 extrem konservativen Annahmen, der niedrigen Versagensstelle und der Vernachlässigung der Brennstofftransporteffekte. Sicher werden die geplanten in pile Experimente im CABRI Reaktor und weitere out of pile Experimente helfen, viele dieser heute noch erforderlichen konservativen Annahmen abzubauen.

### 5.2.3 Kühlmitteldurchsatzstörfall für den abgebrannten Reaktorkern

---

Der Kühlmitteldurchsatzstörfall für den abgebrannten Mark 1A Kern des SNR-300 (Ende des 3. Zyklus, 441 Volllasttage) wurde analysiert und ergab einen superpromptkritischen Disassembly-Abschluß der nuklearen Exkursion. Es wurde dabei u.a. berücksichtigt, daß der Doppler-Effekt um 50 % wirksamer, die maximale lineare Leistung um etwa 20 % niedriger und die Leistungsprofile flacher sind als für den frischen Reaktorkern.

Hingegen wurden Abbrandeffekte, wie Brennstoff- und Hüllrohrschwollen, Spaltproduktfreisetzung und deren Einfluß auf Hüllrohr- und Brennstoffbewegungen nicht berücksichtigt.

Bei Berücksichtigung der Spaltprodukteffekte würde sich mit großer Wahrscheinlichkeit ein milderer Verlauf der Exkursion bis zum nuklearen Abschalten ergeben, insbesondere wenn axiale Expansion des Brennstoffes stattfindet, bei der genügend Zeit bleibt, um die Brennstoff-Dispersionseffekte aufgrund der vorhandenen Spaltgase wirksam werden zu lassen. Zusätzlich können sich die von H. Fauske betrachteten Brennstoff-Dispersionseffekte mit Stahl als dem Arbeitsmedium überlagern. Ein direktes Einlaufen in eine Transition-Phase ist daher für den abgebrannten Reaktor sehr wahrscheinlich. Die Spaltprodukteffekte sind jedoch ebenso wie die Brennstoff/Stahl-Dispersionvorgänge gegenwärtig nicht ausreichend experimentell verifiziert, so daß ihre quantitative Berücksichtigung noch zu unsicher ist. So könnte das im Brennstoff zurückgehaltene Spaltgas (da es beispielsweise schon vor dem Schmelzen des Mischoxids freigesetzt wird) als Arbeitsmedium für den Dispersionsmechanismus nicht voll zur Geltung kommen.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß für die nukleare Exkursion ein energetischer Verlauf mit superpromptkritischem Core Disassembly nicht auszuschließen ist. Die nukleare Exkursion sollte aber mit großer Wahrscheinlichkeit milder verlaufen als der für den abgebrannten Kern in diesem Bericht präsentierte Basis-Störfall. Ein direktes Einlaufen in eine milde Transition-Phase mit ausgedehnter Materialbewegung erscheint sehr viel wahrscheinlicher als eine superprompt kritische Exkursion. Auch im abgebrannten Core wird es dadurch aber nicht zu energetischen Folgereaktionen kommen, da Spaltgas- und Stahldampfwirkung mit großer Wahrscheinlichkeit zu einer raschen Dispersion des Brennstoffs führen.

#### 5.2.4 Leistungsstörfall für den abgebrannten Reaktorkern

Der Leistungsstörfall für den abgebrannten Mark 1A Kern des SNR-300 (Ende des 3. Zyklus, 441 Vollasttage) wurde analysiert und ergab einen energetischen, superpromptkritischen Verlauf der nuklearen Exkursion. Es wurde dabei u. a. berücksichtigt, daß der Doppler-Effekt um 50 % wirksamer, die maximale lineare Leistung um etwa 20 % niedriger und die Leistungsprofile flacher sind als für den frischen Reaktorkern. Hingegen wurden Abbrandeffekte, wie Brennstoff- und Hüllrohrschwollen, Spaltproduktfreisetzung und deren Einfluß auf Brennstoffbewegungen im Brennstab, der Ausspritzvorgang und die Brennstoffbewegung im Kühlkanal in der hier vorgelegten Analyse nicht berücksichtigt.

Die abgebrannten Brennstäbe werden bei einer geringeren Schmelzfraktion des Brennstoffes als die frischen Stäbe versagen, Natrium-Sieden kann daher nicht vor Brennstabversagen auftreten. Eine Berücksichtigung von Brennstoff-Spaltgas-Ausspritzvorgängen und von Brennstoff-Ausschwemmvorgängen in den Kühlkanälen zeigt /55/, daß je nach Versagenskriterium, wobei vor allem die Versagenssequenz und die Versagensstelle wichtig sind, sowohl ein frühzeitiges Abschalten mit dann vorhandener permanent kühlbarer Kern-Konfiguration möglich ist, als auch ein energetischer, superpromptkritischer Verlauf auftreten kann. BREDA-2 und -HOPE-Rechnungen /55/ mit mechanischen Bruchkriterien (Bruchdehnung, Bruchspannung) zeigen, daß es in den niedrig belasteten Stäben mit hohem Spaltgasgehalt rascher zu höheren Druckaufbauten kommt, so daß die Elemente in den äußeren Ringen früher versagen, was letztlich immer zu einem raschen Abschalten sowohl durch Void- wie durch Brennstoff-Ausschwemm-Rückwirkungen führt. Die gleichen thermischen Versagenskriterien für alle Stäbe sind daher bei den Rechnungen für den abgebrannten Kern konservativ. Die Versagensposition hat im abgebrannten Reaktorkern einen wahrscheinlich noch größeren Einfluß auf die Reaktivitätsrückwirkungen als im frischen Kern, denn sie bestimmt den Ort, an dem der Brennstoff in den Kühlkanal gelangen kann. Die abgebrannten Stäbe

haben durch den Spaltgasgehalt einen höheren Innendruck, wodurch die Brennstoffinjektion insbesondere auf einem hohen Leistungsniveau heftiger wird und daher rückwirkungsmäßig neben den Voidrückwirkungenstärker zum Tragen kommen kann.

Über Versagensstelle und Versagensmechanismus läßt sich zur Zeit für abgebrannte Stäbe auch nur sehr wenig sagen. Die bisherigen experimentellen Ergebnisse reichen wegen der Vielzahl der Parameter von denen sie abhängen (Abbrand, Leistung, Betriebsgeschichte, Hüllrohr-Korrosion, Reaktivitätsrampe usw.) nicht aus, um Versagensstelle und Zeitpunkt einigermaßen sicher vorauszubestimmen; hinzu kommt, daß diese Experimente auch nicht prototypisch genug waren. Trotzdem deutet vieles darauf hin, daß die Versagensstelle auch bei abgebrannten Stäben in der oberen Hälfte der aktiven Kern-Zone liegen wird, zumindest bei relativ kleinen Einleitungsrampen, was z. B. auch dadurch bedingt ist, daß die Festigkeitseigenschaften des Hüllrohres nach oben zu durch die höheren Temperaturen sehr stark abnehmen. Die Annahme der Versagensstelle an der Stelle höchster Leistungsdichte ist daher konservativ. Konservative Annahmen wurden auch bezüglich des Brennstoff zu Natrium Wärmeübergangskoeffizienten gemacht, der beim abgebrannten Brennstoff auch zusätzlich durch die Anwesenheit von Spaltgas verschlechtert wird. Außerdem wird auch beim abgebrannten Core nur eine milde BNR zu erwarten sein, und die berechneten Kühlmittelvoidrückwirkungen sind daher sicher überschätzt. Heftige Leistungsexkursionen, die durch Einspritzung von zusätzlichem Brennstoff in den Kern Mittenbereich zu autokatalytischen Effekten führen könnten, werden bei geringeren Voidrampen aber sehr unwahrscheinlich. Wahrscheinlich sind dagegen ein rasches Ausschwemmen des Brennstoffs nach dem Einspritzen und auch eine Brennstoffumverteilung in den Stäben selbst, die zum frühzeitigen Abschalten des Reaktors führen.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die mit CAPRI-2/KADIS berechnete Energiefreisetzung für den Leistungsstörfall im abgebrannten Kern auf den sehr konservativen Annahmen einer Versagensstelle in der Kern-Mittelebene,

und der Vernachlässigung von Brennstofftransporteffekten. Insbesondere wird eine mildere BNR dazu beitragen, daß Brennstofftransporteffekte eine größere Rolle spielen können. Außerdem wird bei den vorliegenden Rechnungen vorausgesetzt, daß alle Kanäle mit dem gleichen thermischen Schmelzfraktions-Versagenskriterium versagen. Die Möglichkeit, daß es zu einem früheren Versagen der mit niedriger Leistung bestrahlten Stäbe in den äußeren Ringen und damit zum frühen Abschalten kommen kann, wurde nicht berücksichtigt. Die hier angegebene Energiefreisetzung für den abgebrannten Kern bildet daher ebenso wie beim frischen Kern eine obere Grenze.

Ein frühzeitiges Abschalten durch Brennstoffbewegungen im Brennstab und durch Brennstoffaustragungen aus dem Kern halten wir nach dem heutigen Stand der Kenntnisse für sehr viel wahrscheinlicher, als den mit CAPRI-2/KADIS berechneten Core-Disassembly Vorgang. Der Kern könnte dann an Ort und Stelle gekühlt werden. Nur für den relativ unwahrscheinlichen Fall einer vollständigen Verblockung von Brennelementkästen (z. B. bei ungenügender Ausschwemmung des Brennstoffes und einhergehenden Gefrier-Phänomenen) könnte der Störfall in eine Transition-Phase einlaufen, und eine gewisse Ähnlichkeit mit einem Kühlmitteldurchsatzstörfall aufweisen. Auch in diesem letzteren Falle würde sich aber dann nach H. Fauske /2/ ein relativ milder Störfallablauf ergeben.

### 5.3 Einordnung in ein Gesamtbild des Störfallablaufs

Aus der zusammenfassenden und bewertenden Diskussion der verschiedenen Störfälle ergibt sich anhand des auf Seite 4 (Bild 1-1) dargestellten Ablaufschemas hypothetischer Störfälle folgende Einordnung in ein Gesamtbild:

Bei den Kühlmitteldurchsatzstörfällen wird sich - insbesondere bei abgebrannten Reaktorkernen - sehr wahrscheinlich ein Einlaufen in eine Transition-Phase mit ausgedehnten Materialbewegungen ergeben. Allerdings kann bei dem relativ hohen maximalen positiven Kühlmittelverlust-Reaktivitätseffekt des SNR-300 Mark 1A Kernes auch ein energetischer Core-Disassembly-Vorgang auftreten (insbesondere für frische Cores). Ein solcher Disassembly Vorgang kann nun entweder direkt zu einer nuklear unterkritischen und permanent kühlbaren Konfiguration führen oder aber in eine Transitionphase mit ausgedehnten Materialbewegungen einlaufen.

Bei den Leistungsstörfällen wird sich mit großer Wahrscheinlichkeit ein frühzeitiges Abschalten und, damit verbunden, eine nuklear unterkritische und permanent kühlbare Reaktorkonfiguration ergeben. Bei dem relativ hohen maximalen positiven Kühlmittelverlust-Reaktivitätseffekt des SNR-300 Mark 1A Kerns kann aber auch ein energetischer Core-Disassembly-Vorgang stattfinden, und zwar insbesondere dann, wenn die Brennstabversagensstellen in der Kern-Mittelebene liegen. Ein solcher energetischer Disassembly-Vorgang kann nun entweder direkt zu einer nuklear unterkritischen und permanent kühlbaren Konfiguration führen oder aber in eine Transition-Phase mit ausgedehnter Materialbewegung einlaufen. Ebenso kann nach dem heutigen Stand der Kenntnis nicht ausgeschlossen werden, daß (auch bei axial hohen Brennstab-Versagensstellen) Brennstoff-Ausschwemmeffekte nur unvollkommen wirksam werden und totale (oder zumindest nahezu totale) Verblockungen von Brennelementen auftreten, was dann ebenfalls zu einer Transition-Phase mit ausgedehnten Materialbewegungen führen wird.

Die Transition Phase und die ausgedehnten Materialbewegungen sind nach dem heutigen Stand der Kenntnis nicht im Detail mechanistisch beschreibbar. Es gibt jedoch eine Reihe von übergeordneten Brennstoff-Dispersions-Phänomenen, die eine detaillierte mechanistische Beschreibung überflüssig machen könnten. Z. B. führen nach H. Fauske /2/ die internen Wärmequellen (solcher in der Transition Phase bzw. bei den ausgedehnten Materialbewegungen auftretender Konfigurationen), bei hohen Verdampfungsraten von Stahl und Brennstoff zur Folge von selbst zur Dispersion des Brennstoffes, wobei weitere nukleare Exkursionen nicht mehr oder nur in milder Form auftreten können. Auf diese Weise erhält man eine nuklear unterkritische und permanent kühlbare Konfiguration der Core-Materialien.

Eine Analyse der Transition Phase sowie der ausgedehnten Materialbewegung und des schließlichen Übergangs des Brennstoffes in permanent kühlbare Konfigurationen einschließlich der Nachwärmeabfuhr ist nicht Gegenstand dieses Berichtes. Ebenso ist die Berechnung der mechanischen Belastung der Tank- und Deckelstrukturen sowie der im Tank befindlichen Einbauten nicht Gegenstand dieses Berichtes.

Im vorliegenden Bericht werden Quellterme für die mechanische Belastung des Tank- und Deckelsystems bei hypothetischen Störfällen unter konservativen Annahmen berechnet. Die weiter oben genannten neueren Brennstoff-Dispersions-Phänomene, die gegenwärtig noch nicht ausreichend experimentell abgesichert sind, werden höchstwahrscheinlich zu einer beträchtlichen Erniedrigung dieser Quellterme führen.

6. Literaturangaben

- /1/ Jackson, J. et al.:  
"Trends in LMFBR Hypothetical Accident Analysis",  
CONF-740401, P. 1265 (1974)
- /2/ Fauske, H.:  
"The Importance of Dispersal and Fluidization in Assessing Recriticality in LMFBR Core Disruptive Accidents",  
Trans.Am.Nucl.Society Vol. 21, p. 283 (1975)
- /3/ Heusener, G. et al.:  
"Analysis of Hypothetical Accidents for SNR 300",  
KFK 1834 (1973)
- /4/ Dunn, F.E., Fischer, G.I. et al.:  
"The SAS 2A LMFBR Accident Analysis Code",  
Proc.Conf.New Developments in Reactor Mathematics  
and Applications, CONF-710302, Vol. I, p. 20 (1971)
- /5/ Jackson, J.F., and Nicholson, R.B.:  
"VENUS-II: an LMFBR Disassembly Programm",  
ANL-7951 (1972)
- /6/ Chang, Y.W., Gvildys, J., Fistedis, S.H.:  
"Two Dimensional Hydrodynamik Analysis of Primary  
Containment"  
ANL-7498 (1969)
- /7/ Fröhlich, R., Schmuck, P., Evrard, G. et al.:  
"Analysis of Transient Overpower Accidents for the  
SNR 300 Mark 1 and Mark 1A Cores",  
KFK 2115 (1975)

- / 8/ Struwe, D., Royl, P., Wirtz, P., et al.:  
"CAPRI - A Computer Code for the Analysis of Hypothetical Core Disruptive Accidents in the Predisassembly Phase",  
CONF-740401, P. 1525 (1974)
- / 9/ Schmuck, P. et al.:  
"Untersuchungen und Programmentwicklungen zu Disassembly-Vorgängen in natriumgekühlten Reaktoren",  
KFK 1272/4
- /10/ Doerbecker, K.:  
"ARES: Ein zweidimensionales Rechenprogramm zur Beschreibung der kurzzeitigen Auswirkungen einer hypothetischen unkontrollierten nuklearen Exkursion auf Reaktortank, Drehdeckel und Einbauten, gezeigt am Beispiel des SNR-300",  
Reaktortagung Hamburg, 11.-14.4.1972
- /11/ Kuczera, B.:  
"BREDA, ein Rechenmodell für die Verformung des Brennstabes eines Na-gekühlten Schnellen Brutreaktors unter transienter Belastung",  
KFK 1729 (1972)
- /12/ Wirtz, P.:  
"Ein Beitrag zur theoretischen Beschreibung des Siedens unter Störfallbedingungen in Na-gekühlten schnellen Reaktoren",  
KFK 1858 (1973)
- /13/ Pepler, F.W.:  
"Experimentelle Untersuchungen der Siedevorgänge mit Natrium in engen Kanälen und deren Anwendung auf schnelle Reaktoren",  
KFK-EXT. 8/72-1

- /14/ Girard, M.C., et al.:  
"French Program on LMFBR Safety",  
CONF-740401, P. 305ff (1974)
- /15/ Angerer, G.:  
"Transport von Kernmaterialien während Unfällen in  
schnellen natriumgekühlten Reaktoren",  
KFK 1935 (1974)
- /16/ Caldarola, L.:  
"A Theoretical Model for the Molten Fuel Sodium Inter-  
action in a Nuclear Fast Reactor",  
Nucl.Eng. Design, Vol. 22, P. 175 (1972)
- /17/ Cho, D.H., Ivins, R.O., Wright, R.W.:  
"Pressure Generation under LMFBR Accident Conditions"  
Conf. on New Development in Reactor Mathematics and  
Applications, Idaho Falls (March 1971), p. 25
- /18/ Fauske, H.K.:  
"Sodium Boiling"  
Procs. symposium on Selected Topics in Fast Reactor  
Safety of Interest to the Chemical Engineer, New York,  
Nov. 1972
- /19/ Peppler, F.W., Schleisiek, K., Wirtz, P., Kaiser, A.:  
"Pump Coast Down Experiments and their interpretation  
by the Model BLOW-3",  
Proc. of the Liquid Metal Boiling Working Group Meeting,  
Grenoble April 21.-26. 1974
- /20/ Stevenson, M.G. et al.:  
"Current status and experimental basis of the SAS LMFBR  
accident analysis code system",  
CONF-740401, p. 1303 (1974)

- /21/ Düsing, R., Fröhlich, R., Royl, P., Schmuck, P.,  
Senglaub, M.:  
"Verbessertes Umschaltkriterium beim Übergang der Ein-  
leitungs- in die Disassembly-Phase hypothetischer Stör-  
fälle",  
KFK 1274/3 (1974)
- /22/ Menzies, D.C.:  
"The equation of State of Uranium Dioxide at high tempe-  
ratures and pressures",  
UKAEA TRG Report 1119 (D) (1966)
- /23/ Gibby, R.L., et al.:  
"Analytical expressions for enthalpy and heat capacity  
for Uranium - Plutonium Oxide",  
HEDL TME 73-60 (1973)
- /24/ Simpson, D.E.:  
"Assessment of Magnitude of Uncertainties of Hypothe-  
tical Accidents for FFTF";  
HEDL TME-71-34 (1971)
- /25/ Schleisiek, K.:  
"Experimentelle Untersuchungen zur Natriumsieden in  
einem elektrisch beheizten 7-Stabbündel",  
Reaktortagung Nürnberg, April 1975
- /26/ France, D.M. and Carlson, R.D.:  
"Saturation of liquid metal with inert gas in forced  
convection facilities",  
Int.Journal Heat Mass Transfer Vol. 17, p. 957-959 (1974)
- /27/ Küsters, H.:  
"Progress of Reactor Physics in the Federal Republic  
of Germany",  
KFK 1632 (1972)

- /28/ Breitung, W.:  
"Berechnung der Dampfdrücke von oxidischem Brennstoff  
bis 5000 K",  
KFK 2091 (1975)
- /29/ Ohse, R.W., Berrie, P.G., Bogensberger, H.G.,  
Fischer, E.A.:  
IAEA Symp. on thermodynamics of nuclear materials,  
Vienna 21-25 Oct. 1974, Paper IAEA-SM-190/8
- /30/ Bober, M., Karow, H.U., Schretzmann, K.:  
"Vapor Pressure Measurements of Oxide Fuel between  
3000 and 5000 K using Laser Heating",  
Nuclear Technology 26, June 1975
- /31/ Weber, D.P., Ganapol, B.D., Henninger, R.J. et al.:  
"VENUS III: A Eulerian Disassembly Code",  
Trans.Am.Nucl.Society, Vol. 21, p. 219 (1975)
- /32/ Maschek, W., Thiem G.:  
Eindimensionale Studien zur Reaktivitätsrückwirkung  
von Materialbewegungen im Rahmen des KADIS Modells  
KFK 1275
- /33/ Rothman, A.B., Dietrich, L.W., Doerner, R.C. et al.:  
"Review of TREAT Experiments in Support of Transient  
Overpower (TOP) Analysis for Fast Reactor Safety",  
CONF-740401, p. 205 (1974)
- /34/ Rumble, E.T., Kastenber, W.E., Okrent, D. et al.:  
"Fuel Movement Investigations During LMFBR Overpower  
Excursions Using a New Model",  
CONF-740401, p. 1556 (1974)
- /35/ Fröhlich, R., Schmuck, P., Thiem D., et al.:  
"Sensitivity Studies for Fast Reactor Whole Core  
Accidents"  
KFK 2086 (1975)

- /36/ Renard, A., Kunzi, B.:  
"CARMEN 2, A Multichannel Computer Code for the Dynamic  
Analysis of Accidents in a Na-Cooled Fast Reactor",  
BN 7310-03 (1973)
- /37/ Perks, M.A.:  
Persönliche Mitteilung
- /38/ Kuczera, B.:  
"Simulation of the transient behaviour of LMFBR fuel  
pins under consideration of special burnup phenomena  
using the BREDA-II Model",  
Nuclear Engineering and Design Vol. 31, No2, p. 294 ff  
(1975)
- /39/ Royl, P., Smith, L.L., Stevenson, M.G.:  
"Simulation of an Unprotected Overpower Accident in  
the SNR-300 with the SAS3A Code",  
CONF-740401, p. 1590 (1974)
- /40/ Höppner, G., and Dunn, F.E.:  
"Sodium Film Model in SAS2A Voiding",  
Trans.Am.Nucl.Soc., 16(2) (Nov. 1973)
- /41/ Henry, R.E. et al.:  
"Sodium Expulsion Tests for the Seven Pin Geometry",  
CONF-740401, p. 1188 (1974)
- /42/ Höppner, G.:  
Persönliche Mitteilung
- /43/ Bohl, W.R., and Heames, T.J.:  
"A Clad Motion Model for LMFBR Loss-of-Flow Accident  
Analysis",  
Trans.Am.Nucl. Soc. 16, 358 (1973)

- /44/ Bohl, W.R., and Stevenson, M.G.:  
"A Fuel Motion Model for LMFBR Unprotected Loss-of-  
Flow Accident Analysis",  
CONF-730414-P2, Ann Arbor, Michigan (April 1973)
- /45/ Fauske, H.:  
"Some Comments on Cladding and Early Fuel Relocation in  
LMFBR Core Disruptive Accidents",  
Trans.Am.Nucl.Society, Vol. 21, p. 322 (1975)
- /46/ Weber, E.T. et al.:  
"Laboratory Studies on Melting and Gas Release Behavior  
of Irradiated Fuel",  
CONF-740401, p. 641 (1974)
- /47/ Gruber, E.E.:  
"Calculation of Transient Fission Gas Release from  
Oxide Fuels",  
ANL 8143 (1975)
- /48/ Wider, H., Jackson, J.F., Smith, L.L., and Eggen, D.T.:  
"An Improved Analysis of Fuel Motion During an Over-  
power Excursion",  
CONF-740401, p. 1541 (1974)
- /49/ Abramson, P.B.:  
"FX2POOL - A Dynamic Two-Dimensional Multi-Fluid  
Hydro/thermodynamic and Neutronics Model for Boiling  
Pools",  
Trans.Am.Nucl.Society, Vol. 21, p. 285 (1975)
- /50/ Jackson, J.F., Weber, D.P.:  
"Hydrodynamic Methods in Fast Reactor Safety",  
CONF 750413, p. II-27 (1975)

- /51/ Boudreau, J.E., et al.:  
"A Proposal for Computer Investigation of LMFBR Core  
Meltdown Accidents",  
LA-UR-74-243, Los Alamos 1973
- /52/ Amsden, A., Harlow, F.H.:  
"KACHINA: An Eulerian Computer Program for Multifield  
Fluid Flows",  
LA-5680, Los Alamos 1974
- /53/ Speis, T.P. et al.:  
"Studies of Core Disruptive Accidents and Licening  
Aspects of Fast Breeder Reactors",  
Transactions of the 1.CONF. of the ENS, TANSO 20  
1-820 (1975) p. 547
- /54/ Bogensberger, H.G., Ronchi, C.:  
"Calculation of the Effects of Fission Gas in a LMFBR  
for the Analysis of a Unprotected Overpower Transient",  
KFK 1990 (1974)
- /55/ Kuczera, B., Royl, P.:  
"Applications of Different Failure Criteria in Fuel  
Pin Modeling and Consequences for Overpower Transients  
in LMFBR",  
Procs. 3<sup>rd</sup> SMIRT Conference, London 1975, Paper C 3/5
- /56/ Waltar, A. et al.:  
"An Analysis of Unprotected Transient Overpower  
Accident for the FFTF",  
HEDL TME 75-50 (1975)
- /57/ Bailly, J., Kessler, G., Teague, H.J.:  
"In-Pile Safety Tests on Fast Reactor Fuels",  
Transactions of the 1.CONF. of the ENS, TANSO 20  
1-820 (1975) p. 527

- /58/ Fauske, H.K.:  
CSNI Meeting on Fuel-Coolant Interactions,  
Nuclear Safety, vol. 16, no. 4 (1975)
- /59/ INTERATOM-Statusbericht SNR-300:  
"Die Behandlung überpromptkritischer Exkursionen  
unter dem Gesichtspunkt der modifizierten Kernaus-  
legung Mark 1A",  
INTAT-73/71 (1973)
- /60/ Bleiweis, P.B. et al.:  
"A Comparison Study and Analysis of Models for  
1000 MWe and 4000 MWe LMFBR-Hypothetical Accidents",  
CONF-740401, p. 1322 (1974)
- /61/ Blokker, E.F., Lange, L., Hentschel, S.:  
"Darstellung des DRAP-Codes",  
Interner Bericht ITB 75.92 (1975)
- /62/ Stievenart, M. et al.:  
"Analysis of LMFBR Explosion Model Experiments by  
Means of the SURBOUM-II Code",  
Proc. of the 3rd Int. Conf. on Structural Mechanics  
in Reactor Technology, London, September 1-5, 1975
- /63/ Chen, W.L.:  
"Heat Loss to Cold Structure during a LMFBR Hypo-  
thetical Core Disruptive Accident",  
Nuclear Technology 25, 471-475, March 1975
- /64/ Armstrong, D.R., Testa, F.J. et al.:  
"Molten  $UO_2$ -Sodium Dropping Experiments",  
Trans.Am.Nucl.Soc. 13, 660 (1970)
- /65/ Zivi, S.M., Epstein, M., et al.:  
"An In-Pile Study of Thermal Interactions between  
High-Energy Molten  $UO_2$  Fuel and Liquid Sodium",  
Nucl.Sci. and Eng. 56 (1975)

- /66/ Royl, P.:  
"Abschätzung der Versagensinkohärenzen von SNR-Brennstäben während eines hypothetischen Störfalls bei vorgegebenem Mittelwert und Standardabweichung der Versagensschwelle",  
KFK 1275/4 (1975)
- /67/ Cronenberg, A.W.:  
"A Thermodynamic Model for Molten  $UO_2$ -Na Interaction pertaining to Fast Reactor Fuel-Failure Accidents",  
ANL-7947 (1972)
- /68/ Caldarola, L.:  
"Einfluß der Verteilung des Durchmessers der Brennstoffteilchen",  
KFK 1272/3 (1972)
- /69/ Fauske, H.K.:  
"On the Mechanism of Uranium-Dioxide Sodium Explosive Interactions",  
Nucl.Sci. and Eng. 51, 95 - 101 (1973)
- /70/ Schmuck, P.:  
"Die modellmäßige Darstellung der Brennstoff-Natrium Reaktion in der Abschaltphase",  
KFK 1275/3 (1975)
- /71/ Fröhlich, R., Royl, P. Schmuck, P., Düsing, R., Essig, C.:  
"Der Einfluß von BNR-Parametern auf den 15  $\phi$ /sec-Rampenstörfall im SNR-300 Mark 1A Core",  
KFK 1276/1 (1976)
- /72/ Caldarola, L.:  
Theoretical Model With Variable Masses for the Molten Fuel-Sodium Thermal Interaction in a Nuclear Fast Reactor,  
Nucl.Eng.Design, Vol. 34, no. 2 (1975)

## 7. Anhang

In diesem Anhang sind zunächst die wichtigen Daten der CAPRI-2/KADIS Rechnungen, d.h. die wesentlichen Eingabedaten für Geometrie, Thermohydraulik sowie radiale und axiale Verteilung der Leistung und der Reaktivitätskoeffizienten und die verwendeten Stoffwerte dokumentiert. Daneben werden einige wichtige Modellaspkte vorgestellt, wie z.B. das Konzept des charakteristischen Kühlkanals, die verwendeten Druckverlustbeziehungen und Wärmeübertragungskoeffizienten, die Berechnung der Reaktivitätsrückwirkungen während der Exkursion und das Modell der Brennstoff-Natrium-Reaktion während der Abschaltphase. Ferner wird die energiegemittelte Brennstofftemperatur definiert, durch die der Energieinhalt des Brennstoffs am Umschaltpunkt konsistent an das Disassemblymodell übergeben wird, außerdem die Energie des geschmolzenen Brennstoffs, deren Endwert nach dem nuklearen Abschalten die weiteren Vorgänge stark beeinflusst. In Kapitel 7.8 wird schließlich die Frage diskutiert, ob Punkt-kinetik für die vorgelegten Störfallbetrachtungen ausreicht und im letzten Abschnitt werden früher durchgeführte Störfallanalysen mit den hier vorgelegten verglichen, wobei auch Unterschiede im Störfallverhalten, die sich gegenüber dem MARK 1 Kern ergeben, erörtert werden.

### 7.1 Eingabedaten für CAPRI-2/KADIS Rechnungen

Die wichtigen geometrischen, neutronenphysikalischen und thermohydraulischen Eingabedaten für die CAPRI-2/KADIS Rechnungen werden in diesem Abschnitt dokumentiert. Sie sollen die schon in Abschnitt 1.2 gemachten Angaben ergänzen. Die Daten werden sowohl für den frischen Kern als auch für den Kern am Ende des dritten Zyklus (nach 441 Vollasttagen) angegeben. Nach Beschreibung der Kühlkanal- und Core-Geometrie wird auf die Thermohydraulik Daten der einzelnen Kühlkanäle eingegangen. Schließlich werden nukleare Parameter wie Leistungsverteilungen und Reaktivitätskoeffizienten graphisch und tabellarisch dargestellt.

### 7.1.1 Geometrische Eingabedaten

Das Modell des in CAPRI-2 definierten charakteristischen Kanals für ein Bündel oder eine Gruppe von Brennelementbündeln ist in Abb. 7.1-1 dargestellt. Jeder Kanal wird aus dem einzelnen Brennstab und den zugeordneten Kühlmittel- und Strukturmaterialanteilen gebildet. Diese Anteile werden aus den Bündelabmessungen über die Zahl der Stäbe so bestimmt, daß der Kühlkanalquerschnitt und die zugeordnete Strukturmaterialoberfläche multipliziert mit der Zahl der Brennstäbe im Bündel den Gesamtkühlmittelquerschnitt bzw. die gesamte benetzte Strukturmaterialoberfläche des Bündels ergibt. Zur modellmäßigen Beschreibung des geometrischen Aufbaues müssen in CAPRI folgende Größen nodeabhängig eingegeben werden:

1. Der Hüllrohrinnenradius des Brennstabes RBR
2. Die Hüllrohrwandstärke DCAN
3. Die Spaltweite zwischen Pellet und Hüllrohr im kalten Zustand DBOND
4. Der äquivalente Außenradius des Kühlkanalringes RKUE
5. Die äquivalente Dicke des Strukturmaterialanteiles VDUF
6. Die Querschnittsfläche des Strukturmaterialanteiles VSTRUK
7. Die Volumenanteile von Brennstoff, Hüllrohr, Strukturmaterial und Natrium im Core,-Blanket-Bereich bezogen auf den kalten Referenzzustand der Kernzelle OMEGAS, BETCAS, BETST, ALPHT
8. Die Länge der verschiedenen Nodes, in die der Kühlkanal axial aufgeteilt wurde DELTZ

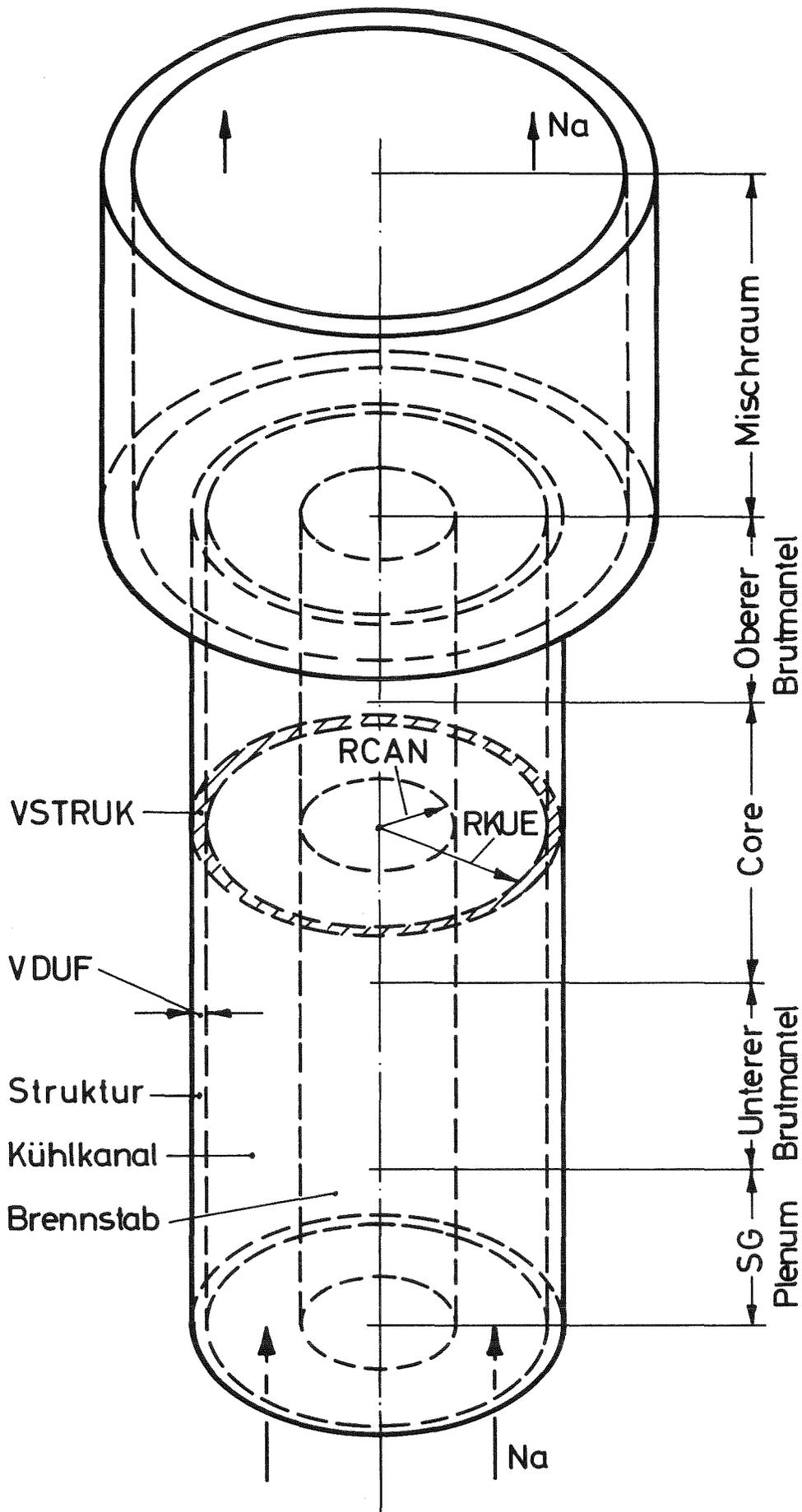


Bild 7.1-1: Schema des in CAPRI-2 definierten charakteristischen Kanals

TABELLE 7.1-1 WICHTIGE GEOMETRIEDATEN FÜR DIE BRUT- UND TREIBERELEMENTE  
DES SNR 300 M1A CORES AUS LA1\_7

	DIM.	TREIBERELEMENT	BRUTELEMENT
FLÄCHE DER KERNZELLE	MM <sup>2</sup>	11450	11450
AUSSERE SCHLÜSSELWEITE D. SECHSECKKASTENS	MM	108,25	108,25
KASTENWANDSTÄRKE	MM	2,8	1,8
ANZAHL D. BRENN- BZW. BRUTSTÄBE	-	166	61
ANZAHL D. STÜTZSTÄBE	-	3	-
AUSSENADIUS D. STÜTZSTÄBE	MM	3,0	-
AUSSENADIUS D. BRENN- BZW. BRUTSTÄBE	MM	3,0	5,8
HÜLLROHRWANDSTÄRKE	MM	0,38	0,55
PELLETRADIUS CORE	MM	2,545	5,249
AX. BRUTZONE	MM	2,525	5,249

Die verwendete axiale Nodeeinteilung geht aus Bild 1.2-1 bereits hervor und soll hier nicht noch einmal erläutert werden. Der in Bild 7.1-1 angegebene Hüllrohraußenradius RCAN errechnet sich mit den vorgegebenen Eingabegrößen aus folgender Beziehung

$$RCAN = RBR + DCAN \quad (7.1-1)$$

Die Größen RKUE, VDUF und VSTRUK sind im axialen Core-Blanketbereich konstant, ändern sich jedoch i.a. im oberen Mischraum und im Bereich des unteren Spaltgasplenums.

Zur Bestimmung dieser Größen werden im Core-Blanketbereich die folgenden Beziehungen verwendet:

$$RKUE = \sqrt{\frac{F_{HEX} - F_{SS}}{\pi \cdot MPIN}} \quad (7.1-2)$$

$$VSTRUK = \frac{FKASTEN + F_{SS}}{MPIN} \quad (7.1-3)$$

$$VDUF = \frac{FKASTEN + F_{SS}}{U_{HEX} + U_{SS}} \quad (7.1-4)$$

mit

$$F_{HEX} = \text{Innenfläche des Sechseckbündels} = \frac{\sqrt{3}}{2} SW_i^2$$

$$SW_i = \text{Innere Schlüsselweite des Sechseckkastens}$$

$$F_{SS} = \text{Mittlere Querschnittsfläche der im Bündel zusätzlich vorhandenen Strukturmaterialien (Stützstäbe, Abstandshalter)}$$

$$MPIN = \text{Anzahl der Brennstäbe je Bündel}$$

$$FPIN = \text{Querschnittsfläche eines Brennstabes (mit Hülle und Spalt)} = \pi RCAN^2$$

$$FKASTEN = \text{Querschnittsfläche des Brennelementkastens} = \frac{\sqrt{3}}{2} (SW_a^2 - SW_i^2)$$

$SW_a$  = Äußere Schlüsselweite des Sechseckkastens

UHEX = Benetzter Umfang des Brennelementkastens =  $2\sqrt{3} SW$

USS = Mittlerer benetzter Umfang der im Bündel zusätzlich vorhandenen Strukturmaterialien (Stützstäbe, Abstandshalter)

Mit den eingegebenen Geometriegrößen werden der Kühlkanalquerschnitt AR und der hydraulische Durchmesser DH für jeden axialen Node des Kühlkanals aus folgenden Beziehungen bestimmt:

$$AR = \pi (R_{KUE}^2 - R_{CAN}^2) \quad (7.1-5)$$

$$DH = \begin{cases} \frac{4AR}{(2\pi \cdot R_{CAN} + \frac{V_{STRUK}}{V_{DUF}})} & \text{Im Core-Blanket-} \\ & \text{bereich} \quad (7.1-6a) \\ \frac{4AR \cdot V_{DUF}}{V_{STRUK}} & \text{Im Gasplenum und} \\ & \text{Mischraumbereich} \quad (7.1-6b) \end{cases}$$

Die Parameter zur Bestimmung der erwähnten wichtigen Eingabegrößen wurden aus [A1] entnommen und sind in Tabelle 7.1-1 zusammengestellt.

Die Abstandshalter wurden bei der Berechnung der Querschnitte und Dicken des Strukturmaterials vernachlässigt. Auch wurden die Stützstäbe in den Bündeln bei der Berechnung der äquivalenten Dicke des Strukturmaterials nicht berücksichtigt. Für die Größen  $R_{KUE}$ ,  $V_{DUF}$  und  $V_{STRUK}$  sowie für die Volumenan-teile der Corematerialien ergeben sich dann die folgenden in Tabelle 7.1-2 zusammen mit den resultierenden Kühlkanalquer-schnitten und hydraulischen Durchmessern angegebenen Zahlen-werte. Der angegebene Kühlkanalquerschnitt wird auch im oberen Mischraum aus Gleichung 7.1-5 bestimmt, d.h. der dort nicht mehr vorhandene Brennstabquerschnitt  $\pi R_{CAN}^2$  wird im Programm weiter-hin subtrahiert. Dementsprechend ist der eingegebene Kühlkanal-

TABELLE 7,1-2

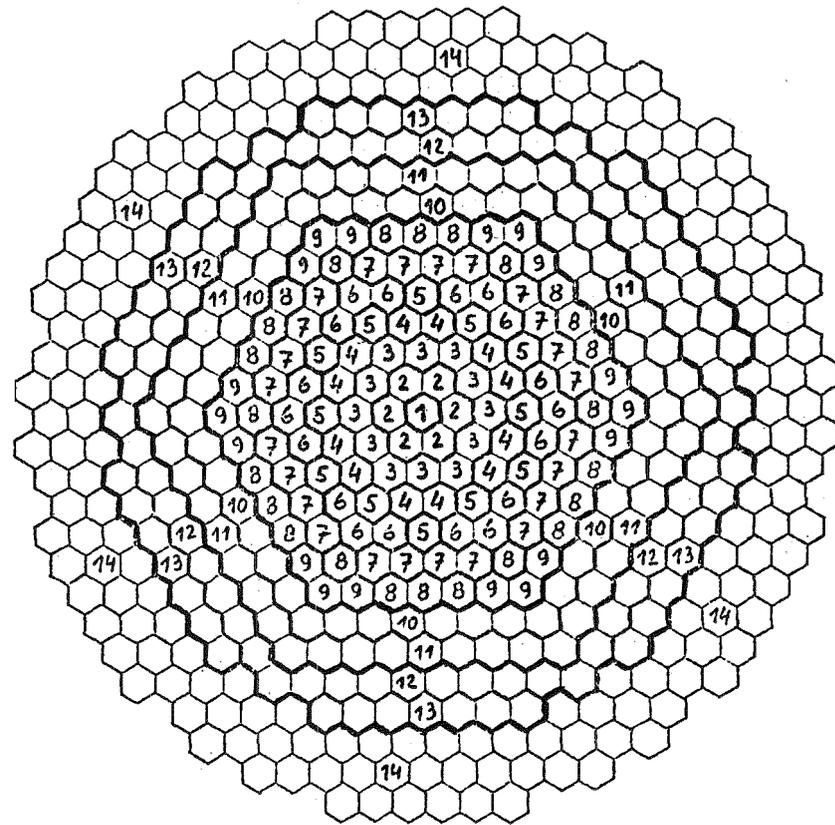
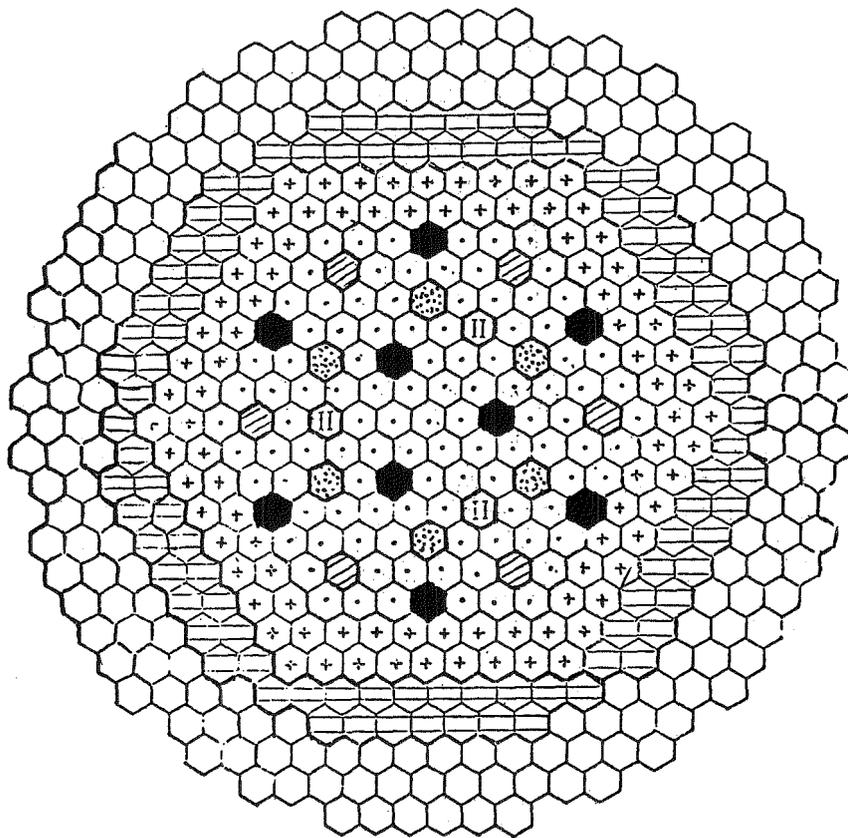
BERECHNETE GEOMETRIEEINGABEGRÖSSEN UND RESULTIERENDE  
QUERSCHNITTE UND HYDRAULISCHE DURCHMESSER FÜR DIE  
CHARAKTERISTISCHEN KÜHLKANÄLE DER TREIBER- UND BRUT-  
ELEMENTE

		DIM.	TREIBERELEMENT	BRUTELEMENT
OBERER MISCHRAUM	RKUE	MM	4,600	12,48
	VDUF	MM	4,342	1,8
	VSTRUK	MM <sup>2</sup>	12,284	9,49
	AR	MM <sup>2</sup>	38,20	383,3
	DH	MM	54,0	294,0
CORE-BLANKET-BEREICH	RKUE	MM	4,2455	7,035
	VDUF	MM	2,8	1,8
	VSTRUK	MM <sup>2</sup>	6,789	10,88
	AR	MM <sup>2</sup>	28,35	49,80
	DH	MM	5,3305	4,6883
	OMEGAS	%	31,26	46,16
	BETCAS	%	9,72	10,17
	BETSTS	%	10,71	6,64
	ALPHAS	%	48,31	37,13
	SPALTGAS- PLENUM	RKUE	MM	4,2455
VDUF		MM	0,6316	0,408
VSTRUK		MM <sup>2</sup>	13,5	17,3
AR		MM <sup>2</sup>	28,35	49,80
DH		MM	5,3305	4,6883

radius aus Gl. 7.1-2 im Mischraum um den dem Brennstabquerschnitt entsprechenden Ring vergrößert. Im Bereich des Spaltgasplenums sind Hüll- und Stützrohr, die das Gas-Plenum umgeben, zusammen mit dem Strukturmaterial erfaßt, d.h. bei der äquivalenten Querschnittsfläche und Dicke des Strukturmaterials in Gl. 7.1-3 und 7.1-4 sind die Größen FSS und USS um die Beiträge des Hüll- und Stützrohres vergrößert. Der benetzte Hüllrohrumfang wird daher nicht noch einmal bei der Berechnung des hydraulischen Durchmessers addiert. Er wurde vielmehr im Bereich des Gasplenums und auch im Mischraum aus der einfacheren Beziehung (Gl. 7.1-6b) berechnet. Tabelle 7.1-2 enthält auch die Volumenanteile der verschiedenen Materialien Brennstoff, Hüllrohr, Strukturmaterial und Natrium bezogen auf den isothermen Referenzzustand. Die Querschnittsflächen der Materialien wurden auf die Fläche der Kernzelle (Tab. 7.1-1) bezogen, die Volumenanteile schließen daher den Spalt zwischen den Brennelementkästen ein.

Die Geometriedaten der charakteristischen Kanäle (Tab. 7.1-2) gelten für das frische und abgebrannte Core. Die radiale Coreaufteilung ist jedoch in den verschiedenen Zyklen unterschiedlich. Die Core-Querschnitte und die definierten Ringzonen aus [A2, A3] sind in den Bildern 7.1-2 und 7.1-3 für den 1. und 3. Zyklus dargestellt. Die Tabellen 7.1-3 und 7.1-4 geben die Aufteilung der Elemente auf die Elementringe und die äquivalenten Corering-Radien nach der Zylindrisierung an.

Die axiale Verteilung der Volumenanteile Natrium, Struktur und Void im Core Bereich der verschiedenen Sonderelemente ist in Bild 7.1-4 für das frische und abgebrannte Core angegeben. Man erkennt, daß die Regeltrimmstäbe in Kanal 1 und 8 im frischen Core halb eingefahren, im abgebrannten Core dagegen fast voll gezogen sind. Die Sonderelemente werden in der Einleitungsphase nicht berücksichtigt. Erst bei der Erstellung des KADIS Kopplungsfiles werden die Materialien dieser Elemente entsprechend ihrer Verteilung an jedem axialen Node radial auf den äquivalenten Core Ring homogen verschmiert. Die Strukturen werden dabei zum Stahl gezählt. Durch entsprechende Änderung



- |  |                               |  |                        |
|--|-------------------------------|--|------------------------|
|  | Brennelement<br>(Innere Zone) |  | Zweitabschaltetelement |
|  | Brennelement<br>(Äußere Zone) |  | Brutelement            |
|  | Regeltrimmelement             |  | Stahlreflektoren       |
|  | B <sub>4</sub> C Diluent      |  | Na Diluent             |

BILD 7.1-2: QUERSCHNITT DES FRISCHEN SNR MARKIA KERNS (1. ZYKLUS)  
UND DEFINITION DER ELEMENTRINGE

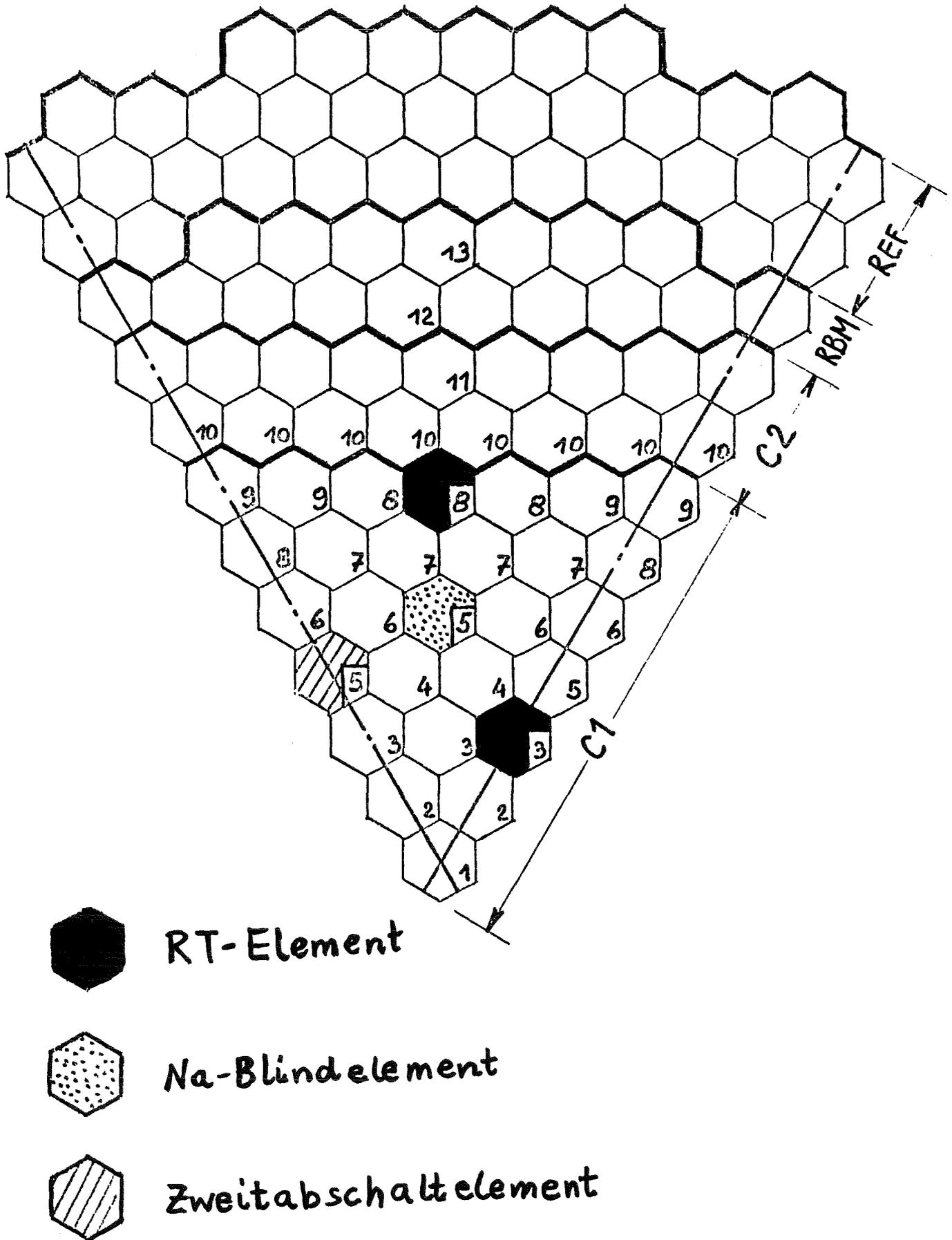
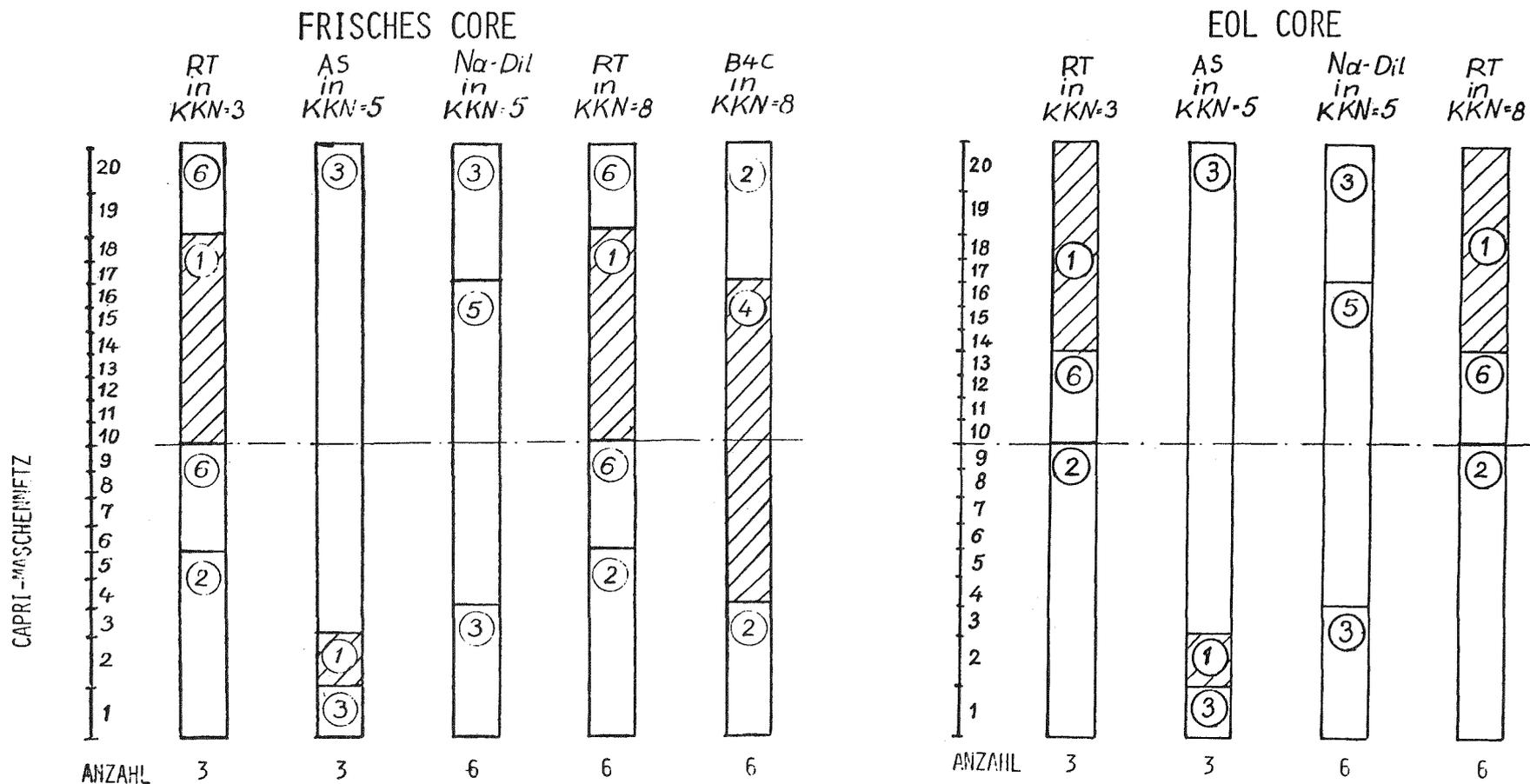


BILD 7.1-3

60° QUERSCHNITT DES ABGEBRANNTEN (EOL)  
SNR MARKIA KERNS (3. ZYKLUS) UND DEFINITION  
DER ELEMENTRINGE



	MATERIALMISCHUNGSNUMMER					
	1	2	3	4	5	6
	RT Abs	RT.FOL.	AS.FOL.	B4C	NA-DIL.	RT-GAS
VOL%NA	43,1	85,4	81,1	28,5	90,9	43,2
VOL%STRUKTUR	56,9	14,6	18,9	71,5	9,1	37,9
VOL%VOID	-	-	-	-	-	18,9
$\rho_{NA} \text{ [g/cm}^3\text{]}$	0,838	0,862	0,862	0,838	0,838	0,838
$\rho_{STRUKT.} \text{ [g/cm}^3\text{]}$	7,74	7,80	7,80	7,73	7,75	7,75

BILD 7.1-4 MATERIALVERTEILUNGEN IN DEN SONDERELEMENTEN DES FRISCHEN UND ABGEBRANNTEN  $\text{U}^{235}\text{EOL}_7$  CORES UND IHRE DARSTELLUNG IM AXIALEN CAPRI-2-MASCHENNETZ

Ring Nr.	BE C1	BE C2	RT inn.	RT auß.	AS	BL B <sub>4</sub> C	BL Na	BU A	BU B	REF	ges	RA (cm)
1	1										1	6.0754
2	6										6	16.0740
3	9		3								12	26.4820
4	12										12	33.8263
5	3				3		6				12	39.8390
6	18										18	47.4503
7	24										24	56.0123
8	12			6		6					24	63.4290
9	18										18	68.4662
10		42									42	78.9801
11		48									48	89.4961
12								54			54	100.0136
13									42		42	107.4846
14										186	186	135.7140
ges.	103	90	3	6	3	6	6	54	42	186	499	-

BE = BRENNELEMENTE (ZONE 1+ZONE 2)    BL = BLINDELEMENTE MIT NA OD. B<sub>4</sub>C  
 RT = REGELTRIMMELEMENT                      BU = BRUTELEMENTE  
 AS = ABSCHALTSTÄBE                              REF = REFLEKTORELEMENTE  
 RA = ÄQUIVALENTE AUSSENRADIEN  
      D. ELEMENTRINGE

TABELLE 7.1-3    AUFTEILUNG DER ELEMENTE AUF ELEMENTRINGE IM  
 1. ZYKLUS DES SNR MIA CORES UND ÄQUIVALENTE  
 RINGRADIEN

Ring Nr.	BE C1	BE C2	RT inn.	RT auß.	AS	BL B <sub>4</sub> C	BL Na	BU A	BU B	REF	ges	RA (cm)
1	1										1	6.0754
2	6										6	16.0740
3	9		3								12	26.4820
4	12										12	33.8263
5	3				3		6				12	39.8390
6	18										18	47.4503
7	24										24	56.0123
8	18 <sup>+) )</sup>			6		0					24	63.4290
9	18										18	68.4662
10		42									42	78.9801
11		48									48	89.4961
12								54			54	100.0136
13									42		42	107.4846
14										186	186	135.7140
ges.	103	90	3	6	3	6	6	54	42	186	499	-

+ ) 12 Elemente mit 3 Zyklen )  
 3 Elemente mit 2 Zyklen ) Standzeit bei EØL  
 3 Elemente mit 1 Zyklus )

BE = BRENNELEMENTE (ZONE 1 + ZONE 2)      BL = BLINDELEMENTE MIT NA OD. B<sub>4</sub>C  
 RT = REGELTRIMMELEMENTE                      BU = BRUTELEMENTE  
 AS = ABSCHALTSTÄBE                              REF = REFLEKTORELEMENT  
 RA = ÄQUIVALENTE AUSSEN RADIEN D,  
 ELEMENTRINGE

TABELLE 7.1-4: AUFTEILUNG DER ELEMENTE AUF ELEMENTRINGE IM  
 3. ZYKLUS (EØL) DES SNR M1A CORES UND ÄQUI-  
 VALENTE RINGRADIEN

der mittleren Dichte bleibt die Gesamtmasse von Hüllrohr, Struktur und Sonderelementstruktur dabei an jedem Node erhalten. Hohlräume der Sonderelemente werden ebenfalls bei der Homogenisierung erfaßt und erhöhen die Kompressibilität der Coreringzone.

### 7.1.2 Thermohydraulikdaten

Die wichtigen Thermohydraulikdaten der CAPRI-2 Simulationen für das frische und abgebrannte Core sind in Tabelle 7.1-5 zusammengefaßt. CAPRI verlangt die Vorgabe von Kühlmitelein- und Austrittsdruck sowie die stationäre Kühlmiteleintrittstemperatur und die Aufheizspannen in den verschiedenen Kanälen. Mit der aus den Eingabedaten berechneten stationären Kanalleistung (s. Bild 7.1-6 und 7.1-13) und der Aufheizspanne wird kanalweise der Kühlmitteldurchsatz für die jeweils vorgegebene Kanalgeometrie bestimmt. Der Durchsatz bestimmt u.a. die Druckverteilung im Kanal durch die daran gekoppelten Reibungs- und Borda-Carnot Druckverluste. Sie wird ausgehend vom Druck am oberen Kanalende berechnet. Die Differenz zwischen dem vorgegebenen, für alle Kanäle gleichen Kühlmiteleintrittsdruck und dem berechneten Druck am Kanaleintritt ist der Blendendruckverlust im Brennelementfuß. Der zugeordnete Blendenkoeffizient der Eintrittsdrossel wird daraus in CAPRI bestimmt. Tabelle 7.1-6 vergleicht die Ergebnisse der stationären CAPRI-2 Thermohydraulikanalyse des frischen Kerns (Durchsätze und Druckverluste) mit entsprechenden Ergebnissen von Interatom [A4,A5]. Bild 7.1-5 zeigt die berechneten stationären Druckverteilungen in den Kanälen 1, 9, 10 und 12 zusammen mit den Blendendruckverlusten.

### 7.1.3 Neutronenphysikalische Daten

Es werden die verwendeten Leistungsverteilungen, Reaktivitätskoeffizienten und die kinetischen Parameter für den frischen und abgebrannten Kern dokumentiert. Neben der graphischen Darstellung (Abb. 7.1-6 - 7.1-21) wird auch eine tabellarische (Tab.7.1-7) -7.1-26) benutzt, um die quantitative Nachprüfung von Reaktivitätseffekten zu ermöglichen. Die Reaktivitätskoeffizienten wurden

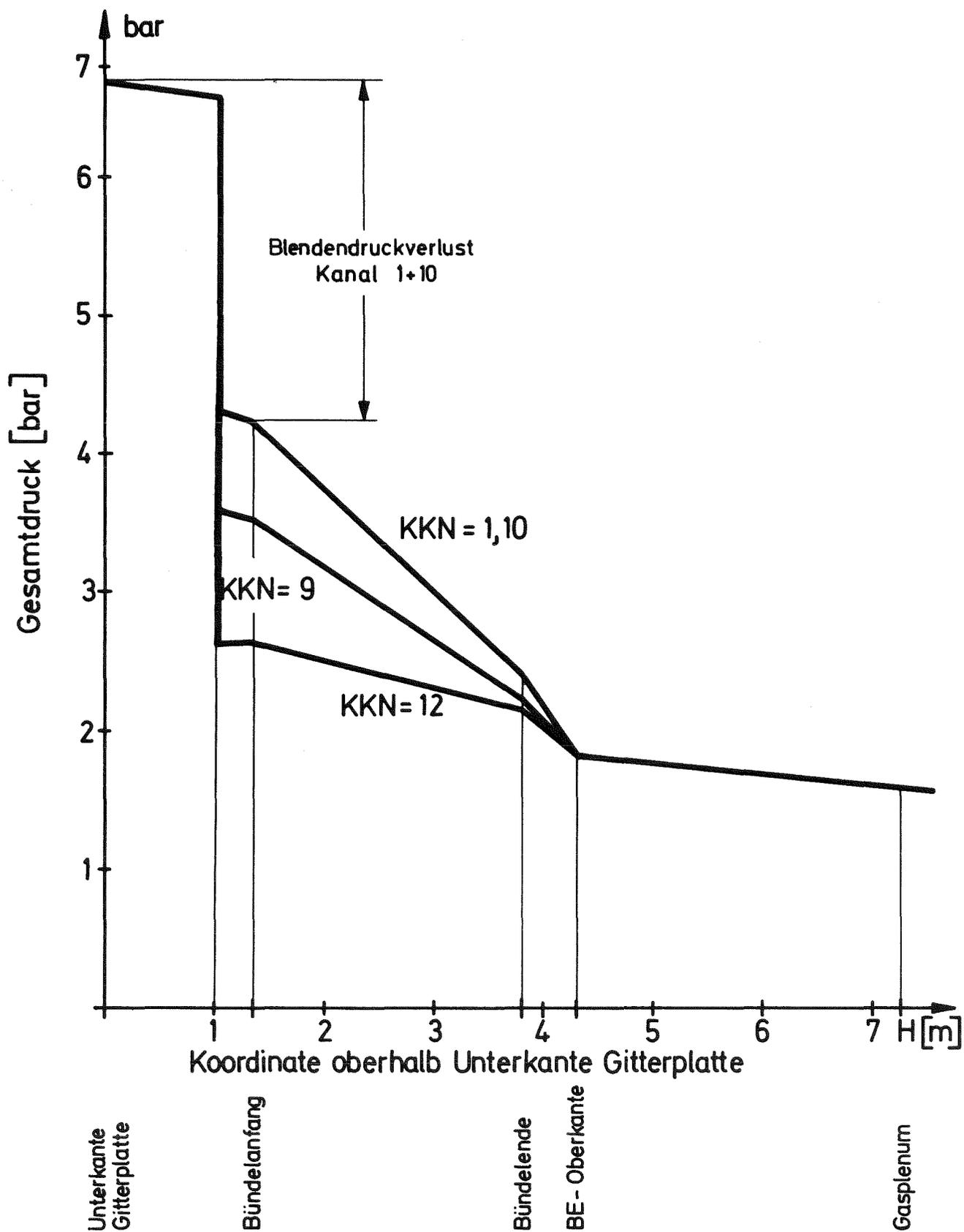


BILD 7.1-5 STATIONÄRE DRUCKVERTEILUNG IN DEN KANÄLEN 1, 9, 10 UND 12 BEIM FRISCHEN SNR MARKIA CORE

TABELLE 7.1-5 WICHTIGE THERMOHYDRAULISCHE EINGABEPARAMETER FÜR DIE CAPRI-2 STÖRFALL-SIMULATION IM FRISCHEN UND ABGEBRANNTEN M1A CORE DES SNR 300

	DIM.	FRISCH	ABGEBRANNT
STATIONÄRE THERMISCHE REAKTORLEISTUNG	MW	762	
MAXIMALE LINEARE STABLEISTUNG	W/CM	350	288
STATIONÄRER KÜHLMITTELEINTRITTSDRUCK	BAR	6,85	
STATIONÄRER DRUCK AM BRENNELEMENT-AUSTRITT	BAR	1,81	
KÜHLMITTELEINTRITTSTEMPERATUR	°C	377	
STATIONÄRE KÜHLMITTELAUFHEIZSPANNEN IN DEN 13 KANÄLEN	°C	/214/208/200/ /208/202/206/ /199/200/189/ /198/185/76/ /46/	/187/185/182/ /194/195/203/ /201/199/196/ /185/174/138/ /99/
TRÄGHEITSLÄNGE VOM BÜNDELAUS-TRITT BIS COVERGAS	CM	110	
TRÄGHEITSLÄNGE VON BRENNSTABHALTEPLATTE ZUM KÜHLMITTELEINTRITTSPLENUM	CM	150	

TABELLE 7.1-6 VERGLEICH DER STATIONÄREN CAPRI-2 THERMOHYDRAULIKANALYSE MIT  
ENTSPRECHENDEN INTERATOM-ERGEBNISSEN AUS LA4\_7

	Kühlkanal	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
Durchsatz Subassembly [kg/sec]	Interatom	16.78	16.78	16.78	15.46	15.46	14.52	14.18	13.57	13.57	16.69	14.44	4.106	3.279
	Capri	16.82	16.82	16.82	15.50	15.50	14.57	14.21	13.6	13.6	16.82	14.47	4.042	3.23
mittlere Stableistung [kW]	Interatom	27.400	26.640	25.690	24.520	23.920	22.910	21.610	20.740	19.600	25.290	20.440	6.510	3.130
	Capri 2	27.403	26.6427	25.6956	24.5225	23.9225	22.9123	21.6122	20.7421	19.604	25.2926	20.442	6.50887	3.13431
Kopf	Interatom	0.56	0.56	0.56	0.48	0.48	0.42	0.40	0.37	0.37	0.56	0.42	-	-
	Capri 2	0.5622	0.5623	0.5621	0.4847	0.4847	0.4331	0.4141	0.3823	0.3821	0.5567	0.4266	0.2978	0.2042
irrev. Druckverluste [bar]	Interatom Bündel	1.58	1.58	1.58	1.35	1.35	1.21	1.15	1.06	1.06	1.56	1.19	0.18	0.12
	Capri 2	1.6135	1.6135	1.6	1.3892	1.3883	1.2287	1.1674	1.0734	1.072	1.5949	1.2065	0.2968	0.1704
Fuß+Unterk.	Interatom	2.54	2.54	2.54	2.85	2.85	3.05	3.13	3.25	3.25	2.56	3.07	4.50	4.56
	Capri 2	2.4090	2.4091	2.4107	2.7208	2.7217	2.9272	3.003	3.129	3.1306	2.4341	2.9506	3.9801	4.1801

- 241 -

TAB. 7.1.7 KÜHLMITTELREAKTIVITÄT VOIREA FÜR DEN FRISCHEN KERN  $\beta_{AK/K_7} \times 10^{-4}$

Masche	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1	-0.009	-0.054	-0.135	-0.070	-0.110	-0.095	-0.122	-0.128	-0.112	-0.179	-0.223	-0.039	-0.006
2	-0.052	-0.291	-0.662	-0.472	-0.509	-0.568	-0.554	-0.524	-0.499	-1.055	-1.547	-0.360	-0.074
3	-0.093	-0.507	-0.958	-0.757	-0.693	-0.988	-0.951	-0.548	-0.665	-1.884	-2.993	-0.749	-0.136
4	-0.099	-0.545	-1.007	-0.818	-0.698	-1.001	-1.117	-0.267	-0.641	-2.369	-5.028	-1.548	-0.263
5	0.008	0.042	-0.146	0.093	-0.328	0.288	0.411	0.308	0.464	-0.902	-4.945	-2.217	-0.393
6	0.115	0.639	0.755	1.068	0.085	1.647	2.034	0.906	1.625	0.572	-4.771	-2.762	-0.498
7	0.202	1.140	1.526	1.919	0.436	2.811	3.416	1.411	2.606	1.819	-4.572	-3.173	-0.572
8	0.260	1.488	2.079	2.530	0.664	3.590	4.341	1.751	3.267	2.690	-4.365	-3.416	-0.613
9	0.283	1.666	2.382	2.867	0.742	3.888	4.678	1.891	3.545	3.110	-4.161	-3.471	-0.622
10	0.266	1.396	1.792	2.562	0.725	4.086	5.072	2.212	3.633	4.012	-4.149	-3.572	-0.629
11	0.236	1.286	1.767	2.344	0.583	3.579	4.457	2.048	3.256	3.488	-4.037	-3.335	-0.591
12	0.187	1.046	1.482	1.890	0.375	2.810	3.532	1.713	2.621	2.566	-3.983	-3.003	-0.536
13	0.127	0.733	1.104	1.310	0.129	1.873	2.388	1.291	1.829	1.382	-3.971	-2.603	-0.468
14	0.061	0.392	0.696	0.689	-0.127	0.878	1.152	0.833	0.969	0.076	-3.976	-2.161	-0.388
15	-0.002	0.060	0.300	0.099	-0.361	-0.065	-0.043	0.386	0.129	-1.224	-3.974	-1.691	-0.298
16	-0.056	-0.222	-0.042	-0.390	-0.531	-0.841	-1.033	0.003	-0.570	-2.368	-3.923	-1.187	-0.202
17	-0.048	-0.202	-0.101	-0.359	-0.473	-0.737	-0.811	-0.187	-0.496	-1.837	-2.431	-0.623	-0.114
18	-0.016	-0.062	-0.017	-0.140	-0.272	-0.315	-0.316	-0.112	-0.211	-0.746	-0.991	-0.251	-0.052
19	-0.006	-0.012	-0.031	-0.060	-0.213	-0.184	-0.151	-0.148	-0.115	-0.415	-0.556	-0.129	-0.028
20	-0.001	-0.007	-0.024	-0.025	-0.063	-0.058	-0.056	-0.060	-0.044	-0.100	-0.113	-0.021	-0.003
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13

Kanal

TAB. 7.1.8 MATERIALWERT DES HÖLLROHRES WORTHC FÜR DEN FRISCHEN KERN  $\angle^{-\Delta k/k}_7$

Masche	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1	.683532 <sup>-6</sup>	.401386 <sup>-5</sup>	.817620 <sup>-5</sup>	.627472 <sup>-5</sup>	.298503 <sup>-5</sup>	.816425 <sup>-5</sup>	.110713 <sup>-4</sup>	.681447 <sup>-5</sup>	.785361 <sup>-5</sup>	.158464 <sup>-4</sup>	.127522 <sup>-4</sup>	.339146 <sup>-5</sup>	.800776 <sup>-6</sup>
2	.284394 <sup>-5</sup>	.158724 <sup>-4</sup>	.352403 <sup>-4</sup>	.312458 <sup>-4</sup>	.151071 <sup>-4</sup>	.383346 <sup>-4</sup>	.401713 <sup>-4</sup>	.277425 <sup>-4</sup>	.304343 <sup>-4</sup>	.838061 <sup>-4</sup>	.849923 <sup>-4</sup>	.266921 <sup>-4</sup>	.671460 <sup>-5</sup>
3	.359725 <sup>-5</sup>	.188950 <sup>-4</sup>	.388244 <sup>-4</sup>	.288664 <sup>-4</sup>	.184316 <sup>-4</sup>	.415113 <sup>-4</sup>	.472046 <sup>-4</sup>	.264860 <sup>-4</sup>	.301451 <sup>-4</sup>	.127318 <sup>-3</sup>	.150575 <sup>-3</sup>	.490467 <sup>-4</sup>	.107235 <sup>-4</sup>
4	.973974 <sup>-6</sup>	.398771 <sup>-5</sup>	.224157 <sup>-4</sup>	.930644 <sup>-6</sup>	.156227 <sup>-4</sup>	.475046 <sup>-5</sup>	.256790 <sup>-4</sup>	.995909 <sup>-5</sup>	.910392 <sup>-5</sup>	.116307 <sup>-3</sup>	.232439 <sup>-3</sup>	.948484 <sup>-4</sup>	.195168 <sup>-4</sup>
5	-.898892 <sup>-5</sup>	-.515365 <sup>-4</sup>	-.445927 <sup>-4</sup>	-.885528 <sup>-4</sup>	.311058 <sup>-5</sup>	-.113962 <sup>-3</sup>	-.123203 <sup>-3</sup>	-.257435 <sup>-4</sup>	-.869075 <sup>-4</sup>	-.732252 <sup>-4</sup>	.186541 <sup>-3</sup>	.130951 <sup>-3</sup>	.285977 <sup>-4</sup>
6	-.187726 <sup>-4</sup>	-.106757 <sup>-3</sup>	-.113283 <sup>-3</sup>	-.179763 <sup>-3</sup>	-.105914 <sup>-4</sup>	-.234799 <sup>-3</sup>	-.280465 <sup>-3</sup>	-.635360 <sup>-4</sup>	-.188146 <sup>-3</sup>	-.265702 <sup>-3</sup>	.134734 <sup>-3</sup>	.160155 <sup>-3</sup>	.363009 <sup>-4</sup>
7	-.264100 <sup>-4</sup>	-.150400 <sup>-3</sup>	-.168684 <sup>-3</sup>	-.254716 <sup>-3</sup>	-.219532 <sup>-4</sup>	-.334695 <sup>-3</sup>	-.411759 <sup>-3</sup>	-.950810 <sup>-4</sup>	-.272780 <sup>-3</sup>	-.427721 <sup>-3</sup>	.879402 <sup>-4</sup>	.181884 <sup>-3</sup>	.419357 <sup>-4</sup>
8	-.305318 <sup>-4</sup>	-.174265 <sup>-3</sup>	-.199849 <sup>-3</sup>	-.299712 <sup>-3</sup>	-.286513 <sup>-4</sup>	-.395434 <sup>-3</sup>	-.492537 <sup>-3</sup>	-.114788 <sup>-3</sup>	-.326267 <sup>-3</sup>	-.535102 <sup>-3</sup>	.526659 <sup>-4</sup>	.194116 <sup>-3</sup>	.451374 <sup>-4</sup>
9	-.306016 <sup>-4</sup>	-.173441 <sup>-3</sup>	-.195345 <sup>-3</sup>	-.306475 <sup>-3</sup>	-.297353 <sup>-4</sup>	-.407956 <sup>-3</sup>	-.504781 <sup>-3</sup>	-.117874 <sup>-3</sup>	-.338511 <sup>-3</sup>	-.574347 <sup>-3</sup>	.327291 <sup>-4</sup>	.195781 <sup>-3</sup>	.457903 <sup>-4</sup>
10	-.267998 <sup>-4</sup>	-.135287 <sup>-3</sup>	-.114145 <sup>-3</sup>	-.244604 <sup>-3</sup>	-.206239 <sup>-4</sup>	-.369252 <sup>-3</sup>	-.418762 <sup>-3</sup>	-.736602 <sup>-4</sup>	-.320677 <sup>-3</sup>	-.511182 <sup>-3</sup>	.247329 <sup>-4</sup>	.170933 <sup>-3</sup>	.393444 <sup>-4</sup>
11	-.228471 <sup>-4</sup>	-.116399 <sup>-3</sup>	-.103879 <sup>-3</sup>	-.212022 <sup>-3</sup>	-.164468 <sup>-4</sup>	-.320364 <sup>-3</sup>	-.359081 <sup>-3</sup>	-.656931 <sup>-4</sup>	-.280047 <sup>-3</sup>	-.448807 <sup>-3</sup>	.332469 <sup>-4</sup>	.158990 <sup>-3</sup>	.366997 <sup>-4</sup>
12	-.180703 <sup>-4</sup>	-.929783 <sup>-4</sup>	-.846480 <sup>-4</sup>	-.169849 <sup>-3</sup>	-.112016 <sup>-4</sup>	-.256420 <sup>-3</sup>	-.285917 <sup>-3</sup>	-.539032 <sup>-4</sup>	-.225756 <sup>-3</sup>	-.355930 <sup>-3</sup>	.508721 <sup>-4</sup>	.143005 <sup>-3</sup>	.330037 <sup>-4</sup>
13	-.128119 <sup>-4</sup>	-.664778 <sup>-4</sup>	-.622068 <sup>-4</sup>	-.121941 <sup>-3</sup>	-.539917 <sup>-5</sup>	-.183744 <sup>-3</sup>	-.201286 <sup>-3</sup>	-.398592 <sup>-4</sup>	-.161764 <sup>-3</sup>	-.243368 <sup>-3</sup>	.746256 <sup>-4</sup>	.124298 <sup>-3</sup>	.285147 <sup>-4</sup>
14	-.744221 <sup>-5</sup>	-.390436 <sup>-4</sup>	-.389175 <sup>-4</sup>	-.727468 <sup>-4</sup>	.422880 <sup>-6</sup>	-.109030 <sup>-3</sup>	-.112365 <sup>-3</sup>	-.249402 <sup>-4</sup>	-.939883 <sup>-4</sup>	-.122638 <sup>-3</sup>	.100971 <sup>-3</sup>	.104002 <sup>-3</sup>	.234516 <sup>-4</sup>
15	-.235542 <sup>-5</sup>	-.128215 <sup>-4</sup>	-.166539 <sup>-4</sup>	-.266543 <sup>-4</sup>	.562877 <sup>-5</sup>	-.391331 <sup>-4</sup>	-.274154 <sup>-4</sup>	-.105274 <sup>-4</sup>	-.286603 <sup>-4</sup>	-.486972 <sup>-5</sup>	.126506 <sup>-3</sup>	.828483 <sup>-4</sup>	.180007 <sup>-4</sup>
16	.196275 <sup>-5</sup>	.971685 <sup>-5</sup>	.278087 <sup>-5</sup>	.120885 <sup>-4</sup>	.930532 <sup>-5</sup>	.193166 <sup>-4</sup>	.434498 <sup>-4</sup>	.169149 <sup>-5</sup>	.259577 <sup>-4</sup>	.978718 <sup>-4</sup>	.146970 <sup>-3</sup>	.603544 <sup>-4</sup>	.124128 <sup>-4</sup>
17	.249747 <sup>-5</sup>	.126421 <sup>-4</sup>	.767330 <sup>-5</sup>	.190760 <sup>-4</sup>	.862253 <sup>-5</sup>	.293536 <sup>-4</sup>	.437389 <sup>-4</sup>	.730877 <sup>-5</sup>	.297087 <sup>-4</sup>	.932820 <sup>-4</sup>	.978136 <sup>-4</sup>	.336344 <sup>-4</sup>	.730671 <sup>-5</sup>
18	.108970 <sup>-5</sup>	.517153 <sup>-5</sup>	.318725 <sup>-5</sup>	.954737 <sup>-5</sup>	.518258 <sup>-5</sup>	.156616 <sup>-4</sup>	.205811 <sup>-4</sup>	.458644 <sup>-5</sup>	.145631 <sup>-4</sup>	.416033 <sup>-4</sup>	.421644 <sup>-4</sup>	.146808 <sup>-4</sup>	.364035 <sup>-5</sup>
19	.610694 <sup>-6</sup>	.244586 <sup>-5</sup>	.322871 <sup>-5</sup>	.570871 <sup>-5</sup>	.413830 <sup>-5</sup>	.118713 <sup>-4</sup>	.125869 <sup>-4</sup>	.503913 <sup>-5</sup>	.917598 <sup>-5</sup>	.259575 <sup>-4</sup>	.252334 <sup>-4</sup>	.849938 <sup>-5</sup>	.228185 <sup>-5</sup>
20	.157212 <sup>-6</sup>	.820313 <sup>-6</sup>	.146465 <sup>-5</sup>	.209761 <sup>-5</sup>	.117044 <sup>-5</sup>	.383838 <sup>-5</sup>	.416402 <sup>-5</sup>	.177490 <sup>-5</sup>	.310857 <sup>-5</sup>	.625451 <sup>-5</sup>	.506977 <sup>-5</sup>	.148341 <sup>-5</sup>	.357034 <sup>-6</sup>

TAB. 7.1.9 MATERIALWERT DES BRENNSTOFFS AVGMAT FÜR DEN FRISCHEN KERN  $L_{AK/K_7} \times 10^{-5}$

Masche	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1	-0.000	-0.001	0.013	-0.005	0.022	-0.004	-0.002	0.037	0.008	0.021	0.022	0.002	-0.004
2	-0.005	-0.036	0.019	-0.057	0.097	-0.066	-0.101	0.120	-0.019	0.066	0.139	0.022	-0.003
3	-0.006	-0.044	0.007	-0.107	0.117	-0.111	-0.125	0.094	-0.041	0.185	0.335	0.068	0.016
4	0.195	1.131	1.683	1.937	0.622	2.625	3.184	1.525	1.975	6.143	5.036	0.160	0.040
5	0.254	1.470	2.133	2.520	0.732	3.432	4.209	1.984	2.635	8.630	7.238	0.208	0.042
6	0.312	1.808	2.581	3.106	0.834	4.254	5.249	2.453	3.313	11.207	9.511	0.228	0.016
7	0.358	2.073	2.934	3.574	0.917	4.923	6.098	2.839	3.876	13.364	11.429	0.233	-0.024
8	0.382	2.217	3.133	3.842	0.967	5.323	6.608	3.071	4.222	14.725	12.672	0.228	-0.063
9	0.382	2.223	3.174	3.877	0.977	5.397	6.712	3.112	4.294	15.079	13.060	0.217	-0.086
10	0.347	2.039	2.929	3.447	0.826	4.766	5.969	2.767	3.994	13.268	11.540	0.099	-0.060
11	0.313	1.828	2.590	3.130	0.771	4.372	5.466	2.499	3.655	12.180	10.644	0.094	-0.051
12	0.270	1.574	2.229	2.729	0.694	3.839	4.790	2.183	3.213	10.679	9.353	0.089	-0.035
13	0.224	1.304	1.850	2.285	0.605	3.230	4.023	1.829	2.708	8.918	7.808	0.085	-0.014
14	0.178	1.037	1.474	1.836	0.513	2.601	3.233	1.463	2.180	7.060	6.161	0.079	0.005
15	0.136	0.792	1.126	1.415	0.424	2.008	2.486	1.116	1.676	5.276	4.569	0.070	0.017
16	0.102	0.588	0.832	1.060	0.344	1.508	1.850	0.818	1.241	3.751	3.196	0.054	0.017
17	0.000	0.001	-0.017	-0.030	0.067	-0.037	-0.008	0.018	0.016	0.170	0.248	0.026	0.008
18	-0.001	-0.006	-0.017	-0.022	0.041	-0.027	-0.020	0.015	-0.000	0.049	0.085	0.008	0.001
19	-0.001	-0.010	-0.008	-0.022	0.033	-0.020	-0.024	0.030	-0.006	0.021	0.044	0.003	-0.002
20	-0.000	-0.001	0.003	-0.002	0.010	0.000	-0.000	0.014	0.003	0.009	0.010	0.001	-0.001
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13

Kanal

Anteil ( $\beta_i$ ) und Zerfallskonstanten ( $\lambda_i$ ) der verzögerten Neutronengruppen im frischen Kern

Gruppe	$\beta_i$	$\lambda_i$ [sec <sup>-1</sup> ]
1	$7.4520 \cdot 10^{-5}$	0.01291
2	$6.6569 \cdot 10^{-4}$	0.03133
3	$5.5505 \cdot 10^{-4}$	0.13495
4	$1.0819 \cdot 10^{-3}$	0.34415
5	$4.5677 \cdot 10^{-4}$	1.3721
6	$1.5050 \cdot 10^{-4}$	3.7724
Summe	$2.9844 \cdot 10^{-3}$	

Neutronenausbeute  $\bar{\nu}$  (n/sp) 2.944

Lebensdauer der prompten Neutronen

$\ell$  [sec]  $0.3793 \cdot 10^{-6}$

Dopplerkonstanten für den frischen Kern ( $\frac{d\rho_D}{dt} = ADOP/T + ADOP3/T^{3/2}$ )

Kanal	Nicht gevoidet		gevoidet	
	ADOP $\times 10^{-4}$	ADOP3 $\times 10^{-3}$	BDOP $\times 10^{-4}$	BDOP3 $\times 10^{-3}$
1	-0.2909	-0.17266	-0.07507	-0.41376
2	-1.6431	-0.90496	-0.49169	-2.3269
3	-2.5725	-1.2317	-0.95944	-3.8264
4	-3.4418	-1.3516	-1.4675	-3.4494
5	-0.6833	-0.18851	-0.32688	-0.48967
6	-4.0959	-1.9562	-1.5702	-4.3698
7	-4.2250	-2.8497	-1.3389	-6.7885
8	-2.1199	-1.7837	-0.76692	-5.1820
9	-1.8298	-2.1335	-0.5389	-3.9608
10	-4.3318	-4.2484	-0.64906	-8.4625
11	-2.9369	-8.3317	-0.38745	-9.9742
12	-7.1383	-6.8935	-4.6079	-9.7991
13	-2.1010	-2.9932	-2.0440	-3.7675

TAB. 7.1.10 KINETISCHE PARAMETER UND KANAL-DOPPLER-KONSTANTEN FÜR DEN FRISCHEN KERN

TAB. 7.1.11 RELATIVER ANTEIL (%) EINES SEGMENTS AN DER  
 DOPPLER-KONSTANTE DES KANALS FÜR DEN FRISCHEN  
 NASSEN KERN WDOP

Masche

1	0.67	0.72	0.63	0.52	0.50	0.50	0.90	1.63	0.85	0.77	0.48	0.20	0.23
2	4.38	4.70	4.11	3.14	3.04	2.95	5.42	9.60	5.21	5.15	3.42	1.35	1.43
3	6.36	6.82	6.21	5.62	5.76	5.19	7.56	11.48	6.84	7.67	5.50	2.16	2.12
4	5.96	6.46	6.09	5.85	6.50	5.21	5.87	5.30	4.90	5.35	4.31	4.04	3.87
5	7.60	8.35	8.08	8.07	9.15	7.11	7.55	6.82	6.00	6.61	5.97	6.14	5.99
6	9.27	10.19	9.92	10.01	11.40	8.84	9.35	8.65	7.46	8.20	7.66	8.20	8.12
7	10.51	11.52	11.23	11.43	13.10	10.20	10.87	10.17	8.77	9.68	9.17	9.96	9.92
8	10.79	11.62	11.22	11.79	13.79	10.84	11.56	10.80	9.41	10.56	10.17	11.14	11.14
9	9.80	9.70	8.43	10.42	13.16	10.54	10.81	9.09	8.73	10.50	10.47	11.57	11.61
10	7.85	7.36	9.20	7.35	4.85	7.76	6.16	5.42	8.56	6.68	8.11	9.35	9.39
11	6.42	5.45	5.74	5.85	4.18	6.80	5.16	3.86	7.05	5.94	7.45	8.64	8.70
12	5.23	4.35	4.51	4.83	3.53	5.79	4.35	3.19	5.97	5.13	6.52	7.59	7.65
13	4.19	3.47	3.60	3.94	2.89	4.77	3.57	2.59	4.90	4.24	5.43	6.31	6.36
14	3.25	2.69	2.77	3.10	2.29	3.78	2.82	1.98	3.85	3.37	4.30	4.94	4.96
15	2.44	1.98	1.99	2.34	1.76	2.90	2.13	1.38	2.90	2.60	3.24	3.60	3.58
16	1.71	1.31	1.11	1.60	1.27	2.11	1.51	0.72	2.08	1.98	2.29	2.37	2.33
17	1.91	1.66	2.18	1.98	1.40	2.37	2.13	2.98	3.13	2.96	3.02	1.33	1.35
18	0.89	0.79	1.12	1.05	0.75	1.24	1.12	1.75	1.65	1.46	1.45	0.64	0.69
19	0.60	0.65	1.37	0.87	0.54	0.89	0.92	1.98	1.38	0.95	0.88	0.40	0.46
20	0.16	0.20	0.48	0.24	0.13	0.21	0.25	0.61	0.37	0.20	0.17	0.08	0.10
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13

Kanal



Bowing Reaktivitätswerte (REABOW) für jeden Kanal  $[\$] \times 10^{-3}$

Relative Aufheizspanne	Kanal												
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1.4	0.0	-0.011	-0.17	-0.76	-0.71675	-1.0087	-1.6	- 1.084	-1.080	- 3.7	20.4	4.3	- 1.42
1.8	0.0	-0.026	-0.37	-1.707	-1.7285	-2.625	-3.512	- 5.303	-4.425	-22.9	31.7	0.5	- 2.23
2.2	0.0	-0.035	-0.50	-2.48	-2.488	-3.7425	-5.464	- 7.671	-6.305	-33.9	84.6	19.7	- 0.8
2.6	0.0	-0.042	-0.57	-3.24	-3.128	-4.8225	-7.336	-10.459	-8.625	-44.6	136.2	32.5	0.6
3.0	0.0	-0.029	-0.47	-3.24	-3.0208	-4.200	-4.552	- 8.213	-7.075	-32.7	190.1	46.5	3.38
4.2							-7.006			-34.5	193.2	82.9	1.147
5.4												123.3	16.9

- 248 -

Reaktivitätsänderung durch Verlängerung des aktiven Kerns um 1 cm (RHOAX) für jeden Kanal

Kanal	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
$\Delta K/K\text{-cm}$ $\times 10^{-3}$	.0215	.1218	.1656	.2139	.0513	.2919	.3356	.1404	.2121	.3358	.2508	0.0	0.0

TAB. 7.1.13 BOWING REAKTIVITÄTSWERTE UND REAKTIVITÄTSÄNDERUNGEN DURCH AXIALE VERLÄNGERUNG FÜR DEN FRISCHEN KERN

TAB.: 7.1-14 NORMIERTE LEISTUNGSDICHTEVERTEILUNG (HOMOGENISIERT) DES FRISCHEN KERNS FÜR KADIS- RECHNUNGEN

KANAL MASCHE	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1	0.413 <sup>-8</sup>	0.415 <sup>-8</sup>	0.313 <sup>-8</sup>	0.384 <sup>-8</sup>	0.920 <sup>-9</sup>	0.344 <sup>-8</sup>	0.332 <sup>-8</sup>	0.167 <sup>-8</sup>	0.288 <sup>-8</sup>	0.236 <sup>-8</sup>	0.172 <sup>-8</sup>	0.242 <sup>-8</sup>	0.189 <sup>-8</sup>
2	0.127 <sup>-7</sup>	0.127 <sup>-7</sup>	0.943 <sup>-8</sup>	0.115 <sup>-7</sup>	0.318 <sup>-8</sup>	0.103 <sup>-7</sup>	0.101 <sup>-7</sup>	0.516 <sup>-8</sup>	0.914 <sup>-8</sup>	0.783 <sup>-8</sup>	0.573 <sup>-8</sup>	0.720 <sup>-8</sup>	0.476 <sup>-8</sup>
3	0.310 <sup>-7</sup>	0.304 <sup>-7</sup>	0.222 <sup>-7</sup>	0.270 <sup>-7</sup>	0.646 <sup>-8</sup>	0.245 <sup>-7</sup>	0.237 <sup>-7</sup>	0.119 <sup>-7</sup>	0.222 <sup>-7</sup>	0.205 <sup>-7</sup>	0.151 <sup>-7</sup>	0.163 <sup>-7</sup>	0.898 <sup>-8</sup>
4	0.436 <sup>-6</sup>	0.431 <sup>-6</sup>	0.317 <sup>-6</sup>	0.387 <sup>-6</sup>	0.922 <sup>-7</sup>	0.348 <sup>-6</sup>	0.327 <sup>-6</sup>	0.157 <sup>-6</sup>	0.290 <sup>-6</sup>	0.365 <sup>-6</sup>	0.289 <sup>-6</sup>	0.268 <sup>-7</sup>	0.129 <sup>-7</sup>
5	0.525 <sup>-6</sup>	0.518 <sup>-6</sup>	0.379 <sup>-6</sup>	0.465 <sup>-6</sup>	0.111 <sup>-6</sup>	0.420 <sup>-6</sup>	0.395 <sup>-6</sup>	0.190 <sup>-6</sup>	0.353 <sup>-6</sup>	0.448 <sup>-6</sup>	0.356 <sup>-6</sup>	0.365 <sup>-7</sup>	0.168 <sup>-7</sup>
6	0.600 <sup>-6</sup>	0.591 <sup>-6</sup>	0.432 <sup>-6</sup>	0.531 <sup>-6</sup>	0.126 <sup>-6</sup>	0.481 <sup>-6</sup>	0.455 <sup>-6</sup>	0.221 <sup>-6</sup>	0.411 <sup>-6</sup>	0.522 <sup>-6</sup>	0.416 <sup>-6</sup>	0.438 <sup>-7</sup>	0.200 <sup>-7</sup>
7	0.652 <sup>-6</sup>	0.641 <sup>-6</sup>	0.469 <sup>-6</sup>	0.577 <sup>-6</sup>	0.138 <sup>-6</sup>	0.526 <sup>-6</sup>	0.499 <sup>-6</sup>	0.243 <sup>-6</sup>	0.453 <sup>-6</sup>	0.577 <sup>-6</sup>	0.461 <sup>-6</sup>	0.490 <sup>-7</sup>	0.224 <sup>-7</sup>
8	0.673 <sup>-6</sup>	0.662 <sup>-6</sup>	0.485 <sup>-6</sup>	0.599 <sup>-6</sup>	0.143 <sup>-6</sup>	0.549 <sup>-6</sup>	0.522 <sup>-6</sup>	0.254 <sup>-6</sup>	0.476 <sup>-6</sup>	0.608 <sup>-6</sup>	0.488 <sup>-6</sup>	0.521 <sup>-7</sup>	0.238 <sup>-7</sup>
9	0.664 <sup>-6</sup>	0.649 <sup>-6</sup>	0.473 <sup>-6</sup>	0.593 <sup>-6</sup>	0.143 <sup>-6</sup>	0.550 <sup>-6</sup>	0.523 <sup>-6</sup>	0.254 <sup>-6</sup>	0.477 <sup>-6</sup>	0.615 <sup>-6</sup>	0.496 <sup>-6</sup>	0.531 <sup>-7</sup>	0.243 <sup>-7</sup>
10	0.632 <sup>-6</sup>	0.610 <sup>-6</sup>	0.435 <sup>-6</sup>	0.564 <sup>-6</sup>	0.138 <sup>-6</sup>	0.533 <sup>-6</sup>	0.503 <sup>-6</sup>	0.240 <sup>-6</sup>	0.459 <sup>-6</sup>	0.600 <sup>-6</sup>	0.487 <sup>-6</sup>	0.522 <sup>-7</sup>	0.240 <sup>-7</sup>
11	0.590 <sup>-6</sup>	0.565 <sup>-6</sup>	0.401 <sup>-6</sup>	0.528 <sup>-6</sup>	0.131 <sup>-6</sup>	0.504 <sup>-6</sup>	0.475 <sup>-6</sup>	0.226 <sup>-6</sup>	0.433 <sup>-6</sup>	0.571 <sup>-6</sup>	0.467 <sup>-6</sup>	0.501 <sup>-7</sup>	0.230 <sup>-7</sup>
12	0.539 <sup>-6</sup>	0.516 <sup>-6</sup>	0.366 <sup>-6</sup>	0.486 <sup>-6</sup>	0.121 <sup>-6</sup>	0.467 <sup>-6</sup>	0.439 <sup>-6</sup>	0.208 <sup>-6</sup>	0.401 <sup>-6</sup>	0.531 <sup>-6</sup>	0.435 <sup>-6</sup>	0.467 <sup>-7</sup>	0.215 <sup>-7</sup>
13	0.482 <sup>-6</sup>	0.461 <sup>-6</sup>	0.328 <sup>-6</sup>	0.426 <sup>-6</sup>	0.109 <sup>-6</sup>	0.421 <sup>-6</sup>	0.396 <sup>-6</sup>	0.188 <sup>-6</sup>	0.362 <sup>-6</sup>	0.480 <sup>-6</sup>	0.395 <sup>-6</sup>	0.422 <sup>-7</sup>	0.195 <sup>-7</sup>
14	0.419 <sup>-6</sup>	0.401 <sup>-6</sup>	0.286 <sup>-6</sup>	0.384 <sup>-6</sup>	0.958 <sup>-7</sup>	0.370 <sup>-6</sup>	0.347 <sup>-6</sup>	0.164 <sup>-6</sup>	0.317 <sup>-6</sup>	0.421 <sup>-6</sup>	0.346 <sup>-6</sup>	0.366 <sup>-7</sup>	0.170 <sup>-7</sup>
15	0.353 <sup>-6</sup>	0.338 <sup>-6</sup>	0.241 <sup>-6</sup>	0.326 <sup>-6</sup>	0.818 <sup>-7</sup>	0.315 <sup>-6</sup>	0.294 <sup>-6</sup>	0.138 <sup>-6</sup>	0.266 <sup>-6</sup>	0.354 <sup>-6</sup>	0.292 <sup>-6</sup>	0.300 <sup>-7</sup>	0.141 <sup>-7</sup>
16	0.287 <sup>-6</sup>	0.273 <sup>-6</sup>	0.195 <sup>-6</sup>	0.268 <sup>-6</sup>	0.680 <sup>-7</sup>	0.261 <sup>-6</sup>	0.240 <sup>-6</sup>	0.111 <sup>-6</sup>	0.215 <sup>-6</sup>	0.287 <sup>-6</sup>	0.238 <sup>-6</sup>	0.223 <sup>-7</sup>	0.109 <sup>-7</sup>
17	0.214 <sup>-7</sup>	0.205 <sup>-7</sup>	0.148 <sup>-7</sup>	0.198 <sup>-7</sup>	0.499 <sup>-8</sup>	0.193 <sup>-7</sup>	0.184 <sup>-7</sup>	0.906 <sup>-8</sup>	0.177 <sup>-7</sup>	0.172 <sup>-7</sup>	0.131 <sup>-7</sup>	0.143 <sup>-7</sup>	0.790 <sup>-8</sup>
18	0.118 <sup>-7</sup>	0.115 <sup>-7</sup>	0.842 <sup>-8</sup>	0.116 <sup>-7</sup>	0.299 <sup>-8</sup>	0.112 <sup>-7</sup>	0.105 <sup>-7</sup>	0.520 <sup>-8</sup>	0.977 <sup>-8</sup>	0.909 <sup>-8</sup>	0.696 <sup>-8</sup>	0.857 <sup>-8</sup>	0.540 <sup>-8</sup>
19	0.578 <sup>-8</sup>	0.574 <sup>-8</sup>	0.440 <sup>-8</sup>	0.597 <sup>-8</sup>	0.152 <sup>-8</sup>	0.563 <sup>-8</sup>	0.526 <sup>-8</sup>	0.262 <sup>-8</sup>	0.470 <sup>-8</sup>	0.415 <sup>-8</sup>	0.316 <sup>-8</sup>	0.426 <sup>-8</sup>	0.304 <sup>-8</sup>
20	0.248 <sup>-8</sup>	0.252 <sup>-8</sup>	0.198 <sup>-8</sup>	0.259 <sup>-8</sup>	0.646 <sup>-9</sup>	0.238 <sup>-8</sup>	0.223 <sup>-8</sup>	0.111 <sup>-8</sup>	0.191 <sup>-8</sup>	0.160 <sup>-8</sup>	0.120 <sup>-8</sup>	0.175 <sup>-8</sup>	0.142 <sup>-8</sup>

TAB. 7.1.15 RADIALE GRADIENTEN  $\left[ \frac{\partial W}{\partial R} \right]$  DER TOTALEN MATERIALWERTKURVEN FÜR DEN FRISCHEN MARK 1A KERN

$$\left[ \frac{\Delta K / K}{\text{CM}^4} \right]$$

KANAL MASCHE	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
20	-.1620 <sup>-11</sup>	-.2008 <sup>-11</sup>	.1494 <sup>-10</sup>	.1482 <sup>-10</sup>	.2688 <sup>-10</sup>	-.1332 <sup>-10</sup>	-.8981 <sup>-11</sup>	.3292 <sup>-11</sup>	-.5073 <sup>-11</sup>	-.4679 <sup>-11</sup>	-.1199 <sup>-10</sup>	-.6970 <sup>-11</sup>	-.7075 <sup>-12</sup>
19	-.3227 <sup>-10</sup>	-.1351 <sup>-9</sup>	.2580 <sup>-10</sup>	.1511 <sup>-9</sup>	.1583 <sup>-9</sup>	-.1485 <sup>-10</sup>	-.8862 <sup>-10</sup>	.1025 <sup>-10</sup>	.1819 <sup>-9</sup>	.6604 <sup>-10</sup>	-.2620 <sup>-10</sup>	-.2883 <sup>-10</sup>	-.3556 <sup>-11</sup>
18	-.6743 <sup>-10</sup>	-.1853 <sup>-9</sup>	-.7466 <sup>-10</sup>	-.1851 <sup>-9</sup>	.2466 <sup>-9</sup>	.1214 <sup>-9</sup>	.3168 <sup>-11</sup>	.1568 <sup>-9</sup>	.3661 <sup>-9</sup>	.2530 <sup>-9</sup>	-.1311 <sup>-9</sup>	-.1456 <sup>-9</sup>	-.1484 <sup>-10</sup>
17	-.9622 <sup>-10</sup>	-.3175 <sup>-9</sup>	-.1050 <sup>-9</sup>	-.8640 <sup>-9</sup>	.2996 <sup>-9</sup>	.6598 <sup>-9</sup>	-.2097 <sup>-9</sup>	.1394 <sup>-9</sup>	.1449 <sup>-8</sup>	.5862 <sup>-9</sup>	-.3685 <sup>-9</sup>	-.4714 <sup>-9</sup>	-.3449 <sup>-10</sup>
16	-.3301 <sup>-9</sup>	-.1201 <sup>-8</sup>	-.1505 <sup>-9</sup>	-.6696 <sup>-9</sup>	-.3938 <sup>-9</sup>	-.2007 <sup>-9</sup>	-.1304 <sup>-8</sup>	-.2857 <sup>-9</sup>	.4334 <sup>-9</sup>	-.1225 <sup>-8</sup>	-.3147 <sup>-8</sup>	-.1062 <sup>-8</sup>	-.6155 <sup>-10</sup>
15	-.3883 <sup>-9</sup>	-.1416 <sup>-8</sup>	-.1559 <sup>-9</sup>	-.4203 <sup>-9</sup>	-.5546 <sup>-9</sup>	-.4234 <sup>-9</sup>	-.1434 <sup>-8</sup>	-.3120 <sup>-9</sup>	.4271 <sup>-9</sup>	-.1243 <sup>-8</sup>	-.3325 <sup>-8</sup>	-.1356 <sup>-8</sup>	-.8652 <sup>-10</sup>
14	-.4519 <sup>-9</sup>	-.1676 <sup>-8</sup>	-.1572 <sup>-9</sup>	-.3869 <sup>-9</sup>	-.6403 <sup>-9</sup>	-.5588 <sup>-9</sup>	-.1688 <sup>-8</sup>	-.3623 <sup>-9</sup>	.5138 <sup>-9</sup>	-.1296 <sup>-8</sup>	-.3639 <sup>-8</sup>	-.1604 <sup>-8</sup>	-.1072 <sup>-9</sup>
13	-.5186 <sup>-9</sup>	-.1940 <sup>-8</sup>	-.1757 <sup>-9</sup>	-.4773 <sup>-9</sup>	-.7648 <sup>-9</sup>	-.6510 <sup>-9</sup>	-.1922 <sup>-8</sup>	-.4048 <sup>-9</sup>	.5656 <sup>-9</sup>	-.1363 <sup>-8</sup>	-.4016 <sup>-8</sup>	-.1841 <sup>-8</sup>	-.1248 <sup>-9</sup>
12	-.5586 <sup>-9</sup>	-.2138 <sup>-8</sup>	-.2136 <sup>-9</sup>	-.6884 <sup>-9</sup>	-.9822 <sup>-9</sup>	-.7258 <sup>-9</sup>	-.2078 <sup>-8</sup>	-.4393 <sup>-9</sup>	.5532 <sup>-9</sup>	-.1471 <sup>-8</sup>	-.4430 <sup>-8</sup>	-.2068 <sup>-8</sup>	-.1405 <sup>-9</sup>
11	-.5480 <sup>-9</sup>	-.2056 <sup>-8</sup>	-.2705 <sup>-9</sup>	-.1128 <sup>-8</sup>	-.1356 <sup>-8</sup>	-.7937 <sup>-9</sup>	-.2069 <sup>-8</sup>	-.4128 <sup>-9</sup>	.4142 <sup>-9</sup>	-.1642 <sup>-8</sup>	-.4845 <sup>-8</sup>	-.2270 <sup>-8</sup>	-.1533 <sup>-9</sup>
10	-.4920 <sup>-9</sup>	-.1420 <sup>-8</sup>	-.3613 <sup>-9</sup>	-.2004 <sup>-8</sup>	-.1889 <sup>-8</sup>	-.9083 <sup>-9</sup>	-.1897 <sup>-8</sup>	-.9706 <sup>-10</sup>	-.9311 <sup>-10</sup>	-.1901 <sup>-8</sup>	-.5240 <sup>-8</sup>	-.2436 <sup>-8</sup>	-.1633 <sup>-9</sup>
9	-.5028 <sup>-9</sup>	-.1694 <sup>-8</sup>	-.1832 <sup>-8</sup>	-.1946 <sup>-8</sup>	-.2370 <sup>-8</sup>	-.1114 <sup>-8</sup>	-.2724 <sup>-8</sup>	-.7396 <sup>-9</sup>	.3484 <sup>-9</sup>	-.2218 <sup>-8</sup>	-.5591 <sup>-8</sup>	-.2551 <sup>-8</sup>	-.1699 <sup>-9</sup>
8	-.5226 <sup>-9</sup>	-.1853 <sup>-8</sup>	-.1700 <sup>-8</sup>	-.2018 <sup>-8</sup>	-.2689 <sup>-8</sup>	-.1221 <sup>-8</sup>	-.2714 <sup>-8</sup>	-.5664 <sup>-9</sup>	.3121 <sup>-9</sup>	-.2406 <sup>-8</sup>	-.5752 <sup>-8</sup>	-.2571 <sup>-8</sup>	-.1703 <sup>-9</sup>
7	-.5025 <sup>-9</sup>	-.1788 <sup>-8</sup>	-.1689 <sup>-8</sup>	-.2133 <sup>-8</sup>	-.2868 <sup>-8</sup>	-.1222 <sup>-8</sup>	-.2565 <sup>-8</sup>	-.5382 <sup>-9</sup>	.1916 <sup>-9</sup>	-.2484 <sup>-8</sup>	-.5659 <sup>-8</sup>	-.2471 <sup>-8</sup>	-.1630 <sup>-9</sup>
6	-.4771 <sup>-9</sup>	-.1709 <sup>-8</sup>	-.1690 <sup>-8</sup>	-.2140 <sup>-8</sup>	-.2914 <sup>-8</sup>	-.1182 <sup>-8</sup>	-.2391 <sup>-8</sup>	-.5342 <sup>-9</sup>	.4082 <sup>-10</sup>	-.2494 <sup>-8</sup>	-.5366 <sup>-8</sup>	-.2261 <sup>-8</sup>	-.1474 <sup>-9</sup>
5	-.4640 <sup>-9</sup>	-.1656 <sup>-8</sup>	-.1686 <sup>-8</sup>	-.2093 <sup>-8</sup>	-.2843 <sup>-8</sup>	-.1099 <sup>-8</sup>	-.2164 <sup>-8</sup>	-.5240 <sup>-9</sup>	-.1492 <sup>-9</sup>	-.2471 <sup>-8</sup>	-.4993 <sup>-8</sup>	-.1958 <sup>-8</sup>	-.1226 <sup>-9</sup>
4	-.4638 <sup>-9</sup>	-.1725 <sup>-8</sup>	-.1620 <sup>-8</sup>	-.2219 <sup>-8</sup>	-.2528 <sup>-8</sup>	-.8915 <sup>-9</sup>	-.2089 <sup>-8</sup>	-.5237 <sup>-9</sup>	-.1575 <sup>-9</sup>	-.2477 <sup>-8</sup>	-.4740 <sup>-8</sup>	-.1539 <sup>-8</sup>	-.8672 <sup>-10</sup>
3	-.1410 <sup>-9</sup>	-.5695 <sup>-9</sup>	-.3069 <sup>-9</sup>	-.4528 <sup>-9</sup>	-.1104 <sup>-9</sup>	.3323 <sup>-9</sup>	-.7207 <sup>-9</sup>	-.4905 <sup>-11</sup>	.2149 <sup>-8</sup>	.9407 <sup>-9</sup>	-.4374 <sup>-9</sup>	-.5988 <sup>-9</sup>	-.4430 <sup>-10</sup>
2	-.2734 <sup>-10</sup>	-.7826 <sup>-10</sup>	-.3257 <sup>-10</sup>	.1687 <sup>-9</sup>	-.7554 <sup>-11</sup>	-.2118 <sup>-9</sup>	-.7840 <sup>-10</sup>	.4156 <sup>-10</sup>	.1907 <sup>-9</sup>	.1172 <sup>-9</sup>	-.9403 <sup>-10</sup>	-.8950 <sup>-10</sup>	-.9712 <sup>-11</sup>
1	-.2174 <sup>-11</sup>	-.8087 <sup>-11</sup>	-.3133 <sup>-10</sup>	-.5995 <sup>-10</sup>	.7873 <sup>-11</sup>	.1487 <sup>-10</sup>	.5024 <sup>-11</sup>	.3388 <sup>-12</sup>	-.2205 <sup>-10</sup>	-.2076 <sup>-10</sup>	-.2596 <sup>-10</sup>	-.1295 <sup>-10</sup>	-.1188 <sup>-11</sup>

TAB. 7.1.16 AXIALE GRADIENTEN  $\frac{\partial w}{\partial z}$  DER TOTALEN MATERIALWERTKURVEN  
 FÜR DEN FRISCHEN MARK IA KERN  $\left[ \frac{\Delta K/K}{\text{CM}^4} \right]$

KANAL MASCHE	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
20	.1937 <sup>-9</sup>	.2489 <sup>-9</sup>	-.3303 <sup>-10</sup>	.1753 <sup>-9</sup>	.3016 <sup>-9</sup>	.7231 <sup>-10</sup>	.1463 <sup>-9</sup>	-.5142 <sup>-10</sup>	.1419 <sup>-9</sup>	.1283 <sup>-9</sup>	.1195 <sup>-9</sup>	.2661 <sup>-10</sup>	.1089 <sup>-11</sup>
19	-.1496 <sup>-9</sup>	-.1067 <sup>-9</sup>	.5786 <sup>-10</sup>	-.3272 <sup>-10</sup>	-.3447 <sup>-8</sup>	-.5627 <sup>-10</sup>	-.8899 <sup>-10</sup>	-.1144 <sup>-9</sup>	-.1453 <sup>-9</sup>	-.2673 <sup>-9</sup>	-.2934 <sup>-9</sup>	-.5484 <sup>-10</sup>	-.2284 <sup>-11</sup>
18	-.8303 <sup>-9</sup>	-.7975 <sup>-9</sup>	.3059 <sup>-9</sup>	-.3437 <sup>-9</sup>	-.7034 <sup>-8</sup>	-.3410 <sup>-9</sup>	-.5045 <sup>-9</sup>	.2518 <sup>-9</sup>	-.5637 <sup>-9</sup>	-.1020 <sup>-8</sup>	-.1058 <sup>-8</sup>	-.1963 <sup>-9</sup>	-.7284 <sup>-11</sup>
17	-.1584 <sup>-8</sup>	-.1559 <sup>-8</sup>	.7539 <sup>-9</sup>	-.6613 <sup>-9</sup>	-.9997 <sup>-8</sup>	-.6640 <sup>-9</sup>	-.9510 <sup>-9</sup>	.1735 <sup>-8</sup>	-.9872 <sup>-9</sup>	-.1845 <sup>-8</sup>	-.1890 <sup>-8</sup>	-.3484 <sup>-9</sup>	-.1214 <sup>-10</sup>
16	-.3296 <sup>-8</sup>	-.3233 <sup>-8</sup>	.1145 <sup>-8</sup>	-.2996 <sup>-8</sup>	.7665 <sup>-9</sup>	-.2845 <sup>-8</sup>	-.2765 <sup>-8</sup>	.5196 <sup>-8</sup>	-.2283 <sup>-8</sup>	-.4595 <sup>-8</sup>	-.4504 <sup>-8</sup>	-.3739 <sup>-9</sup>	-.1399 <sup>-10</sup>
15	-.4064 <sup>-8</sup>	-.3997 <sup>-8</sup>	.1288 <sup>-8</sup>	-.3569 <sup>-8</sup>	.2498 <sup>-8</sup>	-.3378 <sup>-8</sup>	-.3206 <sup>-8</sup>	.6193 <sup>-8</sup>	-.2558 <sup>-8</sup>	-.5470 <sup>-8</sup>	-.5235 <sup>-8</sup>	-.2872 <sup>-9</sup>	-.1147 <sup>-10</sup>
14	-.4683 <sup>-8</sup>	-.4619 <sup>-8</sup>	.1396 <sup>-8</sup>	-.3980 <sup>-8</sup>	.3681 <sup>-8</sup>	-.3731 <sup>-8</sup>	-.3527 <sup>-8</sup>	.6858 <sup>-8</sup>	-.2760 <sup>-8</sup>	-.6037 <sup>-8</sup>	-.5687 <sup>-8</sup>	-.2329 <sup>-9</sup>	-.7623 <sup>-11</sup>
13	-.5044 <sup>-8</sup>	-.5017 <sup>-8</sup>	.1441 <sup>-8</sup>	-.4139 <sup>-8</sup>	.4057 <sup>-8</sup>	-.3794 <sup>-8</sup>	-.3629 <sup>-8</sup>	.6968 <sup>-8</sup>	-.2808 <sup>-8</sup>	-.6075 <sup>-8</sup>	-.5651 <sup>-8</sup>	-.2040 <sup>-9</sup>	-.4883 <sup>-11</sup>
12	-.5007 <sup>-8</sup>	-.5098 <sup>-8</sup>	.1402 <sup>-8</sup>	-.4003 <sup>-8</sup>	.3871 <sup>-8</sup>	-.3514 <sup>-8</sup>	-.3417 <sup>-8</sup>	.6494 <sup>-8</sup>	-.2635 <sup>-8</sup>	-.5530 <sup>-8</sup>	-.5050 <sup>-8</sup>	-.1803 <sup>-9</sup>	-.3638 <sup>-11</sup>
11	-.4412 <sup>-8</sup>	-.4692 <sup>-8</sup>	.1316 <sup>-8</sup>	-.3521 <sup>-8</sup>	.3215 <sup>-8</sup>	-.2843 <sup>-8</sup>	-.2777 <sup>-8</sup>	.5654 <sup>-8</sup>	-.2261 <sup>-8</sup>	-.4432 <sup>-8</sup>	-.3903 <sup>-8</sup>	-.1522 <sup>-9</sup>	-.3454 <sup>-11</sup>
10	-.3194 <sup>-8</sup>	-.3384 <sup>-8</sup>	.1239 <sup>-8</sup>	-.2522 <sup>-8</sup>	.2124 <sup>-8</sup>	-.1853 <sup>-8</sup>	-.1615 <sup>-8</sup>	.4808 <sup>-8</sup>	-.1521 <sup>-8</sup>	-.2885 <sup>-8</sup>	-.2349 <sup>-8</sup>	-.1153 <sup>-9</sup>	-.3693 <sup>-11</sup>
9	-.1375 <sup>-8</sup>	-.1335 <sup>-8</sup>	-.1524 <sup>-9</sup>	-.1016 <sup>-8</sup>	.1733 <sup>-9</sup>	-.5665 <sup>-9</sup>	-.3103 <sup>-9</sup>	.8050 <sup>-9</sup>	-.4551 <sup>-9</sup>	-.6625 <sup>-9</sup>	-.2749 <sup>-9</sup>	-.5797 <sup>-10</sup>	-.3575 <sup>-11</sup>
8	.5947 <sup>-9</sup>	.6226 <sup>-9</sup>	.7325 <sup>-10</sup>	.6086 <sup>-9</sup>	-.2777 <sup>-8</sup>	.8181 <sup>-9</sup>	.8293 <sup>-9</sup>	-.8125 <sup>-9</sup>	.6442 <sup>-9</sup>	.2000 <sup>-8</sup>	.2111 <sup>-8</sup>	.2158 <sup>-10</sup>	-.2285 <sup>-11</sup>
7	.2304 <sup>-8</sup>	.2314 <sup>-8</sup>	.4414 <sup>-9</sup>	.2103 <sup>-8</sup>	-.5813 <sup>-8</sup>	.2047 <sup>-8</sup>	.1959 <sup>-8</sup>	-.2174 <sup>-8</sup>	.1646 <sup>-8</sup>	.4361 <sup>-8</sup>	.4232 <sup>-8</sup>	.1116 <sup>-9</sup>	.8045 <sup>-12</sup>
6	.3566 <sup>-8</sup>	.3618 <sup>-8</sup>	.8883 <sup>-9</sup>	.3232 <sup>-8</sup>	-.7837 <sup>-8</sup>	.2954 <sup>-8</sup>	.2826 <sup>-8</sup>	-.2999 <sup>-8</sup>	.2318 <sup>-8</sup>	.5935 <sup>-8</sup>	.5675 <sup>-8</sup>	.2094 <sup>-9</sup>	.6250 <sup>-11</sup>
5	.4063 <sup>-8</sup>	.4166 <sup>-8</sup>	.1208 <sup>-8</sup>	.3736 <sup>-8</sup>	-.7728 <sup>-8</sup>	.3306 <sup>-8</sup>	.3220 <sup>-8</sup>	-.3156 <sup>-8</sup>	.2584 <sup>-8</sup>	.6352 <sup>-8</sup>	.6123 <sup>-8</sup>	.3318 <sup>-9</sup>	.1365 <sup>-10</sup>
4	.4095 <sup>-8</sup>	.4250 <sup>-8</sup>	.1466 <sup>-8</sup>	.3865 <sup>-8</sup>	-.6247 <sup>-8</sup>	.3317 <sup>-8</sup>	.3348 <sup>-8</sup>	-.2924 <sup>-8</sup>	.2651 <sup>-8</sup>	.6109 <sup>-8</sup>	.6010 <sup>-8</sup>	.4930 <sup>-9</sup>	.1899 <sup>-10</sup>
3	.8453 <sup>-9</sup>	.5843 <sup>-9</sup>	.1544 <sup>-8</sup>	-.1555 <sup>-9</sup>	.3593 <sup>-8</sup>	.2112 <sup>-9</sup>	.2079 <sup>-9</sup>	.6198 <sup>-9</sup>	.2906 <sup>-9</sup>	.1555 <sup>-8</sup>	.1779 <sup>-8</sup>	.4537 <sup>-9</sup>	.1614 <sup>-10</sup>
2	.3563 <sup>-9</sup>	.2363 <sup>-9</sup>	.8590 <sup>-9</sup>	-.2496 <sup>-10</sup>	.1333 <sup>-9</sup>	.1091 <sup>-9</sup>	.6787 <sup>-10</sup>	.4293 <sup>-9</sup>	.1762 <sup>-9</sup>	.7379 <sup>-9</sup>	.8382 <sup>-9</sup>	.1644 <sup>-9</sup>	.6318 <sup>-11</sup>
1	-.2962 <sup>-9</sup>	-.2282 <sup>-9</sup>	-.5457 <sup>-10</sup>	.1492 <sup>-9</sup>	.4654 <sup>-9</sup>	-.2713 <sup>-10</sup>	-.1190 <sup>-9</sup>	.1751 <sup>-9</sup>	.2348 <sup>-10</sup>	-.3521 <sup>-9</sup>	-.4168 <sup>-9</sup>	-.8976 <sup>-10</sup>	-.3263 <sup>-11</sup>

TAB. 7.1.17 KÜHLMITTELREAKTIVITÄT  $\beta_{\text{VOIREA}}$  FÜR DEN  
 ABGERANNTEN KERN  $\beta_{\text{AK/K}_7} \times 10^{-4}$

Masche

1	-0.003	-0.017	-0.069	0.008	-0.081	-0.021	-0.081	-0.108	-0.097	-0.176	-0.253	-0.063	-0.022
2	-0.025	-0.136	-0.399	-0.211	-0.395	-0.373	-0.569	-0.568	-0.568	-1.075	-1.512	-0.384	-0.107
3	-0.047	-0.254	-0.567	-0.386	-0.526	-0.663	-0.951	-0.783	-0.860	-1.787	-2.649	-0.695	-0.157
4	-0.038	-0.204	-0.505	-0.326	-0.465	-0.569	-0.902	-0.798	-0.883	-2.223	-4.340	-1.366	-0.279
5	0.053	0.304	0.249	0.527	-0.144	0.644	0.512	-0.066	0.036	-0.980	-4.217	-1.901	-0.406
6	0.144	0.827	1.049	1.448	0.208	1.935	2.013	0.724	0.993	0.291	-3.914	-2.312	-0.528
7	0.221	1.269	1.732	2.253	0.504	3.059	3.300	1.392	1.792	1.360	-3.478	-2.572	-0.643
8	0.272	1.563	2.188	2.789	0.716	3.810	4.164	1.841	2.328	2.062	-3.204	-2.716	-0.703
9	0.292	1.681	2.374	3.013	0.804	4.126	4.533	2.034	2.564	2.381	-3.064	-2.770	-0.723
10	0.242	1.395	1.966	2.508	0.657	3.437	3.781	1.693	2.143	1.985	-2.603	-2.337	-0.611
11	0.214	1.238	1.727	2.232	0.542	3.054	3.357	1.479	1.895	1.679	-2.644	-2.233	-0.584
12	0.171	0.997	1.359	1.802	0.363	2.451	2.688	1.142	1.503	1.188	-2.732	-2.075	-0.539
13	0.119	0.704	0.896	1.272	0.145	1.705	1.858	0.720	1.024	0.587	-2.857	-1.884	-0.473
14	0.054	0.283	0.429	0.546	-0.086	0.868	0.927	0.586	0.483	-0.179	-2.950	-1.604	-0.360
15	0.003	0.058	0.252	0.118	-0.293	0.041	-0.031	0.248	-0.041	-1.132	-3.067	-1.292	-0.270
16	-0.038	-0.147	0.004	-0.264	-0.440	-0.636	-0.872	-0.181	-0.578	-1.992	-3.057	-0.930	-0.185
17	-0.034	-0.140	-0.053	-0.263	-0.398	-0.595	-0.795	-0.237	-0.538	-1.560	-1.925	-0.505	-0.110
18	-0.013	-0.048	-0.006	-0.117	-0.239	-0.276	-0.348	-0.093	-0.235	-0.671	-0.822	-0.214	-0.056
19	-0.005	-0.017	0.012	-0.069	-0.191	-0.171	-0.206	-0.038	-0.130	-0.382	-0.487	-0.124	-0.038
20	-0.000	0.001	0.008	-0.007	-0.046	-0.027	-0.034	-0.001	-0.018	-0.062	-0.092	-0.023	-0.009
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13

Kanal

TAB. 7.1.18 MATERIALWERT DES HÜLLROHRES WORTHC FÜR DEN ABGEBRANNTEN KERN  $\angle^{-\Delta k/k}_7$

Masche	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1	.150599 <sup>-6</sup>	.781751 <sup>-6</sup>	.379504 <sup>-5</sup>	.417775 <sup>-6</sup>	.220398 <sup>-5</sup>	.203665 <sup>-5</sup>	.511508 <sup>-5</sup>	.490882 <sup>-5</sup>	.512405 <sup>-5</sup>	.121012 <sup>-4</sup>	.116343 <sup>-4</sup>	.324684 <sup>-5</sup>	.101629 <sup>-5</sup>
2	.917286 <sup>-6</sup>	.493756 <sup>-5</sup>	.197777 <sup>-4</sup>	.140461 <sup>-4</sup>	.119448 <sup>-4</sup>	.226183 <sup>-4</sup>	.316435 <sup>-4</sup>	.254066 <sup>-4</sup>	.287211 <sup>-4</sup>	.744360 <sup>-4</sup>	.744838 <sup>-4</sup>	.229218 <sup>-4</sup>	.620229 <sup>-5</sup>
3	.125101 <sup>-5</sup>	.602884 <sup>-5</sup>	.208683 <sup>-4</sup>	.957049 <sup>-5</sup>	.139533 <sup>-4</sup>	.212396 <sup>-4</sup>	.387092 <sup>-4</sup>	.304269 <sup>-4</sup>	.370511 <sup>-4</sup>	.113916 <sup>-3</sup>	.127122 <sup>-3</sup>	.412887 <sup>-4</sup>	.953533 <sup>-5</sup>
4	-.129782 <sup>-5</sup>	-.872004 <sup>-5</sup>	.463757 <sup>-5</sup>	-.170771 <sup>-4</sup>	.978713 <sup>-5</sup>	-.159112 <sup>-4</sup>	-.558232 <sup>-5</sup>	.194634 <sup>-4</sup>	.148761 <sup>-4</sup>	.103245 <sup>-3</sup>	.194591 <sup>-3</sup>	.786961 <sup>-4</sup>	.170755 <sup>-4</sup>
5	-.916533 <sup>-5</sup>	-.534740 <sup>-4</sup>	-.506287 <sup>-4</sup>	-.961018 <sup>-4</sup>	-.788599 <sup>-6</sup>	-.127140 <sup>-3</sup>	-.157967 <sup>-3</sup>	-.326180 <sup>-4</sup>	-.747057 <sup>-4</sup>	-.633762 <sup>-4</sup>	.152307 <sup>-3</sup>	.105775 <sup>-3</sup>	.247183 <sup>-4</sup>
6	-.170637 <sup>-4</sup>	-.989418 <sup>-4</sup>	-.108611 <sup>-3</sup>	-.178754 <sup>-3</sup>	-.121194 <sup>-4</sup>	-.242548 <sup>-3</sup>	-.316486 <sup>-3</sup>	-.882195 <sup>-4</sup>	-.166982 <sup>-3</sup>	-.232587 <sup>-3</sup>	.100075 <sup>-3</sup>	.125128 <sup>-3</sup>	.316147 <sup>-4</sup>
7	-.235364 <sup>-4</sup>	-.136545 <sup>-3</sup>	-.157181 <sup>-3</sup>	-.249616 <sup>-3</sup>	-.216287 <sup>-4</sup>	-.341141 <sup>-3</sup>	-.449555 <sup>-3</sup>	-.134653 <sup>-3</sup>	-.243014 <sup>-3</sup>	-.372112 <sup>-3</sup>	.470923 <sup>-4</sup>	.135350 <sup>-3</sup>	.375819 <sup>-4</sup>
8	-.277566 <sup>-4</sup>	-.161193 <sup>-3</sup>	-.189121 <sup>-3</sup>	-.295725 <sup>-3</sup>	-.283714 <sup>-4</sup>	-.405838 <sup>-3</sup>	-.538188 <sup>-3</sup>	-.165552 <sup>-3</sup>	-.293794 <sup>-3</sup>	-.464406 <sup>-3</sup>	.117705 <sup>-4</sup>	.139479 <sup>-3</sup>	.401749 <sup>-4</sup>
9	-.292962 <sup>-4</sup>	-.170280 <sup>-3</sup>	-.201065 <sup>-3</sup>	-.313446 <sup>-3</sup>	-.309777 <sup>-4</sup>	-.431211 <sup>-3</sup>	-.573637 <sup>-3</sup>	-.178119 <sup>-3</sup>	-.314940 <sup>-3</sup>	-.504361 <sup>-3</sup>	-.484914 <sup>-5</sup>	.140478 <sup>-3</sup>	.408371 <sup>-4</sup>
10	-.241388 <sup>-4</sup>	-.140417 <sup>-3</sup>	-.165489 <sup>-3</sup>	-.259552 <sup>-3</sup>	-.252120 <sup>-4</sup>	-.357757 <sup>-3</sup>	-.476476 <sup>-3</sup>	-.147653 <sup>-3</sup>	-.262292 <sup>-3</sup>	-.420578 <sup>-3</sup>	-.281485 <sup>-5</sup>	.118066 <sup>-3</sup>	.343710 <sup>-4</sup>
11	-.213952 <sup>-4</sup>	-.124511 <sup>-3</sup>	-.145273 <sup>-3</sup>	-.231660 <sup>-3</sup>	-.211366 <sup>-4</sup>	-.320063 <sup>-3</sup>	-.425738 <sup>-3</sup>	-.130290 <sup>-3</sup>	-.234631 <sup>-3</sup>	-.373500 <sup>-3</sup>	.100817 <sup>-4</sup>	.113111 <sup>-3</sup>	.328547 <sup>-4</sup>
12	-.172512 <sup>-4</sup>	-.100107 <sup>-3</sup>	-.113602 <sup>-3</sup>	-.188604 <sup>-3</sup>	-.149558 <sup>-4</sup>	-.262104 <sup>-3</sup>	-.346177 <sup>-3</sup>	-.102576 <sup>-3</sup>	-.190958 <sup>-3</sup>	-.299326 <sup>-3</sup>	.316125 <sup>-4</sup>	.106120 <sup>-3</sup>	.305314 <sup>-4</sup>
13	-.123137 <sup>-4</sup>	-.698410 <sup>-4</sup>	-.706203 <sup>-4</sup>	-.134683 <sup>-3</sup>	-.759126 <sup>-5</sup>	-.191790 <sup>-3</sup>	-.245792 <sup>-3</sup>	-.652490 <sup>-4</sup>	-.135986 <sup>-3</sup>	-.209139 <sup>-3</sup>	.587522 <sup>-4</sup>	.983617 <sup>-4</sup>	.273173 <sup>-4</sup>
14	-.714122 <sup>-5</sup>	-.343875 <sup>-4</sup>	-.287357 <sup>-4</sup>	-.691715 <sup>-4</sup>	.992961 <sup>-8</sup>	-.117503 <sup>-3</sup>	-.128338 <sup>-3</sup>	-.285210 <sup>-4</sup>	-.819368 <sup>-4</sup>	-.102321 <sup>-3</sup>	.942741 <sup>-4</sup>	.829287 <sup>-4</sup>	.205556 <sup>-4</sup>
15	-.226067 <sup>-5</sup>	-.111761 <sup>-4</sup>	-.143762 <sup>-4</sup>	-.258644 <sup>-4</sup>	.544357 <sup>-5</sup>	-.442802 <sup>-4</sup>	-.367442 <sup>-4</sup>	-.118634 <sup>-4</sup>	-.244939 <sup>-4</sup>	.178359 <sup>-5</sup>	.124965 <sup>-3</sup>	.683499 <sup>-4</sup>	.156296 <sup>-4</sup>
16	.164148 <sup>-5</sup>	.818611 <sup>-5</sup>	.186857 <sup>-5</sup>	.985617 <sup>-5</sup>	.911870 <sup>-5</sup>	.155612 <sup>-4</sup>	.392441 <sup>-4</sup>	.590650 <sup>-5</sup>	.285574 <sup>-4</sup>	.935908 <sup>-4</sup>	.146409 <sup>-3</sup>	.509190 <sup>-4</sup>	.108582 <sup>-4</sup>
17	.220723 <sup>-5</sup>	.110783 <sup>-4</sup>	.637975 <sup>-5</sup>	.172960 <sup>-4</sup>	.854086 <sup>-5</sup>	.278918 <sup>-4</sup>	.498244 <sup>-4</sup>	.992233 <sup>-5</sup>	.363445 <sup>-4</sup>	.896026 <sup>-4</sup>	.978560 <sup>-4</sup>	.286750 <sup>-4</sup>	.645855 <sup>-5</sup>
18	.106022 <sup>-5</sup>	.527120 <sup>-5</sup>	.324993 <sup>-5</sup>	.102362 <sup>-4</sup>	.531267 <sup>-5</sup>	.162682 <sup>-4</sup>	.263281 <sup>-4</sup>	.516295 <sup>-5</sup>	.184724 <sup>-4</sup>	.421139 <sup>-4</sup>	.432767 <sup>-4</sup>	.125414 <sup>-4</sup>	.325606 <sup>-5</sup>
19	.663908 <sup>-6</sup>	.334337 <sup>-5</sup>	.218691 <sup>-5</sup>	.817855 <sup>-5</sup>	.428024 <sup>-5</sup>	.127139 <sup>-4</sup>	.189642 <sup>-4</sup>	.337343 <sup>-5</sup>	.120938 <sup>-4</sup>	.262624 <sup>-4</sup>	.263023 <sup>-4</sup>	.733763 <sup>-5</sup>	.211084 <sup>-5</sup>
20	.116212 <sup>-6</sup>	.609476 <sup>-6</sup>	.465580 <sup>-6</sup>	.182122 <sup>-5</sup>	.997200 <sup>-6</sup>	.275857 <sup>-5</sup>	.409963 <sup>-5</sup>	.677874 <sup>-6</sup>	.222800 <sup>-5</sup>	.462102 <sup>-5</sup>	.473327 <sup>-5</sup>	.123281 <sup>-5</sup>	.413705 <sup>-6</sup>
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
Kanal													

Masche

1	-0.000	-0.000	0.013	-0.003	0.018	0.001	0.008	0.032	0.014	0.034	0.036	0.006	0.010
2	-0.002	-0.016	0.038	-0.016	0.095	-0.001	0.007	0.132	0.053	0.174	0.204	0.038	0.048
3	-0.003	-0.022	0.026	-0.057	0.097	-0.041	-0.001	0.154	0.072	0.305	0.381	0.084	0.077
4	0.137	0.804	1.236	1.476	0.485	2.167	2.739	2.185	1.834	5.344	4.428	0.175	0.138
5	0.175	1.027	1.540	1.888	0.563	2.789	3.546	2.781	2.397	7.351	6.253	0.229	0.185
6	0.214	1.256	1.850	2.313	0.643	3.434	4.373	3.384	2.974	9.404	8.106	0.252	0.213
7	0.234	1.374	2.001	2.529	0.676	3.751	4.791	3.715	3.287	10.484	9.224	0.473	0.496
8	0.256	1.498	2.171	2.762	0.717	4.105	5.248	4.055	3.610	11.621	10.257	0.488	0.514
9	0.263	1.543	2.235	2.851	0.734	4.243	5.429	4.191	3.740	12.086	10.690	0.491	0.514
10	0.221	1.296	1.881	2.398	0.622	3.572	4.573	3.535	3.152	10.179	9.009	0.413	0.432
11	0.207	1.218	1.778	2.258	0.598	3.365	4.310	3.343	2.969	9.545	8.443	0.395	0.417
12	0.187	1.101	1.626	2.044	0.560	3.043	3.903	3.047	2.684	8.539	7.543	0.370	0.395
13	0.161	0.957	1.455	1.782	0.511	2.636	3.403	2.700	2.327	7.262	6.407	0.343	0.365
14	0.159	0.951	1.428	1.708	0.481	2.452	3.188	2.450	2.236	6.474	5.526	0.088	0.091
15	0.124	0.730	1.060	1.331	0.409	1.934	2.492	1.843	1.721	4.916	4.176	0.079	0.078
16	0.093	0.542	0.778	1.004	0.337	1.473	1.879	1.358	1.286	3.548	2.966	0.061	0.059
17	0.003	0.016	0.006	0.002	0.079	0.010	0.075	0.056	0.083	0.241	0.272	0.032	0.036
18	0.001	0.006	0.002	0.003	0.050	0.008	0.037	0.027	0.039	0.100	0.108	0.012	0.017
19	0.001	0.004	0.001	0.007	0.041	0.012	0.030	0.017	0.026	0.061	0.064	0.006	0.011
20	0.000	0.001	0.001	0.002	0.010	0.004	0.008	0.004	0.005	0.012	0.013	0.001	0.003
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13

Kanal

TAB. 7.1.19 MATERIALWERT DES BRENNSTOFFS AVGMAT FÜR  
DEN ABGEBRANNTEN KERN  $\frac{L_{AK/K}}{7 \times 10^{-5}}$

Anteil ( $\beta_i$ ) und Zerfallskonstanten ( $\lambda_i$ )  
der verzögerten Neutronengruppen im  
abgebrannten Kern

Gruppe	$\beta_i$	$\lambda_i$ [sec <sup>-1</sup> ]
1	7.5180 10 <sup>-5</sup>	0.01295
2	6.7575 10 <sup>-4</sup>	0.03131
3	5.6367 10 <sup>-4</sup>	0.13488
4	1.1018 10 <sup>-3</sup>	0.34404
5	4.6544 10 <sup>-3</sup>	1.3727
6	1.5318 10 <sup>-3</sup>	3.7691
Summe	3.0350 10 <sup>-3</sup>	

Neutronenausbeute  $\bar{\nu}$  [n/sp] 2.939

Lebensdauer der prompten Neutronen

$\lambda$  [sec] 0.4621 10<sup>-6</sup>

Dopplerkonstanten für den abgebrannten Kern ( $\frac{d\rho_D}{dt} = ADOP/T + ADOP3/T^{3/2}$ )

Kanal	Nicht gevoidet		gevoidet	
	ADOP x 10 <sup>-4</sup>	ADOP3 x 10 <sup>-3</sup>	BDOP x 10 <sup>-4</sup>	BDOP3 x 10 <sup>-3</sup>
1	-0.26020	-0.22059	-0.09012	-0.37025
2	-1.5824	-1.2148	-0.62221	-2.0771
3	-2.5253	-1.5676	-1.1840	-2.9426
4	-3.5305	-1.7776	-1.7177	-3.2727
5	-0.79493	-0.29768	-0.41606	-0.55588
6	-4.5266	-2.6557	-1.9384	-4.7717
7	-6.9885	-5.5713	-2.4951	-9.3445
8	-9.3467	-7.6426	-3.4272	-12.873
9	-3.1745	-2.9660	-1.0138	-4.9272
10	-5.5961	-4.9677	-1.2660	-9.6827
11	-3.3954	-6.1660	-0.72833	-9.0360
12	-7.8921	-5.7855	-5.0674	-10.202
13	-3.4602	-1.6709	-3.3445	-2.9120

TAB. 7.1.20 KINETISCHE PARAMETER UND KANAL-DOPPLER-KONSTANTEN FÜR DEN ABGEBRANNTE KERN

TAB. 7.1.21 RELATIVER ANTEIL (%) EINES SEGMENTS AN DER DOPPLER-KONSTANTE DES KANALS FÜR DEN ABGEBRANNTEN KERN WDOP

Masche	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1	1.48	1.48	1.32	1.10	1.01	1.04	1.26	1.29	1.19	1.43	1.18	0.48	0.49
2	5.18	5.20	4.54	3.39	2.97	3.35	4.56	4.86	4.57	5.62	4.70	1.92	1.94
3	5.90	5.97	5.51	4.92	4.63	4.79	5.60	5.78	5.45	6.84	5.88	2.40	2.30
4	4.84	4.96	4.77	4.55	4.59	4.39	4.84	5.00	4.68	4.55	4.06	4.06	3.79
5	6.23	6.46	6.36	6.31	6.54	6.05	6.42	6.56	6.06	5.85	5.56	5.96	5.62
6	7.70	8.01	7.95	7.99	8.37	7.67	8.06	8.19	7.57	7.31	7.05	7.86	7.60
7	8.88	9.24	9.22	9.36	9.93	9.01	9.37	9.55	8.81	8.53	8.26	9.27	9.32
8	9.72	10.12	10.12	10.32	10.98	9.96	10.35	10.54	9.74	9.43	9.13	10.41	10.65
9	10.01	10.42	10.43	10.66	11.35	10.31	10.72	10.92	10.11	9.80	9.52	10.91	11.22
10	8.29	8.63	8.64	8.86	9.45	8.60	8.94	9.11	8.45	8.21	8.00	9.20	9.49
11	7.55	7.83	7.84	8.11	8.69	7.92	8.21	8.35	7.77	7.60	7.46	8.60	8.86
12	6.40	6.51	6.44	6.90	7.51	6.88	7.01	7.00	6.61	6.61	6.61	7.64	7.84
13	4.99	4.68	4.15	5.23	6.08	5.61	5.34	4.77	4.92	5.37	5.62	6.43	6.49
14	4.22	3.74	4.79	3.88	2.32	4.23	2.96	2.88	4.61	3.36	4.36	5.18	5.03
15	2.88	2.27	2.37	2.57	1.68	3.09	1.97	1.58	2.96	2.46	3.33	3.84	3.63
16	1.84	1.35	1.21	1.65	1.15	2.12	1.28	0.89	1.92	1.74	2.35	2.60	2.44
17	2.08	1.71	2.33	2.08	1.32	2.44	1.60	1.47	2.42	2.69	3.44	1.56	1.51
18	0.98	0.77	1.06	1.08	0.71	1.30	0.79	0.68	1.16	1.37	1.81	0.84	0.87
19	0.66	0.51	0.73	0.80	0.54	0.98	0.57	0.45	0.78	0.97	1.32	0.65	0.71
20	0.18	0.14	0.21	0.24	0.16	0.29	0.16	0.12	0.21	0.26	0.37	0.18	0.20
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13

Kanal



Bowing Reaktivitätswerte (REABOW) für jeden Kanal  $[\$] \times 10^{-3}$

Relative Aufheizspanne	Kanal												
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1.4	0.0	0.1	0.46	0.293	0.4395	0.8775	4.4	3.95	2.85	30.6	53.9	16.3	7.0
1.8	0.0	0.2	0.92	0.585	0.8905	1.7925	8.48	7.84	5.75	61.2	107.6	32.6	14.14
2.2	0.0	0.27	1.24	0.78	1.2128	2.4675	12.88	11.97	8.75	92.5	162.4	49.2	19.84
2.6	0.0	0.25	0.88	0.42	0.9328	2.1675	13.76	12.84	9.4	120.5	213.5	65.0	23.94
3.0	0.0	0.26	0.88	0.46	1.1278	2.6925	15.60	14.75	10.85	138.2	253.5	78.5	27.64
4.2										137.4	264.4	116.8	37.6
5.4													46.1

- 258 -

Reaktivitätsänderung durch Verlängerung des aktiven Kerns um 1 cm (RHOAX) für jeden Kanal

Kanal	1	3	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
$\Delta K/K_{-cm} \times 10^{-3}$	.01365	.08006	.11504	.14774	.03585	.21288	.27189	.18881	.17475	.29295	.20760	0.0	0.0

TAB. 7.1.23 BOWING REAKTIVITÄTSWERTE UND REAKTIVITÄTSÄNDERUNGEN DURCH AXIALE VERLÄNGERUNG FÜR DEN ABGEBRANNTEN KERN

TAB.: 7.1-24 NORMIERTE LEISTUNGSVERTEILUNG (HOMOGENISIERT) DES ABGEBRANNTEN KERNS FÜR DIE KADIS- RECHNUNGEN

KANAL MASCHIE	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1	0.158 <sup>-7</sup>	0.159 <sup>-7</sup>	0.118 <sup>-7</sup>	0.148 <sup>-7</sup>	0.287 <sup>-8</sup>	0.137 <sup>-7</sup>	0.131 <sup>-7</sup>	0.932 <sup>-8</sup>	0.114 <sup>-7</sup>	0.952 <sup>-8</sup>	0.723 <sup>-8</sup>	0.753 <sup>-8</sup>	0.567 <sup>-8</sup>
2	0.307 <sup>-7</sup>	0.307 <sup>-7</sup>	0.226 <sup>-7</sup>	0.276 <sup>-7</sup>	0.763 <sup>-8</sup>	0.261 <sup>-7</sup>	0.260 <sup>-7</sup>	0.190 <sup>-7</sup>	0.236 <sup>-7</sup>	0.201 <sup>-7</sup>	0.153 <sup>-7</sup>	0.159 <sup>-7</sup>	0.112 <sup>-7</sup>
3	0.525 <sup>-7</sup>	0.522 <sup>-7</sup>	0.383 <sup>-7</sup>	0.482 <sup>-7</sup>	0.102 <sup>-7</sup>	0.464 <sup>-7</sup>	0.458 <sup>-7</sup>	0.335 <sup>-7</sup>	0.426 <sup>-7</sup>	0.371 <sup>-7</sup>	0.282 <sup>-7</sup>	0.277 <sup>-7</sup>	0.179 <sup>-7</sup>
4	0.345 <sup>-6</sup>	0.344 <sup>-6</sup>	0.255 <sup>-6</sup>	0.327 <sup>-6</sup>	0.811 <sup>-7</sup>	0.316 <sup>-6</sup>	0.307 <sup>-6</sup>	0.227 <sup>-6</sup>	0.284 <sup>-6</sup>	0.328 <sup>-6</sup>	0.264 <sup>-6</sup>	0.393 <sup>-7</sup>	0.234 <sup>-7</sup>
5	0.413 <sup>-6</sup>	0.411 <sup>-6</sup>	0.304 <sup>-6</sup>	0.392 <sup>-6</sup>	0.974 <sup>-7</sup>	0.381 <sup>-6</sup>	0.371 <sup>-6</sup>	0.275 <sup>-6</sup>	0.345 <sup>-6</sup>	0.401 <sup>-6</sup>	0.324 <sup>-6</sup>	0.503 <sup>-7</sup>	0.289 <sup>-7</sup>
6	0.473 <sup>-6</sup>	0.471 <sup>-6</sup>	0.348 <sup>-6</sup>	0.449 <sup>-6</sup>	0.112 <sup>-6</sup>	0.438 <sup>-6</sup>	0.427 <sup>-6</sup>	0.317 <sup>-6</sup>	0.399 <sup>-6</sup>	0.465 <sup>-6</sup>	0.376 <sup>-6</sup>	0.595 <sup>-7</sup>	0.338 <sup>-7</sup>
7	0.505 <sup>-6</sup>	0.502 <sup>-6</sup>	0.371 <sup>-6</sup>	0.479 <sup>-6</sup>	0.119 <sup>-6</sup>	0.468 <sup>-6</sup>	0.456 <sup>-6</sup>	0.340 <sup>-6</sup>	0.427 <sup>-6</sup>	0.492 <sup>-6</sup>	0.401 <sup>-6</sup>	0.935 <sup>-7</sup>	0.505 <sup>-7</sup>
8	0.532 <sup>-6</sup>	0.529 <sup>-6</sup>	0.392 <sup>-6</sup>	0.506 <sup>-6</sup>	0.126 <sup>-6</sup>	0.494 <sup>-6</sup>	0.482 <sup>-6</sup>	0.359 <sup>-6</sup>	0.452 <sup>-6</sup>	0.522 <sup>-6</sup>	0.425 <sup>-6</sup>	0.996 <sup>-7</sup>	0.538 <sup>-7</sup>
9	0.541 <sup>-6</sup>	0.538 <sup>-6</sup>	0.398 <sup>-6</sup>	0.515 <sup>-6</sup>	0.129 <sup>-6</sup>	0.504 <sup>-6</sup>	0.492 <sup>-6</sup>	0.367 <sup>-6</sup>	0.462 <sup>-6</sup>	0.533 <sup>-6</sup>	0.435 <sup>-6</sup>	0.102 <sup>-6</sup>	0.552 <sup>-7</sup>
10	0.532 <sup>-6</sup>	0.530 <sup>-6</sup>	0.393 <sup>-6</sup>	0.508 <sup>-6</sup>	0.127 <sup>-6</sup>	0.497 <sup>-6</sup>	0.486 <sup>-6</sup>	0.362 <sup>-6</sup>	0.457 <sup>-6</sup>	0.528 <sup>-6</sup>	0.431 <sup>-6</sup>	0.101 <sup>-6</sup>	0.548 <sup>-7</sup>
11	0.510 <sup>-6</sup>	0.508 <sup>-6</sup>	0.376 <sup>-6</sup>	0.488 <sup>-6</sup>	0.122 <sup>-6</sup>	0.478 <sup>-6</sup>	0.467 <sup>-6</sup>	0.349 <sup>-6</sup>	0.439 <sup>-6</sup>	0.509 <sup>-6</sup>	0.416 <sup>-6</sup>	0.976 <sup>-7</sup>	0.530 <sup>-7</sup>
12	0.474 <sup>-6</sup>	0.471 <sup>-6</sup>	0.349 <sup>-6</sup>	0.455 <sup>-6</sup>	0.114 <sup>-6</sup>	0.447 <sup>-6</sup>	0.436 <sup>-6</sup>	0.325 <sup>-6</sup>	0.410 <sup>-6</sup>	0.476 <sup>-6</sup>	0.390 <sup>-6</sup>	0.917 <sup>-7</sup>	0.498 <sup>-7</sup>
13	0.426 <sup>-6</sup>	0.421 <sup>-6</sup>	0.311 <sup>-6</sup>	0.410 <sup>-6</sup>	0.103 <sup>-6</sup>	0.406 <sup>-6</sup>	0.394 <sup>-6</sup>	0.292 <sup>-6</sup>	0.370 <sup>-6</sup>	0.433 <sup>-6</sup>	0.356 <sup>-6</sup>	0.836 <sup>-7</sup>	0.454 <sup>-7</sup>
14	0.396 <sup>-6</sup>	0.385 <sup>-6</sup>	0.278 <sup>-6</sup>	0.379 <sup>-6</sup>	0.970 <sup>-7</sup>	0.378 <sup>-6</sup>	0.362 <sup>-6</sup>	0.260 <sup>-6</sup>	0.337 <sup>-6</sup>	0.406 <sup>-6</sup>	0.332 <sup>-6</sup>	0.492 <sup>-7</sup>	0.276 <sup>-7</sup>
15	0.330 <sup>-6</sup>	0.318 <sup>-6</sup>	0.227 <sup>-6</sup>	0.318 <sup>-6</sup>	0.825 <sup>-7</sup>	0.321 <sup>-6</sup>	0.303 <sup>-6</sup>	0.214 <sup>-6</sup>	0.280 <sup>-6</sup>	0.343 <sup>-6</sup>	0.282 <sup>-6</sup>	0.410 <sup>-7</sup>	0.233 <sup>-7</sup>
16	0.265 <sup>-6</sup>	0.254 <sup>-6</sup>	0.181 <sup>-6</sup>	0.259 <sup>-6</sup>	0.681 <sup>-7</sup>	0.264 <sup>-6</sup>	0.246 <sup>-6</sup>	0.171 <sup>-6</sup>	0.224 <sup>-6</sup>	0.277 <sup>-6</sup>	0.230 <sup>-6</sup>	0.320 <sup>-7</sup>	0.189 <sup>-7</sup>
17	0.329 <sup>-7</sup>	0.316 <sup>-7</sup>	0.227 <sup>-7</sup>	0.324 <sup>-7</sup>	0.852 <sup>-8</sup>	0.330 <sup>-7</sup>	0.311 <sup>-7</sup>	0.216 <sup>-7</sup>	0.289 <sup>-7</sup>	0.270 <sup>-7</sup>	0.213 <sup>-7</sup>	0.229 <sup>-7</sup>	0.147 <sup>-7</sup>
18	0.231 <sup>-7</sup>	0.203 <sup>-7</sup>	0.147 <sup>-7</sup>	0.218 <sup>-7</sup>	0.584 <sup>-8</sup>	0.222 <sup>-7</sup>	0.202 <sup>-7</sup>	0.137 <sup>-7</sup>	0.182 <sup>-7</sup>	0.169 <sup>-7</sup>	0.136 <sup>-7</sup>	0.159 <sup>-7</sup>	0.110 <sup>-7</sup>
19	0.111 <sup>-7</sup>	0.114 <sup>-7</sup>	0.822 <sup>-8</sup>	0.128 <sup>-7</sup>	0.349 <sup>-8</sup>	0.131 <sup>-7</sup>	0.115 <sup>-7</sup>	0.742 <sup>-8</sup>	0.992 <sup>-8</sup>	0.937 <sup>-8</sup>	0.774 <sup>-8</sup>	0.951 <sup>-8</sup>	0.706 <sup>-8</sup>
20	0.606 <sup>-8</sup>	0.564 <sup>-8</sup>	0.830 <sup>-8</sup>	0.669 <sup>-8</sup>	0.187 <sup>-8</sup>	0.691 <sup>-8</sup>	0.579 <sup>-8</sup>	0.351 <sup>-8</sup>	0.477 <sup>-8</sup>	0.462 <sup>-8</sup>	0.392 <sup>-8</sup>	0.495 <sup>-8</sup>	0.386 <sup>-8</sup>

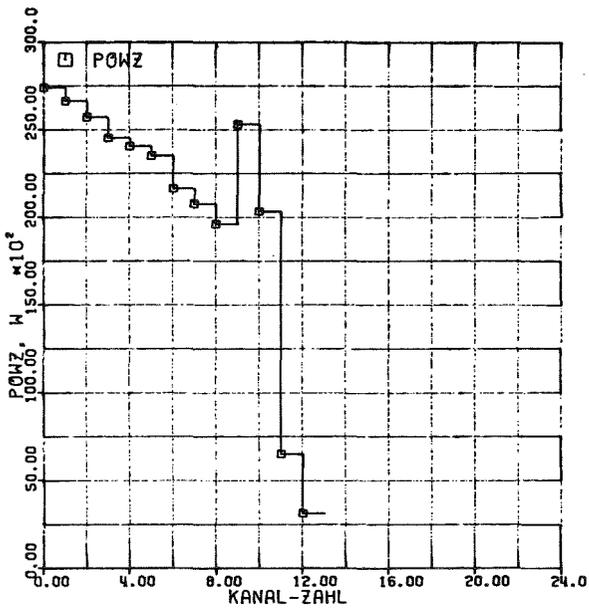
TAB.: 7.1-25 RADIALE GRADIENTEN ( $\partial W/\partial R$ ) DER TOTALEN MATERIALWERTKURVEN FÜR DEN ABGEBRANNTEN MARK 1A KERN

$$\left[ \frac{\Delta K/K}{\text{CM}^4} \right]$$

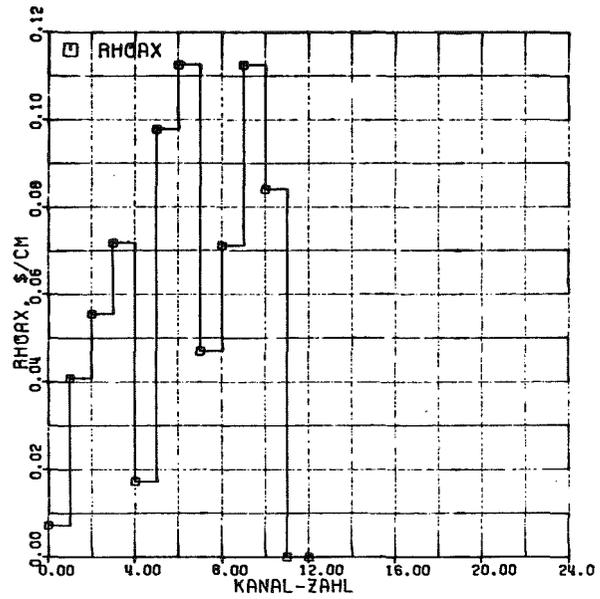
KAVAL MASCHIE	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
20	-.2777 <sup>-11</sup>	-.9899 <sup>-11</sup>	-.3289 <sup>-11</sup>	-.2397 <sup>-10</sup>	.3308 <sup>-10</sup>	.1410 <sup>-10</sup>	.3641 <sup>-11</sup>	.5362 <sup>-11</sup>	.4126 <sup>-11</sup>	-.3715 <sup>-12</sup>	-.5855 <sup>-11</sup>	-.4567 <sup>-11</sup>	-.2379 <sup>-11</sup>
19	-.1416 <sup>-10</sup>	-.4675 <sup>-10</sup>	-.1391 <sup>-10</sup>	-.6111 <sup>-10</sup>	.8749 <sup>-10</sup>	.4915 <sup>-10</sup>	.3871 <sup>-10</sup>	.3540 <sup>-10</sup>	.2952 <sup>-10</sup>	.1248 <sup>-11</sup>	-.4534 <sup>-10</sup>	-.2754 <sup>-10</sup>	-.1489 <sup>-10</sup>
18	-.4962 <sup>-10</sup>	-.1720 <sup>-9</sup>	-.5530 <sup>-10</sup>	-.2534 <sup>-9</sup>	.2891 <sup>-9</sup>	.2616 <sup>-9</sup>	.1703 <sup>-9</sup>	.1388 <sup>-9</sup>	.1529 <sup>-9</sup>	.4728 <sup>-10</sup>	-.1992 <sup>-9</sup>	-.1299 <sup>-9</sup>	-.5783 <sup>-10</sup>
17	-.9276 <sup>-10</sup>	-.3720 <sup>-9</sup>	-.1176 <sup>-9</sup>	-.8339 <sup>-9</sup>	.5974 <sup>-9</sup>	.8676 <sup>-9</sup>	.3477 <sup>-9</sup>	.2683 <sup>-9</sup>	.5282 <sup>-9</sup>	.2095 <sup>-9</sup>	-.4719 <sup>-9</sup>	-.3914 <sup>-9</sup>	-.1299 <sup>-9</sup>
16	-.2626 <sup>-9</sup>	-.1051 <sup>-8</sup>	-.1370 <sup>-9</sup>	-.6482 <sup>-9</sup>	-.9732 <sup>-10</sup>	.2854 <sup>-9</sup>	-.7911 <sup>-9</sup>	-.5241 <sup>-9</sup>	-.4443 <sup>-9</sup>	-.2023 <sup>-8</sup>	-.3255 <sup>-8</sup>	-.8666 <sup>-9</sup>	-.2278 <sup>-9</sup>
15	-.2000 <sup>-9</sup>	-.8228 <sup>-9</sup>	-.1931 <sup>-9</sup>	-.8471 <sup>-9</sup>	-.5338 <sup>-9</sup>	.1020 <sup>-9</sup>	-.5853 <sup>-9</sup>	-.5177 <sup>-9</sup>	-.8274 <sup>-9</sup>	-.2257 <sup>-8</sup>	-.3487 <sup>-8</sup>	-.1087 <sup>-8</sup>	-.3188 <sup>-9</sup>
14	-.8467 <sup>-10</sup>	.8945 <sup>-10</sup>	-.3084 <sup>-9</sup>	-.1854 <sup>-8</sup>	-.1273 <sup>-8</sup>	.4434 <sup>-11</sup>	.5379 <sup>-11</sup>	-.2181 <sup>-9</sup>	-.2128 <sup>-8</sup>	-.2715 <sup>-8</sup>	-.3860 <sup>-8</sup>	-.1210 <sup>-8</sup>	-.3932 <sup>-9</sup>
13	-.5979 <sup>-10</sup>	-.1240 <sup>-9</sup>	-.7127 <sup>-9</sup>	-.1183 <sup>-8</sup>	-.5414 <sup>-8</sup>	-.6482 <sup>-11</sup>	-.4146 <sup>-9</sup>	-.7272 <sup>-9</sup>	-.1826 <sup>-8</sup>	-.2544 <sup>-8</sup>	-.3840 <sup>-8</sup>	-.1953 <sup>-8</sup>	-.3944 <sup>-9</sup>
12	-.1352 <sup>-9</sup>	-.5209 <sup>-9</sup>	-.6587 <sup>-9</sup>	-.8192 <sup>-9</sup>	-.4442 <sup>-9</sup>	-.8223 <sup>-10</sup>	-.7262 <sup>-9</sup>	-.6493 <sup>-9</sup>	-.1450 <sup>-8</sup>	-.2764 <sup>-8</sup>	-.4318 <sup>-8</sup>	-.2082 <sup>-8</sup>	-.4220 <sup>-9</sup>
11	-.1749 <sup>-9</sup>	-.6314 <sup>-9</sup>	-.6283 <sup>-9</sup>	-.7500 <sup>-9</sup>	-.4066 <sup>-9</sup>	-.1072 <sup>-9</sup>	-.7973 <sup>-9</sup>	-.6289 <sup>-9</sup>	-.1376 <sup>-8</sup>	-.2888 <sup>-8</sup>	-.4645 <sup>-8</sup>	-.2219 <sup>-8</sup>	-.4459 <sup>-9</sup>
10	-.1828 <sup>-9</sup>	-.6629 <sup>-9</sup>	-.6229 <sup>-9</sup>	-.7468 <sup>-9</sup>	-.3982 <sup>-9</sup>	-.1062 <sup>-9</sup>	-.8108 <sup>-9</sup>	-.6241 <sup>-9</sup>	-.1362 <sup>-8</sup>	-.2969 <sup>-8</sup>	-.4842 <sup>-8</sup>	-.2318 <sup>-8</sup>	-.4636 <sup>-9</sup>
9	-.1860 <sup>-9</sup>	-.6741 <sup>-9</sup>	-.6258 <sup>-9</sup>	-.7576 <sup>-9</sup>	-.3984 <sup>-9</sup>	-.1067 <sup>-9</sup>	-.8145 <sup>-9</sup>	-.6218 <sup>-9</sup>	-.1359 <sup>-8</sup>	-.3003 <sup>-8</sup>	-.4926 <sup>-8</sup>	-.2367 <sup>-8</sup>	-.4734 <sup>-9</sup>
8	-.1880 <sup>-9</sup>	-.6702 <sup>-9</sup>	-.6260 <sup>-9</sup>	-.7578 <sup>-9</sup>	-.3979 <sup>-9</sup>	-.9743 <sup>-10</sup>	-.8088 <sup>-9</sup>	-.6212 <sup>-9</sup>	-.1350 <sup>-8</sup>	-.2964 <sup>-8</sup>	-.4858 <sup>-8</sup>	-.2355 <sup>-8</sup>	-.4724 <sup>-9</sup>
7	-.1823 <sup>-9</sup>	-.6535 <sup>-9</sup>	-.6200 <sup>-9</sup>	-.7571 <sup>-9</sup>	-.3776 <sup>-9</sup>	-.8829 <sup>-10</sup>	-.7940 <sup>-9</sup>	-.6195 <sup>-9</sup>	-.1347 <sup>-8</sup>	-.2843 <sup>-8</sup>	-.4600 <sup>-8</sup>	-.2319 <sup>-8</sup>	-.4602 <sup>-9</sup>
6	-.1905 <sup>-9</sup>	-.6771 <sup>-9</sup>	-.6463 <sup>-9</sup>	-.7102 <sup>-9</sup>	-.3995 <sup>-9</sup>	-.2120 <sup>-9</sup>	-.8891 <sup>-9</sup>	-.6798 <sup>-9</sup>	-.1528 <sup>-8</sup>	-.3151 <sup>-8</sup>	-.4664 <sup>-8</sup>	-.1513 <sup>-8</sup>	-.4919 <sup>-9</sup>
5	-.1993 <sup>-9</sup>	-.6911 <sup>-9</sup>	-.6585 <sup>-9</sup>	-.7423 <sup>-9</sup>	-.3925 <sup>-9</sup>	-.8981 <sup>-10</sup>	-.8501 <sup>-9</sup>	-.6415 <sup>-9</sup>	-.1418 <sup>-8</sup>	-.2990 <sup>-8</sup>	-.4361 <sup>-8</sup>	-.1383 <sup>-8</sup>	-.4107 <sup>-9</sup>
4	-.2143 <sup>-9</sup>	-.7885 <sup>-9</sup>	-.6656 <sup>-9</sup>	-.8256 <sup>-9</sup>	-.3329 <sup>-9</sup>	.7709 <sup>-10</sup>	-.9306 <sup>-9</sup>	-.5789 <sup>-9</sup>	-.1130 <sup>-8</sup>	-.2928 <sup>-8</sup>	-.4161 <sup>-8</sup>	-.1103 <sup>-8</sup>	-.2908 <sup>-9</sup>
3	-.8710 <sup>-10</sup>	-.3556 <sup>-9</sup>	-.1079 <sup>-9</sup>	-.5509 <sup>-10</sup>	.2626 <sup>-9</sup>	.7947 <sup>-9</sup>	.2280 <sup>-9</sup>	.2024 <sup>-9</sup>	.8175 <sup>-9</sup>	.3736 <sup>-9</sup>	-.4715 <sup>-9</sup>	-.4452 <sup>-9</sup>	-.1530 <sup>-9</sup>
2	-.1632 <sup>-10</sup>	-.4409 <sup>-10</sup>	.1562 <sup>-10</sup>	.2087 <sup>-9</sup>	.5351 <sup>-10</sup>	-.4588 <sup>-10</sup>	.8272 <sup>-10</sup>	.5933 <sup>-10</sup>	.1018 <sup>-9</sup>	.2462 <sup>-10</sup>	-.1153 <sup>-9</sup>	-.7474 <sup>-10</sup>	-.3681 <sup>-10</sup>
1	-.3203 <sup>-11</sup>	-.1366 <sup>-10</sup>	-.2412 <sup>-10</sup>	-.2559 <sup>-9</sup>	.4306 <sup>-10</sup>	.6536 <sup>-10</sup>	.2599 <sup>-10</sup>	.9228 <sup>-11</sup>	.4602 <sup>-11</sup>	-.7675 <sup>-11</sup>	-.1704 <sup>-10</sup>	-.1014 <sup>-10</sup>	-.5076 <sup>-11</sup>

TAB.: 7.1-26 AXIALE GRADIENTEN ( $\partial W/\partial Z$ ) DER TOTALEN MATERIALWERTKURVEN FÜR DEN ABGEBRANNTEN MARK 1A KERN  $\left[ \frac{\Delta K/K}{\text{CM}^4} \right]$

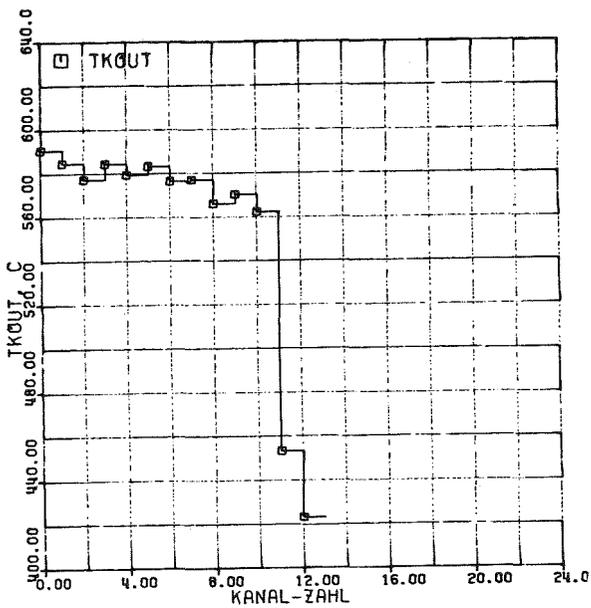
KANAL MASCHIE	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
20	.9753 <sup>-10</sup>	.8425 <sup>-10</sup>	-.3396 <sup>-10</sup>	-.1416 <sup>-10</sup>	-.3052 <sup>-10</sup>	-.4168 <sup>-11</sup>	.3974 <sup>-10</sup>	-.6636 <sup>-10</sup>	.8355 <sup>-10</sup>	.1127 <sup>-9</sup>	.1054 <sup>-9</sup>	.2044 <sup>-10</sup>	.3839 <sup>-11</sup>
19	-.2745 <sup>-9</sup>	-.2309 <sup>-9</sup>	.2078 <sup>-9</sup>	-.1568 <sup>-9</sup>	-.3905 <sup>-8</sup>	-.1808 <sup>-9</sup>	-.2717 <sup>-9</sup>	.3287 <sup>-9</sup>	-.3226 <sup>-9</sup>	-.3697 <sup>-9</sup>	-.3302 <sup>-9</sup>	-.5511 <sup>-10</sup>	-.1457 <sup>-10</sup>
18	-.8909 <sup>-9</sup>	-.7867 <sup>-9</sup>	.5154 <sup>-9</sup>	-.3669 <sup>-9</sup>	-.7295 <sup>-8</sup>	-.4364 <sup>-9</sup>	-.7377 <sup>-9</sup>	.8754 <sup>-9</sup>	-.8955 <sup>-9</sup>	-.1149 <sup>-8</sup>	-.1081 <sup>-8</sup>	-.1754 <sup>-9</sup>	-.3806 <sup>-10</sup>
17	-.1542 <sup>-8</sup>	-.1384 <sup>-8</sup>	.8107 <sup>-9</sup>	-.5805 <sup>-9</sup>	-.9922 <sup>-8</sup>	-.6945 <sup>-9</sup>	-.1214 <sup>-8</sup>	.1418 <sup>-8</sup>	-.1469 <sup>-8</sup>	-.1965 <sup>-8</sup>	-.1883 <sup>-8</sup>	-.3015 <sup>-9</sup>	-.5988 <sup>-10</sup>
16	-.3360 <sup>-8</sup>	-.3392 <sup>-8</sup>	.1359 <sup>-8</sup>	-.2987 <sup>-8</sup>	.1353 <sup>-8</sup>	-.2670 <sup>-8</sup>	-.2683 <sup>-8</sup>	.2893 <sup>-8</sup>	-.2315 <sup>-8</sup>	-.4369 <sup>-8</sup>	-.4239 <sup>-8</sup>	-.3192 <sup>-9</sup>	-.7102 <sup>-10</sup>
15	-.3542 <sup>-8</sup>	-.3861 <sup>-8</sup>	.1465 <sup>-8</sup>	-.3343 <sup>-8</sup>	.4792 <sup>-8</sup>	-.2786 <sup>-8</sup>	-.2894 <sup>-8</sup>	.3182 <sup>-8</sup>	-.2970 <sup>-8</sup>	-.5001 <sup>-8</sup>	-.4644 <sup>-8</sup>	-.2327 <sup>-9</sup>	-.6924 <sup>-10</sup>
14	-.3725 <sup>-8</sup>	-.4330 <sup>-8</sup>	.1572 <sup>-8</sup>	-.3698 <sup>-8</sup>	.8231 <sup>-8</sup>	-.2902 <sup>-8</sup>	-.3104 <sup>-8</sup>	.3471 <sup>-8</sup>	-.3624 <sup>-8</sup>	-.5634 <sup>-8</sup>	-.5049 <sup>-8</sup>	-.1509 <sup>-9</sup>	-.6447 <sup>-10</sup>
13	-.2231 <sup>-8</sup>	-.1897 <sup>-8</sup>	.7892 <sup>-9</sup>	-.1762 <sup>-8</sup>	.3954 <sup>-8</sup>	-.2087 <sup>-8</sup>	-.1770 <sup>-8</sup>	-.3773 <sup>-10</sup>	-.2085 <sup>-8</sup>	-.4990 <sup>-8</sup>	-.4590 <sup>-8</sup>	-.2258 <sup>-9</sup>	-.5500 <sup>-10</sup>
12	-.1678 <sup>-8</sup>	-.1506 <sup>-8</sup>	.3197 <sup>-9</sup>	-.1434 <sup>-8</sup>	.3396 <sup>-8</sup>	-.1595 <sup>-8</sup>	-.1446 <sup>-8</sup>	-.1305 <sup>-9</sup>	-.1657 <sup>-8</sup>	-.3926 <sup>-8</sup>	-.3677 <sup>-8</sup>	-.2004 <sup>-9</sup>	-.4108 <sup>-10</sup>
11	-.1153 <sup>-8</sup>	-.1094 <sup>-8</sup>	.4325 <sup>-10</sup>	-.1052 <sup>-8</sup>	.2598 <sup>-8</sup>	-.1100 <sup>-8</sup>	-.1060 <sup>-8</sup>	-.1523 <sup>-9</sup>	-.1182 <sup>-8</sup>	-.2766 <sup>-8</sup>	-.2629 <sup>-8</sup>	-.1603 <sup>-9</sup>	-.2848 <sup>-10</sup>
10	-.6245 <sup>-9</sup>	-.6068 <sup>-9</sup>	-.6456 <sup>-11</sup>	-.5688 <sup>-9</sup>	.1396 <sup>-8</sup>	-.5705 <sup>-9</sup>	-.5633 <sup>-9</sup>	-.9002 <sup>-10</sup>	-.6172 <sup>-9</sup>	-.1411 <sup>-8</sup>	-.1335 <sup>-8</sup>	-.9724 <sup>-10</sup>	-.1676 <sup>-10</sup>
9	.4384 <sup>-11</sup>	.6922 <sup>-11</sup>	-.1459 <sup>-10</sup>	.2695 <sup>-10</sup>	-.1542 <sup>-9</sup>	.4992 <sup>-10</sup>	.4799 <sup>-10</sup>	-.6440 <sup>-11</sup>	.5266 <sup>-10</sup>	.1951 <sup>-9</sup>	.2213 <sup>-9</sup>	-.1886 <sup>-10</sup>	-.2738 <sup>-11</sup>
8	.6851 <sup>-9</sup>	.6781 <sup>-9</sup>	-.1342 <sup>-10</sup>	.6671 <sup>-9</sup>	-.1820 <sup>-8</sup>	.7069 <sup>-9</sup>	.6998 <sup>-9</sup>	.7995 <sup>-10</sup>	.7606 <sup>-9</sup>	.1890 <sup>-8</sup>	.1848 <sup>-8</sup>	.5676 <sup>-10</sup>	.1568 <sup>-10</sup>
7	.1346 <sup>-8</sup>	.1331 <sup>-8</sup>	-.1208 <sup>-10</sup>	.1285 <sup>-8</sup>	-.3411 <sup>-8</sup>	.1338 <sup>-8</sup>	.1326 <sup>-8</sup>	.1607 <sup>-9</sup>	.1442 <sup>-8</sup>	.3514 <sup>-8</sup>	.3389 <sup>-8</sup>	.1223 <sup>-9</sup>	.3647 <sup>-10</sup>
6	.1917 <sup>-8</sup>	.1912 <sup>-8</sup>	-.4892 <sup>-10</sup>	.1866 <sup>-8</sup>	-.5094 <sup>-8</sup>	.1965 <sup>-8</sup>	.1877 <sup>-8</sup>	.1378 <sup>-9</sup>	.1927 <sup>-8</sup>	.4918 <sup>-8</sup>	.4809 <sup>-8</sup>	.1164 <sup>-9</sup>	.5838 <sup>-10</sup>
5	.1850 <sup>-8</sup>	.1882 <sup>-8</sup>	.1341 <sup>-9</sup>	.1910 <sup>-8</sup>	-.4600 <sup>-8</sup>	.1974 <sup>-8</sup>	.1927 <sup>-8</sup>	.2637 <sup>-9</sup>	.1968 <sup>-8</sup>	.4835 <sup>-8</sup>	.4861 <sup>-8</sup>	.2458 <sup>-9</sup>	.7701 <sup>-10</sup>
4	.1784 <sup>-8</sup>	.1851 <sup>-8</sup>	.3171 <sup>-9</sup>	.1954 <sup>-8</sup>	-.4106 <sup>-8</sup>	.1984 <sup>-8</sup>	.1978 <sup>-8</sup>	.3896 <sup>-9</sup>	.2010 <sup>-8</sup>	.4751 <sup>-8</sup>	.4913 <sup>-8</sup>	.3773 <sup>-9</sup>	.8800 <sup>-10</sup>
3	.3424 <sup>-9</sup>	.1753 <sup>-9</sup>	.8933 <sup>-9</sup>	-.3033 <sup>-9</sup>	.1782 <sup>-8</sup>	.1012 <sup>-9</sup>	.5037 <sup>-9</sup>	.8457 <sup>-9</sup>	.1069 <sup>-8</sup>	.1618 <sup>-8</sup>	.1626 <sup>-8</sup>	.3510 <sup>-9</sup>	.7344 <sup>-10</sup>
2	.1376 <sup>-9</sup>	.6319 <sup>-10</sup>	.5399 <sup>-9</sup>	-.7623 <sup>-10</sup>	-.3807 <sup>-10</sup>	.1027 <sup>-9</sup>	.2647 <sup>-9</sup>	.4718 <sup>-9</sup>	.5611 <sup>-9</sup>	.8017 <sup>-9</sup>	.7908 <sup>-9</sup>	.1369 <sup>-9</sup>	.3288 <sup>-10</sup>
1	-.1356 <sup>-9</sup>	-.8639 <sup>-10</sup>	.6836 <sup>-10</sup>	.2268 <sup>-9</sup>	.4219 <sup>-9</sup>	.1046 <sup>-9</sup>	-.5426 <sup>-10</sup>	-.2704 <sup>-10</sup>	-.1165 <sup>-9</sup>	-.2871 <sup>-9</sup>	-.3231 <sup>-9</sup>	-.6157 <sup>-10</sup>	-.1024 <sup>-10</sup>



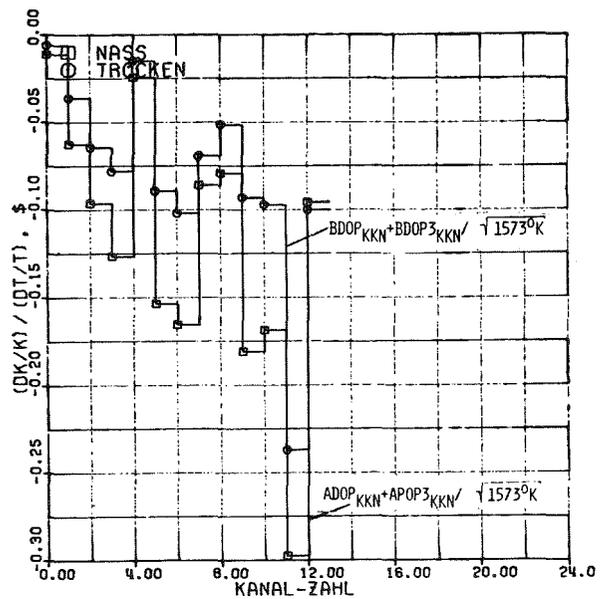
KANAL-LEISTUNG



CORE-EXPANSIONS RUECKWIRKUNG



KUEHLMITTEL- AUSTRITTSTEMPERATUREN



KANALWEISE-DOPPLERKOEFFIZIENTEN

ABB. 7.1-6 STATIONÄRE STABLEISTUNG UND KÜHLMITTELAUSTRITTSTEMPERATUR SOWIE AXIALE CORE-EXPANSIONS RUECKWIRKUNGEN UND DOPPLERKOEFFIZIENTEN DES FRISCHEN MARK 1A-KERNS

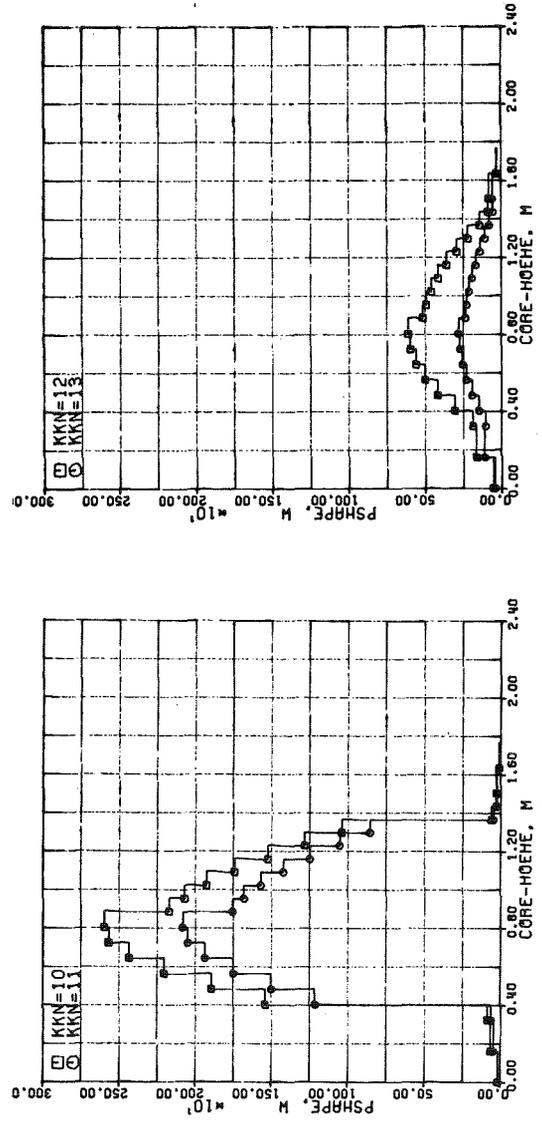
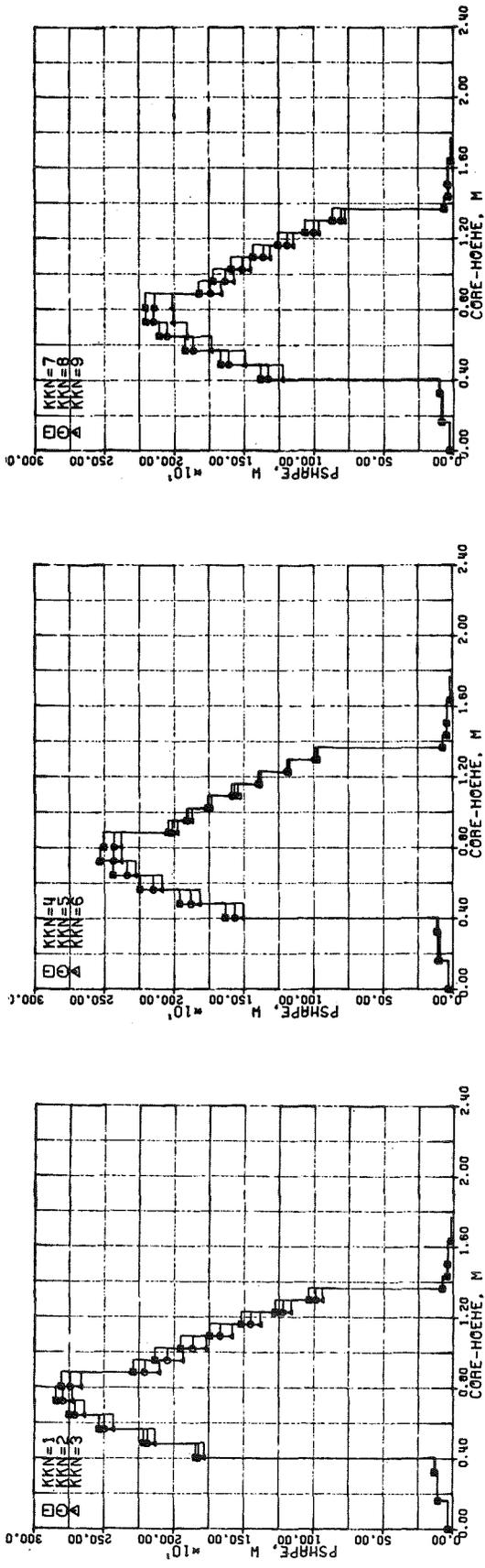


ABB.7.1.1-7 STATIONÄRE LEISTUNG IN DEN MASCHEN DES FRISCHEN MARK JA-KERNS (KKN = KANALZAHL)

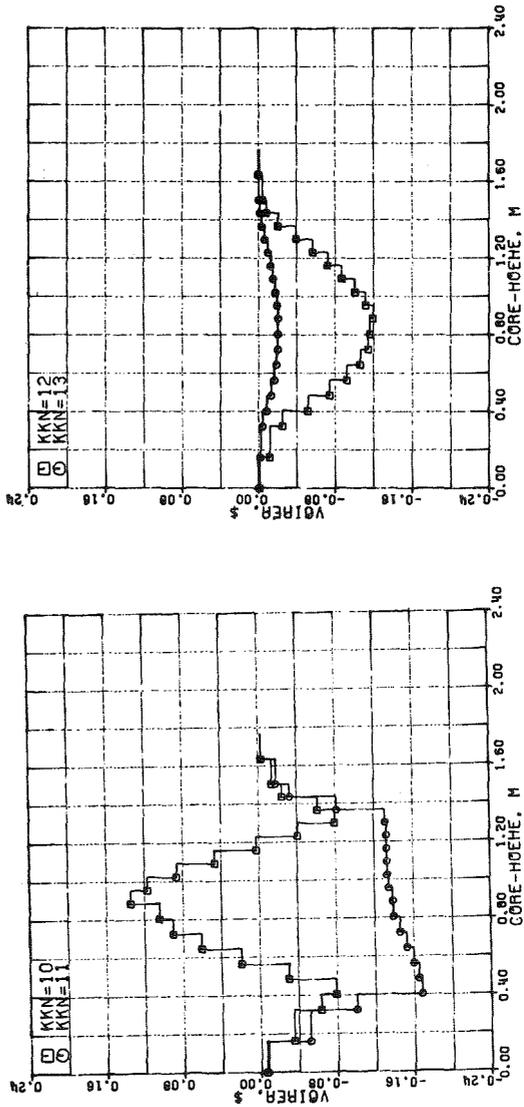
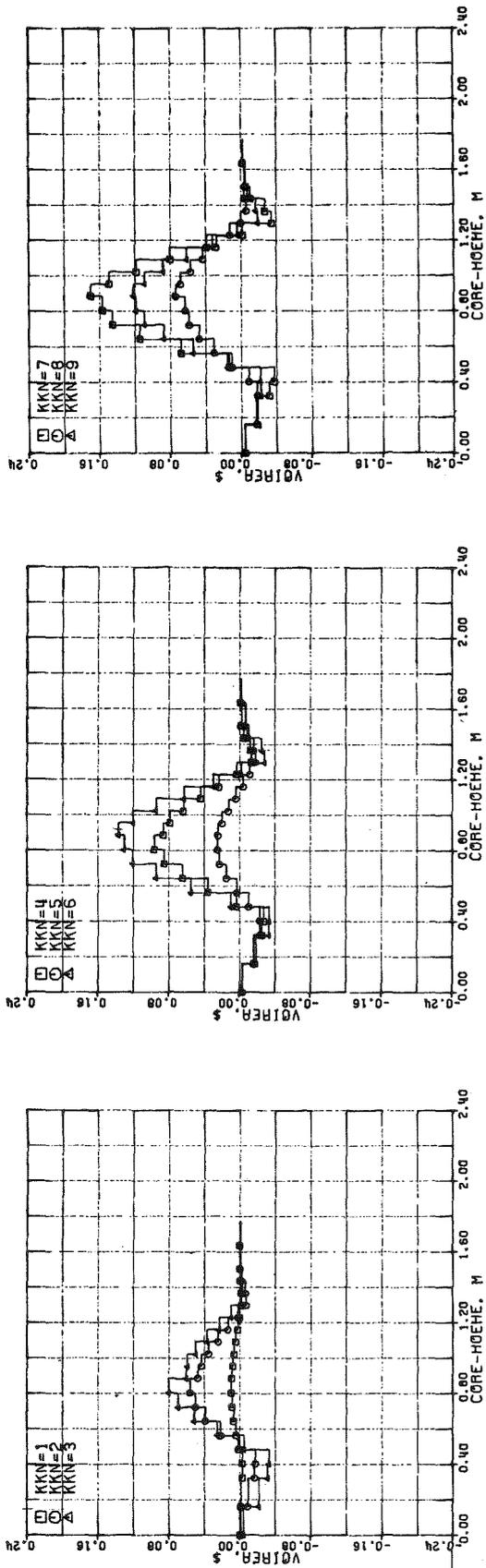


ABB.7.1-8 NATRIUM REAKTIVITÄTSMERTE DER MASCHEN DES FRISCHEN MARK I A-KERNS (KKN = KANALZAHL)

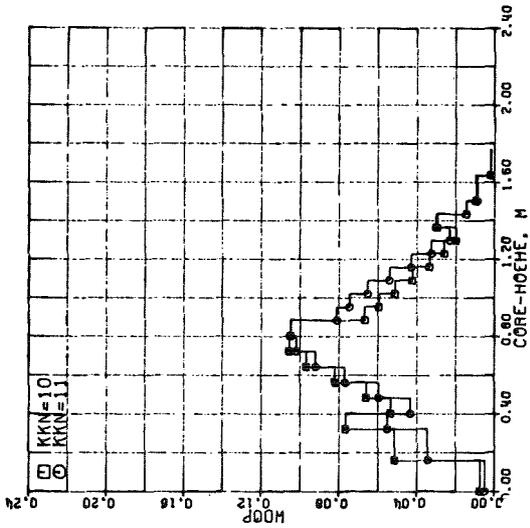
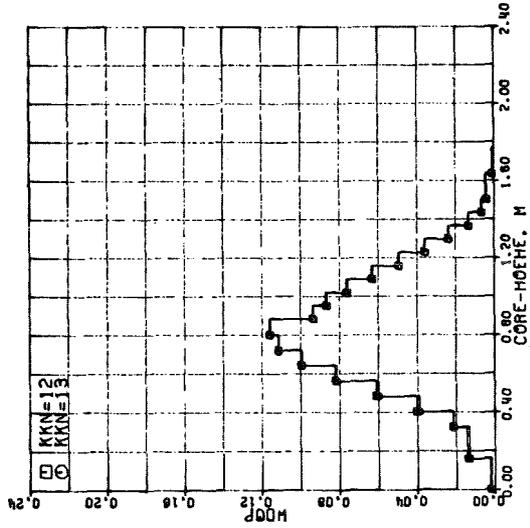
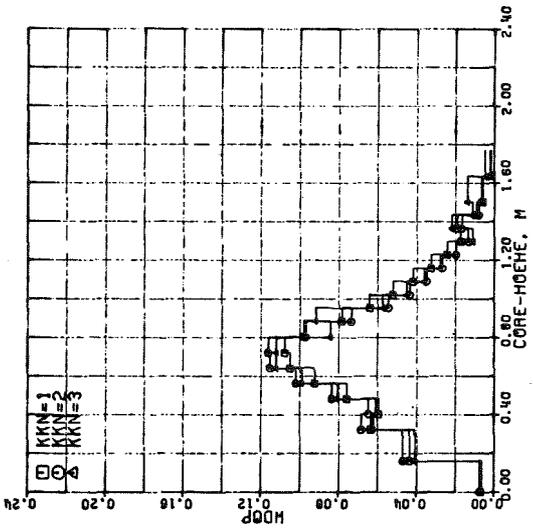
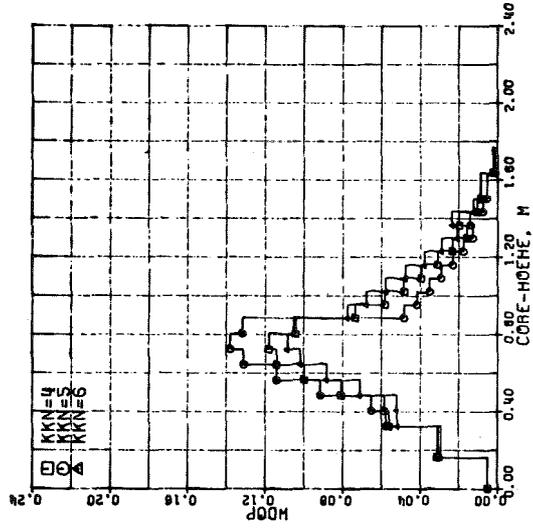
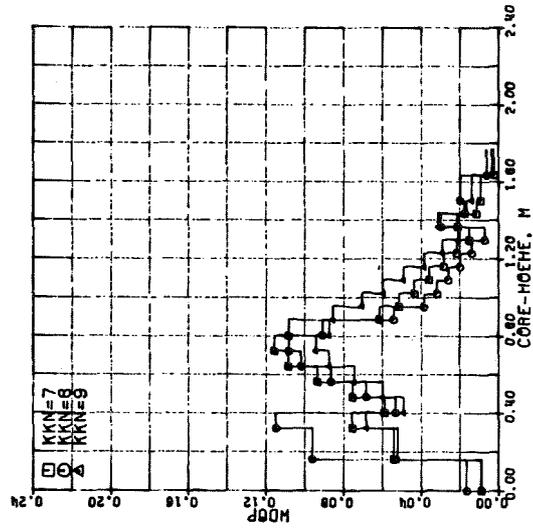


ABB.7.1-9 AXIALE WICHTUNGSFAKTOREN DES DOPPLERKOEFFIZIENTEN IM  
MASSEN ZUSTAND FÜR DIE MASCHEN DES FRISCHEN MARK JA-  
KERNS (KANALWEISE AUF 1 NORMIERT)

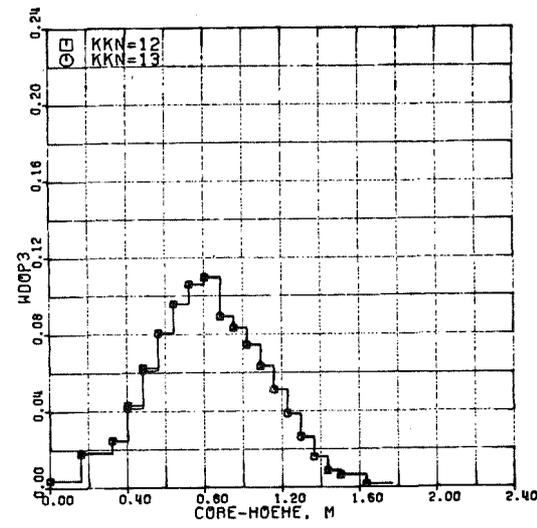
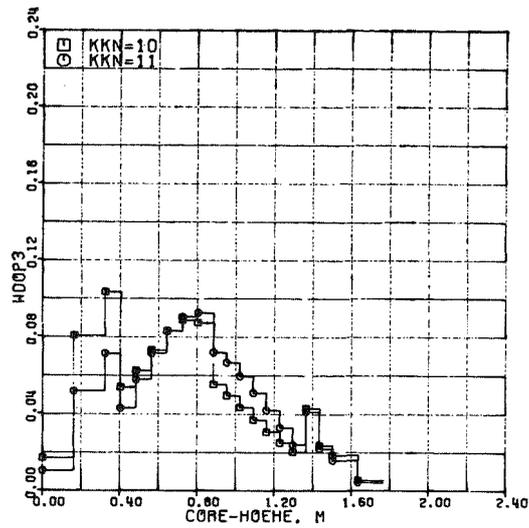
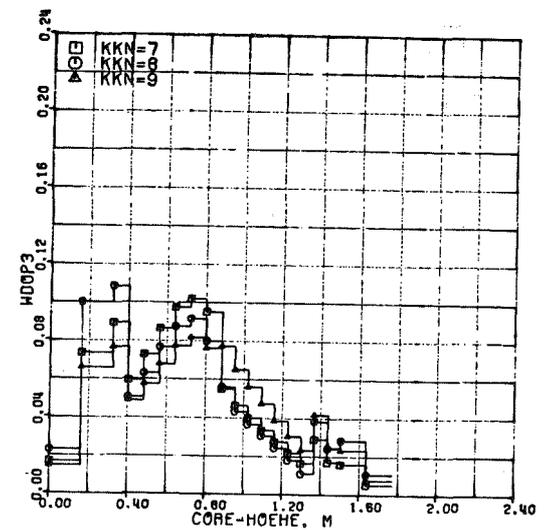
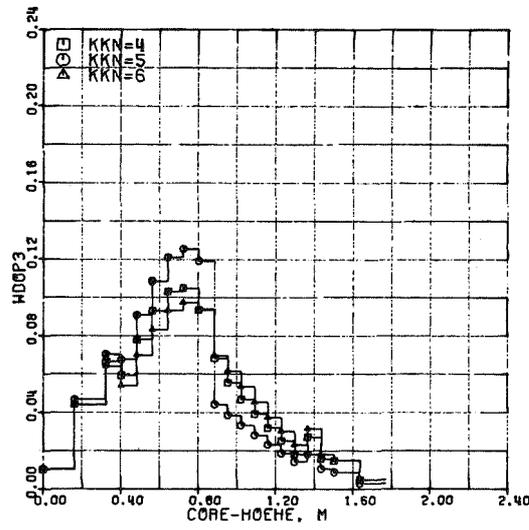
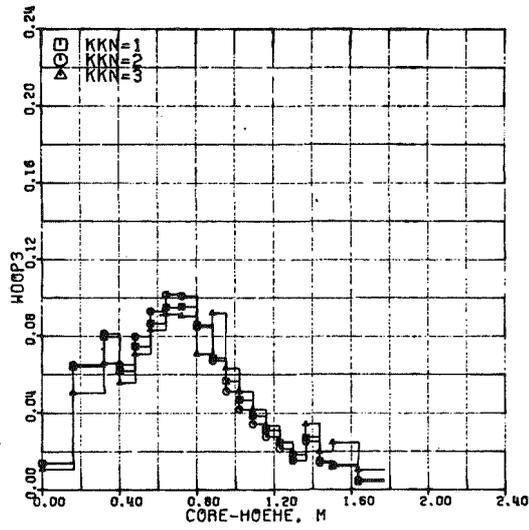


ABB.7.1-10 AXIALE WICHTUNGSFAKTOREN DER DOPPLERKOEFFIZIENTEN IM TROCKENEN ZUSTAND FÜR DIE MASCHEN DES FRISCHEN MARK 1A-KERNS (KANALWEISE AUF 1 NORMIERT)

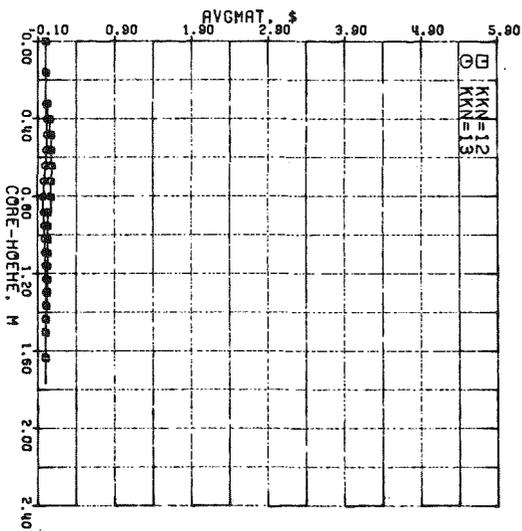
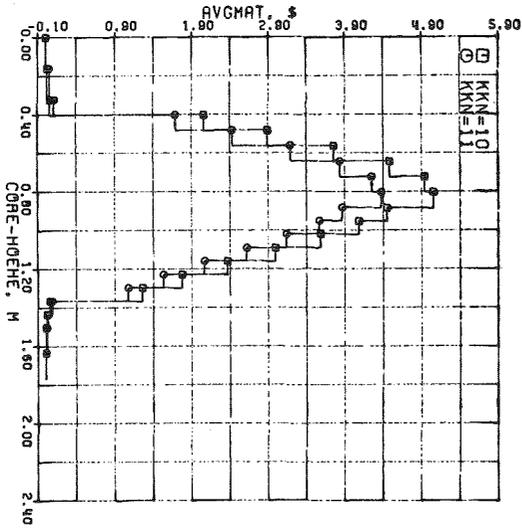
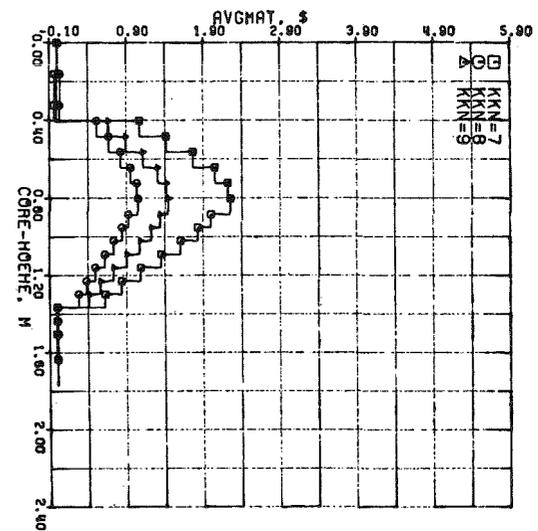
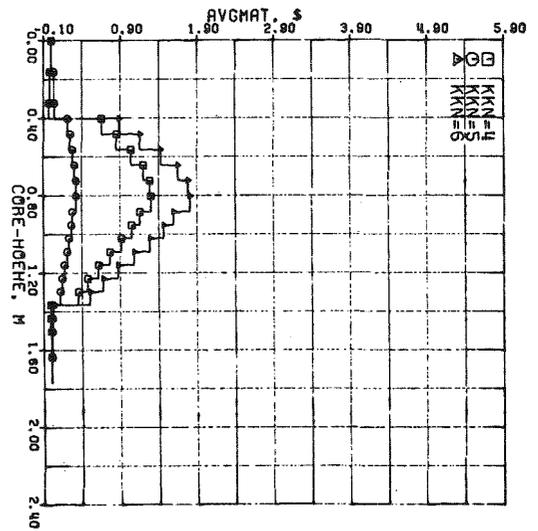
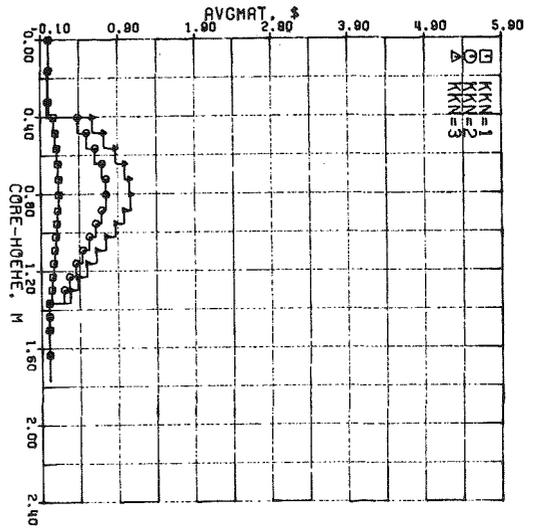


ABB. 7.1-11 REAKTIVITÄTSMERTE DES BRENNSTOFFS IN DEN MASCHEN DES ERISCHEN MARK JA-KERNS (KKN = KANALZAHL)

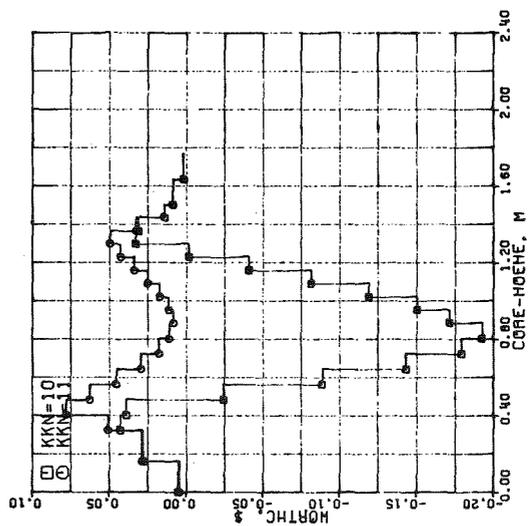
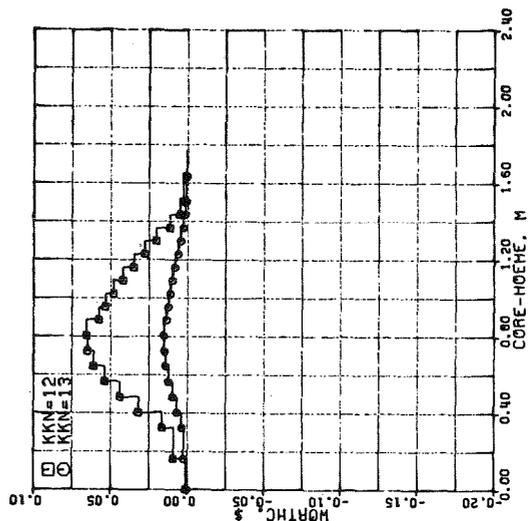
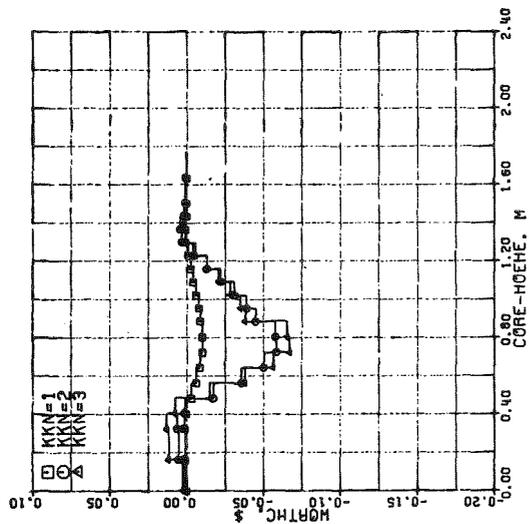
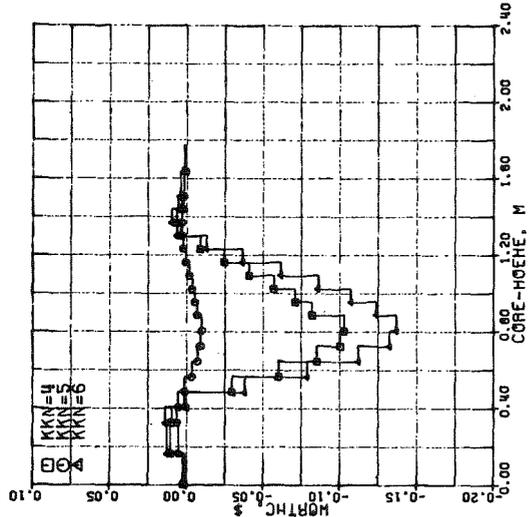
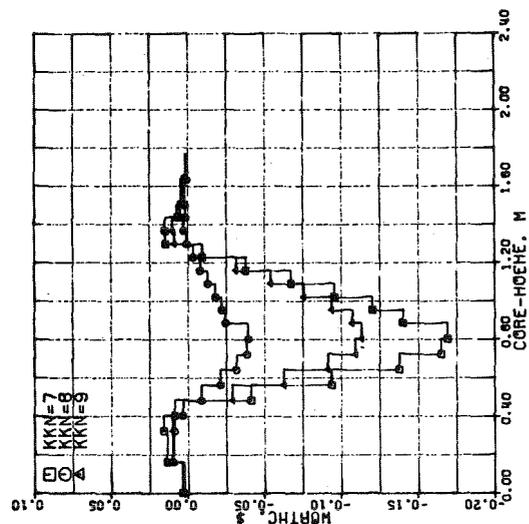
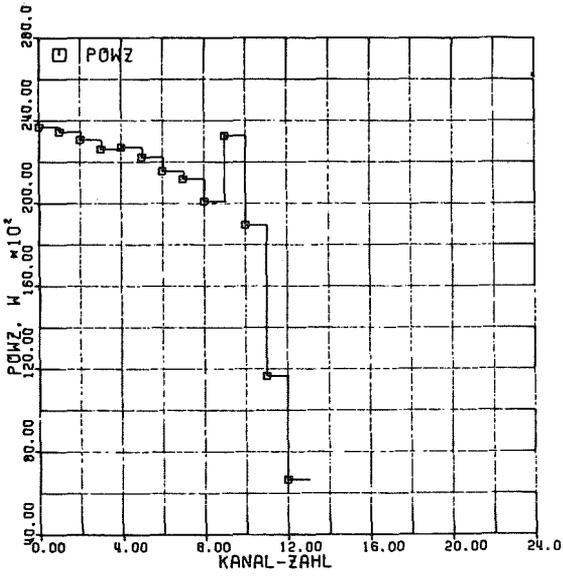
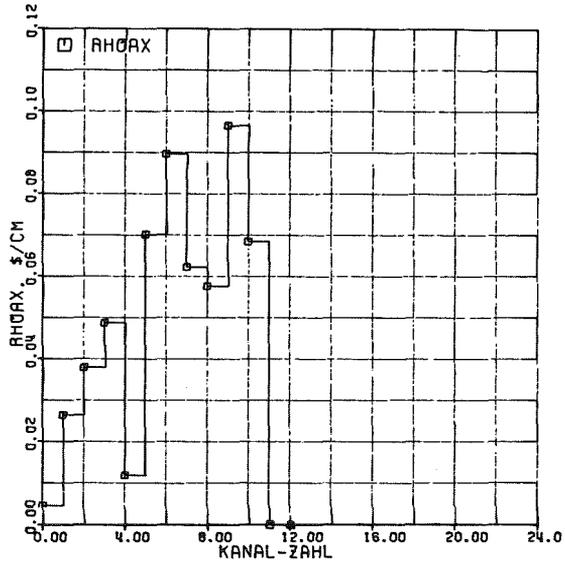


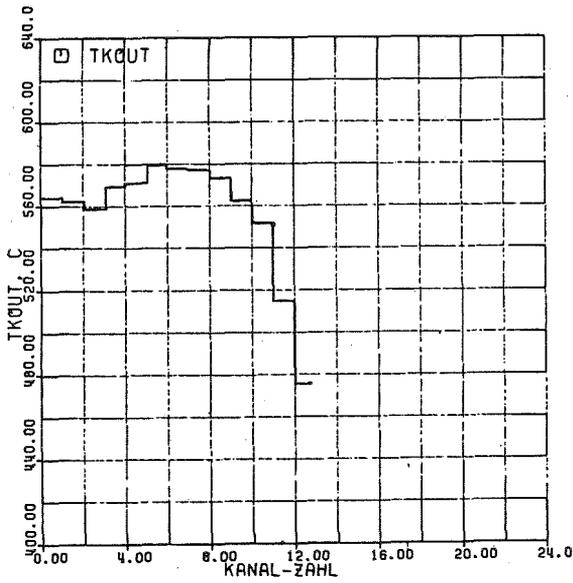
ABB.7.1-1-2 REAKTIVITÄTSMERTE DES HÜLLROHRS IN DEN MASCHEN DES FRISCHEN MARK JA-KERNS (KKN = KANALZAHL)



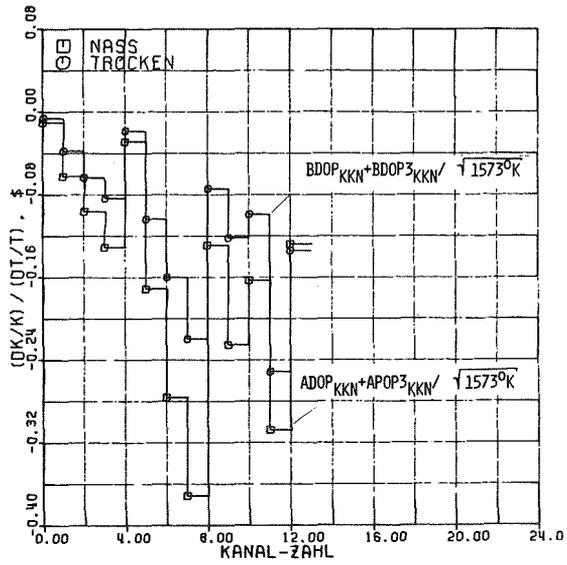
KANAL-LEISTUNG



CORE-EXPANSIONSRUECKWIRKUNG



KUEHLMITTEL- AUSTRIITSTEMPERATUREN



KANALWEISE-DOPPLERKOEFFIZIENTEN

ABB.7.1-13 STATIONARE STABLEISTUNG UND KUEHLMITTELAUSTRIITSTEMPERATUREN SOWIE AXIALE CORE-EXPANSIONSRUECKWIRKUNGEN UND DOPPLERKOEFFIZIENTEN DES ABGEBRANNTEN MARK 1A-KERNS

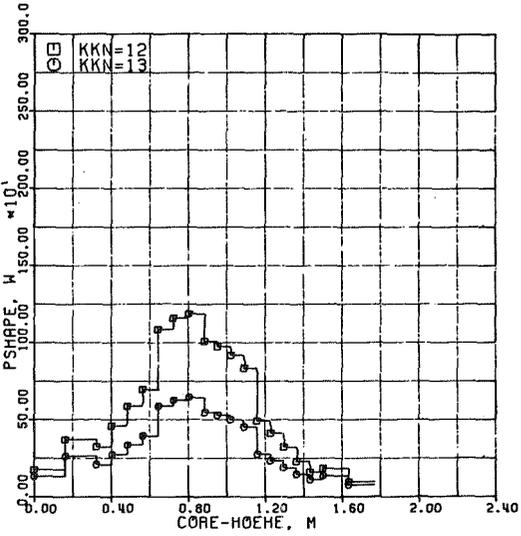
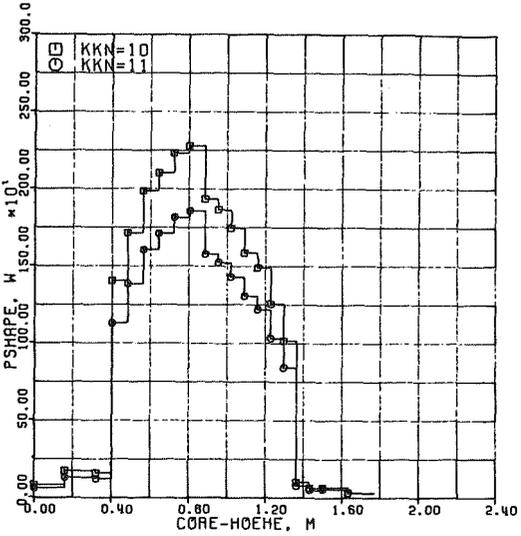
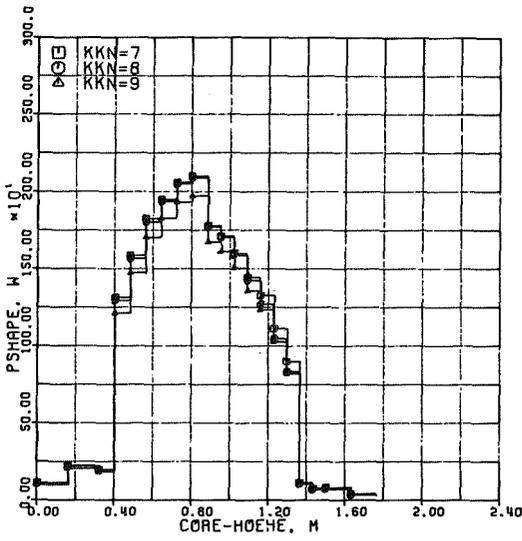
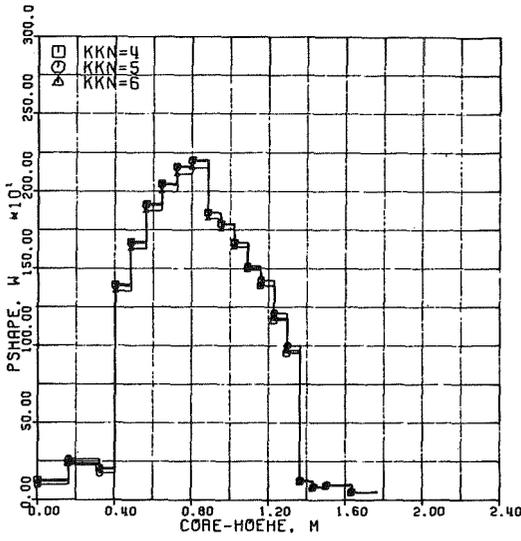
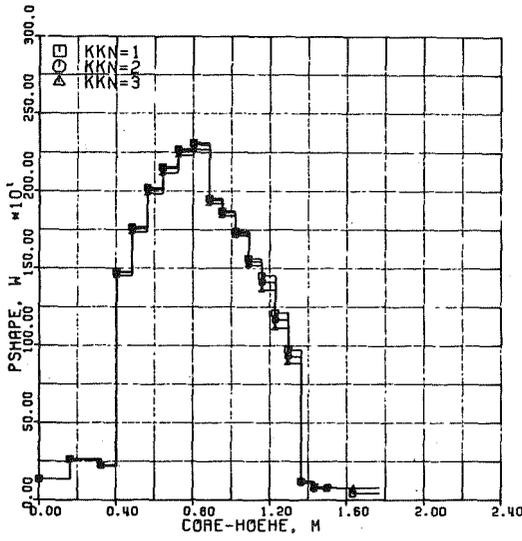


ABB.7.1-14 STATIONÄRE LEISTUNG IN DEN MASCHEN DES ABGEBRANNTEN MARK IA-KERNS (KKN = KANALZAHL)

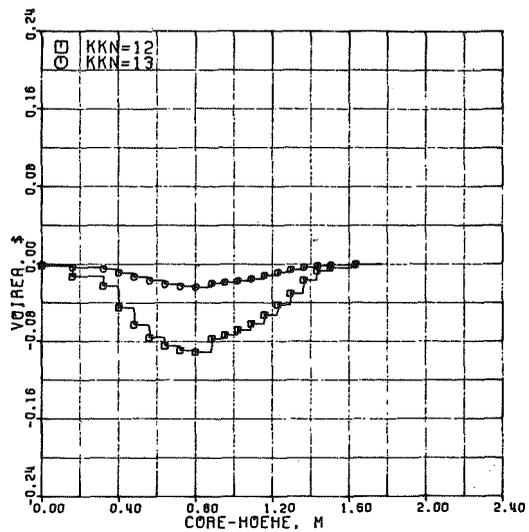
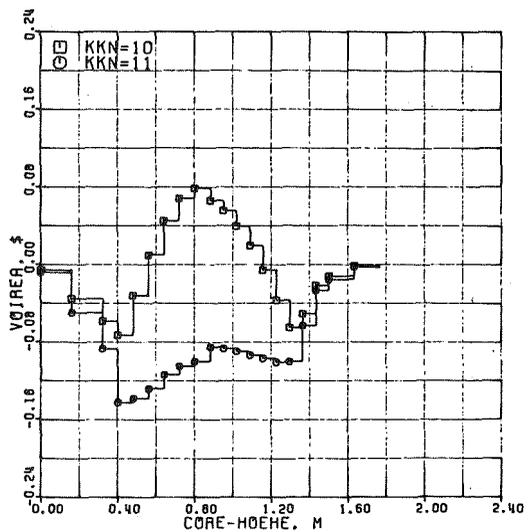
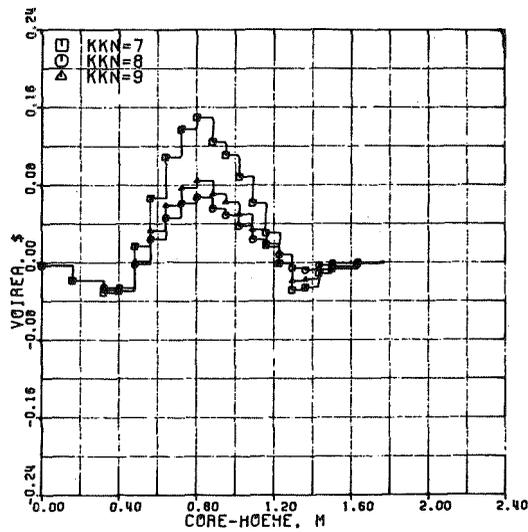
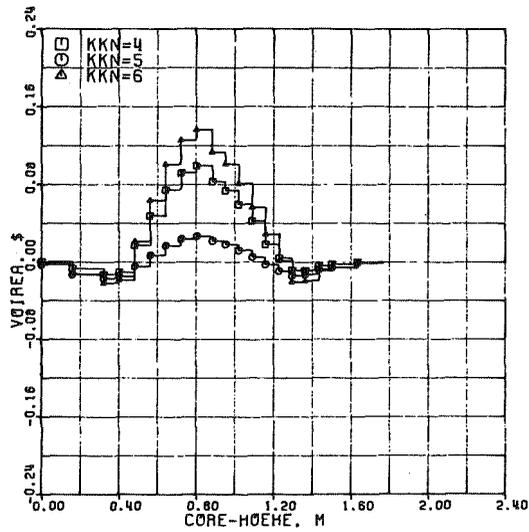
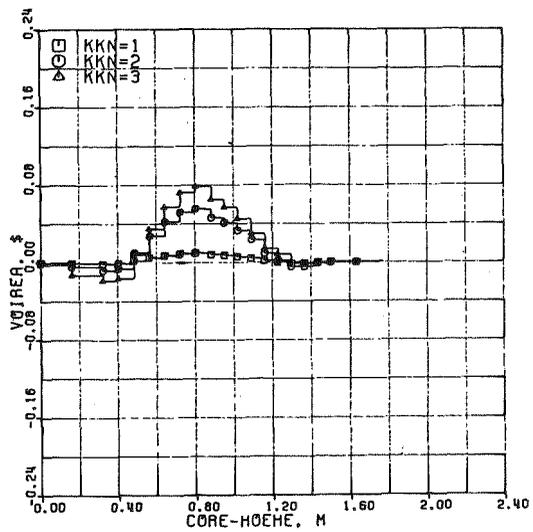


ABB.7.1-15 NATRIUM REAKTIVITÄTSWERTE DER MASCHEN DES ABGEBRANNTEN MARK 1A-KERNS (KKN = KANALZAHL)

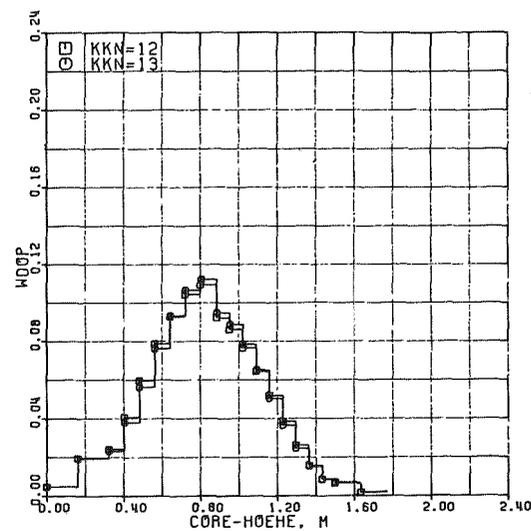
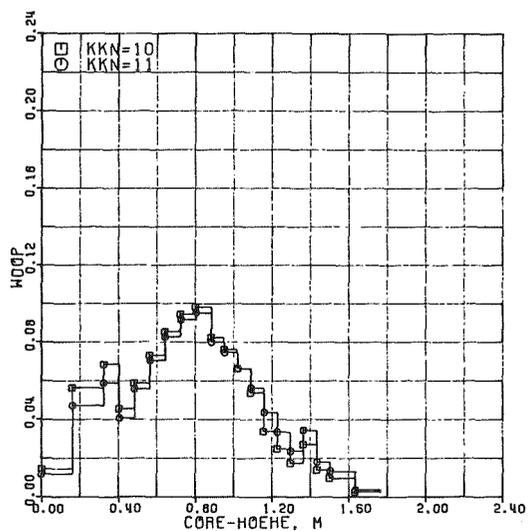
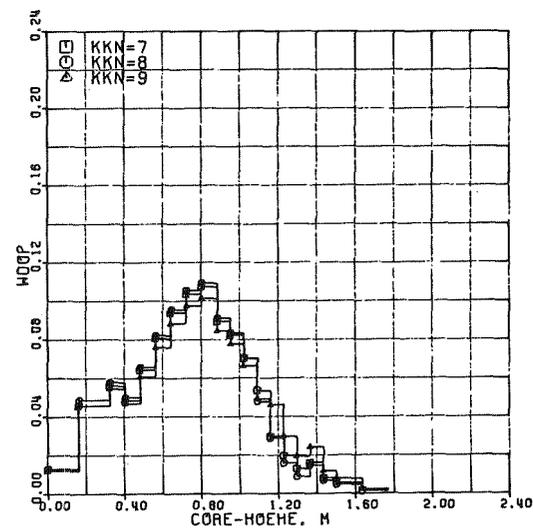
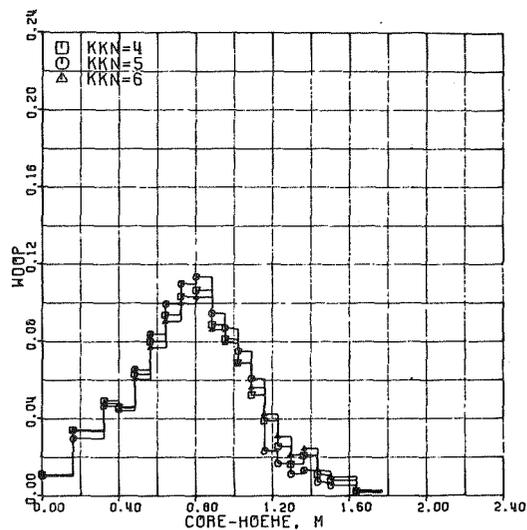
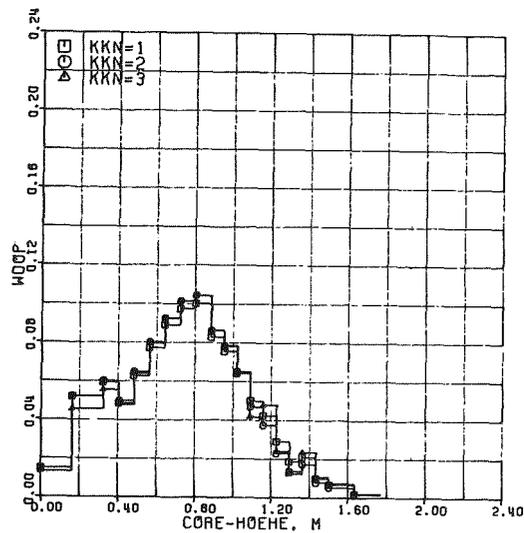


ABB.7.1-16 AXIALE WICHTUNGSFAKTOREN DES DOPPLERKOEFFIZIENTEN IM NASSEN ZUSTAND FÜR DIE MASCHEN DES ABGEBRANNTEN MARK 1A-KERNS (KANALWEISE AUF 1 NORMIERT)

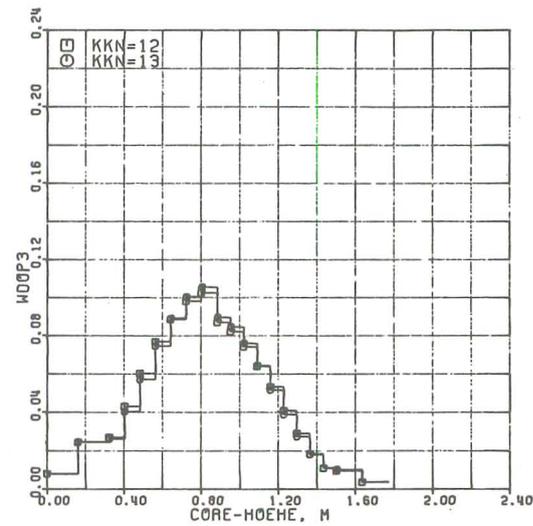
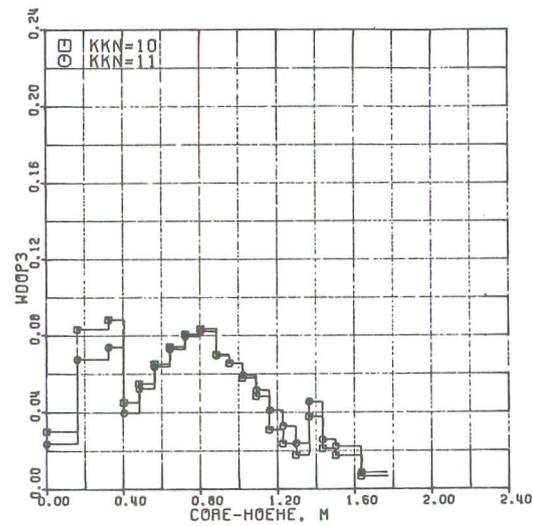
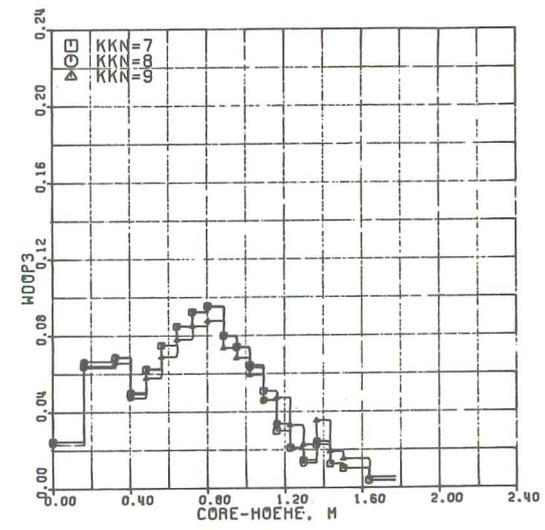
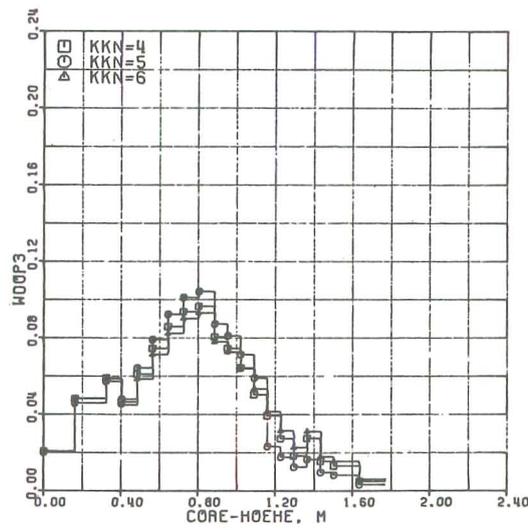
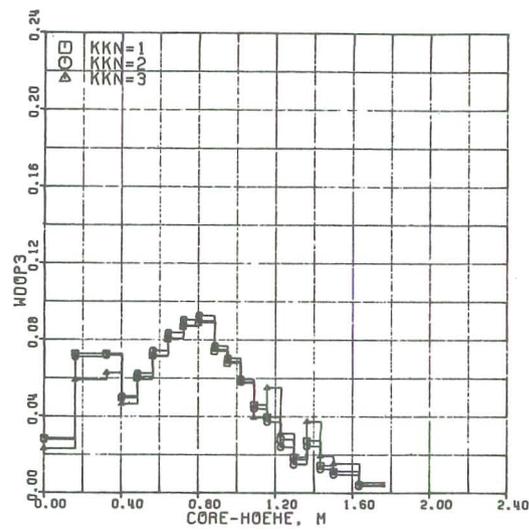


ABB.7.1-17 AXIALE WICHTUNGSFAKTOREN DER DOPPLERKOEFFIZIENTEN IM TROCKENEN ZUSTAND FÜR DIE MASCHEN DES ABGEBRANNTEN MARK 1A-KERNS (KANALWEISE AUF 1 NORMIERT)

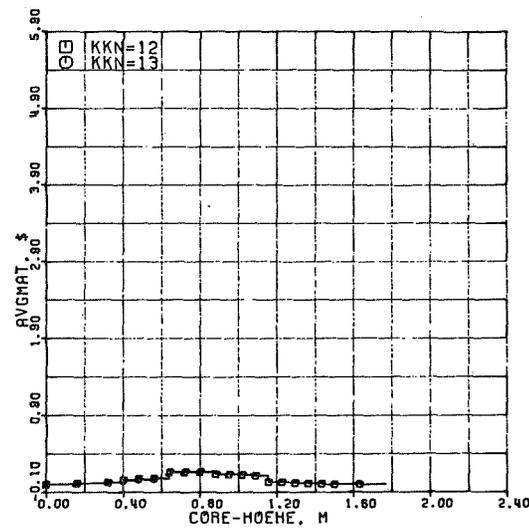
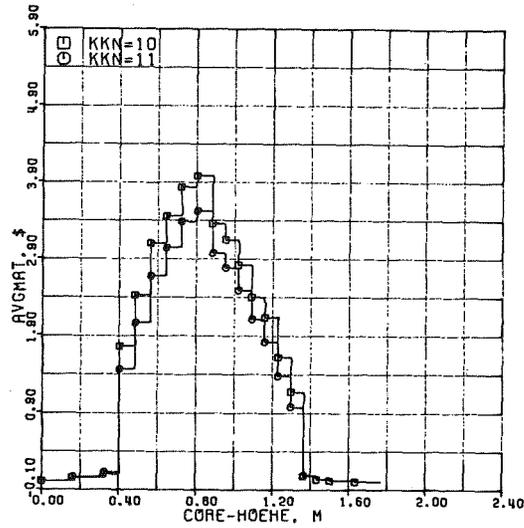
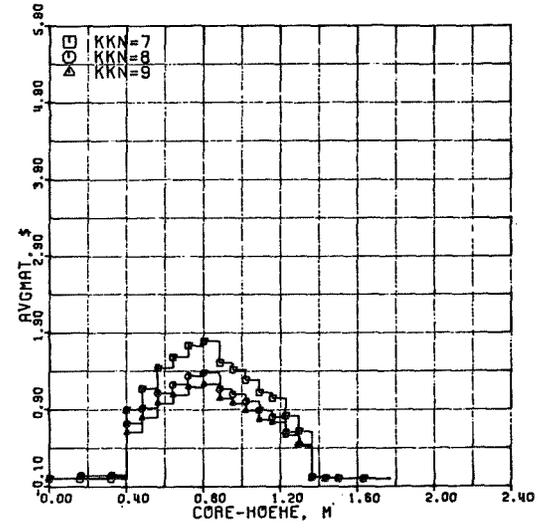
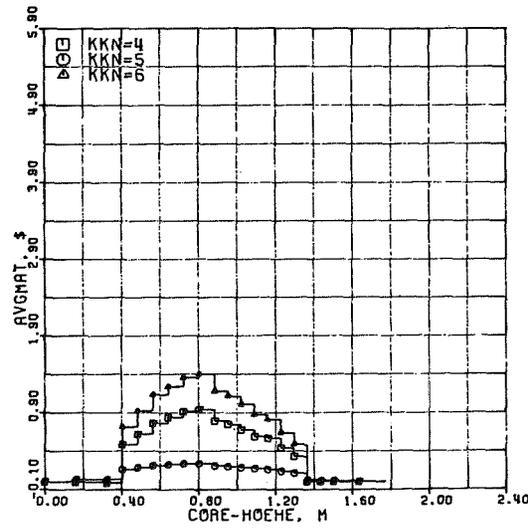
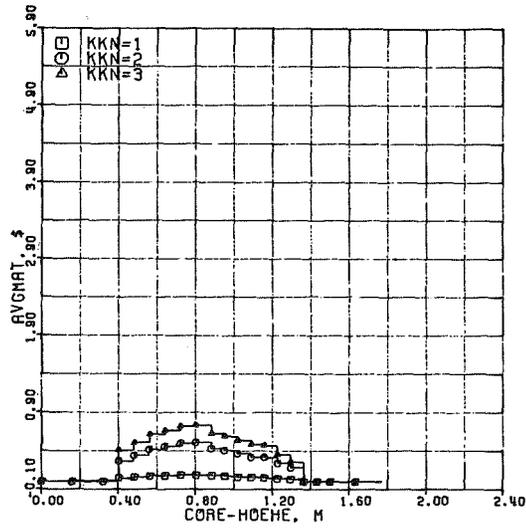


ABB.7.1-18 REAKTIVITÄTSWERTE DES BRENNSTOFFS IN DEN MASCHEN DES AB-  
GEBRANNTEN MARK 1A-KERNS (KKN = KANALZAHL)

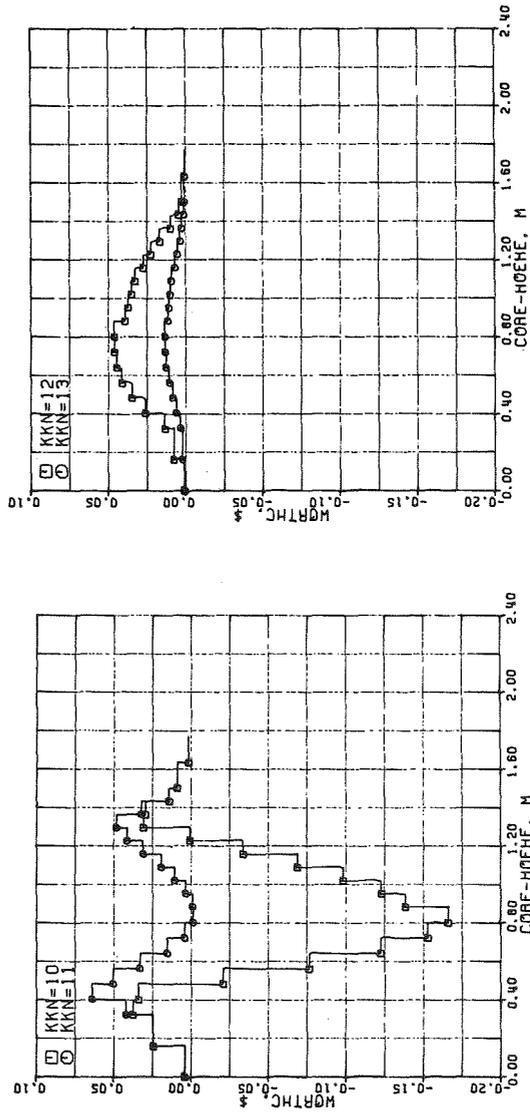
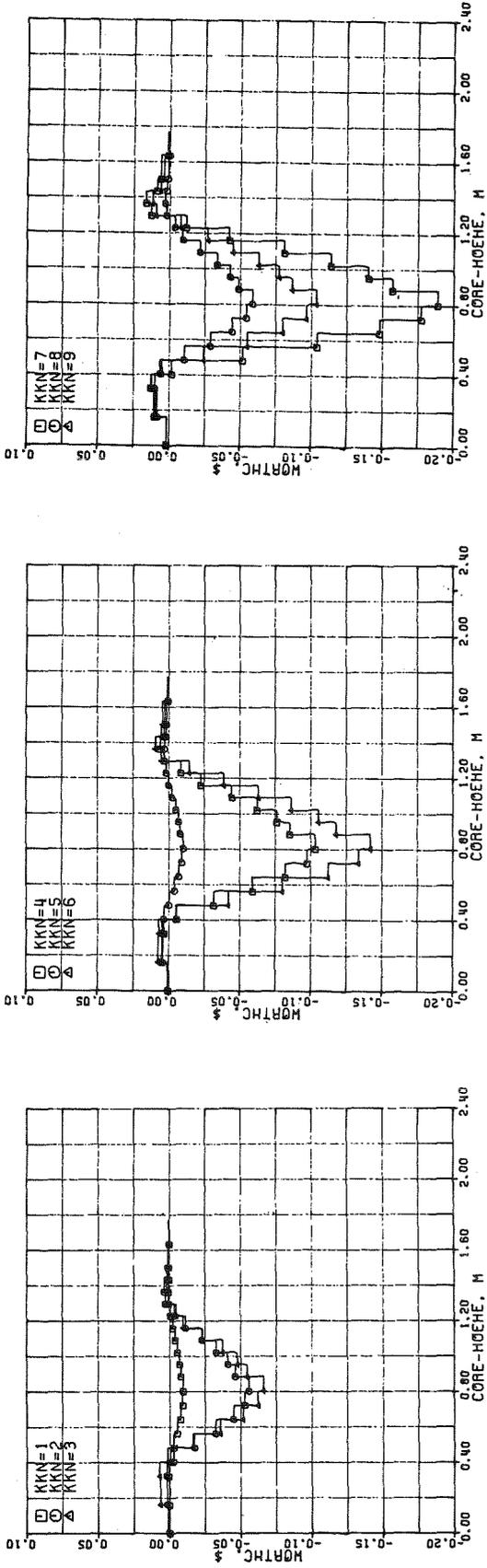
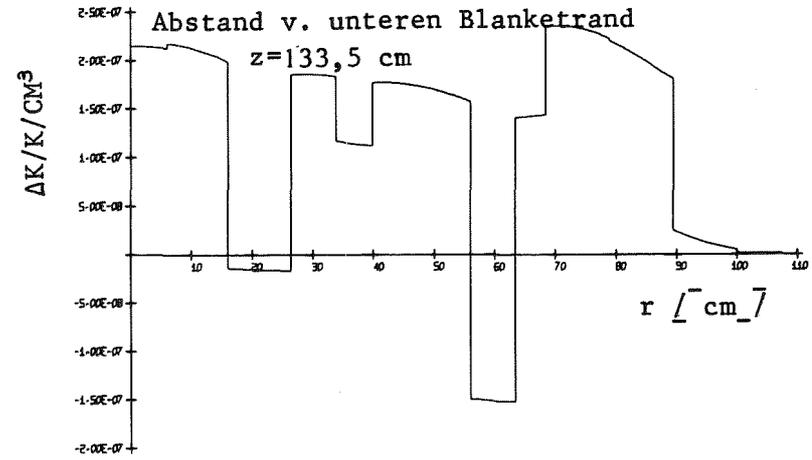
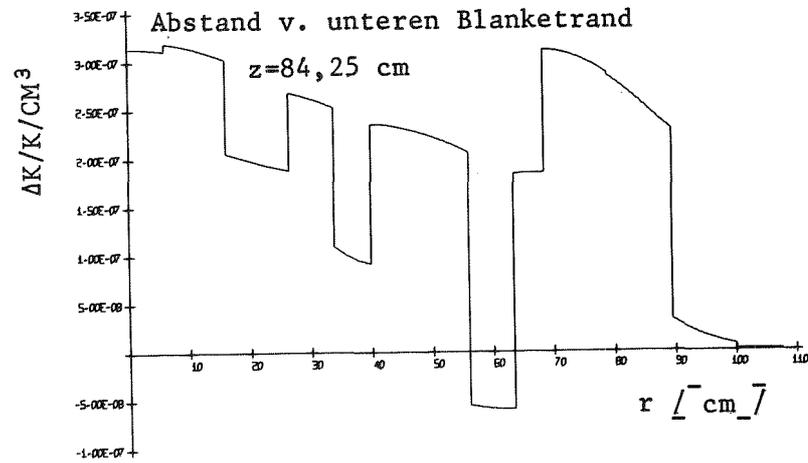
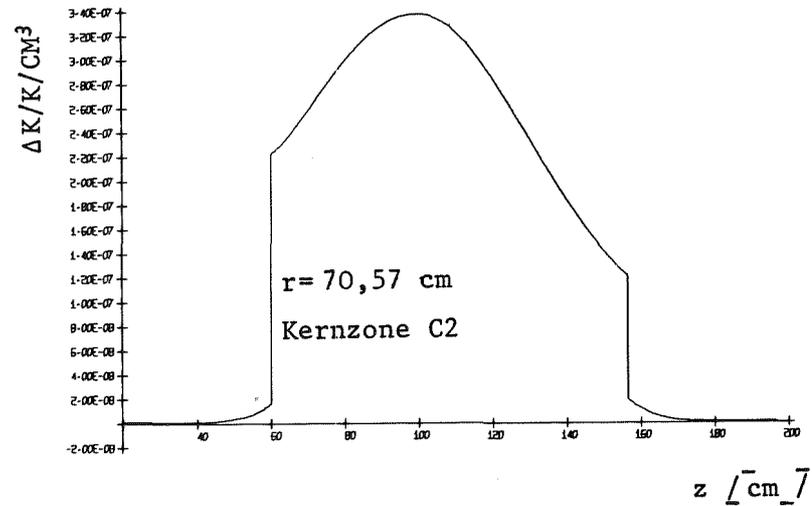
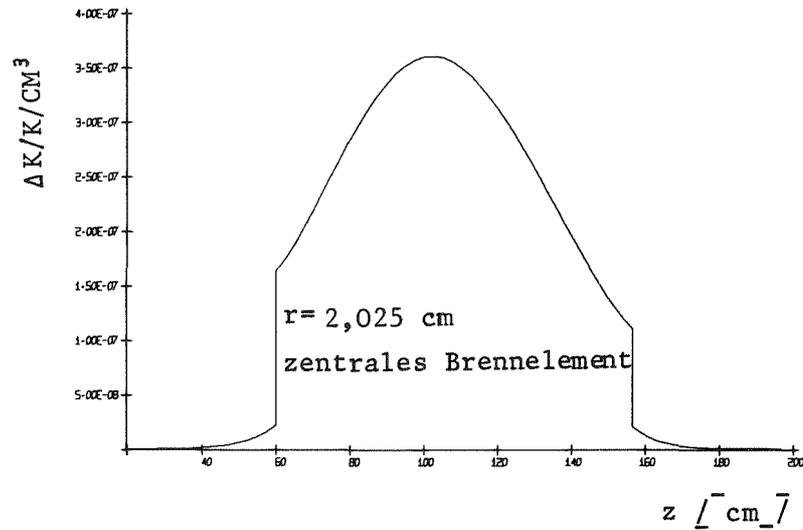


ABB.7.1-19 REAKTIVITÄTSMERTE DES HÜLLROHRS IN DEN MASCHEN DES AB-  
GEBRANNTEN MARK JA-KERNS (KKN = KANALZAHL)

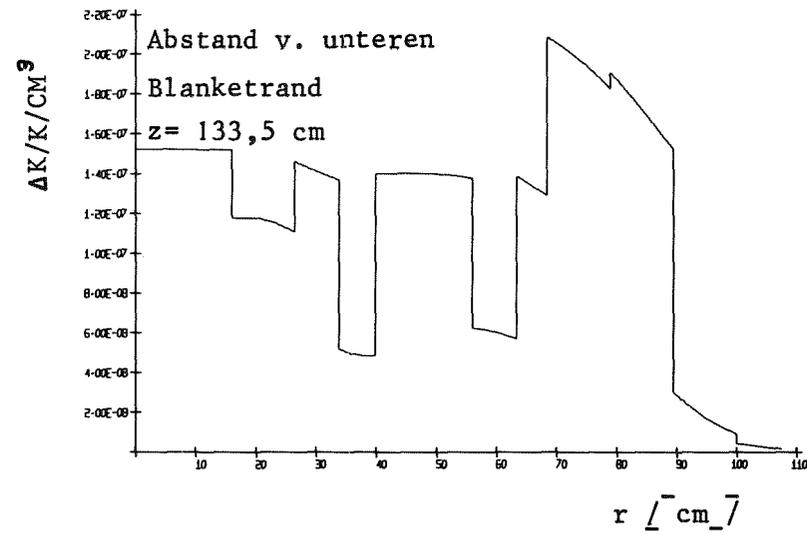
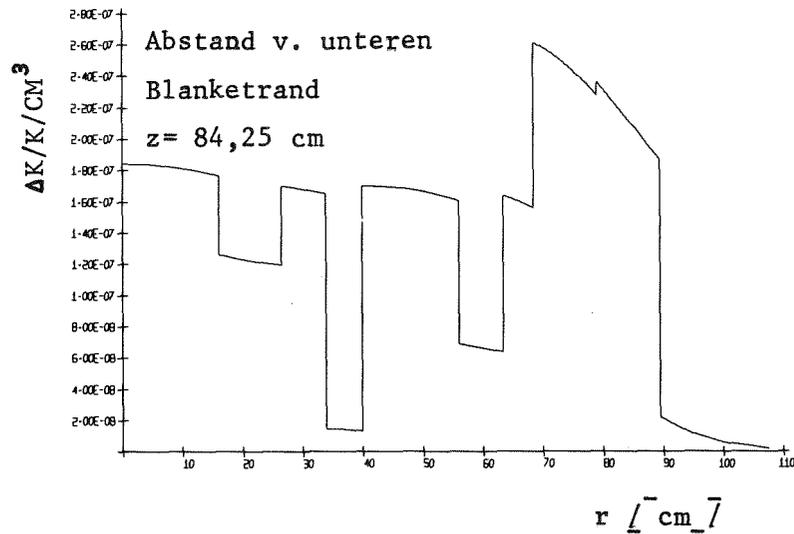


radiale Traversen

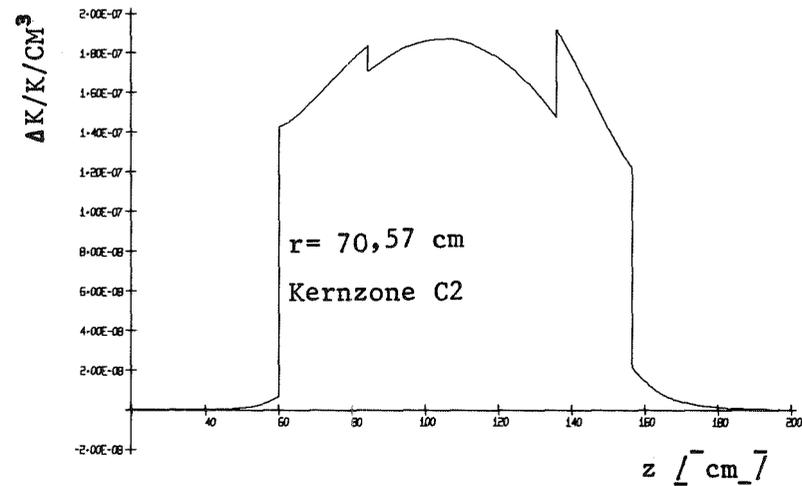
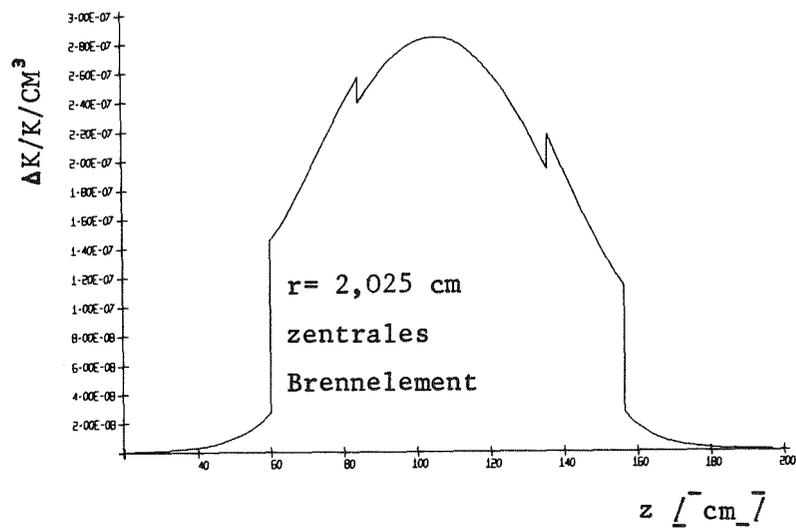


axiale Traversen

ABB.: 7.1.20 AXIALE UND RADIALE TRAVERSEN DURCH DIE TOTALE MATERIALVERTEILUNG  $\Delta K/K/CM^3$  FÜR DEN FRISCHEN KERN



radiale Traversen



axiale Traversen

ABB.: 7.1.21 AXIALE UND RADIALE TRAVERSEN DURCH DIE TOTALE MATERIALWERTVERTEILUNG  $\Delta K/K/CM^3$  FÜR DEN ABGEBRANNTEN KERN

direkt in den Beziehungen zur Bestimmung der Reaktivitätsrückwirkungen bei den CAPRI-2/KADIS Rechnungen verwendet. Ihre genaue Definition geht aus dem Abschnitt 7.5 hervor, in dem diese Beziehungen erläutert werden.

Die Berechnung der neutronenphysikalischen Daten wurde von der Firma Interatom durchgeführt. Die Leistungsverteilung wurde mit dem Code TREPAN unter Berücksichtigung der hexagonalen Geometrie der Brennelemente bestimmt und für die CAPRI-2/KADIS Eingabe normiert. Die Reaktivitätskoeffizienten für den frischen und abgebrannten Kern wurden aus zwei-dimensionalen Diffusionsrechnungen durch Störungstheorie oder direkte  $K_{\text{eff}}$  Rechnungen ermittelt [A2, A3]. Dabei wurden Zylindrisierungseffekte korrigiert, wozu x-y Rechnungen für ein quadratisches Gitter mit mittleren axialen Bucklings für die obere und untere Kern-Hälfte durchgeführt wurden.

## 7.2 Druckverlustbeziehungen

Als irreversible Druckverluste werden Reibungs-, Querschnittserweiterungs- (Borda-Carnot-) und Blendendruckverluste bei den CAPRI-2 Rechnungen berücksichtigt. Für die Reibungsdruckverluste gilt die Beziehung:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_{\text{reibg}} = \frac{G|G|}{2\rho} * \frac{f_{\text{reibg}}}{D_{\text{hydr}}} \quad (7.2-1)$$

mit

$G$  = Kühlmittelmassenstromdichte

$\rho$  = Kühlmitteldichte

$D_{\text{hydr}}$  = hydraulischer Durchmesser d. Kühlkanals

$f_{\text{reibg}}$  = Reibungskoeffizient

Der Reibungskoeffizient berechnet sich aus 2 Termen. Er berücksichtigt Druckverluste im Kanal und verteilt die Druckverluste um die Abstandshalter homogen über die Kanallänge.

Er wird aus folgender Beziehung bestimmt:

$$f_{\text{reibg}} = CH21 * Re^{CH22} + \psi * \frac{D_{HYDR}}{D_{ABST}}$$

mit

CH21 = 0.183 im Spaltgasplenum und Core/Blanket Bereich [A30]  
20.0 im oberen Mischraum

CH22 = - 0.2[A30]

$\psi$  = Druckverlustbeiwert der Wabengitterabstandshalter  
= 1.14[A30]

$D_{Abst}$  = Entfernung zwischen den Gitterabstandshaltern  
= 22.5 cm

Der Druckverlust der Querschnittserweiterung (Borda-Carnot Verlust) berechnet sich aus der Beziehung

$$\Delta P_{\text{Carnot}} = \frac{G_1 |G_1|}{2g} * \left(1 - \frac{AR_1}{AR_2}\right)^2$$

mit

$AR_1$  = Kühlkanalquerschnitt im Core-Bereich

$AR_2$  = Kühlkanalquerschnitt im oberen Mischraum

Der Borda-Carnot Druckverlust überlagert sich den Reibungsverlusten am Übergang zum oberen Kühlmittelmischraum. Der Blendendruckverlust im Brennelementfuß wird aus folgender Beziehung bestimmt:

$$\Delta P_{\text{Bl}} = \frac{\xi}{5} * \frac{G |G|}{2g}$$

mit

$\alpha_{ms}$  = Kanalabhängiger Blendenkoeffizient (Ergebnis der stationären Thermohydraulikanalyse)

Der Blendenkoeffizient wird für beide Strömungsrichtungen als gleich angenommen.

### 7.3 Verwendete Wärmeübergangskoeffizienten

#### 7.3.1 Brennstoff - Hülle

Es wird ein konstanter von der Spaltweite unabhängiger Wärmeübergangskoeffizient von 1.05 W/cm<sup>2</sup>Grd im frischen und abgebrannten Core verwendet.

#### 7.3.2 Struktur- (Hülle) Natrium

Der Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha_{NA}$  von Struktur (Hülle) zum flüssigen Natrium wird aus einer Nusselt-Beziehung wie folgt bestimmt: [A30]

$$\alpha_{Na} = \frac{\lambda_{Na}}{D_{hydr}} * (9.7 + 0.286 * Re^{0.498} * Pr^{0.498})$$

mit

$\lambda_{Na}$  = Wärmeleitfähigkeit d. Natriums

$D_{hydr}$  = hydraulischer Durchmesser d. Kühlkanals

Re = Reynoldszahl der Kühlmittelströmung

Pr = Prandtl Zahl d. Kühlmittels

Im Bereich von Natriumdampfblasen werden abhängig davon, ob die lokale Dampftemperatur größer oder kleiner ist als die Struktur- bzw. Hüllrohrtemperatur, unterschiedliche, d.h. Verdampfungs- bzw. Kondensationswärmeübergangskoeffizienten verwendet. Der Koeffizient hat im Blasenbereich die folgende Form

$$\alpha_{Na} = \begin{cases} \frac{\lambda_{Na}}{W_{film}} & \text{für Verdampfung} \\ 6,4 \frac{W}{cm^2 \cdot ^\circ C} & \text{für Kondensation} \end{cases}$$

Nach dem Austrocknen wird der Wärmeübergangskoeffizient vom Hüllrohr zur Dampfströmung Null gesetzt.

#### 7.4 Verwendete Stoff Funktionen

In der Einleitungsphase werden i.a. die Stoffwertfunktionen aus der MAPLIB-Bibliothek verwendet, die an das CAPRI-2 System angeschlossen und in einem Bericht ausführlich dokumentiert ist /A6/. Einige Funktionen wurden jedoch für diese Rechnungen verändert und sind daher nicht in dem MAPLIB-Bericht aufgeführt. Die verwendeten Stoffdaten werden daher noch einmal zusammen mit den Stoffdaten für die Disassemblyrechnung getrennt nach Mischoxid-, Struktur- und Kühlmittel-daten zusammengefaßt dargestellt.

##### 7.4.1 Stoffdaten des Uran-Plutonium Mischoxids

###### 7.4.1.1 Schmelztemperatur des Mischoxids /A7/

Die Schmelztemperatur des Uran-Plutonium Mischoxids wird linear aus den Schmelztemperaturen von Uran- und Plutoniumoxid entsprechend den Mischungsanteilen gebildet. Es gilt:

$$T_{Melt} [K] = (1 - CNPU) * 3113.15 + CNPU * 2563.15$$

CNPU = Plutoniumkonzentration [Atomanteilen]

Der Brennstoff in der Core-Zone 1 des SNR hat eine Plutonium-Konzentration von CNPU = 0.247. Daher ist

$$T_{Melt} = 2977.3 \text{ } ^\circ K$$

Dieser Wert wurde für den ganzen Brennstoff im Core verwendet. Die Abnahme des Schmelzpunktes durch die höhere Plutoniumkonzentration von 0.356 in der Core-Zone 2 wurde nicht berücksichtigt.

#### 7.4.1.2 Dichte des Uran-Plutoniummischoxids [A7]

In CAPRI-2 wird folgende Beziehung für die Dichte verwendet:

$$\rho_{UPUO} \left[ \frac{g}{cm^3} \right] = \begin{cases} \frac{(1-POR) \cdot \rho_{th}}{1 + 3\alpha \cdot (T_K - 298.15)} & T_K \leq T_{MELT} \\ 8.3843 & T_K > T_{MELT} \end{cases}$$

$\rho_{th}$  = theoretische Dichte des U-PuO bei 25°C

$$\rho_{th} = 11.46 \times CNPU + (1 - CNPU) \times 10.96 = 11.0835 \text{ g/cm}^3$$

CNPU = Plutoniumkonzentration (= 0.247)

POR = Porosität des Brennstoffes (= 13.5 %)

$T_K$  = Brennstofftemperatur [°K]

$\alpha$  = linearer Wärmedehnungskoeffizient [1/°K]

$$\alpha = 6.24 \times 10^{-6} + 3.9 \times 10^{-9} \times T_K \quad [A11]$$

In KADIS wird die ANL-Zustandsgleichung [A20] verwendet. Für Sättigungsbedingungen ergibt sich daraus die folgende Temperatur-Relation für die theoretische Dichte:

$$\rho_{UPUO} \left[ \frac{g}{cm^3} \right] = \begin{cases} 11.2892 - 5.1013 \times 10^{-4} \times T_K & T_K < T_M \\ 11.2892 - 5.1013 \times 10^{-4} \times T_K - 0.36223 \times (T_K - T_M) & T_M < T_K < T_M + 1 \\ 10.9277 + 1.7169 \times 10^{-4} \times T_M - 6.8182 \times 10^{-4} \times T_K & T_K > T_M + 1 \end{cases}$$

$T_K$  = Brennstofftemperatur [°K]

$T_M$  = Brennstoffschmelztemperatur in [K]

Die in KADIS verwendeten Dichten für den flüssigen Brennstoff sind i.a. wesentlich höher als der Wert  $8.384 \text{ g/cm}^3$ , der von CAPRI-2 verwendet wird. Die Verwendung der ANL Dichte Werte ist jedoch konservativ, da sich einphasiger Druckaufbau wegen der dadurch erhöhten Wärmekapazität in der Disassembly-Phase erst verzögert einstellt.

#### 7.4.1.3 Wärmeleitfähigkeit des Mischoxids /A9/

Unterhalb des Schmelzpunktes wird die von Schmidt für das Mischoxid angegebene Beziehung aus /A9/ verwendet:

$$W_{LUPUD} \left[ \frac{W}{m \cdot ^\circ C} \right] = \frac{1 - (0.35 \cdot 10^{-7} - 0.3 \cdot 10^{-6} \cdot X) \cdot T_c^2 + (0.284 \cdot 10^{-13} - 0.131 \cdot 10^{-12} \cdot X) \cdot T_c^4}{10.8 + 360 \cdot X + 0.0235 \cdot T} \cdot \left( \frac{1-P}{0.95} \right)^{3/2} \cdot 100$$

Hierin bedeuten:

$T_c$  = Brennstofftemperatur / $^\circ C$ /

S = Stöchiometrie des Brennstoffes (S=1.975)

X = 2-S = 0.025

P = Porosität des Brennstoffes

$$T = \begin{cases} T_c & (0 < T_c < 1930 - 5000 \cdot X) \\ 1930 - 5000 \cdot X & (T_c > 1930 - 5000 \cdot X) \end{cases}$$

Oberhalb der Schmelztemperatur wird der Wert am Schmelzpunkt verwendet.

$$W_{LUPUD} = 2.9917 \frac{W}{m \text{ grad}} \quad \text{für } T_c > T_{\text{melt}}$$

#### 7.4.1.4 Spez. Wärme des Mischoxids /A10/

Unterhalb des Schmelzpunktes wird die Beziehung von R.C. Gibby verwendet:

$$C_{PUPUD} \left[ \frac{J}{kg \cdot K} \right] = (12.54 + 0.0170 \cdot T_K - 0.117 \cdot 10^{-4} \cdot T_K^2 + 0.307 \cdot 10^{-8} \cdot T_K^3) \cdot 15.4894$$

mit

$T_K$  = Brennstofftemperatur [ K ]

Im Schmelzbereich wird nach Angabe von Simpson et.al. [A16/

$$C_{P_{UPUO}} = 548 \text{ J/(kg}^\circ\text{K)}$$

gesetzt.

#### 7.4.1.5 Schmelzwärme des Mischoxids /A7/

Die Schmelzwärme des U-Pu Mischoxids beträgt

$$F_{H_{UPUO}} = 2.8 \cdot 10^5 \text{ J/kg}$$

#### 7.4.1.6 Brennstoffdampfdruck

Für die Brennstoff-Dampfdrücke werden die von Menzies /A21/ vorgeschlagenen Werte in der folgenden Druck-Temperatur-Relation verwendet:

$$p \text{ [N/m}^2\text{]} = 10^{-1} \cdot \exp(69.979 - 76800/T_K - 4.34 \cdot \ln T_K)$$

$T_K$  = Brennstofftemperatur /°K/

Die Abhängigkeit der einphasigen Brennstoffdrücke von Dichte und innerer Energie wird mit Hilfe der ANL-Zustandsgleichung berechnet. Wegen der Komplexheit dieser Zustandsgleichungen muß auf die ausführliche Darstellung /A20/ verwiesen werden.

#### 7.4.1.7 Brennstoffstoffdaten des BNR-Modells

Die BNR-Routinen benutzen konstante Stoffwerte für den Mischoxid Brennstoff. Sie werden aus den oben angegebenen Beziehungen am Liquiduspunkt bestimmt. Es ergeben sich die folgenden Zahlenwerte:

- 1) Brennstoffdichte = 8.384 g/cm<sup>3</sup>
- 2) Wärmeleitfähigkeit = 2.9917 W/m grad
- 3) spez. Wärme = 548 J/Kg grad

### 7.4.2 Stofffunktionen für Stahl /A12/

Hüllrohre und Strukturmaterial des SNR-Brennelements sind aus X8 Cr Ni Mo Nb 1616 Werkstoffnr. 1.4981 gefertigt. Die Stoffdaten für diesen Stahl wurden dem PSB-Bericht Nr. 1001, Ausgabe 1968, entnommen und in die MAPLIB eingebracht. Folgende Stoffdatenfunktionen werden von CAPRI-2 verwendet.

#### 7.4.2.1 Schmelztemperatur des Stahls /A12/

Der Schmelzpunkt des Stahls liegt bei:

$$T_{4981} = 1673.2 \text{ } ^\circ\text{K}$$

Die Schmelzwärme des Stahls wurde bei den Rechnungen nicht berücksichtigt. Alle folgenden Funktionen gelten nur bis zu dieser Schmelztemperatur. Für Temperaturen oberhalb der Schmelztemperatur werden die Funktionswerte am Schmelzpunkt verwendet.

#### 7.4.2.2 Stahldichte /A12/

Die Stahldichte beträgt

$$\rho_{4981} \left[ \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \right] = \begin{cases} (8005.82 - 0.335617 \cdot T_K - 0.751567 \cdot 10^{-4} \cdot T_K^2) \cdot 10^{-3} & T_K \leq 1673.2^\circ\text{K} \\ 7.23385 & T_K > 1673.2^\circ\text{K} \end{cases}$$

$$T_K = \text{Stahltemperatur } /^\circ\text{K/}$$

#### 7.4.2.3 Wärmeleitfähigkeit des Stahls /A12/

Die Wärmeleitfähigkeit von 1.4981 beträgt

$$W_{L,4981} \left[ \frac{\text{W}}{\text{m} \cdot ^\circ\text{K}} \right] = \begin{cases} 8.94638 + 0.0188261 \cdot T_K - 0.437941 \cdot 10^{-5} \cdot T_K^2 & \\ 27.182 & T_K > 1673.2^\circ\text{K} \end{cases}$$

mit

$$T_K = \text{Stahltemperatur } /^\circ\text{K/}$$

#### 7.4.2.4 Spezifische Wärme des Stahls /A12/

Es wurde der konstante Wert

$$C_{P4981} = 598.68 \text{ [J/(Kg } ^\circ\text{K)]}$$

verwendet.

#### 7.4.3 Stoffwerte des Natriums /A13/

Die Stoffdaten für Natrium wurden dem KFK-Bericht 924 von A. PEE entnommen. Im einzelnen wurden folgende Funktionen verwendet.

##### 7.4.3.1 Natriumdichte /A13/

Für flüssiges Natrium gilt:

$$\rho_{\text{NAL}} \left[ \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \right] = (954.1579 - 0.1273534 * T_F - 0.46005 * 10^{-5} * T_F^2 + 0.9667 * 10^{-9} * T_F^3) * 10^3$$

mit

$$T_F = 1.8 * [T_K - 273.15] + 32$$

$$T_K = \text{Natriumtemperatur [} ^\circ\text{K]}$$

Die Dichte des gesättigten Na-Dampfes wird aus seinem spezifischen Volumen berechnet. Dieses wird als Funktion von Temperatur und Druck aus der realen Gasgleichung

$$\frac{p * v}{R * T_k} = 1 + \frac{B}{v} + \frac{C}{v^2} + \frac{D}{v^3}$$

durch ein iteratives Verfahren bestimmt. Die Virialkoeffizienten dieser Gleichung wurden von Stone et al. [A14] wie folgt angegeben:

$$B = -T_R * \exp [(-4.3519 + 6755.3/T_R) * 2.3025851]$$

$$C = \exp [(-0.6137 + 10839./T_R) * 2.3025851]$$

$$D = -\exp [(-0.0905 + 13539./T_R) * 2.3025851]$$

mit

$$T_R = 1.8 \times T_K$$

$$T_K = \text{Natriumtemperatur } /^{\circ}\text{K}/$$

#### 7.4.3.2 Die Wärmeleitfähigkeit des Natriums /A13/

Für die Wärmeleitfähigkeit des flüssigen Natriums gilt:

$$W_{L\text{NAL}} \left[ \frac{\text{W}}{\text{m} \cdot ^{\circ}\text{K}} \right] = 93.989219 - 0.032503177 \cdot T_F + 3.619656 \cdot 10^{-6} \cdot T_F^2$$

Hierin ist:

$$T_F = 1.8 \times (T_K - 273.15) + 32$$

$$T_K = \text{die Natriumtemperatur in } ^{\circ}\text{K}$$

Die Wärmeleitfähigkeit des Dampfes wird nicht berücksichtigt.

#### 7.4.3.3 Spezifische Wärme des Natriums /A13/

In den Routinen, in denen die physikalischen Zustände für einphasiges Natrium berechnet werden, wird die spezifische Wärme des flüssigen Natriums nur als Funktion der Natrium-Temperatur ermittelt. Hier gilt folgende Beziehung:

$$c_{p\text{NAL}} \left[ \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot ^{\circ}\text{K}} \right] = 1630.1389 - 0.4630559 \cdot T_R + 0.1428444 \cdot 10^{-3} \cdot T_R^2$$

$$T_R = 1.8 \cdot T_K$$

$$T_K = \text{Natriumtemperatur } /^{\circ}\text{K}/$$

Im zweiphasigen Teil ist die spez. Wärme des flüssigen Natriums eine Funktion des Druckes und der Temperatur. Nach Golden /A15/ ist

$$c_{p\text{NAL}} \left[ \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot ^{\circ}\text{K}} \right] = [i_{\text{NAL}}(T_K, p) - i_{\text{NAL}}(T_K - 1^{\circ}\text{K}, p)] / 1^{\circ}\text{K}$$

Die Enthalpie  $i_{NAL}(T_K, p)$  berechnet sich wie folgt:

$$L_{NAL}(T_K, p) = L_{NALS} + 1./RHO \cdot (1. + T_F \cdot DLP/RHO) \cdot (P - P_{Sat}(T_K)) \cdot 6.246842 \cdot 10^{-2}$$

$$DLP = -7.9504 \cdot 10^{-3} - .5744 \cdot 10^{-6} \cdot T_F + .18105 \cdot 10^{-9} \cdot T_F^2$$

$$RHO = \rho_{NAL} [kg/m^3] / 16.0185$$

$$L_{NALS} = -67500.5 + 905.63275 \cdot T_R - 0.12862675 \cdot T_R^2 + 0.2645267 \cdot 10^{-4} \cdot T_R^3$$

Hierin sind:

$$T_F = 1.8 \times (T_K - 273.15) + 32$$

$$T_R = 1.8 \times T_K$$

$$T_K = \text{Natriumtemperatur } [^{\circ}K/$$

$$p = \text{Druck } [N/m^2]$$

$$P_{Sat} = \text{Natriumsattdampfdruck } [N/m^2]$$

#### 7.4.3.4 Verdampfungsenthalpie des Natriums

Die Verdampfungswärme des Natriums wird als mittlerer Wert der Verdampfungswärmen für die drei wichtigsten Molekülformen (monomer, dimer und tetramer) bestimmt. Nach Golden /A15/ gilt:

$$\Delta H_v \left[ \frac{J}{kg} \right] = \frac{N_1 \cdot \Delta H_{f1}^{\circ} + N_2 \cdot \Delta H_{f2}^{\circ} + N_4 \cdot \Delta H_{f4}^{\circ}}{M}$$

Darin sind  $\Delta H_{f1}^{\circ}$  die Verdampfungsenthalpie des monomeren  
 $\Delta H_{f2}^{\circ}$  des dimeren  
 $\Delta H_{f4}^{\circ}$  des tetrameren Natriums

Sie werden berechnet nach folgenden Gleichungen

$$\Delta H_{f1} \left[ \frac{J}{kmol} \right] = (25980.7 - 2.21312 \cdot T_R + 7.06278 \cdot 10^{-4} \cdot T_R^2 - 1.4526 \cdot 10^{-7} \cdot T_R^3) \cdot 4186.8$$

mit

$$T_R = 1.8 T_K$$

$T_K$  = Natriumtemperatur [ $^{\circ}\text{K}$ ]

$$\Delta H_{f2}^{\circ} \left[ \frac{\text{J}}{\text{kmol}} \right] = 2 \Delta H_{f1}^{\circ} - 18304 \cdot 4186.8$$

$$\Delta H_{f4}^{\circ} \left[ \frac{\text{J}}{\text{kmol}} \right] = 4 \Delta H_{f1}^{\circ} - 41478 \cdot 4186.8$$

Die Anteile der verschiedenen Polymere werden nach dem Massenwirkungsgesetz druck- und temperaturabhängig aus folgenden Gleichungen berechnet:

$$p^3 = \exp(-24.59115 + 37589.7/T_R) \cdot N_1^4$$

$$+ p = \exp(-9.95845 + 16588.3/T_R) \cdot N_1^2 + N_1 - 1 = 0$$

$$N_2 = p \cdot \exp(-9.95845 + 16588.3/T_R) \cdot N_1^2$$

$$N_4 = 1 - N_1 - N_2$$

Hierin ist

$$T_R = 1.8 \times T_K$$

$T_K$  = Natriumtemperatur [ $^{\circ}\text{K}$ ]

$$p = 0.986923 \times 10^{-5} \cdot p_{\text{Sat}}$$

$$p_{\text{Sat}} = \text{Satttdampfdruck} \quad [\text{N/m}^2] \quad (\text{siehe 7.4.3.5})$$

Das mittlere Molekulargewicht berechnet sich dann zu

$$\bar{M} = M_1 \cdot (N_1 + 2N_2 + 4N_4)$$

Hierin ist  $M_1$  das Molekulargewicht des monomeren Natriums.

$$M_1 = 22991 \text{ kg/kmol}$$

#### 7.4.3.5 Natriumdampfdruck /Al3/

Es gilt folgende Gleichung

$$p_{\text{Sat}} \left[ \frac{\text{N}}{\text{m}^2} \right] = \begin{cases} 3.07284 \cdot 10^{11} / T_R^{0.5} \exp(-23073/T_R) & T_K \leq 1131,49^{\circ}\text{K} \\ 6.9884275 \cdot 10^{11} / T_R^{0.61344} \exp(-22981/T_R) & T_K > 1131,49^{\circ}\text{K} \end{cases}$$

mit

$$T_R = 1.8 \times T_K$$

$T_K$  = Natriumtemperatur [ $^{\circ}\text{K}$ ]

#### 7.4.3.6 Siedepunkt des Natriums /A13/

Aus der oben angegebenen Beziehung für den Natriumsättigungsdruck wird durch ein iteratives Verfahren die Siedetemperatur des Natriums als Funktion des Druckes ermittelt.

#### 7.4.3.7 Viskosität des Natriums /A13/

Für flüssiges Natrium gilt

$$\eta [Ns/m^2] = T_K^{-0.4925} \exp[(10.5108 + 220.65/T_K) \cdot 2.302585] \cdot 10^{-3}$$

mit

$$T_K = \text{Natriumtemperatur } /^{\circ}K/$$

Für dampfförmiges Natrium wurde

$$\eta [Ns/m^2] = 0.0785 \cdot 10^{-4} + 5.684 \cdot 10^{-9} \cdot T_F + 0.7064 \cdot 10^{-13} \cdot T_F^2$$

mit

$$T_F = 1.8 \times (T_K - 273.15) + 32$$

$$T_K = \text{Natriumtemperatur } /^{\circ}K/$$

verwendet.

#### 7.4.3.8 Na-Stoffwertfunktionen des BNR-Modells /A17, A18/

Die Routinen zur Beschreibung der Brennstoff-Natriumreaktion benutzen zusätzliche und zum Teil mathematisch anders approximierten Natrium Zustandsfunktionen. Die verwendeten Funktionen für den Dampfdruck und die spezifische Wärme sind aber die, die in den letzten Abschnitten bereits definiert wurden. Im einzelnen sind folgende Größen zusätzlich anzugeben:

##### a) Spezifisches Volumen /A17/

Das spezifische Volumen des flüssigen Natriums ist im BNR Modell druck- und temperaturabhängig. Seine zeitliche Änderungs-

rate  $\dot{v}_{liq}$  wird aus der allgemeinen Zustandsgleichung

$$\dot{v}_{Liq} = -\beta_T v_{Liq} \dot{p} + \alpha_p v_{Liq} \dot{T}$$

bestimmt, wobei der Anfangswert aus der vorher angegebenen Dichtefunktion mit der Natriumtemperatur am Versagenspunkt berechnet wird. In der obigen Gleichung sind die Größen wie folgt definiert:

$\alpha_p$  = volumetrischer thermischer Expansionskoeffizient des flüssigen Natriums

$$\alpha_p [K^{-1}] = 2.1968 \cdot 10^{-4} + 8.1226 \cdot 10^{-8} \cdot T_K + 9.7315 \cdot 10^{-12} \cdot T_K^2 + 6.9 \cdot 10^{-16} \cdot T_K^3$$

$\alpha_p$  = isotherme Kompressibilität des flüssigen Natriums

Für  $\beta_T$  gilt die Beziehung

$$\beta_T = \beta_s + \frac{v_{liq} T \alpha_p^2}{c_{p_{NAL}}}$$

worin die adiabate Kompressibilität  $\beta_s$  wie folgt definiert ist

$$\beta_s [1/\text{bar}] = 6.874 \cdot 10^6 + 2.639 \cdot 10^{-8} \cdot T_K - 1.470 \cdot 10^{-11} \cdot T_K^2 + 8.1 \cdot 10^{-15} \cdot T_K^3$$

Das spezifische Volumen des gesättigten Natriumdampfes wird anders als in Abschnitt 7.4.3.1 aus einer modifizierten idealen Gasgleichung wie folgt bestimmt:

$$v'' = z \frac{R T_K}{P_{sat}}$$

Hierin sind

R = 0.3615 J/g °K Gaskonstante

$P_{Sat}$  = Sättigungsdruck bei  $T_K$

z = Ein temperaturabhängiger Kompressibilitätsfaktor

$$z = -9.7258 \cdot 10^{-1} + 4.242 \cdot 10^{-3} \cdot T_K - 2.900 \cdot 10^{-6} \cdot T_K^2 + 5.542 \cdot 10^{-10} \cdot T_K^3$$

In allen Gleichungen ist

$T_K$  die Natriumtemperatur in  $[^{\circ}\text{K}]$

Im Temperaturbereich zwischen 900 und 1500  $^{\circ}\text{C}$  zeigen die berechneten Dampfvolumina gute Übereinstimmung mit denen aus Abschnitt 7.4.3.1.

#### b) Schallgeschwindigkeit [A17]

Es wird ein konstanter Wert

$$c_o = 2130 \text{ m/sec}$$

verwendet.

#### c) Sättigungsenthalpien

Es werden vereinfachte Funktionen aus /A17/ verwendet:

$$h' \left[ \frac{\text{J}}{\text{g}} \right] = -3.8566 \cdot 10^3 + 8.1351 \cdot T_K - 4.4 \cdot 10^{-3} \cdot T_K^2 + 9.3842 \cdot 10^{-7} \cdot T_K^3$$
$$h'' \left[ \frac{\text{J}}{\text{g}} \right] = 7.7881 \cdot 10^3 - 6.150 \cdot T_K + 4.346 \cdot 10^{-3} \cdot T_K^2 - 9.727 \cdot 10^{-7} \cdot T_K^3$$

Die Differenz der Sättigungsenthalpien ist im Temperaturbereich bis 2000 $^{\circ}\text{C}$  in guter Übereinstimmung mit der in Abschnitt 7.4.3.4 angegebenen Verdampfungswärme.

### 7.5 Formeln zur Berechnung der Reaktivitätsrückwirkungen

#### 7.5.1 Rückwirkungseffekte in der Einleitungsphase

Die Netto-Reaktivität, mit der im Punktkinetikmodell die transiente Leistung bestimmt wird, setzt sich in der Einleitungsphase aus 7 verschiedenen Beiträgen zusammen:

$$\rho_{\text{net}} = \rho_p + \rho_D + \rho_{\text{Na}} + \rho_{\text{ex}} + \rho_{\text{Br}} + \rho_{\text{Hülle}} + \rho_{\text{Bow}} \quad (7.5-1)$$

darin sind

$\rho_P$  = Die programmierte Reaktivitätszuführung  
(Einleitungsrampe + Scram)

$\rho_D$  = Die Doppler Effekt-Rückwirkung

$\rho_{Na}$  = Die Na-Void und Kühlmitteldichte Rückwirkung

$\rho_{ex}$  = Rückwirkung durch axiale Brennstoff- und Hüllrohr-  
expansion

$\rho_{Br}$  = Reaktivitätsrückwirkungen durch Brennstoffslumpen

$\rho_{Hülle}$  = Reaktivitätsrückwirkungen durch Hüllrohrslumpen

$\rho_{BOW}$  = Reaktivitätsrückwirkungen durch Verbiegung der  
Brennelementkästen

Die programmierte Reaktivitätszuführung wird in der Eingabe vorgegeben. Die anderen sechs Reaktivitätsbeiträge sind Rückwirkungen, die sich aufgrund thermohydraulischer und geometrischer Änderungen während des Störfalls ergeben, und die mit den nachfolgend angegebenen Gleichungen aus vorgegebenen Reaktivitätskoeffizienten bestimmt werden.

#### 7.5.1.1 Reaktivitätsrückwirkungen durch den Dopplereffekt

Die Doppler-Rückwirkung wird aus der Änderung der volumengemittelten Brennstabtemperatur jedes axialen Nodes gegenüber den entsprechenden Werten des stationären Zustandes bestimmt. Es gilt die folgende Bestimmungsgleichung:

$$\rho_D = \sum_{KKN=1}^{NKK} \sum_{M=1}^{NM} \left[ C_{M,KKN} \times \ln \frac{T_{M,KKN}}{T_{REF,M,KKN}} \right] \quad (7.5-2)$$

$$+ C_{M,KKN}^3 \times \left[ \frac{1}{\sqrt{T_{REF,M,KKN}}} - \frac{1}{\sqrt{T_{M,KKN}}} \right]$$

Darin sind

$T_{M,KKN}$  = Volumengemittelte Brennstabtemperatur in  $[^{\circ}K]$  des Segments M im Kanal KKN zum Zeitpunkt t

$T_{M,KKN}^{REF}$  = Volumengemittelte Brennstabtemperatur in  $[^{\circ}K]$  des Segments M im Kanal KKN im stationären Reaktor

NKKN = Anzahl der Kanäle

NM = Anzahl der axialen Segmente im Core

Für die lokalen Dopplerkonstanten  $C_{M,KKN}$  und  $C_{M,KKN}^3$  gelten die Beziehungen:

$$C_{M,KKN} = WDOP_{M,KKN} \times ADOP_{KKN} \times (1-VOIDFR_{M,KKN}) \quad (7.5-3) \\ + WDOP_{M,KKN}^3 \times BDOP_{KKN} \times VOIDFR_{M,KKN}$$

$$C_{M,KKN}^3 = WDOP_{M,KKN} \times ADOP_{KKN}^3 \times (1-VOIDFR_{M,KKN}) \quad (7.5-4) \\ + WDOP_{M,KKN}^3 \times BDOP_{KKN}^3 \times VOIDFR_{M,KKN}$$

mit

$VOIDFR_{M,KKN}$  = Voidanteil im Node (M,KKN) enthält auch Dichteänderungen im einphasigen Zustand

Die axialen Dopplerverteilungen WDOP und WDOP3 für den nassen und trockenen Zustand und die kanalweisen Dopplerkonstanten ADOP, ADOP3 (naß) und BDOP, BDOP3 (trocken) sind Eingabegrößen, die durch Störungstheorie erster Ordnung bestimmt wurden (siehe auch Abschnitt 7.1.3). Die Berechnung der Dopplerrückwirkung nach Gl. 7.5-2 basiert auf der Annahme einer (C/T +

C3/T<sup>3/2</sup>) Abhängigkeit des Dopplerkoeffizienten  $\frac{dS_D}{dT}$

### 7.5.1.2 Reaktivitätsrückwirkungen durch Änderung der Natriumdichte

Die Natrium-Dichteänderungen werden (auch im einphasigen Bereich) in einen äquivalenten Void-Anteil

$$\text{VOIDFR}(M, \text{KKN}) = 1 - \frac{\rho_{\text{Na}}(M, \text{KKN})}{\rho_{\text{Na}}^0(M, \text{KKN})} \quad (7.5-5)$$

umgerechnet.  $\rho_{\text{Na}}(M, \text{KKN})$ ,  $\rho_{\text{Na}}^0(M, \text{KKN})$  sind darin die Natriumdichten in der Masche M des Kanals KKN zum Zeitpunkt t und im stationären Zustand. Mit diesen Größen wird die Reaktivitätsrückwirkung  $\rho_{\text{Na}}$  nach folgender Beziehung bestimmt:

$$\rho_{\text{Na}} = \sum_{\text{KKN}=1}^{\text{NKKN}} \sum_{M=1}^{\text{NM}} \text{VOIREA}(M, \text{KKN}) \times \text{VOIDFR}(M, \text{KKN}) \quad (7.5-6)$$

wobei

$\text{VOIREA}(M, \text{KKN}) =$  Reaktivitätswert des Natrium-Voids im Node M des Kanals KKN  $\left[ \frac{\Delta K}{K} \right]$  (ganzer Node gevoidet)

VOIREA ist Eingabegröße und wird durch Störungstheorie erster Ordnung bestimmt (s. Abschnitt 7.1.3).

### 7.5.1.3 Rückwirkungen durch axiale Brennstabexpansion

Die Reaktivitätsrückwirkung durch die axiale Brennstoffexpansion setzt sich aus 2 Beiträgen zusammen:

$$\rho_{\text{ex}} = \rho_{D_i} + \rho_L \quad (7.5-7)$$

Einmal ändert sich die Reaktivität durch die Abnahme der

Brennstoffdichte bei der axialen Ausdehnung der Nodes <sup>1)</sup>, wodurch sich der i.a. negative Beitrag  $\rho_{Di}$  ergibt. Zum anderen wird die aktive Core-Zone verlängert, wodurch ein zusätzlicher i.a. positiver Reaktivitätsbeitrag  $\rho_L$  entsteht. Der Beitrag des Brennstoffs aufgrund der Dichteänderung wird aus folgender Beziehung ermittelt:

$$\rho_{Di} = \text{EXPCOF} \sum_{\text{KKN}=1}^{\text{NKKN}} \sum_{\text{M}=1}^{\text{NM}} \text{AVGMAT}(\text{M}, \text{KKN}) \left( 1 - \frac{\Delta Z^{\circ}(\text{M}, \text{KKN})}{\Delta Z(\text{M}, \text{KKN})} \right) \quad (7.5-8)$$

mit

EXPCOF = Anteil der axialen Expansion, der effektiv in die Reaktivitätsberechnung eingeht.

AVGMAT(M, KKN) = Materialwert (Brennstoff) des Segments M im Kanal KKN

$\Delta Z^{\circ}(\text{M}, \text{KKN})$  = Länge des Segments M im Kanal KKN im stationären Zustand

$\Delta Z(\text{M}, \text{KKN})$  = Länge des Segments M im Kanal KKN zum Zeitpunkt t.

Eine entsprechende Beziehung nur mit anderen Materialreaktivitätswerten (WORTH(M, KKN)) und anderen zugeordneten Dichteänderungen wird für das Hüllrohrmaterial verwendet. Sie liefert jedoch nur vernachlässigbare Rückwirkungen.

Die Reaktivitätsrückwirkung durch die Verlängerung der aktiven Corezone, die sich nur nach oben zu ausdehnen kann, wird durch die folgende Gleichung beschrieben:

---

1) Die radiale Expansion des Brennstoffs, die ebenfalls eine Dichteveränderung bewirkt, geht nicht ein, denn dieser Brennstoff verbleibt im Kontrollvolumen.

$$\rho_L = \text{EXPCOF} \times \sum_{\text{KKN}=1}^{\text{NKKN}} \sum_{\text{M}=1}^{\text{NM-NMOB}} [\Delta Z(\text{M}, \text{KKN}) - \Delta Z^{\circ}(\text{M}, \text{KKN})] \text{RHOAX}(\text{KKN}) \quad (7.5-9)$$

NM = Anzahl der Core Nodes inclusive axiales Blanket

NMOB = Anzahl der axialen Nodes im oberen axialen Blanket

$\Delta Z(\text{M}, \text{KKN})$  = Länge des Nodes (M, KKN) zum Zeitpunkt t [cm]

$\Delta Z^{\circ}(\text{M}, \text{KKN})$  = Länge des Nodes (M, KKN) im stationären Zustand [cm]

RHØAX(KKN) = Reaktivitätsänderung durch Verlängerung der aktiven Corezone des Kanals KKN um 1 cm.

RHOAX, AVGMAT und EXPCOF sind Eingabegrößen (vergl. Kap. 7.1.3). Die transienten Nodelängen werden mit dem Deformationsmodul BREDA für jeden Zeitschritt berechnet.

#### 7.5.1.4 Rückwirkungen durch Brennstoff- und Hüllrohr Slumping

Die Slumpingrückwirkungen durch Brennstoff- und Hüllrohrbewegungen werden mit den gleichen Materialwertkurven, die für die Expansionsrückwirkung  $\rho_{Di}$  (Gl. 7.5-8) verwendet wurden, berechnet. Die Summation der relativen Konzentrationsänderungen des Brennstoffs in jedem Node gegenüber dem Zustand bei Slumpingbeginn gewichtet mit dem Materialwert des betreffenden Nodes ergibt die Gesamtslumpingrückwirkung des Brennstoffs. Sie wird aus folgender Beziehung bestimmt:

$$\rho_{Br} = \sum_{\text{KKN}=1}^{\text{NKKN}} \sum_{\text{M}=1}^{\text{NM}} \text{AVGMAT}(\text{M}, \text{KKN}) \left[ 1 - \frac{\omega_{\text{M}, \text{KKN}}}{\omega_{\circ \text{M}, \text{KKN}}} \right] \quad (7.5-10)$$

Darin sind  $\omega$  und  $\omega_{\circ}$  die Volumenanteile des Brennstoffs zum Zeitpunkt t (nach Einsetzen von Slumping) und bei Slumpingbeginn. Eine entsprechende Beziehung mit den Materialwerten

(WORTH(M,KKN)) des Hüllrohrs und den relativen Hüllrohrkonzentrationen wird zur Bestimmung des Hüllrohrslumpingeffekts verwendet. Verglichen mit dem Brennstoff liefert sie wesentlich niedrigere Rückwirkungen. Die zeitlichen Konzentrationsänderungen nach Slumpingbeginn sind Ergebnisse des 3-Zonen Slumpingmodells FSLUM.

#### 7.5.1.5 Bowing Rückwirkungen

Die Rückwirkungen durch Verbiegung der Brennelementkästen aufgrund radialer Temperaturgradienten beim transienten Aufheizen wird näherungsweise aus kanalweise als Funktion der Aufheizspanne einzugebenden Bowing-Reaktivitäten berechnet. Die Rückwirkung wird für die relativen transienten Aufheizspannen der einzelnen Kanäle aus den Tabellen interpoliert und aufsummiert. Für die Gesamtrückwirkung gilt die Beziehung:

$$\rho_{BOW} = \sum_{KKN=1}^{NKKN} REABOW_{KKN} \left( \left( \frac{\Delta T}{\Delta TO} \right)_{KKN} \right) \quad (7.5-11)$$

mit

$REABOW_{KKN}$  = Rückwirkung des Kanals KKN (wird interpoliert aus eingegebener Tabelle für relative Aufheizspanne  $\Delta T / \Delta TO$  des Kastens).

$\Delta T_{KKN}$  =  $T_{M_{Str\ KKN}} - T_{KIN}$  = Differenz zwischen transienter Kastentemperatur am oberen Core Ende (Node NM-NMOB) und stationärer unterer Kastenwandtemperatur (= Kühlmittelintrittstemperatur).

$\Delta TO_{KKN}$  =  $TO_{Str\ KKN} - T_{KIN}$  = Stationäre Aufwärmspanne im Core Bereich des Kanals KKN.

Nach Siedebeginn bleibt die Bowing-Rückwirkung des betreffenden Kanals konstant auf dem letzten ohne Sieden berechneten

ten Rückwirkungswert. In den in Tab. 7.1.13 + 7.1.23 angegebenen Bowing Reaktivitätstabellen ist die Verbiegungsrückwirkung, die sich bei stationärem Betrieb einstellt, bereits abgezogen. Die Tabellenwerte entsprechen direkt der CAPRI Eingabe und wurden durch Umrechnung der von Interatom für die verschiedenen Core Ringe in /A29/ angegebenen Werte auf die CAPRI-Kanalaufteilung des Cores berechnet.

### 7.5.2 Rückwirkungseffekte in der Disassemblyphase

Die Nettoreaktivität wird hier dargestellt durch

$$\rho_{\text{net}} = \rho_{\text{tab}} + \rho_{\text{Dop}} + \rho_{\text{Dis}} \quad (7.5-12)$$

$\rho_{\text{tab}}$  : wird mit CAPRI-2 vorausberechnet und enthält alle Beiträge von 7.5-1 außer der Dopplerreaktivität

$\rho_{\text{Dop}}$  : Dopplerreaktivitätsrückwirkung

$\rho_{\text{Dis}}$  : Disassembly oder Materialbewegungsrückwirkung

#### 7.5.2.1 Reaktivitätsrückwirkungen durch Doppler-Effekt

Die Dopplerrückwirkungen werden aufgrund der Darstellung

$$\frac{d\rho_{\text{Dop}}(R_i)}{dT(R_i)} = \frac{A(R_i)}{T(R_i)^{3/2}} + \frac{B(R_i)}{T(R_i)} \quad (7.5-13)$$

für jede Region  $R_i$  berechnet. Die Koeffizienten  $A_{(R_i)}$  und  $B_{(R_i)}$  werden durch Aufsummation der entsprechenden Koeffizienten<sup>1</sup> aus CAPRI-2 über die Maschen des betreffenden Gebietes gewonnen. Diese Koeffizienten werden am Umschaltzeitpunkt in CAPRI bestimmt und an KADIS übergeben. Sie reflektieren daher den vollen Einfluß des Voidzustandes auf die Dopplerkoeffizienten. Da der MARK 1A Kern in 44 Regionen für den frischen und 47 Regionen für den abgebrannten Kern aufgeteilt ist, wird die Dopplerrückwirkung auch in KADIS ausreichend genau dargestellt. Es ergibt sich z.B. kein Sprung in den Ableitungen der Dopplerrückwirkungen beim Übergang von CAPRI-2 zu KADIS.

### 7.5.2.2 Rückwirkungen durch Kernmaterialbewegung

$\rho_{\text{Dis}}$  wird dargestellt durch

$$\rho_{\text{Dis}} = \int_{\substack{\text{Unverformter} \\ \text{Kern}}} \left\{ \frac{\partial W}{\partial r} \Delta r + \frac{\partial W}{\partial z} \Delta z \right\} dV_0 \quad (7.5-14)$$

r Verschiebung in r-Richtung

z Verschiebung in z-Richtung

Die totalen Materialwertkurven  $W(r, z)$  (auf die Volumeneinheit bezogen!) werden durch zweidimensionale Störungsrechnungen ermittelt /A2, A3/. Die in KADIS verwendeten Werte des Gradienten  $\left( \frac{\partial W}{\partial r}, \frac{\partial W}{\partial z} \right)$  für den frischen und abgebrannten Kern sind in den Tabellen 7.1-15, 7.1-16 und 7.1-25, 7.1-26 dargestellt.

### 7.6 Modellmäßige Beschreibung der Brennstoff- und Natrium-Reaktion in der Abschaltphase

Die Brennstoff-Natrium-Reaktion (BNR) führt in der Einleitungsphase wegen des hohen Druckaufbaus bei den gewählten BNR-Parametern zu raschem Voids der Kanäle nach dem Brennstabversagen. Die resultierenden Natriumejektionen führen zu starken Rückwirkungen und bedingen hohe Reaktivitätsrampen beim Einlaufen in die Disassemblyphase. In der Abschaltphase haben die von der BNR stammenden hohen z.T. einphasigen Drücke zur Folge, daß Corematerial stärker beschleunigt wird und die nukleare Exkursion im allgemeinen durch die von der Materialbewegung herührenden Reaktivitätsrückwirkungen schneller abgeschaltet wird.

Für die 2-d hydrodynamische Disassemblyrechnung mit KADIS, wurde angestrebt, die BNR möglichst konsistent aus der Einleitungsphase, in welcher das von Fischer vereinfachte Caldarola-Modell /A17/ verwendet wird, zu übernehmen und weiterzuführen.

Eine Konsistenz der Modelle ist jedoch nur beschränkt möglich, da CAPRI-2 eine 1-d Austreibbewegung des Natriums, KADIS jedoch eine 2-dimensionale, voll kompressible Bewegungsform des gesamten Corematerials beschreibt.

### Detaillierte Beschreibung des Wärmeübergangs

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

Der Wärmeübergang selbst wird durch die folgenden Gleichungen beschrieben:

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

$$C_p^{Na} \frac{dT_{ij}^{na}}{dt_{ij}} = (hA)_{ij} (T_{ij}^f - T_{ij}^{na}) + 0.1 \frac{T_{ij}^{na} V_{ij}^{na} \alpha_{Na}}{V_{ij}^{Na}} \frac{dP_{ij}}{dt_{ij}} \quad (7.6.1)$$

b) Berechnung der Brennstofftemperaturen  $T_{ij}^f$

$$C_p^f W_{ij} \frac{dT_{ij}^f}{dt_{ij}} = -(hA)_{ij} (T_{ij}^f - T_{ij}^{na}) \quad (7.6.2)$$

Die verwendeten Größen haben dabei folgende Bedeutung:

(ij) ist der (rZ) Index der Maschen

$C_p^{Na}$  spez. Wärme des Natriums [J/gK]

$c_p^f$	spez. Wärme des Brennstoffs	[J/gK]
$T_{ij}^{na}$	Temperatur des Natriums	[K]
$T_{ij}^f$	Temperatur des mit Natrium wechselwirkenden Brennstoffs	[K]
	$(hA)_{ij} = \frac{3k^f w_{ij}}{R_p^2 \rho^f} \left(1 + \sqrt{\frac{3\tau^f}{\pi t_{ij}}}\right) (1 - e^{-t_{ij}/t_m})$	
	Wärme-Übergangszahl [W/g <sup>0</sup> K]	
$k^f$	Wärmeleitfähigkeit des Brennstoffs	[W/cm <sup>0</sup> K]
$R_p$	Brennstoffpartikelradius	/cm/
$\rho^f$	Brennstoffdichte	[g/cm <sup>3</sup> ]
$\tau^f$	$= R_p^2 / 3\alpha^f$ Zeitkonstante des Wärmeübergangs im Brennstoffpartikel	[sec]
$\alpha^f$	$= \frac{k^f}{c_p^f \rho^f}$ therm. Diffusivität des Brennstoffs	[cm <sup>2</sup> /s]
$t_m$	Zeitkonstante für Mischung und Fragmentation	[sec]
$v_{ij}^{na}$	spez. Volumen des Natriums	[cm <sup>3</sup> /g]
$\alpha_p^{Na}$	therm. Ausdehnungskoeffizient des Natriums	[1/ <sup>0</sup> K]
$P_{ij}$	Druck in der Masche (ij) in bar	
$w_{ij}$	Brennstoff/Na Massenverhältnis	
$t_{ij}$	Zeit seit BNR Beginn	[sec]

Die Temperaturen des Natriums  $T_{ij}^{na}$  sowie des mit Natrium wechselwirkenden Brennstoffs  $T_{ij}^f$  werden dabei lokal, d.h. ma-

schenweise, von CAPRI-2 übernommen. Außerdem werden das Brennstoff/Natrium-Massenverhältnis ( $w_{ij}$ ) und die Zeit seit BNR-Beginn ( $t_{ij}$ ) kanalweise angeliefert. Weitere Übergabewerte sind der Partikelradius des fragmentierten Brennstoffs ( $R_p$ ) und die Mischungszeitkonstante ( $t_m$ ). Sie werden für jede auch in der Disassemblyphase des Unfalls neu auftretende BNR verwendet.

Folgende physikalische Effekte der BNR werden durch die Gleichungen 7.6.1 und 7.6.2 erfaßt:

- Aufheizung des Natriums nach Initialisierung der BNR
- thermische Expansion des flüssigen Natriums
- die von Natrium durch Volumenausdehnung geleistete äußere Arbeit wird berücksichtigt, worauf der  $dP/dt$ -Term in Glg. 7.6.1 hinweist
- die Abkühlung des wechselwirkenden Brennstoffs wird durch Glg. 7.6.2 berechnet.

Die Gleichungen 7.6.1 und 7.6.2 werden in KADIS simultan mit den hydrodynamischen Gleichungen integriert. Für die verwendete explizite Integrationsmethode werden dabei die hydrodynamischen Zeitschritte verwendet, die im wichtigen einphasigen Bereich sehr klein sind ( $< 10 \mu\text{sec}$ ). In Glg. (7.6.1) ist auf der rechten Seite ein Arbeitsterm enthalten, der die Druckableitung  $dP/dt$  enthält und der gelegentlich auch oszillieren kann. Im allgemeinen ist aber dieser Term wesentlich kleiner als der erste, der die Temperaturdifferenzen enthält, und führt aus diesem Grunde zu keinen Oszillationen in der berechneten Natriumtemperatur.

In der Abschaltphase wird eine neue BNR initiiert, wenn die Brennstofftemperatur einer KADIS-Masche einen durch Eingabe spezifizierten Schwellwert überschreitet. Bei diesen Rechnungen wurde die Schwelltemperatur so hoch angesetzt, daß die BNR erst nach dem vollständigen Aufschmelzen einer Masche einsetzt. Dadurch wird die BNR in der Predisassembly- und Disassemblyphase bei den unter-

suchten Rampenstörfällen auf einem ähnlichen Energiezustand des Brennstoffs initialisiert.

Die Wärmeübertragung wird nicht nur durch die Wärmeübergangszahl ( $hA$ ), sondern auch über den Voidanteil in einer Masche gesteuert. Dazu wird die mittlere Dichte des nicht-wechselwirkenden Brennstoffs (der in der Disassemblyphase weiter aufgeheizt wird) verwendet. Diese Steuerung über die Brennstoffdichte des nicht wechselwirkenden Brennstoffs wurde deshalb gewählt, weil im KADIS-Formalismus der Voidanteil nicht dem Natrium, sondern dem Brennstoffanteil der Masche zugeschlagen wird. Wenn nun die mittlere Brennstoffdichte unter 90 % der theoretischen Dichte sinkt, wird daher die Wärmeübertragung unterbrochen. Diese Maßnahme sichert, daß während der Disassemblyphase nicht zuviel Wärme an das Natrium übertragen und die Corematerialbewegung überschätzt wird. Das Kriterium beschreibt automatisch den mehrfachen Übergang vom ein- zum zweiphasigen Bereich und umgekehrt (ein Fall, der eintreten kann, wenn das Material einer Masche mehrfach von den Nachbarn zusammengedrückt wird und dann wieder expandiert).

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

der Brennstoff bei hoher Temperatur auch mobiler sein wird.

In der folgenden Tabelle 6.7-1 ist das Schema zur Berechnung des Druckaufbaus noch einmal zusammengefaßt:

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

Tab. 7.6-1: Druckberechnung in der Disassemblyphase

Gewisse Phänomene, die mit der BNR zusammenhängen, werden sowohl in der Predisassembly- als auch in der Disassemblyphase nicht exakt behandelt bzw. vernachlässigt. Diese Phänomene sollen im folgenden aufgelistet und erläutert werden.

1. Rückwirkungen der Brennstoffabkühlung bei der BNR auf den Dopplereffekt ('fuel chilling') werden vernachlässigt. Für die Berechnung des Dopplereffektes wird nur die mittlere Nodetemperatur des nicht wechselwirkenden Brennstoffs benutzt.
2. Ebenfalls vernachlässigt wird die Erwärmung der wechselwirkenden Brennstoffpartikel bei der BNR durch nukleare Spaltungen.
3. Die latente Wärme wird bei der Abkühlung des Brennstoffs nicht mitgenommen.

4. Für die Druckberechnung in KADIS wird immer die Temperatur des nicht wechselwirkenden Brennstoffs herangezogen. Die Temperaturen des wechselwirkenden Brennstoffs sind am Beginn der Disassemblyphase in den wichtigen Gebieten mit einphasigem Kühlmittel immer höher als die Temperaturen des nicht wechselwirkenden Brennstoffs. Eine Temperaturmitteilung, die den wechselwirkenden Brennstoff berücksichtigt, würde daher zu höheren einphasigen Drücken in den wesentlichen ersten Millisekunden der Disassemblyphase führen.

Wie Rechnungen mit dem HOPE Code zeigen, kompensieren sich die unter 1 und 2 erwähnten Effekte weitgehend in Bezug auf die Dopplerrückwirkung, so daß das verwendete Verfahren nicht zu einer betragsmäßigen Überschätzung des Dopplereffekts führt. Die letzten beiden Vernachlässigungen führen in der Disassemblyphase zu einer Unterschätzung des Druckaufbaus und sind daher im Hinblick auf die Abschaltwirkung der BNR immer konservativ.

#### 7.7 Definition der effektiven ("energiegemittelten") Temperaturen und Berechnung der Energie des geschmolzenen Brennstoffs

Für die Disassemblyrechnungen mit KADIS müssen physikalische Eigenschaften des Cores z.T. stärker als in der Einleitungsphase homogenisiert dargestellt werden. In jedem CAPRI-Kühlkanal hat das Pin ein radiales Temperaturprofil, das für die KADIS-Rechnungen gemittelt werden muß, weil KADIS für jede Lagrange-Zelle nur mittlere Brennstofftemperaturen benützt. Da für KADIS im wesentlichen die Beziehung der Temperatur zur inneren Energie des Brennstoffs von Interesse ist, sollte der Energiegehalt eines Brennstoffsegments bei der Temperaturmitteilung erhalten bleiben. Wir definieren deshalb im folgenden eine Mittelungsvorschrift, durch die die Mitteltemperatur ein exaktes Maß für den Energiegehalt ist, und sprechen von der effektiven (oder manchmal auch von der energiegemittelten) Temperatur.

Der Energiegehalt eines Brennstoffsegmentes wird dargestellt durch

$$\Delta E_g = \sum_{i=1}^{NT} \Delta E(T_i, x_i, T_0) m_i$$

$\Delta E(T_i, x_i, T_0)$  ist der spezifische Energiegehalt einer radialen Masche,  $m_i$  die zugehörige Masse.

Summiert wird über alle radialen Maschen  $i(i=1, NT)$  eines ax. Segments.  $\Delta E(T, x, T_0)$  ist definiert durch:

$$\Delta E(T, x, T_0) = \begin{cases} \int_{T_0}^T c_s^f(T') dt' & T < T_{\text{melt}} \\ \int_{T_0}^{T_{\text{melt}}} c_s^f(T') dT' + x H_{\text{melt}} & T = T_{\text{melt}} \\ \int_{T_0}^{T_{\text{melt}}} c_s^f(T') dt' + H_{\text{melt}} + \int_{T_{\text{melt}}}^T c_b^f(T') dT & T > T_{\text{melt}} \end{cases}$$

$T$  Temperatur des Brennstoffs

$x$  Schmelzfraction,  $0 \leq x \leq 1$

$T_0$  Referenztemperatur [°K]

(wird wegen Vereinfachungen in unseren Rechnungen der Schmelztemperatur gleichgesetzt)

$T_{\text{melt}}$  Schmelztemperatur des Brennstoffs [°K]

$H_{\text{melt}}$  Schmelzwärme des Brennstoffs [J/g]

$c_s^f(T)$  Spezifische Wärmen des festen Brennstoffs (wird durch die Gibby-Formel, Ref. A10, gegeben) [J/gK]

$c_l^f$  Spez. Wärmen des flüssigen Brennstoffs (wird konstant angenommen in unseren Rechnungen) [J/gK]

0.548 J/gK  
 nach Ref. A16, oder

0.427 J/gK bei Verwendung der ANL-Zustandsgleichungen)

Die mittlere spezifische Energie ist definiert durch

$$\overline{\Delta E} = \Delta E_g / \sum m_i$$

Verlangt man, daß  $\overline{\Delta E}$  auch durch eine mittlere Temperatur  $\overline{T}$  ausgedrückt werden kann:

$$\overline{\Delta E} = \Delta E(\overline{T}, \overline{x}, T_0),$$

so erhält man eine nichtlineare Gleichung, mit der  $\overline{T}$  und  $\overline{x}$  eindeutig bestimmt werden können.

Für KADIS nimmt man zusätzlich folgende Neudefinition der Temperatur des Brennstoffs vor, aus der bei teilweise aufgeschmolzenem Brennstoff in den einzelnen KADIS Lagrange-Maschen dann auch der Schmelzanteil ersichtlich ist.

Aus Mittelungsprozeß berechnete, effektive Temperatur $\overline{T}$	Brennstofftemperatur in einer KADIS-Masche
$\overline{T} < T_{\text{melt}}$	$\overline{T}$
$\overline{T} = T_{\text{melt}}$ $0 \leq x \leq 1$	$\overline{T}_{\text{melt}} + x$
$\overline{T} > T_{\text{melt}} + 1$	$\overline{T}$

Die Verwendung einer derartigen Temperatur bedeutet, daß während des Aufschmelzens die Temperatur des Brennstoffs um 1°K ansteigt (was einen vernachlässigbaren Fehler darstellt). Andererseits gewinnt man eine eindeutige Energie-Temperatur-Relation, die es erlaubt, ein zweidimensionales Feld für die Schmelzfraktion in KADIS einzusparen.

Der Energieinhalt des geschmolzenen Brennstoffs

Die Energie E des geschmolzenen Brennstoffs wird folgendermaßen berechnet (Summation über alle KADIS-Maschen):

$$E = \sum_{ij} e_{ij} m_{ij}^f$$

$$e_{ij} = \begin{cases} 0 & T_{ij}^f < T_{melt} \\ (T_{ij}^f - T_{melt}) \times \hat{H}_{melt} & T_{melt} \leq T_{ij}^f \leq T_{melt} + 1 \\ \hat{H}_{melt} + c_1^f (T_{ij}^f - T_{melt} - 1) & T_{ij}^f > T_{melt} + 1 \end{cases}$$

$T_{ij}^f$  Brennstofftemp. in °K in der Masche (ij)

$T_{melt}$  Schmelztemperatur des Brennstoffs [K]

$\hat{H}_{melt} = H_{melt} + 0.437$  [J/g]

$H_{melt}$  Schmelzwärme des Brennstoffs [J/g]

$m_{ij}^f$  Masse des geschmolzenen Brennstoffs in der KADIS-Masche (ij)

Man nimmt also an, daß es beim Schmelzen des binären Gemisches von UO<sub>2</sub>/PuO<sub>2</sub> näherungsweise eine feste Schmelztemperatur  $T_{melt}$  (3040°K) und Schmelzwärme  $H_{melt}$  (etwa 280 J/g) gibt. Die spezifische Wärme des flüssigen Brennstoffs  $c_1^f$  wird als temperaturunabhängig angenommen, da es nur wenige Messungen dieser Größe oberhalb des Schmelzpunktes gibt, die überdies mit großen Fehlern behaftet sind.

### 7.8 Diskussion der Gültigkeit von Punktkinetik und Störungstheorie erster Ordnung für die durchgeführten Störfallanalysen

Die Störfallanalysen wurden durchweg mit punktkinetischen Methoden durchgeführt, wobei die Rückwirkungseffekte mit Hilfe von Störungstheorie erster Ordnung ortsabhängig erfaßt wurden. Es erschien natürlich nötig für den SNR-300 abzusichern, daß diese vereinfachenden methodischen Annahmen ausreichen.

Zunächst wurde überprüft, ob Störungstheorie erster Ordnung zur Beschreibung von Materialausdehnungs- bzw. Materialbewegungseffekten ausreicht. Dieser Nachweis gelang bis zu einem gewissen Grade durch statische Reaktivitätsberechnungen (k-effektiv Rechnungen) der ausgedehnten bzw. verzerrten Materialanordnungen [A22]. Er gelang deshalb nur bis zu einem gewissen Grade, weil lediglich mit eindimensionalen Methoden gearbeitet wurde und weil gelegentlich nur nachgewiesen werden konnte, daß die Rückwirkungseffekte durch Störungstheorie erster Ordnung zwar nicht genügend genau jedoch konservativ berücksichtigt werden.

Zur Überprüfung der Gültigkeit von Punktkinetik wurde zweierlei unternommen: Erstens wurde die Einleitungsphase eines Leistungsstörfalls bis zum Beginn von Kern-Disassembly mit dem ortsabhängigen Kinetik-Programm KINTIC-2 [A23] nachgerechnet [A24], wobei eine recht gute Übereinstimmung mit Punktkinetik erzielt wurde. Zweitens wurden zu Beginn der Disassembly-Phase neue Leistungsverteilungen sowie neue Reaktivitätskoeffizienten (Doppler, Materialwerte) für die aktuelle Reaktorsituation bestimmt und die Disassembly-Phase mit diesen verbesserten Verteilungen durchgerechnet [A25]. Es ergab sich eine sehr gute Übereinstimmung mit dem üblicherweise verwendeten punktkinetischen Verfahren. Allerdings muß hier hervorgehoben werden, daß es wesentlich ist, für die Dopplerkoeffizienten den lokalen Voidzustand zu berücksichtigen. Eine lineare Interpolation zwischen den jeweiligen nassen und trockenen Dopplerkoeffizienten entsprechend dem lokalen Voidanteil reicht dabei aus. Letzteres Verfahren wurde, wie bereits in Abschnitt 1.2 er-

wähnt, bei den in diesem Bericht beschriebenen Störfallanalysen durchweg verwendet.

Zusammenfassend kann daher gesagt werden, daß für die betrachteten Störfälle des SNR-300 eine orts- und energieabhängige neutronenkinetische Behandlung nicht erforderlich ist, zumal die Unsicherheiten anderer Phänomene ohnehin weit größer sind. Mit anderen Worten: Punktkinetik reicht aus.

#### 7.9 Unterschiede zu früher durchgeführten Störfallanalysen; Vergleich der Ergebnisse für die Mark 1 und Mark 1A Reaktorkerne des SNR-300

Der Leistungsstörfall für den Mark 1A Kern des SNR-300 wurde in den Jahren 1973/74 mit Hilfe des CARMEN/KADIS Störfallanalysesystems erstmalig analysiert /A26/. Diese Methoden verwendeten zwar einen vorausgerechneten durch Brennstoff-Natriumreaktion bedingten Kühlkanal-Entleerungsvorgang, sie sind jedoch im wesentlichen identisch mit den in den USA benutzten Methoden SAS2A/VENUS /A27/, mit deren Hilfe erstmals der Mark 1 Kern des SNR-300 im Jahre 1972 analysiert worden war /A28/. Die CARMEN/KADIS Ergebnisse lieferten für den Leistungsstörfall des Mark 1A Kernes mit einer 5 \$/sec Einleitungsrampe etwa doppelt so hohe Energiefreisetzungen wie für einen entsprechenden Störfall des Mark 1 Kernes. Es konnte gezeigt werden /A26/, daß diese höhere Energiefreisetzung vor allem durch die flacheren radialen Leistungsverteilungen (Erhöhung der im geschmolzenen Brennstoff gespeicherten Energie: + 35 %), die flacheren Wertkurven (+ 12 %), den größeren maximalen positiven Natrium-Void-Reaktivitätseffekt (+ 27 %) und die größere Kern-Brennstoffmasse (+ 30 %) des Mark 1A Kernes bewirkt wird.

Die im vorliegenden Bericht präsentierten Störfallanalysen wurden mit dem CAPRI-2/KADIS System durchgeführt, welches gegenüber CARMEN/KADIS sehr wesentliche Verbesserungen aufweist. Diese Verbesserungen betreffen vor allem eine adäquatere Behandlung des Kühlmitteldurchsatzstörfalles, der mit CARMEN/KADIS gar nicht (oder nur sehr unzureichend) analysiert werden

konnte. Die Verbesserungen betreffen aber auch eine wesentlich konsistentere Koppelung der Einleitungsphase (CAPRI-2) mit der Disassemblyphase (KADIS), wobei viele Größen maschenpunktweise (nicht wie früher nur gebietsweise) übergeben werden. Außerdem wird eine überlappende Rechnung mit CAPRI-2 ausgeführt, um die Reaktivität nicht nur als lineare Rampe sondern als Funktion der Zeit in KADIS eingeben zu können. KADIS wurde auch mit einem neuen Brennstoff-Natrium-Reaktionsmodul ausgestattet, der weitgehend konsistent mit dem entsprechenden Modul in CAPRI-2 ist. Diese Verbesserungen, die CAPRI-2/KADIS auch vorteilhaft von SAS2A/VENUS /A27/ unterscheiden, haben insbesondere zu einer starken Reduzierung der Energiefreisetzung für Leistungsstörfälle geführt, und sie haben die Ergebnisse für Leistungsstörfälle und Kühlmitteldurchsatzstörfälle weitgehend unabhängig von dem Kriterium des Überwechsels zwischen Einleitungsphase (CAPRI-2) und Disassembly-Phase (KADIS) gemacht.

Es schien uns geraten, auch mit den neuen, verbesserten Methoden des CAPRI-2/KADIS Systems einen Vergleich für die beiden SNR-300 Kerne Mark 1 und Mark 1A anzustellen. Einige charakteristische Ergebnisse der Analysen sind in Tabelle 7.9-1 wiedergegeben. Man erkennt, daß die am Ende der Disassembly-Phase im geschmolzenen Brennstoff gespeicherte Energie für den Mark 1A Kern in allen betrachteten Fällen etwa zweimal so groß ist wie für den jeweils entsprechenden Störfall des Mark 1 Kernes.

Größe	Dimension	Mark 1			Mark 1A		
		15 $\text{¢}/\text{S}$	5 $\text{\$/s}$	KDS*	15 $\text{¢}/\text{S}$	5 $\text{\$/s}$	KDS*
Energie des geschmolzenen Brennstoffes	[ MWs ]	666	956	1481	1182	2288	2886
Massenanteil des geschmolzenen Brennstoffes	[ % ]	32	46	54	57	78	83
Mittlere/Maximale Temperatur des geschmolzenen Brennstoffes	[ K ]	3309	3416	3481	3162	3495	3567
		<u>3790</u>	<u>4087</u>	<u>4483</u>	<u>3867</u>	<u>4619</u>	<u>4721</u>

\* KDS = Kühlmitteldurchsatzstörfall

TAB. 7.9-1: Vergleich der Ergebnisse von Störfallanalysen am Ende der Disassembly-Phase für die frischen SNR-300 Mark 1 und Mark 1A Kerne

7.10 Literatur zum Anhang

- /A1/ Billaux, Wehmann, Lukas  
Referenzdaten für SNR-300 mit M1A Kern  
Interner Bericht Nr. IA 35.691.3
- /A2/ J. Spitzer  
Reaktivitätskoeffizienten für den SNR-300  
mit Mark 1A Kern  
1. Teil Frischer Zustand  
Interner Bericht Nr. IA 35.1074.8
- /A3/ J. Spitzer  
Reaktivitätskoeffizienten für den SNR-300  
mit Mark 1A Kern  
2. Teil Ende 3. Zyklus  
Interner Bericht Nr. IA 35.1121.1
- /A4/ J. Heinecke  
Leistungs- und Thermohydraulik-Daten für  
Capri-Kadis-Rechnungen SNR-300 Mark 1A  
Interner Bericht Nr. IA 35.887.0
- /A5/ Schaefer  
Leistungs- und Thermohydraulik-Daten für  
Capri-Kadis-Rechnungen  
Interner Bericht Nr. IA 35.1086.5
- /A6/ R. Schuster  
Darstellung der Stoffdaten des Systems MAPLIB in  
tabellarischer und graphischer Form  
KFK 1792
- /A7/ H. Beiszwenger et.al.:  
Die Entwicklung von BE schneller Brutreaktoren  
KFK 700

- /A8/ W.T. Sha and T.H. Hughes  
Venus: A Two-dimensional coupled Neutronics-Hydro-  
dynamics Computer Program for Fast Reactor Power  
Excursions  
ANL-7701, October 1971
- /A9/ H.E. Schmidt  
Die Wärmefähigkeit von Uran- und Uran-Plutonium-  
Dioxyd bei hohen Temperaturen  
High Temp., High Press. 3, 345 (1971)
- /A10/ R.L. Gibby et al.  
Analytical expressions for enthalpy and heat  
capacity for U-PuO  
HEDL-TME 73-60 (June)
- /A11/ J. Rath et al.  
Coefficient of Thermal Expansion  
NUMEC 2389-4 (1964) S. 35
- /A12/ K.O. Cloß  
Physikalische und mechanische Eigenschaften  
von Hüllmaterialien  
~~un~~veröffentlicht
- /A13/ A. Pee  
Stoffdaten von Natrium  
KFK 924
- /A14/ J.P. Stone et al.  
High Temperature Properties of Sodium  
NRL-Report 6241 (Sept. 24, 1965)
- /A15/ G.H. Golden and J.V. Tokar  
Thermophysical properties of Sodium  
ANL-7323 August 1967
- /A16/ P.E. Simpson  
Assessment of Magnitude of Uncertainties of  
Hypothetical Accidents for FFTF  
HEDL-TME-71-34 (1971)

- /A17/ L. Caldarola  
A Theoretical Model for the Molten Fuel Sodium  
Interaction in Nuclear Fast Reactor  
Nucl.Eng. and Des. 22 (1972) p. 175-211
- /A18/ L. Caldarola  
A Theoretical Model with Variable Masses for  
the Molten Fuel Sodium Thermal Interaction in  
a Nuclear Fast Reactor  
Nucl.Eng. and Des., Vol. 34, No. 2,  
Nov. 1975, pp. 181-201
- /A19/ U. Wehmann, M. Billaux  
Ergebnisse der nuklearen Auslegungsrechnungen  
für den SNR 300 mit Mark 1A Kern  
Interner Bericht Nr. IA/BN Common Note 403.165.1, 1975
- /A20/ J.F. Jackson, R.B. Nicholson  
VENUS II - An LMFBR Disassembly Programme,  
ANL-7951 (1972)
- /A21/ D.C. Menzies  
The Equation of State of Uranium Dioxide at high  
Temperatures and Pressures  
UKAEA TRG Report 1119 (D) (1966)
- /A22/ W. Maschek, D. Thiem  
Eindimensionale Studien zur Reaktivitätsrückwir-  
kung von Materialbewegungen im Rahmen des KADIS-Modells  
KFK 1275/3, pp. 123-14-16
- /A23/ L. Mayer  
Ortsabhängiger Dynamikcode KINTIC-2  
KFK 1273/2, pp. 123-1
- /A24/ L. Väth  
Untersuchung zur Zahl der notwendigen Energiegruppen  
bei ortsabhängigen Dynamikrechnungen  
KFK 1274/3 (Dez. 1974)

- /A25/ G. Evrard, R. Fröhlich, A. Renard, P. Schmuck  
Influence of Improved Data Transfer to the Disassembly  
Phase for Whole Core Accident Analysis of the SNR-300  
Reaktortagung 1975, Nürnberg, pp. 129
- /A26/ R. Fröhlich, P. Schmuck, G. Evrard et al.  
Analysis of Transient Overpower Accidents for the  
SNR-300 Mark 1 and Mark 1A Cores  
KFK 2115 (1975)
- /A27/ F.E. Dunn, G.I. Fischer et al.  
The SAS2A LMFBR Accident Analysis Code  
Proc.Conf. New Developments in Reactor Mathematics  
and Applications  
CONF-710302, Vol. I, pp. 20 (1971)
- /A28/ G. Heusener et al.  
Analysis of Hypothetical Accidents for SNR-300,  
KFK 1834 (1973)
- /A29/ H. Urban  
Bowingkoeffizienten SNR 300 Mark 1A für Störfall-  
rechnungen (Na-Sieden in allen Elementen)  
Interner Bericht Nr. IA 35.1189.8
- /A30/ J. Heinecke  
Thermohydraulische Basisdaten für CAPRI-KADIS Rechnungen  
SNR 300, Mark 1A  
Interner Bericht Nr. IA 35.850.7

D a n k s a g u n g e n

=====

Den Herren Professoren D. Smidt und K. Wirtz danken wir für das große Interesse und die Unterstützung bei der Durchführung und Diskussion der umfangreichen Sicherheitsanalysen für den SNR-300. Den Herren DI. H. Lauber (IA), Dr. Siegel (SBK) und DI. D. Struwe (GfK) sei für die kritische Durchsicht des Manuskriptes sowie für viele wertvolle Hinweise und Verbesserungsvorschläge gedankt. Herrn Dr. C. Essig (IA) danken wir für die Mithilfe bei der Durchführung einiger ergänzender Rechnungen sowie für die sehr tatkräftige Unterstützung bei der Überarbeitung und beim Korrekturlesen des Berichtes. Den Herren L. Caldarola und H. Jacobs danken wir für interessante Diskussionen über die Brennstoff-Natrium-Reaktion. Außerdem möchten wir Herrn Dr. Spitzer von der Firma Interatom für die Bereitstellung der Ergebnisse der stationären Auslegungsrechnungen sowie der ortsabhängigen Reaktivitätskoeffizienten danken. Schließlich möchten wir Frau H. Raschka und Frl. A. Riffel für ihre Geduld und Sorgfalt bei der Herstellung einer schreibmaschinengeschriebenen Reinschrift dieses Berichtes danken.