

KfK 2662
August 1978

**Modelltheoretische
Untersuchungen des
Abschmelz- und
Wiedererstarrungsvorgangs
von Brennstabhüllen während
Störfällen in schnellen
natriumgekühlten Reaktoren**

G. Angerer
Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Schneller Brüter

Kernforschungszentrum Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE GMBH

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Schneller Brüter

KfK 2662

Modelltheoretische Untersuchungen des Abschmelz- und
Wiedererstarrungsvorgangs von Brennstabhüllen während
Störfällen in schnellen natriumgekühlten Reaktoren

G. Angerer

Dissertation genehmigt von der Fakultät für Maschinen-
bau der Universität Karlsruhe

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Zusammenfassung

Während Kühlmitteldurchsatzstörfällen in schnellen natriumgekühlten Reaktoren unter der Hypothese des Versagens aller Reaktorabschaltsysteme, beginnen die Brennstabhüllrohre nach dem Sieden und Verdampfen des Kühlmittels zu schmelzen. Das in dieser Arbeit dargestellte Modell (CMOT) beschreibt den sich anschließenden Prozeß der Umverteilung und Wiedererstarrung des erschmolzenen Hüllmaterials (Hüllmaterialbewegung). Die thermohydrodynamischen Grundgleichungen der Zweiphasenströmung Hüllmaterial-Natriumdampf werden durch Differenzenapproximationen angenähert, die auf ein Eulersches Maschennetz bezogen sind. Ihre Lösung erfolgt numerisch.

Die Rechenergebnisse des Modells vertieften das Verständnis der Dynamik der Hüllmaterialbewegung. Im Einzelnen wurden folgende wichtige Erkenntnisse gewonnen:

- Kurze Zeit nach Beginn der Hüllmaterialbewegung bilden sich große Wellen geschmolzenen Hüllmaterials. Die Bewegung dieser Wellen trägt wesentlich zum Materialtransport bei.
- Die Bewegungsdynamik des Hüllmaterials weist starke örtliche Unterschiede auf.
- Die beobachtete Ausbildung von Hüllmaterialblockaden an den Brennstoffenden wird von den Rechnungen bestätigt.
- Bei inkohärentem Abschmelzen der Brennstoffhüllrohre wird weniger Hüllmaterial nach oben transportiert.
- Die Hüllmaterialbewegung ist stark vom axialen Druckverlust und den zugrunde gelegten Reibbeiwerten abhängig.

Die Nachrechnung des im amerikanischen Testreaktors TREAT ausgeführten Kühlungsverlustexperiments R5 lieferte eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten.

Theoretical Investigations of the Meltoff and Resolidification Process of Fuel Claddings during Accidents in Liquid Metal Cooled Fast Breeder Reactors

Abstract

During loss-of-coolant-flow accidents in liquid metal cooled fast breeder reactors with failure to scram the fuel claddings will melt after boiling and evaporation of the coolant. The CMOT model presented in this publication describes the subsequent process of relocation and resolidification of the molten claddings. The basic thermohydrodynamics equations of the two-phase flow of cladding material and sodium vapor are solved numerically by differential approximations in a Eulerian reference net.

The results calculated by the model improved the insight into the dynamics of the cladding relocation process. Here are the main results:

- Shortly after the onset of cladding relocation large waves of molten cladding material are generated. The motion of these waves contributes considerably to the material transport.
- The dynamics of cladding relocation exhibits strong local incoherences.
- The formation of cladding blockages observed at the ends of the fuel region is confirmed by the calculations.
- In case of incoherent cladding meltoff less cladding material is transported upwards.
- Cladding relocation strongly depends on the axial pressure drop and the underlying friction factor correlations.

Recalculation of the R5 loss-of-coolant-flow experiment performed in the U.S. TREAT test reactor is in good agreement with the experimental data.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung	3
2. Experimentelle Ergebnisse	8
3. Das Hüllmaterialbewegungsmodell CMOT	17
3.1 Das physikalische Modell	17
3.2 Die mathematische Beschreibung	21
3.2.1 Ableitung der problemspezifischen hydrodynamischen Grundgleichungen	23
3.2.2 Ableitung der problemspezifischen thermodynamischen Grundgleichungen	32
3.2.3 Beschreibung der Kühlmitteldampfdynamik	40
3.2.4 Empirische Parameterkorrelationen	46
3.2.4.1 Der Reibbeiwert der Zweiphasenströmung	46
3.2.4.2 Die Temperaturabhängigkeit der Viskosität	51
3.2.5 Differenzenapproximation der Grundgleichungen	54
3.2.6 Das Lösungsverfahren	60
3.2.7 Stabilität und Konvergenz des Lösungsverfahrens	74
4. Andere Hüllmaterialbewegungsmodelle	76
5. Ergebnisse von Anwendungsrechnungen	79
5.1 Allgemeine Gesetzmäßigkeiten und neuere Erkenntnisse	79
5.1.1 Kohärente Hüllmaterialbewegung	81
5.1.2 Inkohärente Hüllmaterialbewegung	89
5.2 Nachrechnung der Hüllmaterialbewegung im TREAT Experiment R5	96
5.2.1 Kurze Beschreibung des Testeinsatzes und der Versuchsziele	96
5.2.2 Ergebnisse der Nachrechnung mit dem Rechenprogramm CMOT	98
5.2.3 Bewertung der Rechenergebnisse und Vergleich mit den Ergebnissen anderer Modelle	105
6. Schlußbemerkung	108
Nomenklatur	112
Literaturverzeichnis	116
Danksagung	127

Anhang

	Seite
A. Beschreibung des Rechenprogramms CMOT	128
A.1 Programmaufbau	129
A.2 Eingabebeschreibung	132
A.3 Beschreibung der Druckausgabe	139
A.4 Rechenbeispiel	143

1. Einleitung

Die vorliegende Arbeit wurde im Rahmen der Sicherheitsanalyse von schnellen natriumgekühlten Brutreaktoren (SNR) durchgeführt. Übergeordnetes Ziel dieser Sicherheitsanalyse ist es, die Auswirkungen und Eintrittswahrscheinlichkeiten von Störfällen der Anlage vorauszusagen /1/. Die Notwendigkeit die Störfallfolgen so gut wie möglich zu kennen ergibt sich aus verschiedenen Gründen:

- Die vorgesehenen Maßnahmen zum Schutz der Bevölkerung und der Anlage können überprüft und falls erforderlich zusätzliche Maßnahmen getroffen werden.
- Die Auslegung von Anlagekomponenten kann auf eine fundierte Basis gestellt werden. Eine sicherheitstechnisch unsinnige Überdimensionierung wird dadurch vermieden und ein wirtschaftlicher Bau der Anlage sichergestellt.
- Das transiente Verhalten der Anlage wird ersichtlich. Daraus können Regeln für die Führung der Anlage im Normalbetrieb und bei Störungen abgeleitet werden.

Im SNR-Sicherheitskonzept werden zwei schwere Störfälle postuliert /2,3/: Der Kühlmitteldurchsatzstörfall und der Reaktivitätsstörfall. Dem Kühlmitteldurchsatzstörfall liegt die Hypothese zugrunde, daß durch den Ausfall der Primärkühlmittelpumpen der Kühlmittelstrom durch den Reaktorkern herabgesetzt wird. Beim Reaktivitätsstörfall wird angenommen, daß dem Reaktor Reaktivität in Form einer Rampe zugeführt wird. Gleichzeitig wird bei beiden Störfalltypen das Versagen beider Abschaltssysteme angenommen.

Bei der analytischen Beschreibung und Nachbildung von hypothetischen Unfällen hat es sich aus methodischen Gründen als zweckmäßig erwiesen, den Gesamtunfallablauf in verschiedenen Phasen zu unterteilen /4/. Die Einleitungsphase umfaßt die Zeitspanne von Unfallbeginn bis zum massiven Schmelzen der Brennelementkästen. In dieser Phase zwingen die Brennelementwände den bewegten Materialien eine vorwiegend axiale Bewegungsrichtung auf. Die meisten theoretischen Modelle zur Beschreibung von Phänomenen der Einleitungsphase sind daher eindimensional /5/. Die sich an die Einleitungsphase anschließende Phase bezeichnet man als Abschaltphase. Sie mündet in eine energetische Kernzerlegung (Disassemblyphase) oder nimmt durch Brennstoffentladung aus dem Kern einen milderen Verlauf (Transitionphase). Während der Abschaltphase können neben axialen auch starke radiale Materialbewegungen auftreten. Die Modelle zur Beschreibung dieser Phase sind daher i.A. zweidimensional /6,7/. An die Abschaltphase schließt sich die Berechnung der Belastung des Reaktortanks, der Nachwärmeabfuhr und der radiologischen Folgen des Unfalls an.

Das Abschmelzen, die Umverteilung und Wiedererstarrung der Brennstoffhülle, die Gegenstand dieser Arbeit ist, tritt während der Einleitungsphase von Kühlmitteldurchsatzstörfällen auf. Infolge des Aufheizens des Kühlmittels durch den abnehmenden Kühlmittelstrom im Reaktorkern bei ungebremster Leistungsproduktion (Ausfall der Abschaltssysteme) beginnt das Kühlmittel in thermisch stark belasteten Brennelementen an der Brennstoffoberkante zu siedeln. Es entstehen zunächst kleinere Dampfblasen, die mit dem Kühlmittelreststrom aus dem Kern ausgetragen werden und im oberen Blanket wieder kondensieren. Allmählich werden die Dampfblasen größer und es entsteht schließlich eine große Blase deren untere Phasengrenze im Laufe der Zeit über die Kernmitte gegen die Unterkante der Brennstoffzone vordringt und das Brennelement weitgehend von flüssigem Natrium entleert. Durch die damit verbundene Reaktivitätszufuhr bei Reaktoren mit positiver Natriumvoidreaktivität steigt die Leistung an. Dies führt gemeinsam mit dem weiter abnehmenden Kühlmittelstrom zum sukzessiven Sieden und Entleeren von weiteren Brennelementen /8,9,10,11/.

Die oberen und unteren Phasengrenzen der Natriumdampfblasen führen oszillierende Bewegungen aus /12/. Bewegt sich eine Phasenuntergrenze von der unteren Brennstoffkante weg nach oben gegen die Kernmitte, gelangt flüssiges Natrium in heißere Kernbereiche und wird verdampft. Der dadurch hervorgerufene Druckanstieg in der Blase stoppt die Aufwärtsbewegung der unteren Phasengrenze und kehrt deren Bewegungsrichtung um. Nach Kondensation des verdampften Natriums im Bereich der kälteren oberen Phasengrenze sinkt der Blasendruck und die Phasenuntergrenze dringt erneut gegen die Kernmitte vor. Dieser Vorgang ruft eine oszillierende Natriumdampfströmung in der Blase hervor, die zwar einerseits einen gewissen Kühlmittelrestdurchsatz durch das entleerte Brennelement aufrechterhält, bewirkt aber andererseits ein Abziehen der an den Hüllrohroberflächen verbliebenen Natriumrestfilme und entfernt dadurch die letzte bedeutende Wärmesenke der Brennstäbe. Die Hüllrohre werden nun rasch aufgeheizt, versagen /13,14/ und ermöglichen dadurch die Freisetzung von Spaltgasen in die Kühlkanäle /15,16/. Schließlich beginnen die Hüllrohre zu schmelzen. Der geschmolzene Hüllrohrstahl wird nun durch die auf ihn wirkenden Kräfte (Schwerkraft, Schleppkräfte der Natriumdampfströmung, Druckkräfte) entlang der Brennstaboberfläche bewegt (Hüllmaterialbewegung). Beim Erreichen kälterer Zonen an den Brennstabenden erstarrt das erschmolzene Hüllmaterial wieder, wodurch die Kühlkanäle ganz oder teilweise verschlossen werden können. Beendet wird die Hüllmaterialbewegung durch das Aufbrechen und Schmelzen des Brennstoffs, die zum Kollaps des Restbrennstabes und/oder zur Dispersion eines Brennstoff-Stahl-Gemisches führt /17,18,19/. Damit ist der Übergang zur Abschaltphase erreicht.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist die modelltheoretische transiente Beschreibung des Abschmelzens, der Umverteilung und des Wiedererstarrens des Brennstabhüllrohrmaterials (Hüllmaterialbewegung), da dieser Vorgang verschiedene wichtige Konsequenzen für den Störfallablauf hat:

- (1) Die Entfernung von Hüllmaterialstahl aus der Kernmitte vergrößert die Reaktivität, da dies eine Härtung des Neutronenenergiespektrums bewirkt /20/.

- (2) Der Kontakt von Stahl und heißem Brennstoff führt zur Stahlüberhitzung und Verdampfung. Dies begünstigt die mit starker Reaktivitätsverminderung verbundene Brennstoffdispersion und Austragung aus dem Kern /21/. Verläßt der Hüllmaterialstahl den Kern vor dem Aufbrechen und Schmelzen des Brennstoffs und dessen Austritt in den Kühlkanal, wird die Wahrscheinlichkeit des Einschlusses größerer Stahlmengen durch den Brennstoff herabgesetzt und damit das Brennstoffdispersionspotential reduziert.
- (3) Verschließt erstarrender Hüllmaterialstahl auf seinem Weg von der Schmelzzone zu den axialen Blankets die Kühlkanäle, wird die Brennstoffaustragung aus dem Kern behindert /22, 23,24/.
- (4) Die Kühlung der Brennstäbe nach einem hypothetischen Unfall erfolgt durch Zwangs- oder Naturumlauf des Natriums. Verschließen während eines Unfalls Hüllmaterialblockaden in Brennelementen die Kühlkanäle, ist der Kühlmitteldurchfluß und damit die Nachwärmeabfuhr in diesen Brennelementen unterbrochen. Sie können niederschmelzen, wodurch u.U. neuerlich kritische Anordnungen entstehen.
- (5) Das Hüllmaterial stellt eine Senke für die im Brennstoff produzierte Wärme dar. Seine Verteilung beeinflusst daher die Brennstofftemperaturen und damit auch das für die Brennstoffdispersion wichtige Spaltgasverhalten.
- (6) Die axiale Lage und Ausdehnung von Hüllmaterialblockaden ist für das Durchschmelzen und die Dispersion von Brennstoff während der Zerfallswärmeabfuhr nach dem Unfallende von Bedeutung.

Das zur Beschreibung der Hüllmaterialbewegung entwickelte Modell CMOT (Cladding MOTION) ist als Modell der Störfalleinleitungsphase eindimensional ausgelegt. Es wurde für den Einbau in das im Kernforschungszentrum Karlsruhe entwickelte Störfallanalyseprogrammsystem CAPRI-2 konzipiert /25,26/. Das Modell wurde daher so angelegt, daß die bereits von anderen CAPRI-2 Modellen berechneten Daten als Rand- und Anfangsbedingungen übernommen werden konnten (z.B. die Temperaturen an der Brennstoffoberfläche, der Druckabfall in der Kühlmitteldampf-

blase, etc.¹⁾). Es kann aber auch, bei Eingabe der erforderlichen (gegebenenfalls zeitabhängigen) Randbedingungen (siehe Anhang A.2) für sich allein stehend (Stand-Alone) betrieben werden.

Zum Zeitpunkt der Inangriffnahme der CMOT-Modellentwicklung existierte als einziges Modell mit gleicher Aufgabenstellung das Modell CLAZAS im ANL. Dieses Modell war im KfK nicht verfügbar, wodurch sich die Notwendigkeit für die Entwicklung eines neuen Modells ergab. Zum Unterschied von der in CLAZAS verwendeten Lagrangeschen Beschreibungsweise wurde in CMOT Eulersche Hydrodynamik verwendet, die bei größeren Materialtransportwegen die physikalischen Realitäten zutreffender wiedergibt. In der Zwischenzeit wurde auch im ANL ein neues Hüllmaterialbewegungsmodell (CLAP) auf der Basis Eulerscher Hydrodynamik erstellt. In Abschnitt 4 wird ein ausführlicher Vergleich der verschiedenen z.Zt. existierenden Modelle vorgenommen.

¹⁾ Die Modelldetails werden im Abschnitt 3 ausführlich dargestellt.

2. Experimentelle Ergebnisse

Ausgangspunkt jeder theoretischen Arbeit ist die Sichtung der vorliegenden experimentellen Beobachtungen und Daten. Da es unmöglich ist mit einem endlichen Aufwand einen komplexen physikalischen Ablauf theoretisch vollständig nachzubilden, wird man i.A. nur eine Auswahl aus den erkannten Phänomenen zu beschreiben trachten. Die Auswahl der Phänomene richtet sich nach deren Bedeutung für den zu beschreibenden Vorgang, aber auch nach dem für notwendig und sinnvoll erachteten Aufwand für die modelltheoretische Darstellung.

In diesem Abschnitt wird über wichtige experimentelle Ergebnisse berichtet. Auf die dem Modell zugrunde gelegten Annahmen wird im Abschnitt 3 eingegangen.

Die Benetzungseigenschaften zwischen festem Brennstoff und geschmolzenem Stahl bestimmen wesentlich die Strömungsform mit der sich das erschmolzene Hüllmaterial über die Brennstoffoberfläche bewegt (bewegt sich Hüllmaterial über Teile noch intakter Stahlhüllen tritt auf jeden Fall Benetzung ein). Ist die Benetzung schlecht (Kontaktwinkel $> 90^\circ$) werden sich dünnere Filme zu Tropfen oder einzelnen voneinander isolierten Rinsalen zusammenballen /27/. Bei guter Benetzung erfolgt ein Aufreißen des Films nicht. Die wenigen vorliegenden experimentellen Unterlagen über die Benetzung zwischen Brennstoff und Stahl erlauben zur Zeit noch keine quantitativen Angaben. Ostensen et al. berichten in /28/ über das Ausmaß der Benetzung bei Experimenten im amerikanischen Testreaktor TREAT, über eigene Out-of-Pile Benetzungsexperimente und über theoretische Überlegungen. Die Autoren kommen zu dem Schluß, daß am Stahlschmelzpunkt der Stahl den Brennstoff nicht benetzt, bei höheren Temperaturen jedoch Benetzung eintritt. Stahleinschlüsse in die bei Temperaturwechseln entstehenden radial verlaufenden Brennstoffrisse werden bei TREAT Experimenten zwar gelegentlich beobachtet (ein klares Indiz für Benetzung), die eingeschlossenen Stahlmengen sind jedoch stets klein. Anders bei den im französischen Testreaktor CABRI durchgeführten Experimenten der SCARABEE Serie (Kühlmitteldurchsatzstörungen): Gayet /29/

fand beim 7-Stabexperiment SCARABEE 7-6 ausgedehnte Stahlein-
schlüsse, die bei einigen Schnitten beinahe das gesamte Riß-
system ausfüllten. Dies obwohl in diesen Schnitten keinerlei
Anzeichen für ein Brennstoffschmelzen sichtbar ist, daher zu-
mindest die Brennstoffoberflächentemperatur weit vom Schmelz-
punkt entfernt war. Im Experiment SCARABEE XII wurde die Stahl-
hülle während des Experiments nur wenig über den Stahlschmelz-
punkt erhitzt. Hier zeigten die Nachbestrahlungsuntersuchungen
/30/, daß keine Benetzung zwischen Brennstoff und Stahl statt-
fand (keine Einschlüsse von Stahl in Brennstoffrisse, Kontakt-
winkel $> 90^\circ$). Trotz der Unterschiede zwischen den TREAT und
CABRI Experimenten hinsichtlich der Benetzungseigenschaften
zwischen Brennstoff und Stahl, stützen doch auch die CABRI
Experimente die qualitative Aussage von Ostensen, daß die Be-
netzung am Stahlschmelzpunkt schlecht ist, aber mit zunehmen-
der Temperatur besser wird. Auf Grund dieser Ergebnisse scheint
die Annahme berechtigt, daß sich das erschmolzene Hüllmaterial
unter den Bedingungen eines Kühlmitteldurchsatzstörfalls in einem
SNR als zusammenhängender Film über die Brennstoffoberfläche
bewegt. Die gute Reproduzierbarkeit von experimentellen Ergeb-
nissen durch Modelle, welche die Hüllmaterialbewegung als
Filmbewegung beschreiben bestätigt diese Annahme (siehe Ab-
schnitt 5.2).

Feind /31/ untersuchte 1960 das Strömungsverhalten von Rieselfilmen in lotrechten Rohren bei Gasgegenstrom. Er verwendete Rohre mit 20 und 50 mm Innendurchmesser und brachte auf der Rohrrinnenseite Wasserfilme auf, sowie Filme aus einem Gemisch von Wasser und Diäthylenglykol unterschiedlicher Konzentrationen und damit Viskosität. Die Filmeinspeisung erfolgte kontinuierlich am oberen Rohrende. Im Rohrkern strömte Luft von unten nach oben, also gegen die Schwerkraft. Hauptziel dieser Untersuchungen war die Ermittlung der Staugrenze, d.h. jener Grenzgeschwindigkeit der Gasströmung, bei welcher die von der Gasströmung im Rohrkern auf die Filmoberfläche ausgeübten Scherkräfte, gegenüber dem Filmgewicht zu überwiegen beginnen und Teile des Filmmaterial mit der Gasströmung nach oben mitgenommen werden. Feind stellte bei seinen Versuchen fest, daß

glatte wellenfreie Filme nur bei kleinen Film-Reynoldszahlen $Re \sim 4$ auftreten. Darüber beginnt der Film auch ohne Gasgegenströmung wellig zu werden. Das Erscheinungsbild der Wellen verändert sich dabei mit zunehmender Filmreynoldszahl von zunächst sinusförmigen Wellen zu schwallförmigen Wellen. Bei noch größeren Reynoldszahlen entstehen zusätzlich Wellen kleiner Amplitude und Wellenlänge auf der Oberfläche der größeren Wellen (Kapillarwellen). Die Anwesenheit einer Gasströmung im Rohrkern bewirkt eine Vergrößerung der Wellen, bzw. verursacht beim glatten Film Wellenbildung (Aufrauhung) und damit eine Vergrößerung der Filmoberfläche. Bei einer Grenzreynoldszahl der Gasströmung beginnt sich der Film aufzustauen. Infolge der Strömungsquerschnittsverengung für die Gasströmung durch das aufgestaute Material steigt der Druckabfall über die Staustelle an, bis der Pfropfen nach oben aus dem Rohr gedrückt wird. Die Filmoberfläche bietet an der Staugrenze ein chaotisches Erscheinungsbild. Der Druckabfall wächst erheblich an, so daß das Entstehen des ersten Flüssigkeitspfropfens durch Druckverlustmessungen dedektiert werden kann. Die sich oberhalb der Staugrenze ausbildenden Strömungsformen gleichgerichteter Flüssigkeits- und Gasströmung wurden von Feind nicht untersucht.

Nach Untersuchungen von Wallis /32,33,34/ stellen sich die Strömungsformen der vertikalen Filmströmung teilweise anders dar, als die von Feind beobachteten. Bei kleinen Gasgeschwindigkeiten ist der Film zunächst glatt, sodaß für die Berechnung des Druckverlusts in diesem Bereich die Reibbeiwerte für die glatte Rohrströmung verwendet werden können. Oberhalb einer bestimmten Gasgeschwindigkeit entsteht auf der Filmoberfläche eine Kräuselung (Wellen kleiner Amplitude und Wellenlänge), der Reibbeiwert nimmt zu. Bei noch höheren Gasgeschwindigkeiten bilden sich größere Wellen aus (disturbance waves), der Film wird schließlich aufgestaut und bei weiterer Steigerung des Gasdurchsatzes mit der Gasströmung nach oben mitgenommen (Flooding). Wallis leitet aus den Messungen Relationen für den Reibbeiwert und die Mindestgasgeschwindigkeit für das Auftreten von Flooding her. Beide Relationen werden im

Abschnitt 3.2.4.1 angegeben und diskutiert. Infolge der stark aufgerauhten Filmoberfläche am Staupunkt können von der Gasströmung Tröpfchen abgerissen und mit der Gasströmung ein Stück mitgenommen werden. Oberhalb einer Gasgeschwindigkeit von etwa

$$(2.1) \quad u_2^E = 10^{-3} \cdot \frac{\sigma}{\alpha \cdot u_2 \cdot \mu_2} \left(\frac{\rho}{\rho_2} \right)^{1/2}$$

wird schließlich der Großteil des Materials in Form eines feinen Nebels von der Gasströmung im Rohrkern mitgenommen (Nebelströmung). Wallis weist auf die große Anzahl von Variablen hin, die den Druckverlust von Zweiphasenströmungen beeinflussen, sodaß die Entwicklung einer vollständigen Theorie unwahrscheinlich ist. Diese Aussage ist heute noch , 8 Jahre später, voll gültig.

Grolmes et al. /35,36/ experimentierten mit Wasser und Stickstoff sowie Wasser und Helium in Glasrohren verschiedener Durchmesser mit kontinuierlicher Flüssigkeitszufuhr. Druckverlustmessungen zeigten bei von null ansteigendem Gasdurchsatz zunächst einen glatten Verlauf. Bei höheren Gasgeschwindigkeiten stellen sich Oszillationen ein. Beim Erreichen einer bestimmten Grenzgeschwindigkeit (Staugrenze) tritt eine plötzliche scharfe Zunahme des Druckverlustes ein, wobei dieser plötzliche Anstieg bei dünnen Filmen bei höheren Gasgeschwindigkeiten erfolgt als bei dicken. Die Druckverluste zwischen dem trockenen Kanal und der Zweiphasenströmung unterscheiden sich bis zu dem plötzlichen Anstieg nur um maximal 50%. Messungen oberhalb der Staugrenze (Grolmes: "flooding transition") wurden nicht vorgenommen. Grolmes gibt eine Reibbeiwertkorrelation an und eine Korrelation für jene Grenzgeschwindigkeit der Gasströmung bei der der Film aufgestaut wird. Beide Korrelationen werden im Abschnitt 3.2.4.1 dargestellt und diskutiert.

Theofanous et al. /37,38,39/ experimentierten mit dem System Alkohol-Luft in parallelen Kanälen. Der Flüssigkeitsfilm wurde bei diesen Versuchen nur auf eine Kanalwand kontinuierlich

aufgebracht, während die gegenüberliegende trocken blieb. Durch Einsätze im Testkanal konnte erreicht werden, daß die Gasströmung auf den Kanalteil beschränkt blieb, indem sich der Flüssigkeitsfilm befand. Bei den Versuchen ohne diese Einsätze konnte die Gasströmung in parallele trockene Nachbarkanäle ausweichen. Die Messungen ergaben drei Übergänge, die stets von ausgeprägten Druckpulsationen begleitet waren. Mit ansteigendem Gasdurchsatz wurden zunächst Strömungsbedingungen erreicht, bei denen sich große Wellen auf der Filmoberfläche bildeten. Dieser Übergang wurde mit "Departure" bezeichnet. Durch weitere Steigerung des Gasdurchsatzes entstand ein neues Strömungsbild, das mit "Stopped" bezeichnet wurde. In diesem Zustand scheint das Wellenbild stillzustehen. Es fließt jedoch immer noch etwas Flüßigkeit abwärts und verläßt unten die Teststrecke. Das Wellenbild ist chaotisch und es bilden sich einzelne Flüssigkeitbrücken zur Nachbarwand aus. Bei weiterer Erhöhung des Gasdurchsatzes wird schließlich ein Strömungszustand erreicht, bei dem die gesamte Flüssigkeit nach oben mitgenommen wird. Dieser Übergang wurde als "All up" bezeichnet. Oberhalb dieses Übergangs war der Film wieder relativ glatt und der Druckverlust näherte sich dem Wert für die trockene Teststrecke. Die Gasgeschwindigkeit am "All up" Übergang ist etwa doppelt so hoch wie jene am "Departure" Übergang. Wesentliche Unterschiede zwischen den Versuchen mit und ohne Einsätzen zur Gasströmungsführung wurden nicht festgestellt.

Neben den Versuchen mit Alkohol führten Theofanous und DiMonte auch Experimente mit einer niedrig schmelzenden, eutektischen Bi-Sn Legierung und Luft aus. Das Metall war dabei auf eine Wand des parallelen Testkanals aufgebracht. Es wurde nach dem Einstellen der Gasströmung durch Erwärmung mit Infrarotlampen abgeschmolzen. Auch bei diesen Versuchen konnte durch Einsätze in den Testkanal erreicht werden, daß die Gasströmung auf den Bereich des Films beschränkt blieb, oder in trockene Nachbarkanäle ausweichen konnte. Wesentliches Ergebnis dieser Versuche war der um das 10-15 fach kleinere gemessene Druckverlust gegenüber dem bei Verwendung der Wallis oder Grolmes Relationen für den Reibbeiwert des rauhen Films (siehe Abschnitt

3.2.4.1) zu erwartenden. Theofanous führt diese Abweichungen auf das vom stationären Zustand unterschiedliche Wellenverhalten zurück. Wesentliche Unterschiede zwischen den Versuchen mit und ohne Einbauten zur Gasführung wurden auch bei den Versuchen mit Metallfilmen nicht festgestellt.

Henry /40,41/ simulierte experimentell die Hüllmaterialbewegung mit Woodschem Metall und Argon. Das Woodsche Metall war auf zylindrische Kupferstäbe aufgebracht und wurde nach Einstellung der gewünschten Argongeschwindigkeit durch heißen Dampf abgeschmolzen, der durch die Zentralbohrung der Kupferstäbe strömte. Die Versuche wurden mit einem einzelnen Stab in einem Führungsrohr mit Kreisquerschnitt, mit einem Zehnstabbundel und in einem Bündel aus 28 Stäben mit FFTF-(Fast Flux Test Facility) typischer Geometrie ausgeführt. In den Bündelexperimenten wurden Wendeldrahtabstandshalter aus Woodschem Metall verwendet. Die Druckdifferenz über die Teststrecke wurde bei allen Versuchen konstant gehalten. In den Versuchen trat bei einer Argongeschwindigkeit von 10.2 m/sec der Floodingbeginn (Aufwärtstransport) auf. 31.4 m/sec waren für das Aufrechterhalten des Flooding erforderlich. Bei 38.7 m/sec begann der Abriß von Tropfen von der Oberfläche des Woodschen-Metall-Films. Henry rechnet diese Werte auf das System Stahl-Natriumdampf um und erhält: 16.4 m/sec für beginnendes Flooding, 82 m/sec für das Aufrechterhalten von Flooding und 101 m/sec für den Tropfenabriß. Die gemessenen Argongeschwindigkeiten bei beginnendem Flooding konnten gut durch das Kriterium von Grolmes zur Bestimmung der Mindestgeschwindigkeit für das Auftreten von Flooding wiedergegeben werden.

Mit dem 28-Stabexperiment sollte inkohärente Hüllmaterialbewegung nachgebildet werden. Dazu wurden die Stäbe der äußersten Reihe eines Randes des dreieckigen Bündels mit einer Isolation versehen, die das Woodsche Metall dieser Stäbe etwas später aufschmelzen ließ. Das Experiment sollte insbesondere darüber Aufschluß geben, ob das von Fauske vorhergesagte Sloshing des Hüllmaterials /42/ eintreten wird. Fauske's These besagt, daß bei inkohärentem Hüllmaterialschmelzen in einem Brennelement durch die Möglichkeit der Dampfströmung in

parallele, intakte Nachbarkanäle auszuweichen, sich kurze Phasen von Auf- und Abwärtsbewegung in schneller zeitlicher Folge abwechseln, so daß kaum eine Nettobewegung des Hüllmaterials stattfindet. Henry's Versuchsergebnisse stützen diese These nur teilweise. Im Ober- und Unterteil des Bündels sind Blockaden sichtbar /43/, d.h. Nettobewegung von Woodschem Metall fand statt. Das mit Hochgeschwindigkeitskameras gefilmte dynamische Verhalten des Woodschen Metalls zeigt intensive Wellenbewegung sowohl nach oben als auch nach unten. Durch diese Bewegung großer Wellen ergibt sich ein gewisser Sloshingmechanismus. Es trat praktisch gleichzeitiges Schmelzen von Hülle und Abstandshalter auf.

Casal /44/ führte erste stationäre Rieselfilmversuche mit Äthanol und Luft in einem lotrechten Ringraum mit kontinuierlich von außen berieseltem Kernrohr durch. Er beobachtete visuell das Auftreten des unteren Staupunktes (ein Teil des Rieselfilms beginnt mit der Gasströmung nach oben gezogen zu werden) und des oberen Staupunktes (der gesamte Rieselfilm wird nach oben gezogen). Die gewonnenen Versuchsergebnisse stimmen gut mit den Untersuchungen von Feind /31/ überein. Diese Versuche werden mit einer verfeinerten Instrumentierung fortgesetzt. Die Übertragbarkeit der Ergebnisse auf abschmelzende Metallhüllen wird experimentell überprüft.

Die bisher beschriebenen Out-of-Pile Experimente eignen sich wegen der leichten Zugänglichkeit und der direkten visuellen Beobachtungsmöglichkeit des Bewegungsablaufs besonders für das Studium von speziellen Einzelphänomenen. Trotzdem kann zur Überprüfung der daraus gewonnenen Ergebnisse und zum Studium des globalen Ablaufs auf In-Pile Experimente unter störfalltypischen Bedingungen nicht verzichtet werden.

Die bisher repräsentativsten In-Pile Experimente für die Hüllmaterialbewegung bei Kühlmitteldurchsatzstörfällen sind die im amerikanischen Testreaktor TREAT ausgeführten R- und L-Versuchsreihen. Bei beiden Serien wurden die natriumgekühlten Teststäbe Kühlmitteldurchflußtransienten ausgesetzt, die teilweise noch von Leistungstransienten überlagert waren. Bei

der R-Serie kamen Siebenstabbündel mit frischem Brennstoff zum Einsatz (m.A. des 1-Stab-Kalibrierungsexperiments R3). Die Stabgeometrien waren mit ~ 6 mm Außendurchmesser und ~ 91 cm Brennstofflänge leistungsreaktortypisch. Die Testbündel wurden Kühlmitteldurchflußtransienten unterworfen, wie sie während der Einleitungsphase von Kühlmitteldurchsatzstörfällen (LOF) in Leistungsreaktoren auftreten. Der Beginn des Hüllrohrschmelzens wurde durch Thermolemente diagnostiziert, totale Blockaden durch die Durchflußmesser. Die Verteilung des Hüllmaterials nach Versuchsende wurde bei den Nachbestrahlungsuntersuchungen ermittelt.

Bei den Versuchen R4, R6, R7 und R8 /22,45,46,47/ bildeten sich axial ausgedehnte, totale Hüllmaterialblockaden an der unteren Brennstoffgrenze aus. Nur bei R5 war diese Blockade nicht total. In R4, R5, R6 und R7 waren auch Blockaden an der Brennstoffobergrenze vorhanden. Die oberen Blockaden sind stets erheblich dünner als die unteren. Im Unterschied zu den übrigen Versuchen der R-Serie waren die Stäbe des Tests R8 mit Innendruck beaufschlagt. Nach dem Stabversagen an der Brennstoffoberkante wurde das eingeschlossene Gas in den Kühlkanal freigesetzt, baute dort Druck auf und behinderte dadurch das Aufwärtsströmen des Kühlmitteldampfes. Im Experiment R8 fehlt daher die obere Blockade. Im Versuch R7 wurde dem Durchflußtransienten eine Leistungsspitze überlagert (15-fache Stableistung). Es trat massive Brennstoffdispersion auf. Trotzdem wurde bei den Nachbestrahlungsuntersuchungen kein Brennstoff oberhalb der oberen Blockade gefunden. Die obere Hüllmaterialblockade kann somit eine wirksame Barriere für die Brennstoffexpulsion nach oben darstellen.

Bei der TREAT L-Serie /21,23,24,48/ wurde beim Versuch L2 frischer Brennstoff, bei L3,L4,L5 abgebrannter Brennstoff verwendet. L2,L3,L4 waren 7-Stabbündel mit einer ~ 34 cm langen Brennstoffzone. L5 war ein 3-Stabbündel mit ~ 86 cm Brennstofflänge. Im Versuch L5 wurde dem Durchflußtransienten eine Leistungsspitze überlagert (6-fache Stableistung), bei den übrigen Versuchen wurde die Leistung konstant gehalten. Bei allen Testbündeln waren dünne Hüllmaterialblockaden an der Brennstoffoberkante und massive, axial ausgedehnte Blocka-

den an der Brennstoffunterkante vorhanden. Ausgenommen L4, bei dem auch die untere Blockade nur dünn war. Bei allen Versuchen trat Brennstoffdispersion auf, teilweise mehrmals, wobei zwischen den einzelnen Dispersionseignissen Brennstoffkompaktionen stattfanden. Trotz dieser intensiven Brennstoffbewegungen wurden nur bei L3 und L4 geringe Brennstoffmengen über der oberen Hüllmaterialblockade gefunden.

Bei den Versuchen der R-Serie wurde durch stärkere Anreicherung des Zentralstabes (20% gegenüber 14% der Randstäbe) eine flache radiale Leistungsverteilung im thermischen Neutronenfluß des TREAT Reaktors hergestellt. Hüllmaterialschmelzen erfolgte daher ziemlich kohärent für alle Stäbe des Bündels. Bei der L-Serie besaßen alle Stäbe eines Bündels dieselbe Anreicherung. Hier wurden Inkohärenzeffekte beim Natriumsieden beobachtet /23/. Das Ausmaß der Inkohärenzen beim Hüllrohrschmelzen ist unbekannt. Wesentliche Unterschiede im Ablauf der Hüllmaterialbewegung zwischen den Experimenten der L- und R-Serie sind nicht feststellbar.

Lücken in der experimentellen Datenbasis liegen vor allem bei den Benetzungseigenschaften zwischen Stahl und Brennstoff vor, sowie bei den Bedingungen des Übergangs von der glatten zur rauhen Filmströmung und umgekehrt und den dabei auftretenden Veränderungen der Impulsübertragungsrate zwischen der Hüllmaterial- und Natriumdampfströmung an der Phasengrenzfläche.

3. Das Hüllmaterialbewegungsmodell CMOT

3.1 Das physikalische Modell

Zeitlicher Ausgangspunkt und damit Anfangskonfiguration des Hüllmaterialbewegungsmodells ist ein Zustand, bei dem die Hüllrohräußentemperatur über einen gewissen axialen Bereich die Solidustemperatur erreicht hat. Obwohl das Hüllrohr an seiner an den Brennstoff grenzenden Innenseite eine höhere Temperatur aufweist, als außen, gegen den Kühlkanal, ist das Temperaturgefälle klein, da im Kühlkanal im Bereich der Hüllrohrschmelzzone kein flüssiges Natrium mehr vorhanden ist, sondern Natriumdampf und dadurch der Wärmeübergang vom Hüllrohr in den Kühlkanal schlecht ist. Außerdem ist das innen aufgeschmolzene Material wegen dessen Nähe zur Schmelztemperatur noch zäh und bewegt sich in dem engen Spalt zwischen Hüllrohrinnenseite und Brennstoff in der bis zum völligen Aufschmelzen des Hüllrohrquerschnitts zur Verfügung stehenden Zeit kaum.

Wie Experimente zeigen, kann die Brennstoffsäule auch dann noch ihre Integrität beibehalten, wenn größere axiale Hüllrohrbereiche bereits geschmolzen sind /49,50/. Der Bewegungsvorgang des geschmolzenen Materials wird daher als zylindersymmetrische Filmbewegung auf der Oberfläche der aufrecht stehenden Reststabsäule behandelt. Der Hüllmaterialfilm wird durch die Schwerkraft, die axialen Druckgradienten im Kühlkanal und die von der Dampfströmung in den Kühlkanälen auf die Filmoberfläche ausgeübten Scherkräfte bewegt. Er setzt der Bewegung durch diese äußeren Kräfte infolge der inneren Reibung des viskosen Filmmaterials Widerstand entgegen. Die Oberflächenspannung wird vernachlässigt.

Auf seinem Weg entlang der Brennstaboberfläche erreicht das geschmolzene Hüllmaterial auch Stabbereiche in denen das Hüllrohr noch intakt ist. D.h. die Hüllmaterialfilminnenseite kann sich sowohl im Kontakt mit Brennstoff, als auch mit Stahl befinden. Dies ist für die Wärmeübertragung zwischen Brennstab und Film von Bedeutung.

Bei Dampfgeschwindigkeiten unterhalb einer bestimmten Grenzggeschwindigkeit wird die Filmoberfläche als glatt angenommen, und es werden die Reibbeiwerte für die glatte Rohrströmung verwendet. Beim Überschreiten dieser Grenzggeschwindigkeit bilden sich kleine Wellen auf der Filmoberfläche aus. Dadurch wird der Reibungswiderstand der Dampfströmung und die Impulsübertragungsrate zwischen Dampf- und Filmströmung vergrößert. Dies wird im Modell durch eine Vergrößerung des Reibbeiwerts der von der Dampfströmung auf den Film ausgeübten Schubspannung beschrieben.

Bei ausreichend hohen Dampfgeschwindigkeiten von unten nach oben, also entgegen der dem Film durch die Schwerkraft aufgeprägten Strömungsrichtung, kann der Film durch die entgegenrichtete Dampfströmung an manchen Stellen aufgestaut werden. Es bilden sich große Wellen, die schließlich den gesamten Kühlkanal ausfüllen. In diesem Zustand müssen gleichzeitig zwei verschiedene Strömungsformen beschrieben werden: Der Normalfall der ringförmigen Filmströmung in einer Umgebung von Natriumdampf und die örtlich auftretende Pfropfenströmung.

Nach den vorliegenden und im Abschnitt 2 im einzelnen diskutierten experimentellen Befunden spielt der Abriß von Tropfen von der Hüllmaterialoberfläche und deren Mitnahme durch die Dampfströmung im Kühlkanal (Entrainment) unter SNR Störfallbedingungen nur eine untergeordnete Rolle. Entrainment wird daher im Modell vernachlässigt.

Die Viskosität des Filmmaterials und damit dessen Beweglichkeit wird stark durch die Filmtemperatur beeinflusst. Die Filmtemperatur wiederum, wird durch die Wärmeübertragung vom Brennstab an den Film, vom Film in den Kühlkanal und der Wärmekapazität des Filmmaterials bestimmt. Wegen ihres im Vergleich zum Wärmetransport in radialer Richtung geringen Beitrags, wird die axiale Wärmeleitung im Hüllmaterial vernachlässigt.

Der Hüllmaterialstahl wird als nichteutektische Legierung behandelt, d.h. es wird angenommen, die Zu- bzw. Abfuhr der Schmelzwärme beim Aufschmelzen bzw. Wiedererstarren erfolgt

in dem Temperaturintervall zwischen der Solidus- und der Liquidustemperatur. Auf die Näherung konstanter Temperatur beim Schmelzen und Erstarren wurde verzichtet.

Zum detaillierten Studium der Dynamik der Hüllmaterialbewegung ist die gegenseitige Wechselwirkung zwischen Film- und Dampfströmung besonders wichtig. Die Bewegung des Hüllmaterialfilms führt zu einer zeitlichen Veränderung der Kühlkanalgeometrie und damit zu einer Veränderung der axialen Dampfgeschwindigkeitsverteilung im Kühlkanal. Diese wirkt ihrerseits wiederum auf die Filmbewegung zurück. Wegen des großen Dichteunterschiedes zwischen Hüllmaterialstahl und Kühlmitteldampf paßt sich die Dampfströmung einer Veränderung der Kühlkanalgeometrie viel rascher an, als umgekehrt die Filmströmung einer Veränderung der Dampfgeschwindigkeitsverteilung. Aus diesem Grund ist die quasistatische Behandlung der Dampfströmung ausreichend genau. In dieser Näherung wird zur jeweils vorliegenden zeitlich veränderlichen Kühlkanalgeometrie die dazugehörige stationäre Verteilung der Dampfgeschwindigkeiten berechnet.

Eine wichtige die Umverteilung des geschmolzenen Hüllmaterials wesentlich beeinflussende Größe ist die Kohärenz des Abschmelzvorgangs. D.h. ob die Hüllen aller Brennstäbe eines Brennelements gleichzeitig abschmelzen (kohärentes Hüllmaterialschmelzen) oder nicht (inkohärentes Hüllmaterialschmelzen). Im Falle inkohärenten Abschmelzens kann die Dampfströmung nach der Erhöhung des Reibungswiderstandes infolge Flooding, Wellen- oder Blockadenbildung von Kanälen mit Hüllmaterialschmelzen in Nachbarkanäle mit noch intakten Hüllen und damit geringeren Reibungswiderständen ausweichen. Bei kohärentem Abschmelzen über den gesamten Brennelementquerschnitt, oder dem Abschmelzen eines Einzelstabes (Experimente) besteht diese Möglichkeit nicht.

Den Unterschieden zwischen kohärentem und inkohärentem Abschmelzen wird auch im Modell Rechnung getragen. Auf dessen detaillierte Beschreibung wird in Abschnitt 3.2.3 eingegangen.

Der Einfluß von Abstandshaltern auf die Hüllmaterialbewegung bleibt unberücksichtigt. Bei den Versuchen von Henry /40,41/

mit Woodschem Metall als Hüllmaterial und ebenfalls aus Woodschem Metall gefertigten Wendeldrahtabstandshaltern schmelzen Hülle und Abstandshalter praktisch gleichzeitig ab /43/. Experimente mit Gitterabstandshaltern liegen zwar nicht vor, es ist jedoch zu erwarten, daß auch in diesem Fall Hüllmaterial- und Abstandshalterschmelzen zeitlich unmittelbar aufeinander folgen. Das Material der Abstandshalter kann wahlweise dem Material der Brennstoffhüllen oder dem stationären Strukturmaterial zugeschlagen werden.

Die für das Hüllmaterialbewegungsmodell erforderlichen Randbedingungen sind:

- der Druckverlust in der Kühlmitteldampfblase innerhalb der das Hüllmaterialschmelzen stattfindet;
- die Brennstoffaußentemperaturen und die Temperaturen am Außenrand des intakten Hüllrohrs;
- die mittleren im Kühlkanal herrschenden thermodynamischen Bedingungen;
- die mittlere Strukturmaterialtemperatur.

Diese Randbedingungen werden i.A. zeitabhängig sein.

3.2 Die mathematische Beschreibung

Ziel der mathematischen Beschreibung der Hüllmaterialfilmbewegung ist die Berechnung der zeitabhängigen Filmdicke, der Filmgeschwindigkeit und der Filmtemperatur. Diese Größen können durch die Lösung der hydrodynamischen Gleichungen für die Massenerhaltung (Kontinuitätsgleichung) und die Impulserhaltung (Navier-Stokes Gleichung) sowie der thermodynamischen Gleichung für die Erhaltung der themischen Energie ermittelt werden. Die mathematische Beschreibung erfolgt ein-dimensional

$$v_j = \sigma_{j3} \cdot u$$

(3.2.1)

$$v_{2,j} = \sigma_{j3} \cdot u_2$$

$$\sigma_{nm} = \begin{cases} 1 \dots n=m \\ 0 \dots n \neq m \end{cases}$$

und in Zylinderkoordinaten. Nicht zylindersymmetrische Geometrien (z.B. SNR-Brennelemente) werden auf eine äquivalente zylindersymmetrische Modellgeometrie abgebildet. Diese besteht, wie Abb.3.2.1 zeigt, aus einer Brennstoffsäule mit darüberliegendem Hüllmaterial (fest und flüssig). Das Ganze wird ringförmig durch den Kühlkanal umgeben, in dem Kühlmitteldampf strömt.

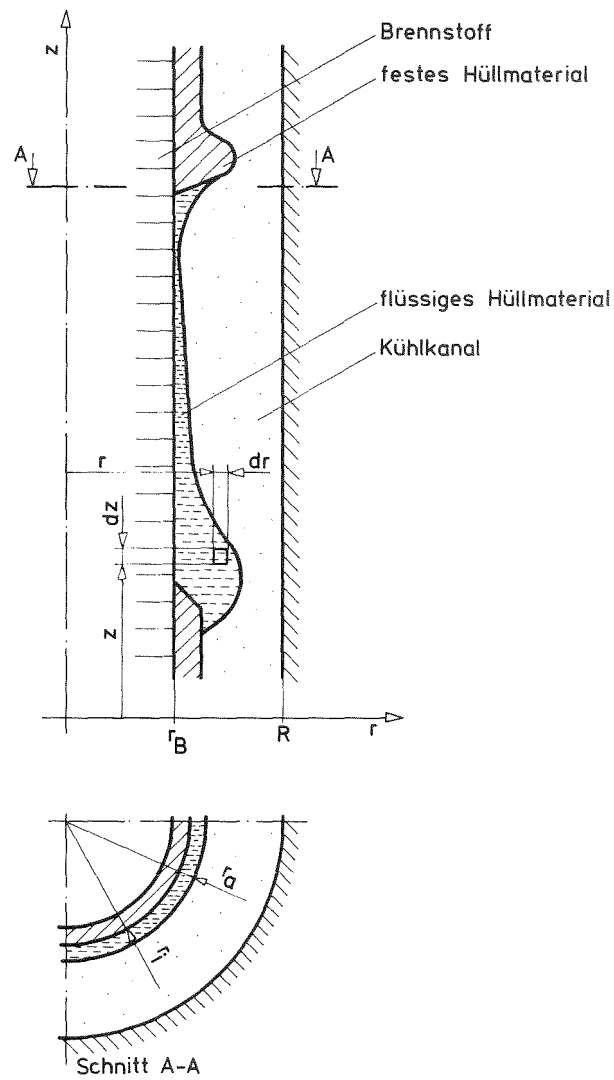


Abb.3.2.1 Modellgeometrie von Brennstab und Kühlkanal

3.2.1 Ableitung der problemspezifischen hydrodynamischen Grundgleichungen

Die Kontinuitätsgleichung für ein Volumenelement des Films lautet

$$(3.2.2) \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \cdot u)}{\partial z} = 0$$

Die Impulsgleichung für ein Volumenelement der zylinder-symmetrischen, parallel zur z-Achse gerichteten Filmströmung ergibt sich zu

$$(3.2.3) \quad \rho \frac{Du}{Dt} = F_P + F_G + F_R$$

wobei
$$\frac{Du}{Dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial z}$$

$$F_P = - \frac{dp}{dz} \dots \text{ Druckgradient}$$

$$F_G = - g \cdot (\rho - \rho_2) \dots \text{ um den Auftrieb vermindertes Gewicht}$$

$$F_R = - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial z} (\mu \cdot \nabla \vec{v}) + \nabla (\mu \cdot \nabla u) - \nabla (\mu \frac{\partial \vec{v}}{\partial z}) \\ = \frac{4}{3} \frac{\partial}{\partial z} (\mu \frac{\partial u}{\partial z}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot \mu \frac{\partial u}{\partial r}) \dots$$

... Impulsübertragung durch innere Reibung für eine Newtonsche Flüssigkeit /51/.

Zur Vereinfachung und Beschleunigung des später beschriebenen numerischen Lösungsverfahrens der Kontinuitäts- und Impulsgleichung können ohne wesentliche Einbuße an Beschreibungsgenauigkeit folgende Annahmen getroffen werden:

(a) $\rho \gg \rho_2$... d.h. die Dampfdichte ist gegenüber der Filmdichte vernachlässigbar.

Damit ergibt sich

$$(3.2.4a) \quad F_G = g \cdot \rho$$

(b) $\frac{\partial \mu}{\partial x_j} = 0$... d.h. die räumliche Änderung der Filmviskosität ist vernachlässigbar.

$$j = 1, 2, 3$$

$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \ll \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial u}{\partial r}$... d.h. $\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}$ kann in Gl. (3.2.3) vernachlässigt werden.

Daraus erhält man

$$(3.2.4b) \quad F_R = \mu \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right)$$

Unter diesen Annahmen vereinfacht sich die Impulsgleichung (3.2.3) für das Volumenelement des Films zu

$$(3.2.5) \quad \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial z} = - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dz} - g + \frac{\mu}{\rho} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right).$$

Im nächsten Schritt werden nun die Kontinuitäts- und Impulsgleichung für das Volumenelement über den Filmquerschnitt integriert.

Für die Kontinuitätsgleichung ergibt sich, wenn $\frac{\partial \rho}{\partial r} = 0$, also die Filmdichte ρ über den Filmquerschnitt als konstant angenommen wird

$$(3.2.6) \quad \frac{\partial (\rho \cdot A)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \cdot A \cdot \bar{u})}{\partial z} = 0 \quad ,$$

wobei $A = \pi \cdot (r_a^2 - r_i^2)$... Filmquerschnitt

$$\bar{u} = \frac{2 \cdot \pi}{A} \int_{r_i}^{r_a} u \cdot r dr \quad \dots \text{mittlere Filmgeschwindigkeit}$$

Bei konstant angenommener Materialdichte ρ des Film wird Gl. (3.2.6) zu

$$(3.2.7) \quad \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial (A \cdot \bar{u})}{\partial z} = 0 \quad .$$

Durch Integration der linken Gleichungsseite der Impulsgleichung (3.2.5) für das Volumenelement über den Filmquerschnitt erhält man

$$2 \cdot \pi \int_{r_i}^{r_a} \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial z} \right) \cdot r dr = \frac{\partial}{\partial t} 2 \cdot \pi \int_{r_i}^{r_a} u \cdot r dr + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z} 2 \cdot \pi \int_{r_i}^{r_a} u^2 \cdot r dr =$$

$$= \frac{\partial (A \cdot \bar{u})}{\partial t} + \frac{1}{2} \frac{\partial (A \cdot \overline{u^2})}{\partial z} .$$

Die Integration der auf der rechten Gleichungsseite von Gl. (3.2.5) stehenden Kräfte über den Filmquerschnitt liefert für den Druckgradienten

$$2 \cdot \pi \int_{r_i}^{r_a} \left(- \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dz} r \right) dr = - \frac{A}{\rho} \frac{dp}{dz} ,$$

für die Schwerkraft

$$2 \cdot \pi \int_{r_i}^{r_a} (-g \cdot r) dr = -A \cdot g ,$$

für die Impulsübertragung durch innere Reibung

$$2 \cdot \pi \int_{r_i}^{r_a} \frac{\mu}{\rho} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right) \cdot r dr = \frac{\mu}{\rho} 2 \cdot \pi \cdot \left(r_a \frac{\partial u}{\partial r} \Big|_{r=r_a} - r_i \frac{\partial u}{\partial r} \Big|_{r=r_i} \right) .$$

Die über den Filmquerschnitt integrierte Impulsgleichung lautet damit

$$(3.2.8) \quad \frac{\partial (A \cdot \bar{u})}{\partial t} + \frac{1}{2} \frac{\partial (A \cdot \overline{u^2})}{\partial z} = - \frac{A}{\rho} \frac{dp}{dz} - A \cdot g +$$

$$+ \frac{\mu}{\rho} 2 \cdot \pi \cdot \left(r_a \frac{\partial u}{\partial r} \Big|_{r=r_a} - r_i \frac{\partial u}{\partial r} \Big|_{r=r_i} \right) .$$

Der dritte Term der rechten Seite dieser Gleichung beschreibt die Impulsübertragung in radialer Richtung durch die innere Reibung des Newtonschen Filmmaterials. Er besteht aus zwei Teilen und enthält die Schubspannung am Filmaußenrand

$$(3.2.9a) \quad \tau(r_a) = \mu \frac{\partial u}{\partial r} \Big|_{r=r_a}$$

und die Schubspannung am Filminnenrand

$$(3.2.9b) \quad \tau(r_i) = \mu \frac{\partial u}{\partial r} \Big|_{r=r_i} .$$

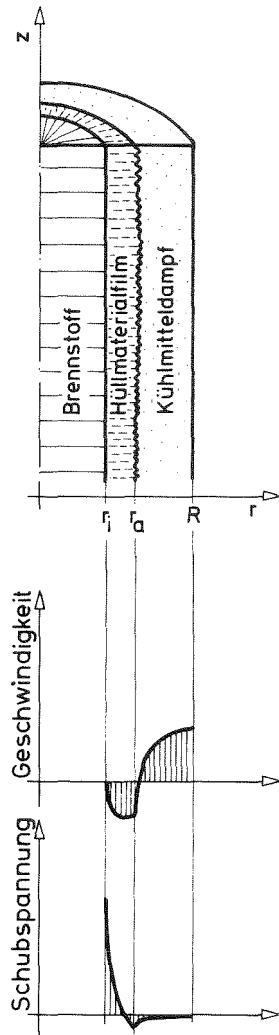


Abb. 3.2.2 Geschwindigkeits- und Schubspannungsverteilung der Film- und Dampfströmung

Wie Abb. 3.2.2 zeigt, müssen an der Phasengrenzfläche zwischen Hüllmaterialfilm und Dampf die Schubspannungen im Film und im Dampf gleich groß sein.

D.h.

$$(3.2.10) \quad \underbrace{\lim_{r \rightarrow r_a^-} \tau(r)}_{\text{Filmschubspannung}} = \underbrace{\lim_{r \rightarrow r_a^+} \tau_2(r)}_{\text{Dampfschubspannung}} .$$

Für ein Newtonsches Medium gilt

$$\tau = \mu \frac{\partial u}{\partial r} .$$

Damit erhält man aus Gl. (3.2.10) für den Anstieg der Tangente des Geschwindigkeitsprofils der Filmströmung an der Phasengrenzfläche zum Kühlmitteldampf die Beziehung

$$(3.2.11) \quad \left. \frac{\partial u}{\partial r} \right|_{r=r_a} = \frac{\mu_2}{\mu} \left. \frac{\partial u_2}{\partial r} \right|_{r=r_a}$$

Damit läßt sich die Impulsübertragungsrate am Filmaußenrand darstellen durch

$$(3.2.12) \quad \begin{aligned} \frac{1}{\rho} 2 \cdot \pi \cdot r_a \cdot \tau(r_a) &= \frac{1}{\rho} 2 \cdot \pi \cdot r_a \cdot \mu \left. \frac{\partial u}{\partial r} \right|_{r=r_a} \\ &= \frac{1}{\rho} 2 \cdot \pi \cdot r_a \cdot \mu_2 \left. \frac{\partial u_2}{\partial r} \right|_{r=r_a} . \end{aligned}$$

Die Impulsübertragungsrates am Filminnenrand lautet

$$(3.2.13) \quad -\frac{1}{\rho} 2 \cdot \pi \cdot r_i \cdot \tau(r_i) = -\frac{1}{\rho} 2 \cdot \pi \cdot r_i \cdot \mu \left. \frac{\partial u}{\partial r} \right|_{r=r_i}$$

Ist der Anstieg des Geschwindigkeitsprofils der Filmströmung am Innenrand r_i bekannt, kann aus Gl. (3.2.13) die der Filmbewegung entgegengerichtete innere Reibungskraft des viskosen Hüllmaterials berechnet werden.

Durch Gl. (3.2.12) wird die Schleppkraft beschrieben, die der im Kühlkanal strömende Dampf auf die Oberfläche des Hüllmaterialfilms ausübt. Würde der Film eine vollkommen glatte Oberfläche besitzen und ist das i.A. turbulente Strömungsprofil der Dampfströmung bekannt, kann aus Gl. (3.2.12) die Größe der Schleppkraft bestimmt werden. Das Vorliegen einer glatten Filmoberfläche ist jedoch eine seltene Ausnahme. Im Allgemeinen besitzt die Filmoberfläche eine unregelmäßig wellige Gestalt. Die Dampfströmung bildet in diesem Grenzbereich komplizierte Strömungsformen aus, für die eine exakte theoretische Herleitung der Schubspannungen nicht möglich ist. Die an der Grenzfläche zwischen Film und Dampf auftretenden Schubspannungen müssen daher durch empirische Ansätze beschrieben werden.

Eine sehr häufig in der Literatur anzutreffende Beziehung hierfür ist /32/

$$(3.2.14) \quad \tau(r_a) = f \frac{1}{2} \rho_2 \cdot (u_2 - \bar{u}) \cdot |u_2 - \bar{u}|.$$

In dieser Gleichung ist f der experimentell zu ermittelnde Reibbeiwert. Er ist von der Reynoldszahl der Dampfströmung im Kühlkanal und vom Zustand der Filmoberfläche (glatt oder wellig) abhängig. Im Abschnitt 3.2.4 werden explizite Ausdrücke für f angegeben.

Die Schubspannung $\tau(r_a)$ erreicht nur für $|u_2| \gg |u|$ im Vergleich zu den übrigen Kräften maßgebliche Beiträge. Es kann daher in guter Näherung

$$(3.2.15) \quad \tau(r_a) = f \frac{1}{2} \rho_2 \cdot |u_2| \cdot u_2$$

gesetzt werden.

Unter Berücksichtigung der Gleichungen (3.2.12) und (3.2.15) lautet die Impulsgleichung (3.2.8) für den Hüllmaterialfilm

$$(3.2.16) \quad \frac{\partial (A \cdot \bar{u})}{\partial t} + \frac{1}{2} \frac{\partial (A \cdot \bar{u}^2)}{\partial z} = - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dz} - A \cdot g - \\ - \nu \cdot 2 \cdot \pi \cdot r_i \left. \frac{\partial u}{\partial r} \right|_{r=r_i} + \pi \cdot r_a \cdot f \frac{\rho_2}{\rho} |u_2| \cdot u_2 \cdot$$

Ziel des Lösungsverfahrens ist es, die Impulsgleichung (3.2.16) und die Kontinuitätsgleichung (3.2.7) nach der mittleren Filmgeschwindigkeit \bar{u} und dem Filmquerschnitt A aufzulösen. Mit der in Gleichung (3.2.16) dargestellten Gestalt der Impulsgleichung ist dies noch nicht möglich. Zur Überführung in eine lösbar Form müssen der Konvektionsterm $\frac{1}{2} \frac{\partial (A \cdot \bar{u}^2)}{\partial z}$ und der Term der inneren Reibung $\nu \cdot 2 \cdot \pi \cdot r_i \left. \frac{\partial u}{\partial r} \right|_{r=r_i}$ als Funktionen der mittleren

Filmgeschwindigkeit \bar{u} ausgedrückt werden. Dazu ist es erforderlich Annahmen über die Gestalt des Strömungsprofils der Filmströmung in das Modell einzubringen.

Das Strömungsprofil muß als Geschwindigkeitsverteilung einer viskosen Filmströmung der Randbedingung

$$u(r_i, z, t) = 0$$

genügen.

Dem Modell wurde das folgende parabolische Strömungsprofil zugrunde gelegt:

$$(3.2.17a) \quad u(r, z, t) = a \cdot \bar{u}(z, t) \cdot \left\{ 1 - \left(\frac{r_a - r}{r_a - r_i} \right)^2 \right\};$$

a läßt sich aus der Beziehung

$$\frac{2 \cdot \pi}{A} \int_{r_i}^{r_a} u(r, z, t) \cdot r dr = \bar{u}(z, t)$$

bestimmen.

Man erhält

$$a = 6 \frac{r_a + r_i}{5 \cdot r_a + 3 \cdot r_i} .$$

Damit wird Gl. (3.2.17a) zu

$$(3.2.17b) \quad u(r, z, t) = 6 \frac{r_a + r_i}{5 \cdot r_a + 3 \cdot r_i} \bar{u}(z, t) \cdot \left\{ 1 - \left(\frac{r_a - r}{r_a - r_i} \right)^2 \right\} .$$

Daraus lassen sich die Beziehungen ableiten

$$(3.2.18) \quad \left. \frac{\partial u}{\partial r} \right|_{r=r_a} = \bar{u} \cdot 12 \frac{r_a + r_i}{(5 \cdot r_a + 3 \cdot r_i) \cdot (r_a - r_i)}$$

$$(3.2.19) \quad \bar{u}^2 = \frac{2 \cdot \pi}{A} \int_{r_i}^{r_a} u^2 \cdot r dr = \frac{12 \cdot (r_a + r_i) \cdot (11 \cdot r_a + 5 \cdot r_i)}{5 \cdot (5 \cdot r_a + 3 \cdot r_i)^2} (\bar{u})^2 \\ = b \cdot (\bar{u})^2 .$$

Der Faktor b in Gl. (3.2.19) läßt sich wegen $r_i \ll r_a < \infty$ und

$$(3.2.20) \quad \lim_{r_a \rightarrow r_i} b = \frac{6}{5}$$

$$(3.2.21) \quad \lim_{r_a \rightarrow \infty} b = \frac{5.28}{5}$$

näherungsweise durch eine Konstante ersetzen.

In praktischen Anwendungen bewegt man sich bei kleinen Film-
dicken in der Nähe des Grenzwertes nach Gl. (3.2.20).

Die Beziehung

$$(3.2.22) \quad \bar{u}^2 = \frac{6}{5} (\bar{u})^2$$

ist daher eine sehr gute Näherung.

Unter Verwendung von Gl. (3.2.18) und Gl. (3.2.22) erhält man
aus Gl. (3.2.16) die Impulsgleichung in der lösbaren Gestalt

$$(3.2.23) \quad \frac{\partial (A \cdot \bar{u})}{\partial t} + \frac{3}{5} \frac{\partial (A \cdot \bar{u}^2)}{\partial z} = -A \cdot \left(\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dz} + g \right) - \\ - \nu \cdot \bar{u} \cdot \frac{24 \cdot \pi \cdot r_i \cdot (r_a + r_i)}{(5 \cdot r_a + 3 \cdot r_i)(r_a - r_i)} + \pi \cdot r_a \cdot f \frac{\rho^2}{\rho} |u_2| \cdot u_2 .$$

Diese Gleichung bildet nun gemeinsam mit der Kontinuitätsgleichung (3.2.7) ein Gleichungssystem, das nach dem Hüllmaterialfilmquerschnitt A und der Hüllmaterialfilmdicke auflösbar ist.

Die Bewegung des Films wird insbesondere bei Filmtemperaturen in der Umgebung der Solidustemperatur des Hüllmaterials stark von dem die innere Reibung des viskosen Hüllmaterials beschreibenden 2. Term der rechten Gleichungsseite von Gl. (3.2.23) beeinflusst. Die darin enthaltene kinematische Zähigkeit ν ist von der Filmtemperatur abhängig. Es muß daher neben dem Filmquerschnitt und der Filmgeschwindigkeit auch die Filmtemperatur berechnet werden. Dies soll im nächsten Abschnitt geschehen.

3.2.2 Ableitung der problemspezifischen thermodynamischen Grundgleichungen

Der an der Staboberfläche entlanggleitende Hüllmaterialfilm befindet sich im Druckgleichgewicht mit der Kühlmitteldampf-umgebung. Er kann bei Temperaturänderungen frei expandieren oder komprimieren. Die thermodynamischen Zustandsänderungen des Hüllmaterials entsprechen daher Zustandsänderungen bei konstantem Druck.

Die Gleichung für die Erhaltung der thermischen Energie für ein Volumenelement des Films lautet

$$(3.2.24) \quad \rho \cdot c_p \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial z} \right) = - \nabla \vec{q} \quad .$$

Dabei wurde die Materialdichte ρ als konstant angenommen und der im vorliegenden Fall unbedeutende Beitrag der Dissipations-energie vernachlässigt. \vec{q} ist der Vektor der Wärmestromdichte.

Wegen der Annahme von Zylindersymmetrie gilt

$$\vec{q} = (q_r, 0, q_z) \quad .$$

Die Enthalpieänderung bei konstantem Druck p wird durch

$$(3.2.25) \quad \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p = c_p$$

beschrieben. Verwendet man diese Beziehung für c_p , dann gilt

$$\begin{aligned} c_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} &= \frac{\partial h}{\partial T} \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial h}{\partial t} \\ c_p \cdot \frac{\partial T}{\partial z} &= \frac{\partial h}{\partial T} \cdot \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial h}{\partial z} \quad . \end{aligned}$$

Damit können in die Energiegleichung (3.2.24) anstelle der Temperaturableitungen Ableitungen der Enthalpie eingeführt werden

$$(3.2.26) \quad \rho \cdot \left(\frac{\partial h}{\partial t} + u \frac{\partial h}{\partial z} \right) = - \nabla \vec{q} .$$

Wie noch gezeigt werden wird, läßt sich aus dieser Gestalt der Energiegleichung ein sehr einfaches und trotzdem sehr genaues Verfahren entwickeln, um die thermodynamischen Zustandsänderungen während und nach dem Schmelzen des Materials zu beschreiben.

Zunächst aber wird die Gl. (3.2.26) über den Hüllmaterialfilmquerschnitt integriert.

$$\rho \cdot 2 \cdot \pi \cdot \left(\int_{r_i}^a \frac{\partial h}{\partial t} r \, dr + \int_{r_i}^a u \frac{\partial h}{\partial z} r \, dr \right) = 2 \cdot \pi \cdot \int_{r_i}^a \nabla \vec{q} \cdot r \, dr$$

Unter den Annahmen

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial q_z}{\partial z} \right) = 0$$

und

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial h}{\partial z} \right) = 0$$

ergibt sich

$$2 \cdot \pi \cdot \int_{r_i}^a \nabla \vec{q} \cdot r \, dr = 2 \cdot \pi \cdot \left(r_a \cdot q_r \Big|_{r=r_a} - r_i \cdot q_r \Big|_{r=r_i} \right) + A \cdot \frac{\partial \vec{q}_z}{\partial z} ,$$

$$2 \cdot \pi \cdot \int_{r_i}^a \frac{\partial h}{\partial t} r \, dr = \frac{\partial (A \cdot h)}{\partial t} ,$$

$$2 \cdot \pi \cdot \int_{r_i}^a u \frac{\partial h}{\partial z} r \, dr = A \cdot \bar{u} \frac{\partial \bar{h}}{\partial z} .$$

Der Filmquerschnitt A ist durch $A = \pi \cdot (r_a^2 - r_i^2)$ gegeben.

Die über den Filmquerschnitt integrierte Energiegleichung lautet damit

$$(3.2.27) \quad \rho \cdot \left\{ \frac{\partial (A \cdot \bar{h})}{\partial t} + A \cdot \bar{u} \frac{\partial \bar{h}}{\partial z} \right\} = \\ = 2 \cdot \pi \cdot \left(r_a \cdot q_r \Big|_{r=r_a} - r_i \cdot q_r \Big|_{r=r_i} \right) + A \cdot \frac{\partial \vec{q}_z}{\partial z} .$$

Auf der rechten Gleichungsseite stehen die dem Film an seinem Außen- und Innenrand sowie durch axiale Wärmeleitung zugeführten Wärmemengen. Es gilt nun, explizite Ausdrücke dafür zu finden.

Die vom Hüllmaterialfilm an dessen Außenrand an den Kühlmitteldampf übertragene Wärmestromdichte läßt sich mit der Wärmeübergangszahl κ zwischen Film- und Dampfströmung darstellen als

$$(3.2.28) \quad q_r \Big|_{r=r_a} = \kappa \cdot (T_k - \bar{T}),$$

T_k ist die Dampftemperatur im Kühlkanal.

Die vom Stab an den Hüllmaterialfilm übertragene Wärmemenge läßt sich unter den Annahmen, daß die mittlere Filmtemperatur \bar{T} in der Filmmitte $r = \frac{1}{2}(r_i + r_a)$ herrscht und die Wärmekapazität des Gases an der Kontaktfläche zwischen der Hüllmaterialfilminnenseite und der Brennstabaußenseite vernachlässigbar ist, näherungsweise durch die Beziehung beschreiben

$$(3.2.29) \quad q_r \Big|_{r=r_i} = \frac{\bar{T} - T_p}{\frac{1}{2} \frac{\delta}{\lambda} + \frac{d_{sp}}{\lambda_{sp}}} .$$

T_p ist die Temperatur der Brennstaboberfläche, über der das geschmolzene Hüllmaterial liegt. Bei der Spezifikation einer nichtverschwindenden Spaltweite d_{sp} zwischen Film und Brennstaboberfläche wird unterstellt, daß die Oberflächenspannung des geschmolzenen Filmmaterials das Eindringen des Films in die Täler der Oberflächenrauigkeit verhindert (Abb. 3.2.3).

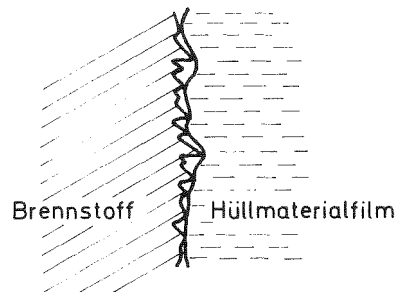


Abb. 3.2.3 Kontaktfläche zwischen Hüllmaterialfilm und Brennstab

Die Wärmestromdichte in axialer Richtung läßt sich durch

$$(3.2.30) \quad \bar{q}_z = - \lambda \frac{\partial \bar{T}}{\partial z}$$

darstellen.

Die Energiegleichung (3.2.27) wurde unter der Voraussetzung

$$(3.2.31) \quad \left(\frac{\partial q}{\partial T} \right)_p = c_p$$

abgeleitet. D.h. die Wärmemenge, die der Masseneinheit Hüllmaterial zugeführt werden muß, um dessen Temperatur um 1 Grad zu erhöhen, ist gleich der spezifischen Wärme. Dies gilt jedoch nicht während des Aufschmelzens.

Der Hüllmaterialstahl von SNR Brennstäben ist ein nichteutektisches Vielstoffsystem. Die Hauptlegierungskomponenten sind Eisen, Nickel, Chrom und Mangan. Anders als bei reinen Stoffen oder eutektischen Legierungen bleibt bei diesem System die Temperatur während des Schmelzens nicht konstant.

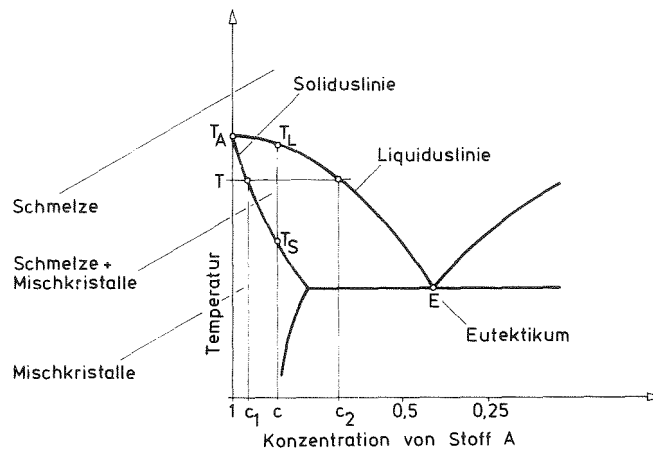


Abb. 3.2.4 Zustandsschaubild eines Zweistoffsystems

Eine Zweistofflegierung mit der Konzentration c des Stoffes A (Abb. 3.2.4) beginnt beim Überschreiten der Solidustemperatur T_S zu schmelzen. Bei der Temperatur T : $T_S < T < T_L$ liegen von der Masseneinheit der Legierung gleichzeitig der Teil $\frac{c_2 - c}{c_2 - c_1}$ als Mischkristalle der Zusammensetzung c_1 und der Teil $\frac{c - c_1}{c_2 - c_1}$ als Schmelze der Zusammensetzung c_2 vor. Oberhalb der Liquidustemperatur T_L ist der Kristallverband vollständig aufgelöst und die Legierung besteht aus Schmelze der Zusammensetzung c . Die Schmelzwärme wird der Legierung zwischen den Temperaturen T_S und T_L zugeführt. Analog läuft der Schmelzprozess einer nichteutektischen Vielstofflegierung ab.

Üblicherweise erfolgt die theoretische Beschreibung des Schmelzprozesses unter der Annahme konstanter Temperatur während des Schmelzens, unabhängig davon, ob es sich um einen reinen Stoff, eine eutektische Legierung oder eine nichteutektische Legierung handelt. Da für Hüllmaterialstahl der Unterschied zwischen Solidus- und Liquidustemperatur etwa 60°C /52/ beträgt, ist diese Näherung jedoch unbefriedigend. Außerdem erfordert sie ein gegenüber dem Lösungs-

verfahren im Bereich homogener Schmelze ($T > T_L$) abweichendes Lösungsverfahren der Energiegleichung und führt daher zu einer Komplizierung des Lösungsalgorithmuses.

Für das vorliegende Modell wurde eine Lösungsmethode entwickelt, die mit einem erheblich einfacheren Lösungsverfahren auskommt und gleichzeitig auf die Annahme konstanter Temperatur während des Schmelzens verzichtet, also genauere Ergebnisse liefert.

Die Schmelzwärme q_s wird dem Material zwischen der Solidustemperatur und der Liquidustemperatur zugeführt, d.h.

$$(3.2.32) \quad q_s = \int_{T_s}^{T_L} \left(\frac{\partial q}{\partial T} \right)_p dT.$$

Definiert man nun eine Zustandsänderung im Schmelzbereich $T_s < T < T_L$ als eine Zustandsänderung mit der fiktiven spezifischen Wärme

$$c_p := \left(\frac{\partial q}{\partial T} \right)_p \quad \dots \quad T_s < T < T_L ,$$

dann ist c_p für alle Temperaturen durch die Funktion gegeben

$$(3.2.33) \quad c_p = \begin{cases} c_p^S & \dots T \leq T_s & \dots \text{ fester Zustand} \\ \left(\frac{\partial q}{\partial T} \right)_p & \dots T_s < T < T_L & \dots \text{ Schmelzbereich} \\ c_p^L & \dots T_L \leq T & \dots \text{ flüssiger Zustand} \end{cases}$$

Mit der spezifischen Wärme aus Gl. (3.2.33) läßt sich die Enthalpie h als eindeutige Funktion der Temperatur angeben. Setzt man willkürlich $h(T=0) = 0$, also

$$h(T) = \int_0^T c_p(T) dT,$$

erhält man

$$(3.2.34) \quad h(T) = \begin{cases} \int_0^T c_p^S(T) dT & \dots T \leq T_S \\ \int_0^{T_S} c_p^S(T) dT + \int_{T_S}^T \left(\frac{\partial q}{\partial T}\right)_p dT & \dots T_S < T < T_L \\ \int_0^{T_S} c_p^S(T) dT + q_s + \int_{T_L}^T c_p^L(T) dT & \dots T_L \leq T \end{cases}$$

Ist die Enthalpie $h(z,t)$ aus der Energiegleichung (3.2.27) berechnet, kann die Temperatur $T(z,t)$ aus Gl. (3.2.34) bestimmt werden. Dazu muß jedoch die Funktion $\left(\frac{\partial q}{\partial T}\right)_p$ im Schmelzbereich explizit bekannt sein. Da sich in der Literatur für Hüllmaterialstahl hierfür keine Messungen finden lassen, wird

$$(3.2.35) \quad \left(\frac{\partial q}{\partial T}\right)_p = \frac{q_s}{T_L - T_S} \quad \dots \quad T_S < T < T_L$$

angenommen. D.h. um während des Schmelzens eine Masseneinheit des Materials um 1 Grad zu erwärmen, ist unabhängig von der Temperatur die Wärmemenge $\frac{q_s}{T_L - T_S}$ zuzuführen. Bei dieser Wahl von $\left(\frac{\partial q}{\partial T}\right)_p$ ist Gl. (3.2.32) erfüllt.

Nimmt man in Übereinstimmung mit Messungen /51/ die spezifische Wärme des geschmolzenen Hüllmaterials als konstant an, erhält man als expliziten Ausdruck für die Temperaturabhängigkeit der Enthalpie

$$(3.2.36) \quad h(T) = \begin{cases} \int_0^T c_p^S(T) dT & \dots T \leq T_S \\ \int_0^{T_S} c_p^S(T) dT + \frac{q_s}{T_L - T_S} (T - T_S) & \dots T_S < T < T_L \\ \int_0^{T_S} c_p^S(T) dT + q_s + c_p^L(T - T_L) & \dots T_L \leq T \end{cases}$$

Mit der Energiegleichung (3.2.27), den Wärmestromdichten (3.2.28), (3.2.29), (3.2.30) und der Gl. (3.2.36) für die Temperaturabhängigkeit der Enthalpie sind alle Funktionen bekannt, um die Filmtemperatur als Funktion der Zeit und des

Ortes zu berechnen. Bei dieser Formulierung kann im festen Bereich ($T \leq T_S$), im Schmelzbereich ($T_S < T < T_L$), im flüssigen Bereich ($T_L \leq T$) und bei Phasenübergängen zwischen verschiedenen Bereichen ein und dasselbe Lösungsverfahren verwendet werden. Nachträgliche Korrekturen der Lösung bei Phasenübergängen werden überflüssig.

Das Lösungsverfahren kann aber auch auf reine Stoffe oder eutektische Legierungen angewendet werden, indem z.B. die Solidustemperatur gleich der Schmelztemperatur gewählt wird und man die Liquidustemperatur um einige Zentelgrade darüber legt. Dies wird i.A. im Vergleich zur Genauigkeit mit der die Schmelztemperatur gemessen werden kann, eine gute Näherung sein. Schmelzen äußert sich in diesem Fall als thermodynamische Zustandsänderung mit hoher spezifischer Wärme. D.h. die Zufuhr von Wärme ändert die Temperatur kaum, erfolgt also bei annähernd konstanter Temperatur.

Das numerische Verfahren zur Berechnung der Filmtemperaturen wird in den Abschnitten 3.2.5 und 3.2.6 beschrieben.

3.2.3 Beschreibung der Kühlmitteldampfdynamik

Die Hüllmaterialströmung an der Staboberfläche und die Kühlmitteldampfströmung im Kühlkanal stehen in enger Wechselwirkung. Durch die Bewegung des Hüllmaterials werden die Geometrien der für die Dampfströmung zur Verfügung stehenden Kühlkanalquerschnitte und die Reibungsverluste im Kühlkanal ständig verändert. Dies verändert die axiale Dampfgeschwindigkeitsverteilung, welche ihrerseits wieder die auf die Hüllmaterialoberfläche ausgeübten Scherkräfte beeinflusst. Für die wirklichkeitsnahe Simulation der Dynamik der Hüllmaterialbewegung ist daher die vollständige Beschreibung der Zweiphasenströmung, d.h. der Hüllmaterial- und Dampfströmung, unerlässlich.

Zur Vereinfachung und Beschleunigung des Lösungsverfahrens wird die Dampfströmung als quasistationär behandelt. D.h. in jedem Zeitschritt der Rechnung wird jenes stationäre Dampfgeschwindigkeitsprofil entlang des Kühlkanals berechnet, das der in diesem Zeitpunkt vorhandenen Kanalgeometrie und den thermodynamischen Daten entspricht.

Diese Annahme wird durch den etwa drei Größenordnungen betragenden Dichteunterschied zwischen Hüllmaterialstahl und Kühlmitteldampf gerechtfertigt. Dadurch paßt sich die Dampfströmung sehr rasch den im Vergleich dazu viel langsameren Hüllmaterialbewegungen an. Durch die geringe Einschwingzeit der Dampfströmung in den stationären Strömungszustand und die nur langsame Geometrieänderung des Kühlkanals herrscht in der Dampfströmung praktisch stets der stationäre Strömungszustand.

Im stationären Zustand steht die von der Dampfströmung auf der Kanalbegrenzung ausgeübte Schubspannung pro Längen- und Querschnittsflächeneinheit

$$(3.2.37) \quad \tau = \frac{\text{von der Dampfströmung benetzter Umfang}}{\text{Querschnittsfläche des Strömungskanals}} \cdot \text{Schubspannung} =$$
$$= \frac{D_H \cdot \pi}{D_H^2 \cdot \pi} \cdot f \frac{1}{2} \rho_2 \cdot u_2 \cdot |u_2|$$
$$\frac{4}{4}$$

im Gleichgewicht mit dem wirksamen Druckgradient $\frac{dp}{dz}$.

Es gilt also

$$(3.2.38) \quad \frac{dp}{dz} = -\frac{2}{D_H} f \cdot \rho_2 \cdot u_2 \cdot |u_2| \quad .$$

Daraus ergibt sich die Strömungsgeschwindigkeit des Kühlmitteldampfes zu

$$(3.2.39) \quad u_2(z,t) = - \operatorname{sign}\left(\frac{dp}{dz}\right) \cdot \sqrt{\left|\frac{dp}{dz}\right| \frac{D_H(z,t)}{2 \cdot \rho_2(z,t) \cdot f(z,t)}} \quad .$$

Der hydraulische Durchmesser D_H für einen Kühlkanal eines Brennelements lautet

$$(3.2.40) \quad D_H = 4 \frac{A}{P} = 4 \frac{\pi \cdot (R^2 - r_a^2)}{2 \cdot \pi \cdot r_a} = 2 \frac{R^2 - r_a^2}{r_a}$$

A ... Strömungsquerschnittsfläche

P ... benetzter Umfang.

Die über den Kühlkanalquerschnitt integrierte Kontinuitätsgleichung der stationären Dampfströmung ist gegeben durch

$$(3.2.41) \quad \rho_2(z_0) \cdot \pi \cdot [R^2 - r_a^2(z_0, t)] \cdot u_2(z_0, t) = \\ = \rho_2(z) \cdot \pi \cdot [R^2 - r_a^2(z, t)] \cdot u_2(z, t) \quad .$$

Setzt man in diesen Ausdruck für die Dampfgeschwindigkeit die rechte Seite von Gl. (3.2.39) ein und quadriert den entstehenden Ausdruck, erhält man

$$\rho_2(z_0) \cdot [R^2 - r_a^2(z_0, t)]^2 \frac{dp(z_0, t)}{dz} \frac{D_H(z_0, t)}{2 \cdot f(z_0, t)} = \\ = \rho_2(z) \cdot [R^2 - r_a^2(z, t)]^2 \frac{dp(z, t)}{dz} \frac{D_H(z, t)}{2 \cdot f(z, t)} \quad .$$

Daraus ergibt sich

$$\frac{dp(z,t)}{dz} = \frac{dp(z_0,t)}{dz} \left[\frac{R^2 - r_a^2(z_0,t)}{R^2 - r_a^2(z,t)} \right]^2 \frac{\rho_2(z_0,t)}{\rho_2(z,t)} \cdot \frac{D_H(z_0,t)}{D_H(z,t)} \frac{f(z,t)}{f(z_0,t)}$$

Mit Gl. (3.2.40) wird dies zu

$$(3.2.42) \quad \frac{dp(z,t)}{dz} = \frac{dp(z_0,t)}{dz} \left[\frac{r_a(z_0,t)}{r_a(z,t)} \right]^2 \cdot \left[\frac{D_H(z_0,t)}{D_H(z,t)} \right]^3 \cdot \frac{f(z,t)}{f(z_0,t)} \frac{\rho_2(z_0,t)}{\rho_2(z,t)}$$

Die Gesamtdruckdifferenz über die Kanallänge ist

$$(3.2.43) \quad \Delta p = \int_{z_0}^{z_0+l} \frac{dp(z,t)}{dz} dz.$$

Ersetzt man in dieser Beziehung den Integranden durch die rechte Seite von Gl. (3.2.42), erhält man

$$(3.2.44) \quad \Delta p = \frac{dp(z_0,t)}{dz} \frac{r_a^2(z_0,t) \cdot D_H^3(z_0,t) \cdot \rho_2(z_0,t)}{f(z_0,t)} \cdot \int_{z_0}^{z_0+l} \frac{f(z,t)}{r_a^2(z,t) \cdot D_H^3(z,t) \cdot \rho_2(z,t)} dz$$

Der Druckgradient am Kanaleintritt ist dann

$$(3.2.45) \quad \frac{dp(z_0,t)}{dz} = \frac{f(z_0,t)}{r_a^2(z_0,t) \cdot D_H^3(z_0,t) \cdot \rho_2(z_0,t)} \cdot \frac{\Delta p}{\int_{z_0}^{z_0+l} \frac{f(z,t)}{r_a^2(z,t) \cdot D_H^3(z,t) \cdot \rho_2(z,t)} dz}$$

Setzt man dies in Gl. (3.2.42) ein, erhält man einen Ausdruck für die entlang des Kühlkanals herrschenden Druckgradienten

$$(3.2.46) \quad \frac{dp(z,t)}{dz} = \frac{f(z,t)}{r_a^2(z,t) \cdot D_H^3(z,t) \cdot \rho_2(z,t)} \cdot \frac{\Delta p}{\int_{z_0}^{z_0+l} \frac{f(z,t)}{r_a^2(z,t) \cdot D_H^3(z,t) \cdot \rho_2(z,t)} dz}$$

Mit Hilfe dieser Beziehung und Gl. (3.2.39) läßt sich die Geschwindigkeit der Kühlmitteldampfströmung an jedem Ort des Kühlkanals angeben

$$(3.2.47) \quad u_2(z,t) = \frac{-\text{sign}(\Delta p)}{r_a(z,t) \cdot D_H(z,t) \cdot \rho_2(z,t)} \cdot \sqrt{\frac{|\Delta p|}{2} \int_{z_0}^{z_0+l} \frac{f(z,t)}{r_a^2(z,t) \cdot D_H^3(z,t) \cdot \rho_2(z,t)} dz}$$

Diese Gleichung beschreibt die Dampfgeschwindigkeitsverteilung in Strömungskanälen mit undurchlässigen Kanalrändern, die der Kühlmitteldampf also nicht radial verlassen kann. Damit wird kohärentes Abschmelzen innerhalb eines Brennelements simuliert, d.h. alle Kühlkanäle des Brennelements besitzen identische Zustände. Ein Massenaustausch zwischen den Kühlkanälen findet daher nicht statt.

Die etwas stärkere Kühlung der Randstäbe eines Brennelements kann gemeinsam mit Leistungsgradienten über das Brennelement zu nichtidentischen Stabzuständen führen, d.h. die Hüllen eines Teils der Stäbe schmelzen, während andere Stäbe die

Schmelzbedingungen noch nicht erreichen. In diesem Fall existieren nebeneinander Kühlkanäle in denen Hüllmaterialbewegung auftritt und parallel dazu andere, intakte Kanäle mit unveränderter Geometrie (inkohärente Hüllmaterialbewegung). Beim Vorliegen dieser Situation weicht ein Teil des Kühlmitteldampfes in intakte Nachbarkanäle aus, wenn die Reibungswiderstände in Kanälen mit Hüllmaterialbewegung infolge der Filmaufrauung und der Bildung von Querschnittsverengungen zunehmen.

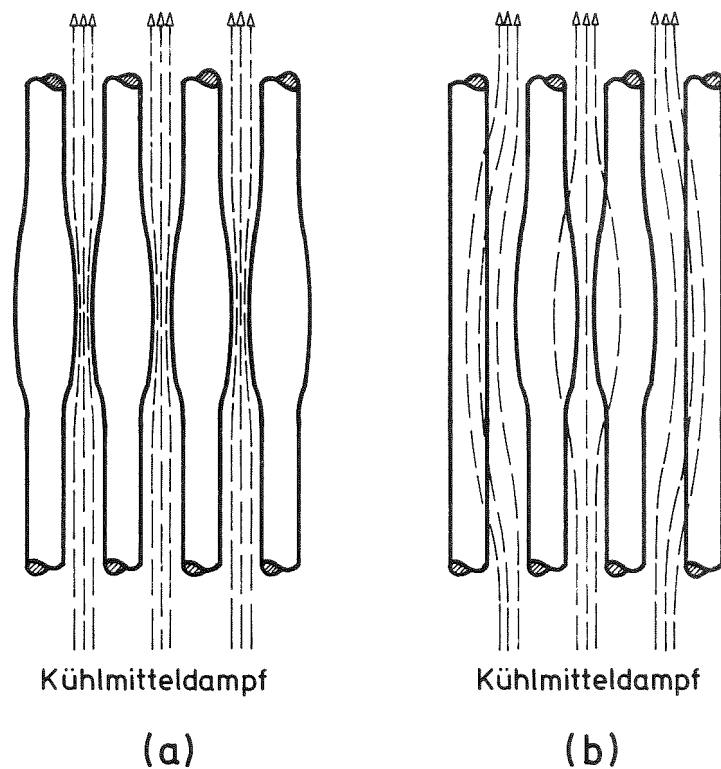


Abb. 3.2.5 Kühlmitteldampfströmung bei kohärenter (a) und inkohärenter (b) Hüllmaterialbewegung

Ist der Querschnittsanteil des Brennelementbereichs mit geschmolzenen Stabhüllen nicht zu groß im Vergleich zum Gesamtquerschnitt der intakten Kanäle, wird sich das axiale Druckprofil des Brennelements infolge der Hüllmaterialbewegung nur wenig ändern. Bei axial konstanter Anfangsgeometrie des Kühlkanals gilt dann näherungsweise

$$(3.2.48) \quad \frac{dp(z,t)}{dz} = \frac{\Delta p(t)}{l} .$$

Setzt man diese Gleichung in Gl. (3.2.39) ein, erhält man die axiale Dampfgeschwindigkeitsverteilung für Kanäle mit durchlässigen Kanalrändern, d.h. für Kanäle, die von der Dampfströmung durch ausweichen in parallele Nachbarkanäle radial verlassen werden können

$$(3.2.49) \quad u_2(z,t) = -\text{sign}(\Delta p) \cdot \sqrt{\frac{\Delta p(t)}{l} \frac{D_H(z,t)}{2 \cdot \rho_2(z,t) \cdot f(z,t)}} .$$

Gl. (3.2.49) zeigt eine Reduktion der Dampfgeschwindigkeit mit abnehmendem hydraulischem Durchmesser D_H . Dasselbe gilt bei Zunahme des Reibbeiwertes f . Dies ist Folge der Ausweichmöglichkeit der Kühlmitteldampfströmung.

Ob kohärente oder inkohärente Hüllmaterialbewegung vorliegt, also die Dampfgeschwindigkeitsverteilung nach Gl. (3.2.47) oder Gl. (3.2.49) berechnet werden soll, ist im Modell vom Benutzer zu spezifizieren.

3.2.4 Empirische Parameterkorrelationen

Die Hüllmaterialbewegung wird durch den Reibbeiwert f und die Viskosität ν des Materials wesentlich beeinflusst. Beide Parameter tauchen in der Impulsgleichung (3.2.23) für die Filmströmung auf. Infolge der Temperaturabhängigkeit der Viskosität wird die Energiegleichung mit der Impulsgleichung gekoppelt. Die der Wahl der beiden Parameter zugrundegelegten Modellvorstellungen sollen in den zwei folgenden Abschnitten diskutiert werden.

3.2.4.1 Der Reibbeiwert der Zweiphasenströmung

Wie bereits im Abschnitt 3.2.1 dargestellt, kann die Schubspannung an der Phasengrenze zwischen Hüllmaterial und Dampf durch den Ansatz

$$(3.2.15b) \quad \tau(r_a) = f \frac{1}{2} \rho_2 \cdot |u_2| \cdot u_2$$

beschrieben werden.

Es ist zweckmäßig, den Reibbeiwert f der Zweiphasenströmung in zwei Faktoren zu zerlegen

$$(3.2.50) \quad f = f_0 \cdot \psi,$$

wobei f_0 den Reibbeiwert für eine glatte Phasengrenzfläche darstellt, während ψ die Erhöhung des Reibbeiwertes durch die sich oberhalb einer kritischen Dampfgeschwindigkeit auf der Filmoberfläche bildenden kleinen Wellen beschreibt. ψ wird im folgenden als Wellenfaktor oder Wellenmultiplikator des Reibbeiwertes bezeichnet.

Der Reibbeiwert f_0 für die glatte Phasengrenzfläche ist annähernd gleich dem Reibbeiwert für die Einphasenströmung in einem glatten Rohr /32/. Er lautet für den Ringkanal /53/

$$(3.2.51) \quad f_0 = a \cdot \text{Re}_2^b$$

$$a = 0.085$$

$$b = -0.25$$

Der Wellenfaktor ψ kann auf Grund der komplexen Geometrie und Strömungsverhältnisse an der Phasengrenze eines welligen Films nicht theoretisch hergeleitet werden. Er ist daher experimentell zu bestimmen.

Leider ist der Wellenfaktor auf komplizierte Weise von der Geometrie des Strömungsweges, dem Zustand der Phasengrenzfläche und von Stoffgrößen abhängig. Keine der bisher bekannten Relationen beschreibt diese Zusammenhänge vollständig. Die Übertragung der experimentell gemessenen Werte auf andere Materialien und Geometrien ist daher nur mit Vorbehalten möglich.

Wallis /32/ fand, daß sich mit der Relation

$$(3.2.52) \quad \psi = 1 + 300 \frac{\delta}{D}$$

der Wellenfaktor im System Wasser - Luft adäquat beschreiben läßt.

Für die Floodinggeschwindigkeit u_2^F , d.i. die Gasgeschwindigkeit, bei der ein Teil des von oben nach unten strömenden Films beginnt, entgegen der Schwerkraft mit der Dampfgegenströmung nach oben mitgenommen zu werden, gibt Wallis für Luft - Wasser die Beziehung an

$$(3.2.53) \quad \alpha \cdot u_2^F \cdot \sqrt{\frac{\rho_2}{g \cdot D \cdot (\rho - \rho_2)}} + (1 - \alpha) \cdot u \cdot \sqrt{\frac{\rho}{g \cdot D \cdot (\rho - \rho_2)}} = 1$$

Sowohl der Wellenfaktor nach Gl. (3.2.52) als auch die Floodinggeschwindigkeit nach Gl. (3.2.53) sind unabhängig von der Materialviskosität des Films. Auf erstarrten Filmen tritt jedoch keine Wellenbildung auf, d.h. die physikalischen Grenzwerte lauten

$$(3.2.54a) \quad \lim_{\mu \rightarrow \infty} \psi = 1$$

und

$$(3.2.54b) \quad \lim_{\mu \rightarrow \infty} u_2^F = \infty .$$

Die von Wallis angegebenen Korrelationen erfüllen diese Grenzwerte nicht. Sie sind daher zumindest auf sehr zähe Filme nicht übertragbar.

Grolmes /35/ fand für die Systeme Wasser - Stickstoff und Wasser - Helium für den welligen Film Reibbeiwerte von

$$(3.2.55) \quad f = 0.006 + 200 \frac{\delta^2}{(\mu/\mu_R)^{0.44}} \cdot$$

Ersetzt man den nach dieser Relation für die einphasige Gasströmung ($\delta \rightarrow 0$) gültigen Reibbeiwert von 0.006 durch $f_0 = a \cdot \text{Re}_2^b$, erhält man

$$(3.2.56) \quad f = a \cdot \text{Re}_2^b \cdot \psi$$

$$\psi = 1 + 33333 \frac{\delta^2}{(\mu/\mu_R)^{0.44}} \cdot$$

Die Faktoren 200 und 33333 besitzen die Dimension cm^{-2} . Diese Form des Wellenmultiplikators erfüllt den Grenzwert $\psi = 1$ für sehr zähe Filme.

Grolmes leitet die Floodinggeschwindigkeit theoretisch aus der mittleren Filmgeschwindigkeit für einen stationären, fallenden Film ab. Er nimmt dabei an, daß beim Auftreten von Flooding die mittlere Filmgeschwindigkeit null ist. Unter diesen Annahmen erhält er für die Floodinggeschwindigkeit

$$(3.2.57) \quad u_2^F = 1.15 \cdot \sqrt{\frac{\rho}{\rho_2} \frac{g \cdot \delta}{0.006 + 200 \cdot (\mu_R/\mu)^{0.44}}} \cdot$$

Wie die Gl. (3.2.53) von Wallis, gibt auch diese Beziehung den Grenzwert (3.2.54b) für sehr zähe Materialien nicht richtig wieder.

Ermittelt man für einen Hüllmaterialfilm und SNR-300 Brennelementgeometrie aus dem Floodingkriterium (3.2.53) von Wallis die Floodinggeschwindigkeit unter der Annahme $u = 0$, dann erhält man $u_2^F = 39$ m/sec. Das Kriterium von Grolmes (3.2.57) liefert 22 m/sec. Henry /41/ fand bei seinen Versuchen mit Wood'schem Metall und Argon bei einer Argongeschwindigkeit

von 10.2 m/sec den Beginn von Flooding. Die dauernde Aufrechterhaltung des Floodingzustandes für den gesamten Film erforderte 31.4 m/sec. Henry rechnet diese Werte auf das System Stahl - Natriumdampf um und erhält 16.2 m/sec für beginnendes Flooding und 82 m/sec für die Aufrechterhaltung von Flooding.

Wie diese Daten zeigten, gibt es für das System Stahl - Natriumdampf noch große Unsicherheiten über die Größe der Floodinggeschwindigkeit. Da die Versuche von Henry die Störfallbedingungen am besten simulieren (inkohärentes Schmelzen von Metallhüllen in einem größeren Stab Bündel), dürften seine Ergebnisse der Wirklichkeit am nächsten kommen.

Durch die Reibbeiwertserhöhung als Folge der Bildung kleiner Oberflächenwellen (Aufrauung) liegen die kritischen Dampfgeschwindigkeit für diese Wellenbildung und die Floodinggeschwindigkeit eng beisammen. D.h. Flooding wird durch die Aufrauung des Films eingeleitet. Auf Grund dieser Tatsache wird die folgende Modellvorstellung verwendet:

Die Aufrauung der Phasengrenzfläche beginnt bei einer Dampfgeschwindigkeit a_1 . Bei der Dampfgeschwindigkeit $a_2 > a_1$ ist sie voll entwickelt, d.h. der Wellenmultiplikator ψ erreicht bei der Dampfgeschwindigkeit a_2 seinen Maximalwert.

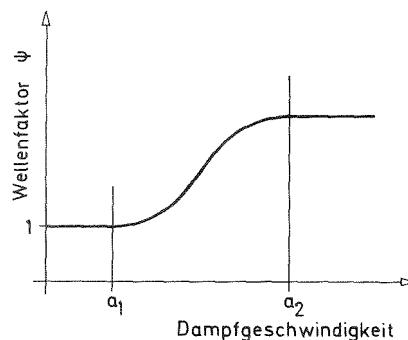


Abb. 3.2.6 Abhängigkeit des Wellenfaktors von der Dampfgeschwindigkeit

Die im Modell verwendeten analytischen Ausdrücke für die Abhängigkeit des Wellenfaktors ψ von der Dampfgeschwindigkeit lauten

$$(3.2.58) \quad \psi = \begin{cases} 1 + \beta \frac{\delta}{R} & \dots \text{ bei Wallis n. Gl. (3.2.52)} \\ 1 + \beta \frac{\delta^2}{(\mu/\mu_R)^{0.44}} & \dots \text{ bei Grolmes n. Gl. (3.2.55)} \end{cases}$$

wobei

$$(3.2.58a) \quad \beta = \begin{cases} 0 & \dots u_2 \leq a_1 \\ 0.5 \cdot k \cdot \left[1 - \cos \left(\pi \frac{u_2 - a_1}{a_2 - a_1} \right) \right] & \dots a_1 < u_2 < a_2 \\ k & \dots a_2 \leq u_2 \end{cases}$$

mit

$$(3.2.58b) \quad k = \begin{cases} 300 & \dots \text{ bei Wallis n. Gl. (3.2.52)} \\ 33333 & \dots \text{ bei Grolmes n. Gl. (3.2.55)} \end{cases}$$

Die Größen a_1 und a_2 sind Eingabeparameter des Modells und können den jeweils neuesten Meßergebnissen angepaßt werden. Die Auswahl der Wallis- oder Grolmesrelation nach Gl. (3.2.58) erfolgt ebenfalls über eine Eingabegröße.

Die Wellenfaktoren ψ und damit die Reibbeiwerte für den rauhen Film können nach Gl. (3.2.58) sehr große Werte annehmen (> 100). Messungen von Theofanous /39/ an einem parallelen Testkanal unter Verwendung von Wood'schem Metall und Luft ergaben wesentlich niedrigere Wellenfaktoren. Sie lagen bezogen auf die Ausgangsfilmdichte zwischen 1.8 und 3. Im Modell ist daher eine Eingabegröße ψ_{\max} vorhanden, die eine obere Schranke für den Wellenfaktor darstellt.

$$(3.2.59) \quad \psi \leq \psi_{\max}$$

3.2.4.2 Die Temperaturabhängigkeit der Viskosität

Die Zähigkeit (Viskosität) des Hüllmaterials setzt der dem Film durch die äußeren Kräfte aufgeprägten Bewegung Widerstand entgegen. Diese Widerstandskraft oder "Kraft der inneren Reibung" hängt wesentlich von der Größe der Zähigkeit ab. Da die Zähigkeit von der Temperatur abhängig ist, ist auch die Beweglichkeit des Hüllmaterials temperaturabhängig.

Für Hüllmaterialstahl finden sich in der Literatur zwar Angaben über die Abhängigkeit zwischen Temperatur und Zähigkeit oberhalb der Liquidustemperatur /52/, nicht jedoch im Temperaturbereich zwischen der Liquidus- und Solidustemperatur, also während des Erstarrens bzw. Schmelzens. Auf Grund des Fehlens experimenteller Daten ist es daher erforderlich in diesem Bereich Modellvorstellungen zugrunde zu legen.

Oberhalb der Liquidustemperatur T_L läßt sich die dynamische Zähigkeit μ durch die Exponentialfunktion

$$(3.2.60) \quad \mu(T) = \mu(T_0) \frac{\exp(1.783 \frac{T_B}{T})}{\exp(1.783 \frac{T_B}{T_0})} \quad \dots \quad T \geq T_L$$

darstellen. Dabei ist T_B die Siedetemperatur des Hüllmaterials und T_0 eine Referenztemperatur.

An der Liquidustemperatur beginnt bei weiterer Abkühlung die Ausscheidung von Mischkristallen aus der Schmelze.

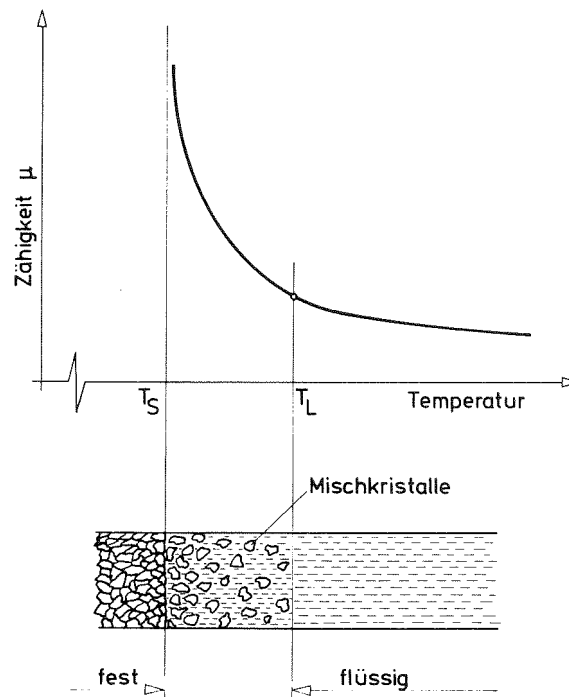


Abb. 3.2.7 Abhängigkeit der Viskosität von der Temperatur

Knapp unterhalb der Liquidustemperatur liegen nur wenige in die Schmelze eingebettete Mischkristalle vor. Auf Grund der geringen Anzahl werden sie sich bei Materialbewegungen gegenseitig nicht behindern und daher die Zähigkeit auch nicht zusätzlich erhöhen. Man kann also annehmen, daß die Funktion $\mu(T)$ an der Liquidustemperatur T_L glatt ist. D.h. mathematisch ausgedrückt

$$(a) \quad \lim_{T \rightarrow T_L^-} \mu(T) = \lim_{T \rightarrow T_L^+} \mu(T)$$

$$(b) \quad \lim_{T \rightarrow T_L^-} \frac{\partial \mu(T)}{\partial T} = \lim_{T \rightarrow T_L^+} \frac{\partial \mu(T)}{\partial T}$$

Unterhalb der Solidustemperatur besteht das Material aus einem kompakten Mischkristallverband, ist also fest. D.h.

$$(c) \quad \lim_{T \rightarrow T_S} \mu(T) = \infty .$$

Eine Funktion, welche die Bedingungen (a), (b) und (c) erfüllt ist

$$(3.2.61) \quad \mu(T) = \mu(T_L) \frac{\exp \left\{ \frac{1.783 \cdot T_B}{T - T_S} \left(\frac{T_L - T_S}{T_L} \right)^2 \right\}}{\exp \left\{ \frac{1.783 \cdot T_B}{T_L - T_S} \left(\frac{T_L - T_S}{T_L} \right)^2 \right\}} \dots T_S < T < T_L.$$

Durch die Gln. (3.2.60) und (3.2.61) ist die Abhängigkeit der dynamischen Zähigkeit für alle Temperaturen gegeben.

3.2.5 Differenzenapproximation der Grundgleichungen

Die Lösung der in den vorhergehenden Abschnitten hergeleiteten Kontinuitäts-, Impuls- und Energiegleichung sowie der Gleichungen für die Geschwindigkeitsverteilung der Kühlmitteldampfströmung erfolgt mit Hilfe von Differenzenapproximationen. Es wird ein raumfestes (Eulersches) Maschennetz mit äquidistanten Maschenweiten verwendet. Die Differenzapproximationen und das Lösungsverfahren lehnen sich an die von Harlow und Amsden entwickelte ICE-Technik (Implicit Continuous-fluid Eulerian) an /54,55/.

Die in den folgenden Gleichungen verwendeten Symbole stellen Mittelwerte über den Filmquerschnitt bzw. den von der Dampfströmung beanspruchten Kanalquerschnitt dar. Die in den Abschnitten 3.2.1 und 3.2.2 zur Kennzeichnung von Mittelwerten verwendeten Querstriche werden nun weggelassen.

Die die Hüllmaterial- bzw. Dampfbewegung beschreibenden Größen sind wie Abb. 3.2.8 zeigt teilweise an den Maschengrenzen und teilweise im Maschenzentrum definiert.

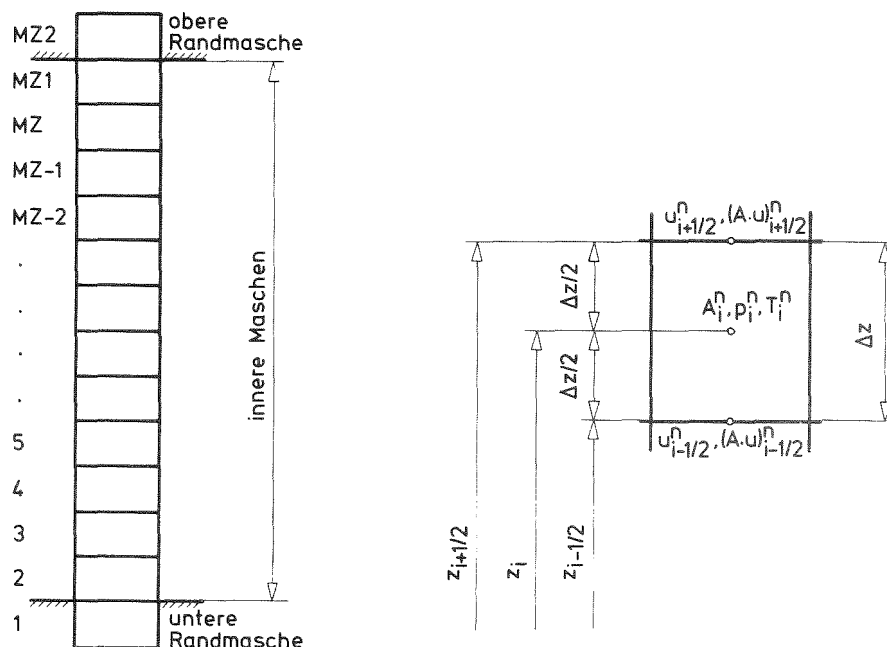


Abb. 3.2.8 Maschennetz der Differenzenapproximation

Für die Kontinuitätsgleichung (3.2.7) wurde folgende Differenzenapproximation gewählt:

$$(3.2.62) \quad \frac{A_i^{n+1} - A_i^n}{\Delta t} + \frac{\theta \cdot \{ (A \cdot u)_{i+1/2}^{n+1} - (A \cdot u)_{i-1/2}^{n+1} \}}{\Delta z} + \frac{(1-\theta) \cdot \{ (A \cdot u)_{i+1/2}^n - (A \cdot u)_{i-1/2}^n \}}{\Delta z} = 0 \quad ,$$

wobei $0 \leq \theta \leq 1$

$$\theta = \left\{ \begin{array}{l} 0 \quad \dots \text{explizite} \\ 0.5 \dots \text{zeitzentrierte} \\ 1 \quad \dots \text{zeitavancierte} \end{array} \right\} \quad \text{Gestalt der Kontinuitätsgleichung}$$

und $Y_k^m = Y(z_k, t_m)$.

Die Differenzenapproximation der Impulsgleichung (3.2.23) lautet

$$(3.2.63) \quad \frac{(A \cdot u)_{j+1/2}^{n+1} - (A \cdot u)_{j+1/2}^n}{\Delta t} + \frac{3}{5} \frac{(A \cdot u^2)_{j+1}^n - (A \cdot u^2)_j^n}{\Delta z} = -v(T_1^{n+1}) \frac{G_1^{n+1}}{A_1^{n+1}} (A \cdot u)_{j+1/2}^{n+1} + \phi \cdot P_{j+1/2}^{n+1} + (1-\phi) \cdot P_{j+1/2}^n \quad ,$$

wobei $0 \leq \phi \leq 1$

$$G_1^{n+1} = 24 \cdot \pi \frac{r_{i,1}^{n+1} \cdot (r_{a,1}^{n+1} + r_{i,1}^{n+1})}{(5 \cdot r_{a,1}^{n+1} + 3 \cdot r_{i,1}^{n+1}) \cdot (r_{a,1}^{n+1} - r_{i,1}^{n+1})}$$

$$P_{j+1/2}^n = - \frac{1}{2} (A_{j+1}^n + A_j^n) \cdot \left(\frac{1}{\rho} \frac{P_{j+1}^n - P_j^n}{\Delta z} + g \right) + \frac{\pi}{8} (r_{a,j+1}^n + r_{a,j}^n) \cdot (f_{j+1}^n + f_j^n) \frac{(\rho_{2,j+1}^n + \rho_{2,j}^n)}{\rho} \cdot |u_{2,j+1/2}^n| \cdot u_{2,j+1/2}^n$$

$$l = \left\{ \begin{array}{l} j+1 \quad \dots S_{j+1/2} < 0 \\ j+1/2 \quad \dots S_{j+1/2} = 0 \\ j \quad \dots S_{j+1/2} > 0 \end{array} \right.$$

$$S_{j+1/2} = (A \cdot u)_{j+1/2}^n - \Delta t \cdot \left\{ \frac{3}{5} \frac{(A \cdot u^2)_{j+1}^n - (A \cdot u^2)_j^n}{\Delta z} + \right. \\ \left. + \phi \cdot P_{j+1/2}^{n+1} + (1-\phi) \cdot P_{j+1/2}^n \right\} .$$

Für nicht an den Maschengrenzen definierte Größen gilt

$$(3.2.64) \quad X_{j+1/2} = \frac{1}{2} (X_j + X_{j+1}) .$$

Einer weiteren Zerlegung bedarf noch der Ausdruck $(A \cdot u^2)_j^n$ im Massenkonvektionsterm der linken Seite von Gl.(3.2.63). Dafür bieten sich verschiedene Näherungen an, die das Stabilitätsverhalten des Lösungsverfahrens und die Genauigkeit der Lösung auf unterschiedliche Weise beeinflussen.

Die sogenannte ZIP-Approximation /56/ besitzt den Vorzug um eine Ordnung in Δz genauer zu sein als die Donor-Cell-Approximation und überdies keine nichtlinearen Instabilitätsbeiträge zu liefern. Die ZIP-Approximation lautet

$$(3.2.65) \quad (A \cdot u^2)_j^n = A_j^n \cdot u_{j-1/2}^n \cdot u_{j+1/2}^n .$$

Der Massenkonvektionsterm läßt sich damit darstellen als

$$(3.2.66) \quad (A \cdot u^2)_{j+1}^n - (A \cdot u^2)_j^n = u_{j+1/2}^n \cdot (A_{j+1}^n \cdot u_{j+3/2}^n - A_j^n \cdot u_{j-1/2}^n) .$$

Wie bei der Darstellung des Lösungsverfahrens im Abschnitt 3.2.6 noch gezeigt wird ist die gewählte Approximation des Terms der inneren Reibung in Gl.(3.2.63) (1. Term der rechten Gleichungsseite) für die Beschreibung des Hüllmaterialerstarrens und Aufschmelzens von Bedeutung. Dadurch wird sichergestellt, daß

$$\lim_{v \rightarrow \infty} u = 0$$

wird, ohne Anwendung zusätzlicher Korrekturprozeduren während des Erstarrens und Aufschmelzens.

Zur Lösung der Energiegleichung wird die Hilfsfunktion $c_x(T)$ eingeführt.

$$(3.2.67) \quad c_x(T) = \begin{cases} \frac{1}{T} \int_0^T c_p^s(T) dT & \dots T \leq T_s \\ \frac{1}{T} \int_0^{T_s} c_p^s(T) dT + \frac{q_s}{T_L - T_s} \left(1 - \frac{T_s}{T}\right) & \dots T_s < T < T_L \\ \frac{1}{T} \int_0^{T_s} c_p^s(T) dT + \frac{q_s}{T} + c_p^l \left(1 - \frac{T_L}{T}\right) & \dots T_L \leq T \end{cases}$$

Ein Vergleich mit Gl.(3.2.36) für die Enthalpie $h(T)$ zeigt, daß gilt

$$(3.2.68) \quad h(T) = c_x(T) \cdot T \quad .$$

Damit lautet die Differenzenapproximation der Energiegleichung (3.2.27) unter Vernachlässigung der axialen Wärmeleitung

$$(3.2.69) \quad \rho \cdot \left(\frac{A_j^{n+1} \cdot c_x(T_j^{n+1}) \cdot T_j^{n+1} - A_j^n \cdot c_x(T_j^n) \cdot T_j^n}{\Delta t} + \frac{\{\theta \cdot (A \cdot u)_{j+1/2}^{n+1} + (1-\theta) \cdot (A \cdot u)_{j+1/2}^n\} \cdot c_x(T_{j+1/2}^n) \cdot T_{j+1/2}^n}{\Delta z} - \frac{\{\theta \cdot (A \cdot u)_{j-1/2}^{n+1} + (1-\theta) \cdot (A \cdot u)_{j-1/2}^n\} \cdot c_x(T_{j-1/2}^n) \cdot T_{j-1/2}^n}{\Delta z} \right) =$$

$$= 2 \cdot \pi \cdot \{ \Omega \cdot (r_{a,j}^{n+1} \cdot q_{ra,j}^{n+1} - r_{i,j}^{n+1} \cdot q_{ri,j}^{n+1}) + (1-\Omega) \cdot (r_{a,j}^n \cdot q_{ra,j}^n - r_{i,j}^n \cdot q_{ri,j}^n) \} \quad ,$$

wobei $0 \leq \theta \leq 1$

$0 \leq \Omega \leq 1$

$$T_{j+1/2}^n = \begin{cases} T_j^n \dots \theta \cdot (A \cdot u)_{j+1/2}^{n+1} + (1-\theta) \cdot (A \cdot u)_{j+1/2}^n \geq 0 \\ T_{j+1}^n \dots \theta \cdot (A \cdot u)_{j+1/2}^{n+1} + (1-\theta) \cdot (A \cdot u)_{j+1/2}^n < 0 \end{cases}$$

$$q_{ra,j}^m = \kappa \cdot (T_{k,j}^m - T_j^m)$$

$$q_{ri,j}^m = \frac{T_j^m - T_{p,j}^m}{\frac{1}{2} \frac{\delta_j^m}{\lambda} + \frac{d_{sp,j}^m}{\lambda_{sp}}}$$

Wie in der Kontinuitätsgleichung (3.2.62) der Parameter θ und in der Impulsgleichung (3.2.63) der Parameter ϕ erlaubt auch in der Energiegleichung der Parameter Ω zwischen expliziter ($\Omega=0$), zeitzentrierter ($\Omega=0.5$) und zeitavancierter ($\Omega=1$) Gestalt der Differenzenapproximation zu wählen. Die genauesten Ergebnisse liefern die zeitzentrierten Näherungen $\theta=\phi=\Omega=0.5$. Zur Verbesserung der Stabilität kann auch $\theta, \phi, \Omega > 0.5$ zweckmäßig werden. $\theta, \phi, \Omega < 0.5$ reduziert die Zahl der Iterationsschritte des Lösungsverfahrens. Dieser Gewinn kann jedoch durch die gleichzeitig notwendig werdende Reduktion der Zeitschrittweite überkompensiert werden.

Der Wert des Parameters θ im 2. Term der linken Seite von Gl. (3.2.69) ist dem in der Kontinuitätsgleichung (3.2.62) verwendeten Wert gleich. Wäre dies nicht der Fall, würde in der Energiegleichung der durch die Massenkonvektion bewirkte Energietransport falsch beschrieben.

Die Differenzenapproximationen der durch Gl. (3.2.47) beschriebenen Dampfgeschwindigkeitsverteilung und des durch Gl. (3.2.46) dargestellten axialen Druckprofils im Kühlkanal bei undurchlässigen Kanalrändern (kohärente Hüllmaterialbewegung) lauten:

$$(3.2.70) \quad u_{2,j}^{n+1} = \frac{-\text{sign}(\Delta p^n)}{r_{a,j}^n \cdot D_{H,j}^n \cdot \rho_{2,j}^n} \sqrt{\frac{|\Delta p^n|}{2} \frac{M Z 1}{\Delta z \cdot \sum_{k=2} \frac{f_k^n}{(r_{a,k}^n)^2 \cdot (D_{H,k}^n)^3 \cdot \rho_{2,k}^n}}}$$

$$(3.2.71) \quad p_j^{n+1} = p_{j-1}^{n+1} + \frac{1}{2} \frac{\Delta p^n}{\sum_{k=2}^{MZ1} \frac{f_k^n}{(r_{a,k}^n)^2 \cdot (D_{H,k}^n)^3 \cdot \rho_{2,k}^n}} \cdot$$

$$\cdot \left\{ \frac{f_j^n}{(r_{a,j}^n)^2 \cdot (D_{H,j}^n)^3 \cdot \rho_{2,j}^n} + \right.$$

$$\left. + \frac{f_{j-1}^n}{(r_{a,j-1}^n)^2 \cdot (D_{H,j-1}^n)^3 \cdot \rho_{2,j-1}^n} \right\} \cdot$$

Für den Fall mit durchlässigen Kanalrändern (inkohärente Hüllmaterialbewegung) ergibt sich aus Gl. (3.2.48) für das axiale Druckprofil

$$(3.2.72) \quad p_j^{n+1} = p_{j-1}^{n+1} + \frac{\Delta p^n}{l} \Delta z.$$

Die axiale Dampfgeschwindigkeitsverteilung lautet dann mit dieser Gleichung und den Gln. (3.2.48) und (3.2.49)

$$(3.2.73) \quad u_{2,j}^{n+1} = -\text{sign}(\Delta p^n) \cdot \sqrt{\frac{p_j^{n+1} - p_{j-1}^{n+1}}{\Delta z} \frac{D_{H,j}^n}{2 \cdot \rho_{2,j}^n \cdot f_j^n}} \cdot$$

Damit sind alle Differenzenapproximationen bekannt. Im nächsten Abschnitt wird das Verfahren zur Lösung dieses gekoppelten Gleichungssystems beschrieben.

3.2.6 Das Lösungsverfahren

Zunächst werden im Zeitschritt $n+1$ aus der Impulsgleichung die Volumenströme $(A \cdot u)_{j+1/2}^{n+1}$ für alle Maschen berechnet. Dazu wird die Impulsgleichung (3.2.63) zweckmäßig umgeformt in

$$(3.2.74) \quad (A \cdot u)_{j+1/2}^{n+1} = \frac{1}{1 + \Delta t \cdot v(T_1^{n+1}) \frac{G_1}{A_1^{n+1}}} \left\{ (A \cdot u)_{j+1/2}^n + \right. \\ \left. + \frac{3}{5} \frac{\Delta t}{\Delta z} u_{j+1/2}^n \cdot (A_j^n \cdot u_{j-1/2}^n - A_{j-1}^n \cdot u_{j+3/2}^n) + \right. \\ \left. + \Delta t \cdot (\phi \cdot P_{j+1/2}^{n+1} + (1-\phi) \cdot P_{j+1/2}^n) \right\}$$

wobei $0 \leq \phi \leq 1$

$$G_1^{n+1} = 24 \cdot \pi \frac{r_{i,l}^{n+1} \cdot (r_{a,l}^{n+1} + r_{i,l}^{n+1})}{(5 \cdot r_{a,l}^{n+1} + 3 \cdot r_{i,l}^{n+1}) \cdot (r_{a,l}^{n+1} - r_{i,l}^{n+1})}$$

$$P_{j+1/2}^n = - \frac{1}{2} (A_{j+1}^n + A_j^n) \cdot \left(\frac{1}{\rho} \frac{P_{j+1}^n - P_j^n}{\Delta z} + g \right) + \\ + \frac{\pi}{8} (r_{a,j+1}^n + r_{a,j}^n) \cdot (f_{j+1}^n + f_j^n) \frac{(\rho_{2,j+1}^n + \rho_{2,j}^n)}{\rho} \cdot \\ \cdot |u_{2,j+1/2}^n| \cdot u_{2,j+1/2}^n$$

$$l = \begin{cases} j+1 & \dots S_{j+1/2}^{<0} \\ j+1/2 & \dots S_{j+1/2}^{=0} \\ j & \dots S_{j+1/2}^{>0} \end{cases}$$

$$S_{j+1/2} = (A \cdot u)_{j+1/2}^n - \frac{3}{5} \frac{\Delta t}{\Delta z} u_{j+1/2}^n \cdot (A_j^n \cdot u_{j-1/2}^n - A_j^n \cdot u_{j+3/2}^n) + \\ + \Delta t \cdot \{ \phi \cdot P_{j+1/2}^{n+1} + (1-\phi) \cdot P_{j+1/2}^n \}$$

Bei dieser Gestalt der Impulsgleichung verschwindet der Volumenstrom $A \cdot u$ und damit die Hüllmaterialgeschwindigkeit u automatisch, wenn die Solidustemperatur T_s erreicht oder unterschritten wird, da wegen

$$\lim_{T \rightarrow T_s} v(T) = \infty$$

nach Gl. (3.2.74)

$$\lim_{T \rightarrow T_s} (A \cdot u)_{j+1/2}^{n+1} = 0$$

wird.

Sind die Volumenströme $(A \cdot u)_{j+1/2}^{n+1}$ im aktuellen Zeitschritt $n+1$ für alle Maschen bekannt, können aus der Kontinuitätsgleichung (3.2.62) die Filmquerschnitte A_j^{n+1} berechnet werden:

$$(3.2.75) \quad A_j^{n+1} = A_j^n + \frac{\Delta t}{\Delta z} (\theta \cdot \{ (A \cdot u)_{j-1/2}^{n+1} - (A \cdot u)_{j+1/2}^{n+1} \} + \\ + (1-\theta) \cdot \{ (A \cdot u)_{j-1/2}^n - (A \cdot u)_{j+1/2}^n \})$$

Die Enthalpie $h(T_j^{n+1}) = c_x(T_j^{n+1}) \cdot T_j^{n+1}$ des Materials erhält man aus der Energiegleichung (3.2.69)

$$\begin{aligned}
 (3.2.76) \quad h(T_j^{n+1}) &= \frac{1}{A_j^{n+1}} \{ A_j^n \cdot c_x(T_j^n) \cdot T_j^n + \frac{1}{\rho} \frac{\Delta t}{\Delta z} \{ \theta \cdot (A \cdot u)_{j-1/2}^{n+1} + \\
 &+ (1-\theta) \cdot (A \cdot u)_{j-1/2}^n \} \cdot c_x(T_{j-1/2}^n) \cdot T_{j-1/2}^n - \\
 &- \{ \theta \cdot (A \cdot u)_{j+1/2}^{n+1} + (1-\theta) \cdot (A \cdot u)_{j+1/2}^n \} \cdot \\
 &\cdot c_x(T_{j+1/2}^n) \cdot T_{j+1/2}^n \} + \\
 &+ \Delta t \cdot \frac{2 \cdot \pi}{\rho} \{ \Omega \cdot (r_{a,j}^{n+1} \cdot q_{ra,j}^{n+1} - r_{i,j}^{n+1} \cdot q_{ri,j}^{n+1}) + \\
 &+ (1-\Omega) \cdot (r_{a,j}^n \cdot q_{ra,j}^n - r_{i,j}^n \cdot q_{ri,j}^n) \}
 \end{aligned}$$

wobei $0 \leq \theta \leq 1$

$0 \leq \Omega \leq 1$

$$T_{j+1/2}^n = \begin{cases} T_j^n & \dots \theta \cdot (A \cdot u)_{j+1/2}^{n+1} + (1-\theta) \cdot (A \cdot u)_{j+1/2}^n \geq 0 \\ T_{j+1}^n & \dots \theta \cdot (A \cdot u)_{j+1/2}^{n+1} + (1-\theta) \cdot (A \cdot u)_{j+1/2}^n < 0 \end{cases}$$

$$q_{ra,j}^m = \kappa \cdot (T_{k,j}^m - T_j^m)$$

$$q_{ri,j}^m = \frac{T_j^m - T_{p,j}^m}{\frac{1}{2} \frac{\delta_j}{\lambda} + \frac{d_{sp,j}}{\lambda_{sp}}}$$

$c_x(T)$ ist durch Gl. (3.2.67) definiert.

Aus der Enthalpie $h(T_j^{n+1})$ kann mit Hilfe von Gl.(3.2.36) die Hüllmaterialtemperatur T_j^{n+1} ermittelt werden.

Die axiale Geschwindigkeitsverteilung und das Druckprofil der Dampfströmung ist durch die Gln.(3.2.70) und (3.2.71) bzw. (3.2.72) und (3.2.73) gegeben. Unter Störfallbedingungen in einem SNR liegen die Natriumdampfgeschwindigkeiten in der Spitze bei etwa 100 m/sec. Die Schallgeschwindigkeit liegt bei 800 m/sec. Die Strömungsgeschwindigkeit des Dampfes liegt daher weit unterhalb der Schallgeschwindigkeit. Diese Tatsache und die Annahme, daß sich die Dampftemperatur axial und zeitlich nicht zu stark ändert erlaubt es die Dampfströmung als näherungsweise inkompressibel zu behandeln. Dies vereinfacht und beschleunigt das Lösungsverfahren erheblich, da dadurch auf die Lösung der Energiegleichung für die Dampfströmung und die Einbeziehung der Zustandsgleichung verzichtet werden kann.

Mit dieser Annahme ergibt sich aus Gl.(3.2.70) für die Dampfgeschwindigkeitsverteilung und aus Gl.(3.2.71) für das Druckprofil bei undurchlässigen Kanalwänden (kohärente Hüllmaterialbewegung)

$$(3.2.77) \quad u_{2,j}^{n+1} = \frac{-\text{sign}(\Delta p^n)}{r_{a,j}^n \cdot D_{H,j}^n} \sqrt{\frac{|\Delta p^n|}{2 \cdot \rho_2}} \cdot \Delta z \cdot \sum_{k=2}^{MZ1} \frac{f_k^n}{(r_{a,k}^n)^2 \cdot (D_{H,k}^n)^3}$$

$$(3.2.78) \quad p_j^{n+1} = p_{j-1}^{n+1} + \frac{1}{2} \left[\frac{\Delta p^n}{\sum_{k=2}^{MZ1} \frac{f_k^n}{(r_{a,k}^n)^2 \cdot (D_{H,k}^n)^3}} \left\{ \frac{f_j^n}{(r_{a,j}^n)^2 \cdot (D_{H,j}^n)^3} + \frac{f_{j-1}^n}{(r_{a,j-1}^n)^2 \cdot (D_{H,j-1}^n)^3} \right\} \right]$$

Bei durchlässigen Kanalwänden (inkohärente Hüllmaterialbewegung) werden die Gln.(3.2.72) und (3.2.73) zu

$$(3.2.79) \quad p_j^{n+1} = p_{j-1}^{n+1} + \frac{\Delta p^n}{\ell} \Delta z$$

$$(3.2.80) \quad u_{2,j}^{n+1} = -\text{sign}(\Delta p^n) \cdot \sqrt{\frac{|p_j^{n+1} - p_{j-1}^{n+1}|}{\Delta z} \frac{D_{H,j}^n}{2 \cdot \rho_2 \cdot f_j^n}} .$$

Damit liegen nun alle Gleichungen zur Berechnung der Zweiphasenströmung, Hüllmaterial- Natriumdampf in lösbarer Form vor. Das Gleichungssystem besteht aus untereinander gekoppelten Gleichungen die implizit formuliert sind. Ihre Lösung erfordert daher ein Iterationsverfahren.

Eine Randbedingung bei der Entwicklung dieses Modells war dessen Einsatzmöglichkeit in einem Störfallanalysenprogramm-system sicherzustellen. Wegen der Vielzahl der während einer Störfallrechnung anzulaufenden Routinen ist es unbedingt erforderlich den Rechenzeitaufwand jeder einzelnen Routine so klein wie möglich zu halten. Aus diesem Grund wird die Lösung der Impuls- und Kontinuitätsgleichung von der Lösung der Energiegleichung entkoppelt, um damit eine weitere Beschleunigung des Lösungsverfahrens zu erreichen.

Dies geschieht in dem, in der Impulsgleichung (3.2.74) die Temperatur T_1^{n+1} des aktuellen Zeitschrittes, durch die bereits bekannte Temperatur des vorhergehenden Zeitschrittes T_1^n ersetzt wird.

Damit läßt sich das Lösungsverfahren in drei getrennte Schritte unterteilen:

1. Lösungsschritt: Berechnung der Dampfströmung

Aus den Gln.(3.2.77) und (3.2.78) bzw.(3.2.79) und (3.2.80) werden die Dampfgeschwindigkeiten und Drücke für jede Masche berechnet. Diese Gleichungen sind explizit formuliert und können daher direkt gelöst werden.

2. Lösungsschritt: Berechnung von Filmquerschnitt und Geschwindigkeit

Zunächst werden aus Gl. (3.2.74) unter Berücksichtigung der Annahme $T_1^{n+1} \rightarrow T_1^n$ die Volumenströme $(A \cdot u)_{j+1/2}^{n+1}$ für alle Maschen im aktuellen Zeitschritt $n+1$ berechnet. Für den Iterationsschritt $h+1$ gilt:

$$(3.2.81) \quad (A \cdot u)_{j+1/2}^{n+1, h+1} = \frac{1}{1 + \Delta t \cdot v(T_1^n)} \frac{G_1^{n+1, h}}{A_1^{n+1, h}} \left\{ (A \cdot u)_{j+1/2}^n + \frac{3}{5} \frac{\Delta t}{\Delta z} u_{j+1/2}^n \cdot (A_j^n \cdot u_{j-1/2}^n - A_{j-1}^n \cdot u_{j+3/2}^n) + \Delta t \cdot (\phi \cdot P_{j+1/2}^{n+1, h} + (1-\phi) \cdot P_{j+1/2}^n) \right\}$$

wobei $0 \leq \phi \leq 1$

$$G_1^{n+1, h} = 24 \cdot \pi \frac{r_{i,1}^n \cdot (r_{a,1}^{n+1, h} + r_{i,1}^n)}{(5 \cdot r_{a,1}^{n+1, h} + 3 \cdot r_{i,1}^n) \cdot (r_{a,1}^{n+1, h} - r_{i,1}^n)}$$

$$r_{a,1}^{n+1, h} = \sqrt{\frac{1}{\pi} A_1^{n+1, h} + (r_{i,1}^n)^2}$$

$$P_{j+1/2}^{n+1, h} = - \frac{1}{2} (A_{j+1}^{n+1, h} + A_j^{n+1, h}) \cdot \left(\frac{1}{\rho} \frac{p_{j+1}^{n+1} - p_j^{n+1}}{\Delta z} + g \right) + \frac{\pi}{4} \frac{\rho}{\rho} (r_{a, j+1}^{n+1, h} + r_{a, j}^{n+1, h}) \cdot (f_{j+1}^{n+1, h} + f_j^{n+1, h}) \cdot |u_{2, j+1/2}^{n+1}| \cdot u_{2, j+1/2}^{n+1}$$

$$P_{j+1/2}^n = -\frac{1}{2}(A_{j+1}^n + A_j^n) \cdot \left(\frac{1}{\rho} \frac{P_{j+1}^n - P_j^n}{\Delta z} + g \right) +$$

$$+ \frac{\pi}{4} \frac{\rho^2}{\rho} (r_{a,j+1}^n + r_{a,j}^n) \cdot (f_{j+1}^n + f_j^n) \cdot |u_{2,j+1/2}^n| \cdot u_{2,j+1/2}^n$$

$$l = \begin{cases} j+1 & \dots S_{j+1/2} < 0 \\ j+1/2 & \dots S_{j+1/2} = 0 \\ j & \dots S_{j+1/2} > 0 \end{cases}$$

$$S_{j+1/2} = (A \cdot u)_{j+1/2}^n + \frac{3}{5} \frac{\Delta t}{\Delta z} u_{j+1/2}^n \cdot (A_j^n \cdot u_{j-1/2}^n - A_{j-1}^n \cdot u_{j+3/2}^n) +$$

$$+ \Delta t \cdot \{ \phi \cdot P_{j+1/2}^{n+1,h} + (1-\phi) \cdot P_{j+1/2}^n \}$$

$$j = 2, 3, \dots \text{MZ2-2}$$

$$(A \cdot u)_1^{n+1,h} = 0$$

$$(A \cdot u)_{\text{MZ1}}^{n+1,h} = 0 \quad .$$

Für in der Maschenmitte definierte Größen X_j^m gilt

$$X_{j+1/2}^m = \frac{1}{2} (X_{j+1}^m + X_j^m) \quad .$$

Am Beginn der Iteration werden die Werte des vorhergehenden Zeitschritts verwendet

$$Y_k^{n+1,h=0} = Y_k^n \quad .$$

Die aus Gl. (3.2.81) im Iterationsschritt h+1 des aktuellen Zeitschrittes n+1 berechneten Volumenströme $(A \cdot u)_{j+1/2}^{n+1}$ werden nun zur Ermittlung der Filmquerschnitte in die Kontinuitätsgleichung (3.2.75) eingesetzt:

$$(3.2.82) \quad A_j^{n+1, h+1} = A_j^n + \frac{\Delta t}{\Delta z} (\theta \cdot \{ (A \cdot u)_{j-1/2}^{n+1, h+1} - (A \cdot u)_{j+1/2}^{n+1, h+1} \} + (1-\theta) \cdot \{ (A \cdot u)_{j-1/2}^n - (A \cdot u)_{j+1/2}^n \})$$

wobei $0 \leq \theta \leq 1$
 $j = 2, 3, \dots, MZ1$

und $A_1^{n+1, h+1} = A_2^{n+1, h+1}$

$$A_{MZ2}^{n+1, h+1} = A_{MZ1}^{n+1, h+1} \quad .$$

Das Iterationsverfahren wird abgebrochen, wenn nach H Iterationsschritten für alle $j = 2, 3, \dots, MZ1$ gilt

$$(3.2.83) \quad |A_j^{n+1, H} - A_j^{n+1, H-1}| < \epsilon \frac{1}{2} (A_j^{n+1, H} + A_j^{n+1, H-1}),$$

dabei ist ϵ die gewünschte Genauigkeitsschranke.

Die Variablenwerte des letzten Iterationsschritts sind die gesuchten vorläufigen Werte des aktuellen Zeitschritts $n+1$, d.h.

$$(3.2.84) \quad \tilde{X}_{j+\beta} = X_{j+\beta}^{n+1, H}$$

$$\beta = 0, 1/2; j = 1, 2, \dots, MZ1 \quad .$$

Liegt in der Masche j keine einphasige Hüllmaterialströmung vor, ist $\tilde{X}_{j+\beta}$ der endgültige Wert der Variablen X am Ort $z_{j+\beta}$ im aktuellen Zeitschritt $n+1$

$$(3.2.85) \quad X_{j+\beta}^{n+1} = \tilde{X}_{j+\beta}^{n+1} \quad .$$

Ist in der Masche j einphasige Hüllmaterialströmung vorhanden, d.h. ist im Bereich $z_{j-1/2} < z < z_{j+1/2}$ der gesamte Kühlkanalquerschnitt mit geschmolzenem Hüllmaterial ausgefüllt (Slug- oder Pfropfenströmung), wird eine Korrektur der vorläufigen Werte $\tilde{X}_{j+\beta}^{n+1}$ erforderlich, um die Kontinuitätsgleichung für die inkompressible Pfropfenströmung

$$(3.2.86) \quad \frac{\partial (A \cdot u)}{\partial z} = 0$$

zu befriedigen.

Korrekturschritt: Korrektur der Volumenströme und Filmquerschnitte bei Auftreten von Einphasenströmung

Tritt in einer oder mehreren Maschen einphasige Hüllmaterialströmung auf, ist also der Kühlkanal im Bereich dieser Maschen vollständig mit geschmolzenem Hüllmaterial aufgefüllt, d.h.

$$(3.2.87) \quad \tilde{r}_{a,j}^{n+1} > R_j ,$$

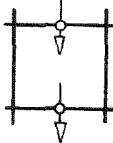
dann wird ein Korrekturschritt vorgenommen, in dem die Volumenströme an der oberen und unteren Grenze der vollen Maschen so korrigiert werden, daß die Kontinuitätsgleichung (3.2.86) für inkompressible Strömung erfüllt ist.

Definition:

$$(3.2.88) \quad \tilde{Q}_{j+1/2}^{n+1} := \theta \cdot (\widetilde{A \cdot u})_{j+1/2}^{n+1} + (1-\theta) \cdot (\widetilde{A \cdot u})_{j+1/2}^n .$$

Fall 1.1:

j



$$\tilde{Q}_{j+1/2}^{n+1} < 0$$

$$\tilde{Q}_{j-1/2}^{n+1} \leq 0$$

Die korrigierten Q für die Masche j lauten in diesem Fall

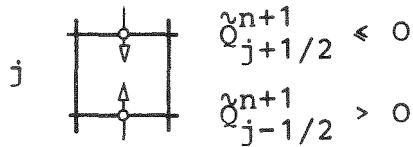
$$(3.2.89) \quad Q_{j+1/2}^{n+1} = \tilde{Q}_{j-1/2}^{n+1} - \frac{\Delta z}{\Delta t} (A_{M,j}^{n+1} - A_j^n)$$

$$Q_{j-1/2}^{n+1} = \tilde{Q}_{j-1/2}^{n+1} ,$$

wobei

$$(3.2.90) \quad A_{M,j}^{n+1} = \pi \cdot \{ R_j^2 - (r_{i,j}^n)^2 \} .$$

Fall 1.2:

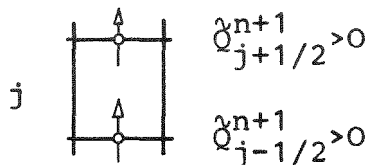


Die korrigierten Q lauten

$$(3.2.91) \quad Q_{j+1/2}^{n+1} = \frac{Q_{j+1/2}^{n+1}}{Q_{j-1/2}^{n+1} - Q_{j+1/2}^{n+1}} \frac{\Delta z}{\Delta t} (A_{M,j}^{n+1} - A_j^n)$$

$$Q_{j-1/2}^{n+1} = \frac{Q_{j-1/2}^{n+1}}{Q_{j-1/2}^{n+1} - Q_{j+1/2}^{n+1}} \frac{\Delta z}{\Delta t} (A_{M,j}^{n+1} - A_j^n) .$$

Fall 2:



Hier sind die korrigierten Q gegeben durch

$$(3.2.92) \quad Q_{j+1/2}^{n+1} = Q_{j+1/2}^{n+1}$$

$$Q_{j-1/2}^{n+1} = Q_{j+1/2}^{n+1} + \frac{\Delta z}{\Delta t} (A_{M,j}^{n+1} - A_j^n)$$

Für alle nicht dem Korrekturverfahren unterworfenen Maschen gilt

$$(3.2.93) \quad Q_{j+1/2}^{n+1} = Q_{j+1/2}^{n+1}$$

$$j = 2, 3, \dots, MZ1 .$$

Sind alle Maschen durchlaufen und damit alle erforderlichen Korrekturen ausgeführt, werden aus der Kontinuitätsgleichung (3.2.75) die endgültigen Filmquerschnitte des aktuellen Zeitschritts n+1 berechnet

$$(3.2.94) \quad A_j^{n+1} = A_j^n + \frac{\Delta t}{\Delta z} (Q_{j-1/2}^{n+1} - Q_{j+1/2}^{n+1}) .$$

Am Ende des 2. Lösungsschrittes werden die Filmgeschwindigkeiten bestimmt:

$$(3.2.95) \quad u_{j+1/2}^{n+1} = \frac{(A \cdot u)_{j+1/2}^{n+1}}{\frac{1}{2}(A_{j+1}^{n+1} + A_j^{n+1})} ,$$

wobei

$$(3.2.96) \quad (A \cdot u)_{j+1/2}^{n+1} = \begin{cases} \widetilde{(A \cdot u)}_{j+1/2}^{n+1} & \cdots Q_{j+1/2}^{n+1} = \lambda_{j+1/2}^{n+1} \\ Q_{j+1/2}^{n+1} & \cdots Q_{j+1/2}^{n+1} \neq \lambda_{j+1/2}^{n+1} \end{cases}$$

Damit sind nun die Filmgeschwindigkeiten $u_{j+1/2}^{n+1}$ und die Filmquerschnitte A_j^{n+1} im aktuellen Zeitschritt $n+1$ für alle Maschen $j=1,2,\dots,MZ2$ bekannt. Im nächsten Lösungsschritt werden die Hüllmaterialtemperaturen und daraus die Materialviskosität ermittelt.

3. Lösungsschritt: Berechnung der Filmtemperatur

Die Hüllmaterialenthalpien werden iterativ aus der Energiegleichung (3.2.76) berechnet. Für den k_{ten} Iterationsschritt gilt

$$(3.2.97) \quad h(T_j^{n+1,k+1}) = \frac{1}{n+1} (A_j^n \cdot c_x(T_j^n) \cdot T_j^n + \frac{1}{\rho} \frac{\Delta t}{\Delta z} (\{\theta \cdot (A \cdot u)_{j-1/2}^{n+1} + (1-\theta) \cdot (A \cdot u)_{j-1/2}^n\} \cdot c_x(T_{j-1/2}^n) \cdot T_{j-1/2}^- - \{\theta \cdot (A \cdot u)_{j+1/2}^{n+1} + (1-\theta) \cdot (A \cdot u)_{j+1/2}^n\} \cdot c_x(T_{j+1/2}^n) \cdot T_{j+1/2}^{+\Delta t} \cdot \frac{2 \cdot \pi}{\rho} \{ \Omega \cdot (r_{a,j}^{n+1} \cdot q_{ra,j}^{n+1,k} - r_{i,j}^n \cdot q_{ri,j}^{n+1,k}) + (1-\Omega) \cdot (r_{a,j}^n \cdot q_{ra,j}^- - r_{i,j}^n \cdot q_{ri,j}^n) \}) + \frac{1}{2} h(T_j^{n+1,k})$$

wobei $0 \leq \Omega < 1$

$$j=2,3,\dots,MZ1$$

$$T_{j+1/2}^n = \begin{cases} T_j^n & \dots \theta \cdot (A \cdot u)_{j+1/2}^{n+1} + (1-\theta) \cdot (A \cdot u)_{j+1/2}^n \geq 0 \\ T_{j+1}^n & \dots \theta \cdot (A \cdot u)_{j+1/2}^{n+1} + (1-\theta) \cdot (A \cdot u)_{j+1/2}^n < 0 \end{cases}$$

$$q_{ra,j}^m = \kappa \cdot (T_{k,j}^m - T_j^m)$$

$$q_{ri,j}^m = \frac{T_j^m - T_{p,j}^m}{\frac{1}{2} \frac{\delta_j^m}{\lambda} + \frac{d_{sp}^m}{\lambda_{sp}}}$$

$$\delta_j^{n+1} = r_{a,j}^{n+1} - r_{i,j}^n$$

$c_x(T)$ ist durch Gl. (3.2.67) definiert.

Aus der Enthalpie $h(T_j^{n+1,k})$ kann mit Hilfe von Gl. (3.2.36) die Hüllmaterialtemperatur $T_j^{n+1,k}$ bestimmt werden.

Am Iterationsbeginn wird

$$(3.2.98) \quad Y_1^{n+1,k=0} = Y_1^n$$

gesetzt. Die Randbedingungen lauten

$$(3.2.99) \quad T_1^{n+1,k} = T_2^{n+1,k}$$

$$T_{MZ2}^{n+1,k} = T_{MZ1}^{n+1,k} .$$

Das Iterationsverfahren wird beendet, wenn im K_{ten} Iterationsschritt für alle Maschen $j=2,3,\dots,MZ1$ gilt

$$(3.2.100a) \quad |h(T_j^{n+1,K}) - h(T_j^{n+1,K-1})| < \epsilon \frac{1}{2} \{h(T_j^{n+1,K}) + h(T_j^{n+1,K-1})\}$$

und gleichzeitig

$$(3.2.100b) \quad |T_j^{n+1,K} - T_j^{n+1,K-1}| < \epsilon \frac{1}{2} (T_j^{n+1,K} + T_j^{n+1,K-1})$$

ist.

Die gesuchte Hüllmaterialtemperatur des aktuellen Zeitschrittes $n+1$ ist dann für alle Maschen $j=1,2,\dots,MZ2$ gegeben durch

$$(3.2.101) \quad T_j^{n+1} = T_j^{n+1,K} .$$

Nach Abschluß der Hüllmaterialtemperaturberechnung wird geprüft, ob Maschen existieren in denen Hüllmaterial erstarrt ist, d.h. $T_j^{n+1} \leq T_s$. Ist dies der Fall wird die innere Hüllmaterialphasengrenze $r_{i,j}^{n+1}$ neu gesetzt:

$$(3.2.102) \quad r_{i,j}^{n+1} = \begin{cases} r_{i,j}^n \dots T_s < T_j^{n+1} \\ r_{a,j}^{n+1} \dots T_s \geq T_j^{n+1} \end{cases}$$

Am Ende des 3. Lösungsschrittes des aktuellen Zeitschrittes wird für jede Masche aus den Gln. (3.2.60) bzw. (3.2.61) die Viskosität mit den Temperaturen T_j^{n+1} berechnet.

Damit ist das Lösungsverfahren für den aktuellen Zeitschritt abgeschlossen und es erfolgt der Zeitvorschub zum nächsten Zeitschritt $n+2$ in dem das Lösungsverfahren erneut durchlaufen wird.

Ist die gewünschte Problemzeit t_{e1} erreicht, wird die Rechnung beendet, nachdem zuvor alle für die Rechnungsfortsetzung relevanten Daten auf einen Datenträger geschrieben wurden. Soll die Rechnung später fortgesetzt werden, werden diese Daten eingelesen und bis zur neuen Problemzeit $t_{e2} > t_{e1}$ weitergerechnet.

Um für eine gegebene Problemzeit das Lösungsverfahren so selten wie möglich durchlaufen zu müssen, wird im Modell eine Zeitschrittautomatik verwendet. Sie erlaubt es die Zeitschrittweiten bis an die Stabilitäts- und Konvergenzgrenzen des Lösungsverfahrens auszudehnen. Die verwendeten Zeitschrittkriterien werden im nächsten Abschnitt angegeben.

3.2.7 Stabilität und Konvergenz des Lösungsverfahrens

Die durchgeführten Anwendungsrechnungen zeigen, daß das Lösungsverfahren sehr stabil ist. Bei diesen Rechnungen wurden für die Parameter ϕ, θ und Ω der Impuls-, Kontinuitäts- und Energiegleichung stets die Werte

$$(3.2.103) \quad \phi = \theta = \Omega = 0.5$$

verwendet. Dies sind gleichzeitig die bezüglich der Lösungsgenauigkeit optimalen Werte, da dadurch die Gleichungen eine zeitzentrierte Gestalt erhalten.

Sollte es bei speziellen Anwendungen notwendig werden, das Stabilitätsverhalten des Lösungsverfahrens zu verbessern, kann dies durch Vergrößerung der Parameter ϕ, θ und Ω erreicht werden. Eine Verkleinerung von ϕ, θ und Ω reduziert die Iterationszahl, u.U. auf Kosten der Stabilität.

Zur Berechnung der Zeitschrittweiten ist im Modell eine Zeitschrittautomatik eingebaut. Sie besteht aus vier Kriterien aus denen obere Zeitschrittschranken berechnet werden. Sie wurden aus den Konvergenzkriterien für das Lösungsverfahren von Impuls- und Kontinuitätsgleichung sowie der Energiegleichung hergeleitet. Des weiteren aus einem Kriterium für die Beschränkung der während eines Zeitschrittes aus einer Masche transportierten Materialmenge. Dieses Kriterium soll das Auftreten negativer Filmquerschnitte vermeiden. Die Kriterien lauten im Einzelnen

$$(3.2.104) \quad \Delta t_1^{n+1} = e_1 \cdot \sqrt{\frac{\Delta z}{\theta \cdot (\phi + 2) \cdot g}}$$

$$e_1 = 1$$

$$(3.2.105) \quad \Delta t_2^{n+1} = e_2 \cdot \text{Min} \left\{ \frac{c_p \cdot \rho \cdot \langle \delta \rangle_j^n}{\Omega} \left(\frac{1}{2} \frac{\delta_j^n}{\lambda} + \frac{d_{sp,j}^n}{\lambda_{sp}} \right); j=2, 3, \dots, MZ1 \right\}$$

$$\langle \delta \rangle_j^n = \frac{\sum_{i=j-2}^{j+2} \delta_i^n}{\sum_{i=j-2}^{j+2} |\text{sign}(\delta_i^n)|} > 0$$

$$e_2 = 0.8$$

$$(3.2.106) \quad \Delta t_3^{n+1} = e_3 \cdot \text{Min} \left\{ \frac{3 \cdot \Delta z \cdot v(T_j^n)}{\delta_j^n \cdot f_j^n \cdot (u_{2,j}^{n+1})^2} \cdot \frac{\rho}{\rho_2} ; j=2,3,\dots,MZ1 \right\}$$

$$e_3 = 1$$

$$(3.2.107) \quad \Delta t_4^{n+1} = e_4 \cdot \text{Min} \left\{ \frac{3 \cdot \Delta z \cdot v(T_j^n)}{2 \cdot (\delta_j^n) \cdot g} ; j=2,3,\dots,MZ1 \right\}$$

$$e_4 = 2$$

Die Faktoren e_1 , e_2 , e_3 und e_4 wurden im Laufe von Anwendungsrechnungen empirisch bestimmt.

Als Zeitschrittweite im Zeitschritt $n+1$ wird verwendet

$$(3.2.108) \quad \Delta t^{n+1} = \text{Min} \{ \Delta t_0, \Delta t_1^{n+1}, \Delta t_2^{n+1}, \Delta t_3^{n+1}, \Delta t_4^{n+1} \},$$

wobei Δt_0 die in der Eingabe spezifizierte Zeitschrittweite ist.

4. Andere Hüllmaterialbewegungsmodelle

Soweit bekannt finden sich in der frei zugänglichen Literatur Publikationen über drei weitere Modelle zur Beschreibung von Hüllmaterialbewegungen während Reaktorstörfällen, die alle im ANL entwickelt wurden. Darüber hinaus wurde im AEE Winfrith auf der Basis der CMOT-Veröffentlichung /57/ ein Modell entwickelt /58/. Auf der Basis derselben Veröffentlichung befindet sich im CEN-Cadarache ein Hüllmaterialbewegungsmodell in Entwicklung /59/. Einzelheiten der Modelleigenschaften der englischen und französischen Entwicklungen sind z.Zt. nicht bekannt.

Der erste Versuch einer orts- und zeitabhängigen Beschreibung der Hüllmaterialbewegung wurde von Bohl und Heames (ANL) unternommen und führte zu dem Modell CLAZAS/60,61/. In den eindimensional formulierten Gleichungen von CLAZAS werden als auf den Hüllmaterialfilm wirkende Kräfte die Schwerkraft, die Druckkräfte im Kühlkanal, die Schleppkräfte der Dampfströmung und die innere Reibung berücksichtigt. Die Wärmeübertragung zwischen Film und Stab wird berechnet. Der Wärmetransport in den Kühlkanal bleibt unberücksichtigt.

Die mathematische Beschreibung in CLAZAS basiert auf Lagrangescher Hydrodynamik. Das Material der Hülle wird axial in Segmente unterteilt. Jedes Segment bewegt sich unabhängig von den anderen mit dem darin enthaltenen Material unter dem Einfluß der äußeren Kräfte. Unterschreitet die Annäherung der Mitten zweier Segmente eine untere Schranke, werden die beiden Segmente zu einem einzigen vereinigt, sodaß die Gesamtmasse, der Gesamtimpuls und die Gesamtenergie erhalten bleiben.

Die Modellvorstellung diskreter Segmente ist eine für die Filmbewegung sehr ungünstige Beschreibungsweise. Da der Materialtransport in einem bewegten Film wegen der vom festen Rand zur freien Oberfläche zunehmenden Strömungsgeschwindigkeit vorwiegend an der freien Filmoberfläche erfolgt, nimmt mit abnehmender Filmdicke auch dessen mittlere Bewegungsgeschwindigkeit ab. Ein CLAZAS-Segment enthält jedoch stets die selbe Masse und verändert seine Länge nicht. Dadurch kann auch die Filmdicke nicht abnehmen; sie nimmt höchstens zu und zwar bei der Überlappung oder Vereinigung zweier Segmente.

Die zunehmende Verlangsamung der Filmbewegung durch die abnehmende Filmdicke bleibt unberücksichtigt. CLAZAS überschätzt daher die Transportraten des Hüllmaterials erheblich /62/. Im Falle eines gerechneten Kühlmitteldurchsatzstörfalls im amerikanischen Clinch River Brutreaktor (CRBR) betrug die von CLAZAS vorhergesagte Hüllmaterialbewegungsgeschwindigkeit bis zu 240 cm/sec /39/, während ein Wert von höchstens 80 cm/sec als realistisch anzusehen ist. In Tab.5.2.1 und Abb. 5.2.2b sind die Ergebnisse einer CLAZAS Nachrechnung der Hüllmaterialbewegung im TREAT Experiment R5 dargestellt. Auch in diesem Fall werden die Transportraten des Hüllmaterialstahls erheblich überschätzt. CLAZAS ist das zur Zeit in den amerikanischen Störfallanalyseprogrammssystemen SAS verwendete Modell zur Beschreibung der Hüllmaterialbewegung.

Die jüngste amerikanische Entwicklung eines Hüllmaterialbewegungsmodells stellt das Modell CLAP dar /63/. Die eindimensional formulierten Grundgleichungen für die Hüllmaterial- und Kühlmitteldampfbewegung sind auf ein Eulersches (raumfestes) Maschennetz bezogen. Die Maschenweiten müssen nicht äquidistant sein. Dies beeinflusst die Effektivität der Rechnung günstig, da in Bereichen in denen höhere Auflösung wünschenswert ist (z.B. im Bereich von Blockaden) kleine Maschenweiten spezifiziert werden können, während in anderen Bereichen gröbere Maschen ausreichen und daher die Gesamtmaschenzahl reduziert wird. Der Entwicklungsstand dieses Modells und Details seiner Konzeption sind zur Zeit noch unbekannt. Soweit dies aus den vorhandenen Informationen abschätzbar ist, scheinen die Modelle CLAP und CMOT in ihrer Grundkonzeption sehr ähnlich.

Ein weiteres Hüllmaterialbewegungsmodell ist das ebenfalls im ANL entwickelte Lumped-Parameter-Modell /64,65,66/. Dieses Modell berechnet die Hüllmaterialbewegung und Blockadenbildung sowie die Kühlmitteldampfströmung. Wie in allen übrigen Modellen wird die Hüllmaterialbewegung als Filmbewegung behandelt. An wirksamen Kräften werden berücksichtigt: die Schwerkraft, die Druckkräfte, die Schleppkräfte des Kühl-

mitteldampfes und die innere Reibung. Der Film wird über seine gesamte Länge mit ein und derselben Geschwindigkeit bewegt. Seine Dicke ist an jeder Stelle gleich groß. Da die tatsächliche Hüllmaterialbewegung stark ortsabhängig ist, sind diese Annahmen etwas unbefriedigend. Filmtemperaturen werden in dem Modell nicht berechnet, sondern ein isothermer Film und damit konstante Filmviskosität zugrunde gelegt. Die Kühlmitteldampfströmung wird als inkompressibel angenommen. Inkohärente Hüllmaterialbewegung kann mit diesem Modell beschrieben werden, wobei bis zu drei Unterkanäle vorhanden sein können. Rechenergebnisse zeigen, daß bei inkohärenter Hüllmaterialbewegung der Hüllmaterialaufwärtstransport deutlich herabgesetzt wird /67/. Dieses Verhalten geben auch die CMOT Rechenergebnisse wieder (siehe Abschnitt 5.1).

Die Vorteile des Lumped-Parameter-Modells liegen in dem auf Grund der stark vereinfachenden Annahmen sehr schnellen Lösungsverfahren und in den kurzen Rechenzeiten. Der Einbau dieses Modells in ein Störfallanalyseprogrammssystem ist nicht geplant /68/.

5. Ergebnisse von Anwendungsrechnungen

5.1 Allgemeine Gesetzmäßigkeiten und neuere Erkenntnisse

Im Folgenden sollen die Ergebnisse von Nachrechnungen eines Modellproblems diskutiert werden.

Die Geometrie des Modellproblems entspricht der Brennstabgeometrie in einem SNR-300 Brennelement. Die Rand- und Anfangsbedingungen sind in Abb. 5.1.1 dargestellt.

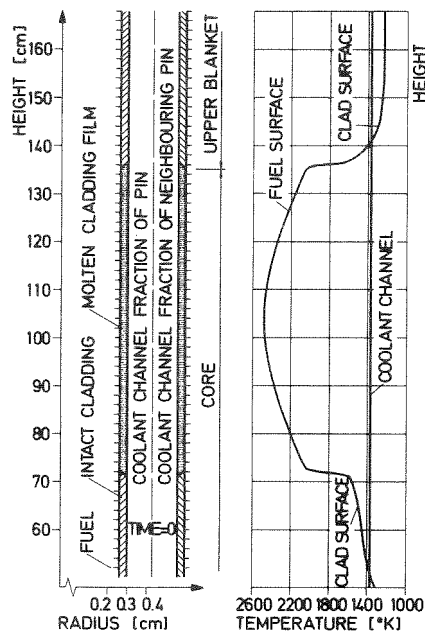


Abb. 5.1.1 Rand- und Anfangsbedingungen

Sie wurden einem gerechneten SNR-300 Kühlmitteldurchsatzstörfall entnommen /69/. Die Brennstoffaußentemperaturen, die Temperaturen am äußeren Rand der nichtgeschmolzenen Stahlhüllen, die Natriumdampftemperaturen im Kühlkanal sowie die axiale Ausdehnung der Hüllmaterialschmelzzone wurden während der Rechnung konstant gehalten. Durch diese Annahme wird der Ablauf der Hüllmaterialbewegung vom Ablauf des zugrunde gelegten speziellen Reaktortransienten entkoppelt und ermöglicht

so das Studium von der Hüllmaterialdynamik inhärenter Gesetzmäßigkeiten. Dies ist das Ziel des Abschnitts 5.1.

Die Natriumdampftemperatur im Kühlkanal wurde unabhängig von der axialen Lage mit 1373°K angenommen. Diese Temperatur übt wegen des schlechten Wärmeübergangs zwischen Hüllmaterial und Dampf nur einen geringen Einfluß auf die Hüllmaterialbewegung aus. Die Anfangstemperatur des geschmolzenen Stahls beträgt 1670°K .

Der Beginn der Reibbeiwerterhöhung durch Aufrauung wurde bei 20 m/sec angenommen. Bei 40 m/sec erreicht der Wellenfaktor seinen vollen Wert. Es wurde die Reibbeiwertkorrelation (3.2.56) von Grolmes verwendet und die Zunahme des Wellenfaktors ψ auf maximal 5 begrenzt /39/.

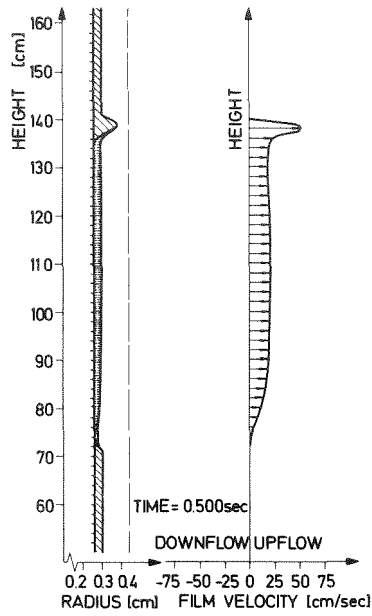
Der Druckabfall über die Kühlkanallänge wurde bei allen Rechnungen des Abschnitts 5.1 während der Rechnung konstant gehalten.

5.1.1 Kohärente Hüllmaterialbewegung

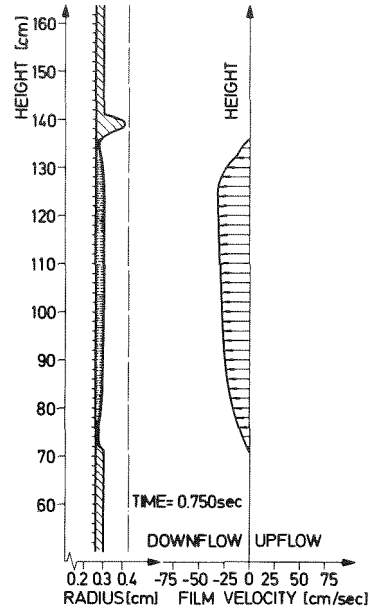
In Abb. 5.1.2 sind Ergebnisse einer Nachrechnung des zuvor definierten Modellproblems unter der Annahme kohärenter Hüllmaterialbewegung dargestellt. In diesem Fall besteht für die Natriumdampfströmung keine Möglichkeit den Kühlkanal in dem Hüllmaterialbewegung auftritt radial zu verlassen. Der vorgegebene Druckabfall über die Kanallänge entspricht dem hydrostatischen Druck des flüssigen Natriums. Diese Druckdifferenz erzeugt im intakten Kühlkanal eine der Schwerkraft entgegen, von unten nach oben gerichtete Dampfgeschwindigkeit von $\sim 75\text{m/sec}$. Durch Wellen- und Blockadenbildung nimmt der Strömungswiderstand des Kühlkanals zu und die Kühlmitteldampfgeschwindigkeit in Bereichen ohne durch die Hüllmaterialbewegung verursachte Kanalverengungen ab. An Kühlkanalverengungen kann die Anfangsgeschwindigkeit von 75m/sec überschritten werden. Sind jedoch die Kanalverengungen zu stark, gewinnt die Zunahme des Strömungswiderstandes die Oberhand gegenüber der Strömungsbeschleunigung infolge der Querschnittsverengung. Die Anfangsgeschwindigkeit der Dampfströmung wird dann auch an Querschnittsverengungen nicht mehr überschritten und geht beim Auftreten totaler Kühlkanalblockaden gegen null.

Die Dampfgeschwindigkeit von 75m/sec am Beginn der Hüllmaterialbewegung reicht für das Flooding des Films aus, d.h. es entstehen an dessen äußerer Phasengrenze Schubspannungen, die das Hüllmaterial entgegen der Schwerkraft nach oben ziehen.

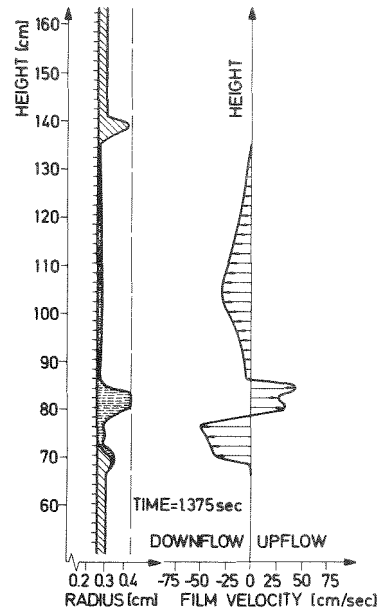
Abb. 5.1.2a zeigt die Filmgeometrie und Filmgeschwindigkeitsverteilung dieses Zustands 0.5 sec nach Beginn der Hüllmaterialbewegung. 0.25 sec später, Abb. 5.1.2b, hat das radiale Wachstum der oberen Blockade den Strömungswiderstand des Kühlkanals derart vergrößert, daß die verbleibende Natriumdampfgeschwindigkeit nicht mehr ausreicht den Film nach oben zu ziehen. Das nun nach unten ablaufende Hüllmaterial erstarrt beim Erreichen der unteren ungeschmolzenen Stahlhülle und baut eine Teilblockade auf. Die höhere Dampfgeschwindigkeit an dieser Verengung behindert zunehmend das Abfließen des über der



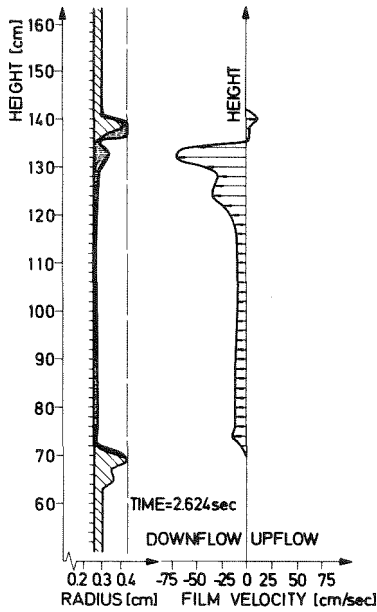
(a)



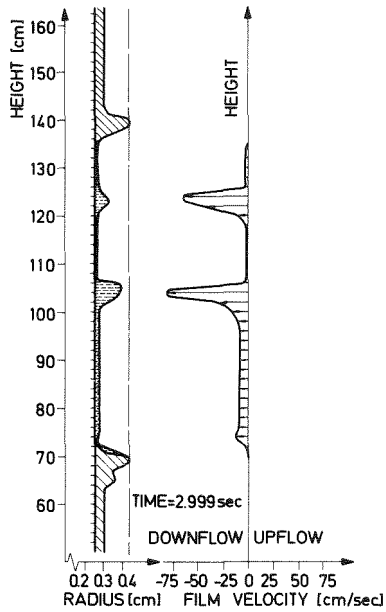
(b)



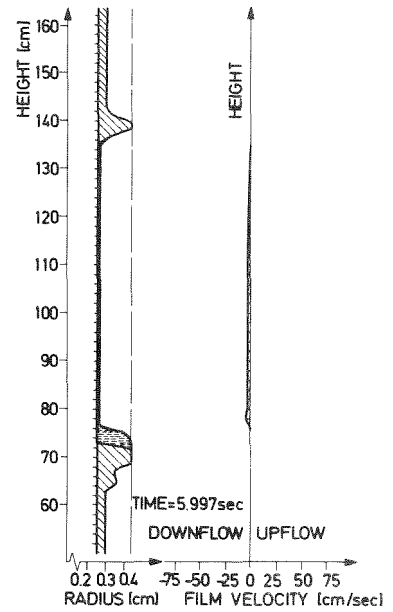
(c)



(d)



(e)



(f)

Abb. 5.1.2 CMOT-Rechenergebnisse bei kohärenter Hüllmaterialbewegung

unteren Teilblockade liegenden Hüllmaterials, während von weiter oben ständig Material nachfließt. Es bildet sich daher über der unteren Teilblockade eine Materialansammlung in Form einer Welle aus, über die mit zunehmender Wellenamplitude der Druckabfall zunimmt wodurch die Dampfströmung beschleunigt wird, sodaß sich die Welle schließlich nach oben zu bewegen beginnt. Wie Abb. 5.1.2c zeigt, gleitet die Welle über einen dünnen abwärts fließenden Film nach oben. In Abb. 5.1.2d hat die Welle die obere Teilblockade erreicht und beginnt dort zu erstarren. Während der Wellenaufwärtsbewegung wurde die untere Teilblockade durch abwärts fließendes Material weiter vergrößert, sodaß in diesem Rechenbeispiel etwa zur gleichen Zeit untere und obere Blockaden entstehen.

Nach dem totalen Verschuß des Kühlkanals mit erstarrtem Hüllmaterial wird die Dampfströmung unterbrochen. Noch flüssiges Filmmaterial läuft nun unter dem Einfluß der Schwerkraft nach unten ab. Da sich mit zunehmender Filmdicke das Verhältnis des Filmgewichts zur inneren Reibung vergrößert, bewegen sich dicke Filme unter dem Einfluß der Schwerkraft schneller als dünne. Dieses Verhalten zeigt auch Abb. 5.1.2e. Die Wellen bewegen sich mit höherer Geschwindigkeit.

Der Endzustand ist in Abb. 5.1.2f dargestellt. Über der totalen unteren Blockade liegt ein Pfropfen flüssigen Hüllmaterials. Seine Erstarrung erfolgt wegen des direkten Kontakts mit dem Brennstoff erst nach dem Abschlaten des Reaktors. Zwischen der oberen und unteren Blockade verbleibt nach den Rechnungen ein dünner Hüllmaterialfilm.

Eine für das System Natriumdampf-Stahl weniger gut bekannte Größe ist das Ausmaß der Reibbeiwertterhöhung beim Übergang von der glatten zur rauhen Filmströmung. Wie in Abschnitt 3.2.4.1 ausgeführt, wird diese Erhöhung durch den Wellenfaktor ψ in Gl.(3.2.50) beschrieben.

Im zuvor diskutierten Rechenbeispiel war die Zunahme des Wellenfaktors auf das maximal 5-fache begrenzt ($\psi < 5$). Diese Annahme stützt sich auf Ergebnisse von Theofanous /39/. Um den Einfluß des Wellenfaktors auf die Hüllmaterialbewegung festzustellen

wurde eine Rechnung durchgeführt, bei der eine Zunahme des Wellenfaktors ψ auf das maximal 100-fache ($\psi \leq 100$) zugelassen war. Abb.5.2.3 zeigt die berechnete Material- und Geschwindigkeitsverteilung 5.997 sec nach Beginn der Hüllmaterialbewegung.

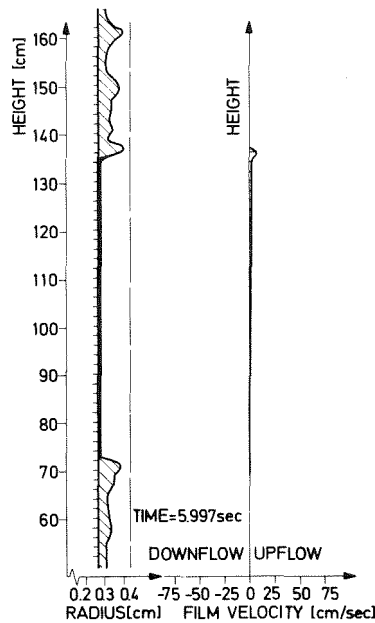


Abb. 5.1.3 Kohärente Hüllmaterialbewegung bei vergrößertem Reibbeiwert für den rauhen Film (CMOT-Rechenergebnisse)

Wie zu erwarten, wird nun mehr Hüllmaterial nach oben transportiert (53% des aufgeschmolzenen Materials) als im in Abb. 5.1.2 dargestellten Fall mit $\psi \leq 5$ (21% des aufgeschmolzenen Materials). Gleichzeitig reicht jedoch auch die untere Blockade weiter nach unten. Diese zunächst erstaunliche Tatsache ist Folge der Wellenbildung. Wie Gl.(3.2.56) zeigt nimmt der Wellenfaktor und damit der Reibbeiwert mit der Filmdicke zu. Mit zunehmendem Reibbeiwert nimmt auch der Druckabfall zu. Läßt man den Wellenfaktor bis auf das 100-fache ansteigen konzentriert sich beinahe der gesamte Druckabfall an großen Wellen. D.h. die großen Wellen werden rascher nach oben bewegt und erstarren daher entsprechend höher (Abb. 5.1.3),

während die übrigen Teile des Films sich praktisch unter dem Einfluß der Schwerkraft allein bewegen ohne wesentliche Dampfgegenströmung. Auch diese Filmteile erreichen daher höhere, nun unter dem Einfluß der Schwerkraft jedoch nach unten gerichtete Bewegungsgeschwindigkeiten und erstarren daher tiefer. Qualitativ bleibt der Ablauf der Hüllmaterialbewegung unverändert. D.h. auf das anfängliche Flooding folgt Strömungsumkehr und schließlich die Ausbildung großer Wellen. Dies gilt auch für die in den Tabellen 5.1.1. und 5.1.2 zusammengestellten Parameterstudien.

Tabelle 5.1.1 zeigt eine Gegenüberstellung von Rechenergebnissen bei Variation des Druckabfalls über die Kühlkanallänge. Im Basisfall EO entsprach die Druckdifferenz dem hydrostatischen Druck des flüssigen Natriums. Im Fall EP1 der Hälfte und im Fall EP2 dem 3-fachen des hydrostatischen Druckes. Diese Druckdifferenzen erzeugen im intakten Kanal Dampfgeschwindigkeiten von $\sim 75\text{m/sec}$, $\sim 50\text{m/sec}$ und $\sim 140\text{m/sec}$. Mit Ausnahme der Druckdifferenz waren die Eingabedaten der drei Rechnungen identisch.

Den Zeilen 5,6,7,8 und 11 von Tabelle 5.1.1 entnimmt man, wie zu erwarten, daß mit zunehmendem Druckabfall mehr Hüllmaterial, schneller und weiter nach oben transportiert wird. Im Fall EP2 bildet sich bereits 0.250 sec nach Beginn der Hüllmaterialbewegung eine totale obere Blockade, während im Fall EP1 überhaupt keine obere Blockade entsteht. Durch den totalen Verschuß des Kühlkanals während der Floodingphase und die dadurch verursachte Unterbrechung der Natriumdampfströmung tritt im Fall EP2 eine Bildung großer Wellen nicht auf. Die tiefe Lage des Blockadenmaximums (Zeile 8) im Fall EP2 ist Folge dieser frühen Unterbrechung der Natriumdampfströmung. Dadurch läuft das noch flüssige Material unter dem Einfluß der Schwerkraft, ohne Dampfgegenstrom, schnell nach unten ab. Infolge der höheren Bewegungsgeschwindigkeit ist der bis zur Erstarrung zurückgelegte Weg größer, d.h. das Material erstarrt tiefer.

In Tabelle 5.1.2 werden Rechenergebnisse verglichen, bei denen der Wärmeübergang zwischen dem geschmolzenen Hüllmaterial und dem Brennstab variiert wurde. Es wird zwischen dem Wärmeübergang von Film zu Brennstoff und vom Film zu Stahl unterschieden.

				Fall						
				EP1		EO		EP2		
Eingabegrößen		1	Druckabfall							
		2	Dampfgeschwindigkeit im intakten Kanal	$[\bar{cm}/\bar{s}]$	$\Delta p_H/2$		Δp_H		$3 \cdot \Delta p_H$	
		3	Wellenfaktor	$[- -]$	5000		7500		14000	
		4.1	Wärmeübergangskoeffizient Film-Stahlhülle	$[\bar{W}/\bar{cm}^2 \cdot \bar{K}]$	≤ 5		≤ 5		≤ 5	
		4.2	Wärmeübergangskoeffizient Film-Brennstoff	$[\bar{W}/\bar{cm}^2 \cdot \bar{K}]$	36.6		36.6		36.6	
Ergebnisse		5	Zeitpunkt der totalen Kühlkanalblockade	$[\bar{s}]$	14.7		14.7		14.7	
					oben	unten	oben	unten	oben	unten
					-	1.125	2.874	2.874	0.250	1.500
	5.997s nach Beginn der Hüllmaterialbewegung	6	Lage der Blockadenoberkante	$[\bar{cm}]$	-	72	142	72	148	72
		7	Lage der Blockadenunterkante	$[\bar{cm}]$	-	66	136	64	136	52
		8	Lage der Unterkante des Blockadenmaximums	$[\bar{cm}]$	-	66	138	68	144	54
		9	Aximale Ausdehnung des Blockadenmaximums	$[\bar{cm}]$	0	6	2	4	2	4
		10	Radiales Ausmaß des Blockadenmaximums	$[\bar{\%}]$	0	100	100	100	100	100
		11	Anteil des wiedererstarrten Materials am insgesamt erschmolzenen Hüllmaterial	$[\bar{\%}]$	0	42	21	38	36	53
		12	Anteil des über der totalen Blockade liegenden flüssigen Materialpfropfens am insgesamt erschmolzenen Hüllmaterial	$[\bar{\%}]$	0	48	0	30	0	0

Tabelle 5.1.1 Abhängigkeit der kohärenten Hüllmaterialbewegung vom Druckabfall über die Kühlkanallänge

					Fall						
					ES1		EO		ES2		
Eingabegrößen		1	Druckabfall		Δp_H		Δp_H		Δp_H		
		2	Dampfgeschwindigkeit im intakten Kanal	$[\bar{c}m/\bar{s}]$	7500		7500		7500		
		3	Wellenfaktor	$[\bar{-} - \bar{]}]$	≤ 5		≤ 5		≤ 5		
		4.1	Wärmeübergangskoeffizient	Film-Stahlhülle	$[\bar{W}/cm^2 \cdot \bar{K}]$	367		36.7		3.67	
		4.2		Film-Brennstoff	$[\bar{W}/cm^2 \cdot \bar{K}]$	147		14.7		1.47	
Ergebnisse		5	Zeitpunkt der totalen Kühlkanalblockade	$[\bar{s}]$	oben	unten	oben	unten	oben	unten	
					-	-	2.874	2.874	-	-	
	5.997s nach Beginn der Hüllmaterialbewegung	6	Lage der Blockadenoberkante	$[\bar{c}m]$	140	66	142	72	144	72	
		7	Lage der Blockadenunterkante	$[\bar{c}m]$	136	64	136	64	136	58	
		8	Lage der Unterkante des Blockadenmaximums	$[\bar{c}m]$	138	64	138	68	138	68	
		9	Aximale Ausdehnung des Blockadenmaximums	$[\bar{c}m]$	2	2	2	4	2	2	
		10	Radiales Ausmaß des Blockadenmaximums	$[\bar{\%}]$	78	99	100	100	97	99	
		11	Anteil des wiedererstarteten Materials am insgesamt erschmolzenen Hüllmaterial	$[\bar{\%}]$	13	14	21	38	30	26	
		12	Anteil des über der totalen Blockade liegenden flüssigen Materialpfropfens am insgesamt erschmolzenen Hüllmaterial	$[\bar{\%}]$	-	-	0	30	-	-	

Tabelle 5.1.2 Abhängigkeit der kohärenten Hüllmaterialbewegung vom Wärmeübergang zwischen Film und Brennstab

Im Fall ES1 wurde der schlechteste Wärmeübergang zugrunde gelegt. Im Basisfall EO war der Wärmeübergang um das 10-fache und im Fall ES2 um das 100-fache besser (Zeilen 4.1, 4.2).

Die Zeilen 6 und 11 von Tabelle 5.1.2 zeigen, daß mit besser werdendem Wärmeübergang mehr Material weiter nach oben transportiert wird. Dies ist Folge der schnelleren Aufheizung des Materials durch den Brennstoff bei besserem Wärmeübergang. Die Zähigkeit und damit die inneren Reibungskräfte, die der Hüllmaterialbewegung entgegenwirken, werden dadurch kleiner. Dieser Effekt überwiegt am Beginn der Bewegung gegenüber der rascheren Abkühlung durch den besseren Wärmeübergang zwischen geschmolzenem Hüllmaterial und der intakten Stahlhülle.

Bis zur Bildung der unteren Blockade, die später erfolgt, haben sich die Hüllmaterialzähigkeiten trotz des unterschiedlichen Wärmeübergangs zum Brennstoff weitgehend einander angeglichen. Das Gros des abwärts fließenden Hüllmaterials erstarrt daher bei schlechtem Wärmeübergang tiefer (Zeile 8).

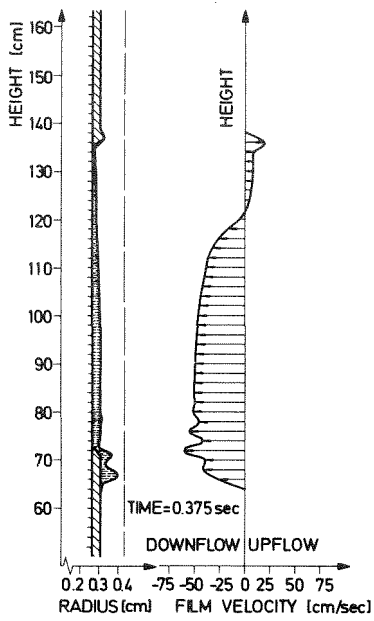
Wie die in Tabelle 5.1.2 zusammengestellten Ergebnisse zeigen, ist der Einfluß des Wärmeübergangs zwischen geschmolzenem Hüllmaterial und Stab nicht so ausgeprägt wie die zuvor diskutierten Einflüsse des Reibbeiwertes und des Druckverlustes. Sie können daher von stochastischen Prozessen überkompensiert werden.

5.1.2 Inkohärente Hüllmaterialbewegung

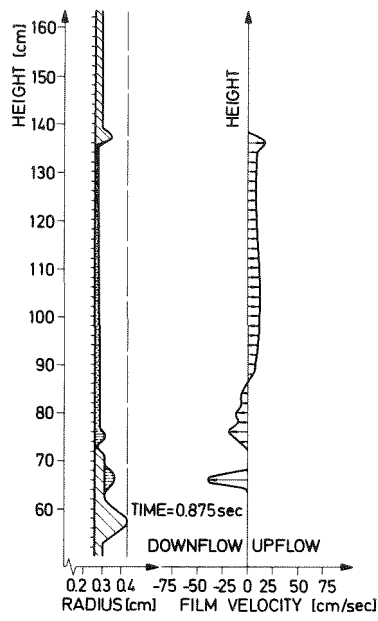
Wie im Fall kohärenter Hüllmaterialbewegung wird auch im inkohärenten Fall die Hüllmaterialbewegung entlang eines einzigen Brennstabes gerechnet. Nun besitzt jedoch die Dampfströmung die Möglichkeit, in parallele Nachbarkanäle mit intakten Hüllen auszuweichen, aber auch aus diesen Kanälen wieder zurückzuströmen. Bei inkohärenter Hüllmaterialbewegung wirken daher die intakten parallelen Nachbarkanäle als Bypass-Strömungswege. Die mathematische Beschreibung der Dampfströmung und die dabei getroffenen Annahmen sind im Abschnitt 3.2.3 dargestellt.

Die Gesetzmäßigkeiten inkohärenter Hüllmaterialbewegung werden am selben eingangs definierten Modellproblem studiert wie die kohärente Hüllmaterialbewegung. Der Wellenfaktor ist wieder auf $\psi \leq 5$ begrenzt und der Druckabfall über die Kühlkanallänge entspricht dem hydrostatischen Druck des flüssigen Natriums. Die Rechenergebnisse sind in Abb. 5.1.4 dargestellt.

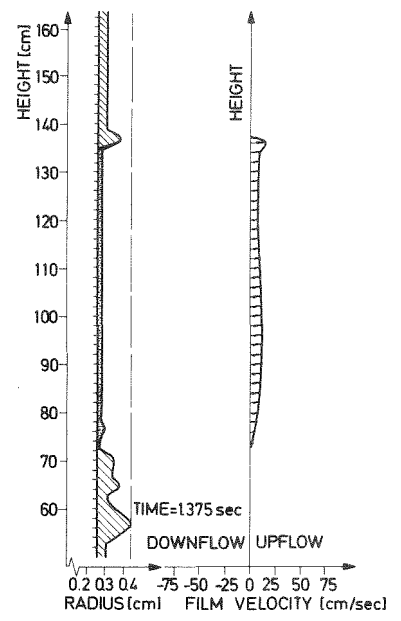
Die am Beginn der Hüllmaterialbewegung herrschende Natriumdampfgeschwindigkeit von ~ 75 m/sec rauht den Film auf, wodurch sich der Strömungswiderstand erhöht. Ein Teil der Natriumdampfströmung weicht dadurch in intakte Nachbarkanäle mit geringerem Strömungswiderstand aus. Die verbleibende Dampfströmung reicht nicht aus, den anfangs vorhandenen Film nach oben zu ziehen. Das Hüllmaterial läuft daher zunächst nach unten ab. Wie Abb. 5.1.4a zeigt, nimmt dadurch die Filmdicke im unteren Bereich der Hüllrohrschmelzzone zu, während sie oben abnimmt. Mit abnehmender Filmdicke verringert sich auch der Strömungswiderstand. Die Dampfströmung kehrt daher im oberen Bereich der Schmelzzone allmählich wieder zurück, die Natriumdampfgeschwindigkeit erhöht sich dort und zieht schließlich das verbliebene Material entgegen der Schwerkraft nach oben (Abb. 5.1.4a). 0.875 sec nach Beginn der Hüllmaterialbewegung hat das ablaufende Material eine totale untere Kühlkanalblockade ausgebildet (Abb. 5.1.4b). Zum Unterschied von kohärenter Hüllmaterialbewegung wird nun durch diese Blockade die Natriumdampfströmung nicht unterbrochen, da der Dampf dieses Hindernis über parallele



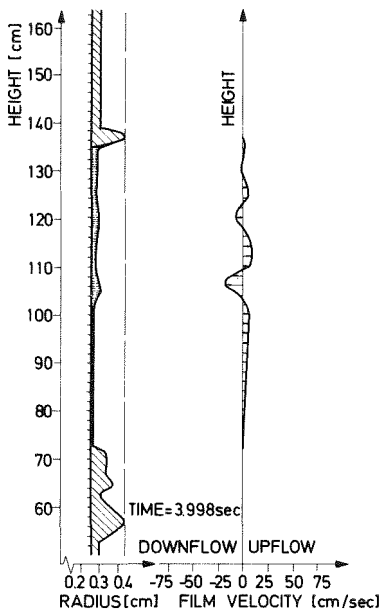
(a)



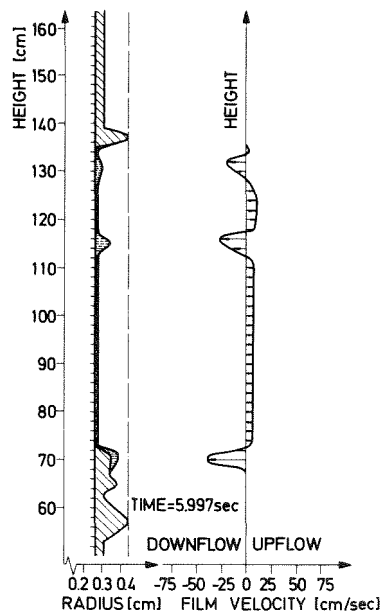
(b)



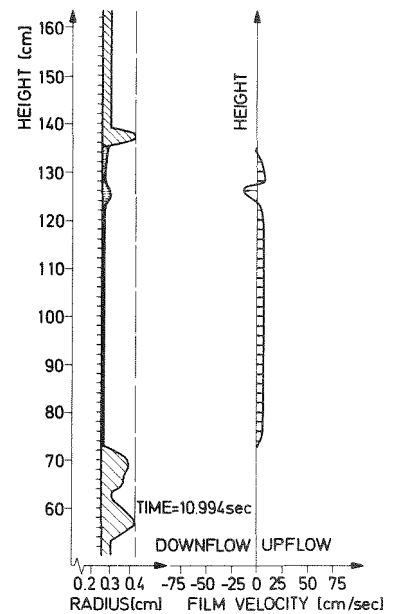
(c)



(d)



(e)



(f)

Abb. 5.1.4: CMOT-Rechenergebnisse bei inkohärenter Hüllmaterialbewegung

Nachbarkanäle umgehen kann. In Abb. 5.1.4c wird der gesamte verbliebene Restfilm von der Dampfströmung nach oben gezogen, wodurch das allmähliche Wachstum der oberen Blockade gespeist wird. Infolge der Aufwärtsbewegung des Hüllmaterials nimmt die Filmdicke im oberen Bereich der Hüllrohrschmelzzone wieder zu. Entsteht nun an einer Stelle eine lokale Filmverdickung (z.B. unmittelbar unter der oberen Blockade, da an der Blockade selbst die Dampfgeschwindigkeit klein ist), erhöht sich dort der Reibungswiderstand und die Dampfgeschwindigkeit nimmt ab. Die Aufwärtsbewegung wird dadurch an dieser Stelle zunehmend verringert und die lokale Filmverdickung durch den Materialnachschub von unten stetig vergrößert. Eine lokale Filmverdickung löst also einen positiven Rückkopplungsprozess aus und führt zur Bildung einer großen Welle. Mit zunehmender Wellenamplitude wird die Dampfströmung lokal immer mehr in Nachbarkanäle abgedrängt, so daß allmählich das Materialgewicht zu überwiegen beginnt und die Welle nach unten abläuft. Wie Abb. 5.1.4d zeigt, gleitet die Welle über einen dünnen aufwärts bewegten Film nach unten. In Abb. 5.1.4e hat die erste Welle die untere Teilblockade erreicht und beginnt dort zu erstarren.

Der Vergleich der Ergebnisse von kohärenter und inkohärenter Hüllmaterialbewegung zeigt beträchtliche Unterschiede im Bewegungsablauf. Der Materialaufwärtstransport ist bei inkohärenter Hüllmaterialbewegung deutlich herabgesetzt. Im in Abb. 5.1.4 dargestellten Fall erstarren lediglich 14 % des aufgeschmolzenen Materials an der oberen Blockade. Bei kohärenter Hüllmaterialbewegung (Abb. 5.1.2) und sonst identischen Eingabedaten waren es 21 %. Bei kohärenter Bewegung entstehen daher dünnere obere Blockaden, aber massivere untere Blockaden.

In beiden Fällen sagt das Modell die Ausbildung großer Wellen voraus und in beiden Fällen trägt der Materialtransport durch Wellen erheblich zur Materialumverteilung bei. Die Bewegungsrichtung der Wellen ist jedoch entgegengesetzt. Während im Fall kohärenter Hüllmaterialbewegung während des Ablaufens des Materials im Stabunterteil Wellen entstehen, die von der Dampfströmung über einen dünnen nach unten strömenden Film nach oben gezogen werden, entstehen bei inkohärenter Bewegung während des Flooding im Staboberteil Wellen, die über einen dünnen aufwärts strömenden

Film nach unten laufen. Im ersten Fall wird die obere Blockade im zweiten Fall die untere Blockade durch die Wellenbewegung vergrößert.

Läßt sich wie bei kohärenter Hüllmaterialbewegung auch im inkohärenten Fall der Hüllmaterialaufwärtstransport durch eine Vergrößerung des Wellenfaktors ψ und damit des Reibbeiwertes für den rauhen Film steigern? Zur Klärung dieser Frage wurde eine Rechnung durchgeführt, in der die Zunahme des Wellenfaktors auf das maximal 100-fache ($\psi \leq 100$) zugelassen war. Die Rechenergebnisse stimmten identisch mit den in Abb. 5.1.4 dargestellten für $\psi \leq 5$ überein. Diese zunächst erstaunliche Tatsache erklärt sich folgendermaßen:

Die Dampfgeschwindigkeitsverteilung bei inkohärenter Hüllmaterialbewegung wird durch Gl. (3.2.49) beschrieben. Dabei wurde angenommen, daß innerhalb des Brennelements nur die Hüllen einiger weniger Stäbe schmelzen, während die übrigen noch intakt sind. Unter dieser Voraussetzung konnte angenommen werden, daß das axiale Druckprofil des Brennelements durch die Hüllmaterialbewegung kaum gestört wird, d.h.

$$(3.2.48) \quad \frac{dp(z,t)}{dz} = \frac{\Delta p(t)}{l} .$$

Bleibt aber das Druckprofil durch die Materialbewegung unverändert, bleibt auch die Dampfgeschwindigkeitsverteilung unverändert und unabhängig von der speziellen zugrundegelegten Reibbeiwertterhöhung beim rauhen Film.

Die Annahme eines von der Hüllmaterialbewegung unabhängigen axialen Druckprofils gilt exakt nur für ein Brennstabbündel unendlicher Stabzahl, unter Vernachlässigung der Strömungswiderstände in radialer Richtung. Bei einem Bündel mit endlicher Stabzahl ist sie eine Näherung, die umso zutreffender ist, je weniger Stäbe vom Hüllrohrschmelzen betroffen sind. So wie die Rechenergebnisse für kohärente Hüllmaterialbewegung ein Extrem darstellen, bei dem an allen Stäben des Brennelements gleichzeitig Hüllrohrschmelzen auftritt, stellt der inkohärente Fall das entgegengesetzte Extrem dar, bei dem nur die Hüllen weniger Stäbe schmelzen.

Die reale Hüllmaterialbewegung innerhalb eines Brennelements während eines Reaktorstörfalls verläuft zwischen diesen Extremen. Da zunächst die Hüllen der thermisch am stärksten belasteten Stäbe schmelzen und erst im Laufe der Zeit mehr und mehr Stäbe ergriffen werden, wird die Hüllmaterialbewegung zunächst ähnlich den Rechenergebnissen für den inkohärenten Fall ablaufen, sich aber mit fortschreitender Zeit immer mehr dem Bild des kohärenten Falles annähern.

Abschließend sei noch der Einfluß des Druckabfalls über die Kanallänge bei inkohärenter Hüllmaterialbewegung untersucht. In Tabelle 5.1.3 sind die Ergebnisse dreier Rechnungen zusammengestellt, bei denen die Druckdifferenz variiert wurde. Im Falle MP1 entsprach die Druckdifferenz dem halben hydrostatischen Druck des flüssigen Natriums, im Fall MO dem hydrostatischen Druck und im Fall MP2 dem 3-fachen hydrostatischen Druck. Im Fall MP2 reichte die Druckdifferenz aus, um den Hüllmaterialfilm am Beginn der Bewegung nach oben zu ziehen. In den beiden übrigen Fällen lief das Hüllmaterial am Bewegungsbeginn zunächst nach unten ab. Im Fall MP2 entstand die totale obere Blockade daher deutlich früher als im Fall MO (Zeile 5), bei dem sie erst durch die Aufwärtsbewegung des dünnen Restfilms gebildet wird, der nach dem anfänglichen Abfließen des Films zurückbleibt (siehe Abb. 5.1.4).

Durch die höhere Druckdifferenz im Fall MP2 erstarrt zwar mehr Material an der oberen Blockade (Zeile 11), es wird aber nur unwesentlich weiter nach oben getragen (Zeile 6). Der Großteil erstarrt unabhängig von der Druckdifferenz unmittelbar über der Oberkante der Hüllrohrschmelzzone (Zeile 8).

Das tiefere Vordringen des Materials nach unten im Fall MP1 gegenüber dem Fall MO ist Folge der kleineren Druckdifferenz im **ersten** Fall (Zeile 7). Dadurch erreicht das am Beginn der Hüllmaterialbewegung abwärts fließende Material eine höhere Geschwindigkeit und erstarrt tiefer. Im Fall MP2 erfolgt der Abwärtstransport von Material ausschließlich durch große Wellen. Die untere Teilblockade wird daher durch abwärtslaufende Wellen gebildet, die infolge ihrer großen Filmdicke mehr Zeit zur Abkühlung benötigen und daher tiefer erstarren.

Wie bei kohärenter Hüllmaterialbewegung ist auch im inkohärenten Fall der Druckabfall die den Materialtransport beherrschende Einflußgröße.

Eingabegrößen			Fall						
			MP1		MO		MP2		
	1	Druckabfall							
	2	Dampfgeschwindigkeit im intakten Kanal	$[\text{cm/s}]$	$\Delta p_H/2$		Δp_H		$3 \cdot \Delta p_H$	
	3	Wellenfaktor	$[-]$	5000		7500		14000	
	4.1	Wärmeübergangskoeffizient	Film-Stahlhülle	$[\text{W/cm}^2 \cdot \text{K}]$	≤ 5	≤ 5	≤ 5	≤ 5	
	4.2		Film-Brennstoff	$[\text{W/cm}^2 \cdot \text{K}]$	36,6	36,6	36,6	36,6	
				14,7	14,7	14,7	14,7		
Ergebnisse				oben	unten	oben	unten	oben	unten
		5	Zeitpunkt der totalen Kühlkanalblockade	$[\text{s}]$	-	0,875	4,748	0,875	1,125
5,997 s nach Beginn der Hüllmaterialbewegung	6	Lage der Blockadenoberkante	$[\text{cm}]$	138	72	138	72	140	72
	7	Lage der Blockadenunterkante	$[\text{cm}]$	136	46	136	54	136	48
	8	Lage der Unterkante des Blockadenmaximums	$[\text{cm}]$	136	46	136	56	136	50
	9	Aximale Ausdehnung des Blockadenmaximums	$[\text{cm}]$	2	4	2	2	4	2
	10	Radiales Ausmaß des Blockadenmaximums	$[\%]$	30	100	100	100	100	56
	11	Anteil des wiedererstarteten Materials am insgesamt erschmolzenen Hüllmaterial	$[\%]$	4	71	14	53	30	36
	12	Anteil des über der totalen Blockade liegenden flüssigen Materialpfropfens am insgesamt erschmolzenen Hüllmaterial	$[\%]$	0	0	0	0	0	0

Tabelle 5.1.3: Abhängigkeit der inkohärenten Hüllmaterialbewegung vom Druckabfall über die Kühlkanallänge

Wie weit stimmen nun die im Vorhergehenden aus Rechenergebnissen erschlossenen Gesetzmäßigkeiten für die kohärente und inkohärente Hüllmaterialbewegung mit vorliegenden experimentellen Ergebnissen überein?

Die Entstehung großer Wellen am Übergang zwischen Gleich- und Gegenströmung von Gas und Film wird praktisch von allen mit Reiselfilmen experimentierenden Autoren bestätigt /32,38,70,71/. Brauer bestätigt in /71/ die von den Rechnungen wiedergegebene entgegengesetzten Bewegungsrichtungen zwischen großen Wellen und dünnem Film (Wellenaufwärtsbewegung und Filmabwärtsbewegung) im einzelnen Kanal (d.i. der Fall kohärenter Hüllmaterialbewegung). Die gleichzeitige Aufwärts- und Abwärtsströmung von Material wird unter bestimmten Betriebszuständen auch in Experimenten von Theofanous /38/ und Wallis /33/ beobachtet. Theofanous /38/ fand in Übereinstimmung mit den Rechnungen das Fehlen großer Wellen bei hohen Dampfgeschwindigkeiten. Die Bildung oberer und unterer Hüllmaterialblockaden wurde in einer Reihe von Kühlmittelverlustexperimenten (LOF) im amerikanischen Testreaktor TREAT beobachtet /46,72,73/. Schließlich bestätigt das Experiment /41/ von Henry (inkohärentes Hüllenschmelzen in einem Bündel aus 28 Stäben) die von den Rechnungen vorausgesagte Reduktion des Transports von Hüllmaterial nach oben bei inkohärentem Hüllrohrschmelzen.

Es ist also in einer Reihe wichtiger Punkte qualitative Übereinstimmung zwischen den Rechenergebnissen des Modells und Experimenten vorhanden. Im nächsten Abschnitt wird ein im Testreaktor TREAT durchgeführtes Kühlmittelverlustexperiment nachgerechnet. Dabei soll festgestellt werden, ob das Modell in der Lage ist, die experimentellen Ergebnisse auch quantitativ richtig wiederzugeben.

5.2 Nachrechnung der Hüllmaterialbewegung im TREAT Experiment R5

5.2.1 Kurze Beschreibung des Testeinsatzes und der Versuchsziele

Der Testeinsatz für die TREAT Experimente der R-Serie besteht aus einer mit Natrium gekühlten Teststrecke, die in den amerikanischen thermischen Testreaktor TREAT eingebracht wurde /22,45,46,74/. Dabei wird Natrium unter kontrollierten Bedingungen von einem Tank, über die Teststrecke, in einen zweiten Tank gedrückt. Der Natriumdurchsatz kann durch den Gasdruck im ersten Tank gesteuert werden.

Im Experiment R5 wurde ein aus sieben frischen Brennstäben bestehendes Teststabbündel verwendet. Die gesamte Stablänge betrug ~ 237 cm; die Länge der Brennstoffzone ~ 91 cm. Dies entspricht leistungsreaktortypischer Stabgeometrie.

Das Teststabbündel wurde von einem sechseckigen Stahlkasten (Flow-Tube) mit einer Wandstärke von 0,51 mm und einer äußeren Schlüsselweite von 2,12 cm umschlossen. Um den Sechseckstahlkasten befand sich ein Molybdenrohr mit einem äußeren Durchmesser von 3,048 mm und einer Wandstärke von 1,52 mm.

Die Anreicherung des Brennstoffs der Teststäbe war so gewählt (20 % im Zentralstab, 14 % in den sechs Randstäben), daß im thermischen Neutronenfluß des TREAT Reaktors gleichförmige thermodynamische Bedingungen über den Bündelquerschnitt gewährleistet waren. Sieden, Dry-Out und Hüllmaterialschmelzen traten daher während des Transienten in den verschiedenen Unterkämen weitgehend kohärent auf. Dies ist für die Überprüfung von eindimensionalen Modellen, wie sie für die Beschreibung der Einleitungsphase von Störfällen Verwendung finden, von Vorteil.

Die Instrumentierung bestand aus 12 Thermoelementen, die an der Außenseite des Sechseckstahlkastens angebracht waren. Außerdem war je ein Druckaufnehmer und ein Durchflußmesser am Teststreckeneintritt und Austritt vorhanden.

Ziel des Versuchs war die Simulation eines Kühlmittelpumpenausfalls (LOF) in einem Leistungsreaktor bei konstanter Leistung. Dabei sollte die Testreaktorleistung so rechtzeitig abgeschaltet

werden, daß die nach Abschluß der Hüllmaterialbewegung vorhandene Hüllmaterialverteilung nicht durch nachfolgendes Brennstoffschmelzen und extensive Brennstoffbewegungen zerstört wurde. Der Zeitpunkt der Abschaltung des TREAT Reaktors wurde durch Vorausrechnungen mit dem ANL Störfallanalyseprogrammsystem SAS bestimmt /75/.

Die Versuchsziele wurden weitgehend erreicht. Das Ausmaß des Brennstoffschmelzens war gering. Die Brennstoffbewegung erfolgte hauptsächlich in Form großer Pelletbruchstücke, vermutlich ohne die Hüllmaterialbewegung und endgültige Hüllmaterialverteilung wesentlich zu beeinflussen. An den Isolationspellets am oberen und unteren Ende der Brennstoffzone bildeten sich Stahlblockaden aus.

5.2.2 Ergebnisse der Nachrechnung mit dem Rechenprogramm CMOT

Ziel der Nachrechnungen des TREAT Experiments R5 mit dem Hüllmaterialbewegungsprogramm CMOT war es, die im Experiment aufgetretene Hüllmaterialbewegung zu reproduzieren. Da eine direkte Beobachtung oder Aufzeichnung der Hüllmaterialbewegung während des Versuchs nicht möglich war, mußte sich die Überprüfung der Rechenergebnisse auf den Vergleich der bei den Nachbestrahlungsuntersuchungen festgestellten Stahlverteilung am Ende des Experiments beschränken /76/. Eine zusätzliche Vergleichsmöglichkeit stellt der zeitliche Ablauf der Hüllmaterialbewegung dar. Dieser kann jedoch aus den vorliegenden, während des Versuchs aufgenommenen experimentellen Daten /77/ nur relativ grob abgeschätzt werden.

Die Instrumentierung der Teststrecke reichte nicht aus um alle für die Nachrechnung der Hüllmaterialbewegung mit CMOT erforderlichen Randbedingungen zu liefern. Auch waren Anzeigen teilweise offensichtlich fehlerhaft, sodaß diese Daten für die weitere Auswertung ausschieden. Die CMOT Randbedingungen wurden daher weitgehend den Ergebnissen einer SAS3D Nachrechnung entnommen. Es sind dies im einzelnen die folgenden zeitabhängigen Größen:

- die Druckdifferenz zwischen oberer und unterer Phasengrenze in der die Hüllrohrschmelzzone einschließenden Natriumdampfblase;
- die axiale Verteilung der Brennstoffaußentemperatur und der Temperatur am Außenrand des intakten Hüllrohrs;
- die mittleren im Kühlkanal herrschenden thermodynamischen Bedingungen (Kühlmitteltemperatur, -Dichte und -Zähigkeit).

Die mittlere Temperatur der Flow-Tube wird für die Berechnung der Wärmeverluste des Hüllmaterialfilms an die Flow-Tube benötigt. Sie wurde den, während des Versuchs von den Thermoelementen aufgenommenen Meßdaten entnommen, die direkt an der Flow-Tube Außenseite angebracht waren.

In der geometrischen Abbildung des Siebenstabbündels auf den repräsentativen, zylindrischen Modellkanal entsprach der Brennstoffaußenradius und die Hüllrohrdicke den tatsächlichen Werten im Testbündel. Die äußere Begrenzung des Kühlkanals wurde so gewählt, daß die Kühlmittelströmungsfläche in der Abbildung und im Testbündel identisch waren.

Die Brennstoffzone einschließlich des oberen und unteren Isolationspellets und des oberen und unteren Reflektors wurden in 80 äquidistante Maschen unterteilt. Dadurch ergab sich eine Maschenweite von ~ 1.58 cm.

Die Materialdaten für den Hüllmaterialstahl wurden dem Bericht /52/ entnommen.

Wichtige, in die Reibungsverlustkorrelation und die Wärmeübertragungsbeziehungen eingehende Daten waren:

- Als Reibbeiwert für den glatten Kanal wurde die Beziehung

$$f_0 = 0.085 \cdot Re_2^{-0.25}$$

verwendet.

- Die Reibbeiwertterhöhung durch Aufrauung wurde mit der aus der Beziehung von Grolmes /35/ abgeleiteten Relation

$$f = f_0 \cdot \left\{ 1 + 33333 \frac{\delta^2}{(\nu/\nu_R)^{0.44}} \right\}$$

simuliert. Die Reibbeiwertterhöhung wurde auf das maximal 1.5-fache des Werts für den glatten Kanal begrenzt /39/.

- Grenzdampfgeschwindigkeit bei voll entwickelter Rauigkeit (Floodinggeschwindigkeit): 82 m/sec /40/
- Kritische Reynoldszahl: 2320
- Wärmeübergangskoeffizient zwischen Hüllmaterialfilm-Stahl: $14.2 \text{ W/cm}^2 \cdot \text{K}$ und Hüllmaterialfilm-Brennstoff: $3.6 \text{ W/cm}^2 \cdot \text{K}$.

Als Anfangstemperatur des geschmolzenen Hüllmaterials wurde das arithmetische Mittel zwischen der von SAS berechneten Hüllrohraußen- und Brennstoffaußentemperatur angenommen.

In Tab. 5.2.1, Spalte 1,2, ist der zeitliche Ablauf der Hüllmaterialbewegung im Experiment angegeben. Er wurde mit Hilfe der vom ANL zur Verfügung gestellten Meßprotokolle /77/ abgeschätzt.

TREAT Experiment R-5	Zeit [sec]					
	Experiment /77/		Rechnung			
			CMOT		SAS/CLAZAS /78/	
Spalte	1	2	3	4	5	6
Testbeginn	0	-	0	-	0	-
Beginn der Hüllmaterialbewegung	16.7 - 16.8	0	16.467	0	16.50	0
Blockadebildung oben abgeschlossen	17.3 - 17.7	0.5 - 1.0	17.013	0.546	16.76	0.24
Flow-Tube Versagen	18.0	1.2 - 1.3	17.743	1.276		
Reaktorabschaltung	19.0	2.2 - 2.3	19.0	2.533	19.0	2.5
Blockadebildung unten abgeschlossen	19.6 - 21.0	2.8 - 4.3	19.361	2.894	17.40	0.90

Tab. 5.2.1 Zeitlicher Ablauf der Hüllmaterialbewegung in Experiment und Rechnung

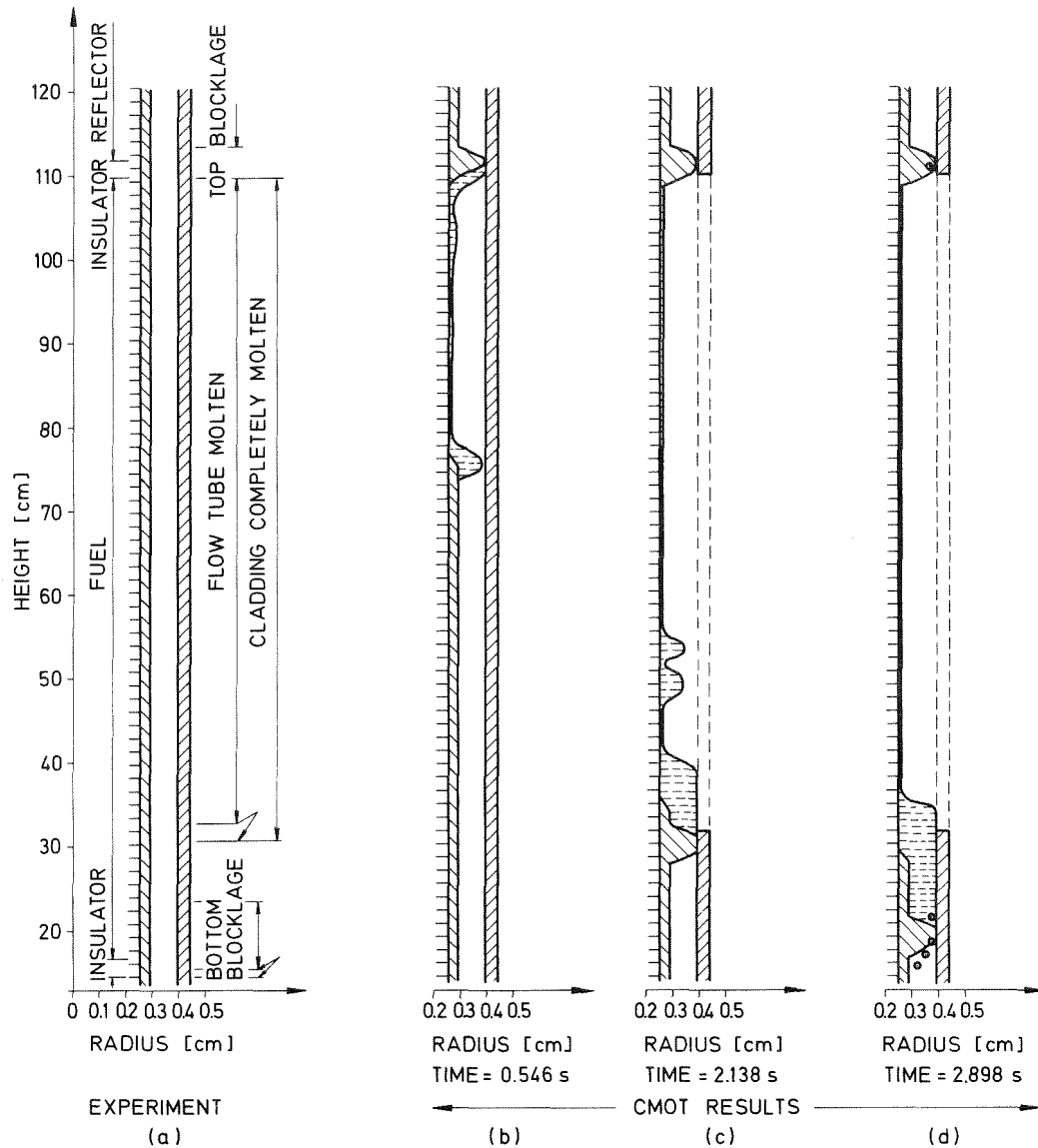


Abb. 5.2.1 Hüllmaterialverteilung im Experiment und in der CMOT Rechnung (⊙ ... Meßpunkte /76/)

In Abb. 5.2.1a ist die Ausgangsgeometrie vor Beginn des Hüllrohrschmelzens dargestellt. Außerdem sind die Lagen der bei den Nachbestrahlungsuntersuchungen vorgefundenen Hüllmaterialblockaden und die Schmelzzone der Flow-Tube angegeben /76/. Die von CMOT berechnete Hüllmaterialverteilung ist in den Abb. 5.2.1b,c,d zu verschiedenen Zeiten dargestellt (schraffierte Gebiete ... fester Stahl, strichlierte Gebiete ... flüssiger Stahl). Rechnerisch verlief die Hüllmaterialbewegung in folgender Weise:

Die hohe, von unten nach oben gerichtete Natriumdampfgeschwindigkeit im Kühlkanal zieht den geschmolzenen Hüllmaterialfilm zunächst nach oben und bildet eine Teilblockade aus, die den Kühlkanal zu etwa 40% verschließt. Infolge des dadurch entstehenden größeren Strömungswiderstandes wird die Natriumdampfgeschwindigkeit vermindert und das geschmolzene Hüllmaterial beginnt nach unten abzulaufen. Während dieser Gegenstrombewegung (abwärts fließendes Hüllmaterial, aufwärts strömender Natriumdampf) bilden sich große, teilweise den gesamten Querschnitt ausfüllende Hüllmaterialwellen. Durch den hohen Druckabfall an diesen Kühlkanalquerschnittsverengungen werden die Wellen nach oben gedrückt. Sie gleiten dabei über einen dünnen nach unten fließenden Film und erstarren schließlich an der bereits vorhandenen oberen Teilblockade, wo sie den Kühlkanal nun zu 99.6% verschließen.

In Abb. 5.2.1b ist die berechnete Hüllmaterialverteilung 0.546 sec nach Beginn der Hüllmaterialbewegung dargestellt. Dieser Zeitpunkt liegt unmittelbar nach der Vervollständigung der oberen Blockade.

Infolge des fast vollständigen Verschlusses des Kühlkanals und der damit verbundenen Unterbrechung der Kühlmitteldampfströmung läuft nun das gesamte geschmolzene Hüllmaterial nach unten ab.

In diese Abwärtsbewegungsphase fällt nun ein mit Hilfe der Meßprotokolle gut zu lokalisierendes Ereignis: Der das Testbündel umschließende Sechseckstahlkasten (Flow-Tube) schmilzt durch. Dadurch erschließt sich für die Natriumdampfströmung ein Strömungsweg zwischen dem ursprünglichen Sechseckstahlkasten und dem diesen umgebenden Molybdänrohr.

In der CMOT Rechnung wird dies durch die Verwendung der Option für inkohärente Hüllmaterialbewegung beschrieben. Dabei wird die Existenz intakter Nachbarkanäle angenommen, in welche die Kühlmitteldampfströmung ausweichen kann, wenn die lokalen Strömungsverluste dort geringer sind, als in dem Kanal in dem die Hüllmaterialbewegung stattfindet.

Die Rechenergebnisse zeigen auch unter diesen Strömungsbedingungen die Abbildung großer Hüllmaterialwellen. Wegen der Möglichkeit des Ausweichens der Dampfströmung werden diese Wellen

aber nun durch die Schwerkraft nach unten gezogen. Sie gleiten über einen dünneren aufwärts bewegten Film abwärts und erreichen schließlich die untere Schmelzgrenze der Flow-Tube.

Im Bereich der Brennstoffbasis wird währenddessen infolge der oszillierenden Auf- und Abbewegung der Kühlmittelphasengrenze nach wie vor Natrium verdampft. Dieser Dampf strömt durch den unteren intakten Flow-Tube Stumpf nach oben und behindert das Einfließen des Hüllmaterials in den Stumpf. Durch die Verzögerung der Abwärtsbewegung gewinnt das Hüllmaterial Zeit am Eingang in den unteren, intakten Flow-Tube Stumpf zu erstarren. Mit CMOT, das als Modell für die Störfalleinleitungsphase von intakten Brennelementwänden ausgeht, kann dieser Vorgang nicht detailliert beschrieben werden. Um das Erstarren des Hüllmaterials am Eingang zum unteren Flow-Tube Stumpf trotzdem nachzubilden, wurde in der Rechnung die Wärmeübergangszahl zwischen Hüllmaterialfilm und Stahl kurzzeitig erhöht.

In Abb. 5.2.1c ist die berechnete Hüllmaterialverteilung 2.138 sec nach Beginn der Hüllmaterialbewegung, unmittelbar nach dem Erstarren des unteren Hüllmaterialslugs, dargestellt. Man erkennt, daß ein Teil des über der unteren Blockade liegenden flüßigen Hüllmaterials über die Oberkante des unteren Flow-Tube Stumpfes, in den Raum zwischen Flow-Tube Außenwand und Molybdänrohr abfließen wird. Auch dies kann in der Rechnung wegen der Modellannahme intakter Brennelementwände nicht nachgebildet werden. Die axiale Ausdehnung der berechneten und in Abb. 5.2.1d dargestellten endgültigen unteren Blockade ist daher größer als im Experiment (Abb.5.2.1a).

Die endgültige untere Blockade entsteht durch das Wiederaufschmelzen der Blockade am Eintritt in den unteren Flow-Tube Stumpf und dem Abfließen dieses Materials.

In Abb. 5.2.1d ist die Hüllmaterialverteilung 2.898 sec nach Beginn der Hüllmaterialbewegung, bzw. 19.365 sec nach Testbeginn, d.i. unmittelbar nach dem Erstarren der Front des unteren Hüllmaterialslugs, dargestellt. Die eingezeichneten Meßpunkte wurden planimetrisch aus den bei den Nachbestrahlungsuntersuchungen /76/ durchgeführten 5 Querschnitten des Testbündels bestimmt und auf Zylindergeometrie umgerechnet.

Im Verlaufe der Abkühlung der Teststäbe nach der 19.0 sec nach Testbeginn vorgenommenen Abschaltung des TREAT Reaktors, erstarrt sukzessive, von unten nach oben, der Hüllmaterialslug, der über der in Abb.5.2.1d gezeichneten unteren Blockade liegt.

In Tab. 5.2.1 ist der zeitliche Ablauf der Hüllmaterialbewegung im Experiment und in der CMOT Rechnung gegenübergestellt.

5.2.3 Bewertung der Rechenergebnisse und Vergleich mit den Ergebnissen anderer Modelle

Im TREAT Experiment R5 wird kohärente Hüllmaterialbewegung unter Kühlungsbedingungen nachgebildet, die jenen während eines Kühlmitteldurchsatzstörfalls in einem schnellen natriumgekühlten Reaktor sehr ähnlich sind. Das Experiment eignet sich daher gut für die Verifikation von Rechenmodellen zur Beschreibung der Hüllmaterialbewegung, wenn auch die Nachrechnungen durch das Flow-Tube Schmelzen erschwert wird und die Möglichkeiten unsichere Rechnungsparameter an diesem Experiment zu adjustieren, durch die bei In-Pile Experimenten notwendigerweise beschränkte Instrumentierung sowie durch den Ausfall bzw. die Fehlanzeige einiger Instrumente eingeschränkt ist.

Die erzielte gute Übereinstimmung zwischen den CMOT Rechenergebnissen und den experimentellen Daten stützt das Vertrauen in die CMOT Rechenergebnisse bei der Beschreibung der Hüllmaterialbewegung in der SNR Störfallanalyse. Die Übereinstimmung ist deutlich besser, als mit dem ANL Hüllmaterialbewegungsmodell CLAZAS, das z.Zt. in den ANL Codesystemen SAS3A und SAS3D verwendet wird.

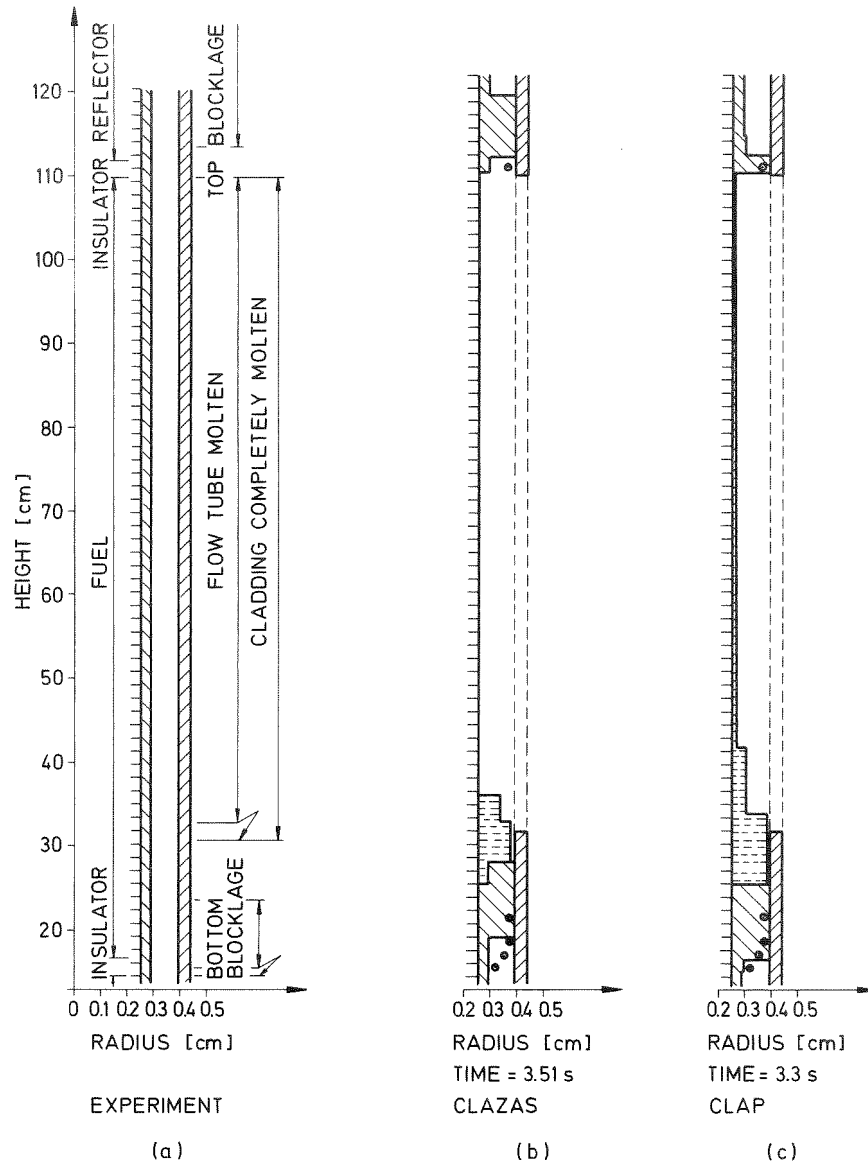


Abb. 5.2.2 Hüllmaterialverteilung im Experiment und in den CLAZAS /78/ sowie CLAP /63/ Rechnungen (© ... Meßpunkte)

Abb. 5.2.2b zeigt die Ergebnisse einer Nachrechnung der Hüllmaterialbewegung im TREAT Experiment R5 mit CLAZAS /78/. Diese Rechenergebnisse lassen eine Überschätzung der Aufwärtstransportrate des Hüllmaterials erkennen. Die axiale Ausdehnung der oberen Blockade wird dadurch erheblich zu groß berechnet. Aber auch die Abwärtstransportrate wird überschätzt. Wie Tab. 5.2.1, Spalte 6 zeigt, beträgt die Zeitspanne zwischen dem

Beginn der Hüllmaterialbewegung und der Bildung der unteren Blockade in der Rechnung 0.9 sec, ist also wesentlich kürzer als im Experiment (Tab. 5.2.1, Spalte 2).

Deutlich besser wird das experimentelle Geschehen durch das neuere ANL Hüllmaterialbewegungsmodell CLAP nachgebildet. Die Ergebnisse einer CLAP Nachrechnung sind in Abb. 5.2.2c dargestellt /63/.

Die CMOT Rechenergebnisse, aber auch die Ergebnisse von CLAP zeigen, daß trotz der gegenwärtig noch bestehenden Unsicherheiten in Bezug auf das Benetzungsverhalten zwischen Stahl und Brennstoff und einiger Anzeichen schlechter Benetzung in der Umgebung des Stahlschmelzpunktes /28, 30/, die während Kühlungsstörfällen in Schnellen Natriumgekühlten Reaktoren auftretende Hüllmaterialbewegung durch Rechenmodelle adäquat wiedergegeben werden kann, die auf der Modellvorstellung einer Stahlfilmbewegung basieren.

6. Schlußbemerkung

Mit dem Modell CMOT steht nunmehr ein Hilfsmittel zur Verfügung, mit dem das Abschmelzen der Brennstabhüllrohre und die Umverteilung und Wiedererstarrung des Hüllmaterials rechnerisch simuliert werden kann. Aus den Rechenergebnissen dieses Modells konnten wichtige Gesetzmäßigkeiten im Ablauf der Hüllmaterialbewegung erschlossen werden:

- Die Hüllmaterialbewegung ist mit starken axialen Bewegungskohärenzen verbunden. D.h. das erschmolzene Material eines Brennstabes kann zu ein und demselben Zeitpunkt an verschiedenen axialen Stellen stark unterschiedliche oder sogar entgegengesetzte Bewegungsrichtungen aufweisen.
- Die Bewegung großer Wellen trägt wesentlich zum Materialtransport bei.
- Es bilden sich Hüllmaterialblockaden in den Kühlkanälen aus, sofern ausreichend Zeit (>0.5 sec) für den Hüllmaterialtransport zur Verfügung steht.
- Die dominierenden Einflußgrößen für die Hüllmaterialbewegung sind die in der Kühlmitteldampfblase herrschenden Druckgradienten und der Zweiphasenreibbeiwert, der die Impulsübertragungsrates zwischen der Hüllmaterial- und der Kühlmitteldampfströmung bestimmt.
- Schmelzen die Brennstäbe eines Brennelements nicht alle gleichzeitig auf sondern inkohärent, dann
 - wird weniger Hüllmaterial nach oben transportiert;
 - erfolgt die Ausbildung der oberen Blockade allmählicher und wird später abgeschlossen;
 - entsteht die untere Blockade früher.
- Die gute Übereinstimmung zwischen den Rechenergebnissen und dem TREAT Experiment R5 stützt die Modellvorstellung, daß die Hüllmaterialbewegung als Filmbewegung simuliert werden kann.

Verbleibende Restunsicherheiten liegen vor allem in den Reibbeiwerten der Zweiphasenströmung Natriumdampf-Hüllmaterialstahl und insbesondere im Reibbeiwert für den rauhen Stahlfilm sowie im Verlauf des Übergangs vom Reibbeiwert des glatten zum rauhen Film

und umgekehrt. Diese Unsicherheiten sollen durch ein experimentelles Programm im Institut für Reaktorbauelemente des Kernforschungszentrums Karlsruhe geklärt werden /44/.

Einer experimentellen Klärung bedarf auch noch das Benetzungsverhalten zwischen Stahl und Brennstoff, insbesondere bei Temperaturen um den Stahlschmelzpunkt. Diese Frage ist bei sehr langsamen Transienten von Bedeutung.

Der Einfluß der Spaltgasfreisetzung in den Kühlkanal nach dem Brennstoffversagen auf die Hüllmaterialbewegung kann gegenwärtig modelltheoretisch noch nicht befriedigend nachgebildet werden. Experimente zeigen /46/, daß die Aufwärtsbewegung von Hüllmaterial bei hoher Lage der Versagensstelle durch die Spaltgasfreisetzung unterbunden werden kann. Umgekehrt könnte die Aufwärtsbewegung des erschmolzenen Stahls unterstützt werden, wenn die Versagensstelle um die Kernmitte liegt. Die Spaltgasfreisetzung und ihr Einfluß auf die Kühlmitteldynamik und die Hüllmaterialbewegung wird dadurch noch kompliziert, daß nicht alle Stäbe eines Brennelements gleichzeitig versagen, sondern Inkohärenzen zwischen den thermisch stärker und den weniger stark belasteten Stäben auftreten. Für die Hüllmaterialbewegung von Bedeutung ist insbesondere die Lage der Versagensstelle, das Zeitintervall zwischen Hüllrohrversagen und Hüllrohrschmelzen sowie die Dauer der Spaltgasfreisetzung. Zur detaillierten Beschreibung der Spaltgasfreisetzung in Verbindung mit der Kühlmitteldynamik ist ein Mehrkanalsiedemodell erforderlich, mit dem die durch Inkohärenzeffekte hervorgerufenen Kühlmittel- und Spaltgasquerströmungen innerhalb eines Brennelements beschrieben werden können. Die Kopplung des Mehrkanalsiedemodells mit dem Hüllmaterialbewegungsmodell könnte in der Weise erfolgen, daß auf jeden Brennelementunterkanal das Einkanalhüllmaterialbewegungsmodell angewendet wird. Dies ist möglich, da die radialen Komponenten der Kühlmitteldampf-Spaltgasströmung nicht ausreichen, erheblichen radialen Hüllmaterialtransport zwischen verschiedenen Unterkanälen zu bewirken.

Abschließend sei an Hand von drei verschiedenen schnellen natriumgekühlten Reaktorkonstruktionen der Einfluß der Hüllmaterialbewegung auf den Ablauf von Kühlmitteldurchsatzstörfällen diskutiert.

Der amerikanische FFTF besitzt eine verschwindende Natriumvoidreaktivität. D.h. mit dem Sieden und Voiden des Kühlmittels sind keine wesentlichen Reaktivitätsänderungen verbunden. Erst durch die Hüllmaterialbewegung entstehen positive Reaktivitätsrückwirkungen, wodurch die Reaktorleistung ansteigt. Beim FFTF wird also die Störfalleinleitungsphase bis zum Einsetzen der Brennstoffbewegungen relativ langsam durchlaufen. Zwischen dem Beginn des Hüllrohrschmelzens (Beginn der Hüllmaterialbewegung) und dem Beginn der Brennstoffbewegungen (Ende der Hüllmaterialbewegung) liegen etwa 2-3 sec /79/. Dies ist für die Hüllmaterialbewegung eine Zeitspanne, in welcher der Großteil des erschmolzenen Materials von der Schmelzzone weg in Richtung der axialen Brennstoffzonenränder transportiert wird, wo es erstarrt und Blockaden ausbildet.

Zum Unterschied vom FFTF besitzt der z.Zt. in Kalkar im Bau befindliche SNR-300 eine positive Natriumvoidreaktivität von etwa 5%. Dadurch steigt bereits während des Kühlmittelsiedens und Voidens die Reaktorleistung stark an. Die Einleitungsphase des Störfalls wird daher rascher durchfahren und bereits wenige 0.1 sec nach Beginn der Hüllmaterialbewegungen werden diese durch die einsetzenden Brennstoffbewegungen beendet /8/. Diese Zeitspanne reicht für den Transport größerer Hüllmaterialmengen nicht aus. Mit dem totalen Verschluss von Kühlkanälen durch wiedererstarrendes Hüllmaterial ist daher nicht zu rechnen.

Bei heterogenen Reaktoren mit kleinem Natriumvoid (0-2%) wird die Störfalleinleitungsphase wieder langsamer durchlaufen, so daß u.U. wieder Zeitspannen im Sekundenbereich für die Hüllmaterialbewegung zur Verfügung stehen. In diesem Fall kommt es, ähnlich wie beim FFTF, zur Ausbildung von Hüllmaterialblockaden und dem Verschluss von Kühlkanälen.

Aus diesen Abschätzungen lassen sich zusammenfassend folgende Schlüsse ziehen:

Beim SNR-300 wird wegen der kurzen bis zum Beginn der Brennstoffbewegungen zur Verfügung stehenden Zeit nur wenig Hüllmaterial von der Schmelzzone weg zu den axialen Brennelementrändern transportiert. Bei Beginn der Brennstoffbewegungen herrschen daher günstige Bedingungen für die Vermischung von Brennstoff und

Hüllmaterialstahl, verbunden mit Stahlüberhitzung und Verdampfung. Dies unterstützt die Brennstoffdispersion, die zur Entladung von Brennstoff aus dem Kern und zu negativen Reaktivitätsrückwirkungen führt. Überdies sind die Kühlkanäle nicht durch Hüllmaterialblockaden verschlossen und damit die Strömungswege für den Entladevorgang frei.

Beim FFTF oder heterogenen Reaktoren mit kleinem Natriumvoid verläßt der Großteil des erschmolzenen Hüllmaterials die Schmelzzone und bildet an den Brennstoffzonenenden Blockaden aus. Bei Beginn der Brennstoffbewegungen ist daher nur noch wenig Hüllmaterial in den Brennelementen vorhanden. Als Quellen für die Brennstoffdispersion verbleiben daher nur noch der aus den Brennelementkästen erschmolzene Stahl, das Spaltgas und der bei Temperaturen oberhalb 3500°K wirksam werdende Brennstoffdampfdruck. Gleichzeitig wird die Brennstoffentladung durch die vorhandenen Hüllmaterialblockaden behindert und dadurch die nukleare Abschaltung hinausgezögert. Unter diesen Bedingungen kann der als Folge des kleinen Natriumvoids zunächst milde Störfallablauf nach Beginn der Brennstoffbewegungen einen energetischen Verlauf nehmen. Bei Reaktoren mit kleinem Natriumvoid kommt daher der Hüllmaterialbewegung zentrale Bedeutung zu.

Nomenklatur

A	$[\bar{cm}^2]$	Querschnitt des flüssigen Hüllmaterials
A_M	$[\bar{cm}^2]$	Kühlkanalquerschnitt + A
a	$[-]$	$f_o = a \cdot Re_2^b$
b	$[-]$	$f_o = a \cdot Re_2^b$
c_D	$[\bar{Ws}/g \cdot K]$	spezifische Wärme des Hüllmaterials
c_p^s	$[\bar{Ws}/g \cdot K]$	spezifische Wärme des festen Hüllmaterials
c_p^l	$[\bar{Ws}/g \cdot K]$	spezifische Wärme des flüssigen Hüllmaterials
c_x	$[\bar{Ws}/g \cdot K]$	Hilfsfunktion (Def.: Gl. (3.2.67))
D	$[\bar{cm}]$	Durchmesser der inneren Phasengrenzfläche des flüssigen Hüllmaterials ($D=2 \cdot r_i$)
D_H	$[\bar{cm}]$	hydraulischer Durchmesser des Kühlkanals
d_{sp}	$[\bar{cm}]$	Spaltweite zwischen Brennstaboberfläche und innerer Phasengrenze des flüssigen Hüllmaterials
f	$[-]$	Reibbeiwert
f_o	$[-]$	Reibbeiwert des glatten Hüllmaterialfilms
g	$[\bar{cm}/s^2]$	Schwerebeschleunigung
h	$[\bar{Ws}/g]$	Enthalpie des Hüllmaterials
ℓ	$[\bar{cm}]$	Länge der Natriumdampfblase
MZ	$[-]$	MZ = MZ2-2
MZ1	$[-]$	MZ1 = MZ2-1
MZ2	$[-]$	Gesamtmaschenzahl einschließlich von zwei Randmaschen
P	$[\bar{cm}]$	von Kühlmittel benetzter Umfang
p	$[\bar{dyn}/cm^2]$	Druck
q	$[\bar{W}/cm^2]$	Wärmestromdichte
q_r	$[\bar{W}/cm^2]$	Wärmestromdichte in radialer Richtung

α_s	$[\bar{W}s/g}_]$	Schmelzwärme des Hüllmaterials
α_z	$[\bar{W}/cm^2}_]$	Wärmestromdichte in axialer Richtung
R	$[\bar{cm}_]$	Radius der äußeren Kühlkanalbegrenzung
Re	$[\bar{-}_]$	Reynoldszahl der Hüllmaterialströmung ($Re = \frac{\delta \cdot \bar{u}}{\nu}$)
Re ₂	$[\bar{-}_]$	Reynoldszahl der Kühlmitteldampfströmung ($Re_2 = \frac{D_H \cdot u_2}{\nu_2}$)
r	$[\bar{cm}_]$	radiale Zylinderkoordinate
r _a	$[\bar{cm}_]$	Radius der äußeren Phasengrenze des flüssigen Hüllmaterials
r _B	$[\bar{cm}_]$	Außenradius des Brennstoffs
r _i	$[\bar{cm}_]$	Radius der inneren Phasengrenze des flüssigen Hüllmaterials
T	$[\bar{K}_]$	Temperatur
T _B	$[\bar{K}_]$	Siedetemperatur des Hüllmaterials
T _K	$[\bar{K}_]$	Temperatur im Kühlkanal
T _L	$[\bar{K}_]$	Liquidustemperatur des Hüllmaterials
T _P	$[\bar{K}_]$	Temperatur auf der Oberfläche des Restbrennstabes (ohne erschmolzene Stahlhülle)
T _S	$[\bar{K}_]$	Solidustemperatur des Hüllmaterials
T _O	$[\bar{K}_]$	Referenztemperatur
t	$[\bar{s}_]$	Zeitkoordinate
u	$[\bar{cm/s}_]$	Hüllmaterialgeschwindigkeit
u ₂	$[\bar{cm/s}_]$	Kühlmitteldampfgeschwindigkeit
u ₂ ^E	$[\bar{cm/s}_]$	Entrainmentgeschwindigkeit
u ₂ ^F	$[\bar{cm/s}_]$	Floodinggeschwindigkeit
v _j	$[\bar{cm/s}_]$	Kartesische Geschwindigkeitskoordinaten der Hüllmaterialströmung (j=1,2,3)
v _{2,j}	$[\bar{cm/s}_]$	Kartesische Geschwindigkeitskoordinaten der Kühlmitteldampfströmung (j=1,2,3)

x_j	$\overline{[cm]}$	Kartesische Ortskoordinate ($j=1,2,3$)
z	$\overline{[cm]}$	axiale Koordinate
z_o	$\overline{[cm]}$	untere Phasengrenze der Kühlmitteldampfblase
α	$\overline{[-]}$	Anteil der Kühlmitteldampfströmung am Querschnitt A_M
Δp	$\overline{[dyn/cm^2]}$	Druckdifferenz zwischen unterer und oberer Phasengrenze der Kühlmitteldampfblase
Δp_H	$\overline{[dyn/cm^2]}$	hydrostatischer Druck des flüssigen Kühlmittels
Δt	$\overline{[s]}$	Zeitschrittweite
Δt_o	$\overline{[s]}$	eingegebene Zeitschrittweite
Δz	$\overline{[cm]}$	Ortsschrittweite (Maschenweite)
δ	$\overline{[cm]}$	Hüllmaterialfilmdicke
ϵ	$\overline{[-]}$	Genauigkeitsschranke
θ	$\overline{[-]}$	Wichtungsparameter der Kontinuitätsgleichung
κ	$\overline{[\bar{w}/cm^2 \cdot K]}$	Wärmeübergangszahl in den Kühlkanal
λ	$\overline{[\bar{w}/cm \cdot K]}$	Wärmeleitfähigkeit des flüssigen Hüllmaterials
λ_{sn}	$\overline{[\bar{w}/cm \cdot K]}$	Wärmeleitfähigkeit im Spalt zwischen Brennstaboberfläche und innerer Phasengrenze des flüssigen Hüllmaterials
μ	$\overline{[\bar{g}/cm \cdot s]}$	dynamische Zähigkeit des Hüllmaterials
μ_R	$\overline{[\bar{g}/cm \cdot s]}$	Referenzzähigkeit
μ_2	$\overline{[\bar{g}/cm \cdot s]}$	dynamische Zähigkeit des Kühlmitteldampfes
ν	$\overline{[cm^2/s]}$	kinematische Zähigkeit des Hüllmaterials
ρ	$\overline{[g/cm^3]}$	Dichte des flüssigen Hüllmaterials
ρ_2	$\overline{[g/cm^3]}$	Kühlmitteldampfdichte
σ	$\overline{[dyn/cm]}$	Oberflächenspannung des Hüllmaterials in der Kühlmitteldampfumgebung
τ	$\overline{[dyn/cm^2]}$	Schubspannung

ϕ	$\overline{\overline{\quad}}$	Wichtungsparameter der Impulsgleichung
ψ	$\overline{\overline{\quad}}$	Wellenfaktor für den rauhen Hüllmaterialfilm ($f = f_0 \cdot \psi$)
ψ_{\max}	$\overline{\overline{\quad}}$	Maximalwert des Wellenfaktors
Ω	$\overline{\overline{\quad}}$	Wichtungsparameter der Energiegleichung

Literaturhinweise

- /1/ Hans K. Fauske
"The Role of Core-Disruptive Accidents in Design and Licensing of LMFBRs."
Nucl. Safety, 17, 550 (1976)
- /2/ K. Wirtz
"Lectures on Fast Reactors."
Gesellschaft für Kernforschung m.b.H. (1973)
- /3/ D. Smidt
"Reaktortechnik."
G. Braun Karlsruhe (1971)
- /4/ J.F. Marchaterre
"Overview of Core Disruptive Accidents."
Nucl. Eng. Design, 42, 1 (1977)
- /5/ J.F. Jackson et al.
"Trends in LMFBR Hypothetical-Accident Analysis."
Proc. Conf. Fast Reactor Safety, CONF-740401, Beverly Hills, California, 3 , 1241 (1974)
- /6/ W.T. Sha and A.E. Waltar
"An Integrated Model for Analyzing Disruptive Accidents in Fast Reactors."
Nucl. Sci. Eng., 44, 135 (1971)
- /7/ P. Schmuck, G. Jacobs, G. Arnecke
"KADIS: ein Computerprogramm zur Analyse der Kernzerlegungsphase bei hypothetischen Störfällen in schnellen, natriumgekühlten Brutreaktoren."
KfK 2497, Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH (1977)
- /8/ R. Fröhlich et al.
"Analyse schwerer hypothetischer Störfälle für den SNR-300 Mark 1A Reaktorkern."
KfK 2310, Gesellschaft für Kernforschung mbH Karlsruhe (1976)

- /9/ W. Maschek, D. Struwe
"Verhalten eines Schnellbrüter Reaktorkerns von 2000 MWe bei Kühlmitteldurchsatzstörfällen."
Proc. Reaktortagung Mannheim, p. 342 (1977)
- /10/ J.F. Meyer et al.
"An Analysis and Evaluation of the Clinch River Breeder Reactor Core Disruptive Accident Energetics."
NUREG-0122, U.S. Nuclear Regulatory Commission, Washington D.C. (1977)
- /11/ W.R. Bohl et al.
"An Analysis of the Unprotected Loss-of-Flow Accident in the Clinch Breeder Reactor With an End-of-Equilibrium-Cycle Core."
ANL/RAS 77-15, Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois (1977)
- /12/ P. Wirtz
"Ein Beitrag zur theoretischen Beschreibung des Siedens unter Störfallbedingungen in natriumgekühlten schnellen Reaktoren."
KfK 1858, Gesellschaft für Kernforschung mbH Karlsruhe (1973)
- /13/ B. Kuczera
"Modelltheoretische Untersuchungen zum transienten Verhalten von natriumgekühlten Schnellbrüter-Brennstäben unter Einbeziehung spezieller Abbrandeinflüsse."
KfK 1964, Gesellschaft für Kernforschung mbH Karlsruhe (1974)
- /14/ P. Roysl, D. Struwe, R. Fröhlich
"Fortschritte bei der Sicherheitsanalyse schwerer hypothetischer Störfälle für schnelle natriumgekühlte Reaktoren."
Proc. Reaktortagung Mannheim, p.318 (1977)

- /15/ H.G. Bogensberger and C. Ronchi
"Effects due to Fission Gas During Unprotected Overpower Transients in a Liquid-Metal Fast Breeder Reactor."
Nucl. Technology, 29, 73 (1976)
- /16/ E.A. Fischer
"Analysis of Experimental Fission Gas Behavior Data in Fast Reactor Fuel under Steady State and Transient Conditions."
KfK 2370, Gesellschaft für Kernforschung mbH Karlsruhe (1977)
- /17/ G. Angerer
"Transport von Kernmaterialien während Unfällen in Schnellen Natriumgekühlten Brutreaktoren (Slumping)."
KfK 1935, Gesellschaft für Kernforschung mbH Karlsruhe (1935)
- /18/ W.R. Bohl and M.G. Stevenson
"A Fuel Motion Model for LMFBR Unprotected Loss-of-Flow Accident Analysis."
Proc. Conf. Mathematical Models and Computational Techniques for Analysis of Nuclear Systems, CONF-730414, Ann Arbor, Michigan, 1, V-105 (1973)
- /19/ K. Thurnay
"KANDY - Entwurf eines Rechenmodells zur Beschreibung der Materialbewegungen in einem entleerten Kühlkanal des schnellen Brütters."
(1978) unveröffentlicht
- /20/ T.G. Theofanous et al.
"Cladding Relocation Rate Effects on the CRBRP LOF Accident."
Trans. Am. Nucl. Soc., 23, 346 (1976)
- /21/ E.W. Barts et al.
"Summary and Evaluation - Fuel Dynamics Loss-of-Flow Experiments (Tests L2, L3 and L4)."
ANL-75-57, Argonne National Laboratory (1975)

- /22/ M.A. Grolmes, et al.
"R-Series Loss-of-Flow Safety Experiment in TREAT."
Proc. Conf. Fast Reactor Safety, CONF-740401, Beverly Hills,
California, 1, 279 (1974)
- /23/ L.W. Deitrich et al.
"Fuel Dynamics Experiments Supporting FTR Loss-of-Flow
Analysis."
Proc. Conf. Fast Reactor Safety, CONF-740401, Beverly Hills,
California, 1, 239 (1974)
- /24/ R. Simms et al.
"Post-Test Evaluation of Loss-of-Flow TREAT Test L5 on
Preirradiated FFTF-Type Fuel."
Trans. Am. Nucl. Soc., 23, 357 (1976)
- /25/ D. Struwe et al.
"CAPRI - A Computer Code for the Analysis of Hypothetical
Core Disruptive Accidents in the Predisassembly Phase."
Proc. Conf. Fast Reactor Safety, CONF-740401, Beverly Hills,
California, 3, 1525 (1974)
- /26/ B. Kuczera, D. Struwe, P. Wirtz
"Ansätze zur Behandlung hypothetischer Störfälle in natrium-
gekühlten schnellen Brutreaktoren."
KfK Nachrichten 1/73, 15 (1973). Kernforschungszentrum
Karlsruhe
- /27/ D.E. Hartley and W. Murgatroyd
"Criteria for the Break-Up of Thin Liquid Layers Flowing
Isothermally over Solid Surfaces."
Int. J. Heat Mass Transfer, 7, 1003 (1964)
- /28/ R.W. Ostensen, et al.
"Intrusion of Molten Steel into Cracks in Solid Fuel in a
Transient-Undercooling Accident in a Liquid-Metal Fast
Breeder Reactor."
Nucl. Techn., 36, 200 (1977)

- /29/ B. Gayet
"Examen Post Mortem No. 3003 de la Perche SCARABEE 7-6."
(1976) unveröffentlicht
- /30/ B. Gayet
"Examens Complementaires - SCARABEE XII."
(1977) unveröffentlicht
- /31/ K. Feind
"Strömungsuntersuchungen bei Gegenstrom von Rieselfilmen
und Gas in lotrechten Rohren."
VDI-Forschungsheft 481, Ausgabe B, Band 26 (1960)
- /32/ Graham B. Wallis
"One-dimensional Two-phase Flow."
McGraw-Hill Book Company, New York (1969)
- /33/ G.B. Wallis
"Annular Two Phase Flow, Part 1: A Simple Theory."
Trans. ASME, 92D, 59 (1970)
- /34/ G.B. Wallis
"Annular Two-Phase Flow. Part 2: Additional Effects."
Trans. ASME, 92D, 73 (1970)
- /35/ M.A. Grolmes et al.
"Flooding Correlation for Sodium and Cladding Motion
in Subassembly Voiding."
Trans. Am. Nucl. Soc., 18, 209 (1974)
- /36/ M.A. Grolmes and G.A. Lambert
"Film Motion and Cladding Relocation - Flooding and
Entrainment Studies."
ANL-RDP-25, p.7.14. Argonne National Laboratory (1974).

- /37/ M. DiMonte, T.G. Theofanous
"Cladding Relocation Dynamics: Incoherency Effects."
Trans. Am. Nucl. Soc., 22, 405 (1975)
- /38/ T.G. Theofanous et al.
" Incoherency Effects in Clad Relocation Dynamics for
LMFBR CDA Analysis."
Nucl. Eng. Design, 36, 59 (1976)
- /39/ T.G. Theofanous et al.
"Clad Relocation Dynamics - The Physics and Accident
Evolution Implications."
Proc. Conf. Fast Reactor Safety and Related Physics,
CONF-761001, Chicago, Illinois, 4, 1697 (1976)
- /40/ R.E. Henry et al.
"Cladding Relocation Experiments."
Proc. Conf. Fast Reactor Safety and Related Physics,
CONF-761001, Chicago, Illinois, 4, 1691 (1976)
- /41/ R.E. Henry et al.
"28-Pin Cladding Relocation Experiments."
Trans. Am. Nucl. Soc., 27, 498 (1977)
- /42/ Hans K. Fauske
"Some Comments on Cladding and Early Fuel Relocation in
LMFBR Core Disruptive Accidents."
Trans. Am. Nucl. Soc., 21, 322 (1975)
- /43/ R.E. Henry
Persönliche Mitteilung (1977)
- /44/ V. Casal
"Überlegungen und erste experimentelle Ergebnisse zur
Hüllmaterialbewegung bei einem Kühlmittelverluststör-
fall eines SNR."
(1978) unveröffentlicht

- /45/ R.E. Holtz et al.
"The R-Series In-TREAT Test Apparatus."
Trans. Am. Nucl. Soc., 19, 238 (1974)
- /46/ B.W. Spencer et al.
"Summary and Evaluation of R-Series Loss-of-Flow Safety Tests in TREAT."
Proc. Conf. Fast Reactor Safety and Related Physics, CONF-761001, Chicago, Illinois, 4, 1647 (1976)
- /47/ R.E. Holtz, B.W. Spencer, F.J. Testa
"Summary of Fuel Motion Resulting from the R-Series Loss-of-Flow Experiments."
Trans. Am. Nucl. Soc., 23, 358 (1976)
- /48/ A.B. Rothmann et al.
"Results of Recent TOP and LOF Experiments in TREAT."
Proc. Conf. Fast Reactor Safety and Related Physics, CONF-761001, Chicago, Illinois, 4, 1625 (1976)
- /49/ R.G. Palm and A.B. Rothmann
"F-series Phenomenological Tests on Fuel Motion."
ANL-RDP-52, p.7.28, Argonne National Laboratory (1976)
- /50/ R.R. Stewart et al.
"Studies of Fast Reactor Fuel Element Behavior under Transient Heating to Failure."
ANL-7552, Argonne National Laboratory (1969)
- /51/ R. Byron Bird
"Transport Phenomena."
John Wiley & Sons, Inc., New York (1960)
- /52/ Choong S. Kim
"Thermophysical Properties of Stainless Steels."
ANL-75-55, Argonne National Laboratory (1975)

- /53/ Warren M. Rohsenow and James P. Hartnett
"Handbook of Heat Transfer."
McGraw-Hill Book Company, New York (1973)
- /54/ Francis H. Harlow and Anthony A. Amsden
"Numerical Calculation of Almost Incompressible Flow."
Journ. Comp. Physics, 3, 80 (1968)
- /55/ Francis H. Harlow and Anthony A. Amsden
"A Numerical Fluid Dynamics Calculation Method for All
Flow Speeds."
Journ. Comp. Physics, 8, 197 (1971)
- /56/ C.W. Hirt
"Heuristic Stability Theory for Finite-Difference Equations."
Journ. Comp. Physics, 2, 339 (1968)
- /57/ G. Angerer
"Computational Simulation of Cladding Motion After Melting
Including Resolidification Processes."
Trans. 3rd SMiRT Conf., London, 1, C3/6 (1975)
- /58/ A.L. Davis
Persönliche Mitteilung (1977)
- /59/ De Lapparent
Persönliche Mitteilung (1976)
- /60/ W.R. Bohl, T.J. Heames
"A Cladding Motion Model for LMFBR Loss-of-Flow Accident
Analysis."
Trans. Am. Nucl. Soc., 17, 358 (1973)
- /61/ W.R. Bohl, T.J. Heames
"CLAZAS: The SAS3A Clad Motion Model"
ANL/RAS 74-15, Argonne National Laboratory (1974)

- /62/ T.G. Theofanous et al.
"Cladding Relocation Rate Effects on the CRBRP LOF Accident."
Trans. Am. Nucl. Soc., 23, 346 (1976)
- /63/ W.R. Bohl
"CLAP: A Cladding Action Programm for LMFBR HCDA LOF Analysis."
Trans. Am. Nucl. Soc., 23, 348 (1976)
- /64/ M. Ishii et al.
"One-Dimensional Cladding-Relocation Model for Fast-Reactor Loss-of-Flow Accidents."
ANL-76-37, Argonne National Laboratory (1976)
- /65/ M. Ishii et al.
"Molten Clad Motion Model for Fast Reactor Loss-of-Flow Accidents."
Nucl. Sci. Eng., 60, 435 (1976)
- /66/ W.L. Chen et al.
"Parametric Study of the Molten-Clad Motion Based on One-Dimensional Model."
Nucl. Eng. Design, 41, 1 (1977)
- /67/ M. Ishii et al.
"Multichannel Cladding Relocation Model for Loss-of-Flow Accidents in LMFBRs."
Trans. Am. Nucl. Soc., 26, 375 (1977)
- /68/ M. Ishii
Persönliche Mitteilung (1977)
- /69/ G. Heusener et al.
"Analysis of Hypothetical Accidents for SNR-300."
KfK 1834, Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH (1973)

- /70/ G.F. Hewitt and N.S. Hall-Taylor
"Annular Two Phase Flow."
Pergamon Press, New York (1970)
- /71/ H. Brauer
"Grundlagen der Einphasen- und Mehrphasenströmungen."
Verlag Sauerländer, Aarau (1971)
- /72/ L.W. Deitrich et al.
"Fuel Dynamics Experiments Supporting FTR Loss-of-Flow
Analysis."
Proc. Conf. Fast Reactor Safety, CONF-740401, Beverly
Hills, California, 1, 239 (1974)
- /73/ C.E. Dickermann
"Summary and Evaluation of Transient Test Data on Extend-
ed Fuel Motion Resulting from Unprotected Loss of Flow."
ANL-77-40, Argonne National Laboratory (1977)
- /74/ B.W. Spencer et al.
"Cladding Motion and Blockages in R-Series Safety Ex-
periments."
Trans. Am. Nucl. Soc., 19, 238 (1974)
- /75/ G. Höppner et al.
"TREAT R5 Loss-of-Flow Experiment in Comparison with
SAS Pretest Analysis."
Trans. Am. Nucl. Soc., 18, 213 (1974)
- /76/ W.F. Murphy and J.C. Florek
"Posttest Examination of the R5 Test in the AGHCF."
(1976) unveröffentlicht
- /77/ Meßprotokolle:
Thermoelemente 4,5,7,10,12; Durchflußmesser am Test-
streckeneintritt; Druckaufnehmer am Teststreckeneintritt.
(1974) unveröffentlicht

/78/ G. Höppner

"SAS3A Analysis of R-Series Experiments."

ANL/RAS 74-14, Argonne National Laboratory (1974)

/79/ M.G. Stevenson et al.

"Report on the Analysis of the Initiating Phase of
a Loss-of-Flow (Without Scram) Accident in the FTR."

ANL/RAS 74-24, Argonne National Laboratory (1974)

Danksagung

Für die tatkräftige Unterstützung bei der Übernahme von experimentellen Daten des TREAT Experiments R5, möchte ich mich bei den Herrn C. Bowers, D. Ferguson und B. Spencer vom Argonne National Laboratory herzlich bedanken.

A n h a n g

A. Beschreibung des Rechenprogramms CMOT

A.1 Programmaufbau

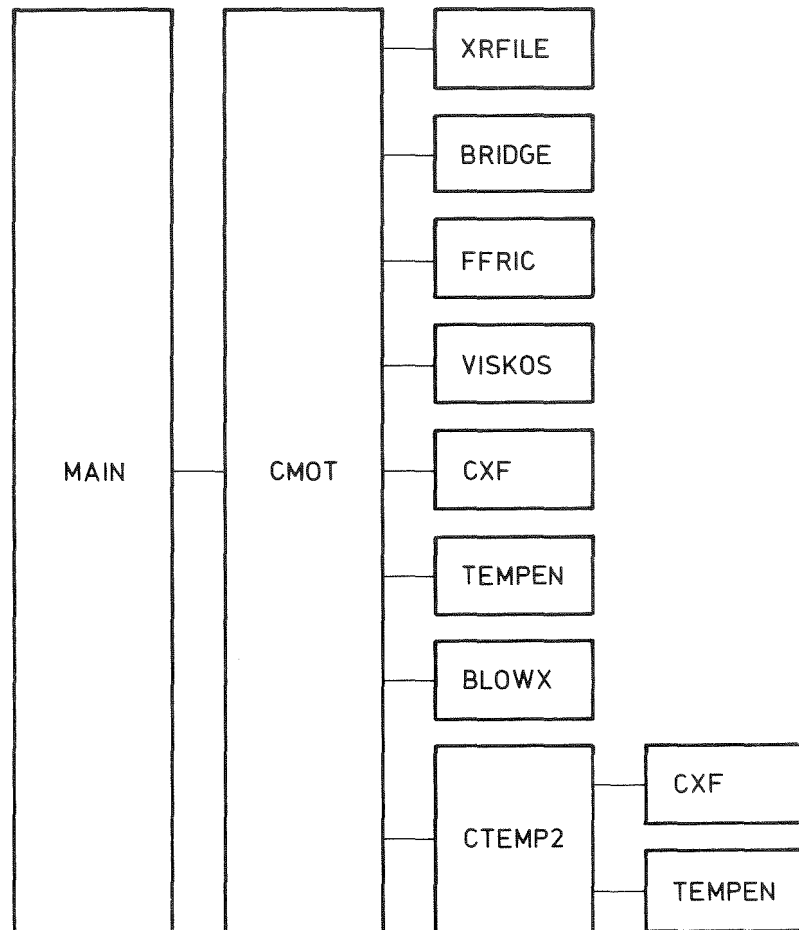


Abb. A.1.1 CMOT-Programmstruktur

Programmsegmentname	Funktion
BLØWX	Berechnet die Kühlmitteldampfgeschwindigkeitsverteilung und das axiale Druckprofil bei kohärenter und inkohärenter Hüllmaterialbewegung
BRIDGE	Berechnet die Randbedingungen
CMØT	Steuerprogramm. Berechnet die Dicken und Geschwindigkeiten des flüssigen Hüllmaterials
CTEMP2	Berechnet die Temperaturen des flüssigen Hüllmaterials
CXF	Hilfsfunktion c_x (siehe Gl.(3.2.67))
FFRIC	Berechnet den Reibbeiwert der Zweiphasenströmung
MAIN	Hauptprogramm. Liest und schreibt die Karteneingabe
TEMPEN	Berechnet aus der Enthalpie die Temperatur
VISKØS	Berechnet die kinematische Zähigkeit des Hüllmaterials
XRFILE	Liest und schreibt Restartfiles

Tab. A.1.1 CMØT Programmsegmentliste

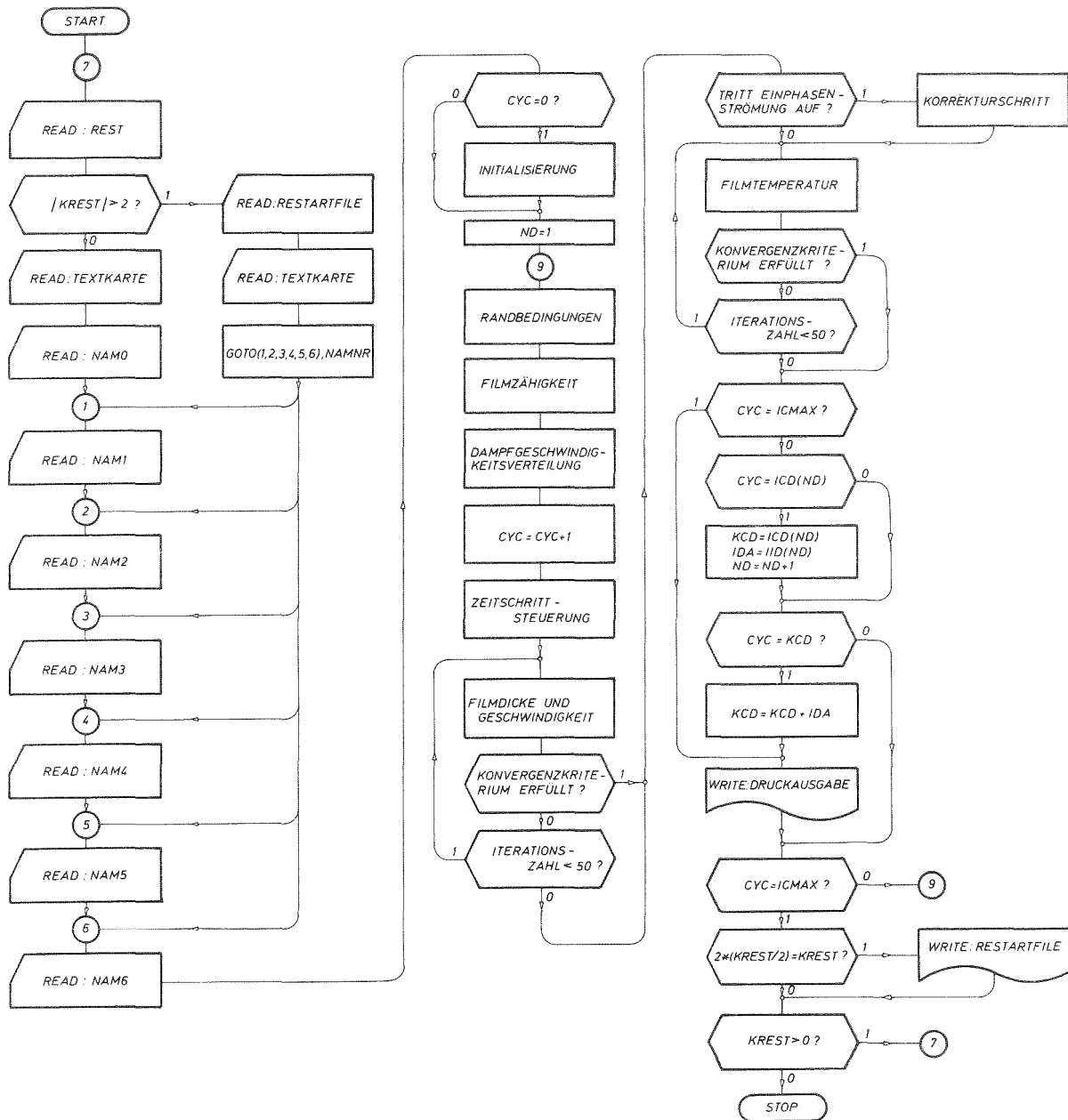


Abb. A.1.2 CMOT-Blockdiagramm mit Ein- und Ausgabesteuerung

A.2 Eingabebeschreibung

Mit Ausnahme einer Textkarte (Karte 2 in Tab. A.2.1) werden alle Eingabevariablen im NAMELIST-Format eingelesen. Die Elemente $X(I)$ des Variablenfeldes X sind auf folgende Weise den Maschenkoordinaten z zugeordnet:

$$(A.2.1) \quad X(I) = \begin{cases} X(z_I + \frac{\Delta z}{2}) & \dots \text{ für an den Maschengrenzen} \\ & \text{definierte Variable (Abb.3.2.8)} \\ X(z_I) & \dots \text{ für in der Maschenmitte} \\ & \text{definierte Variable (Abb.3.2.8)} \end{cases}$$

Die Eingabesteuerung ist in Abb. A.1.2 dargestellt. Als erste Karte wird die NAMELIST REST eingelesen und daraus die Information entnommen, ob es sich um ein Restartproblem handelt oder nicht. Liegt kein Restartproblem vor, wird als nächstes die Textkarte eingelesen und danach sukzessive die NAMELISTen NAM0, NAM1, ... NAM6.

Handelt es sich um ein Restartproblem, wird nach dem Lesen der NAMELIST REST das Restartfile von der Einheit NRFB gelesen. Anschließend wird die Textkarte eingelesen und danach die NAMELISTen NAM n , NAM $n+1$, ... NAM6, wobei $n = \text{NAMNR}$ ($n = 1, 2, \dots, 6$) der NAMELIST REST entnommen wird. Die in den eingelesenen NAMELISTen NAM n , NAM $n+1$, ... NAM6 enthaltenen Eingabedaten des Restartfiles werden überschrieben.

In Tab. A.2.1 sind die Eingabedaten, die NAMELISTen der sie angehören, der Eingabedatentyp und ihre Bedeutung zusammengestellt.

Tab. A.2.1 Liste der CMOT Eingabevariablen

Kartennummer	NAMELIST-Name/ Format	Variablenname/Feld- name(Dimension)	Variablentyp	Dimension [cgs_]	Definitions-ort M... Maschenmitte O... Maschenober- kante	Bedeutung
1	REST	KREST NRFA NRFB NAMNR	Integer Integer Integer Integer	- - - -	- - - -	<p> KREST =</p> <ul style="list-style-type: none"> 1... kein lesen und schreiben eines Restartfiles 2... schreiben eines Restartfiles beim Erreichen des Zeitzykluses ICMAX 3... einlesen eines Restartfiles am Rechnungsbeginn 4... einlesen eines Restartfiles am Rechnungsbeginn und schreiben eines Restartfiles beim Erreichen des Zeitzykluses ICMAX <p>KREST =</p> <ul style="list-style-type: none"> <0... Rechnung wird nach Abarbeitung des Zeitzykluses ICMAX beendet >0... Nach Abarbeitung des Zeitzykluses ICMAX wird ein neuer Eingabedatensatz eingelesen <p>Numer der Einheit auf die Restartfile geschrieben wird</p> <p>Numer der Einheit von der Restartfile gelesen wird</p> <p>NAMNR=1,2,...6. NAMNR gibt an, ab welchem NAMELIST-Namen NAM1,NAM2...NAM6 bei einem Restartproblem eingelesen werden soll. Damit können Eingabedaten des Restartfiles überschrieben werden (NAMNR ist nur von Bedeutung bei KREST =3,4)</p>
2	20A4	TEXT	Literal	-	-	Beliebiger Text (maximal 80 Zeichen)

Tab. A.2.1 Liste der CMOT Eingabevariablen (Fortsetzung)

Kartennummer	NAMELIST-Name/ Format	Variablenname/Feld- name(Dimension)	Variablentyp	Dimension [cgs]	Definitionsort M... Maschenmitte O... Maschenober- kante	Bedeutung
3	NAMO	MZ	Integer	-	-	Maschenzahl ohne Randmaschen ($MZ \leq 100$)
		H1	Real	cm	-	Koordinate der unteren Kanalbegrenzung
		H2	Real	cm	-	Koordinate der oberen Kanalbegrenzung
		RBA(MZ+2)	Real	cm	M	Außenradius der Brennstoffsäule
		FQB(MZ+2)	Real	l	M	Volumenanteil des Brennstoffs
		FQC(MZ+2)	Real	l	M	Volumenanteil des Brennstoffhüllenrohres
		FQK(MZ+2)	Real	l	M	Volumenanteil des Kühlmittels
		PSTRUK(MZ+2)	Real	cm	M	benetzter Umfang der äußeren Kanalbegrenzung
						} möglichst axial konstante Kanalgeo- metrie verwenden
4	NAMI	NYR	Real	cm^2/s	-	kinematische Zähigkeit des Hüllmaterials bei der Temperatur TNYR
		TNYR	Real	K	-	siehe NYR
		TSF	Real	K	-	Solidustemperatur des Hüllmaterials
		TLF	Real	K	-	Liquidustemperatur des Hüllmaterials
		TBF	Real	K	-	Siedetemperatur des Hüllmaterials
		DHF	Real	g/cm^3	-	Dichte des flüssigen Hüllmaterials
		CPF	Real	$\text{Ws}/\text{g}\cdot\text{K}$	-	spezifische Wärme des flüssigen Hüllmaterials
		CUK	Real	$\text{W}/\text{cm}^2\cdot\text{K}$	-	Wärmeübergangszahl in den Kühlkanal
		CLSP	Real	$\text{W}/\text{cm}\cdot\text{K}$	-	Wärmeleitfähigkeit im Spalt zwischen Brennstaboberfläche und innerer Phasengrenze des flüssigen Hüllmaterials

Tab. A.2.1 Liste der CMOT Eingabevariablen (Fortsetzung)

Kartennummer	NAMELIST-Name/ Format	Variablenname/Feld- name (Dimension)	Variablentyp	Dimension [cgs]	Definitionsort M... Maschenmitte O... Maschenober- kante	Bedeutung
		CLF	Real	W/cm·K	-	Wärmeleitfähigkeit des flüssigen Hüllmaterials
		HSF	Real	Ws/g	-	Schmelzwärme des Hüllmaterials
5	NAM2	DSPC	Real	cm	-	Spaltweite zwischen Brennstoff und innerer Phasengrenze des flüssigen Hüllmaterials
		DSPB	Real	cm	-	Spaltweite zwischen festem Hüllmaterial und innerer Phasengrenze des flüssigen Hüllmaterials
		FRICB	Real	1	-	Koeffizient des Blasius-Gesetzes ($f = \text{FRICB} \cdot \text{Re}^{\text{FRICE}}$) für den Reibbeiwert des glatten Kanals
		FRICE	Real	1	-	Exponent des Blasius-Gesetzes ($f = \text{FRICB} \cdot \text{Re}^{\text{FRICE}}$) für den Reibbeiwert des glatten Kanals
		RENK	Real	1	-	kritische Reynoldszahl für den Übergang von laminarer zu turbulenter Strömung
		UGF1	Real	cm/s	-	Grenzgeschwindigkeit der Dampfströmung bei Beginn der Aufrauung der Phasengrenzfläche des flüssigen Hüllmaterials
		UGF2	Real	cm/s	-	Grenzgeschwindigkeit der Dampfströmung bei voll entwickelter Rauigkeit der Phasengrenzfläche des flüssigen Hüllmaterials
		XNYFR	Real	cm ² /s	-	kinematische Referenzviskosität für den Wellenmultiplikator von Grolmes nach Gl.(3.2.56) (nur von Bedeutung für NFRICØ=2)

Tab. A.2.1 Liste der CMOT Eingabevariablen (Fortsetzung)

Kartennummer	NAMELIST-Name/ Format	Variablenname/Feld- name(Dimension)	Variablentyp	Dimension [cgs_]	Definitionsort M... Maschenmitte O... Maschenober- kante	Bedeutung
		NFRICØ	Real	-	-	NFRICØ = $\left\{ \begin{array}{l} 1... \text{ es wird die Reibbeiwertkorrelation von Wallis verwendet} \\ 2... \text{ es wird die Reibbeiwertkorrelation von Grolmes verwendet} \end{array} \right.$ obere Schranke für den Wellenmultiplikator ($\psi \leq \text{FRDPMX}$)
		FRDPMX	Real	1	-	
6	NAM3	TKKX	Real	K	-	mittlere Temperatur des Kühlmitteldampfes
		TSTRUK	Real	K	-	mittlere Strukturmaterialtemperatur. TSTRUK = $\left\{ \begin{array}{l} <0... \text{ keine Wärmeübertragung an Strukturmaterial} \\ >0... \text{ Wärmeübertragung an Strukturmaterial an Stellen in denen} \\ & \text{Kühlkanal vollständig mit flüssigem Hüllmaterial ausge-} \\ & \text{füllt ist} \end{array} \right.$
		DHGX	Real	g/cm ³	-	mittlere Dichte des Kühlmittels
		NYGX	Real	cm ² /s	-	mittlere kinematische Viskosität des Kühlmittels
		PRX	Real	dyn/cm ²	-	Druck an der unteren Kanalbegrenzung
		INCØ	Integer	-	-	INCØ = $\left\{ \begin{array}{l} 0... \text{ kohärente Hüllmaterialbewegung} \\ 1... \text{ inkohärente Hüllmaterialbewegung} \end{array} \right.$
		TTUX(NU)	Real	s	-	Zeitpunkte für UGMXX(NU). NU ≤ 50
		UGMXX(NU)	Real	cm/s	-	zeitlicher Verlauf der Kühlmitteldampfgeschwindigkeit im intakten, glatten Kanal. Daraus wird der Gesamtdruckabfall über die Kanallänge berechnet. (NU-Zeitpunkte, NU ≤ 50)

Tab. A.2.1 Liste der CMOT Eingabevariablen (Fortsetzung)

Kartennummer	NAMELIST-Name/ Format	Variablenname/Feld- name (Dimension)	Variablentyp	Dimension [cgs]	Definitionort M... Maschenmitte O... Maschenober- kante	Bedeutung
7	NAM4	TTTX(NT)	Real	s	-	Zeitpunkte für TBAX und TCAX. $NT \leq 10$
		TBAX(MZ+2,NT)	Real	K	M	axiale und zeitliche Brennstoffoberflächentemperaturverteilung (NT-Zeitpunkte, $NT \leq 10$)
		TCAX(MZ+2,NT)	Real	K	M	axiale und zeitliche Temperaturverteilung an der Oberfläche des festen Hüllmaterials (NT-Zeitpunkte, $NT \leq 10$)
8	NAM5	FTINIT	Real	l	-	die Anfangstemperatur des Hüllmaterials am Beginn der Bewegung in Masche I wird errechnet aus: $T_o(I) = FTINIT \cdot TFC(I) + (1-FTINIT) \cdot TBA(I)$ TFC(I)... Oberflächentemperatur des festen Hüllmaterials in Masche I TBA(I)... Brennstoffoberflächentemperatur in Masche I
		TTRX(NR)	Real	s	-	Zeitpunkte für RNSGX. $NR < 20$
		RNSGX(MZ+2,NR)	Real	cm	M	axiale und zeitliche Verteilung der Phasengrenze zwischen festem und flüssigem Hüllmaterial (Hüllmaterialbewegung in Masche I wird nur initiiert, wenn die Oberflächentemperatur des festen Hüllmaterials $> TSF$ ist).
9	NAM6	DTI	Real	s	-	Zeitschrittweite (wird verkleinert, wenn automatische Zeitschrittsteuerung kleinere Zeitschritte errechnet)
		ICMAX	Integer	-	-	Maximale Zeitschrittzahl
		DETA	Real	l	-	Wichtungparameter für die Wahl zwischen expliziter (DETA=0), zeitzentrierter (DETA=0.5) und zeitavancierter (DETA=1.0) Gestalt der Differenzenapproximationen von Impuls- und Kontinuitätsgleichung
		DETAE	Real	l	-	Wie DETAE, jedoch für die Energiegleichung

Tab. A.2.1 Liste der CMOT Eingabevariablen (Fortsetzung)

Kartennummer	NAMELIST-Name/ Format	Variablenname/Feld- name (Dimension)	Variablentyp	Dimension [cgs]	Definitionsort M... Maschenmitte O... Maschenober- kante	Bedeutung
		ICD(L)	Integer	-	-	Zeitschritt mit Druckausgabe ($L \leq 20$)
		IID(L)	Integer	-	-	Zeitschrittintervall für Druckausgabe zwischen ICD(M) und ICD(M+1), $M \leq L$ ($ICD(L+1) = ICMAX$)
		IXOUT	Integer	-	-	Ausmaß der Druckausgabe $IXOUT = \begin{cases} 0... \text{Normalausgabe} \\ 2... \text{Normalausgabe mit zusätzlicher Ausgabe der Felder} \\ \quad A, AU, DQUP, DQU, RGMX, FG, NY, PR \text{ (Tab.A.3.1)} \end{cases}$

A.3 Beschreibung der Druckausgabe

Am Beginn der Rechnung werden die Eingabedaten im NAMELIST-Format ausgedruckt. Die danach folgende Druckausgabe besteht aus der eine Druckerzeile umfassenden Kurzausgabe in jedem Zeitschritt und ausführlichen Ausgaben, die durch die Felder ICD und IID der NAMELIST NAM6 gesteuert werden. Die Feldelemente ICD(L) geben die Zeitschritte an in denen eine ausführliche Druckausgabe erfolgen soll, die Feldelemente IID(L) legen die Zeitschrittintervalle für das Drucken zwischen den Zeitschritten ICD(L) und ICD(L+1) fest. Außerdem erfolgt beim Erreichen der maximalen Zeitschrittzahl ICMAX eine ausführliche Druckausgabe.

In Tab. A.3.1 sind die Variablen der Druckausgabe alphabetisch aufgelistet. Die Zuordnung der Elemente von Variablenfeldern zu den Maschenkoordinaten ist wie für die Felder der Eingabe durch Gl.(A.2.1) festgelegt. Die Ausgabebesteuerung ist in Abb. A.1.2 dargestellt.

Tab. A.3.1 Liste der Variablen der Druckausgabe

Variablenname/ Feldname (Dimension)	Dimension [cgs]	Definitionsort M... Maschenmitte O... Maschenober- kante	Bedeutung
A(MZ+2)	cm ²	M	Querschnittsfläche des flüssigen Hüllmaterials
AU(MZ+2)	cm ³ /s	M	sekundlich transportiertes Volumen des flüssigen Hüllmaterials
APNEG	cm ²	-	APNEG ≠ 0... während der Rechnung traten negative Filmquerschnitte auf
CYC	-	-	Zahl des aktuellen Zeitzykluses
DF(MZ+2)	cm	M	Dicke des flüssigen Hüllmaterials
DØH(MZ+2)	cm	M	hydraulischer Durchmesser des Kühlkanals
DPKKN	dyn/cm ²	-	Druckdifferenz zwischen oberer (H2) und unterer (H1) Kühlkanalbegrenzung
DQU(MZ+2)	cm ³ /s	O	$DQU(L) = \begin{cases} =DQUP(L)... \text{ bei Zweiphasenströmung} \\ \neq DQUP(L)... \text{ bei Einphasenhüllmaterialströmung} \end{cases}$
DQUP(MZ+2)	cm ³ /s	O	
DT	s	-	aktuelle Zeitschrittweite
DTCn	s	-	von der Zeitschrittautomatik berechnete Zeitschrittweite.
			$n = \begin{Bmatrix} 1 \\ 2 \\ 3 \\ 4 \end{Bmatrix} \quad \text{Kriterium} \quad \begin{Bmatrix} \text{Gl. (3.2.104)} \\ \text{Gl. (3.2.105)} \\ \text{Gl. (3.2.106)} \\ \text{Gl. (3.2.107)} \end{Bmatrix} \quad \text{liefert kleinsten Zeitschritt}$
DZ	cm	-	Ortsschrittweite (Maschenweite)
FG(MZ+2)	1	M	Reibbeiwert
FMASS	cm ³	-	gesamtes Hüllmaterialvolumen zwischen oberer (H2) und unterer (H1) Kanalbegrenzung im aktuellen Zeitschritt
FMASSI	cm ³	-	Volumen des flüssigen Hüllmaterials zwischen oberer (H2) und unterer (H1) Kanalbegrenzung im aktuellen Zeitschritt

Tab. A.3.1 Liste der Variablen der Druckausgabe (Fortsetzung)

Variablenname/ Feldname (Dimension)	Dimension [cgs]	Definitionsort M... Maschenmitte O... Maschenober- kante	Bedeutung
FMASSO	cm ³	-	gesamtes Hüllmaterialvolumen zwischen oberer (H2) und unterer (H1) Kanalbegrenzung am Beginn der Hüllmaterialbewegung
FØBOT	cm ³	-	Volumen des Hüllmaterials das den Kühlkanal nach unten verläßt
FØTØP	cm ³	-	Volumen des Hüllmaterials das den Kühlkanal nach oben verläßt
IZ*NBL	-	-	IZ*NBL = ITZ*ITZT*NBLK ITZ... aktuelle Iterationszahl bei Lösung von Impuls- und Kontinuitätsgleichung ITZT... aktuelle Iterationszahl bei Lösung der Energiegleichung NBLK = { 0... in allen Maschen herrscht Zweiphasenströmung 1... es existiert mindestens eine Masche in der Einphasenhüllmaterialströmung auftritt ≥2... in NBLK-1 Maschen ist eine totale Hüllmaterialblockade vorhanden
NY (MZ+2)	cm ² /s	M	kinematische Zähigkeit des Hüllmaterials
PR (MZ+2)	dyn/cm ²	M	Druck
RFC (MZ+2)	cm	M	Radius der inneren Phasengrenze des flüssigen Hüllmaterials
RG (MZ+2)	cm	M	Radius der äußeren Phasengrenze des flüssigen Hüllmaterials
RGMX (MZ+2)	cm	M	Radius der äußeren Kühlkanalbegrenzung
T	s	-	aktuelle Problemzeit
TF (MZ+2)	K	M	Temperatur des flüssigen Hüllmaterials
TFC (MZ+2)	K	M	Temperatur an der Oberfläche des Restbrennstabes
U (MZ+2)	cm/s	O	Bewegungsgeschwindigkeit des Hüllmaterials
UG (MZ+2)	cm/s	O	Geschwindigkeit der Kühlmitteldampfströmung

Tab. A.3.1 Liste der Variablen der Druckausgabe (Fortsetzung)

Variablenname/ Feldname (Dimension)	Dimension [cgs]	Definitionsort M... Maschenmitte O... Maschenober- kante	Bedeutung
UGMX	cm/s	-	Kühlmitteldampfgeschwindigkeit die von der Druckdifferenz DPKN im intakten, glatten Kanal (ohne Hüllmaterialbewegung) erzeugt würde
VEL	cm/s	-	Kühlmitteldampfgeschwindigkeit die sich in den von der Hüllmaterialbewegung nicht betroffenen Kühlkanalquerschnitten (Ausgangsgeometrie) einstellt (nur von Bedeutung bei kohärenter Hüllmaterialbewegung)

A.4 Rechenbeispiel

Das wiedergegebene Rechenbeispiel wurde auf dem IBM/370-168 (MVS) Rechner des Kernforschungszentrums Karlsruhe gerechnet. Das CMOT FORTRAN Quellprogramm wurde mit dem H-Compiler übersetzt. Der erzeugte Load Module ist 115 K lang. Die Rechenzeit (CPU-Zeit) pro Zeitzyklus und pro Masche beträgt ~ 0.8 msec.

Im folgenden Rechenbeispiel werden zunächst die Jobkontrollkarten aufgelistet. Danach folgt die Liste der Eingabekarten. Daran schließen sich die vom Programm ausgedruckten Eingabedaten an. Schließlich folgt die Ausgabe der errechneten Daten.

```

//INR691SK JOB (C691,IG1,P&NIC),ANGERER,TIME=(C,17)
//*FCRMT PR,CDNAME=S.LISTE,CVFL=CN
//*FORMAT PR,DCNAME=G.FTL6F001,CVFL=CN
// EXEC FBCCIC,PARM=NCCO
//S.LISTE DD SYSCUT=A
//S.SYSIN DD *
      I EINGABEDATEN I
/*
// EXEC FPG,NAME=CMCT13HL
//STEPLIB DD UNIT=2314,VOL=SER=GFKQ29,DISP=SHR,
// DSN=INR.ANGERER.CMCT13HL
//G.FT01F001 DD DSN=RESTFLO1.INR691.CMCT,UNIT=3330,VOL=SER=TSILIB,
// DISP=(CLD,KEEP),SPACE=(TRK,(5,2),RLSE),
// DCB=(BLKSIZE=6447,RECFM=VBS)
//G.SYSIN DD UNIT=SYSDA,DSN=88FBCCIC,DISP=(CLD,DELETE)
//
00000010
00000020
00000030
00000040
00000050
00000060
00000070
00000080
00000090
00000100
00000110
00000120
00000130
00000140
00000150
00000160

```

Jobkontrollkarten

CREST KREST=-2,NRFA= 1,NRFB= 1,NAMNR=6,&END
 TREAT-R5 SOURCE:CMOT.F13(17.03.78) BC:SAS*S2/7311/17 *RUN:S5KC.1*QSFC/K
 &NAM0 MZ=80,H1=0,H2=126,4431,KBA=82*0.254,FQB=82*0.41742,FQC=82*0.13462
 FQK=82*0.44796,PSTRUK=82*1.71592,&END
 &NAM1 TSF=1644,TLF=1700,TBF=3090,NYK=J.006105,TNYR=1900,DFP=7.17
 CPF=J.59000,CLF=L.19619,CUK=0.020934,HSF=282.586,CLSP=0.000714268,&END
 &NAM2 DSPC=5,DE=05,DSPB=2.00E-04,FRICB=0.085,FRICE=-0.25,RENK=2320,UGF1=7500.
 UGF2= 8200,XNYFR=6.105E-05,NFRICC=2,FRDPMX= 1.5,&END
 &NAM3

TSTRUK=1150.
 TKKX= 1203.00000 ,DHGX= -398246106E-03,NYGX= .500479996 ,PRX=
 1000000.00 ,INCO= J,TTUX= 16.4669037 , 16.4893951 ,
 16.5157013 , 16.5625000 , 16.6071930 , 16.6454010 ,
 16.6822968 , 16.7272949 , 16.7523041 , 16.7772980 ,
 16.8023071 , 16.8273010 , 16.8522945 , 16.8773041 ,
 16.9022980 , 16.9273071 , 16.9523010 , 16.9772949 ,
 17.0023041 , 17.0272980 , 17.0523071 , 17.0773010 ,
 17.1273041 , 17.1773071 , 17.2272034 , 17.2772064 ,
 17.3271942 , 17.3771973 , 17.4272003 , 17.5522003 ,
 17.6772003 , 17.8022003 , 17.9272003 , 18.0513000 ,
 18.3013000 , 18.5480042 , 18.7962036 , 19.0451050 ,
 19.5437012 , 20.0420074 , 20.5391998 , 21.0377960 ,
 .0 , .0 , .0 , .0 ,
 .0 , .0 , .0 , .0 , UGMXX=
 10850.3867 , 12849.1367 , 16305.2695 , 16924.5234 ,
 16162.7266 , 11603.5766 , 3543.15019 , 7872.05078 ,
 11908.3086 , 12149.3164 , 12562.1094 , 13660.6797 ,
 13990.6094 , 14218.1133 , 14366.9141 , 14478.8359 ,
 14474.7930 , 13912.7461 , 13386.7656 , 11572.6562 ,
 9252.60156 , 7026.06250 , 9057.85156 , 17567.2930 ,
 12960.6523 , 4238.66797 , 6527.33984 , 12108.3545 ,
 15259.8047 , 8532.94922 , 16776.2773 , 14500.0625 ,
 12021.6055 , 9909.50000 , 10726.2260 , 7262.87109 ,
 7048.86719 , 7030.19141 , 18617.7930 , 3273.16650 ,
 2562.34082 , 2193.09741 , .0 , .0 ,
 .0 , .0 , .0 , .0 ,
 .0 , .0

&END
 &NAM4
 TTX= 16.4669037 , 17.2521973 , 18.1013031 , 19.0451050 ,
 21.1871948 , .0 , TBAX= 627.713867 , 627.713867 ,
 631.753174 , 635.792480 , 639.831787 , 643.871094 ,
 647.910400 , 652.938477 , 661.184326 , 669.430176 ,
 696.673828 , 789.956055 , 919.652100 , 1049.34814 ,
 1141.90161 , 1162.22461 , 1182.54785 , 1202.87085 ,
 1223.19385 , 1243.55469 , 1265.35327 , 1287.15210 ,
 1308.95068 , 1330.74951 , 1352.54810 , 1374.97583 ,
 1397.66797 , 1420.36011 , 1443.05225 , 1465.74438 ,
 1489.86206 , 1516.38843 , 1542.91455 , 1569.44092 ,
 1595.96704 , 1627.17651 , 1621.67432 , 1641.17206 ,
 1650.67017 , 1660.16797 , 1669.06577 , 1684.95801 ,
 1703.38403 , 1721.81030 , 1740.23633 , 1758.66235 ,
 1771.48608 , 1769.62573 , 1767.76562 , 1765.90527 ,
 1764.04492 , 1762.18457 , 1761.66479 , 1761.25248 ,
 1760.92041 , 1760.54834 , 1760.17627 , 1758.82422 ,
 1756.58984 , 1754.35547 , 1752.12085 , 1749.88647 ,
 1747.73877 , 1746.06226 , 1744.38574 , 1742.70923 ,
 1741.03271 , 1739.35596 , 1737.71505 , 1734.20996 ,
 1733.70459 , 1731.35059 , 1729.64331 , 1727.34766 ,
 1726.97241 , 1724.73550 , 1723.24585 , 1721.75244 ,
 1720.25879 , 1718.76514 , 1717.27173 , 1715.77173 ,
 .0 , .0 , .0 , .0 ,
 .0 , .0 , .0 , .0 ,
 .0 , .0 , .0 , .0 ,
 .0 , .0 , .0 , .0 ,
 .0 , .0 , .0 , .0 ,

Liste der Eingabekarten

651.615723	, 651.615723	, 657.927002	, 664.238281	,
670.549805	, 676.861084	, 683.172363	, 690.754883	,
702.472412	, 714.190186	, 750.324707	, 851.220215	,
987.582764	, 1123.94531	, 1222.17965	, 1246.26636	,
1270.35278	, 1294.43545	, 1313.52612	, 1342.54517	,
1363.96802	, 1385.35087	, 1406.81372	, 1428.23657	,
1449.65942	, 1481.08618	, 1516.71851	, 1552.35083	,
1587.98315	, 1623.61548	, 1661.62671	, 1703.65771	,
1745.68872	, 1787.71973	, 1829.75073	, 1870.35600	,
1865.30908	, 1859.72192	, 1854.13501	, 1848.54810	,
1842.96118	, 1869.50610	, 1913.43091	, 1957.35571	,
2001.28076	, 2045.20557	, 2091.74463	, 2145.13550	,
2198.52637	, 2251.91724	, 2305.30811	, 2358.69897	,
2345.56514	, 2325.09839	, 2304.63159	, 2284.16504	,
2263.69824	, 2246.16235	, 2231.26587	, 2216.36963	,
2201.47339	, 2186.57690	, 2173.91284	, 2173.35400	,
2172.79517	, 2172.23633	, 2171.67745	, 2171.11865	,
1984.23071	, 1747.08423	, 1509.93774	, 1360.65796	,
1327.27783	, 1354.82666	, 1351.39722	, 1334.67529	,
1281.20605	, 1227.73682	, 1174.26782	, 1120.79858	,
1067.32959	, 1067.32959	, .0	, .0	,
.0	, .0	, .0	, .0	,
.0	, .0	, .0	, .0	,
.0	, .0	, .0	, .0	,
.0	, .0	, .0	, .0	,
.0	, .0	, 684.517334	, 684.517334	,
693.100830	, 701.684082	, 710.267578	, 718.851074	,
727.434570	, 737.571045	, 752.760742	, 767.950195	,
810.812988	, 919.841064	, 1064.95146	, 1210.14185	,
1314.81860	, 1340.78711	, 1366.75537	, 1392.72388	,
1418.69238	, 1445.53027	, 1505.66455	, 1565.79883	,
1625.93335	, 1686.06763	, 1740.20190	, 1775.75073	,
1792.44165	, 1809.13257	, 1825.82349	, 1842.51440	,
1871.61304	, 1921.67676	, 1971.74048	, 2021.80396	,
2071.86768	, 2121.87988	, 2169.18286	, 2216.48608	,
2263.78906	, 2311.09229	, 2358.39526	, 2400.96948	,
2440.98584	, 2481.00195	, 2521.01831	, 2561.03467	,
2597.34668	, 2623.94897	, 2650.55151	, 2677.15381	,
2703.75635	, 2730.35864	, 2714.06250	, 2693.03735	,
2672.01245	, 2650.98755	, 2629.96265	, 2611.18262	,
2594.42432	, 2577.66577	, 2560.90747	, 2544.14917	,
2528.69482	, 2520.31201	, 2511.92920	, 2503.54639	,
2495.16357	, 2486.78076	, 2218.55835	, 1880.24927	,
1541.94067	, 1349.93311	, 1350.80469	, 1452.58228	,
1463.94507	, 1444.68457	, 1356.86377	, 1269.04257	,
1181.22217	, 1093.40137	, 1005.58057	, 1005.58057	,
.0	, .0	, .0	, .0	,
.0	, .0	, .0	, .0	,
.0	, .0	, .0	, .0	,
.0	, .0	, .0	, .0	,
.0	, .0	, .0	, .0	,
708.329834	, 708.329834	, 718.680420	, 729.031006	,
739.381592	, 749.732178	, 760.082764	, 772.489502	,
791.584961	, 810.680420	, 853.812988	, 965.166748	,
1113.95361	, 1262.74048	, 1386.94482	, 1463.34473	,
1539.74463	, 1616.14453	, 1692.54419	, 1767.29639	,
1778.94751	, 1790.59839	, 1802.24951	, 1813.90039	,
1825.55151	, 1853.55811	, 1888.44019	, 1923.32227	,
1958.20459	, 1993.08667	, 2060.83862	, 2184.12964	,
2307.42041	, 2430.71143	, 2554.00220	, 2675.28052	,
2690.36523	, 2705.45020	, 2720.53491	, 2735.61987	,
2750.70459	, 2770.61523	, 2753.13623	, 2815.65658	,
2838.17773	, 2860.69849	, 2881.98340	, 2900.02832	,
2918.07324	, 2936.11841	, 2954.16333	, 2972.20825	,
2954.55957	, 2932.97656	, 2911.39331	, 2889.81030	,
2868.22729	, 2848.00684	, 2829.01416	, 2810.02124	,

933.709473	557.578013	580.316895	1003.05518
1025.79346	1048.53174	1071.27002	1090.27905
1107.71997	1125.10113	1142.60205	1160.04321
1173.08350	1178.68750	1184.29175	1189.89575
1195.50000	1201.12817	1203.01855	1214.90918
1221.75980	1228.69043	1235.58105	1272.66626
1326.08325	1379.50049	1432.91772	1486.33472
1531.11353	1553.25122	1575.38892	1597.52661
1619.66431	1641.80200	1644.00000	1644.00000
1644.00000	1644.00000	1644.00000	1644.00000
1644.00000	1644.00000	1644.00000	1644.00000
1644.43481	1647.22925	1650.02344	1652.81763
1655.61206	1658.40625	1550.48462	1412.65946
1274.91455	1199.25834	1198.23755	1199.76807
1198.98633	1197.84351	1196.94751	1196.05127
1195.15527	1194.25903	1193.26304	1193.26304
.0	.0	.0	.0
.0	.0	.0	.0
.0	.0	.0	.0
.0	.0	.0	.0
.0	.0	.0	.0
709.499268	709.499268	723.636719	737.773926
751.911377	766.048828	780.186279	796.611816
820.481201	844.350342	874.836426	909.064697
945.125000	981.185547	1012.92407	1036.25781
1059.59180	1082.92578	1106.25977	1129.27246
1139.98389	1150.69531	1161.40674	1172.11816
1182.82959	1239.86938	1316.38501	1392.90063
1469.41650	1545.93213	1597.47241	1606.81274
1616.15308	1625.49316	1634.83390	1644.00000
1644.00000	1644.00000	1644.00000	1644.00000
1644.00000	1696.30127	1776.89233	1857.48340
1938.07446	2018.66553	2091.74463	2145.13550
2198.52637	2251.91724	2305.30811	2358.69897
2345.56519	2325.05839	2304.63159	2284.16504
2263.69824	2246.16235	2231.26587	2216.36963
2201.47339	2186.57690	2173.91284	2173.35400
2172.79517	2172.23633	2171.67749	2171.11865
2003.85327	1791.62231	1579.39111	1447.16504
1440.59839	1599.00391	1623.00000	1559.40166
1464.08594	1328.77051	1193.45459	1058.13892
922.822998	922.822998	.0	.0
.0	.0	.0	.0
.0	.0	.0	.0
.0	.0	.0	.0
.0	.0	.0	.0
.0	.0	732.508301	732.508301
743.868652	755.229004	766.589600	777.949951
789.310303	802.795410	823.192871	843.590332
875.999268	922.887939	977.433105	1031.97803
1076.75464	1102.53491	1128.31519	1154.09546
1179.87573	1207.09937	1289.59619	1372.09302
1454.58984	1537.08667	1619.58350	1671.46265
1710.47070	1749.47876	1788.48682	1827.49487
1870.68262	1920.93311	1971.18335	2021.43384
2071.68433	2121.87988	2169.18286	2216.48608
2263.78906	2311.09229	2358.39526	2400.96948
2440.98584	2481.00195	2521.01831	2561.03467
2597.34668	2623.54897	2650.55191	2677.15381
2703.75635	2730.35864	2714.06250	2693.03735
2672.01245	2650.98755	2629.96265	2611.18262
2594.42432	2577.66577	2560.90747	2544.14917
2528.69482	2520.31201	2511.92920	2503.54639
2495.16357	2486.78076	2224.94165	1894.73755
1564.53369	1370.26953	1375.08472	1581.70068
1613.00000	1589.71436	1456.19067	1322.66748

1644.43481	1647.22925	1650.02344	1652.81763	1655.61206	1658.40625	1550.48462
1412.69946	1274.91455	1199.29834	1198.23755	1199.76807	1198.98633	1197.84351
1196.94751	1196.05127	1195.15527	1194.25503	1193.36304	1193.36304	.0
.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0
.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0
.0	.0	.0	.0	.0	709.499268	709.499268
723.636719	737.773526	751.911377	766.048828	780.186279	796.611816	820.481201
844.350342	874.836426	909.064657	945.125000	981.185547	1012.92407	1036.25781
1059.59180	1082.92578	1106.25977	1129.27246	1139.98389	1150.69531	1161.40674
1172.11816	1182.82959	1235.86538	1316.38501	1392.90063	1469.41650	1545.93213
1597.47241	1606.81274	1616.15308	1625.49316	1634.83350	1644.00000	1644.00000
1644.00000	1644.00000	1644.00000	1644.00000	1696.30127	1776.89233	1857.48340
1938.07446	2018.66553	2091.74463	2145.13550	2198.52637	2251.91724	2305.30811
2358.69897	2345.56519	2325.09839	2304.63159	2284.16504	2263.69824	2246.16235
2231.26587	2216.36963	2201.47339	2186.57690	2173.91284	2173.35400	2172.79517
2172.23633	2171.67749	2171.11865	2003.85327	1791.62231	1579.39111	1447.16504
1440.59839	1599.00391	1623.00000	1599.40186	1464.08594	1328.77051	1153.45459
1058.13892	922.822998	922.822998	.0	.0	.0	.0
.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0
.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0
.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0
777.949951	789.310303	802.755410	823.192871	843.590332	875.999268	922.887939
977.433105	1031.97803	1076.75464	1102.53491	1128.31519	1154.09546	1179.87573
1207.09937	1289.59619	1372.09302	1454.58984	1537.08667	1619.58350	1671.46265
1710.47070	1749.47876	1788.48682	1827.49487	1870.68262	1920.93311	1971.18335
2021.43384	2071.68433	2121.87988	2169.18286	2216.48608	2263.78506	2311.05229
2358.39526	2400.96548	2440.98584	2481.00195	2521.01831	2561.03467	2597.34668
2623.94857	2650.55151	2677.15381	2703.75635	2730.35864	2714.06250	2693.03735
2672.01245	2650.98755	2629.96265	2611.18262	2594.42432	2577.66577	2560.90747
2544.14917	2528.69482	2520.31201	2511.92920	2503.54639	2495.16357	2486.78076
2224.94165	1894.73755	1564.53369	1370.26953	1375.08472	1581.70068	1613.00000
1589.71436	1456.19067	1322.66748	1189.14404	1055.62036	922.096924	922.096924
.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0
.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0
.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0
.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0
736.142090	748.260010	760.377686	772.455605	784.613281	796.731201	811.505766
834.945068	858.380371	898.925443	952.182861	1011.87939	1071.57593	1144.86914
1244.60278	1344.33667	1444.07031	1543.80420	1645.00000	1677.22778	1712.55688
1747.88574	1783.21460	1818.54370	1853.55811	1888.44019	1923.22227	1958.20459
1993.08667	2060.83862	2184.12564	2307.42041	2430.71143	2554.00220	2675.28052
2690.36523	2705.45020	2720.53491	2735.61987	2750.70459	2770.73608	2793.44312
2816.14990	2838.85693	2861.56372	2882.93188	2900.79102	2918.64590	2936.50879
2954.36792	2972.22681	2954.55957	2932.97656	2911.39331	2889.81030	2868.22729
2848.00684	2829.01416	2810.02124	2791.02856	2772.03564	2754.17261	2742.43677
2730.70068	2718.96484	2707.22900	2695.49292	2376.91089	1975.56274	1574.21509
1348.98535	1363.33154	1535.33765	1565.49316	1544.42310	1426.43262	1308.44214
1190.45166	1072.46094	954.470459	954.470459	.0	.0	.0
.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0
.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0
.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0
.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0
769.589600	780.949951	792.310303	806.407715	829.409180	852.410400	890.766602
940.663330	996.420410	1052.17749	1123.57202	1225.37573	1327.17944	1428.98315
1530.78687	1630.87588	1665.45703	1700.03442	1734.61157	1769.18856	1803.76611
1828.52344	1849.15283	1869.78198	1890.41113	1911.04053	1975.46411	2113.88647
2252.30859	2390.73071	2525.15259	2665.19727	2675.81250	2686.42798	2697.04321
2707.65845	2718.27368	2731.90454	2747.16650	2762.42871	2777.69067	2752.95264
2806.82544	2817.05713	2827.28506	2837.52051	2847.75244	2857.98413	2846.43066
2832.47607	2818.52148	2804.56689	2790.61230	2775.08472	2758.14014	2741.15556
2724.25098	2707.30640	2651.23071	2679.66743	2668.50391	2657.14062	2645.77710
2634.41382	2327.02246	1939.78320	1552.54468	1339.89551	1360.36060	1517.23584
1541.00000	1521.56909	1410.15015	1298.73120	1187.31250	1075.89355	564.474605
964.474605	.0	.0	.0	.0	.0	.0
.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0
.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0
.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0
.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0
.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0
.0	.0	.0	.0	.0	.0	.0

I	A	AJ	DQUP	DQL	RGMX	FG	NY	PR	I
82	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	82
81	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	81
80	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	80
79	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	79
78	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	78
77	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	77
76	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	76
75	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	75
74	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	74
73	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	73
72	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	72
71	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	71
70	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	70
69	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	69
68	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	68
67	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	67
66	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	66
65	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	65
64	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	64
63	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	63
62	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	62
61	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	61
60	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	60
59	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	59
58	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	58
57	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	57
56	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	56
55	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	55
54	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	54
53	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	53
52	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	52
51	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	51
50	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	50
49	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	49
48	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	48
47	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	47
46	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	46
45	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	45
44	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	44
43	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	43
42	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	42
41	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	41
40	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	40
39	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	39
38	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	38
37	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	37
36	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	36
35	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	35
34	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	34
33	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	33
32	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	32
31	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	31
30	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	30
29	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	29
28	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	28
27	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	27
26	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	26
25	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	25
24	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	24
23	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	23
22	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	22
21	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	21

Druckausgabe der errechneten Daten

20	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	20
19	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	19
18	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	18
17	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	17
16	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	16
15	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	15
14	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	14
13	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	13
12	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	12
11	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	11
10	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	10
9	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	9
8	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	8
7	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	7
6	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	6
5	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	5
4	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	4
3	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	3
2	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	2
1	0.0	0.0	0.0	0.0	0.3931397E+00	0.9956662E-02	0.0	0.0	1

I	DF	U	RFC	RG	DCH	UG	TFC	TF	I
82	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1193363E+04	0.0	82	
81	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1193363E+04	0.0	81	
80	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1194259E+04	0.0	80	
79	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1195155E+04	0.0	79	
78	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1196051E+04	0.0	78	
77	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1196948E+04	0.0	77	
76	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1197844E+04	0.0	76	
75	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1198740E+04	0.0	75	
74	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1199636E+04	0.0	74	
73	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1198238E+04	0.0	73	
72	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1199298E+04	0.0	72	
71	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1274915E+04	0.0	71	
70	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1412659E+04	0.0	70	
69	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1550485E+04	0.0	69	
68	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1739356E+04	0.0	68	
67	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1741033E+04	0.0	67	
66	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1742709E+04	0.0	66	
65	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1650023E+04	0.0	65	
64	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1647229E+04	0.0	64	
63	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1644435E+04	0.0	63	
62	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1644000E+04	0.0	62	
61	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1644000E+04	0.0	61	
60	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1644000E+04	0.0	60	
59	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1644000E+04	0.0	59	
58	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1644000E+04	0.0	58	
57	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1644000E+04	0.0	57	
56	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1644000E+04	0.0	56	
55	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1644000E+04	0.0	55	
54	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1644000E+04	0.0	54	
53	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1644000E+04	0.0	53	
52	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1644000E+04	0.0	52	
51	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1619664E+04	0.0	51	
50	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1597527E+04	0.0	50	
49	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1575389E+04	0.0	49	
48	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1553251E+04	0.0	48	
47	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1531114E+04	0.0	47	
46	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1486335E+04	0.0	46	
45	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1432918E+04	0.0	45	
44	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1379500E+04	0.0	44	
43	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1326083E+04	0.0	43	
42	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1272666E+04	0.0	42	
41	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1235581E+04	0.0	41	
40	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1228690E+04	0.0	40	
39	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1221800E+04	0.0	39	
38	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1214909E+04	0.0	38	
37	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1208019E+04	0.0	37	
36	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1201128E+04	0.0	36	
35	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1195500E+04	0.0	35	
34	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1189896E+04	0.0	34	
33	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1184292E+04	0.0	33	
32	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1178687E+04	0.0	32	
31	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1173083E+04	0.0	31	
30	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1160043E+04	0.0	30	
29	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1142602E+04	0.0	29	
28	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1125161E+04	0.0	28	
27	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1107720E+04	0.0	27	
26	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1090279E+04	0.0	26	
25	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1071270E+04	0.0	25	
24	0.0	U.0	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1048532E+04	0.0	24	

I	DF	U	RFC	RG	DOH	UG	TFC	TF	I
23	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1025793E+04	0.0	23
22	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.1003055E+04	0.0	22
21	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.9803169E+03	0.0	21
20	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.9575786E+03	0.0	20
19	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.9337095E+03	0.0	19
18	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.9098110E+03	0.0	18
17	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.8859126E+03	0.0	17
16	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.8620142E+03	0.0	16
15	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.8381157E+03	0.0	15
14	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.8099878E+03	0.0	14
13	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.7796851E+03	0.0	13
12	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.7493821E+03	0.0	12
11	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.7246973E+03	0.0	11
10	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.7103101E+03	0.0	10
9	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.7003284E+03	0.0	9
8	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.6903467E+03	0.0	8
7	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.6837517E+03	0.0	7
6	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.6781978E+03	0.0	6
5	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.6726438E+03	0.0	5
4	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.6670898E+03	0.0	4
3	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.6615356E+03	0.0	3
2	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.6559817E+03	0.0	2
1	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1085039E+05	0.6559817E+03	0.0	1

VERWENDET WIRD REIBBEIWERTKORRELATION NACH ANL

CYC= 1 T= 0.0010000 DT=0.10000E-02 CTC3=0.11172E-01 UGMX= 10850.4 VEL= 10750.3 DPKKN=-.4818582E+06 IZ*NBL= 2* 2* 0

CYC= 1 T= 0.001000 DT= C.001000 ***TREAT-R5*** SOURCE:CMCT.F13(17.03.78) BC:SAS*S2/7311/17 *RUN:S5KC.1*QSFC/K
 FMASS= 8.265007 FMASS1= .3095400 APNEG= .0
 FMASS = 8.265008 FCTCF = .0 FDBOT= .0
 |MAX(L)|= 1.675255 |MAX(U)|*DT/DZ= .1062457E-02 DZ= 1.580539 DTC3= .1117166E-01

KONVERGENZVERHALTEN		CMOT		CTEMP	
MAXIMALE ITERATIONSZAHL	2	ERSTMALS IN CYC=	1	2	ERSTMALS IN CYC= 1
MITTLERE ITERATIONSZAHL	2.00			2.00	
AKTUELLE ITERATIONSZAHL	2			2	

I	DF	U	RF	RG	DGH	UG	TFC	TF	I
82	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1193363E+04	0.0	82
81	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1193363E+04	0.0	81
80	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1194259E+04	0.0	80
79	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1195155E+04	0.0	79
78	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1196051E+04	0.0	78
77	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1196947E+04	0.0	77
76	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1197844E+04	0.0	76
75	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1198740E+04	0.0	75
74	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1199637E+04	0.0	74
73	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1199988E+04	0.0	73
72	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1199988E+04	0.0	72
71	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1274915E+04	0.0	71
70	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1412659E+04	0.0	70
69	0.9462570E-05	0.0	0.2921004E+00	0.2921097E+00	0.2445749E+00	0.1080027E+05	0.1550485E+04	0.1698263E+04	69
68	0.3810121E-01	0.1679255E+01	0.2540000E+00	0.2921011E+00	0.2445964E+00	0.1080027E+05	0.1739356E+04	0.1698905E+04	68
67	0.3810037E-01	0.9169358E+00	0.2540000E+00	0.2921003E+00	0.2449986E+00	0.1080027E+05	0.1741033E+04	0.1658347E+04	67
66	0.3809001E-01	0.9170578E+00	0.2540000E+00	0.2920898E+00	0.2450247E+00	0.1080027E+05	0.1742709E+04	0.1697790E+04	66
65	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1650023E+04	0.0	65
64	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1647229E+04	0.0	64
63	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1644435E+04	0.0	63
62	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1644000E+04	0.0	62
61	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1644000E+04	0.0	61
60	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1644000E+04	0.0	60
59	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1644000E+04	0.0	59
58	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1644000E+04	0.0	58
57	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1644000E+04	0.0	57
56	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1644000E+04	0.0	56
55	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1644000E+04	0.0	55
54	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1644000E+04	0.0	54
53	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1644000E+04	0.0	53
52	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1641802E+04	0.0	52
51	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1619664E+04	0.0	51
50	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1597527E+04	0.0	50
49	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1575389E+04	0.0	49
48	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1553251E+04	0.0	48
47	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1531114E+04	0.0	47
46	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1486335E+04	0.0	46
45	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1432918E+04	0.0	45
44	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1379500E+04	0.0	44
43	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1326083E+04	0.0	43
42	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1272666E+04	0.0	42
41	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1235581E+04	0.0	41
40	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1228690E+04	0.0	40
39	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1221800E+04	0.0	39
38	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1214909E+04	0.0	38
37	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1208019E+04	0.0	37
36	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1201128E+04	0.0	36
35	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1195500E+04	0.0	35
34	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1080027E+05	0.1189896E+04	0.0	34

I	DF	U	RFC	RG	DGH	UG	TFC	TF	I			
33	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2445982E+00	0.1080027E+05	0.1184292E+04	0.0	33			
32	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2445982E+00	0.1080027E+05	0.1178687E+04	0.0	32			
31	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2445982E+00	0.1080027E+05	0.1173083E+04	0.0	31			
30	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2445982E+00	0.1080027E+05	0.1160043E+04	0.0	30			
29	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2445982E+00	0.1080027E+05	0.1142602E+04	0.0	29			
28	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2445982E+00	0.1080027E+05	0.1125161E+04	0.0	28			
27	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2445982E+00	0.1080027E+05	0.1107720E+04	0.0	27			
26	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2445982E+00	0.1080027E+05	0.1090279E+04	0.0	26			
25	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2445982E+00	0.1080027E+05	0.1071270E+04	0.0	25			
24	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2445982E+00	0.1080027E+05	0.1048532E+04	0.0	24			
23	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2445982E+00	0.1080027E+05	0.1025793E+04	0.0	23			
22	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2445982E+00	0.1080027E+05	0.1003055E+04	0.0	22			
21	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2445982E+00	0.1080027E+05	0.9803169E+03	0.0	21			
20	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2445982E+00	0.1080027E+05	0.9575786E+03	0.0	20			
19	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2445982E+00	0.1080027E+05	0.9337095E+03	0.0	19			
18	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2445982E+00	0.1080027E+05	0.9098110E+03	0.0	18			
17	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2445982E+00	0.1080027E+05	0.8859126E+03	0.0	17			
16	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2445982E+00	0.1080027E+05	0.8620142E+03	0.0	16			
15	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2445982E+00	0.1080027E+05	0.8381157E+03	0.0	15			
14	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2445982E+00	0.1080027E+05	0.8099878E+03	0.0	14			
13	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2445982E+00	0.1080027E+05	0.7796851E+03	0.0	13			
12	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2445982E+00	0.1080027E+05	0.7453821E+03	0.0	12			
11	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2445982E+00	0.1080027E+05	0.7246973E+03	0.0	11			
10	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2445982E+00	0.1080027E+05	0.7103101E+03	0.0	10			
9	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2445982E+00	0.1080027E+05	0.7003284E+03	0.0	9			
8	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2445982E+00	0.1080027E+05	0.6903467E+03	0.0	8			
7	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2445982E+00	0.1080027E+05	0.6837517E+03	0.0	7			
6	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2445982E+00	0.1080027E+05	0.6781978E+03	0.0	6			
5	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2445982E+00	0.1080027E+05	0.6726438E+03	0.0	5			
4	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2445982E+00	0.1080027E+05	0.6670898E+03	0.0	4			
3	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2445982E+00	0.1080027E+05	0.6615356E+03	0.0	3			
2	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2445982E+00	0.1080027E+05	0.6559817E+03	0.0	2			
1	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2445982E+00	0.1080027E+05	0.6559817E+03	0.0	1			
CYC=	2	T=	0.0020000	DT=0.10000E-02	DTC3=0.10992E-01	UGMX=	10938.5	VEL=	10831.3	DPKKN=-.4887287E+06	IZ*NBL=	3* 4* 0
CYC=	3	T=	0.0030000	DT=0.10000E-02	DTC2=0.84478E-02	UGMX=	11028.0	VEL=	10521.9	DPKKN=-.4957479E+06	IZ*NBL=	3* 5* 0
CYC=	4	T=	0.0040000	DT=0.10000E-02	DTC2=0.84618E-02	UGMX=	11116.2	VEL=	11016.0	DPKKN=-.5027024E+06	IZ*NBL=	3* 4* 0
CYC=	5	T=	0.0050000	DT=0.10000E-02	DTC2=0.84820E-02	UGMX=	11205.7	VEL=	11114.1	DPKKN=-.5098064E+06	IZ*NBL=	3* 3* 0
CYC=	6	T=	0.0060000	DT=0.10000E-02	DTC2=0.85085E-02	UGMX=	11293.8	VEL=	11212.6	DPKKN=-.5168449E+06	IZ*NBL=	3* 3* 0
CYC=	7	T=	0.0070000	DT=0.10000E-02	DTC2=0.85412E-02	UGMX=	11383.3	VEL=	11313.2	DPKKN=-.5240334E+06	IZ*NBL=	3* 3* 0
CYC=	8	T=	0.0080000	DT=0.10000E-02	DTC2=0.85804E-02	UGMX=	11471.4	VEL=	11413.2	DPKKN=-.5311549E+06	IZ*NBL=	3* 3* 0
CYC=	9	T=	0.0090000	DT=0.10000E-02	DTC2=0.86266E-02	UGMX=	11560.9	VEL=	11514.9	DPKKN=-.5384278E+06	IZ*NBL=	3* 3* 0
CYC=	10	T=	0.0100000	DT=0.10000E-02	DTC2=0.86781E-02	UGMX=	11649.1	VEL=	11615.5	DPKKN=-.5456322E+06	IZ*NBL=	3* 3* 0
CYC=	11	T=	0.0110000	DT=0.10000E-02	DTC2=0.87368E-02	UGMX=	11738.6	VEL=	11717.6	DPKKN=-.5525888E+06	IZ*NBL=	3* 3* 0
CYC=	12	T=	0.0120000	DT=0.10000E-02	DTC2=0.88021E-02	UGMX=	11826.7	VEL=	11818.5	DPKKN=-.5602754E+06	IZ*NBL=	3* 3* 0
CYC=	13	T=	0.0130000	DT=0.10000E-02	DTC2=0.88741E-02	UGMX=	11916.2	VEL=	11920.7	DPKKN=-.5677159E+06	IZ*NBL=	3* 3* 0
CYC=	14	T=	0.0140000	DT=0.10000E-02	DTC2=0.89529E-02	UGMX=	12004.3	VEL=	12021.8	DPKKN=-.5750852E+06	IZ*NBL=	3* 3* 0
CYC=	15	T=	0.0150000	DT=0.10000E-02	DTC3=0.88429E-02	UGMX=	12093.8	VEL=	12124.1	DPKKN=-.5826087E+06	IZ*NBL=	3* 3* 0
CYC=	16	T=	0.0160000	DT=0.10000E-02	DTC3=0.86956E-02	UGMX=	12183.3	VEL=	12226.6	DPKKN=-.5901747E+06	IZ*NBL=	4* 5* 0
CYC=	17	T=	0.0170000	DT=0.10000E-02	DTC2=0.61537E-02	UGMX=	12271.5	VEL=	12327.7	DPKKN=-.5976672E+06	IZ*NBL=	4* 4* 0
CYC=	18	T=	0.0180000	DT=0.10000E-02	DTC2=0.62247E-02	UGMX=	12361.0	VEL=	12429.9	DPKKN=-.6053157E+06	IZ*NBL=	4* 4* 0
CYC=	19	T=	0.0190000	DT=0.10000E-02	DTC2=0.63065E-02	UGMX=	12449.1	VEL=	12530.8	DPKKN=-.6128889E+06	IZ*NBL=	4* 4* 0
CYC=	20	T=	0.0200000	DT=0.10000E-02	DTC2=0.63811E-02	UGMX=	12538.6	VEL=	12632.8	DPKKN=-.6206211E+06	IZ*NBL=	4* 5* 0
CYC=	21	T=	0.0210000	DT=0.10000E-02	DTC2=0.64666E-02	UGMX=	12626.7	VEL=	12733.3	DPKKN=-.6282759E+06	IZ*NBL=	4* 5* 0
CYC=	22	T=	0.0220000	DT=0.10000E-02	DTC2=0.65571E-02	UGMX=	12716.2	VEL=	12834.9	DPKKN=-.6360892E+06	IZ*NBL=	4* 5* 0
CYC=	23	T=	0.0230000	DT=0.10000E-02	DTC2=0.66526E-02	UGMX=	12804.4	VEL=	12934.8	DPKKN=-.6438254E+06	IZ*NBL=	4* 5* 0
CYC=	24	T=	0.0240000	DT=0.10000E-02	DTC2=0.67534E-02	UGMX=	12915.3	VEL=	13039.0	DPKKN=-.6536152E+06	IZ*NBL=	4* 5* 0
CYC=	25	T=	0.0250000	DT=0.10000E-02	DTC2=0.68593E-02	UGMX=	13045.6	VEL=	13173.4	DPKKN=-.6651958E+06	IZ*NBL=	4* 5* 0
CYC=	26	T=	0.0260000	DT=0.10000E-02	DTC2=0.69706E-02	UGMX=	13177.9	VEL=	13214.6	DPKKN=-.6770513E+06	IZ*NBL=	4* 5* 0
CYC=	27	T=	0.0270000	DT=0.10000E-02	DTC2=0.70874E-02	UGMX=	13308.2	VEL=	13356.4	DPKKN=-.6888107E+06	IZ*NBL=	4* 6* 0
CYC=	28	T=	0.0280000	DT=0.10000E-02	DTC3=0.70852E-02	UGMX=	13440.5	VEL=	13501.1	DPKKN=-.7008395E+06	IZ*NBL=	4* 6* 0
CYC=	29	T=	0.0290000	DT=0.10000E-02	DTC3=0.69735E-02	UGMX=	13572.8	VEL=	13605.4	DPKKN=-.7129576E+06	IZ*NBL=	4* 6* 0
CYC=	30	T=	0.0300000	DT=0.10000E-02	DTC3=0.68244E-02	UGMX=	13703.1	VEL=	13745.0	DPKKN=-.7245794E+06	IZ*NBL=	4* 6* 0
CYC=	31	T=	0.0310000	DT=0.10000E-02	DTC3=0.66764E-02	UGMX=	13835.5	VEL=	13886.9	DPKKN=-.7372741E+06	IZ*NBL=	4* 6* 0

CYC=	32	T=	0.0319999	DT=0.10000E-02	CTC3=C.65338E-02	UGMX=	13965.8	VEL=	14026.3	CPKKN=-.7454682E+06	IZ*NBL=	4* 6* 0
CYC=	33	T=	0.0329999	DT=0.10000E-02	CTC3=0.63865E-02	UGMX=	14098.1	VEL=	14173.8	CPKKN=-.7619383E+06	IZ*NBL=	3* 6* 0
CYC=	34	T=	0.0339999	DT=C.10000E-02	CTC3=0.62433E-02	UGMX=	14228.4	VEL=	14320.7	DPKKN=-.7743055E+06	IZ*NBL=	3* 6* 0
CYC=	35	T=	0.0349999	DT=0.10000E-02	CTC3=C.61017E-02	UGMX=	14366.7	VEL=	14469.7	CPKKN=-.7869494E+06	IZ*NBL=	4* 6* 0
CYC=	36	T=	0.0355929	DT=0.59299E-03	CTC2=0.59299E-03	UGMX=	14491.0	VEL=	14616.6	DPKKN=-.7994879E+06	IZ*NBL=	4* 6* 0
CYC=	37	T=	0.0362500	DT=0.65710E-03	CTC2=C.65710E-03	UGMX=	14569.2	VEL=	14712.1	DPKKN=-.8070528E+06	IZ*NBL=	4* 6* 0
CYC=	38	T=	0.0369827	DT=0.73267E-03	CTC2=C.73267E-03	UGMX=	14655.4	VEL=	14812.0	CPKKN=-.8154274E+06	IZ*NBL=	4* 6* 0
CYC=	39	T=	0.0378054	DT=0.82271E-03	CTC2=0.82271E-03	UGMX=	14751.6	VEL=	14920.0	DPKKN=-.8248206E+06	IZ*NBL=	4* 6* 0
CYC=	40	T=	0.0387367	DT=0.93127E-03	CTC2=C.93127E-03	UGMX=	14859.9	VEL=	15039.1	DPKKN=-.8354421E+06	IZ*NBL=	4* 6* 0
CYC=	41	T=	0.0397367	DT=C.10000E-02	CTC2=C.106440E-02	UGMX=	14982.2	VEL=	15171.8	CPKKN=-.8475109E+06	IZ*NBL=	4* 6* 0
CYC=	42	T=	0.0407367	DT=0.10000E-02	CTC2=C.12187E-02	UGMX=	15114.5	VEL=	15314.7	DPKKN=-.8606520E+06	IZ*NBL=	4* 6* 0
CYC=	43	T=	0.0417367	DT=C.10000E-02	CTC2=C.13864E-02	UGMX=	15244.8	VEL=	15455.5	DPKKN=-.8736788E+06	IZ*NBL=	4* 6* 0
CYC=	44	T=	0.0427367	DT=C.10000E-02	CTC2=C.15679E-02	UGMX=	15377.1	VEL=	15597.6	DPKKN=-.8869917E+06	IZ*NBL=	4* 6* 0
CYC=	45	T=	0.0437367	DT=C.10000E-02	CTC2=0.17638E-02	UGMX=	15507.4	VEL=	15736.4	DPKKN=-.9001879E+06	IZ*NBL=	4* 6* 0
CYC=	46	T=	0.0447367	DT=C.10000E-02	CTC2=0.19749E-02	UGMX=	15639.7	VEL=	15875.2	CPKKN=-.9136714E+06	IZ*NBL=	4* 6* 0
CYC=	47	T=	0.0457367	DT=C.10000E-02	CTC2=C.22019E-02	UGMX=	15770.0	VEL=	16009.6	CPKKN=-.9270354E+06	IZ*NBL=	4* 6* 0
CYC=	48	T=	0.0467367	DT=0.10000E-02	CTC2=0.24457E-02	UGMX=	15902.3	VEL=	16143.0	DPKKN=-.9406889E+06	IZ*NBL=	3* 6* 0
CYC=	49	T=	0.0477367	DT=C.10000E-02	CTC2=C.27070E-02	UGMX=	16032.6	VEL=	16270.9	DPKKN=-.9542196E+06	IZ*NBL=	3* 6* 0
CYC=	50	T=	0.0487367	DT=0.10000E-02	CTC2=C.29868E-02	UGMX=	16164.9	VEL=	16396.8	DPKKN=-.9680428E+06	IZ*NBL=	3* 6* 0
CYC=	51	T=	0.0497366	DT=C.10000E-02	CTC2=0.32859E-02	UGMX=	16297.2	VEL=	16529.7	CPKKN=-.9819528E+06	IZ*NBL=	3* 6* 0
CYC=	52	T=	0.0507366	DT=0.10000E-02	CTC2=0.36050E-02	UGMX=	16317.6	VEL=	16546.2	DPKKN=-.9840976E+06	IZ*NBL=	3* 4* 0
CYC=	53	T=	0.0517366	DT=0.10000E-02	CTC2=0.39442E-02	UGMX=	16330.9	VEL=	16545.1	DPKKN=-.9855042E+06	IZ*NBL=	4* 5* 0
CYC=	54	T=	0.0522050	DT=C.46835E-03	CTC2=C.46835E-03	UGMX=	16344.0	VEL=	16552.2	DPKKN=-.9868903E+06	IZ*NBL=	4* 5* 0
CYC=	55	T=	0.0527172	DT=0.51226E-03	CTC2=0.51226E-03	UGMX=	16350.3	VEL=	16556.3	CPKKN=-.9875523E+06	IZ*NBL=	4* 6* 0
CYC=	56	T=	0.0532813	DT=C.56403E-03	CTC2=0.56403E-03	UGMX=	16357.0	VEL=	16559.0	CPKKN=-.9882566E+06	IZ*NBL=	4* 5* 0
CYC=	57	T=	0.0539071	DT=0.62583E-03	CTC2=0.62583E-03	UGMX=	16364.4	VEL=	16560.9	DPKKN=-.9890459E+06	IZ*NBL=	4* 5* 0
CYC=	58	T=	0.0546077	DT=0.70061E-03	CTC2=0.70061E-03	UGMX=	16372.7	VEL=	16562.2	CPKKN=-.9899222E+06	IZ*NBL=	4* 6* 0
CYC=	59	T=	0.0554002	DT=0.79252E-03	CTC2=C.79252E-03	UGMX=	16382.0	VEL=	16562.9	DPKKN=-.9909052E+06	IZ*NBL=	4* 5* 0
CYC=	60	T=	0.0563079	DT=0.90766E-03	CTC2=C.90766E-03	UGMX=	16392.5	VEL=	16562.8	DPKKN=-.9920166E+06	IZ*NBL=	4* 5* 0
CYC=	61	T=	0.0573079	DT=C.10000E-02	CTC2=C.10552E-02	UGMX=	16404.6	VEL=	16514.4	DPKKN=-.9932994E+06	IZ*NBL=	4* 6* 0
CYC=	62	T=	0.0583079	DT=0.10000E-02	CTC2=0.12385E-02	UGMX=	16417.7	VEL=	16509.7	CPKKN=-.9946913E+06	IZ*NBL=	4* 5* 0
CYC=	63	T=	0.0593079	DT=0.10000E-02	CTC2=0.14456E-02	UGMX=	16431.1	VEL=	16504.5	DPKKN=-.9961048E+06	IZ*NBL=	4* 5* 0
CYC=	64	T=	0.0603079	DT=0.10000E-02	CTC2=C.16786E-02	UGMX=	16444.2	VEL=	16497.6	DPKKN=-.9974974E+06	IZ*NBL=	4* 6* 0
CYC=	65	T=	0.0613079	DT=0.10000E-02	CTC2=0.19396E-02	UGMX=	16457.5	VEL=	16489.7	DPKKN=-.9989119E+06	IZ*NBL=	4* 6* 0
CYC=	66	T=	0.0623079	DT=C.10000E-02	CTC2=0.22311E-02	UGMX=	16470.6	VEL=	16479.2	DPKKN=-.1000306E+07	IZ*NBL=	4* 5* 0
CYC=	67	T=	0.0633079	DT=0.10000E-02	CTC2=0.25552E-02	UGMX=	16484.0	VEL=	16466.2	DPKKN=-.1001723E+07	IZ*NBL=	4* 5* 0
CYC=	68	T=	0.0643079	DT=0.10000E-02	CTC2=0.29144E-02	UGMX=	16497.1	VEL=	16449.7	DPKKN=-.1003120E+07	IZ*NBL=	4* 6* 0
CYC=	69	T=	0.0653079	DT=0.10000E-02	CTC2=0.33108E-02	UGMX=	16510.4	VEL=	16446.1	DPKKN=-.1004538E+07	IZ*NBL=	3* 6* 0
CYC=	70	T=	0.0663078	DT=0.10000E-02	CTC2=0.37460E-02	UGMX=	16523.7	VEL=	16449.5	CPKKN=-.1005958E+07	IZ*NBL=	3* 5* 0
CYC=	71	T=	0.0673078	DT=C.10000E-02	CTC3=C.40974E-02	UGMX=	16536.9	VEL=	16461.9	DPKKN=-.1007355E+07	IZ*NBL=	3* 5* 0
CYC=	72	T=	0.0683078	DT=0.10000E-02	CTC3=0.40816E-02	UGMX=	16550.2	VEL=	16470.1	CPKKN=-.1008777E+C7	IZ*NBL=	4* 5* 0
CYC=	73	T=	0.0688570	DT=0.54915E-03	CTC3=0.54915E-03	UGMX=	16563.3	VEL=	16474.6	DPKKN=-.1010177E+07	IZ*NBL=	4* 6* 0
CYC=	74	T=	0.0694759	DT=0.61899E-03	CTC2=0.61899E-03	UGMX=	16570.6	VEL=	16476.7	DPKKN=-.1010953E+07	IZ*NBL=	4* 6* 0
CYC=	75	T=	0.0701827	DT=0.70681E-03	CTC2=0.70681E-03	UGMX=	16578.9	VEL=	16483.5	DPKKN=-.1011838E+07	IZ*NBL=	4* 5* 0
CYC=	76	T=	0.0710026	DT=0.81997E-03	CTC2=C.81997E-03	UGMX=	16588.1	VEL=	16499.3	DPKKN=-.1012829E+07	IZ*NBL=	4* 5* 0
CYC=	77	T=	0.0719728	DT=C.97021E-03	CTC2=0.97021E-03	UGMX=	16599.0	VEL=	16516.9	DPKKN=-.1013995E+07	IZ*NBL=	4* 5* 0
CYC=	78	T=	0.0729728	DT=0.10000E-02	CTC2=C.11773E-02	UGMX=	16611.8	VEL=	16514.5	DPKKN=-.1015355E+07	IZ*NBL=	4* 6* 0
CYC=	79	T=	0.0739728	DT=0.10000E-02	CTC2=0.14280E-02	UGMX=	16625.1	VEL=	16493.7	DPKKN=-.1016781E+07	IZ*NBL=	5* 6* 0
CYC=	80	T=	0.0749727	DT=C.10000E-02	CTC2=0.17216E-02	UGMX=	16638.2	VEL=	16501.5	DPKKN=-.1018186E+07	IZ*NBL=	4* 6* 0
CYC=	81	T=	0.0759727	DT=0.10000E-02	CTC2=0.20633E-02	UGMX=	16651.5	VEL=	16467.6	DPKKN=-.1019613E+07	IZ*NBL=	4* 6* 0
CYC=	82	T=	0.0769727	DT=0.10000E-02	CTC2=0.24585E-02	UGMX=	16664.7	VEL=	16437.6	DPKKN=-.1021019E+07	IZ*NBL=	4* 6* 0
CYC=	83	T=	0.0779727	DT=C.10000E-02	CTC2=C.29127E-02	UGMX=	16678.0	VEL=	16388.6	DPKKN=-.1022450E+07	IZ*NBL=	4* 6* 0
CYC=	84	T=	0.0789727	DT=0.10000E-02	CTC3=0.30883E-02	UGMX=	16691.3	VEL=	16370.7	DPKKN=-.1023879E+07	IZ*NBL=	4* 6* 0
CYC=	85	T=	0.0799727	DT=0.10000E-02	CTC3=0.30372E-02	UGMX=	16704.4	VEL=	16362.9	DPKKN=-.1025288E+07	IZ*NBL=	3* 6* 0
CYC=	86	T=	0.0809727	DT=0.10000E-02	CTC3=0.30453E-02	UGMX=	16717.8	VEL=	16366.4	DPKKN=-.1026720E+07	IZ*NBL=	3* 5* 0
CYC=	87	T=	0.0819727	DT=0.10000E-02	CTC3=0.31172E-02	UGMX=	16730.9	VEL=	16376.4	DPKKN=-.1028132E+07	IZ*NBL=	3* 6* 0
CYC=	88	T=	0.0829726	DT=0.10000E-02	CTC3=C.32600E-02	UGMX=	16744.2	VEL=	16386.9	DPKKN=-.1029565E+07	IZ*NBL=	4* 7* 0
CYC=	89	T=	0.0836365	DT=0.66382E-03	CTC2=0.66382E-03	UGMX=	16757.3	VEL=	16395.5	DPKKN=-.1030977E+07	IZ*NBL=	4* 5* 0
CYC=	90	T=	0.0844182	DT=0.78177E-03	CTC2=0.78177E-03	UGMX=	16766.2	VEL=	16400.2	DPKKN=-.1031935E+07	IZ*NBL=	4* 5* 0
CYC=	91	T=	0.0853623	DT=C.94419E-03	CTC2=C.94419E-03	UGMX=	16776.5	VEL=	16402.3	DPKKN=-.1033044E+07	IZ*NBL=	4* 7* 0
CYC=	92	T=	0.0863623	DT=C.10000E-02	CTC2=0.11792E-02	UGMX=	16789.0	VEL=	16399.7	DPKKN=-.1034393E+07	IZ*NBL=	4* 5* 0
CYC=	93	T=	0.0873623	DT=C.10000E-02	CTC2=C.14816E-02	UGMX=	16802.2	VEL=	16389.5	DPKKN=-.1035808E+07	IZ*NBL=	4* 6* 0
CYC=	94	T=	0.0883623	DT=0.10000E-02	CTC2=0.18483E-02	UGMX=	16815.5	VEL=	16373.8	DPKKN=-.1037246E+07	IZ*NBL=	4* 6* 0
CYC=	95	T=	0.0893623	DT=0.10000E-02	CTC2=C.22895E-02	UGMX=	16828.6	VEL=	16354.2	CPKKN=-.1038463E+07	IZ*NBL=	4* 5* 0
CYC=	96	T=	0.0903623	DT=0.10000E-02	CTC3=0.21492E-02	UGMX=	16841.9	VEL=	16325.3	DPKKN=-.1040103E+07	IZ*NBL=	4* 6* 0
CYC=	97	T=	0.0913622	DT=0.10000E-02	CTC3=C.20597E-02	UGMX=	16855.1	VEL=	16316.9	DPKKN=-.1041522E+07	IZ*NBL=	4* 6* 0

CYC=	98	T=	0.0923622	DT=0.10000E-02	CTC3=0.20436E-02	UGMX=	16868.4	VEL=	16319.8	DPKKN=-.1042964E+07	IZ*NBL=	4* 6* 0
CYC=	99	T=	0.0933622	DT=0.10000E-02	DTC3=C.21047E-02	UGMX=	16881.7	VEL=	16333.6	EPKKN=-.1044406E+07	IZ*NBL=	3* 6* 0
CYC=	100	T=	0.0943622	DT=0.10000E-02	DTC3=0.22504E-02	UGMX=	16894.8	VEL=	16357.9	DPKKN=-.1045827E+07	IZ*NBL=	3* 6* 0

CYC= 100 T= J.0943622 DT= 0.0J1000C ***TREAT-R5*** SOURCE:CMOT.F13(17.03.78) BC:SAS*S2/7311/17 *RUN:S5KC.1*CSFC/K
 FMASSC= 8.265007 FMASSI= .6171012 APNEG= .0
 FMASS = 8.264584 FCTCP = .0 FCBCT= .0
 |MAX(U)|= 209.3107 |MAX(U)|*DT/DZ= .132430C DZ= 1.580539 DTC3= .2250383E-02

KONVERGENZVERHALTEN	CMCT		CTEMP	
MAXIMALE ITERATIONSZAHL	5	ERSTMALS IN CYC= 79	7	ERSTMALS IN CYC= 88
MITTLERE ITERATIONSZAHL	3.70		5.23	
AKTUELLE ITERATIONSZAHL	3		6	

I	DF	U	RFC	RG	DCH	UG	TFC	TF	I
82	0.0	0.0	C.2921004E+00	C.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.1161202E+04	0.0	82
81	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.1161202E+04	0.0	81
80	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.1178077E+04	0.0	80
79	0.0	0.0	C.2921004E+00	C.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.1194953E+04	0.0	79
78	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.1211828E+04	0.0	78
77	0.0	0.0	C.2921004E+00	C.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.1228704E+04	0.0	77
76	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.1245579E+04	0.0	76
75	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.1249392E+04	0.0	75
74	0.0	0.0	C.2921004E+00	C.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.1247228E+04	0.0	74
73	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.1227049E+04	0.0	73
72	0.0	0.0	0.2923545E+00	0.2923545E+00	0.2443628E+00	0.1637185E+05	0.1228764E+04	0.0	72
71	0.0	0.0	0.3409416E+00	0.3409416E+00	0.1248053E+00	0.2748062E+05	0.1311110E+04	C.1540028E+04	71
70	0.0	0.0	0.3105225E+00	0.3105225E+00	0.1992209E+00	0.1870646E+05	0.1457745E+04	0.1617634E+04	70
69	0.1194700E-01	0.1163512E+03	0.2921004E+00	0.3040473E+00	0.2152461E+00	C.1799035E+05	0.1604380E+04	0.1672597E+04	69
68	0.1004855E-01	0.3064531E+02	C.2540000E+00	0.2640485E+00	0.3158817E+00	0.1403062E+05	0.1790682E+04	0.1773823E+04	68
67	0.9110998E-02	0.2845937E+02	C.2540000E+00	0.2631109E+00	0.3182774E+00	0.1398034E+05	0.1792226E+04	0.1775309E+04	67
66	0.6236788E-02	0.1323047E+02	0.2540000E+00	0.2620236E+00	0.3256335E+00	0.1380947E+05	0.1793770E+04	0.1777940E+04	66
65	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.1712165E+04	0.0	65
64	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.1709773E+04	0.0	64
63	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.1707377E+04	0.0	63
62	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.1708500E+04	0.0	62
61	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.1710271E+04	0.0	61
60	0.1036014E-04	0.0	C.2921004E+00	C.2921107E+00	0.2449725E+00	0.1634359E+05	0.1712042E+04	0.1711260E+04	60
59	0.1949520E-02	0.9897013E+01	0.2921004E+00	0.2940498E+00	J.2401266E+00	0.1647198E+05	C.1713812E+04	0.1712613E+04	59
58	0.2608008E-01	0.6162480E+02	0.2921004E+00	0.3181804E+00	0.1803553E+00	0.1915032E+05	0.1715503E+04	0.1714750E+04	58
57	0.3764395E-01	0.2093107E+03	0.2921004E+00	0.3297443E+00	J.1520385E+00	0.2412572E+05	0.1717668E+04	0.1718589E+04	57
56	0.1232206E-01	0.1150389E+03	0.2921004E+00	0.3044224E+00	0.2143159E+00	0.1820198E+05	C.1720101E+04	0.1730595E+04	56
55	0.1864070E-01	0.1571570E+03	0.2921004E+00	C.3107411E+00	J.1986812E+00	0.1894295E+05	0.1722534E+04	C.1748255E+04	55
54	0.1748526E-01	0.1296388E+03	0.2540000E+00	0.2714851E+00	0.2969418E+00	0.1461545E+05	0.1828316E+04	0.1787091E+04	54
53	0.1707121E-01	0.8153699E+02	0.2540000E+00	0.2710711E+00	0.2979934E+00	0.1452150E+05	0.1831077E+04	C.1788065E+04	53
52	0.1854441E-01	0.5914374E+02	0.2540000E+00	0.2725443E+00	0.2942532E+00	0.1454992E+05	0.1833096E+04	0.1786536E+04	52
51	0.1963034E-01	0.7550052E+02	0.2540000E+00	0.2736301E+00	0.2914995E+00	0.1470378E+05	0.1828388E+04	0.1779964E+04	51
50	0.1285719E-01	0.5415999E+02	0.2540000E+00	0.2668570E+00	0.3087156E+00	0.1427729E+05	0.1823681E+04	0.1776575E+04	50
49	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.1649465E+04	0.0	49
48	0.0	0.0	C.2921004E+00	C.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	C.1623613E+04	0.0	48
47	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.1597760E+04	0.0	47
46	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.1549616E+04	0.0	46
45	0.0	0.0	0.2921004E+00	C.2921004E+00	C.2449982E+00	0.1634359E+05	0.1492969E+04	0.0	45
44	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.1436322E+04	0.0	44
43	0.0	0.0	C.2921004E+00	C.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.1379674E+04	0.0	43
42	0.0	0.0	0.2921004E+00	C.2921004E+00	C.2449982E+00	0.1634359E+05	0.1323027E+04	0.0	42
41	0.0	0.0	C.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.1284133E+04	0.0	41
40	0.0	0.0	C.2921004E+00	C.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.1278061E+04	0.0	40
39	0.0	0.0	C.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.1271990E+04	0.0	39
38	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.1265918E+04	0.0	38
37	0.0	0.0	0.2921004E+00	C.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.1259846E+04	0.0	37
36	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.1253775E+04	0.0	36
35	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.1247727E+04	0.0	35
34	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.1241678E+04	0.0	34

I	DF	U	RFC	RG	DOH	UG	TFC	TF	I
33	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.1235630E+04	0.0	33
32	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.1229582E+04	0.0	32
31	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.1223533E+04	0.0	31
30	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.1205916E+04	0.0	30
29	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.1181453E+04	0.0	29
28	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.1156989E+04	0.0	28
27	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.1132525E+04	0.0	27
26	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.1108062E+04	0.0	26
25	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.1084532E+04	0.0	25
24	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.1063223E+04	0.0	24
23	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.1041915E+04	0.0	23
22	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.1020606E+04	0.0	22
21	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.9992578E+03	0.0	21
20	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.9779890E+03	0.0	20
19	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.9542217E+03	0.0	19
18	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.9303901E+03	0.0	18
17	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.9065588E+03	0.0	17
16	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.8827275E+03	0.0	16
15	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.8588962E+03	0.0	15
14	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.8303391E+03	0.0	14
13	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.7993518E+03	0.0	13
12	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.7683645E+03	0.0	12
11	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.7425452E+03	0.0	11
10	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.7262441E+03	0.0	10
9	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.7146116E+03	0.0	9
8	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.7029790E+03	0.0	8
7	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.6952153E+03	0.0	7
6	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.6886411E+03	0.0	6
5	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.6820667E+03	0.0	5
4	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.6754924E+03	0.0	4
3	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.6689180E+03	0.0	3
2	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.6623435E+03	0.0	2
1	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1634359E+05	0.6623435E+03	0.0	1
CYC=	101	T=	0.0953622	DT=0.10000E-02	CTC3=0.24942E-02	UGMX= 16908.2	VEL= 16385.4	DPKKN=-.1047272E+07	IZ*NBL= 4* 5* 0
CYC=	102	T=	0.0959818	DT=0.61967E-03	CTC2=0.61967E-03	UGMX= 16921.3	VEL= 16409.2	DPKKN=-.1048693E+07	IZ*NBL= 4* 6* 0
CYC=	103	T=	0.0967177	DT=0.73582E-03	CTC2=0.73582E-03	UGMX= 16518.0	VEL= 16410.0	DPKKN=-.1048340E+07	IZ*NBL= 4* 6* 0
CYC=	104	T=	0.0976169	DT=0.89925E-03	CTC2=0.89925E-03	UGMX= 16905.5	VEL= 16393.4	DPKKN=-.1046986E+07	IZ*NBL= 4* 6* 0
CYC=	105	T=	0.0986168	DT=0.10000E-02	CTC2=0.11427E-02	UGMX= 16890.2	VEL= 16359.0	DPKKN=-.1045323E+07	IZ*NBL= 4* 6* 0
CYC=	106	T=	0.0996168	DT=0.10000E-02	CTC2=0.14800E-02	UGMX= 16873.3	VEL= 16305.4	DPKKN=-.1043493E+07	IZ*NBL= 4* 6* 0
CYC=	107	T=	0.1006168	DT=0.10000E-02	CTC3=0.18178E-02	UGMX= 16856.1	VEL= 16236.1	DPKKN=-.1041637E+07	IZ*NBL= 4* 6* 0
CYC=	108	T=	0.1016168	DT=0.10000E-02	CTC3=0.16441E-02	UGMX= 16839.0	VEL= 16158.3	DPKKN=-.1039781E+07	IZ*NBL= 4* 6* 0
CYC=	109	T=	0.1026168	DT=0.10000E-02	CTC3=0.15521E-02	UGMX= 16822.0	VEL= 16090.2	DPKKN=-.1037954E+07	IZ*NBL= 4* 6* 0
CYC=	110	T=	0.1036168	DT=0.10000E-02	CTC3=0.15392E-02	UGMX= 16804.9	VEL= 16058.9	DPKKN=-.1036102E+07	IZ*NBL= 4* 6* 0
CYC=	111	T=	0.1046168	DT=0.10000E-02	CTC3=0.16107E-02	UGMX= 16788.0	VEL= 16071.3	DPKKN=-.1034278E+07	IZ*NBL= 4* 5* 0
CYC=	112	T=	0.1056167	DT=0.10000E-02	CTC3=0.17809E-02	UGMX= 16770.8	VEL= 16100.1	CPKKN=-.1032428E+07	IZ*NBL= 3* 6* 0
CYC=	113	T=	0.1066167	DT=0.10000E-02	CTC3=0.20645E-02	UGMX= 16753.9	VEL= 16131.0	DPKKN=-.1030608E+07	IZ*NBL= 4* 6* 0
CYC=	114	T=	0.1076167	DT=0.10000E-02	CTC3=0.24849E-02	UGMX= 16736.7	VEL= 16149.5	CPKKN=-.1028760E+07	IZ*NBL= 4* 5* 0
CYC=	115	T=	0.1082856	DT=0.66893E-03	CTC2=0.66893E-03	UGMX= 16719.8	VEL= 16145.9	DPKKN=-.1026943E+07	IZ*NBL= 4* 5* 0
CYC=	116	T=	0.1090973	DT=0.81171E-03	CTC2=0.81171E-03	UGMX= 16708.4	VEL= 16129.9	CPKKN=-.1025713E+07	IZ*NBL= 4* 6* 0
CYC=	117	T=	0.1100973	DT=0.10000E-02	CTC2=0.10216E-02	UGMX= 16694.6	VEL= 16094.0	DPKKN=-.1024233E+07	IZ*NBL= 4* 5* 0
CYC=	118	T=	0.1110973	DT=0.10000E-02	CTC2=0.13453E-02	UGMX= 16677.4	VEL= 16025.8	DPKKN=-.1022390E+07	IZ*NBL= 4* 6* 0
CYC=	119	T=	0.1120973	DT=0.10000E-02	CTC3=0.16515E-02	UGMX= 16660.5	VEL= 15938.1	DPKKN=-.1020576E+07	IZ*NBL= 4* 5* 0
CYC=	120	T=	0.1130973	DT=0.10000E-02	CTC3=0.14945E-02	UGMX= 16643.4	VEL= 15843.7	CPKKN=-.1018737E+07	IZ*NBL= 4* 6* 0
CYC=	121	T=	0.1140972	DT=0.10000E-02	CTC3=0.14218E-02	UGMX= 16626.5	VEL= 15766.7	DPKKN=-.1016928E+07	IZ*NBL= 4* 5* 0
CYC=	122	T=	0.1150972	DT=0.10000E-02	CTC3=0.14295E-02	UGMX= 16609.3	VEL= 15759.2	DPKKN=-.1015091E+07	IZ*NBL= 4* 6* 0
CYC=	123	T=	0.1160972	DT=0.10000E-02	CTC3=0.15325E-02	UGMX= 16592.1	VEL= 15784.7	DPKKN=-.1013256E+07	IZ*NBL= 4* 5* 0
CYC=	124	T=	0.1170972	DT=0.10000E-02	CTC3=0.17390E-02	UGMX= 16575.2	VEL= 15829.1	DPKKN=-.1011449E+07	IZ*NBL= 3* 6* 0
CYC=	125	T=	0.1180972	DT=0.10000E-02	CTC3=0.20594E-02	UGMX= 16558.1	VEL= 15871.9	DPKKN=-.1009617E+07	IZ*NBL= 3* 5* 0
CYC=	126	T=	0.1190972	DT=0.10000E-02	CTC3=0.25119E-02	UGMX= 16541.2	VEL= 15898.7	CPKKN=-.1007813E+07	IZ*NBL= 4* 6* 0
CYC=	127	T=	0.1196933	DT=0.59622E-03	CTC2=0.59622E-03	UGMX= 16524.0	VEL= 15901.5	DPKKN=-.1005985E+07	IZ*NBL= 4* 5* 0
CYC=	128	T=	0.1204036	DT=0.71033E-03	CTC2=0.71033E-03	UGMX= 16513.8	VEL= 15891.8	DPKKN=-.1004904E+07	IZ*NBL= 4* 5* 0
CYC=	129	T=	0.1212750	DT=0.87140E-03	CTC2=0.87140E-03	UGMX= 16501.9	VEL= 15871.3	DPKKN=-.1003631E+07	IZ*NBL= 4* 5* 0
CYC=	130	T=	0.1222750	DT=0.10000E-02	CTC2=0.11120E-02	UGMX= 16487.1	VEL= 15829.6	CPKKN=-.1002052E+07	IZ*NBL= 4* 6* 0

CYC=	131	T=	C.123275C	DT=C.10000E-02	DTC2=C.14558E-02	UGMX=	16469.9	VEL=	15764.2	DPKKN=-.1000228E+07	IZ*NBL=	4* 5* 0
CYC=	132	T=	C.124275C	DT=0.10000E-02	DTC3=C.16969E-02	UGMX=	16453.0	VEL=	15688.4	DPKKN=-.5984317E+06	IZ*NBL=	4* 6* 0
CYC=	133	T=	C.125275C	DT=C.10000E-02	DTC3=C.15846E-02	UGMX=	16435.8	VEL=	15612.2	DPKKN=-.5966089E+06	IZ*NBL=	4* 5* 0
CYC=	134	T=	C.1262749	DT=C.10000E-02	DTC3=C.15550E-02	UGMX=	16418.7	VEL=	15567.6	CPKKN=-.9947885E+06	IZ*NBL=	4* 6* 0
CYC=	135	T=	C.1272749	DT=C.10000E-02	DTC3=C.16111E-02	UGMX=	16401.7	VEL=	15571.8	DPKKN=-.9925969E+06	IZ*NBL=	4* 4* 0
CYC=	136	T=	C.1282749	DT=0.10000E-02	DTC3=C.17661E-02	UGMX=	16384.6	VEL=	15554.7	DPKKN=-.9911794E+06	IZ*NBL=	4* 6* 0
CYC=	137	T=	C.1292749	DT=0.10000E-02	DTC3=C.20269E-02	UGMX=	16367.7	VEL=	15624.7	DPKKN=-.9893897E+06	IZ*NBL=	3* 6* 0
CYC=	138	T=	C.1302749	DT=0.10000E-02	DTC3=C.24026E-02	UGMX=	16350.5	VEL=	15650.8	DPKKN=-.9875741E+06	IZ*NBL=	3* 6* 0
CYC=	139	T=	C.1312749	DT=0.10000E-02	DTC3=C.29126E-02	UGMX=	16333.6	VEL=	15664.2	DPKKN=-.9857885E+06	IZ*NBL=	4* 5* 0
CYC=	140	T=	C.1322749	DT=0.10000E-02	DTC2=C.10557E-02	UGMX=	16316.4	VEL=	15658.6	DPKKN=-.9839763E+06	IZ*NBL=	4* 5* 0
CYC=	141	T=	C.1332749	DT=0.10000E-02	DTC2=C.11853E-02	UGMX=	16299.5	VEL=	15634.1	DPKKN=-.9821925E+06	IZ*NBL=	4* 5* 0
CYC=	142	T=	C.1342748	DT=0.10000E-02	DTC2=C.13499E-02	UGMX=	16282.4	VEL=	15592.1	DPKKN=-.9803827E+06	IZ*NBL=	4* 5* 0
CYC=	143	T=	C.1352748	DT=0.10000E-02	DTC2=C.15564E-02	UGMX=	16265.5	VEL=	15537.1	DPKKN=-.9786021E+06	IZ*NBL=	4* 5* 0
CYC=	144	T=	C.1362748	DT=0.10000E-02	DTC2=C.18118E-02	UGMX=	16248.3	VEL=	15476.7	DPKKN=-.9767954E+06	IZ*NBL=	4* 5* 0
CYC=	145	T=	C.1372748	DT=C.10000E-02	DTC3=C.18532E-02	UGMX=	16231.4	VEL=	15416.6	DPKKN=-.9750177E+06	IZ*NBL=	4* 5* 0
CYC=	146	T=	C.1382748	DT=0.10000E-02	DTC3=C.18153E-02	UGMX=	16214.2	VEL=	15368.2	DPKKN=-.9732138E+06	IZ*NBL=	4* 5* 0
CYC=	147	T=	C.1392748	DT=0.10000E-02	DTC3=C.18592E-02	UGMX=	16197.3	VEL=	15368.6	DPKKN=-.9714391E+06	IZ*NBL=	4* 5* 0
CYC=	148	T=	C.1402748	DT=0.10000E-02	DTC3=C.19999E-02	UGMX=	16180.2	VEL=	15381.9	CPKKN=-.9696384E+06	IZ*NBL=	4* 5* 0
CYC=	149	T=	C.1412748	DT=0.10000E-02	DTC3=C.22433E-02	UGMX=	16163.0	VEL=	15401.3	DPKKN=-.9678386E+06	IZ*NBL=	3* 5* 0
CYC=	150	T=	C.1422747	DT=C.10000E-02	DTC3=C.12888E-02	UGMX=	16046.2	VEL=	15149.8	DPKKN=-.9556349E+06	IZ*NBL=	2* 5* 0
CYC=	151	T=	C.1432747	DT=0.10000E-02	DTC3=C.14018E-02	UGMX=	15926.0	VEL=	15035.4	DPKKN=-.9431471E+06	IZ*NBL=	2* 5* 0
CYC=	152	T=	C.1442747	DT=0.10000E-02	DTC3=C.15305E-02	UGMX=	15807.7	VEL=	14919.4	DPKKN=-.9309175E+06	IZ*NBL=	2* 5* 0
CYC=	153	T=	C.1452747	DT=0.10000E-02	DTC3=C.16779E-02	UGMX=	15687.6	VEL=	14798.0	CPKKN=-.9185691E+06	IZ*NBL=	2* 5* 0
CYC=	154	T=	C.1462747	DT=0.10000E-02	DTC3=C.17941E-02	UGMX=	15569.2	VEL=	14673.6	DPKKN=-.9064777E+06	IZ*NBL=	2* 5* 0
CYC=	155	T=	C.1472747	DT=0.10000E-02	DTC3=C.16829E-02	UGMX=	15449.1	VEL=	14542.9	CPKKN=-.8942698E+06	IZ*NBL=	2* 5* 0
CYC=	156	T=	C.1482747	DT=C.10000E-02	DTC3=C.15775E-02	UGMX=	15330.7	VEL=	14400.8	DPKKN=-.8823166E+06	IZ*NBL=	2* 5* 0
CYC=	157	T=	C.1492746	DT=C.10000E-02	DTC3=C.14800E-02	UGMX=	15210.6	VEL=	14268.0	DPKKN=-.8702502E+06	IZ*NBL=	2* 5* 0
CYC=	158	T=	C.1502746	DT=C.10000E-02	DTC3=C.13904E-02	UGMX=	15092.2	VEL=	14123.9	CPKKN=-.8584371E+06	IZ*NBL=	2* 5* 0
CYC=	159	T=	C.1512746	DT=C.10000E-02	DTC3=C.13102E-02	UGMX=	14972.1	VEL=	13973.7	CPKKN=-.8465118E+06	IZ*NBL=	2* 5* 0
CYC=	160	T=	C.1522746	DT=0.10000E-02	DTC3=C.12394E-02	UGMX=	14853.7	VEL=	13820.7	DPKKN=-.8348374E+06	IZ*NBL=	2* 5* 0
CYC=	161	T=	C.1532746	DT=C.10000E-02	DTC3=C.11791E-02	UGMX=	14733.6	VEL=	13663.5	CPKKN=-.8230550E+06	IZ*NBL=	2* 5* 0
CYC=	162	T=	C.1542746	DT=0.10000E-02	DTC3=C.11298E-02	UGMX=	14613.4	VEL=	13505.5	DPKKN=-.8113444E+06	IZ*NBL=	2* 5* 0
CYC=	163	T=	C.1552746	DT=0.10000E-02	DTC3=C.10921E-02	UGMX=	14495.1	VEL=	13349.0	DPKKN=-.7998816E+06	IZ*NBL=	2* 5* 0
CYC=	164	T=	C.1562746	DT=C.10000E-02	DTC3=C.10675E-02	UGMX=	14374.9	VEL=	13193.8	DPKKN=-.7882143E+06	IZ*NBL=	2* 5* 0
CYC=	165	T=	C.1572745	DT=C.10000E-02	DTC3=C.10568E-02	UGMX=	14256.6	VEL=	13045.3	CPKKN=-.7769922E+06	IZ*NBL=	2* 5* 0
CYC=	166	T=	C.1582745	DT=0.10000E-02	DTC3=C.10623E-02	UGMX=	14136.4	VEL=	12902.2	DPKKN=-.7655882E+06	IZ*NBL=	2* 5* 0
CYC=	167	T=	C.1592745	DT=C.10000E-02	DTC3=C.10860E-02	UGMX=	14018.1	VEL=	12769.1	CPKKN=-.7543880E+06	IZ*NBL=	2* 5* 0
CYC=	168	T=	C.1602745	DT=0.10000E-02	DTC3=C.11317E-02	UGMX=	13897.9	VEL=	12643.0	DPKKN=-.7431083E+06	IZ*NBL=	2* 5* 0
CYC=	169	T=	C.1612745	DT=C.10000E-02	DTC3=C.12032E-02	UGMX=	13779.6	VEL=	12526.1	CPKKN=-.7320714E+06	IZ*NBL=	2* 5* 0
CYC=	170	T=	C.1622745	DT=0.10000E-02	DTC3=C.13075E-02	UGMX=	13659.4	VEL=	12412.5	DPKKN=-.7209363E+06	IZ*NBL=	2* 5* 0
CYC=	171	T=	C.1632745	DT=0.10000E-02	DTC3=C.14576E-02	UGMX=	13541.1	VEL=	12278.1	DPKKN=-.7100412E+06	IZ*NBL=	2* 4* 0
CYC=	172	T=	C.1642745	DT=C.10000E-02	DTC3=C.16571E-02	UGMX=	13420.9	VEL=	12154.1	DPKKN=-.6990517E+06	IZ*NBL=	3* 4* 0
CYC=	173	T=	C.1652744	DT=0.10000E-02	DTC3=C.15531E-02	UGMX=	13302.6	VEL=	12016.9	DPKKN=-.6883006E+06	IZ*NBL=	3* 5* 0
CYC=	174	T=	C.1662744	DT=0.10000E-02	DTC3=C.13427E-02	UGMX=	13182.4	VEL=	11856.0	DPKKN=-.6774573E+06	IZ*NBL=	3* 4* 0
CYC=	175	T=	C.1672744	DT=C.10000E-02	DTC3=C.11598E-02	UGMX=	13064.1	VEL=	11667.9	CPKKN=-.6668501E+06	IZ*NBL=	3* 4* 0
CYC=	176	T=	C.1682744	DT=C.10000E-02	DTC3=C.10054E-02	UGMX=	12943.9	VEL=	11444.4	DPKKN=-.6561537E+06	IZ*NBL=	3* 4* 0
CYC=	177	T=	C.1691532	DT=C.87879E-03	DTC3=C.87879E-03	UGMX=	12823.8	VEL=	11185.0	CPKKN=-.6455309E+06	IZ*NBL=	3* 5* 0
CYC=	178	T=	C.1699440	DT=0.79085E-03	DTC3=C.79085E-03	UGMX=	12720.0	VEL=	10929.9	DPKKN=-.6364172E+06	IZ*NBL=	3* 4* 0
CYC=	179	T=	C.1706733	DT=0.72931E-03	DTC3=C.72931E-03	UGMX=	12625.3	VEL=	10684.0	DPKKN=-.6281519E+06	IZ*NBL=	3* 5* 0
CYC=	180	T=	C.1713597	DT=0.68648E-03	DTC3=C.68648E-03	UGMX=	12537.9	VEL=	10454.5	DPKKN=-.6205628E+06	IZ*NBL=	3* 4* 0
CYC=	181	T=	C.1720178	DT=0.65812E-03	DTC3=C.65812E-03	UGMX=	12456.0	VEL=	10248.2	DPKKN=-.6134836E+06	IZ*NBL=	3* 5* 0
CYC=	182	T=	C.1726597	DT=0.64193E-03	DTC3=C.64193E-03	UGMX=	12377.7	VEL=	10071.0	CPKKN=-.6067518E+06	IZ*NBL=	3* 5* 0
CYC=	183	T=	C.1732967	DT=0.63710E-03	DTC3=C.63710E-03	UGMX=	12301.3	VEL=	9928.39	DPKKN=-.6002079E+06	IZ*NBL=	3* 5* 0
CYC=	184	T=	C.1739409	DT=0.64417E-03	DTC3=C.64417E-03	UGMX=	12224.8	VEL=	9824.62	CPKKN=-.5936944E+06	IZ*NBL=	3* 5* 0
CYC=	185	T=	C.1746061	DT=0.66525E-03	DTC3=C.66525E-03	UGMX=	12148.3	VEL=	9763.54	DPKKN=-.5872112E+06	IZ*NBL=	2* 5* 0
CYC=	186	T=	C.1753116	DT=0.70552E-03	DTC3=C.70552E-03	UGMX=	12070.3	VEL=	9744.79	DPKKN=-.5806047E+06	IZ*NBL=	3* 4* 0
CYC=	187	T=	C.1760880	DT=0.77641E-03	DTC3=C.77641E-03	UGMX=	11984.5	VEL=	9760.07	DPKKN=-.5734212E+06	IZ*NBL=	3* 4* 0
CYC=	188	T=	C.1767913	DT=0.90329E-03	DTC3=C.90329E-03	UGMX=	11891.6	VEL=	9794.41	DPKKN=-.5656691E+06	IZ*NBL=	4* 5* 0
CYC=	189	T=	C.1779913	DT=0.10000E-02	DTC3=C.11559E-02	UGMX=	11784.2	VEL=	9803.19	CPKKN=-.5567582E+06	IZ*NBL=	4* 5* 0
CYC=	190	T=	C.1789913	DT=0.10000E-02	DTC3=C.10428E-02	UGMX=	11665.9	VEL=	9663.04	DPKKN=-.5470107E+06	IZ*NBL=	3* 5* 0
CYC=	191	T=	C.1797469	DT=0.75572E-03	DTC3=C.75572E-03	UGMX=	11502.6	VEL=	9206.06	DPKKN=-.5336816E+06	IZ*NBL=	3* 4* 0
CYC=	192	T=	C.1803599	DT=0.61299E-03	DTC3=C.61299E-03	UGMX=	11347.3	VEL=	8576.41	CPKKN=-.5211411E+06	IZ*NBL=	3* 5* 0
CYC=	193	T=	C.1808913	DT=0.53141E-03	DTC3=C.53141E-03	UGMX=	11217.4	VEL=	7877.22	DPKKN=-.5107455E+06	IZ*NBL=	3* 4* 0
CYC=	194	T=	C.1813770	DT=0.48577E-03	DTC3=C.48577E-03	UGMX=	11109.7	VEL=	7108.04	DPKKN=-.5021942E+06	IZ*NBL=	3* 4* 0
CYC=	195	T=	C.1818396	DT=0.46268E-03	DTC3=C.46268E-03	UGMX=	11008.3	VEL=	6298.68	DPKKN=-.4942011E+06	IZ*NBL=	3* 4* 0
CYC=	196	T=	C.1823003	DT=0.46066E-03	DTC3=C.46066E-03	UGMX=	10910.1	VEL=	5520.62	CPKKN=-.4865107E+06	IZ*NBL=	3* 4* 0

CYC= 197 T= 0.1827716 DT=0.47140E-03 CTC3=0.47140E-03 UGMX= 10815.1 VEL= 4757.46 DPKKN=-.4791181E+06 IZ*NBL= 3* 4* 0
 CYC= 198 T= 0.1832748 DT=0.50321E-03 CTC3=0.50321E-03 UGMX= 10716.9 VEL= 3999.17 DPKKN=-.4715299E+06 IZ*NBL= 3* 4* 0
 CYC= 199 T= 0.1838257 DT=0.55098E-03 CTC3=C.55098E-03 UGMX= 10612.3 VEL= 3308.54 DPKKN=-.4635089E+06 IZ*NBL= 2* 5* 0
 CYC= 200 T= 0.1844366 DT=0.61089E-03 CTC3=C.61089E-03 UGMX= 10498.3 VEL= 2741.86 DPKKN=-.4548259E+06 IZ*NBL= 3* 4* 0

CYC= 200 T= 0.1844366 DT= 0.0006109 ***TREAT-R5*** SCURCE:CMCT.F13(17.03.78) BC:SAS*S2/7311/17 *RUN:S5KC.1*QSFC/K
 FMASS= 8.265007 FMASS1= 1.804723 APNEG= .0
 FMASS = 8.264935 FGTOP = .0 FBOBT= .0
 |MAX(L)|= 221.9505 |MAX(U)||*CT/DZ= .8578479E-01 DZ= 1.580535 DTC3= .6108852E-03

KONVERGENZVERHALTEN	CMOT		CTEMP	
MAXIMALE ITERATIONSZAHL	5	ERSTMALS IN CYC= 79	7	ERSTMALS IN CYC= 88
MITTLERE ITERATIONSZAHL	3.45		5.14	
AKTUELLE ITERATIONSZAHL	3		4	

I	DF	U	RFC	RG	DCM	UG	TFC	TF	I
82	0.0	0.0	C.2521004E+00	C.2921004E+00	0.2449982E+00	0.3387736E+04	0.1130035E+04	C.0	82
81	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.3387736E+04	0.1130035E+04	0.0	81
80	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.3387736E+04	0.1162356E+04	0.0	80
79	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.3387736E+04	C.1194757E+04	0.0	79
78	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.3387736E+04	0.1227118E+04	0.0	78
77	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.3387736E+04	0.1259479E+04	0.0	77
76	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.3387736E+04	0.1291841E+04	0.0	76
75	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.3387736E+04	0.1298240E+04	0.0	75
74	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.3387736E+04	0.1293222E+04	0.0	74
73	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.3387736E+04	C.1254569E+04	0.0	73
72	0.0	0.0	0.2923545E+00	0.2923545E+00	0.2443628E+00	0.3393592E+04	0.1257319E+04	0.0	72
71	0.0	0.0	0.3409651E+00	0.3409651E+00	0.1247484E+00	0.5699773E+04	C.1346187E+04	0.0	71
70	0.2606637E-03	0.0	0.3269542E+00	0.3272148E+00	0.1582155E+00	0.4649629E+04	0.1501398E+04	C.1660715E+04	70
69	0.4040501E-01	0.3907425E+02	0.2540000E+00	0.2944089E+00	0.2392299E+00	0.3456320E+04	0.1693552E+04	C.1662355E+04	69
68	0.7130228E-02	-0.1337935E+01	0.2540000E+00	0.2611300E+00	0.3233454E+00	0.2870727E+04	0.1840423E+04	C.1823805E+04	68
67	0.1110905E-01	0.3729550E+01	C.2540000E+00	0.2651089E+00	0.3131738E+00	0.2514564E+04	0.1841839E+04	C.1815649E+04	67
66	0.3440737E-01	0.2376060E+02	0.2540000E+00	0.2884071E+00	0.2542461E+00	0.3274686E+04	0.1843253E+04	C.1803280E+04	66
65	0.6600332E-01	0.4881234E+02	C.2540000E+00	0.3200022E+00	0.1758785E+00	0.3966955E+04	0.1844668E+04	C.1790955E+04	65
64	0.1297076E+00	0.1550513E+03	0.2540000E+00	0.3837075E+00	0.2231232E-01	0.2195219E+05	0.1846089E+04	C.1782567E+04	64
63	0.2082538E-01	0.2219505E+03	0.2540000E+00	0.2748253E+00	0.2884711E+00	0.3388998E+04	0.1847498E+04	C.1781989E+04	63
62	0.7539537E-02	0.1639867E+01	0.2540000E+00	0.2615393E+00	0.3222975E+00	0.2865687E+04	0.1852107E+04	C.1797326E+04	62
61	0.2979510E-01	0.6082826E+02	0.2540000E+00	0.2837949E+00	0.2658297E+00	0.3184316E+04	0.1857306E+04	C.1805087E+04	61
60	0.4968680E-01	0.7504155E+02	0.2540000E+00	0.3036866E+00	0.2161409E+00	0.3689367E+04	0.1862504E+04	C.1807126E+04	60
59	0.5653717E-01	0.5757472E+02	0.2540000E+00	0.3105370E+00	0.1991851E+00	0.3913852E+04	0.1867703E+04	C.1809064E+04	59
58	0.4792954E-01	0.6241588E+02	C.2540000E+00	0.3019254E+00	0.2205027E+00	0.3643076E+04	0.1872901E+04	C.1814698E+04	58
57	0.4906431E-01	0.6656233E+02	0.2540000E+00	0.3030642E+00	0.2176853E+00	0.3687914E+04	0.1878041E+04	C.1820172E+04	57
56	0.3481381E-01	0.6269144E+02	0.2540000E+00	0.2988136E+00	0.2532272E+00	0.3346531E+04	C.1883117E+04	C.1828226E+04	56
55	0.1725776E-01	0.3344798E+02	0.2540000E+00	0.2712576E+00	0.2975196E+00	0.3015348E+04	0.1888193E+04	C.1841483E+04	55
54	0.1059096E-01	0.3261089E+01	C.2540000E+00	0.2645908E+00	0.3144966E+00	0.2913617E+04	0.1893269E+04	C.1868155E+04	54
53	0.8996304E-02	0.3846500E+01	C.2540000E+00	0.2625961E+00	0.3185709E+00	0.2893904E+04	0.1898345E+04	C.1880182E+04	53
52	0.7905092E-02	0.2241619E+01	0.2540000E+00	0.2619050E+00	0.3213617E+00	0.2880662E+04	0.1901817E+04	C.1888418E+04	52
51	0.6498214E-02	0.8036896E+00	0.2540000E+00	0.2604980E+00	0.3245637E+00	0.2864045E+04	0.1890744E+04	C.1879354E+04	51
50	0.4615936E-02	-0.2311267E-01	C.2540000E+00	0.2586158E+00	0.3297896E+00	0.2842611E+04	0.1879672E+04	C.1869432E+04	50
49	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.3387736E+04	0.1721254E+04	C.0	49
48	0.0	0.0	C.2521004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.3387736E+04	0.1691800E+04	0.0	48
47	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.3387736E+04	0.1662347E+04	0.0	47
46	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.3387736E+04	0.1610943E+04	0.0	46
45	0.0	0.0	C.2521004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.3387736E+04	C.1551165E+04	0.0	45
44	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.3387736E+04	C.1491387E+04	0.0	44
43	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.3387736E+04	0.1431609E+04	0.0	43
42	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.3387736E+04	C.1371831E+04	0.0	42
41	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.3387736E+04	0.1331184E+04	0.0	41
40	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.3387736E+04	0.1325906E+04	0.0	40
39	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.3387736E+04	0.1320629E+04	C.0	39
38	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.3387736E+04	C.1315351E+04	0.0	38

37	0.0	0.0	C.2921004E+CC	C.2921004E+CC	C.2449982E+JU	0.3387736E+C4	C.1310073E+C4	0.0	37
36	0.0	J.0	C.2921004E+CC	C.2921004E+CC	C.2449982E+JU	0.3387736E+C4	C.1304796E+C4	0.0	36
35	0.0	J.0	C.2921004E+CC	C.2921004E+CC	C.2449982E+JU	0.3387736E+C4	C.1298340E+C4	0.0	35
34	0.0	J.0	C.2921004E+CC	C.2921004E+CC	C.2449982E+JU	0.3387736E+C4	C.1291861E+C4	0.0	34

I	DF	U	RFC	KG	DCH	UG	TFC	TF	I
33	0.0	J.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	J.2449982E+00	0.3387736E+04	C.1285382E+C4	0.0	33
32	0.0	J.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	J.2449982E+00	0.3387736E+04	C.1278904E+C4	0.0	32
31	0.0	J.0	C.2921004E+CC	C.2921004E+CC	C.2449982E+00	0.3387736E+04	C.1272425E+04	0.0	31
30	0.0	J.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	C.2449982E+00	0.3387736E+04	C.1250373E+C4	0.0	30
29	0.0	J.0	0.2921004E+CC	C.2921004E+00	C.2449982E+00	0.3387736E+04	C.1219103E+04	0.0	29
28	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+CC	J.2449982E+00	0.3387736E+04	C.1187834E+C4	0.0	28
27	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+CC	C.2449982E+00	0.3387736E+04	C.1156564E+C4	0.0	27
26	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+CC	J.2449982E+00	0.3387736E+04	C.1125295E+04	0.0	26
25	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	C.2449982E+00	0.3387736E+04	C.1097384E+C4	0.0	25
24	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	C.2449982E+00	0.3387736E+04	C.1077461E+04	0.0	24
23	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	C.2449982E+00	0.3387736E+04	C.1057538E+04	0.0	23
22	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	C.2449982E+00	0.3387736E+04	C.1037615E+04	0.0	22
21	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	J.2449982E+00	0.3387736E+04	C.1017692E+04	0.0	21
20	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	C.2449982E+00	0.3387736E+04	C.9977688E+C3	0.0	20
19	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	C.2449982E+00	0.3387736E+04	C.9741001E+C3	0.0	19
18	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	C.2449982E+00	0.3387736E+04	C.9503337E+C3	0.0	18
17	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	C.2449982E+00	0.3387736E+04	C.9265676E+C3	0.0	17
16	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	C.2449982E+00	0.3387736E+04	C.9028013E+C3	0.0	16
15	0.0	0.0	J.2921004E+00	0.2921004E+00	C.2449982E+00	0.3387736E+04	C.8790349E+C3	0.0	15
14	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	C.2449982E+00	0.3387736E+04	C.8500618E+C3	0.0	14
13	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	C.2449982E+00	0.3387736E+04	C.8184114E+03	0.0	13
12	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	C.2449982E+00	0.3387736E+04	C.7867607E+03	0.0	12
11	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	C.2449982E+00	0.3387736E+04	C.7598420E+03	0.0	11
10	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	C.2449982E+00	0.3387736E+04	C.7416863E+03	0.0	10
9	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	C.2449982E+00	0.3387736E+04	C.7284539E+03	0.0	9
8	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	C.2449982E+00	0.3387736E+04	C.7152212E+03	0.0	8
7	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	C.2449982E+00	0.3387736E+04	C.7063252E+03	0.0	7
6	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	C.2449982E+00	0.3387736E+04	C.6987620E+03	0.0	6
5	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	C.2449982E+00	0.3387736E+04	C.6911987E+03	0.0	5
4	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	C.2449982E+00	0.3387736E+04	C.6836355E+03	0.0	4
3	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	C.2449982E+00	0.3387736E+04	C.6760723E+03	0.0	3
2	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	C.2449982E+00	0.3387736E+04	C.6685090E+03	0.0	2
1	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	C.2449982E+00	0.3387736E+04	C.6685090E+03	0.0	1
CYC=	201	T=	0.1851053	DT=0.66874E-03	DTC3=0.66874E-03	UGMX= 10371.5	VEL= 2380.39	DPKKN=-.4452613E+06	IZ*NBL= 3* 4* 0
CYC=	202	T=	0.1857880	DT=0.68282E-03	DTC3=0.68282E-03	UGMX= 10232.1	VEL= 2377.27	DPKKN=-.4348407E+06	IZ*NBL= 5* 5* 0
CYC=	203	T=	0.1864104	DT=0.62235E-03	DTC3=0.62235E-03	UGMX= 10092.7	VEL= 3006.86	DPKKN=-.4245267E+06	IZ*NBL= 9* 4* 0
CYC=	204	T=	0.1869794	DT=0.56904E-03	DTC3=0.56904E-03	UGMX= 9562.83	VEL= 4343.84	CPKKN=-.4150114E+06	IZ*NBL= 5* 4* 0
CYC=	205	T=	0.1876025	DT=0.62314E-03	DTC3=0.62314E-03	UGMX= 9845.61	VEL= 5763.89	DPKKN=-.4065036E+06	IZ*NBL= 3* 4* 0
CYC=	206	T=	0.1885303	DT=0.92782E-03	DTC3=0.92782E-03	UGMX= 9715.71	VEL= 6660.19	DPKKN=-.3971642E+06	IZ*NBL= 3* 5* 0
CYC=	207	T=	0.1894483	DT=0.91807E-03	DTC3=0.91807E-03	UGMX= 9522.45	VEL= 6701.73	CPKKN=-.3834419E+06	IZ*NBL= 3* 4* 0
CYC=	208	T=	0.1900980	DT=0.64975E-03	DTC3=0.64975E-03	UGMX= 9332.35	VEL= 5224.76	DPKKN=-.3701472E+06	IZ*NBL= 3* 5* 0
CYC=	209	T=	0.1907839	DT=0.68592E-03	DTC3=0.68592E-03	UGMX= 9196.12	VEL= 3349.86	DPKKN=-.3607427E+06	IZ*NBL= 3* 5* 0
CYC=	210	T=	0.1917839	DT=0.10000E-02	DTC3=0.11458E-02	UGMX= 9053.55	VEL= 1287.26	DPKKN=-.3510126E+06	IZ*NBL= 3* 5* 0
CYC=	211	T=	0.1927839	DT=0.10000E-02	DTC4=0.18369E-02	UGMX= 8847.61	VEL= .0	CPKKN=0.0	IZ*NBL= 2* 5* 1
CYC=	212	T=	0.1937839	DT=0.10000E-02	DTC4=0.18461E-02	UGMX= 8638.51	VEL= .0	DPKKN=0.0	IZ*NBL= 2* 4* 1
CYC=	213	T=	0.1947839	DT=0.10000E-02	DTC4=0.18689E-02	UGMX= 8432.57	VEL= .0	CPKKN=0.0	IZ*NBL= 2* 4* 1
CYC=	214	T=	0.1957839	DT=0.10000E-02	DTC4=0.19022E-02	UGMX= 8223.47	VEL= 171.789	CPKKN=-.2966446E+06	IZ*NBL= 2* 4* 0
CYC=	215	T=	0.1967838	DT=0.10000E-02	DTC4=0.19490E-02	UGMX= 8017.54	VEL= 491.983	CPKKN=-.2837666E+06	IZ*NBL= 2* 4* 0
CYC=	216	T=	0.1977838	DT=0.10000E-02	DTC3=0.17755E-02	UGMX= 7808.43	VEL= 899.641	CPKKN=-.2709424E+06	IZ*NBL= 3* 4* 0
CYC=	217	T=	0.1987838	DT=0.10000E-02	DTC3=0.12615E-02	UGMX= 7602.50	VEL= 1725.62	CPKKN=-.2585612E+06	IZ*NBL= 3* 5* 0
CYC=	218	T=	0.1997838	DT=0.10000E-02	DTC3=0.10793E-02	UGMX= 7393.40	VEL= 2857.83	DPKKN=-.2462448E+06	IZ*NBL= 4* 5* 0
CYC=	219	T=	0.2007838	DT=0.10000E-02	DTC3=0.12810E-02	UGMX= 7184.29	VEL= 3877.04	DPKKN=-.2341865E+06	IZ*NBL= 4* 5* 0
CYC=	220	T=	0.2017838	DT=0.10000E-02	DTC3=0.13170E-02	UGMX= 6978.36	VEL= 3329.23	CPKKN=-.2225656E+06	IZ*NBL= 4* 4* 0
CYC=	221	T=	0.2027838	DT=0.10000E-02	DTC3=0.18502E-02	UGMX= 6769.26	VEL= 1147.09	CPKKN=-.2110266E+06	IZ*NBL= 3* 5* 0
CYC=	222	T=	0.2037838	DT=0.10000E-02	DTC4=0.18331E-02	UGMX= 6563.32	VEL= .0	DPKKN=0.0	IZ*NBL= 3* 6* 1
CYC=	223	T=	0.2047837	DT=0.10000E-02	DTC4=0.18424E-02	UGMX= 6354.22	VEL= .0	DPKKN=0.0	IZ*NBL= 2* 5* 1

CYC#	224	T=	0.2057837	DT=C.10000E-02	DTC4=C.18527E-02	UGMX=	6148.28	VEL=	.0	DPKKN=C.0	IZ*NBL=	2* 3* 1
CYC#	225	T=	0.2067837	DT=C.10000E-02	DTC4=C.18630E-02	UGMX=	5939.18	VEL=	.0	CPKKN=0.0	IZ*NBL=	2* 3* 1
CYC#	226	T=	0.2077837	DT=C.10000E-02	DTC4=C.18742E-02	UGMX=	5733.25	VEL=	.0	DPKKN=0.0	IZ*NBL=	2* 4* 1
CYC#	227	T=	0.2087837	DT=C.10000E-02	DTC4=C.18868E-02	UGMX=	5524.14	VEL=	.0	CPKKN=C.0	IZ*NBL=	2* 4* 1
CYC#	228	T=	0.2097837	DT=C.10000E-02	DTC4=C.19002E-02	UGMX=	5318.21	VEL=	.0	DPKKN=0.0	IZ*NBL=	2* 4* 1
CYC#	229	T=	0.2107837	DT=C.10000E-02	DTC4=C.19144E-02	UGMX=	5109.10	VEL=	.0	DPKKN=0.0	IZ*NBL=	2* 4* 1
CYC#	230	T=	0.2117836	DT=C.10000E-02	DTC4=C.19293E-02	UGMX=	4903.17	VEL=	.0	CPKKN=0.0	IZ*NBL=	2* 4* 1
CYC#	231	T=	0.2127836	DT=C.10000E-02	DTC4=C.19402E-02	UGMX=	4694.07	VEL=	63.0726	DPKKN=-.1109329E+06	IZ*NBL=	2* 4* 0
CYC#	232	T=	0.2137836	DT=C.10000E-02	DTC4=C.19458E-02	UGMX=	4488.13	VEL=	78.4072	CPKKN=-.1014129E+06	IZ*NBL=	2* 4* 0
CYC#	233	T=	0.2147836	DT=C.10000E-02	DTC4=C.19503E-02	UGMX=	4279.03	VEL=	90.2906	CPKKN=-.9218325E+05	IZ*NBL=	2* 4* 0
CYC#	234	T=	0.2157836	DT=C.10000E-02	DTC4=C.19541E-02	UGMX=	4069.93	VEL=	99.6537	DPKKN=-.8339394E+05	IZ*NBL=	2* 4* 0
CYC#	235	T=	0.2167836	DT=C.10000E-02	DTC4=C.19575E-02	UGMX=	3876.50	VEL=	110.777	DPKKN=-.7960912E+05	IZ*NBL=	2* 4* 0
CYC#	236	T=	0.2177836	DT=C.10000E-02	DTC4=C.19611E-02	UGMX=	4064.43	VEL=	127.934	DPKKN=-.8316875E+05	IZ*NBL=	2* 4* 0
CYC#	237	T=	0.2187836	DT=C.10000E-02	DTC4=C.19650E-02	UGMX=	4151.02	VEL=	147.693	DPKKN=-.8675050E+05	IZ*NBL=	2* 4* 0
CYC#	238	T=	0.2197835	DT=C.10000E-02	DTC4=C.19695E-02	UGMX=	4238.95	VEL=	171.392	CPKKN=-.9046462E+05	IZ*NBL=	2* 2* 0
CYC#	239	T=	0.2207835	DT=C.10000E-02	DTC4=C.19753E-02	UGMX=	4325.55	VEL=	200.674	DPKKN=-.9419862E+05	IZ*NBL=	2* 2* 0
CYC#	240	T=	0.2217835	DT=C.10000E-02	DTC4=C.19826E-02	UGMX=	4413.48	VEL=	237.985	CPKKN=-.9806731E+05	IZ*NBL=	2* 2* 0
CYC#	241	T=	0.2227835	DT=C.10000E-02	DTC4=C.19918E-02	UGMX=	4500.08	VEL=	286.404	DPKKN=-.1019534E+06	IZ*NBL=	2* 2* 0
CYC#	242	T=	0.2237835	DT=C.10000E-02	DTC4=C.20035E-02	UGMX=	4588.01	VEL=	350.316	DPKKN=-.1059766E+06	IZ*NBL=	2* 1* 0
CYC#	243	T=	0.2247835	DT=C.10000E-02	DTC4=C.20190E-02	UGMX=	4674.61	VEL=	435.142	DPKKN=-.1100150E+06	IZ*NBL=	2* 1* 0
CYC#	244	T=	0.2257835	DT=C.10000E-02	DTC4=C.20386E-02	UGMX=	4762.54	VEL=	548.398	DPKKN=-.1140529E+06	IZ*NBL=	2* 1* 0
CYC#	245	T=	0.2267835	DT=C.10000E-02	DTC4=C.20636E-02	UGMX=	4849.13	VEL=	573.259	CPKKN=-.1177070E+06	IZ*NBL=	2* 1* 0
CYC#	246	T=	0.2277834	DT=C.10000E-02	DTC4=C.20951E-02	UGMX=	4937.06	VEL=	738.340	DPKKN=-.1214675E+06	IZ*NBL=	2* 1* 0
CYC#	247	T=	0.2287834	DT=C.10000E-02	DTC4=C.21349E-02	UGMX=	5024.99	VEL=	954.895	CPKKN=-.1252784E+06	IZ*NBL=	2* 1* 0
CYC#	248	T=	0.2297834	DT=C.10000E-02	DTC4=C.21849E-02	UGMX=	5111.59	VEL=	1233.32	DPKKN=-.1290810E+06	IZ*NBL=	2* 1* 0
CYC#	249	T=	0.2307834	DT=C.10000E-02	DTC4=C.22479E-02	UGMX=	5199.52	VEL=	1581.67	CPKKN=-.1329919E+06	IZ*NBL=	2* 1* 0
CYC#	250	T=	0.2317834	DT=C.10000E-02	DTC4=C.21307E-02	UGMX=	5286.11	VEL=	1597.62	DPKKN=-.1368922E+06	IZ*NBL=	2* 1* 0

CYC= 250 T= 0.2317834 DT= 0.001000 ***TREAT-R5*** SGURCE:CMCT.F13(17.03.78) BC:SAS*S2/7311/17 *RUN:S5KC.1*CSFC/K
 FMASSO= 8.265007 FMASSI= 1.782465 APNEG= .0
 FMASS = 8.264918 FCTOP = .0 FBOBT= .0
 IMAX(L)= 97.51357 IMAX(U)*CT/DZ= .6194971E-C1 DZ= 1.580539 DTC3= .2130678E-02

KONVERGENZVERHALTEN		CMCT		CTEMP	
MAXIMALE ITERATIONSAZHL	9	ERSTMALS IN CYC=	203	7	ERSTMALS IN CYC= 88
MITTLERE ITERATIONSAZHL	3.28			4.82	
AKTUELLE ITERATIONSAZHL	2			1	

I	DF	U	RFC	RG	DCH	UG	TFC	TF	I
82	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+CC	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.1113859E+04	0.0	82
81	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+CC	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.1113859E+04	0.0	81
80	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+CC	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.1154257E+04	0.0	80
79	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+CC	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.1194655E+04	0.0	79
78	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+CC	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.1235053E+04	0.0	78
77	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+CC	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.1275451E+04	0.0	77
76	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+CC	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.1315849E+04	0.0	76
75	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+CC	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.1323591E+04	0.0	75
74	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+CC	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.1317091E+04	0.0	74
73	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+CC	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.1269460E+04	0.0	73
72	0.0	0.0	0.2923545E+00	0.2923545E+00	0.2443628E+00	0.1650081E+04	0.1272139E+04	0.0	72
71	0.0	0.0	0.3409690E+00	0.3409690E+00	0.1247390E+00	0.2771613E+04	0.1364391E+04	0.0	71
70	0.0	0.0	0.3337334E+00	0.3337334E+00	0.1423160E+00	0.2481567E+04	0.1524053E+04	0.0	70
69	0.2524177E-01	0.0	0.2540000E+00	0.2792416E+00	0.2773043E+00	0.1525752E+04	0.1716243E+04	0.1665454E+04	69
68	0.1322073E-01	-0.2117183E+02	0.2540000E+00	0.2672200E+00	0.3077893E+00	0.1432349E+04	0.1866238E+04	0.1694151E+04	68
67	0.8995271E-01	-0.5166856E+01	0.2540000E+00	0.3439527E+00	0.1175120E+00	0.2529893E+04	0.1867586E+04	0.1784985E+04	67
66	0.1226088E+00	0.9791357E+02	0.2540000E+00	0.3766087E+00	0.3917079E-01	0.1073517E+05	0.1868934E+04	0.1770544E+04	66
65	0.3485017E-01	0.6232446E+02	0.2540000E+00	0.2888500E+00	0.2531359E+00	0.1681301E+04	0.1870282E+04	0.1790870E+04	65
64	0.1169353E-01	-0.2929105E+02	0.2540000E+00	0.2656933E+00	0.3116828E+00	0.1419081E+04	0.1871630E+04	0.1798122E+04	64
63	0.2144537E-02	-0.3878328E+01	0.2540000E+00	0.2561443E+00	0.3361372E+00	0.1369032E+04	0.1872978E+04	0.1816961E+04	63
62	0.3566268E-01	-0.2000000E+00	0.2540000E+00	0.2896625E+00	0.2510998E+00	0.1617774E+04	0.1878216E+04	0.1834179E+04	62
61	0.5570375E-01	0.5008364E+01	0.2540000E+00	0.3097036E+00	0.2012437E+00	0.1886637E+04	0.1884172E+04	0.1828189E+04	61
60	0.4559578E-01	0.1011242E+02	0.2540000E+00	0.2995957E+00	0.2263038E+00	0.1740801E+04	0.1890127E+04	0.1831260E+04	60
59	0.5769451E-01	0.6790319E+01	0.2540000E+00	0.3116943E+00	0.1963280E+00	0.1927327E+04	0.1856083E+04	0.1833120E+04	59
58	0.4295487E-01	0.5837290E+01	0.2540000E+00	0.2969547E+00	0.2328797E+00	0.1706922E+04	0.1902038E+04	0.1844331E+04	58
57	0.2299961E-01	0.3850089E+01	0.2540000E+00	0.2769995E+00	0.2829689E+00	0.1506885E+04	0.1908146E+04	0.1855395E+04	57
56	0.1630589E-01	-0.1037796E+02	0.2540000E+00	0.2703097E+00	0.2999278E+00	0.1453930E+04	0.1914423E+04	0.1871271E+04	56
55	0.1388405E-01	-0.1207048E+02	0.2540000E+00	0.2678839E+00	0.3060994E+00	0.1437202E+04	0.1920700E+04	0.1888673E+04	55
54	0.1149912E-01	-0.9547675E+01	0.2540000E+00	0.2654990E+00	0.3121784E+00	0.1421957E+04	0.1926978E+04	0.1904701E+04	54
53	0.9447861E-02	-0.6794090E+01	0.2540000E+00	0.2634478E+00	0.3174164E+00	0.1409515E+04	0.1933255E+04	0.1914908E+04	53
52	0.8162558E-02	-0.4690602E+01	0.2540000E+00	0.2621624E+00	0.3207030E+00	0.1402002E+04	0.1937482E+04	0.1921547E+04	52
51	0.6765191E-02	-0.3520021E+01	0.2540000E+00	0.2607651E+00	0.3242797E+00	0.1393981E+04	0.1923106E+04	0.1910331E+04	51
50	0.4861355E-02	-0.2312347E+01	0.2540000E+00	0.2588611E+00	0.3291601E+00	0.1383426E+04	0.1908729E+04	0.1898695E+04	50
49	0.5124268E-04	-0.8335997E+00	0.2921004E+CC	0.2921516E+00	0.2448702E+00	0.1647780E+04	0.1758510E+04	0.1762111E+04	49
48	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.1727188E+04	0.0	48
47	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.1695866E+04	0.0	47
46	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.1642771E+04	0.0	46
45	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.1581368E+04	0.0	45
44	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.1519965E+04	0.0	44
43	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.1458562E+04	0.0	43
42	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.1397160E+04	0.0	42
41	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.1355603E+04	0.0	41
40	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.1350737E+04	0.0	40
39	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.1345872E+04	0.0	39
38	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.1341006E+04	0.0	38
37	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.1336140E+04	0.0	37
36	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.1331275E+04	0.0	36
35	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.1324607E+04	0.0	35
34	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.1317905E+04	0.0	34

I	DF	U	RFC	RG	DGH	UG	TFC	TF	I
33	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+CC	0.2449982E+00	0.1647233E+C4	0.1311203E+C4	0.0	33
32	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.1304500E+C4	0.0	32
31	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+CC	0.2449982E+00	0.1647233E+C4	0.1297798E+C4	0.0	31
30	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.1273444E+C4	0.0	30
29	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.1238643E+C4	0.0	29
28	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.1203842E+C4	0.0	28
27	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+CC	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.1169040E+C4	0.0	27
26	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.1134239E+C4	0.0	26
25	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.1104054E+C4	0.0	25
24	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+CC	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.1084850E+C4	0.0	24
23	0.0	0.0	0.2921004E+00	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.1065646E+C4	0.0	23
22	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1647233E+C4	0.1046442E+C4	0.0	22
21	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.1027238E+C4	0.0	21
20	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.1008034E+C4	0.0	20
19	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+CC	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.9844167E+03	0.0	19
18	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.9606841E+03	0.0	18
17	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+CC	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.9369514E+03	0.0	17
16	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.9132190E+03	0.0	16
15	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.8894866E+03	0.0	15
14	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.8602974E+03	0.0	14
13	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.8283027E+03	0.0	13
12	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.7963079E+03	0.0	12
11	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.7688184E+03	0.0	11
10	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+CC	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.7497002E+03	0.0	10
9	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.7356375E+03	0.0	9
8	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.7215747E+03	0.0	8
7	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+CC	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.7120908E+03	0.0	7
6	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.7040144E+03	0.0	6
5	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1647233E+C4	0.6959380E+03	0.0	5
4	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.6878616E+03	0.0	4
3	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.6797852E+03	0.0	3
2	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+CC	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.6717087E+03	0.0	2
1	0.0	0.0	0.2921004E+CC	0.2921004E+00	0.2449982E+00	0.1647233E+04	0.6717087E+03	0.0	1

JOB STATISTIK

PROGRAMM CMOT

KONVERGENZKRITERIUM IN C ZYKLEN NICHT ERFUELLT
MAXIMALE ITERATIONSZAHL: 9 ITERATIONEN ERSTMALS IN ZYKLUS 203
NEGATIVE FILMQUERSCHNITTE TRETEN IN 0 ZYKLEN AUF
MITTLERE ITERATIONSZAHL: 3.28

PROGRAMM CTEMP

KONVERGENZKRITERIUM IN 0 ZYKLEN NICHT ERFUELLT
MAXIMALE ITERATIONSZAHL: 7 ITERATIONEN ERSTMALS IN ZYKLUS 88
MITTLERE ITERATIONSZAHL: 4.82

GESAMTZAHL DER GERECHNETEN ZYKLEN: 250

DATEN DES ZYKLUSES 250 AUF RESTARTFILE FT IF001 GESCHRIEBEN