

Sicherheitsanalyse zur Auslegung eines Core-Catchers für einen heliumgekühlten schnellen Brüter

Von der Fakultät für Maschinenwesen
der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen
zur Erlangung des akademischen Grades
eines Doktors der Ingenieurwissenschaften,
genehmigte Dissertation

Von

Dipl.-Ing. Nader Sanei
aus Teheran - IRAN

Berichter: Univ.-Prof. Dr.-Ing. Kurt Kugeler
Univ.-Prof. Dr.-Ing. Hermann Unger

Tag der mündlichen Prüfung: 28. Juni 2005

Diese Dissertation ist auf den Internetseiten der Hochschulbibliothek der
RWTH-Aachen online verfügbar.

Im Namen des Unendlichen

*Was bin ich denn, wenn es nicht möglich ist,
Der Menschheit Krone zu erringen,
Nach der sich alle Sinne dringen?*

*Ich fühl's, vergebens hab ich alle Schätze
Des Menschengenichts auf mich herbeigerafft,
Und wenn ich mich am Ende niedersetze,
Quillt innerlich doch keine neue Kraft;
Ich bin nicht um ein Haar breit höher,
Bin dem Unendlichen nicht näher.*

Johann Wolfgang Goethe

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand in den Jahren 2001 bis 2004 während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Angestellter am Lehrstuhl für Reaktorsicherheit und -technik an der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen (RWTH-Aachen).

Meinem verehrten Lehrer, Herrn Professor Dr.-Ing. Kurt Kugeler, danke ich herzlich für die Stellung des Themas, für die kritischen und anregenden Diskussionen bei der Durchführung der Arbeit, für seine Unterstützung und vor allem für alles, was ich von ihm gelernt habe.

Herrn Professor Dr.-Ing. Hermann Unger gilt mein Dank für die Übernahme des Korreferates und für seine hilfreichen Anmerkungen zu meiner Arbeit. Herrn Professor Dr.-Ing. E. El-Magd danke ich ebenfalls für die Übernahme des Vorsitzes der Promotionskommission.

Herrn Dr.-Ing. Zeynel Alkan – zu meiner Zeit Oberingenieur am Lehrstuhl für Reaktorsicherheit und -technik – gilt mein besonderer Dank für seine ständige Unterstützung, für die zahlreichen fachlichen Diskussionen und für die gute Zusammenarbeit.

Herrn Dr.-Ing. Wolfgang Timm – FLUENT Deutschland GmbH – möchte ich herzlich für seine aufrichtige Unterstützung und für die wertvollen Diskussionen bei der Durchführung der CFD-Simulationen danken.

Ebenfalls gilt meinem geehrten Kollegen, Kanat Aygozhiev, mein Dank für seine große Hilfe bei den Kritikalitätsberechnungen während meiner Arbeit. Auch bei Felix Klaucke, Michael Hauck, Heidi Gebracht, Arshia Fatemi und bei allen anderen studentischen Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern am Lehrstuhl für Reaktorsicherheit und -technik, die mit zu meiner Arbeit beigetragen haben, möchte ich mich herzlich bedanken. Ebenso gilt mein Dank dem Computer-System-Team, besonders Thorsten Deipenbrock und Christoph Küpper, die mir bei der Durchführung der FEM-/CFD-Simulationen während meiner Arbeit große Hilfe geleistet haben.

Und ich danke Gott. Denn alles, was ich bin, ist von ihm, und alles, was ich machen konnte, hat er mir ermöglicht.

Kurzfassung

In einem hypothetischen Fall wurde angenommen, dass der Kern eines heliumgekühlten schnellen Brüters von 875 MW_{th}. Leistung völlig niedergeschmolzen ist. Ein Core-Catcher-Konzept wurde vorgeschlagen, in dem ein Opferstahlbett die Kernschmelze sicher aufnimmt. Über die theoretischen Grundlagen zur wärmetechnischen Behandlung eines Fluids (Schmelze) mit einer volumetrischen inneren Wärmequelle wurde ausführlich berichtet bzw. diskutiert. Für das vorgeschlagene Core-Catcher-Konzept wurde als erster Schritt eine eindimensionale wärmetechnische Modellierung durchgeführt. Dadurch wurden die im Core-Catcher zu behandelnden Vorgänge zusammen mit den dazugehörigen Randbedingungen nach einem schweren Unfall bei einem 875 MW_{th}. heliumgekühlten schnellen Brüter näher erläutert. Es wurde gezeigt, dass solch eine eindimensionale Modellierung aufgrund der fehlenden Nusselt-Zahl-Gleichungen, bzw. der fehlenden dynamischen Gleichungen sowie aufgrund der vielen zu treffenden Vereinfachungen für die Beschreibung der transienten Ereignisse in der Nachunfallsituation bzw. für die wärmetechnische Auslegung eines Core-Catchers nicht ausreichen würde, und daher eine CFD (**C**omputational **F**luid **D**ynamics)-Berechnung zur Modellierung des oben erwähnten Core-Catcher-Konzepts durchzuführen ist. Thermisches Verhalten des Core-Catchers wurde in einer CFD-Analyse ermittelt. Die Simulation wurde mit Hilfe des Flüssigkeitsvolumen- (VOF) und des Phasenänderungsmodells im Rahmen des CFD-Codes FLUENT durchgeführt. Die Wärmequelle in der Zweiphasenschmelze (Stahl und UO₂) wurde in Abhängigkeit von der thermischen Reaktorleistung, der Zeit, in der der Reaktor im Normalbetrieb gelaufen war und der Zeit nach der Abschaltung betrachtet. Drei Möglichkeiten wurden behandelt: mit Bodenkühlung unter Verwendung des RNG-k-ε und des Standard-k-ε Turbulenzmodells sowie ohne Bodenkühlung unter Verwendung des Standard-k-ε Turbulenzmodells. In allen betrachteten Fällen erfüllte das vorgeschlagene Konzept eines Core-Catchers die Sicherheitsanforderungen. Ebenfalls wurde eine wärmetechnische Sicherheitsanalyse der Reaktorkaverne parallel zu der des mitkonzipierten Core-Catchers durchgeführt. Der zeitliche Trend der Erosion (sowohl vertikal als auch seitlich) auf der inneren Oberfläche der Reaktorkaverne zeigt, dass die Reaktorkaverne sogar Monate nach einem schweren Unfall die daraus folgende Wärmebelastung aushalten kann. Zusätzlich wurden mit Hilfe des SCALE-Codes auf der Grundlage von Ergebnissen von CFD-Simulationen Kritikalitätsanalysen durchgeführt, um festzustellen, ob die Situation im Core-Catcher neutronenphysikalisch als unterkritisch angesehen werden kann. Die Ergebnisse zeigten durchweg unterkritische Verhältnisse im Corecatcher.

Abstract

A case has been considered in which the core of a 875 MW_{th}. helium cooled fast breeder reactor is totally molten-down in a hypothetical severe accident. A “core catcher concept” with a sacrificial steel-bed is suggested which should encapsulate the core melt in a safe way. The theoretical backgrounds of the heat transfer processes within a fluid (melt) with a volumetric internal heat source were discussed in detail. For the suggested core catcher concept as the first step a one-dimensional modelling was accomplished through which the procedures as well as the pertinent boundary and initial conditions respectively, required to perform the thermal design of a core catcher for a 875 MW_{th}. helium cooled fast breeder reactor were near described (chapter 3 and appendix 2). It was shown that such a one-dimensional modeling for the lack of proper Nu-equations as well as the relevant fluid dynamics equations and at the same time being forced to take into account too many simplifications thereby would not be sufficient. Therefore a CFD (**C**omputational **F**luid **D**ynamics) computation for the modelling of the suggested core catcher concept was essential. So the thermal performance of the core catcher was surveyed through a CFD-analysis. The simulation was performed using the volume of fluid (VOF) and phase change models within the FLUENT CFD-code. The heat source within the two phase melt (steel and UO₂) was considered as a function of the reactor thermal power, the time that the reactor has been operating under normal conditions, and the time after shut-down. Three options have been considered namely: without bottom-cooling, using standard k-ε turbulence model (option A) and with bottom-cooling, using two different turbulence models, i.e. the RNG k-ε model (option B) and the standard-k-ε model (option C). It was found that the suggested core catcher concept matches the safety requirements in all considered cases. Likewise a thermal safety analysis of the reactor cavern was accomplished parallel to that for the along-conceived core catcher. The calculated trend of the erosion (both vertically and laterally) on the internal surface of the reactor cavern showed that the reactor cavern can withstand the thermal load even months after a severe accident in a safe manner. And using the SCALE-code on the basis of CFD-simulation results criticality analyses were performed in addition to ensure if the situation in the core catcher can be considered as sub-critical from neutron-physical point of view. The results showed through out sub-critical conditions in the core catcher.

Nomenklatur

a	Verhältnis Asorptions/Spaltungsquerschnitt, Wärmeübergangskoeffizient, Temperaturleitfähigkeit, Inverse der effektiven turbulenten Prandtl-Zahl, Wärmeausdehnungskoeffizienten
$a_{i,j}$	Wärmeübergangskoeffizient für die Konvektion an der Oberfläche des Körpers i (j = oben, unten, seitlich)
a_G	Temperaturleitfähigkeit des Graphits
a_s	Temperaturleitfähigkeit der Stahl-Liner
b	Flüssiganteil, volumetrisch thermischer Expansionskoeffizient
e	GuD-Wärmetauscherwirkungsgrad, Emissionsvermögen, turbulente Dissipation, Ausdehnung
e_{IOR}	Emissionsvermögen der inneren Oberfläche der Reaktorkaverne
l	Wärmeleitfähigkeitskoeffizient
l_i	Zerfallskonstante des Stoffes i
h	Anzahl der pro absorbiertes Neutron vom spaltbaren Kern freigesetzten Neutronen, Wirkungsgrad
$h_{el.,ges.}$	elektrischer Gesamtwirkungsgrad
h_{GT}	Gasturbinenwirkungsgrad
h_{HTWT}	Hochtemperaturwärmetauscher-Wirkungsgrad
$h_{th.,Brüter}$	thermischer Wirkungsgrad des Brüters
h_{DT}	Dampfturbinenkreislauf-Wirkungsgrad
$h_{innere,Verdichter}$	innerer Verdichterwirkungsgrad
$h_{innere,GT}$	innerer Gasturbinenwirkungsgrad
k	Isentropenexponent
Π	Druckverhältnis beim Gasturbinenkreislauf
n	Anzahl der emittierten Neutronen pro Spaltreaktion, kinematische Viskosität des Fluids, Querkontraktionskoeffizienten (Poisson's ratio)
Φ	turbulente Dissipationsfunktion
f	integrale Neutronenflussdichte
r	Dichte
s	Stefan-Boltzmann-Konstante
s_t	turbulente Prandtl-Zahl
s_f	mikroskopischer Spaltungsquerschnitt
s_a	mikroskopischer Absorptionsquerschnitt

Σ_f	makroskopischer Wirkungsquerschnitt für Spaltung
Σ_a	makroskopischer Wirkungsquerschnitt für parasitäre Absorption
$\Sigma_{a,total}$	totaler makroskopischer Wirkungsquerschnitt für Absorption
Δ	Laplace-Operator
Γ	turbulente Diffusionsfähigkeit
Θ	Winkel
t	Schubspannung, Zeit
y	Strömungsgröße (Stoffeigenschaft)
m	Viskosität
a_i	Kugelabschnittdurchmesser
A	Fläche
A_{Mush}	Mushy-Zone-Konstante
A_{IOR}	innere Oberfläche der Reaktorkaverne
A_i	Aktivität eines radioaktiven Stoffes
B_n	n-ter Eigenwert
B	Eigenwert
B_1	erster Eigenwert
B_1^2	Buckling
B_m^2	materielles Buckling
c_p	isobare, spezifische Wärmekapazität
C	Konstante, Brutfaktor
C_i	Konstante (für die UO_2 -Phase gleich 0,7 und für die Stahlschmelze gleich 0,3)
D	Diffusionskoeffizient im betrachteten Medium
E	Totalenergie, Elastizitätsmodul
$F_{2,IOR}$	„view factor“ zwischen der Stahlschmelzeoberfläche und der inneren Oberfläche der Reaktorkaverne
FBR	Fast Breeder Reactor
g	Erdbeschleunigung
G	Generierung der turbulenten kinetischen Energie, Brutgewinnfaktor
h	Höhe, spezifische Enthalpie
H	Enthalpie, Höhe
k	kinetische Energie der Turbulenz, Wärmedurchgangskoeffizient
k_∞	Multiplikationsfaktor für ein unendlich ausgedehntes Medium
$k_{eff.}$	effektiver Multiplikationsfaktor
KO	obere Krustenschicht im betrachteten Schmelzebad

KU	untere Krustenschicht im betrachteten Schmelzebad
L	latente Wärme, Länge/Höhe (des Bades)
L^2	Quadrat der Diffusionslänge
LEU	Low Enriched Uranium
LWR	Light Water Reactor
m	Masse
$\dot{m}$	Massenstrom
M_0	Anfänglich im Reaktor eingesetztes Spaltstoffinventar [kg]
$\dot{M}_S$	Jährlich im Laufe des Betriebs gewonnenen Spaltstoffmenge [kg/a]
MOX	Mischoxid-Brennstoff (PuO_2/UO_2)
m, n	x-Richtung bzw. y-Richtung
n, m	Exponenten zur Bestimmung der Nusselt-Zahl
n	Neutronenanzahl
N_0	Teilchenzahl jedes Stoffes zum Zeitpunkt Null
N_i	Anzahl der Kerne (zeitabhängig)
p	Druck
$P_{el.}$	elektrische Leistung
P_N	Nachzerfallswärmeleistung
$P_{th.}$	thermische (Reaktor-)Leistung
$P_{el.,GT}$	elektrische Leistung der Gasturbine
$P_{el.,DT}$	elektrische Leistung der Dampfturbine
$P_{th.,GT}$	thermische Leistung der Gasturbine
$P_{th.,Brüter}$	thermische Leistung des Brüters
$P_{NZW, i}$	innere Nachzerfallswärmeleistung
$\dot{q}''$	Wärmestromdichte
$\dot{q}'''$	volumetrische innere Wärmequelle
$\dot{q}''_{Strahlung}$	durch Strahlung abgegebene spezifische Wärmestromdichte
$\dot{q}''_{Konvektion}$	durch Konvektion abgegebene spezifische Wärmestromdichte
Q	Neutronenquellterm
$\dot{Q}$	Wärmestrom
$\dot{Q}_{zu,GT}$	der Gasturbine zugeführter Wärmestrom
$\dot{Q}_{ab,GT}$	von der Gasturbine abgeführter Wärmestrom
$\dot{Q}_{zu,Brüter}$	dem Brüter zugeführter Wärmestrom
$\dot{Q}_{ab,Brüter}$	vom Brüter abgeführter Wärmestrom

$\dot{Q}_{zu,GT,ges.}$	gesamter der Gasturbine zugeführter Wärmestrom
r	Radius
R	Radius (der Halbkugel des Core-Catchers)
S	Schichtdicke, Quellterm
t	Zeit, Zeit nach Abschalten des Reaktors
t_0	Vorbetriebszeit des Brennstoffs vor Abschalten des Reaktors
T	Temperatur (K)
$\bar{T}$	mittlere Temperatur
T^*	Luftstromtemperatur am Eingang der Brennkammer
$T_{i,m}$	Schmelztemperatur des Stoffes i
T_D	Reaktorverdoppelungszeit
T_{IOR}	Temperatur der inneren Oberfläche der Reaktorkaverne
T_{max}	Maximal-Temperatur
T_w	Wandtemperatur
v	Geschwindigkeit, Neutronengeschwindigkeit
V	(Gesamt-)Volumen
W_s	schneller Verbleibfaktor
Y	Dilatation
Δf	Laplace-Operator
Δt	Zeit-Inkrement
ΔT	maximale Temperaturdifferenz im Bad
$\Delta_{Fusion} H_1$	UO ₂ -Fusionswärme
$\Delta_{Fusion} H_2$	Stahlschmelzen-Fusionswärme
r, q, f	Kugelsymmetrie-Koordinaten
x, y, z	kartesische Koordinaten

Da	Dammköhler-Zahl
Gr	Grashof-Zahl
Nu	Nusselt-Zahl
Nu_{oben}	Nusselt-Zahl für den nach oben transportierten Wärmestrom
Nu_{unten}	Nusselt-Zahl für den nach unten transportierten Wärmestrom
$Nu_{seitlich}$	Nusselt-Zahl für den seitlichen Wärmestrom
Pr	Prandtl-Zahl
Ra	Rayleigh-Zahl (externe)
Ra_i	Rayleigh-Zahl (interne)
Re	Reynolds-Zahl
Sc	Schmidt-Zahl

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung.....	1
2	Das Konzept.....	15
2.1	Gesamtsicherheitskonzept.....	15
2.2	Kraftwerkskonzept.....	19
2.3	Core-Catcher-Konzept.....	22
2.4	Aufgabenstellung.....	27
3	Theoretische Grundlagen und Modellierung.....	29
3.1	Theoretische Grundlagen.....	29
3.2	Eindimensionale wärmetechnische Modellierung.....	37
3.3	CFD-Berechnung.....	50
3.3.1	Turbulenz.....	52
3.3.1.1.	Reynoldsche Gleichungen für inkompressible, turbulente Strömung.....	52
3.3.1.2.	Turbulenzmodelle.....	55
4	Beschreibung der numerischen Simulation mit FLUENT.....	63
4.1	VOF - Modell ("Volume of Fluid"- Modell).....	65
4.2	Angewandte Turbulenz - Modelle.....	68
4.2.1	Standard-k- ϵ -Modell.....	68
4.2.2	RNG-k- ϵ -Modell.....	69
4.2.3	Gemeinsamkeiten der beiden Turbulenz-Modelle.....	71
4.3	Modellierung konvektiver Wärme-/Stofftransport bei k- ϵ -Modellen (Standard- und RNG-Modell).....	72
4.4	Beschreibung des Strömungsfeldes in der wandnahen Zone.....	73
4.5	Erstarrung-/Schmelzen-Modell.....	75
4.6	FLUENT-Solvers.....	78
4.7	UDF (User-Defined Function) in FLUENT.....	80
4.8	Modell-Beschreibung/-Vernetzung.....	81
4.9	Stoffdaten.....	88

5	Sicherheit der Reaktorkaverne.....	91
5.1	Beschreibung des Falls bzw. der Randbedingungen.....	91
5.2	Verwendete-Finite-Elemente-Methode.....	94
5.3	Modellaufbau/-vernetzung im ANSYS.....	97
6	Diskussion der Ergebnisse.....	99
6.1	Ergebnisse aus der wärmetechnischen Modellierung des Core-Catchers.....	99
6.1.1	Option A.....	99
6.1.2	Option B.....	113
6.1.3	Option C.....	125
6.1.4	Vergleich der untersuchten Optionen.....	126
6.1.5	Nachteile der 2-dimensionalen Modellierung, Schwierigkeiten beim Einsatz der Turbulenzmodelle.....	131
6.2	Wärmetechnische Sicherheitsanalyse der Reaktorkaverne.....	134
7	Betrachtung der neutronenphysikalischen Sicherheit und der Aktivität der gasförmigen Spaltprodukte.....	139
7.1	Kritikalitätsbewertung.....	139
7.1.1	Multiplikationsfaktor.....	139
7.1.2	Eingruppengleichung.....	142
7.1.3	Schmelzeanreicherung, Modellaufbau und Berechnungsmethode.....	144
7.2	Aktivität der gasförmigen Spaltstoffe.....	149
7.3	Diskussion der Ergebnisse.....	151
7.3.1	Kritikalitätsberechnung für die Schmelze im Core-Catcher...	151
7.3.2	Aktivitätsberechnung für die gasförmigen Spaltprodukte.....	152
8	Zusammenfassung.....	155
9	Perspektiven.....	159

Literaturverzeichnis.....	161
Anhang.....	169
Anhang-1 : Vorhandene Nusselt-Zahl-Gleichungen zur Beschreibung der Wärmetransportvorgänge in einem Fluid mit einer inneren Wärmequelle.....	170
Anhang-2 : Eindimensionale wärmetechnische Modellierung.....	173
Anhang-3 : Herleitung der exakten k-Transportgleichung.....	191
Anhang-4 : Acht verschiedene Turbulenzmodelle.....	197
Anhang-5 : "Zeitgemitteltes Geschwindigkeitsprofil in der Wandnähe-Zone" und „Energieerhaltungsgleichung in einer turbulenten Strömung“.....	199
Anhang-6 : Verwendete UDFs bei der FLUENT- Simulation.....	206
Anhang-7 : Verwendeten Stoffdaten zusammen mit deren Quellen	209
Anhang-8 : Input-Dateien für SCALE-Programmpaket.....	212
Anhang-9 : CFD-Simulationsbilder zur Option A.....	213
Anhang-10: CFD-Simulationsbilder zur Option B.....	219
Anhang-11: Ausführliche Diskussion der CFD-Simulations- ergebnisse zur Option C.....	226
Anhang-12: FEM-Simulationsbilder zur Sicherheitsanalyse der Reaktorkavarne (die intakte Betonschicht).....	241

1. Einleitung

Die Herstellung spaltbarer Stoffe ist technisch und vor allem energiewirtschaftlich außerordentlich interessant und wichtig. Und für die zukünftige Energiewirtschaft sogar entscheidend, wenn gesicherte Energieversorgungsstrategien auf der Basis von Kernspaltprozessen für die nächsten Jahrzehnte gewährleistet werden müssen. Es existieren nach dem heutigen Stand der Technik drei spaltbare Stoffe U_{92}^{235} , Pu_{94}^{239} und U_{92}^{233} von denen aber nur U_{92}^{235} natürlich vorkommt. Es ist nur bis zu ca. 0,7 Gew.-% im natürlichen Uran (Uranerz) enthalten. Obwohl die bisher als wirtschaftlich abbaubar bekannten Uranerzvorräte (Uranreserven) bzw. die natürlichen Uranressourcen auf die Dauer einen nennenswerten Beitrag zur Deckung des Energiebedarfs auf lange Sicht erwarten lassen, ist es trotzdem äußerst wichtig, nach Möglichkeiten zu suchen, durch die spaltbare Stoffe hergestellt werden können. Diese ist möglich und bereits seit mehreren Jahrzehnten Gegenstand umfangreicher und kostspieliger Untersuchungen. Das Verfahren beruht darauf, geeignete Stoffe, d.h. Brutstoffe (engl.: „fertile materials“) einfach einer Neutronenbestrahlung auszusetzen. Dabei treten Kernreaktionen auf, die zur Elementumwandlung führen. Dieser Vorgang wird „Brüten“ genannt, und die Kernreaktoren, in denen solch ein Verfahren stattfindet, nennen sich „Brutreaktoren“.

Brutreaktoren dienen außer zur Herstellung von neuem spaltbarem Material noch zur Erzeugung von Energie. Als Brutreaktoren geplant wurden, glaubte man, die natürlichen Weltvorräte an spaltbarem Material wären so gering, dass man ohne zusätzliche in Brutreaktoren hergestellte Spaltstoffe auf die Dauer nicht den erforderlichen Energiebedarf decken könne. Deshalb begann man in verschiedenen Ländern, besonders in den USA und den ehemaligen UdSSR mit der Entwicklung von Brutreaktoren. Bis heute hat sich jedoch herausgestellt, dass die Uranvorräte (Uranressourcen) in der Welt weitaus größer sind, als man zu Anfang angenommen hatte. Trotzdem werden Projekte von Brutreaktoren weiterhin verfolgt, da die Gewinnung von neuem Spaltstoff immer noch genug Anreize für diese Entwicklungsprogramme bietet.

Inwiefern das Brüten in einem Reaktor stattfindet, wird durch den Brutgewinnfaktor G beschrieben. Dieser wird als Netto-Zunahme der spaltbaren Atome in einem Reaktor pro verbrauchtes Brennstoffatom definiert. Definiert man den Brutfaktor C als die Gesamtanzahl der produzierten spaltbaren Atome pro verbrauchtem Brennstoffatom, dann gilt:

$$G = C - 1. \quad (1.1)$$

Zum Beispiel bedeutet $C = 1,2$, dass 1,2 neue spaltbare Atome pro einem verbrauchten Brennstoffatom im Reaktor erzeugt werden. Es ist zu erkennen, dass die Nettozunahme in der Anzahl der spaltbaren Atome gleich 0,2 ist. Dies entspricht in diesem Fall einem Brutgewinnfaktor von 0,2. Das Brüten besteht darin, dass nicht-spaltbare Atome durch Neutroneneinfang und nachfolgenden Beta-Übergängen zu spaltbaren Atomen werden. Die möglichen Prozesse sind der Thorium- und der Uranbrutzyklus. Abbildungen 1.1 und 1.2 stellen den Thorium- bzw. den Uranbrutzyklus dar.

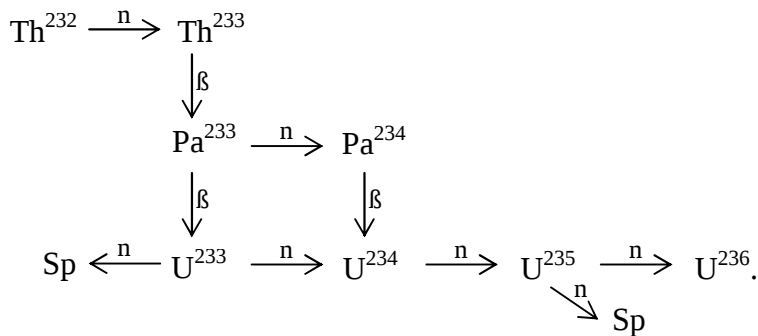


Abb. 1.1: Darstellung des Thoriumzykluses

Beim Thoriumzyklus wird Th^{232} als Brutmaterial eingesetzt. Dieses wird durch Neutroneneinfang zu Th^{233} , dann durch zwei Beta-Übergänge zu Pa^{233} und U^{233} . U^{233} ist spaltbar. Mit geringerer Wahrscheinlichkeit kann es durch Neutroneneinfang zu U^{234} werden. Dieses kann ein Neutron einfangen und zu U^{235} werden. U^{235} wird durch Neutroneneinfang gespalten oder wird zum nichtspaltbaren relativ stabilen U^{236} . Die Nebenkette, die im Schema sichtbar ist, kommt nur mit geringer Wahrscheinlichkeit vor.

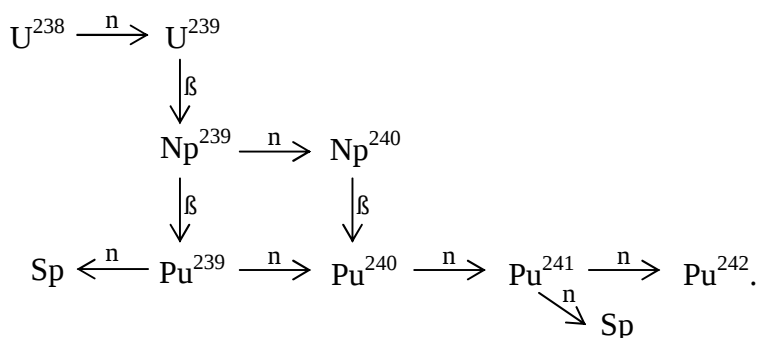


Abb. 1.2: Darstellung des Uranzykluses

Der Uranzyklus ist ähnlich aufgebaut. Der Einsatzbrutstoff ist U^{238} . Die erbrüteten Brennstoffe sind Pu^{239} und Pu^{241} . Die Wahrscheinlichkeit der Spaltung des

Pu^{239} ist bei Neutroneneinfang sehr viel größer als der Übergang zu Pu^{240} . Der Uranzyklus wird hauptsächlich in schnellen Brutreaktoren benutzt, während beim Thoriumzyklus thermische Reaktoren verwandt werden. Dies liegt an der sehr viel besseren Neutronenbilanz des Uranzyklus in schnellen Reaktoren gegenüber der in thermischen Reaktoren. Beim Thoriumzyklus ist dieser Unterschied kaum vorhanden. Aus diesem Grund lohnt sich hier nicht der technische Aufwand schneller Reaktoren. Abbildung 1.3 stellt typische Neutronenflüsse für thermische (LWR) bzw. schnelle Reaktoren (FBR) als Funktion von Neutronenenergie dar.

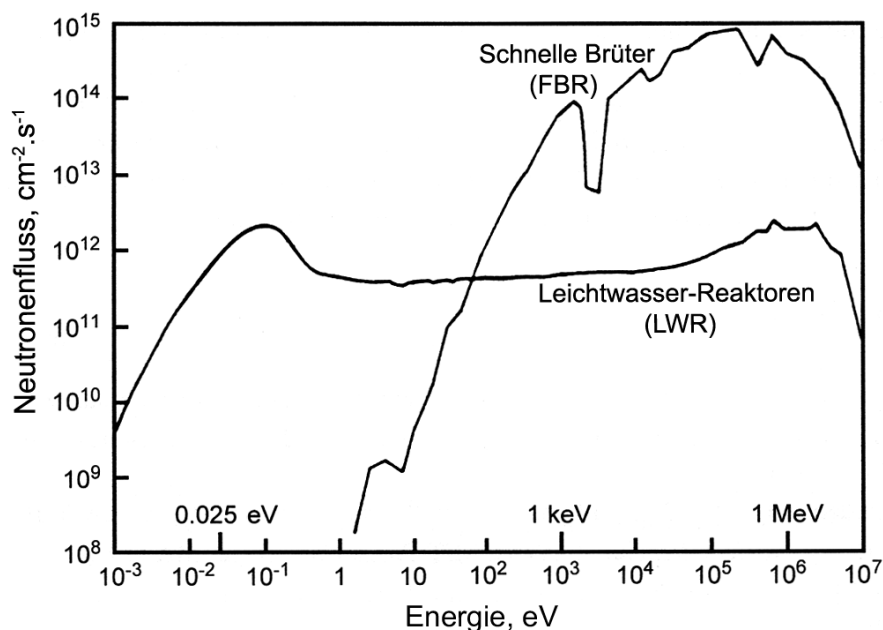


Abb.1.3: Neutronenfluss als Funktion von Neutronenenergie in thermischen bzw. in schnellen Reaktoren [1.3]

In Abbildung 1.3 ist zu erkennen, dass die Neutronen sich in einem schnellen Brüter im Gegensatz zu einem LWR hauptsächlich in einem sehr hohen Energiebereich befinden. Die Anzahl der pro absorbiertem Neutron vom spaltbaren Kern freigesetzten Neutronen η ist gegeben durch

$$h = \frac{n}{1 + a}, \quad (1.2)$$

$$a = \frac{s_{ng}}{s_f}, \quad (1.3)$$

n : Anzahl der bei einer Spaltung freigesetzten Neutronen,

s_{ng} : Absorptionsquerschnitt (parasitär), s_f : Spaltungsquerschnitt.

Die Gleichung in dieser Form gilt nur für einen reinen Spaltstoff. Soll die Spaltneutronenausbeute groß sein, muss n groß und a klein sein. Die Tabelle 1-1 zeigt diese Kerndaten für drei spaltbare Atomkerne und in Abbildung 1.4 ist der h -Verlauf über der Neutronenenergie dargestellt.

Tabelle 1.1: Kerndaten für U^{235} , Pu^{239} und U^{233} [1.1, 1.2]

	U^{235}		Pu^{239}		U^{233}	
	therm.	schnell	therm.	schnell	therm.	schnell
n	2,425	ca. 2,400	2,877	ca. 3,000	2,493	ca. 2,550
a	0,1687	0,300 >	0,360	0,150 >	0,0861	0,100 >
h	2,0751	ca. 2,100	2,115	ca. 2,900	2,296	ca. 2,300

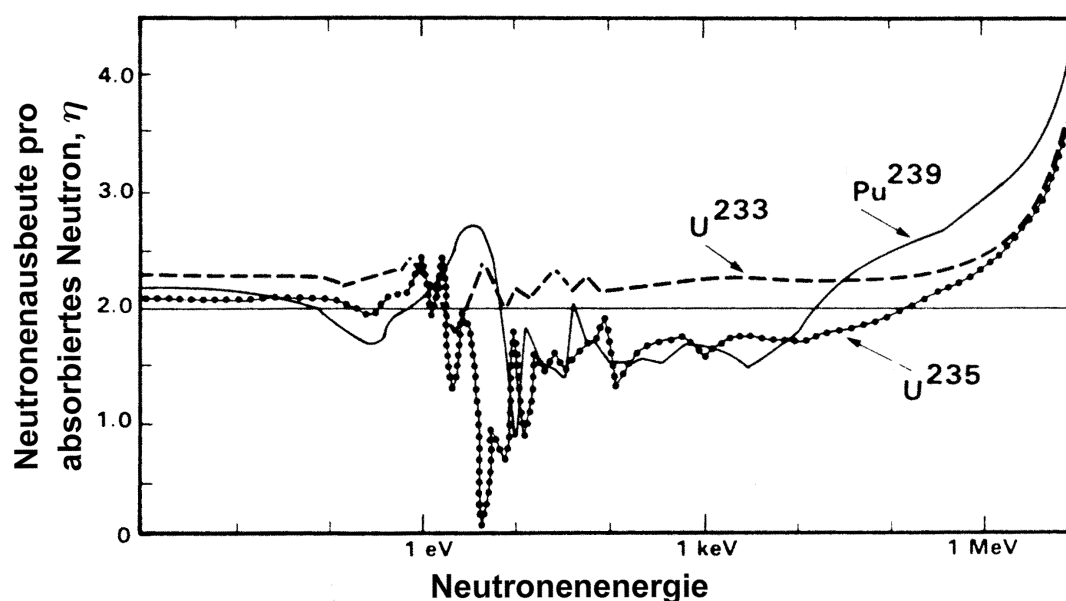


Abb. 1.4: Neutronenproduktion pro -absorption über der Spaltisotop-Energie [1.3]

Bei allen drei Isotopen ist bei den Werten für n zwischen thermischen und schnellen Spektren kein wesentlicher Unterschied vorhanden. Anders ist es bei den a -Werten. Bei U^{235} und U^{233} ist auch hier kein wesentlicher Unterschied vorhanden. Aber bei Plutonium ist der a -Wert im schnellen Bereich etwa um den Faktor zwei kleiner als im thermischen. Das wirkt sich auch auf die h -Werte aus, wie aus der Tabelle 1.1 zu ersehen ist. Die bessere Neutronenausbeute ist Voraussetzung für einen höheren Brutfaktor, da beim Brüten Neutronen verbraucht werden. Aus diesem Grunde be-

nutzt man den Uran-Plutonium-Zyklus in schnellen Reaktoren. Das Prinzip eines Brutreaktors ist in Abbildung 1.5 dargestellt.

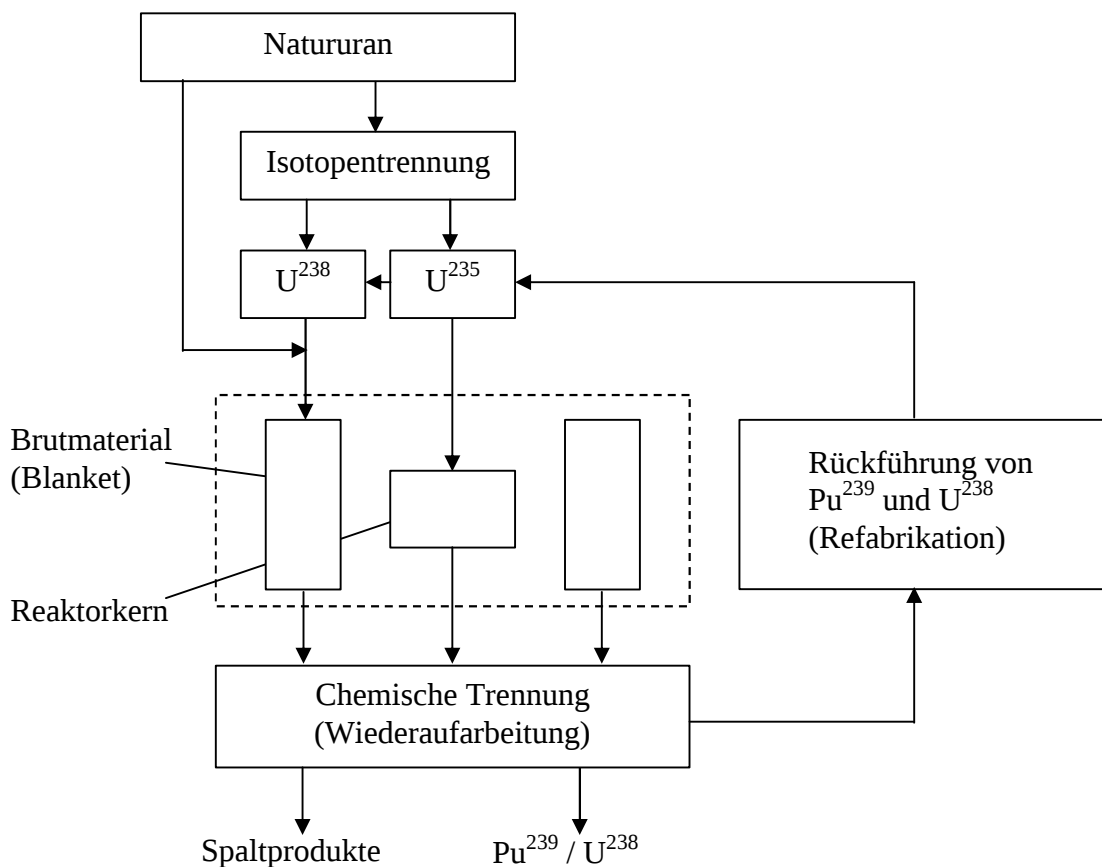


Abb. 1.5: Prinzip eines Brutverfahrens für U^{238} (für Th^{232} analog)

Ein Reaktorkern ohne Moderator (schnelle Neutronen werden verwendet) aus hochkonzentriertem Spaltstoff ist von einem Mantel aus Brutstoff (U^{238}) umgeben. Die Reaktion wird so gesteuert, dass je Spaltungsreaktion im Reaktorkern möglichst mehr als ein Neutron zu einer Umwandlungsreaktion im Brutmantel gelangt. Durch das Fehlen eines Moderators im schnellen Reaktor wird dessen Core-Bauweise von Natur aus sehr kompakt sein. Deshalb und aufgrund der notwendigen hohen Anreicherung ergeben sich ein hoher Neutronenfluss und damit eine hohe Leistungsdichte. Die hohe Leistungsdichte ist erwünscht. Ein anderer in Zusammenhang mit Brutreaktoren wichtiger Begriff ist die Reaktor-Verdoppelungszeit T_D . Als Reaktorverdoppelungszeit versteht man die Zeit, in der sich die Menge des Spaltstoffes im Brutreaktor verdoppelt hat. Die Reaktorverdoppelungszeit kann bezüglich des anfänglich im Reaktor eingesetzten Spaltstoffinventars M_0 [kg] und der jährlich im Laufe des Betriebs gewonnenen Spaltstoffmenge $\dot{M}_S$ [kg/a] definiert werden, wobei $\dot{M}_S$ sich

aus der zeitgemittelten jährlichen Differenz zwischen den vorhandenen Spaltstoffinventaren zu Beginn und am Ende des Betriebsjahres ergibt:

$$T_D = \left(\frac{M_0}{\dot{M}_S} \right). \quad (1.4)$$

Wäre zum Beispiel in einem Reaktor $\dot{M}_S$ gleich $(0,1 \cdot M_0)$, dann hätte sich das Spaltstoffinventar nach 10 Jahren im Reaktor verdoppelt. Obwohl Gleichung 1.4 auf den ersten Blick sehr einfach erscheint, ist eine genaue Berechnung von $\dot{M}_S$ sehr kompliziert. Für solche Berechnungen werden komplizierte Methoden benutzt, die wiederum Einsatz von aufwendigen Computer-Programmsysteme beanspruchen. Allerdings kann $\dot{M}_S$ mit Hilfe von einigen bekannten Parametern wie dem Brutgewinnfaktor G , der thermischen Reaktorleistung $P_{th.}$ [MW_{th.}], der Auslastungsfaktor τ und α (siehe Gleichung 1.3) abgeschätzt werden. Es gilt:

$$\begin{aligned} \dot{M}_S &= G \cdot (\text{verbrauchte Spaltstoffmasse/Jahr}) \\ &\cong G \cdot (1+\alpha) \cdot (\text{gespaltenen Spaltstoffmasse/Jahr}). \end{aligned}$$

Im Falle U^{235} als Spaltstoff im Reaktor ergibt sich:

$$\begin{aligned} \dot{M}_S &\cong G \cdot (1+a) \cdot \left[\frac{(P_{th.} \cdot 10^6) \cdot (3,125 \cdot 10^{10} \text{ Spalt./J}) \cdot (3,153 \cdot 10^7 \text{ s/a}) \cdot t \cdot (235 \text{ kg/kg-Mol})}{(6,023 \cdot 10^{26} \text{ Atom/kg-Mol})} \right] \\ &\cong \frac{G \cdot (1+a) \cdot P_{th.} \cdot t}{2,6}. \end{aligned} \quad (1.5)$$

Daraus folgt:

$$T_D \cong \frac{2,6 \cdot M_0}{G \cdot P_{th.} \cdot t \cdot (1+a)} \quad [a]. \quad (1.6)$$

In Gleichung 1.6 ist zu erkennen, dass T_D [a] proportional zum spezifischen Spaltstoffinventar im Reaktor $(M_0/P_{th.})$ ist und im umgekehrten Verhältnis zu G steht. Zum

Beispiel wird die Reaktorverdoppelungszeit T_D bei einer Zunahme des Bruttogewinnfaktors G von 1,1 zu 1,4 um ca. 2 Jahren reduziert.

Brutreaktoren (FBRs) gewinnen mehr an Bedeutung, besonders wenn es sich um die Sorge um die Sicherheit einer langfristigen Energieversorgungsstrategie handelt, die wiederum auf Kernenergienutzung basiert ist. Die Angst vor der Uran-Ressourcenknappheit (natürliche Ressourcen) wird als ein bedeutendes Motiv für Länder wie z.B. Japan für die kostenintensiven Planungen zum Brüten von Plutonium betrachtet. Laut der bekannt gegebenen Daten will Japan im Rahmen einer langfristigen Planung bis zum Jahre 2030 ca. 71,2 Milliarden US\$ in einem kommerziellen Plutonium-Gewinnungsprogramm investieren [1.3]. Es gibt mehrere Prognosen für die Reichweite der Uran-Reserven. Solche Prognosen basieren auf zwei Faktoren. Zum einen beziehen sie sich auf verschiedene Uran-Ressourcen, die technisch als Abbaubar realisiert werden können. Zum anderen basieren sie auf dem Uranpreis, der wiederum je nach Kernenergienutzung auf der Welt und demzufolge durch den Uranbedarf am Markt bestimmt wird. Abbildung 1.6 zeigt die verschiedenen möglichen Uran-Ressourcen und deren Reichweite unabhängig vom Uranpreis.

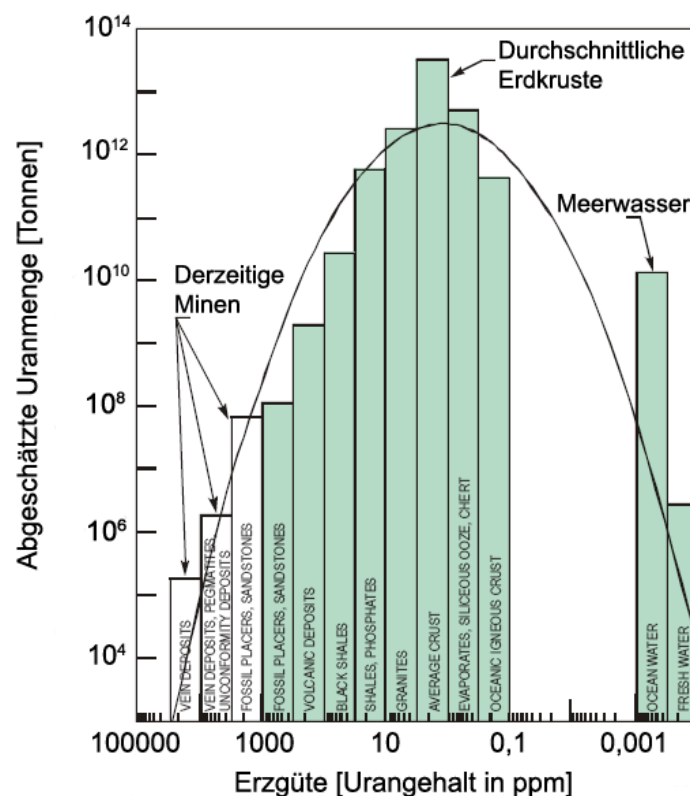


Abb. 1.6: Abgeschätzte Uranmenge durch verschiedene natürliche Ressourcen [1.4]

Wie es in Abbildung 1.6 zu erkennen ist, besteht es die Möglichkeit, außer den konventionellen Uran-Gewinnungsmethoden (Tagebau bzw. Bergbau) sogar aus dem

Meerwasser Uran zu gewinnen. Für die Bestimmung der Uran-Reserven, d.h. die wirtschaftlich abbaubare Uranmenge, spielt der Preis eine bedeutsame Rolle. Je höher der im Kauf genommene Uranpreis ist, desto vergrößern sich die Uran-Reserven. Tabelle 1.2 stellt die Ergebnisse einer statistischen Untersuchung über die in der Welt bekannten Uran-Reserven (bewiesene + zusätzlich abgeschätzte Reserven) als Funktion vom Uranpreis durchgeführt.

Tabelle 1.2: Uran-Reserven als Funktion vom Uranpreis, Stand 1999
(10³ Tonnen Uran) [1.5]

US\$ / kg Uran	< 40	40-80	< 80	80-130	bis 130 (total Reserven)	bis 130 (sonstige Reserven)
Afrika	356,3	260,4	668,4	155,0	823,4	1310,0
Nord Amerika	371,5	61,5	1377,0	723,4	2100,4	2262,7
Süd Amerika	60,7	108,9	273,5	2,3	275,8	1049,4
Asien	561,0	259,3	821,3	358,9	1180,2	4408,6
Europa	86,9	111,8	307,8	174,1	481,9	1649,8
Iran	-	-	-	1,4	1,4	9,5
Naher Osten	-	-	-	1,4	1,4	9,5
Australien	-	-	748,0	158,0	906,0	-
Ozeanien	-	-	748,0	158,0	906,0	-
Welt (total)	-	-	4196,0	1573,1	5769,1	10690,0

Bemerkungen:

- Daten für (< US\$40)- und (US\$40-80)-Kategorien sind nur für einige Länder verfügbar, deshalb wurden die bei der globalen Betrachtung nicht miteinbezogen.
- Bei der „bis 130 US\$ (total Reserven)“ handelt es sich um die Summe von für (< US\$80)- und (US\$80-130)-Kategorien.
- Bei der „bis 130 US\$ (sonstige Reserven)“ handelt es sich um einige spekulative Ressourcen. Die Abschätzung solcher Ressourcen basiert auf der Grundlage, dass sie entdeckt und abgegrenzt werden können und nachher wird die Uran-Gewinnungskosten höchstens 130 US\$/kg Uran betragen.
- Die angegebenen Kosten beinhalten Bergbau-, Transport- und Uranerzverarbeitungskosten sowie die dazugehörigen zusätzlichen Umwelt- bzw. Entsorgungskosten.
- Es gilt:
1 Tonne Uran = ca. 1,3 Tonnen Uranoxid; 1 US\$ Pfund Uranoxid = 2,6 US\$ kg Uran; 1 Tonne U₃O₈ = 0.769 Tonnen Uran

Laut Literaturangaben [1.6] ergeben sich aus verschiedenen durchgeführten Studien, dass die Uran-Gewinnungskosten aus Meerwasser ca. 750 US\$/kg Uran betragen. Bei einem so hohen Uranpreis lässt es sich auch langfristig wirtschaftlich nicht rechtfertigen, Uran (obwohl technisch machbar) aus Meerwasser zu gewinnen.

Ein wichtiger Aspekt der Kernenergienutzung ist, dass im Gegensatz zu den fossilen Energieträgern wie Erdgas/-öl die Uranerzkosten einen niedrigen Anteil an Gesamtelektrizitätskosten bilden. Der gegenwärtige Uranpreis am Markt beträgt ca. 40 US\$/kg Uran, dies entspricht was insgesamt einen Anteil von ca. 0,001 US\$/kWh_{el}.

(d.h. nur ca. 2-3 % der gesamten Elektrizitätserzeugungskosten). Daraus folgt, sollte sich der Uranerzpreis um einen Faktor von 10 erhöhen (d.h. ca. 400 US\$/kg Uran), würde das eine Erhöhung der gesamten Elektrizitätserzeugungskosten in Höhe von ca. 0,01 US\$/kWh_{el.} zur Folge haben. Die bis jetzt durchgeführte Diskussion gilt für einen „once-through“-Urankreilauf, welcher von einer einmaligen Nutzung der anfänglich eingesetzten Uranmenge (U^{235}) ausgeht. Beim Einsatz von schnellen Brüttern verringert sich der spezifische Uranerzverbrauch (kg Uranerz/kWh_{el.}) um einen Faktor von ca. 60-70. Und, weil durch den Einsatz von schnellen Brüttern nur 1/60 Uranerz verbraucht wird, kann der tolerierbare Uranerzpreis noch mindestens um das 60- fache erhöht werden. Das würde bedeuten, dass es ausreichend Uran für die Deckung des Welt-Energiebedarfs für zehntausende Jahre geben würde. Allerdings, wie im Folgenden gezeigt wird, lässt sich der Einsatz von schnellen Brüttern erst ab einem Uranpreis von ca. 400 US\$/kg Uran wirtschaftlich rechtfertigen [1.4]. Die Kosten-Komponenten für das „once-through“-Verfahren und für die Wiederaufarbeitung wurden in Tabelle 1.3 angegeben (am Beispiel Japan).

Tabelle 1.3: Kosten-Komponenten für Brennstoffkreislauf [1.3]

Once-through	
Urankosten	26-47 US\$/kg Uran
Uran-Konvertierungskosten (UF_6)	4,75-6 US\$/kg Uran
Urananreicherungskosten	70-119 SWU ⁻¹
LEU-Transportkosten (nach Japan)	3 US\$/kg Uran
LEU-Lagerungskosten (in Japan)	0,67 US\$/(a · kg Uran)
U ₃ O ₈ -Transportkosten (nach Japan)	1,3 US\$/kg Uran
U ₃ O ₈ -Lagerungskosten (in Japan)	0,42 US\$/(a · kg Uran)
Zwischen- bzw. Endlagerungskosten	
Kapitalkosten	202-246 US\$/kg
Betrieb-/Reparaturkosten	55 US\$/kg
Wiederaufarbeitung	
Europäisches Verfahren	1600 US\$/kg
Japanisches Verfahren	1000 US\$/kg
Lagerung des abgetrennten Plutonium	2 US\$/(a · Gramm Plutonium)
LWR MOX Brennstoff-Fabrikation	948-1300 US\$/kg MOX
FBR MOX Brennstoff-Fabrikation	1822-2250 US\$/kg MOX
MOX Sicherungs-/Transportkosten	300 US\$/kg MOX

- SWU: „separation work unit“, LWR: „light water reactor“, FBR: „fast breeder reactor“, MOX: „Mischoxidbrennstoff“, LEU: „low enriched uranium“
- Bei der Wiederaufarbeitung gibt es auch Kostenkomponenten für die „Zwischen- bzw. Endlagerung“ in gleicher Form bzw. gleicher Höhe wie bei der „Once-Through“-Option.

Wie aus Tabelle 1.3 zu erkennen ist, liegt der Grund für den wirtschaftlich teuren Einsatz von schnellen Brütern im Vergleich zu den konventionellen Leichtwasserreaktoren darin, dass der erbrütete Spaltstoff (z.B. Plutonium) erst durch verschiedene kostenintensive Wiederaufarbeitungs- bzw. Brennstoffherstellungsverfahren verarbeitet werden muss, bevor er zum Einsatz in einem Kernreaktor bereitgestellt werden kann. Die Kosten eines Brennstoffeinsatzes sind infolge der hohen Anreicherung sehr hoch. Je höher die Leistungsdichte ist, desto schneller kann der Brennstoff ausgenutzt werden. Dadurch sinken die Kapitalverzinsungskosten für den Brennstoffeinsatz. Außerdem fallen hier hohe Kosten für die Sicherstellung bzw. für die Lagerung vom abgetrennten Plutonium (2 US\$/a · Gramm Plutonium) an. Es wurden mehrere Studien zum Thema „Breakeven-Uranpreis (wirtschaftlich erträglicher Uranpreis)“ als Funktion von „Wiederaufarbeitungskosten“ durchgeführt. Das Ergebnis einer solchen Studie wurde graphisch in Abbildung 1.7 dargestellt.

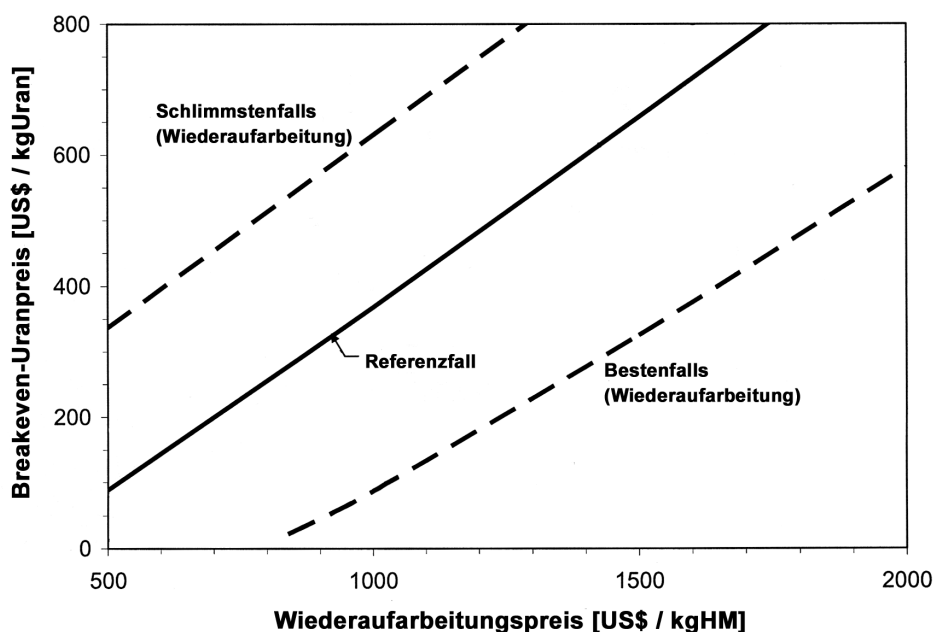


Abb. 1.7: Breakeven-Uranpreis als Funktion von Wiederaufarbeitungskosten [1.7]

Bemerkungen zum Referenzfall:

- Endlagerungskosten: 200 US\$/kg HM, MOX Brennstoff-Fabrikationskosten: 1500 US\$/kg HM, Zwischenlagerungskosten: 200 US\$/kg HM, Urananreicherungskosten: 100 US\$/SWU, Brennstoff-Abbrand (verbrauchter bzw. frisch eingesetzter Brennstoff): 43 MWd/kg HM, Annuitätsfaktor: 5 %/a, LEU-Fabrikationskosten: 250 US\$/kg HM (HM=heavy metal)

In Abbildung 1.7 wurde die „Breakeven-Uranpreis“ als Funktion vom Wiederaufarbeitungspreis für einen Referenzfall sowie für die Abschätzungen im schlimmsten Fall bzw. im besten Fall der Wiederaufarbeitung dargestellt. Es ist zu erkennen, dass für den Referenzfall der Breakeven-Uranpreis bei einem Wiederaufarbeitungspreis in Höhe von 1000 US\$/kg HM bei ca. 370 US\$/kg Uran liegt. Es ist zu beachten, dass

bei der Auswahl der schnellen Brüter nicht die Wirtschaftlichkeit sondern – wie vorher erwähnt – strategische Überlegungen das letzte Wort haben.

Um die große Wärmemenge, die infolge der hohen Leistungsdichte im Core entsteht, abführen zu können, braucht man ein geeignetes Kühlmittel mit großer Wärmekapazität, guten Wärmeübergangs- und Wärmeleitzahlen. Außerdem sollte das Kühlmittel möglichst wenig moderieren, um das Neutronenspektrum hart zu erhalten. Flüssige Metalle, Helium und CO₂ erfüllen diese Bedingungen. Deswegen wurden schnelle Brutreaktoren mit verschiedenen Konzepten ausgelegt, bei denen solche Stoffe als Kühlmittel zum Einsatz kommen. Bis heute wurden folgende Arten von Brutreaktoren konzipiert und entwickelt:

- Flüssig-Metall schneller Brüter (LMFBR)
- Gasgekühlter schneller Brüter (GCFR)
- Flüssig-Salz thermischer Brüter (MSBR)
- Leicht-Wasser thermischer Brutreaktor (LWBR).

Seit dem Jahre 1946 wurden in mehreren Ländern verschiedene Brutreaktoren zu experimentellen Zwecken (teilweise handelt es sich auch um ein Kraftwerkskonzept) gebaut und in Betrieb genommen. Tabelle 1.4 zeigt eine Zusammenfassung der wichtigsten Daten dieser Brüter.

Tabelle 1.4: Technische Daten einiger gebauten bzw. geplanten Brutreaktoren [1.8]

Reaktor	Land	Inbetrieb- nahme- datum	therm. Leistung (MW)	elektr. Leistung (MW)	Core- Volumen (l)	Brennstoff	Kühl- mittel
CLEMENTINE	US	1946	0,025	-	2,5	Pu Metall	Hg
EBR-1	US	1951	1,2	0,2	6	U Metall	NaK
BR-1/2	UdSSR	1956	0,1	-	1,7	Pu Metall	Hg
BR-5/10	UdSSR	1958	5/10	-	17	PuO ₂ , UC/PuO ₂	Na
Dounreay (DFR)	UK	1959	60	15	120	U Metall	NaK
LAMPRE	US	1961	1	-	3,2	flüssig Pu	Na
Fermi (EFFBR)	US	1963	200	65	400	U Metall	Na
EBR-II	US	1963	62	20	73	U Metall	Na
Rapsodie	Frankreich	1967	40	-	42	UO ₂ -PuO ₂	Na
SEFOR	US*	1969	20	-	566	UO ₂ -PuO ₂	Na
BOR-60	UdSSR	1969	60	12	60	UO ₂	Na
KNK-2	BRD	1977	58	21	320	UO ₂	Na
JOYO	Japan	1977	100	-	300	UO ₂ -PuO ₂	Na
FFTF	US	1980	400	-	1040	UO ₂ -PuO ₂	Na
FBTR	Indien	~1983	50	15	55	UO ₂ -PuO ₂ ⁺⁺	Na
PEC	Italien	~1985	118	-	325	UO ₂ -PuO ₂	Na
BN-350	UdSSR	1972	1000	150 ⁺	1900	UO ₂	Na
PHENIX	Frankreich	1973	568	250	1300	UO ₂ -PuO ₂	Na
PFR	UK	1974	600	250	1500	UO ₂ -PuO ₂	Na
BN-600	UdSSR	1980	1470	600	2500	UO ₂	Na
SUPER-PHENIX	Frankreich**	1983	3000	1200	10500	UO ₂ -PuO ₂	Na
SNR-300	BRD***	1984	770	327	2300	UO ₂ -PuO ₂	Na
MONJU	Japan	1987	714	300	2300	UO ₂ -PuO ₂	Na
CRBRP	US	~1988	975	375	2900	UO ₂ -PuO ₂	Na
SUPER-PHENIX II	Frankreich**	~1990	3700	1500	-	UO ₂ -PuO ₂	Na
CDFR¥	UK	~1990	3230	1320	6660	UO ₂ -PuO ₂	Na
SNR-2¥	BRD	~1990	3420	1300	12000	UO ₂ -PuO ₂	Na
BN-1600¥	UdSSR	~1990	4200	1600	8800	UO ₂ -PuO ₂	Na
Demonstration¥	Japan	~1990	2400	1000	8000	UO ₂ -PuO ₂	Na

*Mit der Beteiligung von Deutschland und Euratom. **Mit der Beteiligung von Italien, Deutschland, Belgien und den Niederlanden. *** Mit der Beteiligung von Belgien und den Niederlanden. ⁺ Plus 5000t entsalzten Wassers/h ⁺⁺ ThO₂ Blanket.

¥ geplant und nicht gebaut

Zwei wichtige Punkte sind aus Tabelle 1.4 zu erkennen. Zum einen wurden alle gebauten Reaktoren auf der Basis Uran-Plutonium ausgelegt, was auf einen fortgeschrittenen Entwicklungsstand des U-Pu-Brennstoffes im Vergleich zum Th-U-Brennstoff hindeutet. Und zum anderen ist bei allen gebauten Reaktoren ein flüssiges Metall als Kühlmittel zum Einsatz gekommen. Bei keinem wurde ein Gas als Kühlmittel benutzt, obwohl die Auslegung eines gasgekühlten schnellen Brüters das Thema mehrerer experimenteller bzw. technischer Studien gewesen ist (wie zum Beispiel bei [1.9]).

Gasgekühlte schnelle Brüter (GCFR) wurden in den USA und Europa als eine Alternative zu flüssigmetallgekühlten Brütern entwickelt. Gaskühlung führt im Gegensatz zur Natriumkühlung zu einem härteren (höher-energetischen) Neutronenspektrum im Reaktor-Core, was wiederum zu einem größeren Brutfaktor C und demzufolge zu einer kleineren Verdopplungszeit führt. Dies verursacht niedrigere Kapitalkosten für einen GCFR. Normalerweise wird Helium bei GCFRs als Kühlmittel verwendet. Da Helium sich als einphasiges Gas chemisch und neutronenphysikalisch neutral verhält, wird es nicht radioaktiv, weshalb kein Zwischenkreislauf für den Wärmetransport benötigt wird. Die erste Auslegung für einen GCFR wurde im Jahre 1962 in den USA (bei General Atomic) konzipiert. Seitdem wurden einige Studien für eine 300 MW_{el.}-Test-Anlage und für eine kommerzielle 1000 MW_{el.}-Anlage durchgeführt. Zusätzlich wurden seit Ende der 60er-Jahre im Rahmen internationaler Kooperationen mehrere Untersuchungsprogramme in dieser Hinsicht im Forschungszentrum-Karlsruhe, im Kern-Forschungszentrum Jülich, bei KWU (ehemaliger deutscher Konzern), und im EIR (Schweiz) entwickelt und finanziert. Dabei wurden u.a. verschiedene Konzepte unter der Verwendung von Dampf, Kohlendioxid und Helium als jeweiligem Kühlmittel für einen GCFR untersucht. Bei diesen Untersuchungen wurden Vor- und Nachteile jedes dieser Kühlmittel ermittelt. Dampf wurde als Kühlmittel wegen Korrosionsproblemen (Cladding Compatibility), positiver Kühlmittel-Reaktivitätskoeffizienten und niedrigerem Brutgewinnfaktor (Moderation) abgelehnt. Ebenso konnte Kohlendioxid wegen höherer Druckverluste im System und höherer Kosten nicht als ein geeignetes Kühlmittel akzeptiert werden. Am Ende hat sich Helium als ein optimales Kühlmittel für einen GCFR erwiesen. Größerer Brutgewinnfaktor, nicht-radioaktiv-werdendes Kühlmittel, inertes Kühlmittel (keine Korrosionsprobleme und nicht brennbar) und Helium kann immer als ein einphasiges Kühlmittel betrachtet werden, zählen zu den Vorteilen des Heliums im Vergleich zu flüssigem Natrium. Auf der anderen Seite gehören zu den Nachteilen Heliums in diesem Vergleich: höhere Neutronenleckage, relativ schwächere Wärmetransporteigenschaften und eine kleinere negative Dopplerkonstante.

Das Prinzip „Brüten“ beschränkt sich nicht nur auf die Verwendung von schnellen Neutronen. Die Grundbedingung für Brüten, wie vorher diskutiert, ist, dass β größer

als zwei bleibt. Für U^{233} ist η im thermischen Bereich größer als zwei. Deswegen wurde der U-Th-Zyklus als potenzieller Kandidat für einen thermischen Brüter in Erwägung gezogen. Daher wurde an neuen Konzepten für einen thermischen Brutreaktor gearbeitet. Solche Studien führten zu Flüssig-Salz thermischen Brütern (MSBR) und Leicht-Wasser thermischen Brütern (LWBR). Grundsätzlich gibt es aber zwei Gründe dafür, dass die schnellen Brüter im Vergleich zu den thermischen favorisiert werden:

- Die Bedingung: $h > 2$ wird leichter in schnellen Spektren erfüllt, selbst wenn es technische Zwangs-Randbedingungen gibt.
- Die Kompatibilität des (U,Pu)-Brennstoffzyklus für schnelle Brüter mit dem der existierenden thermischen Kernreaktoren, d.h. hauptsächlich mit dem der LWRs.

Für weitere tiefgehende Diskussionen über thermische bzw. schnelle Brüter sei auf [1.8, 1.10] verwiesen.

Aus der oben geführten Diskussion geht hervor, dass der heliumgekühlte schnelle Brüter (GCFR) bei der neuen Generation der Brutreaktoren bzw. bei deren Kommerzialisierung von großer Bedeutung ist. Allerdings haben, nachdem alle technischen Fragen geklärt sind, solche Versionen der Brutreaktoren nur dann eine Chance, zum Einsatz zu kommen, wenn die dazugehörigen Sicherheitsfragen beantwortet sind. Daher befasst sich diese vorliegende Arbeit mit einigen Sicherheitsaspekten eines heliumgekühlten schnellen Brüters, was in den folgenden Kapiteln näher erläutert wird.

2. Das Konzept

2.1 Gesamtsicherheitskonzept

Erfahrungen aus dem Betrieb der weltweit eingesetzten Kernreaktoren in den letzten Jahrzehnten haben bis auf einige wenige Ausnahmen gezeigt, dass Kernenergie als eine verlässliche, sichere und umweltverträgliche Energiequelle betrachtet werden kann. Dennoch haben einige Vorfälle bzw. einige Unfälle eine große internationale Besorgnis über das Thema Reaktorsicherheit erregt. Der Chernobyl bzw. der Three-Mile-Island-Unfall haben verdeutlicht, dass unsichere Politik bzw. unsichere Praxis substantielle Effekte in Bezug auf Kernenergienutzung haben können.

Das Auftreten solcher Effekte ungeachtet des Ortes beeinflusst den Betrieb, die dazugehörigen Regulierungen und die Akzeptanz der Kernenergieversorgungssysteme. Aus diesem Grund ist es von höchster Bedeutung für einen Kernreaktor, alle relevanten Sicherheitsfragen zu klären.

Das Ziel der Reaktorsicherheit ist, dass Reaktoren gebaut und in Betrieb genommen werden, ohne dass Menschen bzw. die Umwelt dadurch unkalkulierbaren bzw. unklaren Risiken ausgesetzt werden. Im Allgemeinen gelten folgende Sicherheitsanforderungen für Kernreaktoren bzw. für Kernanlagen [2.1]:

- Es muss Sicherheit gegen Schäden an den Anlagen selbst bestehen, da ein ungestörter Betrieb mit hoher Verfügbarkeit angestrebt wird und aufwendige Reparaturen und Ersatzinvestitionen vermieden werden müssen. Derartige Schäden werden durch technischen Aufwand vermieden oder in zulässigen Grenzen gehalten, diese Fragestellung wird im Rahmen wirtschaftlicher Optimierungen gelöst.
- Personenschäden bei den im Kernkraftwerk beschäftigten Menschen müssen vermieden werden. Auch die Dosisbelastungen des Personals müssen entsprechend gesetzlicher Anforderungen niedrig gehalten werden (ALARA – Prinzip: As Low As Reasonably Achievable).
- Die in der Umgebung des Kraftwerks wohnende Bevölkerung muss gegen Schäden geschützt werden. Dies gilt sowohl für den Normalbetrieb als auch für Störfälle im Hinblick auf Personenschäden als auch auf materielle Schäden, z.B. durch Landkontamination nach Unfällen.

Die hier genannten Problemkreise gelten für alle Kraftwerke, für Chemieanlagen, für sonstige technische Einrichtungen (z.B. Verkehrssysteme), aber auch für zukünftige Technologien und Bereiche der industriellen Tätigkeiten (z.B. Biotechnik, Gentechnik). Ein wichtiger Aspekt bei der Kernreaktorensicherheit ist Schutz vor radioaktiven Materialien. Wenn ein Kernreaktor über eine bestimmte Zeitdauer in Betrieb ist, dann entsteht im System eine relativ große Menge an radioaktiven Spaltprodukten. Diese stellen ein großes Gefahrenpotential dar. Es muss sichergestellt werden, dass diese radioaktiven Materialien sowohl während der gesamten Betriebszeit als auch später nach Entnahme aus dem Reaktor im nachfolgenden Entsorgungsweg aus der Biosphäre weitestgehend ferngehalten werden. In diesem Zusammenhang ist aber sehr wichtig, dass auch im Falle eines Unfalls solche Spaltprodukte nicht in die Außenwelt freigesetzt werden. Da es bei Kernreaktoren ein großes Inventar an Kernbrennstoffen bzw. an radioaktiven Spaltprodukten gibt, sind besondere Störfallaspekte bei deren Sicherheit zu beachten¹:

- a) Ein Reaktor kann bei falscher Auslegung grundsätzlich durch eine nukleare Exkursion zerstört werden.
- b) Bestimmte Reaktoren können durch die Nachwärmeproduktion bei Ausfall der Kühlung schmelzen und zerstört werden, so dass große Mengen radioaktiver Stoffe in die Umwelt gelangen.
- c) Das große radioaktive Spaltstoff- und Spaltproduktinventar eines Reaktors verursacht bei Freisetzung große Schäden bei Menschen und anderen Lebewesen; diese Wirkung besteht auch noch in großen Entfernungen und für lange Zeiträume.
- d) Der Kernspaltprozess lässt als Endprodukte einige sehr langlebige Spaltprodukte und Aktiniden übrig, deren sichere Langzeitlagerung aufgrund der langen Halbwertszeiten schwierig nachzuweisen ist.

An diesen Punkten ist zu erkennen, dass zur Gewährleistung eines sicheren Kernreaktorbetriebes ein Gesamtsicherheitskonzept vorliegen muss. Abbildung 2.1 stellt solch ein Gesamtkonzept zur Sicherheit eines Kernkraftwerkes dar.

¹ Für weitere Vertiefungen bzw. Informationen über die Störfallaspekte sei auf [2.1] verwiesen.

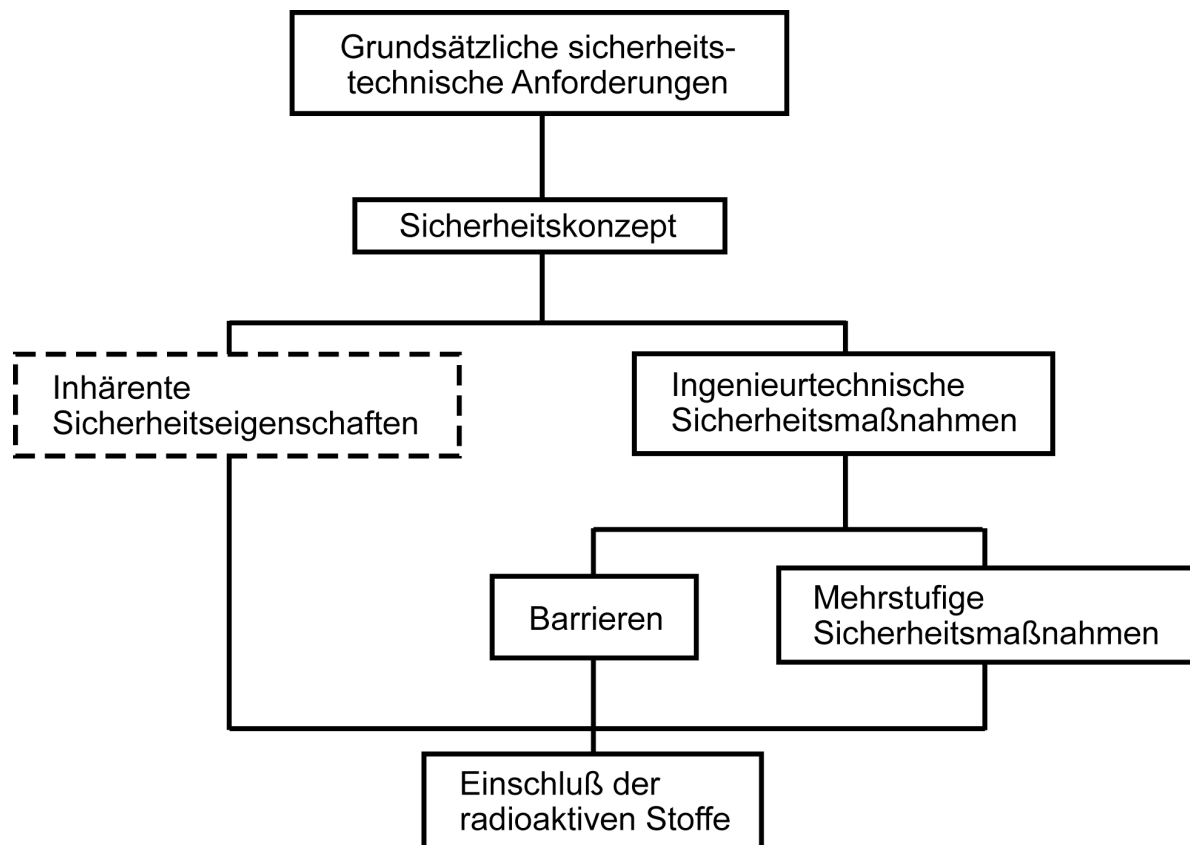


Abb. 2.1: Gesamtsicherheitskonzept für Kernkraftwerke [2.1]

Auch nach Abschalten der nuklearen Kettenreaktion entsteht durch β - und γ - Zerfall der radioaktiven Spaltprodukte Nachzerfallswärme in beachtlicher Höhe. Diese Nachzerfallswärmeleistung P_N kann durch einen Ansatz von Way/Wigner [2.2] in Abhängigkeit von der thermischen Reaktorleistung $P_{th.}$, der Zeit nach Abschalten des Reaktors t [s] und der Vorbetriebszeit t_0 [s] des Brennstoffs vor Abschalten des Reaktors (bzw. vor dem Unfall) beschrieben werden:

$$P_N = P_{th.} \cdot (6,22 \cdot 10^{-2}) \cdot \left[t^{-0,2} - (t_0 + t)^{-0,2} \right]. \quad (2.1)$$

Wie aus Gleichung 2.1 zu erkennen ist, ergibt sich für einen Reaktor mit $t_0 \gg t$ unmittelbar nach Abschaltung eine Nachzerfallswärmeleistung von ca. 6% der thermischen Reaktorleistung. Dieser Vorgang ist in Abbildung 2.2 graphisch dargestellt.

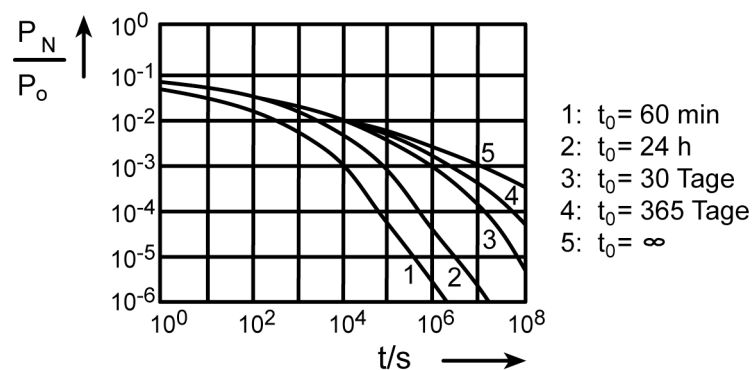


Abb. 2.2: Nachzerfallswärme-Freisetzungsrate für einen Kernreaktor im Normalfall [2.2]

Diese Nachwärme muss im Normalfall durch äußerst zuverlässige Nachwärmeabfuhrsysteme abgeführt werden. Aber sollte es aus irgendeinem Grund zu einem schweren Unfall kommen, bei dem alle Wärmeabfuhrsysteme ausfallen würden, dann würde dies in relativ kurzer Zeit zu Kernschmelzen bzw. zu Freisetzung der Spaltprodukte führen. Bei der Auslegung eines Kernreaktors bzw. eines Kernkraftwerkes, wie in Abb.2.1 abgebildet, wird durch geeignete inhärente Sicherheitseigenschaften des Reaktor-Cores bzw. durch durchdachte ingenieurtechnische Sicherheitsmaßnahmen sehr viel versucht, dass es sogar im Falle eines schweren Unfalls nicht zum Schmelzen des Reaktor-Cores kommt. Sollte es trotzdem geschehen, muss die nächste Stufe des Gesamtsicherheitskonzeptes (siehe Abb.2.1) greifen. Diese Stufe heißt „Barrieren“, wobei eine Barriere eine Einrichtung ist, die die hochradioaktive Kernschmelze aufnimmt und solange einschließt, bis es zum Erstarren kommt und die Schmelze nicht mehr nach Außen dringen kann. Dadurch wird die Freisetzung der radioaktiven Spaltprodukte in die Biosphäre verhindert, die durch Kernschmelzen - verursacht durch Nachzerfallswärme - in der Reaktorkaverne freigesetzt wurden (gasförmig und in Kernschmelze enthalten). Die wärmetechnische Auslegung solch einer Barriere, technisch auch „Core-Catcher“ genannt, für einen heliumgekühlten schnellen Brüter und die Beschreibung der dazugehörigen Vorgänge sind das Thema dieser vorliegenden Arbeit, was im folgenden Abschnitten näher erläutert wird.

2.2 Kraftwerkskonzept

Im Rahmen eines Kraftwerkskonzepts soll ein heliumgekühlter schneller Brüter mit einer thermischen Leistung von ca. 875 MW_{th} zum Einsatz kommen. Das vorgeschlagene Konzept soll in einer Kombination mit einem GuD-Konzept realisiert werden. Das Gesamtkraftwerk-Konzept ist in Abbildung 2.3 wiedergegeben.

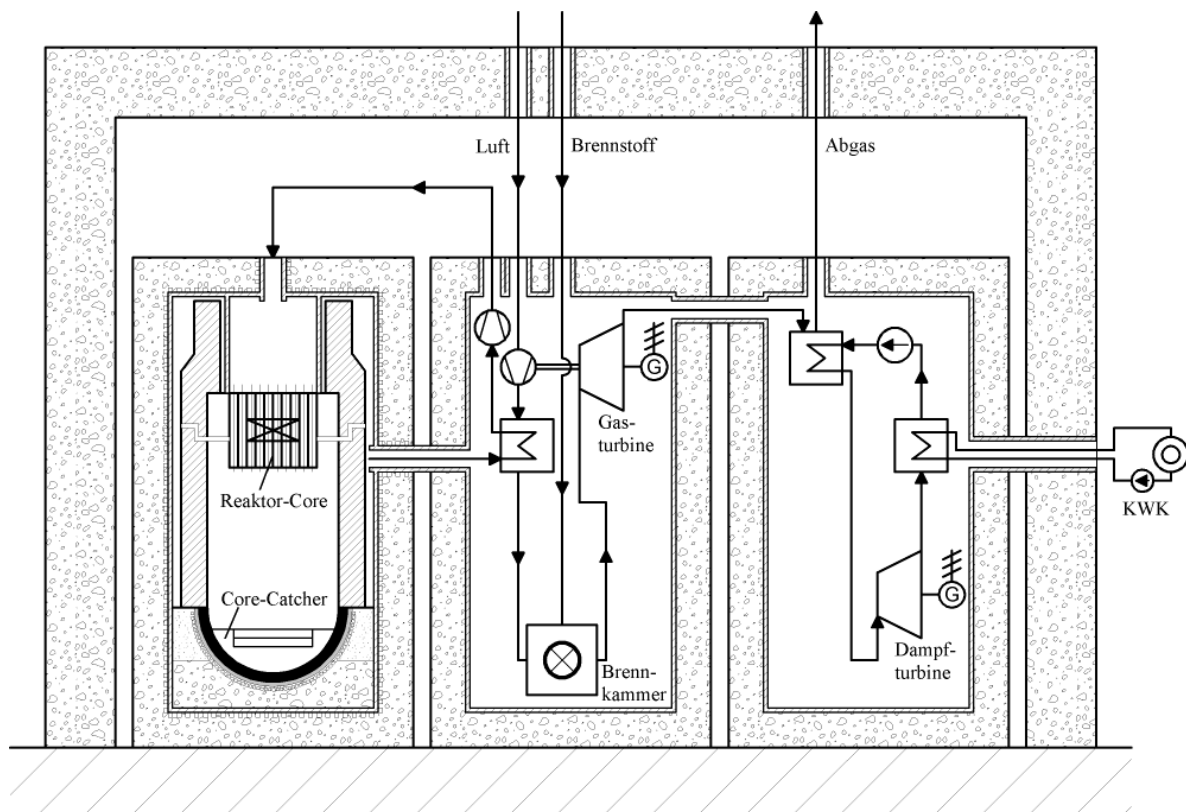


Abb. 2.3: Kraftwerkskonzept zum Einsatz eines heliumgekühlten schnellen Brüters mit einer thermischen Leistung von ca. 875 MW_{th}

Das heiße Gas aus dem Brüter strömt durch einen Hochtemperatur-Wärmetauscher (HTWT) und dient zur Erwärmung des aus dem Luftverdichter austretenden Luftstroms. Das nachgeschaltete System ist ein übliches GuD-System mit einem nachgeschalteten Abwärmenutzungssystem (KWK). In Abbildung 2.4 ist das Schaltschema dieses Gesamtkraftwerk-Konzeptes dargestellt.

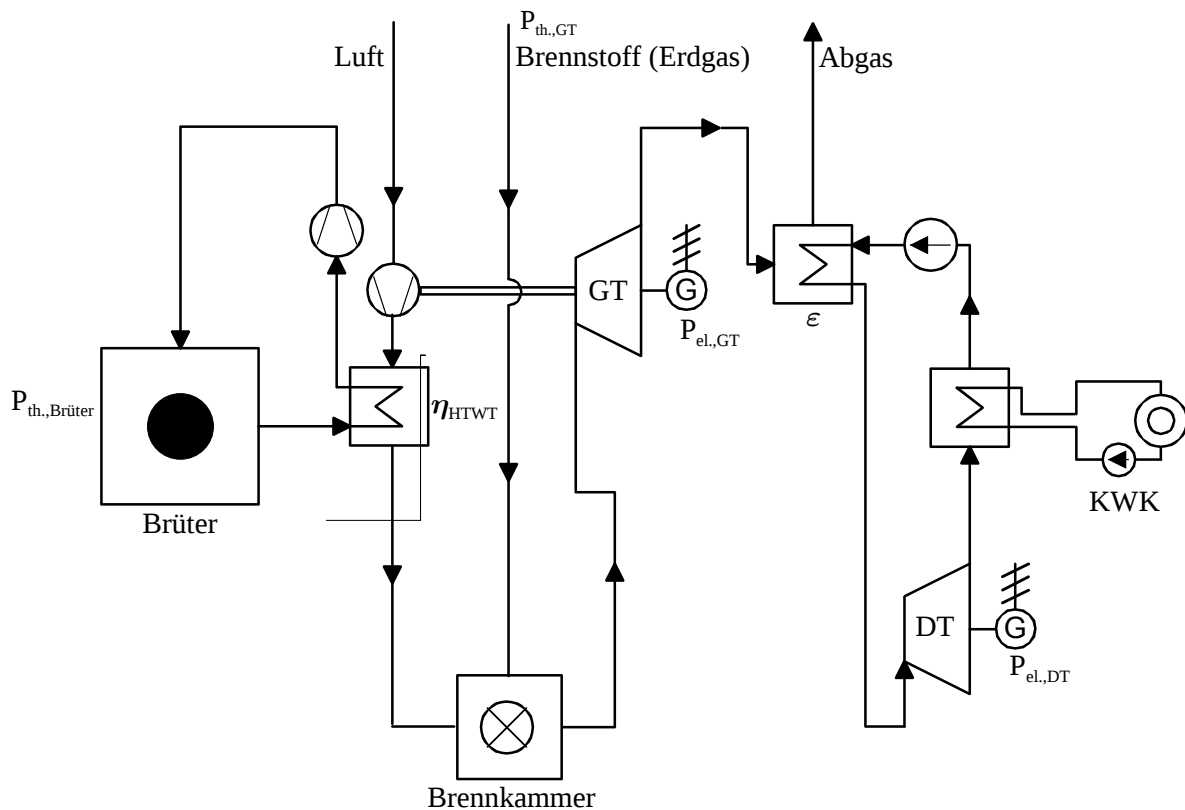


Abb. 2.4: Schaltschema des Gesamtkraftwerk-Konzeptes

Der Gesamtwirkungsgrad (elektrisch) für das in Abbildung 2.7 dargestellte System wird wie folgt definiert:

$$h_{el.,ges.} = \frac{P_{el.,GT} + P_{el.,DT}}{\dot{Q}_{zu,GT} + \dot{Q}_{zu,Brüter}} \quad (2.2)$$

$$h_{GT} = \frac{P_{el.,GT}}{\dot{Q}_{zu,GT} + (\dot{Q}_{ab,Brüter} \cdot h_{HTWT})} \quad (2.3)$$

$$h_{DT} = \frac{P_{el.,DT}}{(\dot{Q}_{ab,GT} \cdot e)} \quad (2.4)$$

$$\dot{Q}_{ab,GT} = [\dot{Q}_{zu,GT} + (\dot{Q}_{ab,Brüter} \cdot h_{HTWT})](1 - h_{GT}) \quad [\dot{Q}_{zu,GT} \equiv P_{th.,GT}] \quad (2.5)$$

$$\dot{Q}_{ab,Brüter} = \dot{Q}_{zu,Brüter} \cdot (h_{th.,Brüter}) \quad [\dot{Q}_{zu,Brüter} \equiv P_{th.,Brüter}] \quad (2.6)$$

Daraus folgt:

$$h_{el.,ges.} = \frac{h_{GT} \left[\dot{Q}_{zu,GT} + \dot{Q}_{zu,Brüter} h_{HTWT} (h_{th.,Brüter}) \right]}{\dot{Q}_{zu,GT} + \dot{Q}_{zu,Brüter}} + \frac{h_{DT} \left[\dot{Q}_{zu,GT} + \dot{Q}_{zu,Brüter} h_{HTWT} (h_{th.,Brüter}) \right] \cdot e \cdot (1 - h_{GT})}{\dot{Q}_{zu,GT} + \dot{Q}_{zu,Brüter}} \quad (2.7)$$

Für einen vorgegebenen Gesamtwirkungsgrad ergeben sich die optimale Luftstromtemperatur am Eingang der Brennkammer T^* und das optimale Druckverhältnis beim Gasturbinenkreislauf π ($P_{Verdichteraustritt} / P_{Verdichtereintritt}$) durch iterative Lösung. Zum Beispiel ergeben sich für einen Gesamtwirkungsgrad (elektrisch) von 0,55 unter bestimmten Annahmen für η_{HTWT} , ε (GuD-Wärmetauscherwirkungsgrad), $\eta_{innere,GT}$, $\eta_{innere,Verd.}$, $\eta_{th.,Brüter}$, η_{DT} (Dampfturbinenkreislauf-Wirkungsgrad), $T_{Turbineneintritt}$, $T_{Verdichtereintritt}$ und k und unter der Annahme, dass $l \gg 1$ ist, d.h. $(\dot{m}_{Brennstoff} / \dot{m}_{Luft}) \ll 1$, durch iterative Lösung optimale Werte für T^* , $P_{el.,GT}$, $P_{el.,DT}$, $\eta_{el.,GT}$, $P_{th.,GT}$. In Tabelle 2.1 sind die berechneten Werte zusammen mit den angenommenen Parametern aufgeführt.

Tabelle 2.1: Optimale technische Parameter für das Gesamtkraftwerk-Konzept (für $\eta_{el.,ges.}=0,55$)

η_{HTWT}	0,85
ε	0,85
η_{innere} (GT und Verdichter)	0,86
$\eta_{th.,Brüter}$	0,95
$T_{Turbineneintritt}$	1500 K
$T_{Verdichtereintritt}$	300 K
$T_{Turbinenaustritt}$	879 K
k (von Luft)	1,4
$P_{th.,Brüter}$	875 MW _{th.}
$P_{th.,GT}$	ca. 4632 MW _{th.}
$\eta_{el.,DT}$	0,4
$\eta_{el.,GT}$	0,34
π	9,97
T^*	ca. 740 K
$P_{el.,DT}$	ca. 1839 MW _{el.}
$P_{el.,GT}$	ca. 1190 MW _{el.}
$\eta_{el.,ges}$	0,55

2.3 Core-Catcher-Konzept

Es wurden seit den 70er Jahren einige Core-Catcher-Konzepte für einen gasgekühlten schnellen Brüter vorgeschlagen und untersucht [2.3-2.8]. Bei manchen Konzepten wurde Beton als Wärmespeicher bzw. als Opfermaterial im Core-Catcher vorgeschlagen [2.3], bei einigen wurde Borax als Wärmespeicher ausgewählt [2.4] und einige Konzepte wurden auch ohne den Einsatz von Wärmespeichermaterialien untersucht [2.5-2.8]. Bei dem in dieser Arbeit vorgeschlagenen Konzept wurde Stahl als das Wärmespeichermaterial im Core-Catcher ausgewählt. Das in dieser Arbeit zu untersuchende Core-Catcher-Konzept ist in Abbildung 2.5 dargestellt:

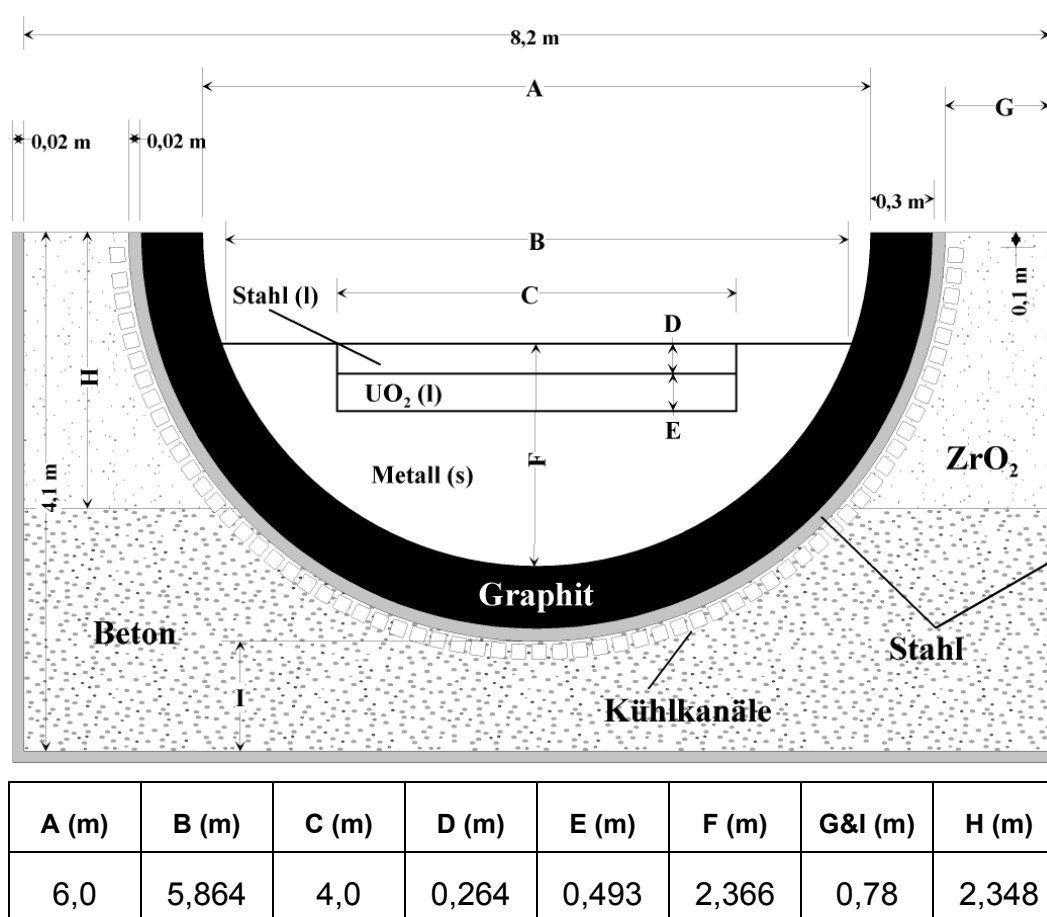


Abb. 2.5: Core-Catcher-Konzept für einen heliumgekühlten schnellen Brüter

Die Auswahl des Stahlbetts im Core-Catcher als Speichermaterial wurde aus folgenden Gründen getroffen:

- In einem Core-Catcher ist es von höchster Bedeutung, dass die durch die Schmelze abgegebene Wärme so schnell wie möglich im Wärmespeichermaterial zunächst absorbiert und dann in alle Richtungen transportiert wird. Stahl hat eine relativ hohe Wärmekapazität und als Metall einen hohen Wärmeleitfähigkeitskoeffizienten.
- Die Schmelze, die bei einem schweren Unfall in einen Core-Catcher herunterfällt, besteht aus zwei Phasen (über dieses Thema wird ausführlich in Kapitel 3 diskutiert), d.h. aus einer oxidischen und aus einer metallischen Phase (im Falle eines heliumgekühlten schnellen Brütters besteht die metallische Phase nur aus Stahl). Die Metallphase, hier in diesem Fall die Stahlschmelze, ist leichter als die oxidische Phase und schwimmt deswegen auf der oxidischen Phase. Ein Stahlbett im Core-Catcher hat den Vorteil, dass im Laufe der Zeit durch die Aufnahme der von der Schmelze abgegebenen Wärme das Stahlbett aufgeschmolzen wird, die heiße oxidische Phase nach unten sinkt und sich die Stahlschmelze aus dem Reaktor-Core mit dem aufgeschmolzenen Stahlbett vermischt. Dies führt zum einen dazu, dass sich eine Wärmeschutzschicht auf der Core-Catcher-Oberfläche bildet (besonders wenn sich eine Kruste auf der Schmelzeoberfläche bildet). Dadurch wird verhindert, dass durch starke Wärmeabstrahlung aus der Core-Catcher-Oberfläche die inneren Wände der Reaktorkaverne stark belastet bzw. beschädigt werden. Zum anderen hat solch eine Vermischung zur Folge, dass sich die volumenbezogene in der Stahlschmelze enthaltene Nachzerfallswärmeleistung verkleinert, da das aufgeschmolzene Stahlbett keine innere Wärmequelle besitzt.
- So ein Core-Catcher-Konzept wurde bis jetzt nicht untersucht, obwohl einige Vorschläge über die Verwendung von einem Metall-Bett in einem Core-Catcher (für einen schnellen Brüter) als Wärmespeicher gemacht wurden.

Die Graphit-Schicht sorgt für eine bessere Vergleichmäßigung der nach unten transportierten Wärme. An der unteren Seite der Stahl-Liner (direkt unter der Graphit-Schicht angeordnet) wurden Kühlkanäle eingebaut. Die Kühlung erfolgt durch Kühlwasser und gewährleistet eine Temperatur von 410°C an der unteren Oberfläche der unter der Graphit-Schicht eingebauten Stahl-Liner. Obwohl eine solche Kühlung bei der Auslegung des Core-Catchers mitkonzipiert wurde, wird bei den wärmetechnischen Berechnungen zur Auslegung des Core-Catchers auch eine Alternative untersucht, bei der die Kühlung an der unteren Oberfläche vollständig ausfallen würde. Der gesamte Core-Catcher wird in einem Festbett eingebaut. Das Bett setzt sich aus einer ZrO_2 -Schicht und einer Beton-Schicht zusammen. Die oben liegende ZrO_2 -Schicht ist eine Art Stampfmasse, die als Wärmeisolation dient. Diese Stampfmasse wurde an der Stelle eingesetzt, wo der Core-Catcher den kleinsten Abstand zur inneren Oberfläche der Reaktorkaverne hat. Auf diese Weise wird die Reaktorkaverne besser geschützt.

Das hier vorgeschlagene Konzept wurde für einen heliumgekühlten schnellen Brüter mit einer thermischen Leistung von $875 \text{ MW}_{\text{th}}$ erdacht. Der für solch einen Brüter ausgelegte Core-Catcher muss bestimmte Randbedingungen erfüllen. Abbildung 2.6 zeigt den Core-Catcher zusammen mit den dazu gehörigen Randbedingungen.

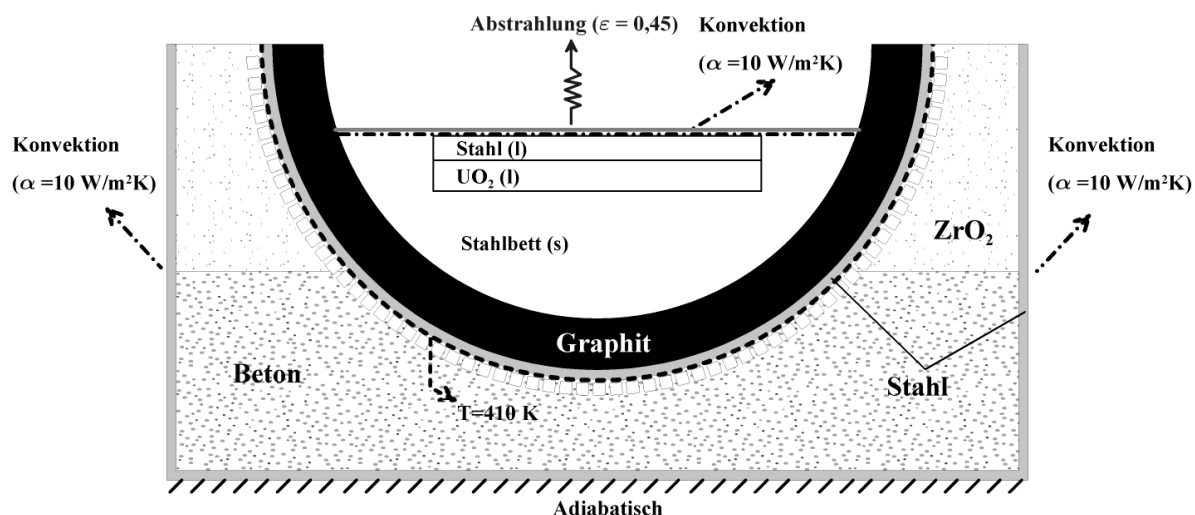


Abb. 2.6: Randbedingungen für das vorgeschlagene Core-Catcher-Konzept

Für die Wärmeabstrahlung an der Oberfläche wurde ϵ gleich 0,45 aus der Literatur übernommen [2.9]. Der Wärmeübergangskoeffizient für den Wärmetransport durch freie Konvektion an der Oberfläche und auch für den Wärmetransport an der Außenoberfläche des Core-Catchers wurden gleich $10 \text{ W/m}^2\text{K}$ angenommen [2.10]. Die Informationen über die Schmelzmenge und deren Zusammensetzung (oxidische bzw. metallische Anteile), die anfänglichen Temperaturen und die restlichen notwendigen Betriebsdaten wurden aus dem KFK-2352 [2.4], aus [2.11] und aus dem Bericht über eine Sicherheitsstudie für einen $1000 \text{ MW}_{\text{el}}$ heliumgekühlten schnellen Brüter von KWU [2.5] entnommen. Diese Daten wurden in Tabelle 2.1 aufgeführt. Es sei darauf aufmerksam gemacht, dass die oxidische Schmelze zur Vereinfachung als reines UO_2 angenommen wurde. Diese Annahme ist laut Literaturangaben [2.3, 2.4] zur Vereinfachung der durchzuführenden Berechnungen notwendig und im Allgemeinen berechtigt. Die oxidische Schmelze ist ohne diese Vereinfachung als ein multikomponentes Gemisch zu betrachten, welches aus Stoffen wie UO_2 , PuO_2 und einer Reihe von Spaltprodukten besteht.

Tabelle 2.1: Betriebsdaten für den heliumgekühlten schnellen Brüter,
anfängliche bzw. Randbedingungen für das Core-Catcher-Konzept

Reaktorleistung (thermisch)	875 MW _{th}
PCRVBetriebsdruck	10,5 MPa
Helium-Eintrittstemperatur	ca. 570 K
Helium-Austrittstemperatur	ca. 800 K
Maximale Hüllrohrtemperatur	ca. 1000 K
Masse der oxidischen Schmelze (UO ₂)	54100 kg
Masse der metallischen Schmelze (Stahl)	19000 kg
Masse des Stahlbettes	226550 kg
Schmelze-Temperatur bei t = 0 s (für beide Schmelzephassen gleich)	3273 K
Stahlbett-Temperatur bei t = 0 s	580 K
Wärmedurchgangskoeffizient mit freier Konvektion an der Oberfläche des Core-Catchers, a	10 W/m ² K
Emissionsvermögen des Stahls, e (für Wärmeabstrahlung an der Core-Catcher-Oberfläche)	0,45
Stahlschmelze-Nachzerfallswärmeleistung*	(0,24)P _N
Oxidschmelze-Nachzerfallswärmeleistung*	(0,56)P _N

* siehe Gleichung 2.1 für P_N

Das in Abbildung 2.5 dargestellte Core-Catcher-Konzept soll in der Reaktorkaverne eines heliumgekühlten schnellen Brüters eingebaut werden. Sollte es durch einen schweren Unfall zum Durchschmelzen des Reaktor-Cores kommen, würde dieser Core-Catcher als eine Barriere dienen, die die hochradioaktive Kernschmelze aufnimmt und solange einschließt, bis es zum Erstarren kommt und die Schmelze nicht mehr nach Außen dringen kann. Diese Anordnung wurde in Abbildung 2.7 dargestellt.

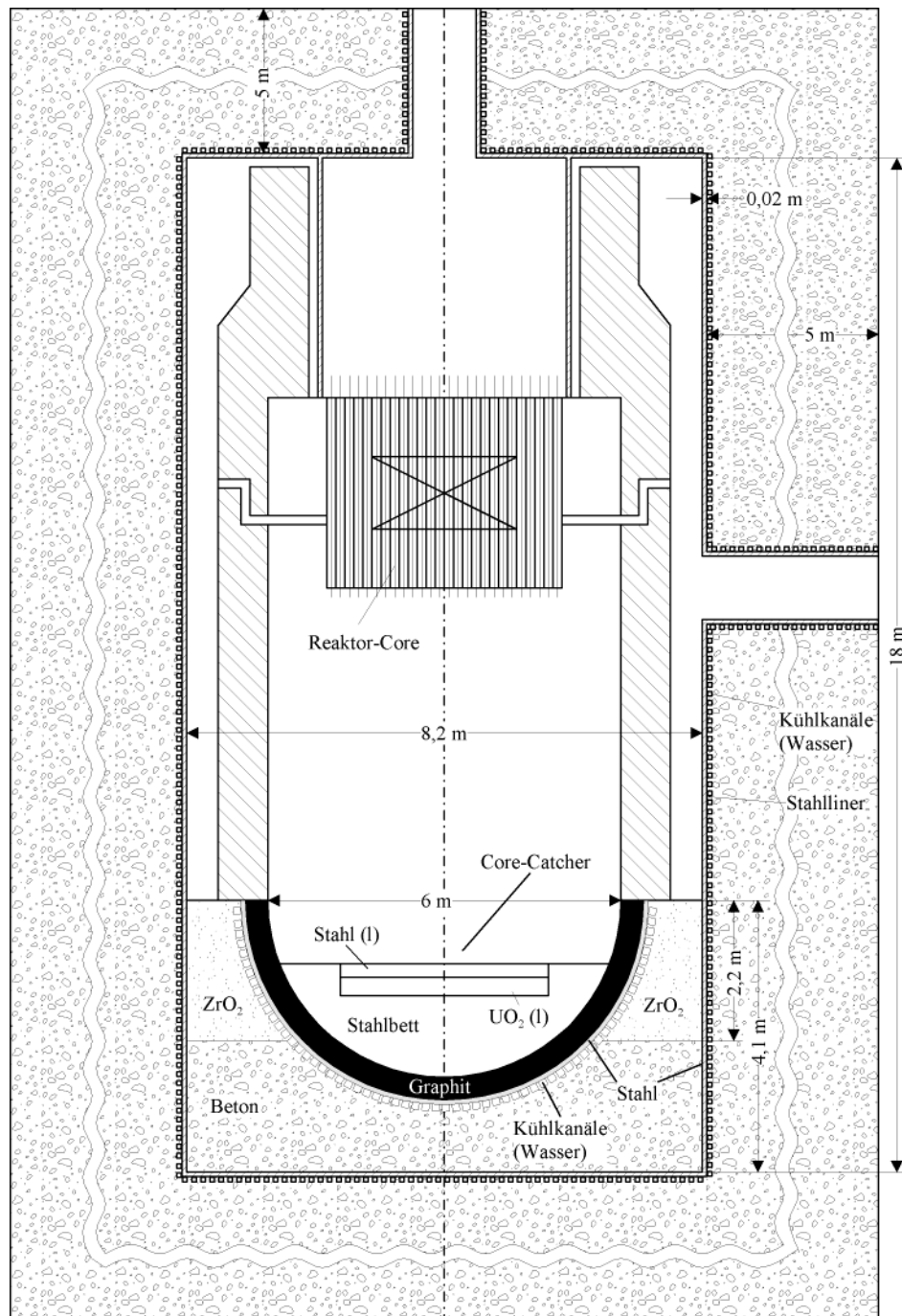


Abb. 2.7: Reaktorkaverne für einen heliumgekühlten schnellen Brüter (875 MW_{th}.) zusammen mit dem eingebauten Core-Catcher

Für eine sichere und zuverlässige Realisierung des vorgeschlagenen Core-Catcher-Konzepts sind mehrere wärmetechnische bzw. neutronenphysikalische Fragen zu klären. Diese vorliegende Arbeit befasst sich mit der Klärung dieser technischen Fragen, welche im nächsten Abschnitt formuliert bzw. dargestellt werden.

2.4 Aufgabenstellung

Die wärmetechnische Sicherheitsanalyse des in dieser Arbeit vorgeschlagenen Core-Catcher-Konzepts für einen heliumgekühlten schnellen Brüter und die Beschreibung der relevanten Vorgänge ist das Thema dieser vorliegenden Arbeit. Dabei sind folgende Fragen aus wärmetechnischer bzw. aus neutronenphysikalischer Sicht zu klären:

- Wie lautet die chemo-physikalische Beschreibung der zu behandelnde Schmelze?
- Welche Randbedingungen bei einem hypothetischen Reaktorunfall im betrachteten System gibt es?
- Welche Materialien sind als Schutz- bzw. Opfer-/Wärmespeicherschichten auszuwählen?
- Kann die Core-Schmelze langfristig stabil in einem nicht gefährlichen Temperaturbereich gehalten werden? und wie? (Was für ein Kühlsystem-Konzept?)
- Was sind realistische Dimensionen eines Core-Catchers?
- Welche Temperaturprofile sind zu den unterschiedlichen Zeitpunkten zu erwarten und wie sind sie zu erklären?
- Wie verteilt sich die abgeführte Wärme aus dem Core-Catcher? Wie viel davon wird über die Core-Catcher-Oberfläche abgeführt? Und wie viel davon geht nach unten? Die Verteilung der abgeführten Wärme ist besonders wichtig, weil die Reaktorkaverne direkt davon betroffen ist bzw. dessen Sicherheit davon abhängt.
- Welche Unsicherheiten bestehen bei der Berechnung von Temperaturprofilen und wie kann ihnen begegnet werden?
- Da die innere Oberfläche der Reaktorkaverne im Verlauf eines schweren Kernschmelzenunfalls bei einem gasgekühlten schnellen Brüter relativ hohen Wärmestromdichten ausgesetzt ist, kann bei langfristigem Ausfall der Kühlung die Reaktorkaverne stark beschädigt werden. Daher ist eine wärmetechnische Untersuchung der Reaktorkaverne von fundamentaler Bedeutung. Dabei soll das

Temperaturprofil im Reaktorkaverne-Körper und die Erosionstiefe ermittelt werden.

- Im Gegensatz zu Unfallsituationen bei thermischen Reaktoren besteht für eine Core-Schmelze eines schnellen Reaktors die Möglichkeit, dass es beim Auffangen im Core-Catcher zur Kritikalität der betrachteten Schmelze kommt und demzufolge eine nukleare Kettenreaktion ausgelöst wird. Deswegen ist es bei der Sicherheitsanalyse eines Core-Catchers für einen schnellen Brüter von fundamentaler Bedeutung, eine neutronenphysikalische Untersuchung zur Kritikalitätsbewertung der zu behandelnden Schmelze durchzuführen, damit die Frage beantwortet werden kann, ob es in einer Unfallsituation zum Auslösen einer unkontrollierten nuklearen Kettenreaktion im Core-Catcher kommt.

3. Theoretische Grundlagen und Modellierung

3.1 Theoretische Grundlagen

Das Bénard-Experiment [3.1] und dessen theoretische Interpretation - vorgeschlagen von Rayleigh - wird als der Anfang der Forschungsära im Gebiet „freie Konvektion“ in Fluiden bezeichnet. Es gibt mehrere Arbeiten, die von durch externen Randbedingungen kontrollierter freier Konvektion (Temperaturdifferenz) handeln. Doch findet die freie Konvektion nicht immer auf Grund externer Randbedingungen statt. Befindet sich eine innere Wärmequelle in einem Fluid, dann ist der Hauptgrund für die Existenz freier Konvektion im System auf diese innere Wärmequelle zurückzuführen und nicht auf externe Randbedingungen. Für lange Zeit wurde das Phänomen „freie Konvektion auf Grund einer inneren Wärmequelle“ nicht ernsthaft wahrgenommen und erforscht. Erst nach den Unfällen „Three Mile Island“ und „Tschernobyl“ wurde dieses Phänomen mit großem Interesse aufmerksam verfolgt. Demzufolge wurde das Thema „Reaktorsicherheit“ als ein unabhängiges Forschungsgebiet akzeptiert. Bei der Analyse verschiedener Szenarien, die die Folgen schwerer Unfälle bei einem Kernreaktorsystem (besonders im Falle eines Core-meltdown) beschreiben, ist das Hauptproblem die Behandlung einer sehr heißen Schmelze, die hochradioaktive Spaltprodukte beinhaltet und in den meisten Fällen aus zwei Phasen, d.h. aus einer oxidischen Phase und aus einer metallischen Phase, besteht. In dieser Hinsicht sind Kenntnisse über die Wärmetransportmechanismen bzw. die Wärmestromdichtenverteilung in solch einer Core-Schmelze von größter Bedeutung, da nur diese Kenntnisse die Modellierung der dabei existierenden Vorgänge aus wärme-technischer Sicht ermöglichen. Es wurden einige Studien (theoretisch und experimentell) bzw. Simulationen über konvektiven Wärmetransport von einem sich in einem abgeschlossenen Volumen befindenden Fluid, das eine innere Wärmequelle enthält, durchgeführt [3.2]. Es ist bekannt, dass im Falle einer Core-Schmelze mit hoher Wärmefreisetzungsrate die konvektive Strömung im betrachteten System als stark-turbulente klassifiziert werden kann. Dies erschwert die Modellierung der Vorgänge sehr und deswegen spielt dabei die analytische Vorgehensweise eine sehr wichtige Rolle.

Die Situation, in der ein Fluid von erhitzten Wänden (an der Unterseite) begrenzt ist und an der Oberfläche abgekühlt wird, wird als Rayleigh-Bénard(RB)-Situation bezeichnet. Aber die relevante Situation in der Reaktorsicherheit unterscheidet sich in großem Maße von der klassischen RB-Situation. Im Falle einer Core-Schmelze beinhaltet erstens das Fluid (die Core-Schmelze) eine innere Wärmequelle und zwei-

tens entsprechen die Randbedingungen meistens nicht denen des klassischen RB-Falls. Im Falle eines schweren Unfalls bei einem Kernreaktor, der zum Durchschmelzen des Reaktor-Cores führt, handelt es sich um eine misch-konvektive Strömung bzw. um eine gemischte freie Konvektion (mixed natural convection) im Schmelzebad. In Abbildung 3.1 ist diese Situation graphisch dargestellt:

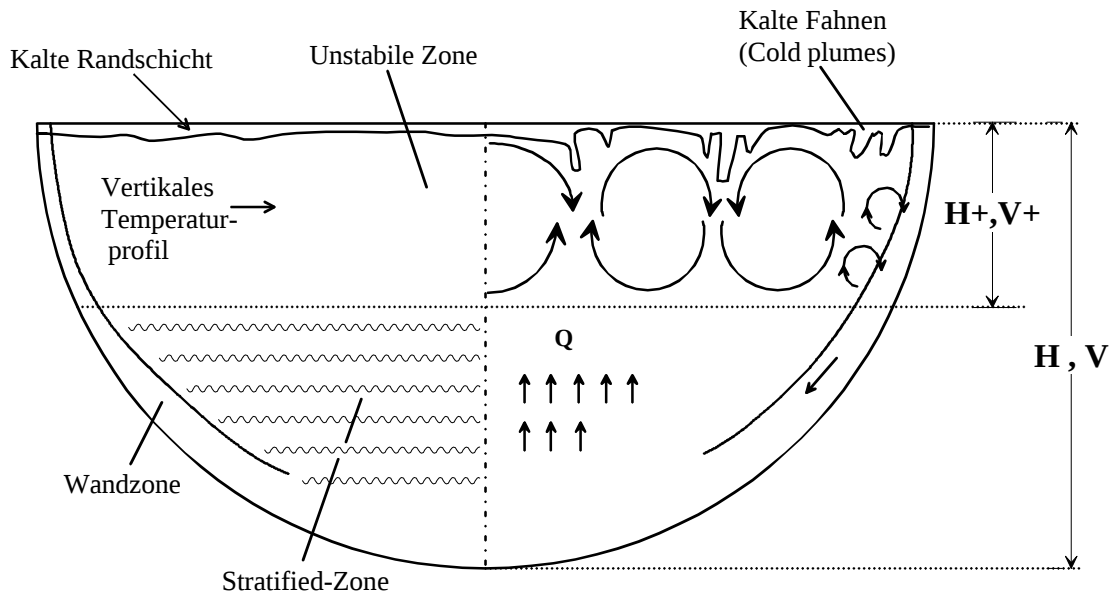


Abb. 3.1: Situation im Schmelzebad nach einem schweren Unfall in einem Kernreaktor [3.3]

Wie in Abbildung 3.1 zu erkennen ist, teilt die horizontale Ebene, die durch den Punkt der maximalen Temperatur (Zeit-gemittelt) geht, das Gesamtvolumen „V“ in zwei Zonen. Eine unstabile Zone (oben) mit der Höhe „ H^+ “ (Volumen „ V^+ “) und eine „Stratified-Zone“ (unten) mit der Höhe „ $(H-H^+)$ “. Die Strömungslage in der unstabilen Zone ist stark turbulent. Hier in diesem unstabilen Bereich erfolgt der Wärmetransport über gemischte freie Konvektion (mixed natural convection). Im Bulkbereich dieser Zone ähnelt die Situation dem klassischen RB-Fall und in dem wandnahen Bereich findet eine freie Konvektion wegen eines nach unten gerichteten Fluidstroms statt, der teilweise bis nach unten durchfließt. In der unstabilen Zone gibt es ein vertikales Temperaturprofil (mit der niedrigsten Temperatur an der Oberfläche). Die unstabile Zone wird oft auch als „Konvektion-dominierte Zone“ bezeichnet, da der Wärmetransport durch diese Zone hauptsächlich über Konvektion erfolgt. In der Stratified-Zone herrscht eine Temperatur-Stratifikation. In dieser Zone erfolgt der Wärmetransport überwiegend über Wärmeleitung durch das Fluid, da das Fluid sich in diesem Bereich kaum bewegt. Der Wärmetransport nach unten wird durch eine dünne Randschicht bestimmt, die durch einen nach unten gerichteten Fluidstrom zustande

kommt. Die Stratified-Zone wird oft auch als „wärmeleitungs-dominierte Zone“ bezeichnet, da der Wärmetransport durch diese Zone hauptsächlich über Wärmeleitung erfolgt. Des Weiteren gibt es an der Oberfläche des Schmelzebades eine kalte Randschicht. Direkt unter dieser kalten Schicht entstehen die so genannten kalten Fahnen (cold plumes), die nach unten fallen. Solch eine Beschreibung der Vorgänge im Falle freier Konvektion in einem Fluid (bzw. in einem Schmelzbad) wurde experimentell und auch theoretisch (durch Simulationen) bestätigt [3.2, 3.3]. Abbildung 3.2 zeigt das typische Hologramm für die Verteilung der Isothermen in einem Fluid, das eine innere Wärmequelle enthält.

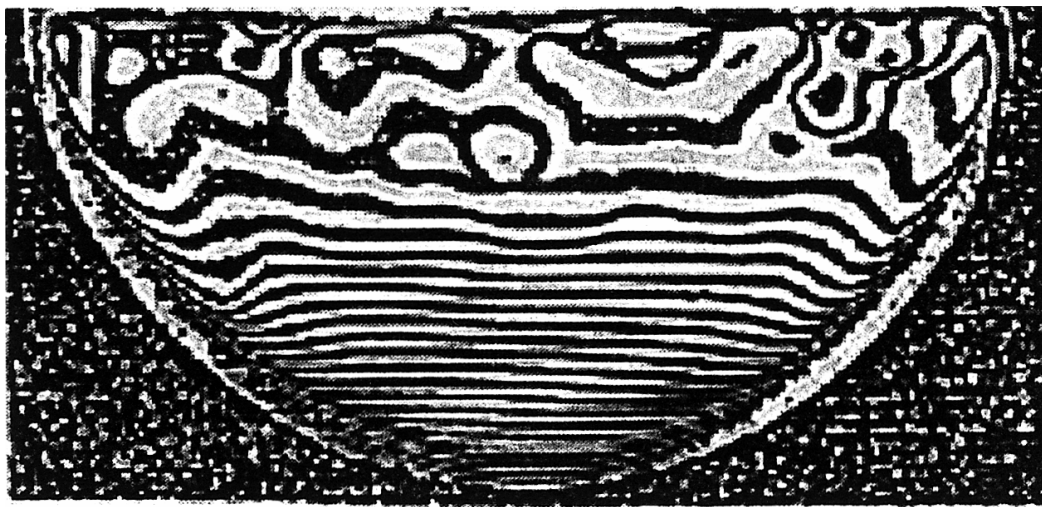


Abb. 3.2: Typisches Hologramm für die Verteilung der Isothermen in einem Fluid mit einer inneren Wärmequelle [3.2]

Für die Beschreibung der wärmetechnischen Vorgänge hinsichtlich der freien Konvektion bzw. der Misch-Konvektion (mixed convection) wird oft von dimensionslosen Kennzahlen Gebrauch gemacht. Die wichtigsten Kennzahlen in diesem Zusammenhang sind die Grashof-Zahl (Gr), die Prandtl-Zahl (Pr) und die Dammköhler-Zahl (Da):

$$\text{Gr} = \frac{g \cdot b \cdot \Delta T \cdot L^3}{n^2}, \quad (3.1)$$

$$\text{Pr} = \frac{n}{a}, \quad (3.2)$$

$$\text{Da} = \frac{\dot{q}''' \cdot L^2}{l \cdot \Delta T}. \quad (3.3)$$

wobei:

- L : die Höhe des Bades [m],
- g : Erdbeschleunigung [m/s^2],
- b : volumetrisch thermischer Expansionskoeffizient des betrachteten Fluids [K^{-1}],
- n : kinematische Viskosität des Fluids $\left(= \frac{\eta}{\rho}\right)$ [m^2/s],
- ΔT : maximale Temperaturdifferenz im Bad [K],
- l : Wärmeleitfähigkeitskoeffizient [W/mK],
- a : Temperaturleitfähigkeitskoeffizient [m^2/s],
- $\dot{q}'''$: volumetrische innere Wärmequelle [W/m^3].

Außerdem werden zweckmäßiger Weise die externe Rayleigh-Zahl (Ra) und die interne Rayleigh-Zahl (Ra_i) eingeführt:

$$Ra = Gr \cdot Pr, \quad (3.4)$$

$$Ra_i = Gr \cdot Pr \cdot Da. \quad (3.5)$$

Die Ra -Zahl eignet sich zur Beschreibung des Falls freier Konvektion in einem Fluid ohne innere Wärmequelle, und die Ra_i -Zahl wird für die Beschreibung der Strömungslage im Falle freier Konvektion in einem Fluid mit einer inneren Wärmequelle verwendet. Bei einem schweren Unfall, der zum Durchschmelzen des Reaktor-Cores führt, handelt es sich, wie vorher erwähnt, um eine sehr heiße hochradioaktive Schmelze. Diese Schmelze beinhaltet verschiedene radioaktive Spaltprodukte, die im Laufe der Zeit zerfallen. Durch den radioaktiven Zerfall solcher Spaltprodukte wird Energie in Form von Wärme freigesetzt, welche oft als Nachzerfallswärme bezeichnet wird. Diese Nachzerfallswärmefreisetzung kann in der Form einer inneren volumetrischen Wärmequelle betrachtet bzw. modelliert werden¹.

Aus der obigen Diskussion ist zu erkennen, dass für solch eine Core-Schmelze, die interne Rayleigh-Zahl (Ra_i) zur Beschreibung der Strömungslage im Schmelzebad von Bedeutung ist. Seit Anfang der 70er-Jahre wurden einige Experimente bzw. theoretische Studien über freie Konvektion in einem Fluid mit einer inneren Wärmequelle durchgeführt [3.4-3.9]. Die Ergebnisse solcher Arbeiten haben gezeigt, dass

¹ Siehe Kapitel 2, Gleichung 2.1

im Allgemeinen die Strömungslage in solch einem Fluid mit Hilfe von Ra_i wie folgt beschrieben werden kann [3.3]:

$$\left\{ \begin{array}{ll} Ra_i < 10^8: & \text{Laminare Situation,} \\ 10^8 < Ra_i < 10^{10}: & \text{Übergangszone von laminar zu turbulent,} \\ Ra_i \geq 10^{10}: & \text{Turbulente Situation.} \end{array} \right.$$

Der Wärmetransport wird durch die Nusselt-Zahl (Nu) charakterisiert:

$$Nu = \frac{\dot{q}'' \cdot L}{l \cdot \Delta T}. \quad (3.6)$$

Dabei bezieht sich $\dot{q}'' [W/m^2]$ auf die Wärmestromdichte. Die Temperaturdifferenz ΔT wird als die Differenz zwischen der maximalen Temperatur im Bad und der Wandtemperatur definiert. Bei manchen Arbeiten wurde statt der maximalen Temperatur die Bulktemperatur verwendet:

$$\left. \begin{array}{l} \Delta T = T_{\max} - T_{Wand} \\ \text{bzw.} \\ \Delta T = T_{Bulk} - T_{Wand} \end{array} \right\} \quad (3.7)$$

Die Flächengemittelte Nu-Zahl kann im Allgemeinen wie folgt formuliert werden:

$$Nu = \Psi(Ra_i, Pr, \text{Geometrie des Behälters}). \quad (3.8)$$

Dabei wird „ Ra_i “ für den Fall eines Fluids mit einer inneren Wärmequelle und „ Ra “ für den Fall eines Fluids ohne eine innere Wärmequelle verwendet. In der Literatur sind Korrelationen für die Nu-Zahl in der Form:

$$\text{Nu} = C \cdot \text{Ra}_f^n \cdot \text{Pr}^m. \quad (3.9)$$

bekannt. Die Konstante C und die Exponenten „ n “ und „ m “ lassen sich je nach untersuchtem Fall (Geometrie, Temperaturbereich, Strömungslage usw.) bestimmen. Zum Beispiel haben Theofanous et. al. [3.5] experimentell gezeigt, dass bei hohen Ra_f -Zahlen (bis 10^{16}) eine voll entwickelte turbulente (thermische) Strömungssituation herrscht. In früheren Zeiten wurde eine beachtliche Zahl an Experimenten bzw. Studien zu diesem Thema durchgeführt. Dabei wurde versucht, eine für den jeweils betrachteten Fall geeignete Korrelation für Nu-Zahlen zu ermitteln. In Anhang 1 sind die Ergebnisse solcher Arbeiten mit dazugehörigen Bemerkungen aufgeführt [3.10]. Die in Anhang 1 dargestellten Nu-Korrelationen wurden jeweils für bestimmte Randbedingungen durch die experimentellen Ergebnisse bzw. durch die Simulationsergebnisse ermittelt. D.h. es gilt jeweils eine Nu-Gleichung für:

- die jeweils definierten Randbedingungen,
- den jeweils angegebenen Ra-Zahl-Bereich,
- den jeweils angegebenen Pr-Zahl-Bereich,
- die jeweils definierte Geometrie des betrachteten Systems.

Die meisten durchgeführten Experimente sind, wie es auch in Anhang 1 zu sehen ist, mit einem Fluid (Simulant) gemacht worden, dessen Pr-Zahl im Bereich 2-11 liegt. Außerdem taucht die Pr-Zahl bei den meisten vorhandenen Nu-Gleichungen nicht als ein unabhängiger Parameter auf. Die oben geführte Argumentation führt auf zwei wichtige Probleme hinsichtlich der Anwendung solcher Nu-Korrelationen für den Fall eines Reaktorunfalls. Zum Einen liegt die prototypische Pr-Zahl für eine Kernschmelze, die durch Reaktorunfälle zustande kommt, im Bereich $\sim 0,03$ (für die metallische Phase der Schmelze) bis $\sim 0,6$ (für die oxidische Phase der Schmelze), und zum Anderen ist die Zuverlässigkeit solcher Gleichungen bei der Verwendung für eine bestimmte Unfallsituation zu bezweifeln, falls im betrachteten Fall die Geometrie und die Randbedingungen denen der eingesetzten Nu-Korrelation nicht entsprechen. Der Einfluss der Fluid-Prandtl-Zahl auf Wärmetransport-Charakteristiken ist in letzter Zeit das Thema einiger Untersuchungen gewesen. R.R. Nourgaliev und T.N. Dinh [3.10] haben eine ausführliche Studie zu diesem Thema gemacht und die bekannten Nu-Gleichungen hinsichtlich deren Pr-Zahl-Abhängigkeit analysiert. Dabei wurden auch die experimentellen und theoretischen Untersuchungen, die in der Vergangenheit gemacht worden waren, unter die Lupe genommen und deren Ergebnisse mit denen aus neueren Studien verglichen. Das Ergebnis der Arbeit von Nourgaliev und Dinh hat gezeigt, dass die Fluid-Pr-Zahl einen geringen Einfluss auf die gemittelte Nu-Zahl für die Konvektions-dominierte Zone (Nu_{up} bzw. Nu_{sd}) hat. Die Verringerung

der Pr-Zahl verursacht niedrigere Nu-Zahlen (Nu_{up} bzw. Nu_{sd}) in der instabilen Zone (für den betrachteten Pr-Zahl-Bereich: $Pr \approx 0,2 - 7$). Dagegen wird der Wärmetransport in der Wärmeleitungs-dominierten Zone (Stratified-Zone) stärker von der Pr-Zahl-Änderung beeinflusst, besonders wenn es sich um Situationen mit hohen Ra_i -Zahlen handeln sollte. Je kleiner die Fluid-Pr-Zahl ist, desto größer werden die gemittelten Nu-Zahlen (Nu_{dn}) für die Wärmeleitungs-dominierte Zone bei der betrachteten Geometrie. Und das bedeutet eine Verbesserung des Wärmetransports nach unten. Die Erhöhung der Nu-Zahlen (Nu_{dn}) infolge der Verkleinerung der Prandtl-Zahl ist auf folgende Ursachen zurückzuführen: Fluide mit kleineren Pr-Zahlen haben im Vergleich zu denen mit größeren Pr-Zahlen niedrigere Viskositätswerte (n -Werte) und höhere Wärmeleitfähigkeitskoeffizienten (siehe Gleichung 3.2). Der niedrigere Wert für die Viskosität bedeutet gleichzeitig einen schwächeren Widerstand in der Stratified-Zone gegen die Penetration der seitlich herunter fließenden Fluidströme aus der Konvektions-dominierten Zone. Dies verursacht eine Art Instabilität in der Stratified-Zone, und dadurch gewinnt der konvektive Wärmetransport in dieser Zone an Bedeutung. Dieses Phänomen wird als n -Phänomen bezeichnet und führt zur Erhöhung des nach unten gerichteten Wärmetransports. Der andere Effekt, d.h. ein größerer Wärmeleitfähigkeitskoeffizient, erleichtert die Wärmeleitung in der Wärmeleitungs-dominierten Zone und führt wiederum zur Erhöhung des nach unten gerichteten Wärmetransports. Dieses Phänomen wird in der Literatur als „ a -Phänomen“ bezeichnet. In Abbildung 3 ist das n -Phänomen infolge der Verkleinerung der Fluid-Pr-Zahl in typischer Weise dargestellt:

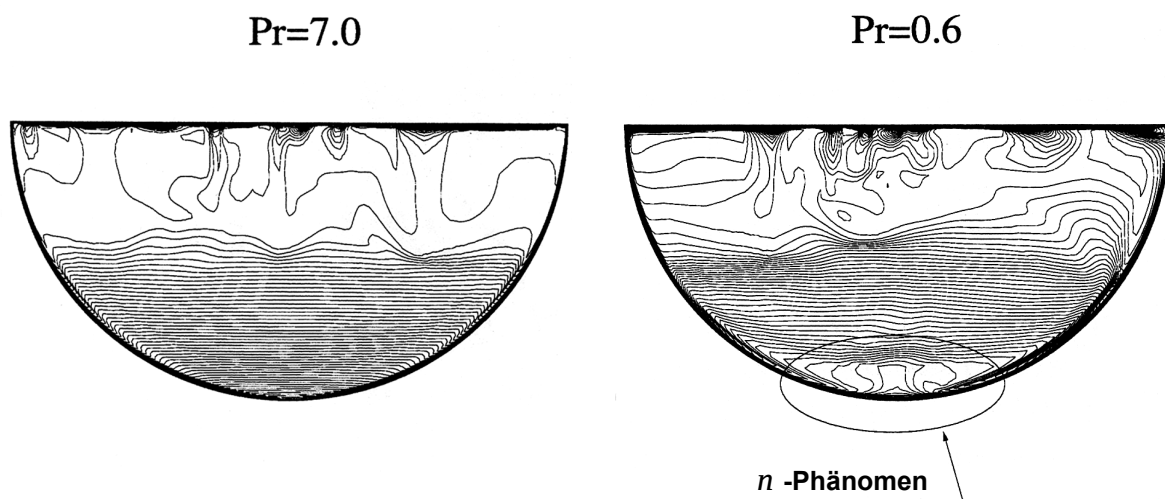


Abb. 3.3: Effekt der Fluid-Pr-Zahl auf die Struktur der Isotherme in einem halbkreisförmigen Behälter ($Ra_i=10^{12}$) [3.10]

Die Erhöhung des Wärmetransports nach unten infolge der n - bzw. α -Phänomene hängt stark von der betrachteten Geometrie und von der Ra_i -Zahl ab. Im Allgemeinen steigen die Nu-Zahlen (Nu_{dn}) mit abnehmenden Pr-Zahlen, und zugleich macht eine höhere Ra_i -Zahl den Unterschied deutlicher.

Laut der Nourgaliev-Dinh-Studie macht eine Gesamtbetrachtung eines Systems ungeachtet der Geometrie deutlich, dass die Verringerung der Nu-Zahlen in der instabilen Zone (Nu_{up} und Nu_{sd}) und die gleichzeitige Erhöhung der Nu-Zahlen in der Stratified-Zone (Nu_{dn}) sich im Durchschnitt kompensieren. Der Pr-Effekt (n - bzw. α -Phänomen) kann aber im Allgemeinen in positiver Richtung wirken (aus der Sicht der Reaktorsicherheit) nämlich zur Erhöhung des Wärmetransports insgesamt. Außerdem bestätigen die Ergebnisse der 3-dimensionalen Untersuchungen die der 2-dimensionalen Untersuchungen im Hinblick auf Pr-Zahl-Änderungen. Ein wichtiger Faktor, der in diesem Zusammenhang den Effekt der Pr-Zahl-Änderung deutlich verstärkt, ist die geometrische Konvergenz. Die Studie von Nourgaliev und Dinh hat unter anderem gezeigt, dass im Falle eines halbkugelförmigen Behälters die Erhöhung der Nu-Zahlen (Nu_{dn}) in der Wärmeleitungs-dominierten Zone im Vergleich zu anderen Geometrien am stärksten ist. Und dies ist auf die geometrische Konvergenz des halbkugelförmigen Behälters zurückzuführen. Aus diesem Grund lässt sich darauf schließen, dass aus wärmetechnischer Sicht die Kugel- bzw. die Halbkugel-Geometrie im Falle eines schweren Reaktorunfalls die geeignetste Form für einen Core-Catcher sein kann. Im Falle eines Core-Durchschmelzens (Core melt-down) ist es wichtig, dass in dem dafür ausgelegten Core-Catcher der Wärmetransport sowohl seitlich als auch nach unten größer als der Wärmetransport nach oben ist. Je größer die Wärmeabfuhr nach oben (Wärmestrahlung von der Oberfläche des Schmelze-bades) ist, desto höher liegt die Wahrscheinlichkeit dafür, dass die Reaktorkaverne und demzufolge das Reaktorgebäude durch starke Erhitzung beschädigt werden. Dagegen sind im Core-Catcher Schutzmaterialien (auch eventuell ein geeignetes Kühlsystem) vorgesehen, die für eine sichere und angemessene Wärmeabfuhr aus dem System sorgen.

3.2 Eindimensionale wärmetechnische Modellierung

Zur Erläuterung der wärmetechnischen Vorgänge in einem Core-Catcher wird hier zunächst von einem vereinfachten eindimensionalen Modell ausgegangen, bei dem sich nur eine Core-Schmelze in einem halbkugelförmigen Core-Catcher mit dem Radius R befindet. Die betrachtete Schmelze besteht hier aus einer metallischen Phase (Stahl) und aus einer oxidischen Phase (UO_2). Jede Schmelzephase beinhaltet eine volumetrische innere Wärmequelle. Dieses Modell ist in Abbildung 3.4 dargestellt.

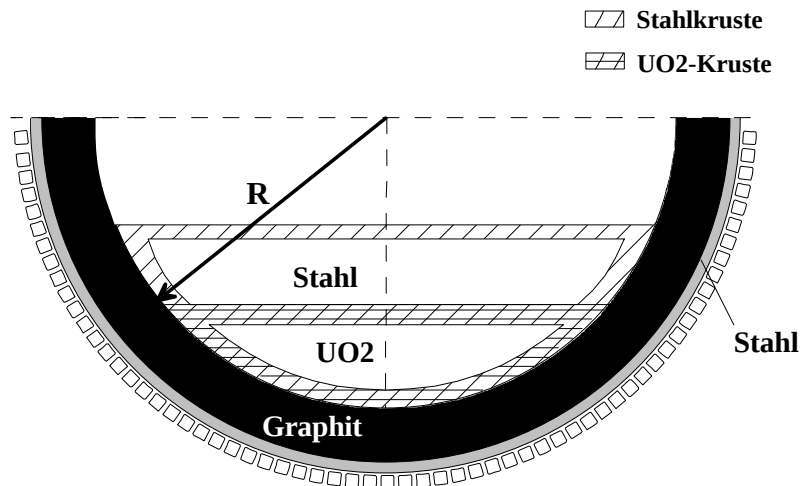


Abb. 3.4: Vereinfachtes Core-Catcher-Modell zur eindimensionalen wärmetechnischen Betrachtung

An der äußeren Oberfläche des Core-Catchers befinden sich Kühlkanäle (Wasser), die hier für eine konstante Temperatur T^* sorgen. Die Schmelze wird im Laufe der Zeit durch Wärmeabfuhr an die Umgebung abgekühlt, wodurch sich am Rande des Schmelzebades eine Kruste bildet. Eine UO_2 -Krustenschicht trennt die beiden Schmelzenphasen voneinander ab, und dadurch kommen zwei Schmelzebäder zustande. Das Stahlschmelzebad liegt wegen geringerer Dichte der Stahlschmelze im Vergleich zur dichteren UO_2 -Schmelze über dem UO_2 -Schmelzebad. Zur Gesamtbetrachtung der Energiebilanz des Core-Catchers muss für jedes Teils des Systems eine Energiebilanz aufgestellt werden, d.h. für das UO_2 -Schmelzebad, für das Stahlschmelzebad, für die jeweiligen Krustenschichten, für die Graphitschicht und für die Stahlliner-Schicht.

• Energiebilanz für das UO_2 -Schmelzebad

Zur Vereinfachung wird im Weiteren „ UO_2 -Schmelzebad“ als „1“ bezeichnet. Die abgeführte Wärme aus dem UO_2 -Schmelzebad unterteilt sich in zwei Anteile, d.h. in einen nach oben abgegebenen Wärmeanteil $\dot{q}_{1, \text{oben}}''$ und in einen nach unten abgegebenen Wärmeanteil $\dot{q}_{1, \text{unten}}''$. Die UO_2 -Schmelze beinhaltet eine volumetrische innere Wärmequelle $\dot{q}_1'''$.

$$m_1 C_{p1} \frac{d\bar{T}_1}{dt} = (V_1 \cdot \dot{q}_1''') - \dot{q}_{1, \text{oben}}'' A_{1, \text{oben}} - \dot{q}_{1, \text{unten}}'' A_{1, \text{unten}} \quad (3.10)$$

$$m_1 C_{p1} \frac{d\bar{T}_1}{dt} = (V_1 \cdot \dot{q}_1''') - a_{1, \text{oben}} A_{1, \text{oben}} (\bar{T}_1 - T_{1, \text{oben}}) - a_{1, \text{unten}} A_{1, \text{unten}} (\bar{T}_1 - T_{1, \text{unten}}) - \frac{dm_{1, K}(t)}{dt} [C_{p1, s} (T_{1, m} - \bar{T}_{1, s}(t)) + \Delta_{\text{Schmelzen}} H_1] \quad (3.11)$$

$$m_{1, K}(t) = m_{1, Ku}(t) + m_{1, Ko}(t) \quad (3.11 \text{ A})$$

$$\bar{T}_{1, s}(t) \cong \bar{T}_{1, Ku}(t) \quad (3.11 \text{ B})$$

$$T_{1, \text{oben}} = T_{1, \text{unten}} \cong T_{1, m} \quad (3.11 \text{ C})$$

Wobei:

- m_1 sich auf die Schmelzmasse (UO_2), und $m_{1, K}(t)$ sich auf die Gesamtkrustenmasse im UO_2 -Schmelzebad bezieht, die sich aus der Masse der oberen Krustenschicht $m_{1, Ko}(t)$ und aus der Masse der unteren Krustenschicht $m_{1, Ku}(t)$ im UO_2 -Schmelzebad zusammensetzt.
- $\bar{T}_1$ sich auf die mittlere Temperatur des UO_2 -Schmelzebades bezieht.
- $T_{1, m}$ sich auf die Schmelztemperatur des UO_2 bezieht.
- $T_{1, \text{unten}}$ und $T_{1, \text{oben}}$ sich auf die Temperaturen am oberen bzw. am unteren Rand des UO_2 -Schmelzebades beziehen, welche gleich der UO_2 -Schmelztemperatur angenommen werden dürfen.
- $\bar{T}_{1, s}(t)$ die mittlere Temperatur in der Kruste ist, welche gleich der mittleren Temperatur der unteren Krustenschicht, $\bar{T}_{1, Ku}(t)$ angenommen wurde.
- $a_{1, \text{oben}}$ und $a_{1, \text{unten}}$ die Wärmeübergangskoeffizienten für den konvektiven Wärmetransport nach unten bzw. nach oben sind.

- C_{P1} und $C_{P1,S}$ die Wärmekapazitäten für die UO_2 -Schmelze bzw. für die Kruste sind.
- $\Delta_{\text{Schmelzen}} H_1$ sich auf die UO_2 -Schmelzenthalpie bezieht.

• Energiebilanz für die untere Krustenschicht im UO_2 -Schmelzebad

Für die untere Krustenschicht wird im Kugelkoordinatensystem (Ursprung: der Kugelmittelpunkt und unter der Annahme, dass $\frac{\partial T_{1,KU}}{\partial q}$, $\frac{\partial T_{1,KU}}{\partial f}$ gleich Null sind) die Energiegleichung aufgestellt. Daraus ergibt sich:

$$\left(\frac{1}{r}\right) \frac{\partial^2 (r T_{1,KU})}{\partial r^2} + \left(\frac{\dot{q}_1'''}{l_{1,S}}\right) = \left(\frac{1}{a_1}\right) \frac{\partial T_{1,KU}}{\partial t}. \quad (3.12)$$

Wobei:

- $l_{1,S}$ die UO_2 -Wärmeleitfähigkeit im festen Zustand (Kruste) ist.
- a sich auf die Temperaturleitfähigkeit des UO_2 bezieht.

Zugleich muss die Dynamik der Krustenschichtdicke durch die folgende Gleichung beschrieben werden:

$$-l_{1,S} \frac{\partial T_{1,KU}}{\partial r} \Big|_{r=r_{\text{innen}, KU}} - \dot{q}_{1, \text{unten}}'' = (r_{1,S} \cdot \Delta_{\text{Schmelzen}} H_1) \frac{\partial S_{1,KU}}{\partial t}. \quad (3.13)$$

Gleichung (3.13) gilt unter der Annahme, dass die charakteristische Zeit für die Wärmeleitung in der Kruste im Vergleich zu der des Schmelz- bzw. Erstarrungsprozesses sehr klein ist (wie später im Verlauf dieser Arbeit zu erkennen sein wird, wird diese Annahme durch CFD-Berechnungen bestätigt).

- **Energiebilanz für die Graphitschicht und für die Stahl liner**

Für die Graphitschicht wird analog zur unteren Krustenschicht im Kugelkoordinatensystem (Ursprung: der Kugelmittelpunkt) die Energiegleichung aufgestellt. Daraus ergibt sich:

$$\left(\frac{1}{r}\right) \frac{\partial^2 (r T_G)}{\partial r^2} + 0 = \left(\frac{1}{a_G}\right) \frac{\partial T_G}{\partial t}. \quad (3.14)$$

Und für die Stahl liner gilt analog zur Graphitschicht:

$$\left(\frac{1}{r}\right) \frac{\partial^2 (r T_S)}{\partial r^2} + 0 = \left(\frac{1}{a_S}\right) \frac{\partial T_S}{\partial t}. \quad (3.15)$$

Dabei beziehen sich a_G und a_S auf die Temperaturleitfähigkeiten des Graphits bzw. des Stahls.

- **Energiebilanz für die obere Krustenschicht im UO_2 -Schmelzebad**

Hier wird angenommen, dass die Krustenschicht in Form einer Platte vorliegt. Daraus folgt (Kartesisches Koordinatensystem mit dem Ursprung im der Kugelmittelpunkt):

$$\frac{\partial^2 T_{1,KO}}{\partial x^2} + \frac{\dot{q}_1'''}{l_1} = \frac{1}{a_1} \frac{\partial T_{1,KO}}{\partial t}. \quad (3.16)$$

Und die Dynamik der Krustenschichtdicke kann analog wie bei der unteren Krustenschicht durch die folgende Gleichung beschrieben werden (unter ähnlichen Annahmen):

$$l_{1,S} \left. \frac{\partial T_{1,KO}}{\partial x} \right|_{x=r_{innen,KO}} - \dot{q}_{1,oben}'' = (r_{1,S} \cdot \Delta_{Schmelzen} H_1) \frac{\partial S_{1,KO}}{\partial t}. \quad (3.17)$$

• Energiebilanz für das Stahlschmelzebad

Zur Vereinfachung wird weiterhin „Stahlschmelzebad“ als „2“ bezeichnet. Die abgeführte Wärme aus dem Stahlschmelzebad unterteilt sich in zwei Anteile, d.h. in einen nach oben abgegebenen Wärmeanteil $\dot{q}_{2, \text{oben}}''$ und in einen seitlich abgegebenen Wärmeanteil $\dot{q}_{2, \text{seitlich}}''$. Die Stahlschmelze beinhaltet auch eine volumetrische innere Wärmequelle $\dot{q}_2'''$.

$$m_2 C_{P2} \frac{d\bar{T}_2}{dt} = (V_2 \cdot \dot{q}_2''') - \dot{q}_{2, \text{oben}}'' A_{2, \text{oben}} - \dot{q}_{2, \text{seitlich}}'' A_{2, \text{seitlich}} - \frac{dm_{2, K}(t)}{dt} \left[C_{P_{2, s}} (T_{2, m} - \bar{T}_{2, K}) + \Delta_{\text{Schmelzen}} H_2 \right] \quad (3.18)$$

$$\left. \begin{aligned} \dot{q}_{2, \text{oben}}'' &= a_{2, \text{oben}} A_{2, \text{oben}} (\bar{T}_2 - T_{2, \text{oben}}) \\ \dot{q}_{2, \text{seitlich}}'' &= a_{2, \text{seitlich}} A_{2, \text{seitlich}} (\bar{T}_2 - T_{2, \text{seitlich}}) \end{aligned} \right\} T_{2, \text{oben}} = T_{2, \text{seitlich}} \cong T_{2, m} \quad (3.18A)$$

$$m_{2, K}(t) = m_{2, Ko}(t) + m_{2, K, \text{seitlich}}(t) \quad (3.18B)$$

$$\bar{T}_{2, K} \cong \bar{T}_{2, Ko}(t) \quad (3.18C)$$

• Energiebilanz für die obere Krustenschicht im Stahlschmelzebad

Hier wird davon ausgegangen, dass die Krustenschicht die Form einer Platte der Dicke $S_{2, KO}$ besitzt. Daraus ergibt sich:

$$\frac{\partial^2 T_{2, KO}}{\partial x^2} + \frac{\dot{q}_2'''}{l_{2, S}} = \frac{1}{a_{2, S}} \frac{\partial T_{2, KO}}{\partial t}. \quad (3.19)$$

Es ist allerdings anzunehmen, dass $\dot{q}_{\text{Strahlung}}'' \gg \dot{q}_{\text{Konvektion}}''$ ist. Deshalb wird $\dot{q}_{\text{Konvektion}}''$ vernachlässigt (laut Literatur und bewiesen durch verschiedene Experimente [3.6]). Die folgende Gleichung beschreibt die Dynamik der Krustenschichtdicke (Hier wurden ähnliche Annahmen, wie bei der oberen Krustenschicht des UO_2 -Schmelzebades getroffen):

$$-l_{2,s} \frac{\partial T_{2,Ko}}{\partial x} \bigg|_{x=x_{innen,Ko}} - \dot{q}_{2,oben}'' = (r_{2,s} \cdot \Delta_{Schmelzen} H_2) \frac{\partial S_{2,Ko}}{\partial t}. \quad (3.20)$$

Zur Berechnung der aus der Oberfläche abgestrahlten Wärme $\dot{q}_{Strahlung}''$ wird folgendes Strahlungsmodell verwendet:

$$\dot{q}_{Strahlung}'' = \frac{\dot{Q}_{Strahlung}}{A_{2,oben}} = \frac{\frac{s(T_{2,Oberfläche}^4 - T_{IOR}^4)}{\frac{1-e_2}{A_{2,oben}e_2} + \frac{1}{F_{2,IOR}A_{2,oben}} + \frac{1-e_{IOR}}{e_{IOR}A_{IOR}}}}{A_{2,oben}}. \quad (3.21)$$

Wobei:

- $T_{2,Oberfläche} = T_{2,KO}$ ($x = r = 0$) ist.
- sich das Kürzel „IOR“ auf die innere Oberfläche der Reaktorkaverne bezieht.
- e_i das Emissionsvermögen der betrachteten Oberfläche ist.
- $F_{2,RKIO}$ der „view factor“ zwischen der Stahlschmelzeoberfläche und der inneren Oberfläche der Reaktorkaverne ist.

• Energiebilanz für die seitliche Krustenschicht im Stahlschmelzebad

Abbildung 3.5 zeigt eine genauere Darstellung der seitlichen Krustenschicht im Stahlschmelzebad. Für die exakte Bilanzierung ist unbedingt von einem mindestens 2-dimensionalen Wärmetransport durch das betrachtete Krustenelement auszugehen, d.h.:

$$\left(\frac{1}{r}\right) \left(\frac{\partial^2 (rT_{K,seitlich})}{\partial r^2} \right) + \left(\frac{1}{r^2 \sin q}\right) \left(\sin q \frac{\partial T_{K,seitlich}}{\partial q} \right) + \frac{\dot{q}_2'''}{l_{2,s}} = \frac{1}{a_{2,s}} \frac{\partial T_{K,seitlich}}{\partial t}. \quad (3.22)$$

Und für die Dynamik der seitlichen Krustenschicht gilt:

$$-l_{2,S} \frac{\partial T_{K, \text{seitlich}}}{\partial r} \bigg|_{r=r_{\text{innen}, K, \text{seitlich}}} - \dot{q}_{2, \text{seitlich}}'' = (r_{2,S} \cdot \Delta_{\text{Schmelzen}} H_2) \frac{\partial S_{K, \text{seitlich}}}{\partial t}. \quad (3.24)$$

Hierfür gelten ebenfalls ähnliche Annahmen, wie bei den Gleichungen 3.13, 3.17 und 3.20. Die Energiebilanzgleichungen für die Graphit(G)- bzw. die Stahlliner(S)-Schicht hinter der seitlichen Krustenschicht lauten wie folgt:

$$\frac{\partial^2 T_{G, \text{seitlich}}}{\partial y^2} + 0 = \frac{1}{a_G} \frac{\partial T_{G, \text{seitlich}}}{\partial t}, \quad (3.25)$$

$$\frac{\partial^2 T_{S, \text{seitlich}}}{\partial y^2} + 0 = \frac{1}{a_S} \frac{\partial T_{S, \text{seitlich}}}{\partial t}. \quad (3.26)$$

Für eine transiente Berechnung des Gesamtsystems werden Anfangsbedingungen benötigt. Die Anfangsbedingungen für das in Abbildung 3.4 dargestellte Core-Catcher-Modell lauten:

$$- \quad t = 0 \quad : \quad \bar{T}_1 = \bar{T}_2 = 3000^\circ\text{C}, \quad (3.27)$$

$$- \quad \lim_{t \rightarrow 0} S_{K,i} = 0 \quad (i: \text{unten, oben, seitlich}). \quad (3.28)$$

- **Berechnung der Wärmestromdichte im UO₂-Schmelzebad**

Die Wärmestromdichten werden jeweils über die Nusselt-Zahlen berechnet, die wiederum durch die zu der betrachteten Geometrie in Frage kommenden, empirischen Gleichungen evaluiert werden können. Da es sich in unserem Fall um ein halbkugelförmiges UO₂-Schmelzebad (Bad „1“) handelt, werden zur Berechnung der Nusselt-Zahlen für dieses Bad die folgenden Gleichungen verwendet [3.5]:

$$\left. \begin{aligned} Nu_{oben} &= 1,95 \cdot Ra_i^{0,18} \\ Nu_{unten} &= 0,3 \cdot Ra_i^{0,22} \end{aligned} \right\} \pm 10\% \quad (Ra_i \text{ bis } 10^{16}). \quad (3.29)$$

Für die Verteilung der Wärmestromdichten gilt:

$$\begin{aligned} \frac{Nu_{unten}(\Theta)}{Nu_{unten}} &= 0,1 + 1,08 \left(\frac{\Theta}{\Theta_p} \right) - 4,51 \left(\frac{\Theta}{\Theta_p} \right)^2 + 8,61 \left(\frac{\Theta}{\Theta_p} \right)^3, \\ 0,1 &\leq \left(\frac{\Theta}{\Theta_p} \right) \leq 0,6, \end{aligned} \quad (3.29A)$$

$$\begin{aligned} \frac{Nu_{unten}(\Theta)}{Nu_{unten}} &= 0,41 + 0,35 \left(\frac{\Theta}{\Theta_p} \right) + \left(\frac{\Theta}{\Theta_p} \right)^2, \\ 0,6 &\leq \left(\frac{\Theta}{\Theta_p} \right) \leq 1, \quad \Theta_p = \frac{p}{2}. \end{aligned} \quad (3.29B)$$

Die Nusselt-Zahlen werden durch folgende Gleichung berechnet:

$$Nu_{1,i} = \frac{q_i \cdot H_1(t)}{l_{1,L} (T_{\max} - T_W)} \quad [i: \text{oben oder unten}]. \quad (3.30)$$

Dabei gilt: $T_{\max} = \bar{T}_1$ und $T_W = T_{1,m} = T_{UO_2, \text{Schmelztemperatur}}$.

$H_1(t)$ bezieht sich auf die Höhe des Schmelzebades und bei $\bar{T}_1$ handelt es sich die mittlere Temperatur des Schmelzebades. Bei der Berechnung der verschiedenen Parameter (der physikalischen Eigenschaften) ist laut Literaturangaben [3.4] wie folgt vorzugehen:

- Für die Berechnung der Ra_i -Zahl (bzw. für die Berechnung der Parameter, die in der Definition der Ra_i -Zahl vorkommen) eignet sich die Bulk-Temperatur. Für „a“, „β“ und „n“ auch.

- Für die Berechnung des Wärmeleitfähigkeitskoeffizienten aber eignet sich die Film-Temperatur (Mittelwert zwischen Bulk- und Wandtemperatur).

Die Wärmestromdichte wird jeweils durch die folgende Gleichung berechnet:

$$\dot{q}_{1,i}'' = \frac{l_{1,L} (\bar{T}_1 - T_{1,m})}{H_1(t)} \cdot Nu_{1,i} \quad (3.31)$$

($l_{1,L}$: Wärmeleitfähigkeitskoeffizient der UO_2 – Schmelze).

Hier ist besonders auf Folgendes zu achten:

- Laut Literaturangaben bleiben nach einem Reaktorunfall, der zum Durchschmelzen des Reaktor-Cores führt, bis zu 80% der Spaltprodukte in der Schmelze und der Rest ist gasförmig [3.11] und somit nicht an die Schmelze gebunden. Die Spaltprodukte teilen sich wiederum [3.11] so auf die beiden Schmelze-Phasen auf, dass die Oxid-Phase (UO_2 -Schmelze) ca. 70% der Nachzerfallswärme produziert, und die restliche Nachzerfallswärme (ca. 30%) wird in der Stahlschmelze erzeugt. An dieser Stelle wird aber zur Vereinfachung angenommen, dass die metallische Phase, d.h. die Stahlschmelze keine innere Wärmequelle hat. Diese Annahme wird hier nur zur Vereinfachung der eindimensionalen wärmetechnischen Modellierung getroffen. In den weiteren Abschnitten wird bei den Berechnungen der Stahlschmelze deren Nachzerfallswärmequellenanteil zugeordnet. Zum einen ist diese Annahme hier zu treffen, da zur Zeit keine geeigneten Nusselt-Zahl-Gleichungen für das Stahlschmelzebad mit den hier vorliegenden Randbedingungen (mit einer inneren Wärmequelle) in der Literatur zu finden sind. Zum anderen wurde diese Annahme schon oft bei verschiedenen Arbeiten, wie z.B. bei [3.6], getroffen.
- Zur Berechnung der inneren volumetrischen Wärmequelle werden folgende Gleichungen verwendet:

$$P_{NZW,i}(t) = C_i \cdot (0,8) \cdot P_{th.} \cdot (6,22 \cdot 10^{-2}) \cdot [t^{-0,2}], \quad (3.32)$$

$$\dot{Q} = \frac{P_{NZW,i}(t)}{V_i(t)|_{t=0}}. \quad (3.33)$$

Dabei ist C_i für die UO_2 -Phase gleich 0,7 und für die Stahlschmelze gleich 0,3. Das anfängliche Volumen der UO_2 -Schmelze $(V_i(t)|_{t=0})$ ist bekannt.

- **Berechnung der Wärmestromdichte im Stahlschmelzebad**

Für die Berechnung der Nu_i -Zahl in den metallischen Phasen werden, wie zuvor erläutert, unter der Annahme, dass die Stahlschmelze keine innere Wärmequelle enthält, die folgenden Gleichungen verwendet [3.6]:

$$Nu_{2, \text{oben}} = (0,069) \cdot Ra^{\frac{1}{3}} \cdot Pr^{0,074}, \quad (3.34)$$

$$Nu_{2, \text{seitlich}} = \left\{ 0,825 + \frac{0,387 \cdot Ra^{\frac{1}{6}}}{\left[1 + \left(0,492 / Pr \right)^{\frac{9}{16}} \right]^{\frac{8}{27}}} \right\}^2. \quad (3.35)$$

Dabei sind Ra (externe Rayleigh-Zahl) und Pr (Prandtl-Zahl) wie folgt zu definieren:

$$Ra = \frac{g \cdot b \cdot (T_{2, \text{unten}} - T_{2, \text{oben}}) \cdot H_2(t)}{a \cdot n}, \quad (3.36)$$

$$Pr = \frac{a}{n}. \quad (3.37)$$

Wobei:

$$T_{2, \text{oben}} = T_{2, m} = T_{\text{Stahlschmelztemperatur}}, \quad (3.38)$$

$$T_{2, \text{unten}} = T_{1, KO}(t, x) \Big|_{t, x=R-H_1(t)-S_{1, KO}(t)-S_{1, KU}}. \quad (3.39)$$

Für die Stahlschmelze wurde hiermit angenommen, dass sie die Form einer horizontal unendlichen, flüssigen Schicht hat, die von unten aufgeheizt und von oben abgekühlt wird. Für die freie Konvektion in solch einer Schicht eignet sich die Gleichung

von „Globe & Dropkin (1959)“ (Gl.34) [3.12]. Und für den seitlichen Wärmetransport (durch die Wände) wird die Gleichung von „Churchill und Chu (1975)“ (Gl. 35) [3.13] verwendet, die für freie Konvektion an einer vertikalen Wand in einem unendlichen Fluid gedacht ist. Die Wärmestromdichten werden durch folgende Gleichung berechnet:

$$\dot{q}_{2,i}'' = \frac{l_{2,L} (\bar{T}_2 - T_{2,m})}{H_2(t)} \cdot Nu_{2,i} \quad (3.40)$$

($l_{2,L}$: Wärmeleitfähigkeitskoeffizient der Stahlschmelze).

Für die exakte Vorgehensweise bei der eindimensionalen wärmetechnischen Modellierung sei auf Anhang 2 verwiesen. In diesem Abschnitt wurde versucht, anhand der wichtigsten Gleichungen ein Allgemeinschema der gesamten Prozedur besser zu erläutern bzw. die notwendigen Bilanzierungen verständlich darzustellen.

Mit ca. 15 Differentialgleichungen zusammen mit mehr als 46 weiteren Gleichungen (abgesehen von den Randbedingungen und Anfangsbedingungen, siehe Anhang 2), die alle gleichzeitig als ein Gleichungssystem zu lösen sind, ist an dieser Stelle zu erkennen, wie schwierig und wie kompliziert die Beschreibung bzw. die Auswertung der Vorgänge aus wärmetechnischer Sicht in solch einem in Abbildung 3.4 gezeigten Core-Catcher sind. Selbst wenn von einem vereinfachten eindimensionalen wärmetechnischen Modell ausgegangen wird, ist eine zuverlässige Berechnung für das betrachtete System unmöglich. Das liegt zum einen daran, dass so viele Annahmen bzw. so viele Vereinfachungen getroffen werden müssen, damit überhaupt ein Gleichungssystem zur Beschreibung des Gesamtsystems zustande kommt. Und zum anderen werden bei solch einer Modellierung folgende Tatsachen überhaupt nicht betrachtet und miteinbezogen:

- Die Phasenbewegungen und Geschwindigkeitsfelder im betrachteten System,
- exakte Dynamik der Schmelz- bzw. Erstarrungsprozesse,
- lokale Effekte, die besonders wegen Turbulenz im System auftreten,
- lokale Effekte, die wegen Temperaturfeldern im System auftreten,
- Gravitationseffekte,
- multidimensionale Wärmestromdichten bzw. Wärmestromdichtenverteilungen.

Es sei darauf aufmerksam gemacht, dass es sich bei der in diesem Abschnitt gemachten Modellierung nur um eine sehr einfache Betrachtung handelt, bei der sich kein Festbett (Stahlbett) als Wärmespeicher im Core-Catcher befindet. Sollte sich,

wie bei dem vorgestellten Core-Catcher-Konzept in Kapitel 2, zusätzlich ein Stahlbett im Core-Catcher befinden, wäre die Lage viel komplizierter als in dem in diesem Abschnitt betrachteten Fall. Der Grund ist, dass durch Wärmeaustausch zwischen den Schmelze-Phasen und dem Stahlbett letzteres aufgeschmolzen wird und dadurch eine Schmelze-Front zustande kommt. Durch die Phasenbewegung (die UO_2 -Phase sinkt nach unten und die aufgeschmolzene Masse vom Stahlbett geht nach oben) bewegt sich diese Schmelze-Front, welche auf der anderen Seite keine reguläre Form annimmt. In diesem Fall sind zur Beschreibung des Modells zusätzliche Energiebilanzgleichungen für das Stahlbett notwendig, die wiederum von der Schmelze-Frontbewegungsgeschwindigkeit abhängen [3.14]. Die Abhängigkeit der Energiebilanzierung von der Geschwindigkeit der Schmelze-Frontbewegung macht die analytische Modellierung des betrachteten Falls unmöglich.

All dies erfordert eine bessere und vernünftiger bzw. eine berechenbare Modellierung, bei der die o.g. Effekte bei den Berechnungen miteinbezogen werden. Die Antwort auf diese Anforderung wäre: „Computational Fluid Dynamics“ genannt „**CFD**“. Durch CFD-Modellierung bzw. durch CFD-Simulationen wird die Berechnung der Vorgänge in einem System im Rahmen der theoretischen Möglichkeiten durch Finite-Element-Berechnung an die Realität angepasst. Daher wird in den kommenden Abschnitten der Begriff „CFD“ ausführlich erläutert und weiter über die theoretischen Grundlagen der dazugehörigen Turbulenzmodelle diskutiert. Anschließend wird das in dieser Arbeit vorgeschlagene Core-Catcher-Konzept mit einem CFD-Simulationsprogrammpaket namens **FLUENT** simuliert und berechnet.

3.3 CFD-Berechnung

Im Allgemeinen sind für die Beschreibung einer nicht-isothermen Strömung eines Newtonschen Fluids folgende Gleichungen einzusetzen:

- Massenerhaltungsgleichung:

$$\frac{\partial r}{\partial t} = -(\bar{\nabla} \cdot r\bar{v}), \quad (3.41)$$

- Impulserhaltungsgleichung:

$$\frac{\partial}{\partial t} r\bar{v} = -(\bar{\nabla} \cdot r\bar{v}\bar{v}) - \bar{\nabla} p - [\bar{\nabla} \cdot t] + r\bar{g} \quad (3.42)$$

$[\bar{\nabla} \cdot t]$ ist ein Vektor, der "Divergenz von Tensor t " genannt wird und
 $[\bar{\nabla} \cdot r\bar{v}\bar{v}]$ ist ein Vektor, der "Divergenz der dyadic-Multiplikation $r\bar{v}\bar{v}$ " genannt wird

- Energieerhaltungsgleichung:

$$r c_p \frac{DT}{Dt} = -(\bar{\nabla} \cdot \bar{q}) - \left(\frac{\partial \ln r}{\partial \ln T} \right)_p \frac{Dr}{Dt} - (t : \bar{\nabla} \bar{v}) \quad (3.43)$$

$\left(\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \bar{v}\bar{\nabla} \right) :$ Substantielle Ableitung

- Geeignete Zustandsgleichung:

$$P = y(r, T). \quad (3.44)$$

Dazu braucht man ebenfalls geeignete Formeln für die Änderung von Dichte, Viskosität, Dilatationsviskosität, Wärmeleitfähigkeit und Wärmekapazität in Abhängigkeit von der Temperatur. Außerdem sind je nach der Lage Rand- bzw. Anfangsbedingungen notwendig. Im Kartesischen Koordinatensystem gilt:

– Massenerhaltungsgleichung:

$$\frac{\partial r}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(rv_x) + \frac{\partial}{\partial y}(rv_y) + \frac{\partial}{\partial z}(rv_z) = 0, \quad (3.45)$$

– Impulserhaltungsgleichung:

$$r \left(\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} - \left[\frac{\partial}{\partial x} t_{xx} + \frac{\partial}{\partial y} t_{yx} + \frac{\partial}{\partial z} t_{zx} \right] + r g_x, \quad (3.46)$$

$$r \left(\frac{\partial v_y}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_y}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial y} - \left[\frac{\partial}{\partial x} t_{xy} + \frac{\partial}{\partial y} t_{yy} + \frac{\partial}{\partial z} t_{zy} \right] + r g_y, \quad (3.47)$$

$$r \left(\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_z}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_z}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial z} - \left[\frac{\partial}{\partial x} t_{xz} + \frac{\partial}{\partial y} t_{yz} + \frac{\partial}{\partial z} t_{zz} \right] + r g_z, \quad (3.48)$$

– Energieerhaltungsgleichung:

$$r c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + v_x \frac{\partial T}{\partial x} + v_y \frac{\partial T}{\partial y} + v_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) = - \left[\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z} \right] - \left(\frac{\partial \ln r}{\partial \ln T} \right)_p \frac{DP}{Dt} - (\bar{t} : \bar{\nabla} \bar{v}). \quad (3.49)$$

Dabei gilt:

$$\begin{aligned} (\bar{t} : \bar{\nabla} \bar{v}) = & t_{xx} \frac{\partial v_x}{\partial x} + t_{xy} \frac{\partial v_x}{\partial y} + t_{xz} \frac{\partial v_x}{\partial z} + t_{yx} \frac{\partial v_y}{\partial x} + t_{yy} \frac{\partial v_y}{\partial y} + t_{yz} \frac{\partial v_y}{\partial z} \\ & + t_{zx} \frac{\partial v_z}{\partial x} + t_{zy} \frac{\partial v_z}{\partial y} + t_{zz} \frac{\partial v_z}{\partial z}, \end{aligned} \quad (3.50)$$

$$t_{ij} = -m \left(\frac{\partial v_j}{\partial x_i} + \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right) + \left(\frac{2}{3} m - k \right) \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) d_{ij} \quad (t_{ij} = t_{ji}). \quad (3.51)$$

Wenn das gesamte Gleichungssystem gelöst ist, sind Druck, Dichte, Geschwindigkeit und Temperatur in jedem Punkt im betrachteten System zu jedem Zeitpunkt definiert. Aber damit dieses Ziel erreicht werden kann, sind genaue Kenntnisse über die physikalischen Eigenschaften bzw. über die Transport-Eigenschaften des

betrachteten Systems zu jedem Zeitpunkt notwendig. Solange ein System nach den jeweiligen Transport-Mechanismen als ein laminares System betrachtet werden kann, können alle Systemeigenschaften über die molekularen Eigenschaften (physikalische Größen und Transport-Größen) der sich im System befindenden Stoffe berechnet bzw. ausgewertet werden. Sollte aber die Lage eines Systems nicht als laminar bezeichnet werden können, dann befindet sich das System entweder in einer turbulenten Situation oder in einem Übergangszustand dazu. In beiden Fällen reichen die molekularen Eigenschaften der sich im System befindenden Stoffe für die Berechnung der Systemeigenschaften nicht aus. Hier spielen jeweils die schwankenden zeitabhängigen Faktoren eine entscheidende Rolle, d.h. die so genannten Turbulenzgrößen. Über das Phänomen Turbulenz wird im folgenden Abschnitt ausführlich diskutiert.

3.3.1 Turbulenz

Das Phänomen Turbulenz ist im Bereich Strömungsmechanik stets von Bedeutung gewesen und wurde mit großem Interesse verfolgt, besonders seit das Reynold-Experiment gezeigt hat, dass die Strömung in einem Rohr unter bestimmten Bedingungen als turbulent betrachtet werden kann. Die chaotische Natur der Turbulenz verhinderte bis jetzt deren exakte quantitative Beschreibung. Historisch gesehen gibt es zwei Vorgehensweisen bei der Behandlung der Turbulenz: durch Empirie wurde versucht, das Phänomen durch die temporären Mittelwerte der Strömungsgrößen zu beschreiben. Und mit Hilfe von statistischer Turbulenz-Theorie wurde versucht, dem realistischen Mechanismus der Turbulenz über Informationen zur Fluktuation der Strömungsgrößen näher zu kommen.

3.3.1.1. Reynoldsche Gleichungen für inkompressible, turbulente Strömungen

Auch im Falle einer turbulenten Strömung gelten die Gleichungen für Massen-, Impuls- und Energieerhaltung, wenn die momentanen Werte für Druck, Geschwindigkeit und Temperatur eingesetzt werden. Reynold modifizierte die drei o.g. Gleichungen, indem er gemittelte und fluktuierende Werte für Strömungsgrößen an der Stelle der jeweiligen momentanen Werte einsetzte, d.h.:

$$v_i = \bar{v}_i + v'_i, \quad (3.52)$$

$$p_i = \bar{p} + p'_i, \quad (3.53)$$

$$T = \bar{T} + T'. \quad (3.54)$$

Der gemittelte Wert einer Strömungsgröße y wird jeweils wie folgt berechnet:

$$\bar{y}_i = \frac{1}{t_0} \int_{t_0 - \frac{1}{2}t_0}^{t_0 + \frac{1}{2}t_0} y_i dt. \quad (3.55)$$

Die Periode t_0 soll groß genug sein, um daraus eine gut über die zeitgemittelte Funktion zu bekommen. Laut Gleichung 3.55 gelten:

$$\overline{y_i'} = 0, \quad \bar{\bar{y}}_i = \bar{y}_i, \quad \overline{\bar{y}_i y_i'} = 0, \quad \frac{\partial \bar{y}_i}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \bar{y}_i, \quad \frac{\partial \bar{y}_i}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \bar{y}_i. \quad (3.56)$$

Die Größe $\overline{y_i'^2}$ (auch $\overline{y_i' y_i'}$) ist allerdings ungleich Null und das Verhältnis $\sqrt{\overline{y_i'^2}} / \bar{y}_i$ wird als „Turbulenzintensität“ betrachtet (normalerweise nimmt es den Wert 1-10% im Bulk-Bereich und den Wert 25% oder größer in der Nähe einer Wand an). Die Impuls- und die Massenerhaltungsgleichung werden für die Strömung eines inkompressiblen Fluids (isothermischer Fall) wie folgt geschrieben, wobei $\bar{v}$ durch $\bar{\bar{v}} + \bar{v}'$ ersetzt wird (die Gleichungen werden für die x-Komponente angegeben):

$$\frac{\partial}{\partial x} (\bar{v}_x + v_x') + \frac{\partial}{\partial y} (\bar{v}_y + v_y') + \frac{\partial}{\partial z} (\bar{v}_z + v_z') = 0, \quad (3.57)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} r (\bar{v}_x + v_x') = & -\frac{\partial}{\partial x} (\bar{p} + p') - \left[\frac{\partial}{\partial x} r (\bar{v}_x + v_x') (\bar{v}_x + v_x') + \frac{\partial}{\partial y} r (\bar{v}_y + v_y') (\bar{v}_x + v_x') \right. \\ & \left. + \frac{\partial}{\partial z} r (\bar{v}_z + v_z') (\bar{v}_x + v_x') \right] + m \nabla^2 (\bar{v}_x + v_x') + r g_x. \end{aligned} \quad (3.58)$$

Für die y- bzw. z-Komponente könnten die jeweiligen Gleichungen auf dieselbe Weise aufgestellt werden. Im nächsten Schritt werden die Gleichungen 3.57 und 3.58 zeitlich gemittelt, und unter Gebrauch von Relationen aus 3.56 ergibt sich daraus:

$$\frac{\partial}{\partial x} \bar{\bar{v}}_x + \frac{\partial}{\partial y} \bar{\bar{v}}_y + \frac{\partial}{\partial z} \bar{\bar{v}}_z = 0, \quad (3.59)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} r \bar{v}_x = & -\frac{\partial}{\partial x} \bar{p} - \left(\frac{\partial}{\partial x} r \bar{v}_x \bar{v}_x + \frac{\partial}{\partial y} r \bar{v}_y \bar{v}_x + \frac{\partial}{\partial z} r \bar{v}_z \bar{v}_x \right) \\ & - \left(\frac{\partial}{\partial x} r \overline{v'_x v'_x} + \frac{\partial}{\partial y} r \overline{v'_y v'_x} + \frac{\partial}{\partial z} r \overline{v'_z v'_x} \right) + m \nabla^2 (\bar{v}_x + v'_x) + r g_x \end{aligned} \quad (3.60)$$

mit ähnlichen Gleichungen für die y- bzw. für die z-Komponente. Die Gleichungen 3.59 und 3.60 sind die zeitgemittelten Gleichungen für Impuls- und Massenerhaltung. Durch einen Vergleich mit 3.45-3.48 erschließt sich:

- Die Massenerhaltungsgleichung hat in beiden Fällen die gleiche Form, nur wurde in diesem Fall $\bar{v}$ durch $\bar{\bar{v}}$ ersetzt.
- Dasselbe gilt auch für die Impulserhaltungsgleichung ($\bar{v}$ und $\bar{p}$ wurden durch $\bar{\bar{v}}$ und $\bar{\bar{p}}$ ersetzt); aber hier gibt es einen zusätzlichen Teil (der durch den gestrichelten Unterstrich markierte Teil), der den Impuls-Transport in Verbindung mit turbulenten Fluktuationen beschreibt, d.h. den turbulenten Impulsfluss-Tensor:

$$\bar{t}_{xx}^{(t)} = r \overline{v'_x v'_x} \quad , \quad \bar{t}_{xy}^{(t)} = r \overline{v'_x v'_y} \quad , \quad \bar{t}_{xz}^{(t)} = r \overline{v'_x v'_z} \quad \text{usw.} \quad (3.61)$$

Diese Größen nennen sich „Reynoldssche Spannungen“. Der zeitgemittelte viskose Impulsfluss-Tensor $\bar{t}^{(v)}$ wird wie folgt definiert:

$$\bar{t}_{xx}^{(v)} = -2m \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial x} \quad , \quad \bar{t}_{xy}^{(v)} = -m \left(\frac{\partial \bar{v}_y}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial y} \right) \text{ usw.} \quad (3.62)$$

Dies ermöglicht die Vektorschreibweise der Gleichungen 3.59 und 3.60 wie folgt:

$$(\bar{\nabla} \cdot \bar{v}) = 0 \quad \text{und} \quad (\bar{\nabla} \cdot \bar{v}') = 0, \quad (3.63, 3.64)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} r \bar{v} = -\bar{\nabla} \bar{p} - [\bar{\nabla} \cdot r \bar{v} \bar{v}] - [\bar{\nabla} \cdot (\bar{t}^{(v)} + \bar{t}^{(t)})] + r \bar{g}. \quad (3.65)$$

Die Gleichung 3.64 ergibt sich aus der Subtraktion der Gleichung 3.63 von der ursprünglichen Massenerhaltungsgleichung. Das prinzipielle Resultat der oben

durchgeführten Diskussion ist, dass für eine zeitgemittelte turbulente Strömung die Impulserhaltungsgleichung in Form der Gleichung 3.42 immer noch gültig sein kann, wenn alle $\bar{v}$ durch $\bar{v}$, alle p durch $\bar{p}$ und alle $\bar{\tau}_{ij}$ durch $\bar{\tau}_{ij} = \bar{\tau}_{ij}^{(v)} + \bar{\tau}_{ij}^{(t)}$ ersetzt werden. Das Hauptproblem hier sind die „Reynoldsen Spannungen“ $\bar{\tau}_{ij}^{(t)}$, da diese nicht in einfacher Weise mit dem jeweiligen Geschwindigkeitsgradienten in Verbindung gebracht werden können, wie es bei den zeitgemittelten viskosen Spannungen $\bar{\tau}_{ij}^{(v)}$ in Gleichung 3.62 möglich ist. Dies führt dazu, dass man für das Auflösen der turbulenten Strömungsfelder entweder experimentelle Informationen über die jeweiligen Reynoldsen Spannungen benötigt oder auf empirische bzw. halb empirische Formeln dafür zurückgreifen muss. Bei diesem Punkt handelt es sich bis heute um eine der größten Herausforderungen hinsichtlich der Turbulenztheorie, d.h. das Streben nach der Entwicklung eines geeigneten Modells und der daraus resultierenden empirischen bzw. halb empirischen Formeln, die angesichts einer definierten Situation die jeweiligen Reynoldsen Spannungen mit akzeptabler Genauigkeit beschreiben. Es ist möglich, Gleichungen zur Beschreibung der Reynoldsen Spannungen herzuleiten. Allerdings solche Gleichungen würden Terme wie $\bar{v}_i' \bar{v}_j' \bar{v}_k'$ beinhalten und der Versuch, diese Terme näher zu beschreiben, würde zu Formeln höherer Ordnung mit Termen wie $\bar{v}_i' \bar{v}_j' \bar{v}_k' \bar{v}_l'$ führen. D.h. so ein Versuch würde zu einer unendlichen Anzahl von Gleichungssystemen führen. Um dies zu verhindern, ist man auf die Empirie angewiesen. Geht man bei den Reynoldsen Spannungen empirisch vor, so bekommt man die Turbulenztheorie 1. Ordnung. Wenn für den Term $\bar{v}_i' \bar{v}_j' \bar{v}_k'$ empirische Werte eingesetzt werden, ergibt sich die Turbulenztheorie 2.Ordnung usw.

3.3.1.2. Turbulenzmodelle

Das grundsätzliche Konzept zur Turbulenzmodellierung bzw. zur Modellierung der Reynoldsen Spannungen $-\overline{r \cdot \bar{v}_i' \bar{v}_j'}$ nennt sich „Eddy-Viskositätskonzept“, das im Jahre 1877 von Boussinesq vorgeschlagen wurde. Dem „Eddy-Viskositätskonzept“ liegt die Annahme zugrunde, dass analog zu den viskosen Spannungen in einer laminaren Strömung die turbulenten (Reynoldsen) Spannungen auch im Verhältnis zu den zeitgemittelten Geschwindigkeitsgradienten stehen. Im Allgemeinen wird dieses Konzept wie folgt formuliert:

$$-\overline{v'_i v'_j} = n_t \left(\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k d_{ij} \quad (d_{ij} = 1 \text{ für } i = j \text{ und } d_{ij} = 0 \text{ für } i \neq j). \quad (3.66)$$

n_t bezeichnet die Turbulenz- bzw. die Eddy-Viskosität, die im Gegensatz zu der molekularen Viskosität n keine Stoffeigenschaft ist, sondern von der jeweiligen Strömungssituation im betrachteten System abhängt. n_t kann sich von Punkt zu Punkt je nach Strömungslage bedeutend ändern. Die Gleichung (3.66) bildet selbst kein Turbulenzmodell, jedoch kann ein Turbulenzmodell darauf aufgebaut werden. Aus Gleichung (3.66) ergeben sich die Normalspannungen (wenn $i=j$) zu:

$$\overline{v'^2_x} = -2n_t \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial x}, \quad \overline{v'^2_y} = -2n_t \frac{\partial \bar{v}_y}{\partial y}, \quad \overline{v'^2_z} = -2n_t \frac{\partial \bar{v}_z}{\partial z}. \quad (3.67)$$

Alle Normalspannungen sind laut Definition positive Größen und deren Summe ist zweimal so groß wie die kinetische Energie der Turbulenz k :

$$k = \frac{1}{2} (\overline{v'^2_x} + \overline{v'^2_y} + \overline{v'^2_z}). \quad (3.68)$$

Das Eddy-Viskositätskonzept basiert auf einer Analogie zur molekularen Bewegung. D.h. es wird angenommen, dass die turbulenten Eddies ähnlich den Molekülen miteinander kollidieren und demzufolge zwischen ihnen ein Impuls- und Energieaustausch stattfindet. Die molekulare Viskosität steht in direktem Zusammenhang mit der gemittelten Geschwindigkeit und der freien Weglänge im betrachteten Kontrollraum. Analog dazu ist anzunehmen, dass die turbulente Viskosität proportional zu einer die Turbulenz charakterisierenden Geschwindigkeit und zu einer für die turbulente Bewegung charakteristischen Länge ist, d.h.:

$$n_t \sim \bar{v} \cdot L. \quad (3.69)$$

Diese charakteristische Länge wurde von Prandtl als „mixing-length“ bezeichnet. Der Haupterfolg des Eddy-Viskositätskonzepts liegt darin, dass die zweidimensionale Schubspannung $t = -r \overline{v'_x v'_y}$ wie folgt dargestellt werden kann:

$$t = r n_t \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial y}. \quad (3.70)$$

Allerdings liegt allen hier durchgeführten Diskussionen die Annahme einer isotropen Eddy-Viskosität zugrunde, welche in der Realität nur eingeschränkt gilt. In direkter Analogie zum turbulenten Impuls-Transport wird angenommen, dass Wärme- bzw. Stofftransport auch in Verbindung zum Gradienten einer transportierten Größe stehen, d.h.:

$$-\overline{v'_i f'} = \Gamma \frac{\partial f}{\partial x_i}. \quad (3.71)$$

Dabei wird Γ als turbulente Diffusionsfähigkeit bezeichnet. Die Reynoldsche Analogie zwischen Wärme- bzw. Stofftransport und Impulstransport deutet darauf hin, dass Γ in enger Verbindung zu n_t steht. Das würde bedeuten:

$$\Gamma = \frac{n_t}{Pr^{(t)}}. \quad (3.72)$$

$Pr^{(t)}$ ist die turbulente Prandtl- (für Wärmetransport) bzw. Schmidt- (für Stofftransport) Zahl. Aus experimentellen Ergebnissen geht hervor, dass sich $Pr^{(t)}$ im Gegensatz zu Γ bzw. n_t in einem Strömungsfeld bzw. in verschiedenen Strömungslagen kaum ändert. Aus diesem Grund wird in vielen Turbulenzmodellen $Pr^{(t)}$ als konstant angenommen.

- **Modellklassifikation**

Bis heute wurden viele Turbulenzmodelle entwickelt. Bei einigen von diesen wurde kein „Eddy(Turbulent)-Viskositätskonzept“ benutzt, sondern es wurden bei diesen differentielle Transportgleichungen zur Berechnung des turbulenten Impuls- und Wärme-/Stoffflusses, d.h. $\overline{v'_i v'_j}$ und $\overline{v'_i f'}$, verwendet. Es gibt allerdings viele Modelle, die auf dem „Eddy-Viskositätskonzept“ basieren, zwischen denen es große Unterschiede gibt. Beim einfachsten Modell dieser Art wird von einem konstanten Wert für n_t bzw. für Γ ausgegangen. Je weiter entwickelt das Modell ist, desto genauer wird auf die Verteilung von n_t bzw. Γ im Strömungsfeld Rücksicht genommen und es werden mehrfach differentielle Transportgleichungen dafür eingesetzt. Solche differentiellen Transportgleichungen tragen besonders in Situationen zu besseren bzw. genaueren Ergebnissen bei, in denen die Turbulenz in einem Punkt stark von der Turbulenz-Bildung an einer anderen Stelle im Strömungsfeld abhängt (der so genannte Historie-Effekt). Auf diese Weise kann man die Turbulenzmodelle wie folgt in Klassen einstufen:

A. Null-Gleichung-Modelle (Zero-Equation Models):

Diese Art der Turbulenzmodelle beinhaltet keine Transportgleichungen zur Berechnung der turbulenten Größen. Diese relativ einfachen Modelle verwenden alle das Eddy-Viskositätskonzept. Zur Bestimmung der Eddy-Viskosität werden entweder die experimentellen Werte direkt eingesetzt oder durch die Versuch-und-Irrtum-Methode ermittelte empirische Gleichungen benutzt. Folgende Modelle:

- Konstant-Eddy-Viskosität/Diffusionsfähigkeit-Modelle,
- Mischlänge-Modelle (mixing-length models),
- Schubspannungsfreie Schicht-Modelle (Prandtl's Free-Shear-Layer Models)

gehören zu dieser Gruppe. Für detaillierte Beschreibungen solcher Modelle sei auf [3.15] verwiesen.

B. Ein-Gleichung-Modelle (One-Equation Models):

Wegen der relativ geringen Übereinstimmungen der durch Null-Gleichungs-Modelle erzielten Ergebnisse mit denen aus Experimenten (besonders in Übergangsfällen) wurden Turbulenzmodelle entwickelt, bei denen zur Bestimmung der turbulenten Größen differentielle Transportgleichungen zum Einsatz kommen. Ein großer Schritt in diese Richtung war, dass eine direkte Verbindung zwischen der fluktuierenden Geschwindigkeitsskala und dem zeitgemittelten Geschwindigkeitsgradienten hergestellt werden konnte. Dabei kommt im Falle der Ein-Gleichungs-Modelle eine differentielle Transportgleichung zum Einsatz. Zu diesen Modellen gehören:

- Ein-Gleichungs-Modelle, die direkt das Eddy-Viskositätskonzept nutzen (k-Modelle),
- Ein-Gleichungs-Modelle, die die Verteilung der Schubspannungen $\overline{v_i'v_j'}$ durch eine Transportgleichung beschreiben (z.B. Bradshaw et al. - Modelle).

Für detaillierte Beschreibungen dieser Art der Turbulenzmodelle sei auf [3.15] verwiesen.

C. Zwei-Gleichung-Modelle (Two-Equation Models):

Der Grund für die Entwicklung der Zwei-Gleichungs-Modelle zur Bestimmung der turbulenten Größen liegt darin, dass bei den Ein-Gleichungs-Modellen nur die Geschwindigkeitsskala (siehe Gleichung 3.69) durch eine Transportgleichung beschrieben wird. Doch auch die Längenskala L in Gleichung 3.69 ist selbst den Schwankungen (Fluktuationen) bzw. einem Transportprozess im betrachteten Strömungssystem unterworfen und daher muss auch sie durch eine Transportgleichung beschrieben werden. Alle bekannten Zwei-Gleichungs-Modelle nehmen zusätzlich zur k-Gleichung (Geschwindigkeitsskala-Transportgleichung) eine andere Transportgleichung, die die Längenskala beschreibt, in Anspruch. All diese Modelle basieren auf dem Eddy-Viskositätskonzept. Eine Transportgleichung für „L“ (siehe Gl. 3.69) muss nicht unbedingt „L“ selbst als unabhängige Variable beinhalten. Jede Art der Kombination in der Form $Z = k^m L^n$ würde von Nutzen sein, da „k“ (die kinetische Energie der Turbulenz) aus der k-Gleichung bekannt ist. Aus diesem Grund haben Chou [3.16], Davidov [3.17], Harlem und

Nakayamu [3.18] und Jones und Launder [3.19] eine Gleichung für die turbulente Dissipation e wie folgt vorgeschlagen:

$$e \sim \left(k^{3/2} / L \right). \quad (3.73)$$

Es gibt auch einige andere Vorschläge für e , die in der Literatur zu finden sind. Für die Herleitung der exakten k -Transportgleichung verwendet man die ursprüngliche Impulserhaltungsgleichung. Diese Herleitung ist detailliert im Anhang 3 beschrieben. Für die e -Transportgleichung wurde, ähnlich wie bei der k -Gleichung, versucht, ausgehend von der Impulserhaltungsgleichung eine exakte Form zu bekommen. Aber solche exakten Formulierungen beinhalten sehr komplizierte Korrelationen, die in der Praxis die Verwendung einer exakten Form der e -Gleichung nicht ermöglichen. Angesichts der o.g. Tatsache wurde eine überwiegend empirische Form für die e -Transportgleichung akzeptiert. In der internationalen Literatur hat sich eine von Jones und Launder vorgeschlagene Gleichung für e durchgesetzt (siehe Anhang A1). Zu den Zwei-Gleichungs-Modellen zählen:

- $k-e$ -Modelle,
- $k-w$ -Modelle.

Außer den erwähnten Modellen gibt es andere Turbulenz-Modelle wie „Turbulente Spannung/Fluss-Gleichung-Modelle“, die zu den Modellen höherer Ordnung zählen. Bei solchen Modellen wird versucht, die Reynoldsen Spannungen individuell durch Transportgleichungen zu beschreiben. Die Diskussion dieser Art der Turbulenzmodelle führt über den Rahmen dieser Arbeit hinaus. Für tiefer gehende Informationen über Turbulenzmodelle sei auf [3.15-3.20] verwiesen. Da die Zwei-Gleichungs-Modelle (besonders $k-e$ -Modelle) am häufigsten bei den CFD-Berechnungen verwendet werden, werden hier im Folgenden einige der bis jetzt bekannten $k-e$ -Modelle (auch $k-w$ -Modelle) näher erläutert bzw. präsentiert.

$k - e$ Modell (2-dimensional) [3.20]:

$$n_t = c_m f_m \frac{k^2}{\tilde{e}}, \quad (3.74)$$

$$e = \tilde{e} + D, \quad (3.75)$$

$$\bar{v}_x \frac{\partial k}{\partial x} + \bar{v}_y \frac{\partial k}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(n + \frac{n_t}{s_k} \right) \frac{\partial k}{\partial y} \right] + n_t \left(\frac{\partial \bar{v}_x}{\partial y} \right)^2 - e, \quad (3.76)$$

$$\bar{v}_x \frac{\partial \tilde{e}}{\partial x} + \bar{v}_y \frac{\partial \tilde{e}}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(n + \frac{n_t}{s_e} \right) \frac{\partial \tilde{e}}{\partial y} \right] + c_{e1} f_1 \frac{\tilde{e}}{k} n_t \left(\frac{\partial \bar{v}_x}{\partial y} \right)^2 - c_{e2} f_2 \frac{\tilde{e}^2}{k} + E, \quad (3.77)$$

$$R_T = \frac{k^2}{n \tilde{e}}, \quad R_y = \sqrt{k} \frac{y}{n}, \quad (3.78, 3.79)$$

$$y^+ = y \frac{u_t}{n}, \quad u_t = \sqrt{\frac{t_w}{r}}. \quad (3.80)$$

Dabei entspricht t_w der Wand-Schubspannung und e der Korrelation

$$\left(n \frac{\partial \bar{v}'_j}{\partial x_i} \frac{\partial \bar{v}'_j}{\partial x_i} \right).$$

$k - w$ Modell (2-dimensional) [3.20]:

$$n_t = f_m (k/w), \quad (3.81)$$

$$\bar{v}_x \frac{\partial k}{\partial x} + \bar{v}_y \frac{\partial k}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(n + \frac{n_t}{s_k} \right) \frac{\partial k}{\partial y} \right] + n_t \left(\frac{\partial \bar{v}_x}{\partial y} \right)^2 - c_m k w, \quad (3.82)$$

$$\bar{v}_x \frac{\partial w^2}{\partial x} + \bar{v}_y \frac{\partial w^2}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(n + \frac{n_t}{s_w} \right) \frac{\partial w^2}{\partial y} \right] + c_{w1} f_1 w \left(\frac{\partial \bar{v}_x}{\partial y} \right)^2 - c_{w2} w^3 + E, \quad (3.83)$$

$$l = \frac{\sqrt{k}}{w}, \quad (3.84)$$

$$R_T = \sqrt{k} \frac{l}{n}. \quad (3.85)$$

Dabei entspricht w der Kombination $\left[\left(\frac{1}{c_p} \right) \left(\frac{e}{k} \right) \right]$.

In Anhang 4 sind acht Turbulenzmodelle dargestellt, so die Modelle von Chien, Dutoya und Michard, Hassid und Poreh, Hoffman, Lam und Bremhorst, Launder und Sharma, Reynolds und das $k-w$ -Modell von Wilcox und Rubenstein. Bei all diesen Modellen werden die Reynoldsen Spannungen mit dem zeitgemittelten Geschwindigkeitsgradienten durch die Eddy-Viskosität n_t in Verbindung gebracht, die selbst durch k - und ε -Transportgleichungen berechnet wird. Diese k - ε -Modelle unterscheiden sich durch f -Funktionen. Außerdem wurden hier zusätzliche Teile, bezeichnet als „D“ und „E“, eingeführt mit dem Ziel, das Phänomen „Wandnähe-Verhalten (near-wall-behaviour)“ besser zu berücksichtigen bzw. zu beschreiben. Die Berücksichtigung des Wandnähe-Verhaltens führt dazu, dass bei hoch entwickelten Turbulenzmodellen die so genannten Wand-Funktionen (wall-functions) eingeführt werden. Die Wand-Funktion-Idee, vorgeschlagen von Launder und Spalding 1972, bedeutet, dass je nach Strömungslage bestimmte Randbedingungen in einem bestimmten Abstand von der Wand eingesetzt werden, so dass die Turbulenzmodell-Gleichungen in der Wandnähe-Region nicht gelöst werden müssen. Der Grund hierfür liegt darin, dass sich die Strömungssituation in der Wandnähe-Zone völlig von der in der Bulk-Region unterscheidet und nicht mehr mit Hilfe von Turbulenz-Transport-gleichungen zu beschreiben ist. Für die Herleitung bzw. für die tiefgehende Beschreibung der k - und ε -Transportgleichungen sei auf Anhang 3 [3.15, 3.21] verwiesen. Ebenfalls für tiefgehende Diskussionen über die Themen: "zeitgemitteltes Geschwindigkeitsprofil in der Wandnähe-Zone" und „Energieerhaltungsgleichung in einer turbulenten Strömung“ sei auf Anhang 5 verwiesen.

4. Beschreibung der numerischen Simulation mit FLUENT

Für die numerische Simulation des in dieser Arbeit vorgeschlagenen Core-Catcher-Konzepts (siehe Abb. 2.3) wurde ein Programmsystem namens FLUENT verwendet. FLUENT ist ein CFD-Solver, der sich für verschiedene komplizierte Bereiche von inkompressiblen bis zu hochkompressiblen Strömungen eignet. Beim FLUENT Programmsystem stehen mehrere Solver-Optionen zur Verfügung, die mit einer konvergenzerhöhenden Multigittermethode im Laufe der Simulation kombiniert werden. In dieser Arbeit wurde zur Modellsimulation die Version FLUENT 6.1.22 verwendet. FLUENT 6.1.22 liefert einen optimalen Wirkungsgrad für das Lösungsverfahren und eine optimale Genauigkeit für ein breites Band verschiedener Geschwindigkeitszonen. Eine große Anzahl an eingebauten physikalischen Modellen ermöglicht weitestgehend an der Realität angepasste Simulationen: Strömungsfelder in laminaren und in turbulenten Bereichen sowie in Übergangszonen, verschiedener Wärmetransportmechanismen, chemischer Reaktionen und anderer Transport-Phänomene mit vollständiger Vernetzungsflexibilität.

Um das Core-Catcher-Konzept durch numerische Simulation untersuchen zu können, wurde zunächst ein Core-Catcher-Modell mit Hilfe von GAMBIT (Version 2.1.6)-Preprocessor (Vernetzungsprogrammsystem) in Kombination mit TGrid (Version 3.6.8) aufgebaut und vernetzt. Das Ablaufschema bei dem Modellaufbau bzw. –Vernetzung mit Hilfe von Programmsystemen GAMBIT und TGrid ist in Abbildung 4.1 dargestellt.

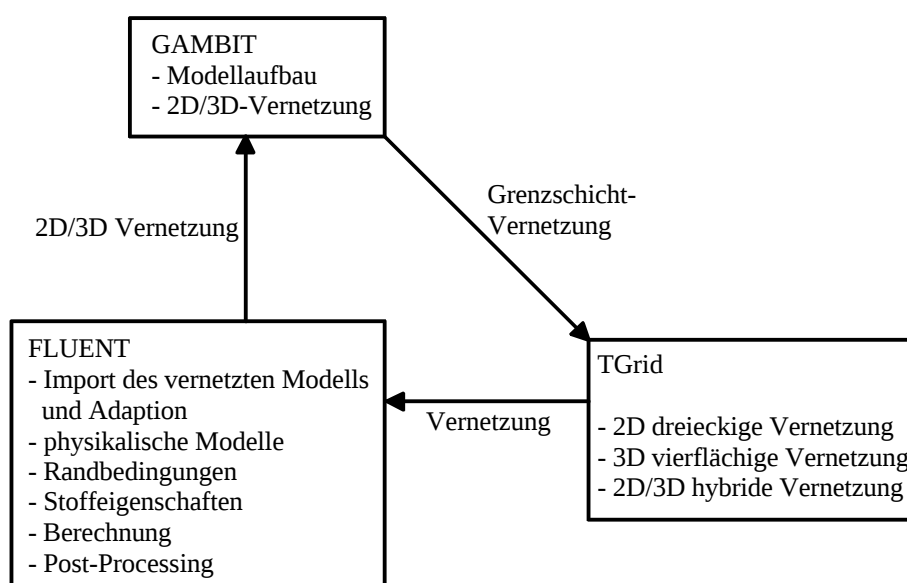


Abb. 4.1: Modellaufbau bzw. –Vernetzung mit Hilfe von Programmsystemen GAMBIT und TGrid

Das Programmsystem TGrid wurde besonders bei der Vernetzung der Grenzschicht-Regionen benutzt. Eine Grenzschicht-Region versteht sich als eine Region, in der eine Fluid-Zone und mit einer Wand (einer nicht Fluid-Zone) in Kontakt kommt. Nach der Vernetzung muss das vernetzte Modell in FLUENT importiert werden. Nachdem das vernetzte Modell in FLUENT importiert worden war, wurde es mit Hilfe einer numerischen Methode, genannt „die Finite-Volumen-Methode“, durch eine Art physikalisch-mathematischer Modellierung, genannt „Volume-Of-Fluid Multiphase Model“ (VOF), simuliert. Der dabei ausgewählte Solver ist ein 2-dimensionaler axial-symmetrischer „Segregated“-Solver gewesen. Zur Turbulenzmodellierung wurden zwei Turbulenzmodelle verwendet, diese sind:

- Standard $k - \epsilon$ – Modell,
- RNG $k - \epsilon$ – Modell.

Für die Modellierung der Schmelz-\\Erstarrungsprozesse wurde ein in FLUENT 6 eingebautes Modell namens „Solidification-Melting Model“ benutzt. Nachdem alle Rand- bzw. Anfangsbedingungen (siehe Tabelle 2.1) eingegeben worden waren, wurde die Simulation mit Zeitschritten im Bereich 0.05 bis 0.3 Sekunden durchgeführt. Das Ablaufschema bei der CFD-Modellierung mit Hilfe von Programmsystem FLUENT ist in Abbildung 4.2 dargestellt.

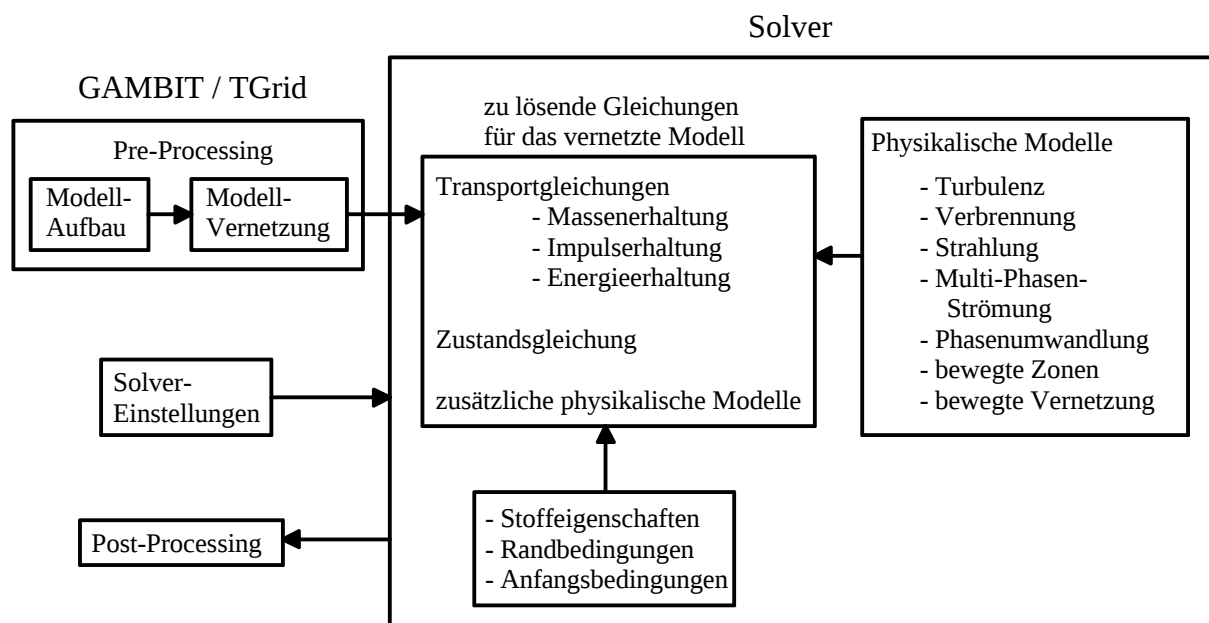


Abb. 4.2: Ablaufschema bei der CFD-Modellierung mit Hilfe von FLUENT

Im Weiteren werden die oben erwähnten Modelle zusammen mit Modellaufbau bzw. -vernetzung ausführlich beschrieben und diskutiert.

4.1 VOF- Modell (“Volume of Fluid”- Modell)

Das VOF-Modell funktioniert auf der Annahme, dass es zwischen zwei oder unter mehreren Fluiden bzw. Phasen keine Wechselwirkung gibt (bei dem in dieser Arbeit betrachteten Fall gibt es keine Wechselwirkung zwischen der Stahlphase und der UO_2 -Phase). Das bedeutet, dass für jede zusätzliche Phase im betrachteten System eine neue Variable definiert wird, d.h. der Volumenanteil der jeweiligen Phase in einer Zelle. Eine Zelle versteht sich als ein Kontrollraum, für den im Laufe des Simulationsverfahrens Bilanzierungen (Wärme-, Impuls- und Massenbilanz) durchgeführt werden. Für eine Zelle muss zu jedem Zeitpunkt die Summe aller Volumenanteile der im System definierten Phasen gleich eins sein. Im Allgemeinen gibt es für ein Fluid i , dessen Volumenanteil als a_i bezeichnet wird, die folgenden Möglichkeiten:

- $a_i = 0$: die Zelle ist leer (vom Fluid i),
- $a_i = 1$: die Zelle ist voll (vom Fluid i),
- $0 < a_i < 1$: Es gibt in der Zelle eine Phasengrenze zwischen Fluid i und den anderen in der Zelle anwesenden Phasen.

In jeder Position können alle Eigenschaften und Feldvariablen ermittelt werden, sobald der Volumenanteil jeder Phase bekannt ist. Die Verteilung der existierenden Phasen in einer Zelle (und demzufolge im System) wird durch das Lösen einer Erhaltungsgleichung für die Volumenanteile der jeweiligen Phasen erkannt. Für eine Phase i lautet diese Erhaltungsgleichung wie folgt:

$$\frac{\partial a_i}{\partial t} + \bar{v} \cdot \bar{\nabla} a_i = \frac{S_{a_i}}{r_i}. \quad (4.1)$$

Der Quellterm für die Phase i in Gleichung 4.1 wird normalerweise gleich Null angenommen, es sei denn es wird eine „user-defined“-Massenquelle definiert (was bei der vorliegenden Arbeit nicht der Fall war). Es gilt außerdem zu jedem Zeitpunkt in jeder Position:

$$\sum_{i=1}^n a_i = 1. \quad (4.2)$$

• Eigenschaften

Die Berechnung der Stoffeigenschaften (physikalisch/chemisch), die in verschiedenen Transportgleichungen verwendet werden, wird wie folgt durchgeführt:

$$y = \sum_{i=1}^n a_i y_i. \quad (4.3)$$

In Gleichung 4.3 bezieht sich:

- y_i auf eine Stoffeigenschaft (z.B. Dichte, Viskosität, ...) der Phase „i“ in der betrachteten Zelle,
- a_i auf den Volumenanteil der Phase „i“ in der betrachteten Zelle,
- y auf eine Zelleneigenschaft (z.B. Dichte, Viskosität, ...).

• Impulserhaltungsgleichung

Für das Gesamtsystem wird eine einzige Impulserhaltungsgleichung gelöst. Das daraus resultierende Geschwindigkeitsfeld wird auf alle im System befindlichen Phasen übertragen. Die wie folgt geschriebene Impulserhaltungsgleichung hängt von den Volumenanteilen aller im System definierten Phasen über Dichte und Viskosität ab:

$$\frac{\partial}{\partial t}(r\bar{v}) + \bar{\nabla} \cdot (r\bar{v}\bar{v}) = -\bar{\nabla}p + \bar{\nabla} \cdot \left[m(\bar{\nabla}\bar{v} + \nabla\bar{v}^{(t)}) \right] + r\bar{g} + \bar{F}. \quad (4.4)$$

• Energieerhaltungsgleichung

Die Energieerhaltungsgleichung, die für alle sich im System befindenden Phasen verwendet wird, lautet:

$$\frac{\partial}{\partial t}(rE) + \bar{\nabla} \cdot [\bar{v}(rE + p)] = \bar{\nabla} \cdot (k_{eff} \bar{\nabla} T) + S_n. \quad (4.5)$$

Bei dem VOF-Modell werden Energie E und Temperatur T als massengemittelte Variablen berücksichtigt, d.h.:

$$E = \frac{\sum_{i=1}^n a_i r_i E_i}{\sum_{i=1}^n a_i r_i} \quad (4.6)$$

und

$$T = \frac{\sum_{i=1}^n a_i r_i T_i}{\sum_{i=1}^n a_i r_i}. \quad (4.7)$$

Dabei basiert E_i für jede Phase auf der Wärmekapazität der jeweiligen Phase und deren Temperatur. Die Dichte r und die effektive Wärmeleitfähigkeit k_{eff} sind berechnete Zahlenwerte. Der Quellterm S_n beinhaltet den Beitrag von Wärmestrahlung so wie den von den anderen definierten Wärmequellen.

- **Interpolation in der Nähe der Phasengrenze**

Die bei FLUENT angewandte Formulierung zur Kontrollraumbilanzierung bedingt, dass Konvektion-/Diffusion-Flüsse durch die Oberfläche einer Zelle (Kontrollraum) berechnet und bilanziert werden. Hierfür wurde eine Methode namens „The Geometric Reconstruction“ ausgewählt und verwendet. Bei dieser Methode wird eine lineare stückweise Näherung an einer Phasengrenze angesetzt. Sie setzt voraus, dass die Phasengrenze zwischen zwei Fluiden in einer Zelle eine lineare Steigung (bzw. Eigenschaft) besitzt. Für weitere Informationen zu dieser Methode sei auf [4.1] verwiesen.

4.2 Angewandte Turbulenz- Modelle

Zur Modellierung der Turbulenz wurden für die Simulation der wärmetechnischen Vorgänge im Core-Catcher zwei Turbulenz-Modelle ausgewählt, die zu der Kategorie Zwei-Gleichung-Turbulenz-Modelle gehören:

- Standard $k - e$ – Modell,
- RNG $k - e$ – Modell.

4.2.1 Standard $k - e$ - Modell

Dieses Modell ist ein halbempirisches Modell, welches auf Transport-Gleichungen für die turbulente kinetische Energie k und deren Dissipationsrate e basiert. Das Standard $k - e$ – Modell setzt voraus, dass die Turbulenz im betrachteten System vollständig ausgeprägt ist (d.h. hierbei wird kein Re-Zahl-Einfluss berücksichtigt). Die Berechnungsergebnisse, die mit Hilfe dieses Turbulenz-Modells bei der in dieser Arbeit durchgeführten Simulation erzielt wurden, sollen als Vergleichsbasis dienen. Beim Standard $k - e$ – Modell lauten die jeweiligen Transportgleichungen für k und e wie folgt:

$$\frac{\partial}{\partial t}(rk) + \frac{\partial}{\partial x_i}(rk\bar{v}_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(m + \frac{m^{(t)}}{\text{Pr}_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - re - Y_M + S_k \quad (4.8)$$

und

$$\frac{\partial}{\partial t}(re) + \frac{\partial}{\partial x_i}(re\bar{v}_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(m + \frac{m^{(t)}}{\text{Pr}_e} \right) \frac{\partial e}{\partial x_j} \right] + C_{1e} \left(\frac{e}{k} \right) (G_k + C_{3e} G_b) - C_{2e} r \left(\frac{e^2}{k} \right) + S_e. \quad (4.9)$$

Dabei bedeuten:

- G_k die Generierung der turbulenten kinetischen Energie auf Grund gemittelter Geschwindigkeitsgradienten,
 G_b die Generierung der turbulenten kinetischen Energie auf Grund von Auftrieb,

Y_M	einen Beitrag der schwankenden Dilatation in einer kompressiblen Turbulenz zur Gesamtdissipationsrate,
S_k, S_e	„user-defined“-Quellterme,
Pr_k, Pr_e	turbulente Prandtl-Zahlen für k bzw. für e (empirische Werte),
C_{1e}, C_{2e}	durch Empirie ermittelte Konstante,
C_{3e}	ein berechneter Faktor, welcher nachfolgend erklärt wird.

Zur Modellierung der turbulenten Viskosität $m^{(t)}$ wird folgende Gleichung benutzt:

$$m^{(t)} = r C_m \frac{k^2}{e}. \quad (4.10)$$

Dabei ist C_m eine empirisch ermittelte Konstante. Die Standardwerte für die oben erwähnten Konstanten lauten [4.1]:

$$C_{1e} = 1,44, \quad C_{2e} = 1,92, \quad C_m = 0,09, \quad Pr_k = 1,0, \quad Pr_e = 1,3.$$

Diese Standardwerte wurden durch Experimente an Luft und in Wasser ermittelt, und dabei wurde von einer isotropen Turbulenz ausgegangen.

4.2.2 RNG $k - e -$ Modell

Dieses Modell wurde mit Hilfe der momentanen Navier-Stokes-Gleichungen auf der Basis eines mathematischen Verfahrens namens „Renormalization Group (RNG)“ entwickelt. Die jeweiligen $k - e -$ Transportgleichungen für das RNG-Modell lauten [4.1]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(rk) + \frac{\partial}{\partial x_j}(rk\bar{v}_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(a_k m_{eff} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k + G_b - re - Y_M + S_k \quad (4.11)$$

und

$$\frac{\partial}{\partial t}(re) + \frac{\partial}{\partial x_i}(re\bar{v}_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(a_e m_{eff} \frac{\partial e}{\partial x_j}\right) + C_{1e}\left(\frac{e}{k}\right)(G_k + C_{3e}G_b) - C_{2e}r\left(\frac{e^2}{k}\right) - R_e + S_e. \quad (4.12)$$

Dabei sind:

- G_k die Generierung der turbulenten kinetischen Energie auf Grund gemittelter Geschwindigkeitsgradienten,
- G_b die Generierung der turbulenten kinetischen Energie auf Grund von Auftrieb,
- Y_M einen Beitrag der schwankenden Dilatation in einer kompressiblen Turbulenz zur Gesamtdissipationsrate,
- S_k, S_e „user-defined“-Quellterme,
- a_k, a_e die Inverse der effektiven turbulenten Prandtl-Zahlen für k bzw. für e (empirische Werte),
- C_{1e}, C_{2e} durch Empirie ermittelte Konstanten,
- C_{3e} ein berechneter Faktor, welcher nachfolgend erklärt wird.

Der Term R_e in der e – Gleichung wird wie folgt berechnet:

$$R_e = \left(\frac{c_m r h^3 \left(1 - \frac{h}{h_0}\right)}{1 + b h^3} \right) \left(\frac{e^2}{k} \right). \quad (4.13)$$

Dabei sind $h = S\left(\frac{k}{e}\right)$, $S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$ (the modulus of the mean rate-of-strain tensor), $h_0 = 4.38$ and $\beta = 0.012$. Zur Modellierung der effektiven Viskosität m_{eff} wird folgender Ansatz verwendet:

$$d\left(\frac{r^2 k}{\sqrt{em}}\right) = 1,72 \frac{n}{\sqrt{n^3 - 1 + C_n}} dn, \quad n = \left(\frac{m_{eff}}{m}\right), \quad C_n \approx 100. \quad (4.14)$$

Aus der Integration von Gleichung 4.14 ergibt sich eine relativ exakte Beschreibung, welche zeigt, wie der effektive turbulente Transport sich mit der effektiven Re-Zahl

ändert. Aus diesem Grund ist dieses Modell in der Lage, die Niedrig-Re-Zahl-Situationen besser zu behandeln. Im Falle einer hohen Re-Zahl ergibt sich aus Gleichung 4.14:

$$m^{(t)} = r C_m \left(\frac{k^2}{e} \right). \quad (4.15)$$

Dabei ist $C_m = 0,0845$ (ermittelt durch RNG-Theorie). Die Inverse der effektiven turbulenten Prandtl-Zahlen a_k und a_e werden wie folgt modelliert:

$$\left(\left| \frac{a - 1,3929}{a_0 - 1,3929} \right| \right)^{0,6321} \cdot \left(\left| \frac{a + 2,3929}{a_0 + 2,3929} \right| \right)^{0,3679} = \left(\frac{m}{m_{eff}} \right) \quad (a_0 = 1). \quad (4.16)$$

Im Falle hohe Re-Zahlen ($m/m_{eff} \ll 1$) ergibt sich aus Gleichung 16: $a_k = a_e \simeq 1,393$

Die Konstanten C_{1e} und C_{2e} in Gleichung 4.12 lauten: $C_{1e} = 1,42$ und $C_{2e} = 1,68$.

4.2.3 Gemeinsamkeiten der beiden Turbulenz-Modelle

Der Term G_k in den beiden o.g. Turbulenz-Modellen wird wie folgt definiert:

$$G_k = -r \overline{v_i v_j} \frac{\partial \overline{v_j}}{\partial x_i}. \quad (4.17)$$

Falls es zugleich ein Schwerkraftfeld und einen Temperaturgradienten in einem betrachteten System gibt, wird bei $k-e$ -Modellen die Generierung der turbulenten kinetischen Energie k auf Grund von Auftrieb berücksichtigt. Dies wird durch G_b wie folgt formuliert:

$$G_b = b g_i \left(\frac{m^{(t)}}{Pr^{(t)}} \right) \left(\frac{\partial T}{\partial x_i} \right), \quad (4.18)$$

wobei:

$Pr^{(t)}$: die turbulente Pr-Zahl in der $k - e$ - Gleichung ist

mit $Pr^{(t)} = 0,85$ für das Standard $k - e$ - Modell

und $Pr^{(t)} = \frac{1}{a}$ für das RNG $k - e$ - Modell (a aus Gleichung 16),

b : der Koeffizient der thermischen Expansion ist: $\left[-\frac{1}{r} \left(\frac{\partial r}{\partial T} \right)_p \right]$,

g : die Komponente des Schwerkraftvektors in i -Richtung ist.

Inwiefern e vom Auftrieb beeinflusst wird, wird durch den Faktor C_{3e} bestimmt. In FLUENT wird C_{3e} jeweils durch folgende Gleichung berechnet:

$$C_{3e} = \tanh \left| \frac{v}{u} \right|. \quad (4.19)$$

Dabei ist v die Komponente der Strömungsgeschwindigkeit, die parallel zum Schwerkraftvektor steht und u die Komponente, die normal zum Schwerkraftvektor steht. C_{3e} kann je nach Strömungslage Werte zwischen „0“ und „1“ annehmen.

4.3 Modellierung konvektiver Wärme-/Stofftransport bei k-e- Modellen (Standard- und RNG - Modell)

In FLUENT wird der turbulente Wärmetransport mit Hilfe von Reynoldscher Analogie modelliert, d.h.:

$$\frac{\partial}{\partial t} (rE) + \frac{\partial}{\partial x_i} [\bar{v}_i (rE + p)] = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[k_{eff} \frac{\partial T}{\partial x_j} + \bar{v}_j (t_{ij})_{eff} \right] + S_h, \quad (4.20)$$

$$E = h - \frac{p}{r} + \frac{\bar{v}^2}{2}.$$

Dabei handelt es sich bei E um die Totalenergie und bei k_{eff} um die effektive Wärmeleitfähigkeit. $(t_{ij})_{eff}$ ist ein Spannungstensor, der wie folgt definiert wird:

$$(t_{ij})_{eff} = m_{eff} \left(\frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} \right) - \left(\frac{2}{3} \right) m_{eff} \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_i} d_{ij}. \quad (4.21)$$

In Gleichung 4.20 repräsentiert der Term, der $(t_{ij})_{eff}$ beinhaltet, die viskose Erwärmung. Für das Standard $k - e -$ Modell gilt:

$$k_{eff} = k + \frac{c_p m^{(t)}}{Pr^{(t)}}. \quad (4.22)$$

Dabei ist k hier die molekulare Wärmeleitfähigkeit. Für das RNG $k - e -$ Modell wird k_{eff} wie folgt berechnet:

$$k_{eff} = a c_p m_{eff}. \quad (4.23)$$

a ist hier durch Gleichung 4.16 gegeben – aber unter der folgenden Annahme:

$$a_0 = \frac{k}{m c_p}, \quad (4.24)$$

$$a_0 = \frac{1}{Sc} \quad (\text{„Sc“ die molekulare Schmidt-Zahl für den konvektiven Stofftransport}). \quad (4.25)$$

4.4 Beschreibung des Strömungsfeldes in der wandnahen Zone

Turbulente Strömungen werden bedeutsam beeinträchtigt, sobald es sich um eine wandnahen Positionen handelt. Daher braucht man eine zusätzliche Modellierung für solche Zonen. Die bekannten Turbulenzmodelle wurden hauptsächlich für die Core-Strömung entwickelt, und genau aus diesem Grund sind die Turbulenzmodelle nicht in der Lage, die wandnahen Situationen richtig zu behandeln bzw. richtig zu

beschreiben. Die Modellierung der wandnahen Strömungslage führt zum Einsatz der so genannten Wandfunktionen (wall functions). Solche Wandfunktionen sind empirische bzw. halbempirische Formulierungen, die als eine Brücke die Lösungsvariablen (für das Fluidsystem) in der Nähe einer Wand in Verbindung mit den jeweiligen Parametern an der betrachteten Wand bringen. Hierfür wurde die in FLUENT angebotene Option: „Enhanced Wall Functions“ ausgewählt. Ein wichtiger Vorteil dieser Methode liegt darin, dass ihr Gültigkeitsbereich sich über der gesamten Wandregion (d.h. innerhalb aller Unterschichten in der Wandregion) erstreckt. Bei der Option „Enhanced Wall Functions“ werden lineare (laminare) und logarithmische (turbulente) Wandgesetze nach dem Vorschlag von Kader [4.1] miteinander kombiniert:

$$u^+ = \left(e^{\Gamma} \cdot v_{lam}^+ \right) + \left(e^{\frac{1}{\Gamma}} \cdot v_{turb}^+ \right), \quad (4.26)$$

mit:

$$\Gamma = \frac{-a(y^+)^4}{(1 + by^+)} \quad , \quad a = (0,01) \exp\left(\frac{E}{E''} - 1,0\right) \quad , \quad b = \frac{0,05}{a} \quad , \quad E = 9,793 \quad , \quad E'' = \frac{E}{f_r}$$

(f_r ist eine Rauheitsfunktion, siehe [4.1])

und auf gleiche Weise:

$$T^+ = \left(e^{\Gamma} T_{lam}^+ \right) + \left(e^{\frac{1}{\Gamma}} T_{turb}^+ \right) \quad \text{mit:} \quad \Gamma = \frac{-a(\text{Pr} \cdot y^+)^4}{1 + (b \cdot \text{Pr}^3 \cdot y^+)} \quad (4.27)$$

Hier ist Pr die molekulare Prandtl-Zahl und a und b sind wie in Gleichung 4.26 definiert. Die an der Wand einzusetzende Randbedingung für die turbulente kinetische Energie lautet:

$$\frac{\partial k}{\partial n} = 0. \quad (4.28)$$

Dabei entspricht n einer lokalen Koordinate senkrecht zur Wand an der betrachteten Stelle. Der Term G_k (siehe Gleichung 4.17) in der k – Gleichung wird mit Hilfe eines

Geschwindigkeitsgradienten berechnet, welcher die Gleichung 4.26 erfüllt. Für weitere Informationen bzw. Diskussionen sei auf [4.1] verwiesen.

4.5 Erstarrung-/Schmelzen- Modell

Zur Modellierung des Erstarrungs-/Schmelzvorgangs wird in FLUENT eine Methode namens „Enthalpie-Porositäts-Methode (enthalpy-porosity-method)“ [4.1] verwendet. Bei dieser Methode wird das Schmelzinterface nicht explizit verfolgt, sondern eine Größe namens „Flüssiganteil (liquid fraction)“ für jede Zelle im betrachteten System definiert, welche den mit Flüssigkeit gefüllten Anteil einer Zelle bestimmt. Der Flüssiganteil einer Zelle wird in jeder Iteration im Laufe der Berechnung durch eine Enthalpiebilanz berechnet. In dieser Hinsicht nennt sich eine Region „Mushy-Zone“, sobald deren Flüssiganteil zwischen „0“ und „1“ liegt. Diese Mushy-Zone wird als ein pseudo-poröses Medium betrachtet bzw. modelliert, in dem die Porosität von „1“ bis auf „0“ sinkt, während das Material erstarrt.

- **Energiegleichung**

Die Enthalpie eines Materials wird als die Summe der fühlbaren Enthalpie h und der latenten Enthalpie ΔH betrachtet, d.h.:

$$H = h + \Delta H. \quad (4.29)$$

Dabei gilt:

$$h = h_{\text{Ref.}} + \int_{T_{\text{Ref}}}^T c_p dT, \quad (4.30)$$

wobei:

$h_{\text{Ref.}}$ = Referenzenthalpie,

$T_{\text{Ref.}}$ = Referenztemperatur,

c_p = Wärmekapazität bei konstantem Druck.

Der Flüssiganteil b lässt sich wie folgt berechnen:

$$\begin{cases} b = 0 & \text{falls } T < T_{\text{solidus}}, \\ b = 1 & \text{falls } T > T_{\text{liquidus}}, \\ b = \frac{T - T_{\text{solidus}}}{T_{\text{liquidus}} - T_{\text{solidus}}}. \end{cases} \quad (4.31)$$

Die latente Wärme kann wie folgt beschrieben werden:

$$\Delta H = b \cdot L. \quad (4.32)$$

Dabei handelt es sich bei L um die latente Wärme eines Materials („0“ für einen Feststoff, „L“ für eine Flüssigkeit). Demzufolge kann die Energiegleichung für einen Erstarrungs-/Schmelzen-Fall wie folgt formuliert werden:

$$\frac{\partial}{\partial t}(rH) + \vec{\nabla} \cdot (r\vec{v}H) = \vec{\nabla} \cdot (k\vec{\nabla}T) + S, \quad (4.33)$$

wobei:

H = Enthalpie (Gleichung 4.29), r = Dichte, $\vec{v}$ = Fluid-Geschwindigkeit,
 S = Quellterm.

Die Lösung für das Temperaturfeld ergibt sich durch Iteration zwischen den Gleichungen (4.31) und (4.33).

• Impulsgleichung

Das Enthalpie-Porosität-Modell behandelt die Mushy-Zone als ein poröses Medium. Die Porosität in jeder Zelle wird dem Flüssiganteil b in der jeweiligen Zelle gleichgesetzt. Für die Impulssenkung infolge der Porositätsabnahme in der Mushy-Zone wird folgende Gleichung verwandt:

$$S = \frac{(1-b)^2}{(b^3 + e)} A_{Mush} (\bar{v} - \bar{v}_p), \quad (4.34)$$

wobei:

- $b =$ der Flüssiganteil,
- $e =$ eine kleine Zahl ($=0,001$), um Teilung durch Null zu verhindern,
- $A_{Mush} =$ Mushy-Zone-Konstante (Standardeinstellung 10^5 wurde in dieser Arbeit benutzt),
- $\bar{v}_p =$ die Geschwindigkeit des Feststoffes, der aus dem System herausgezogen wird (falls kein Feststoff herausgezogen wird: $\bar{v}_p = 0$).

• Turbulenz-Gleichungen

Senkterme werden zu allen Turbulenz-Gleichungen addiert (in der Mushy-Zone und auch in den erstarrten Zonen), damit die Präsenz der sich im festen Zustand befindenden Materialien berücksichtigt wird. Die Gleichung für den Senketerm lautet:

$$S = \frac{(1-b)^2}{(b^3 + e)} A_{Mush} f. \quad (4.35)$$

Die Parameter dieser Gleichung unterscheiden sich von denen in Gleichung 4.34 nur in dem Faktor f . Diese Größe bezeichnet die zu berechnende Turbulenzgröße (k oder ϵ). Für weitere Informationen über das Erstarrungs-/Schmelzen-Modell sei auf [4.1] verwiesen.

4.6 FLUENT- Solvers

FLUENT-Solvers funktionieren auf der Basis der Finite-Volumen-Methode. Auf diese Weise wird das Domain (das Gesamtsystem) in eine große Zahl an Kontrollräumen (Zellen) diskretisiert. Für jeden Kontrollraum werden die notwendigen Transportgleichungen (Massenerhaltungsgleichung, Impulserhaltungsgleichung, Energieerhaltungsgleichung usw.) aufgestellt. Erst nachdem alle sich daraus ergebenden Gleichungen gelöst sind, ist das Strömungsfeld im betrachteten System (Domain) beschrieben. Abbildung 4.3 stellt ein diskretisiertes Domain dar.

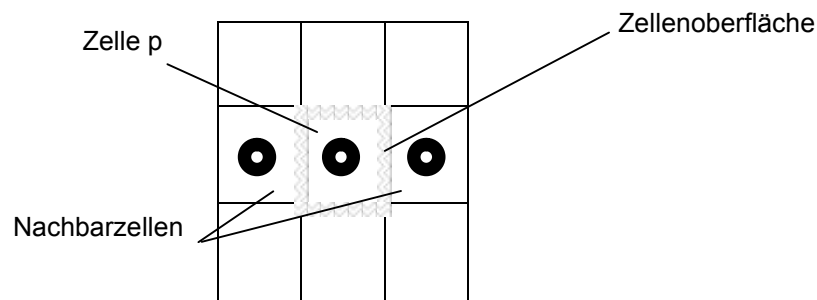


Abb. 4.3: Darstellung eines diskretisierten Domains in FLUENT

Im Allgemeinen gilt für eine Zelle p :

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \oint_V r f dV}_{\text{Instationarität}} + \underbrace{\oint_A r f \vec{V} \cdot d\vec{A}}_{\text{Konvektion}} = \underbrace{\oint_A \Gamma \vec{\nabla} f \cdot d\vec{A}}_{\text{Diffusion}} + \underbrace{\oint_V S_f dV}_{\text{Generierung}}. \quad (4.36)$$

Dabei ist f eine Transportgröße (Masse, Geschwindigkeit, Temperatur usw.).

Diese Integralform muss in eine algebraische Form umgewandelt werden, damit sie durch numerische Verfahren gelöst werden kann. Die algebraische Form der Gleichung 4.36 lautet (für Zelle p):

$$\left[\frac{(r f_p)^{t+\Delta t} - (r f_p)^t}{\Delta t} \Delta V \right] + \sum_{\text{Oberfläche}} (r f \vec{V} \cdot \vec{A})_{\text{Oberfläche}} = \sum_{\text{Oberfläche}} (\Gamma \vec{\nabla} f \cdot \vec{A})_{\text{Oberfläche}} + S_f \Delta V. \quad (4.37)$$

Die diskretisierten Gleichungen benötigen Informationen für die Zellenzentren und an der Zellenoberfläche. Es sind folgende Punkte zu beachten:

- Feld-Daten (Stoffeigenschaften, Geschwindigkeiten usw.) werden jeweils für die Zellenzentren gespeichert und weiter verwendet.
- Die Oberflächenwerte ergeben sich aus der Interpolation der jeweiligen Feld-Daten der Nachbarzellen an der betrachteten Oberfläche. Dafür bietet FLUENT verschiedene Interpolationsverfahren [4.1].

4.7 UDF (user-defined function) in FLUENT

Ein UDF ist ein Rechnerprogramm geschrieben in Computersprache C, das dynamisch mit FLUENT-Solver gekoppelt werden kann. Wieso ein UDF verwendet werden muss, ist auf folgende Gründe zurückzuführen:

- Standard-FLUENT-Interface kann nicht so programmiert werden, dass alle Anforderungen abgedeckt werden können.
- Der Bedarf nach Definition spezieller Randbedingungen, Quellterme, Stoffeigenschaften usw.
- Initialisierung des Lösungsverfahrens.
- Andere fallspezifische Notwendigkeiten, die nicht durch Standard-Interface realisierbar sind.

Für die in dieser Arbeit mit FLUENT durchgeführte Simulation wurden folgende UDF geschrieben:

- a) Wie aus den vorherigen Kapiteln bekannt ist, besitzen die beiden Schmelzephasen, d.h. die UO_2 -Phase und die Stahlschmelze-Phase jeweils eine innere volumenbezogene Wärmequelle (Nachzerfallswärmeleistung, siehe Tabelle 2.1) und das Stahlbett im Core-Catcher beinhaltet keine Wärmequelle. Im Laufe der Zeit wird das Stahlbett aufgeschmolzen und mischt sich mit der Stahlschmelze-Phase, außerdem sinkt die UO_2 -Phase wegen deren höherer Dichte im Vergleich zu den beiden Stahlphasen nach unten. All dies würde bedeuten, dass sich sowohl die Position der anfänglich im System definierten Wärmequellen als auch deren Leistungshöhe (wegen Vermischung der beiden Stahlphasen) in jeder Zelle ändern. Daher musste ein UDF geschrieben werden, damit zu jedem Zeitpunkt in jeder Zelle im Gesamtsystem festgestellt werden kann, ob es überhaupt eine Wärmequelle gibt, und, wenn ja, wie hoch deren Leistung ist.
- b) Für die Viskosität der drei definierten Phasen im Fluid-Bereich des Core-Catcher-Modells, d.h. der UO_2 -Phase, der Stahlschmelze-Phase und der Stahlbett-Phase, wurde ein UDF geschrieben, damit zu jedem Zeitpunkt die Viskosität jeder dieser drei Phasen mit der zu dem jeweiligen Zeitpunkt berechneten Temperatur in jeder Zelle ermittelt werden kann.
- c) Ein anderer UDF wurde für das Temperaturprofil an der Oberfläche bei der Definition der Randbedingungen in FLUENT geschrieben.

Für die genaue Beschreibung der verwendeten UDFs sei auf Anhang 6 verwiesen.

4.8 Modell-Beschreibung / -Vernetzung

Abbildung 4.4 zeigt einen 3-dimensionalen Ausschnitt (1/4-Ausschnitt) des Core-Catchers.

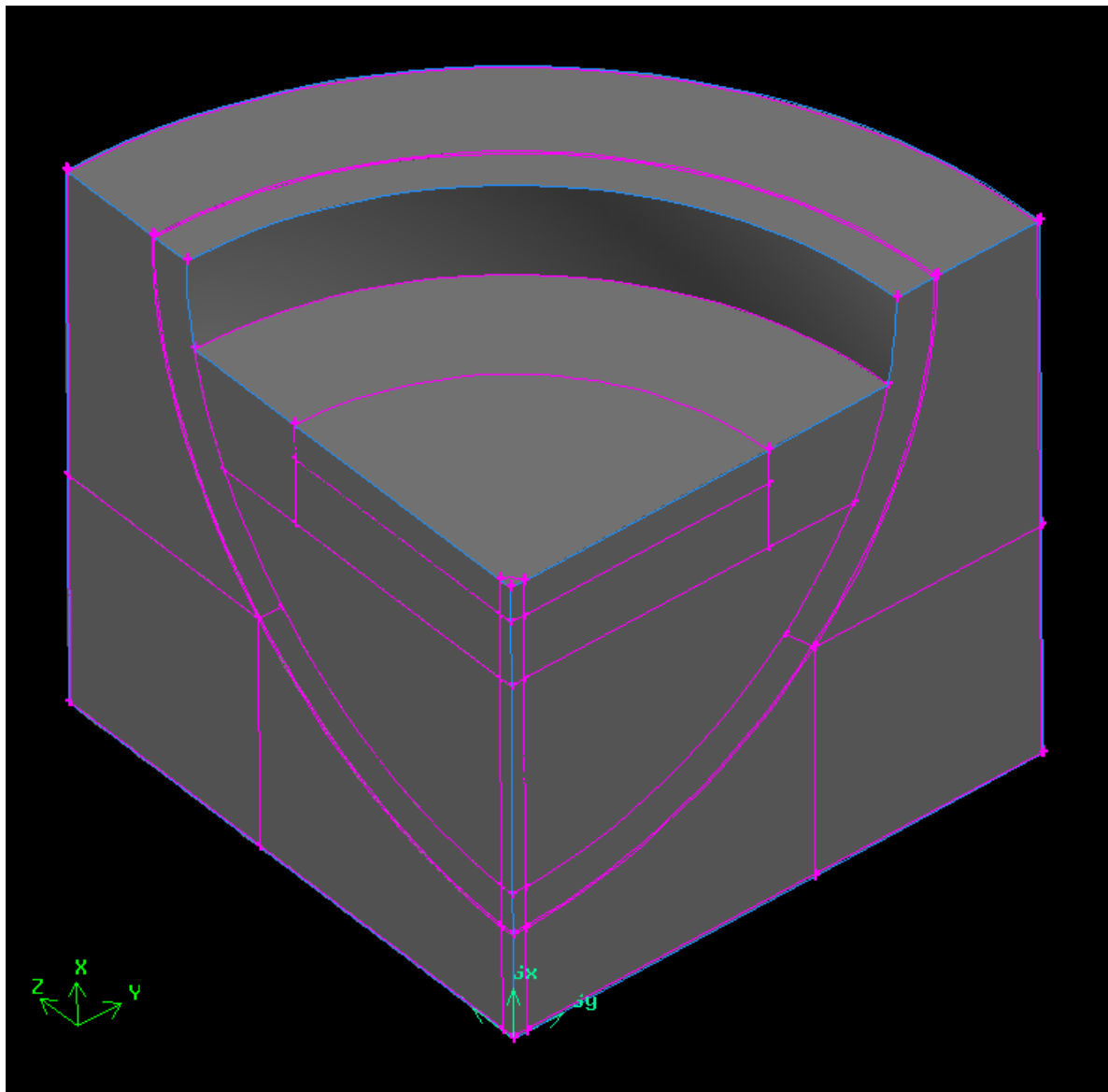


Abb. 4.4: 3-dimensionaler Ausschnitt (1/4-Ausschnitt) des Core-Catchers

Da das Core-Catcher-Modell als ein 2-dimensionales axialsymmetrisches Modell berechnet werden sollte, wurde ein 2-dimensionaler Ausschnitt des Modells genommen, der durch die Symmetrieachse läuft, und mit dem GAMBIT-Preprocessor

(GAMBIT 2.1.6) vernetzt. In Abbildung 4.5 ist dieser 2-dimensionale vernetzte Ausschnitt dargestellt.

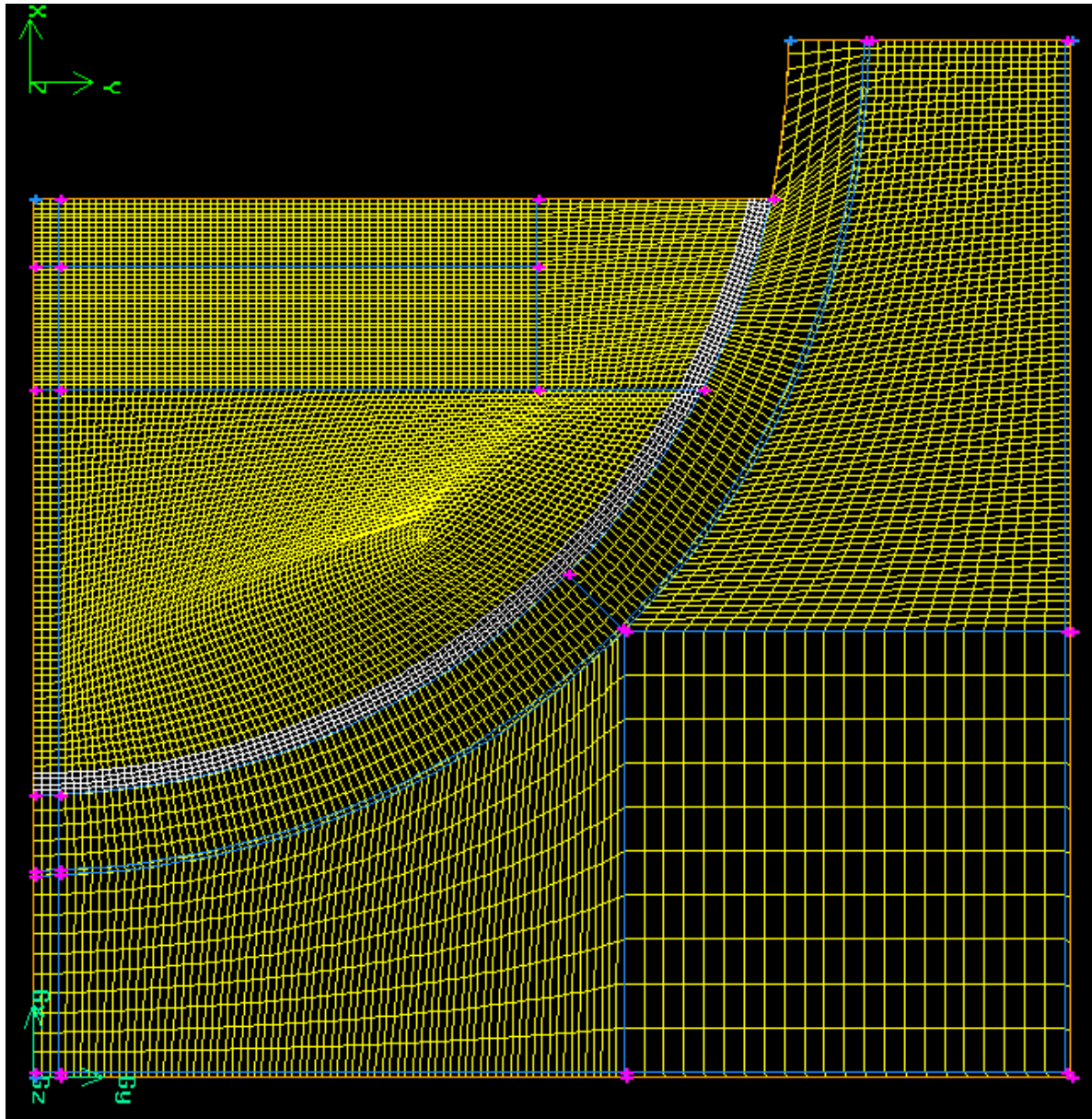


Abb. 4.5: 2-dimensionaler Ausschnitt (1/4 – Ausschnitt) durch die Symmetrieachse des Core-Catchers

Das vernetzte Modell unterteilt sich in zwei Hauptzonen, d.h. in eine Fluid-Zone und in eine Solid-Zone (Feststoff-Zone). Die Fluid-Zone beinhaltet alles, was sich innerhalb des Kugelvolumens in Abbildung 4.4 (3-dimensionale Darstellung) und in der Kreisfläche in Abbildung 4.5 (2-dimensionale Darstellung) befindet, und besteht aus drei Phasen, d.h. aus der Stahlbett-Phase, aus der Stahlschmelze-Phase und aus der UO_2 -Phase. Der Rest bildet die Solid-Zone. Das 2-dimensionale vernetzte Modell

(siehe Abb. 4.5) besteht insgesamt aus 16398 Knoten und aus 15851 Zellen, davon bilden 11924 Zellen die Fluid-Zone. Die Abbildungen 4.6 und 4.7 spiegeln die Informationen über die Flächengrößen der Zellen im Gesamtmodell bzw. in der Fluid-Zone (axialsymmetrische Darstellung, Rot = Maximum und Blau = Minimum) wieder.

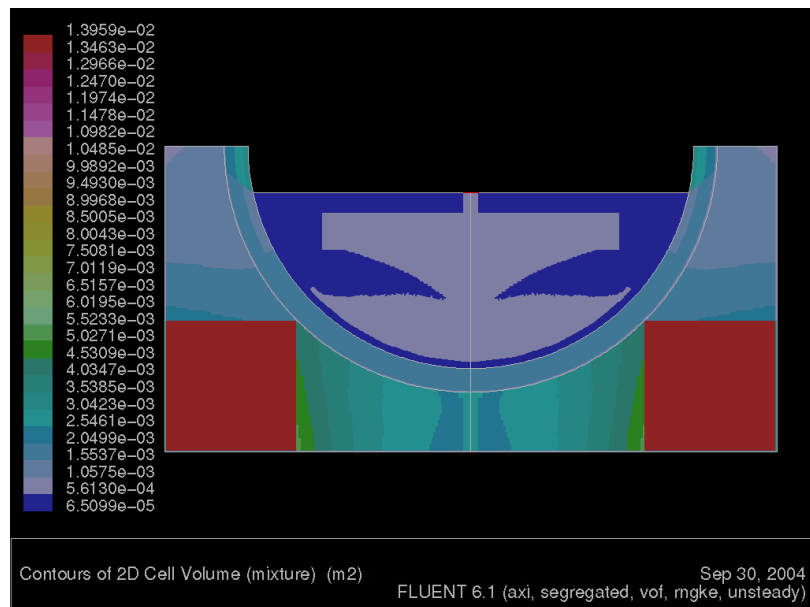


Abb. 4.6: Flächengröße der Zellen im Gesamtmodell (axialsymmetrisch)

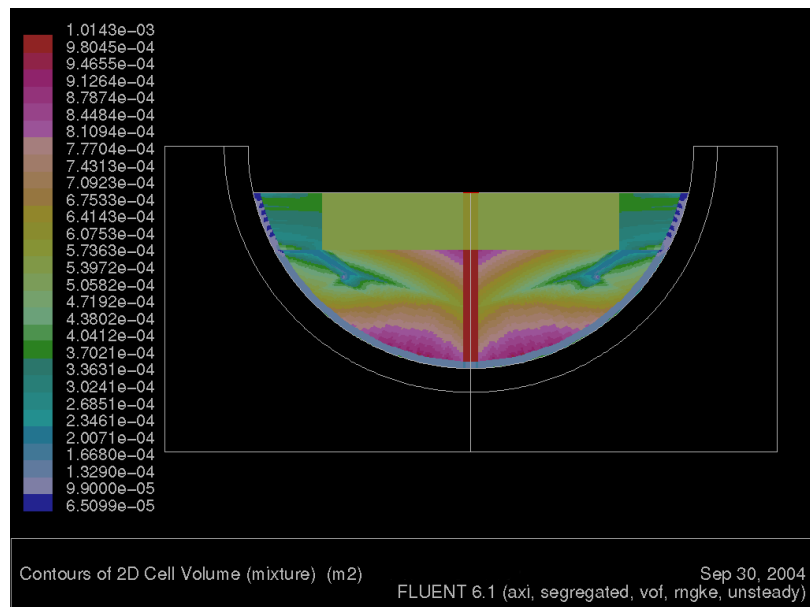


Abb. 4.7: Flächengröße der Zellen in der Fluid-Zone (axialsymmetrisch)

Durch axialsymmetrische Simulation werden die Zellen als 3-dimensionale ringförmige Zellen betrachtet bzw. berechnet. Dadurch entstehen rechnerische Volumina. Abbildungen 4.8 und 4.9 zeigen die Volumengröße der Zellen im Gesamtmodell bzw. in der Fluid-Zone (axialsymmetrische Darstellung, Rot = Maximum und Blau = Minimum).

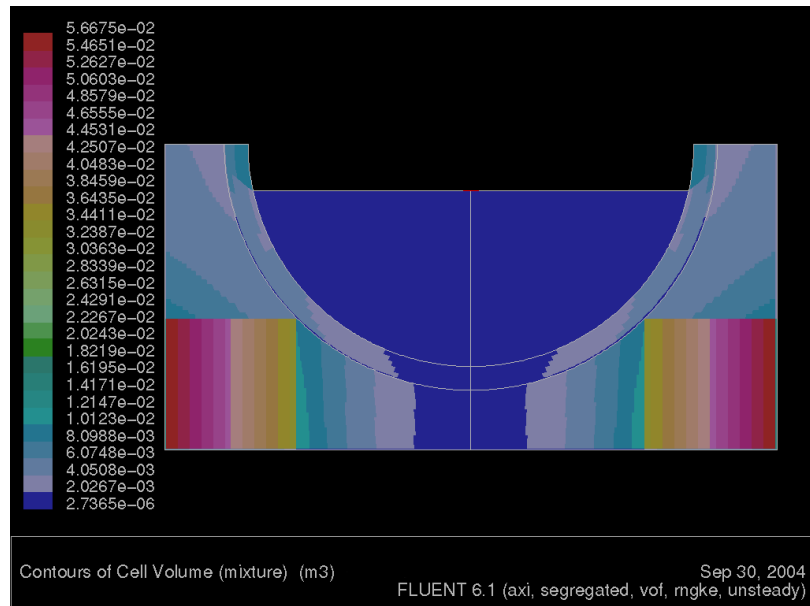


Abb. 4.8: Volumengröße der Zellen im Gesamtmodell (axialsymmetrisch)

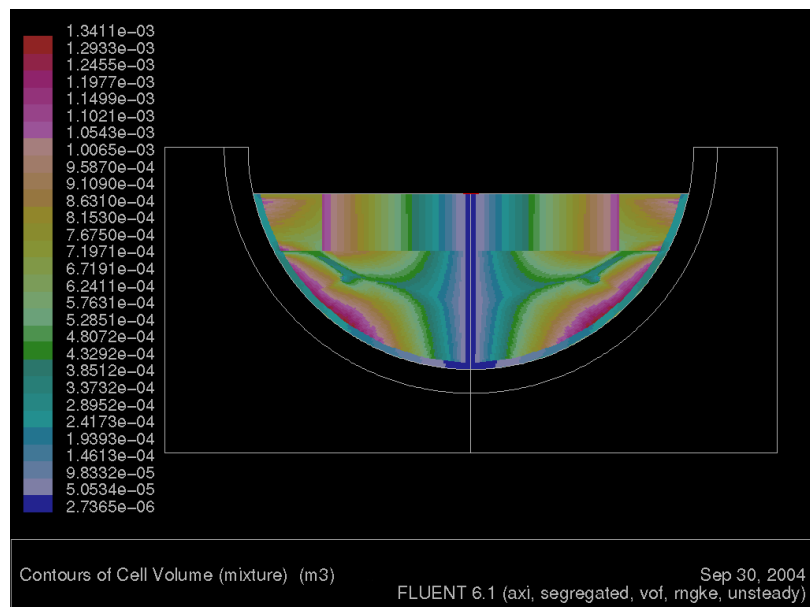


Abb. 4.9: Volumengröße der Zellen in der Fluid-Zone (axialsymmetrisch)

Es wurden insgesamt drei Optionen mit Hilfe des vernetzten Modells (siehe Abb. 4.5) durch Variation von Randbedingungen bzw. von verwendeten Turbulenzmodellen simuliert bzw. berechnet. Die drei berechneten Optionen sind wie folgt definiert:

- **Option A**

Das RNG-k- ϵ -Modell wurde als Turbulenzmodell verwendet. Als Worst-Case-Szenario wurde in dieser Option keine Bodenkühlung im Core-Catcher als Randbedingung angenommen.

- **Option B**

Das RNG-k- ϵ -Modell wurde ebenfalls als Turbulenzmodell verwendet. Es wurde weiterhin eine Bodenkühlung mit konstant gehaltener Temperatur im Core-Catcher als Randbedingung angenommen. Alle anderen Annahmen bzw. alle anderen Randbedingungen gleichen denen der Option A.

- **Option C**

Das Standard-k- ϵ -Modell wurde als Turbulenzmodell verwendet. Es wurde ebenfalls in dieser Option eine Bodenkühlung mit konstant gehaltener Temperatur im Core-Catcher als Randbedingung angenommen. Alle anderen Annahmen bzw. alle anderen Randbedingungen gleichen denen der Option B.

Für die Auswahl der Anfangsbedingungen wurden die Daten aus einigen der relevanten früheren Sicherheitsstudien [4.2-4.5] genommen. Laut Literaturangaben gilt nach einem Reaktorunfall, der zum Durchschmelzen des Reaktor-Cores führt:

- Es vergehen für einen Reaktor mit einer thermischen Leistung von 875 MWth. ca. 1000 Sekunden bis dessen Core und die dazugehörigen Strukturteile (hauptsächlich aus Stahl) völlig durchgeschmolzen sind. Das bedeutet, dass bei der Core-Catcher-Simulation die betrachtete Zeit in $P_N(t)$ -Gleichungen jeweils als $(t+1000 \text{ s})$ eingesetzt wurde [4.2]. (siehe Gleichung 2.1 und Anhang A4).
- Nach ca. 1000 s entspricht die Temperatur der Core-Schmelze, die aus einer UO_2 -Phase und aus einer Stahl-Phase besteht, der Siedetemperatur des Stahls, d.h. ca. 3273 K [4.3, 4.4].
- Bis zu 80% der gesamten Nachzerfallswärme der Spaltprodukte werden in der Schmelze und die Restwärmeleistung wird durch die freigesetzten gasförmigen

Spaltprodukte geleistet. Die Spaltprodukte teilen sich wiederum so auf die beiden Phasen auf, dass die Oxid-Phase (UO_2 -Schmelze) ca. 70% der Nachzerfallswärme leistet, und die restliche Nachzerfallswärme (ca. 30%) in der Stahlschmelze erzeugt wird [4.5].

In Tabelle 4.1 sind die oben erwähnten Optionen zusammen mit den dazugehörigen Randbedingungen aufgeführt:

Tabelle 4.1: Betrachtete Optionen und deren Anfangs- bzw. Randbedingungen

Option	A	B	C
Masse der UO_2 -Schmelze	54100 kg	54100 kg	54100 kg
Masse der Stahlschmelze	19000 kg	19000 kg	19000 kg
Masse des Stahlbettes	226550 kg	226550 kg	226550 kg
Schmelze-Temperatur bei $t = 0$ s (für die beiden Schmelzephase gleich)	3273 K	3273 K	3273 K
Stahlbett -Temperatur bei $t = 0$ s	580 K	580 K	580 K
Umgebungstemperatur	773 K	773 K	773 K
Wärmedurchgangskoeffizient für freie Konvektion an der Oberfläche des Core- Catchrs, a	10 $\text{W/m}^2\text{K}$	10 $\text{W/m}^2\text{K}$	10 $\text{W/m}^2\text{K}$
Emissionsvermögen des Stahls, e (für Strahlung an der Core-Catcher-Oberfläche)	0,45	0,45	0,45
Stahlschmelze- Nachzerfallswärmeleistung*	$(0,24)P_N$	$(0,24)P_N$	$(0,24)P_N$
Oxidschmelze- Nachzerfallswärmeleistung*	$(0,56)P_N$	$(0,56)P_N$	$(0,56)P_N$
Verwendetes Turbulenzmodell	RNG-k- ε	RNG-k- ε	Standard
Boden-kühlung im Core-Catcher	nein	ja	ja
Temperatur an der unteren Oberfläche des Stahl-Liners im Core-Catcher-Boden	zu berechnen	410 K	410 K

* Siehe Gleichung 2.1 für P_N

In den Abbildungen 4.10 bis 4.13 sind die anfängliche Temperaturverteilung im Gesamtsystem bzw. der anfängliche Flüssigphasenanteil und die anfängliche Anordnung der sich in der Fluid-Zone befindenden Phasen dargestellt (Rot = Maximum und Blau = Minimum):

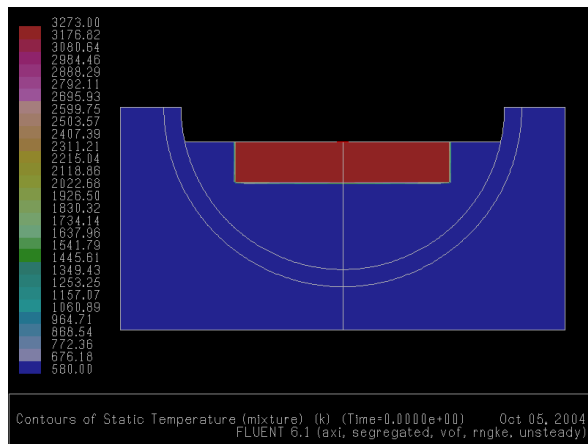


Abb. 4.10: Temperaturverteilung im Modell zum Zeitpunkt $t=0$ s

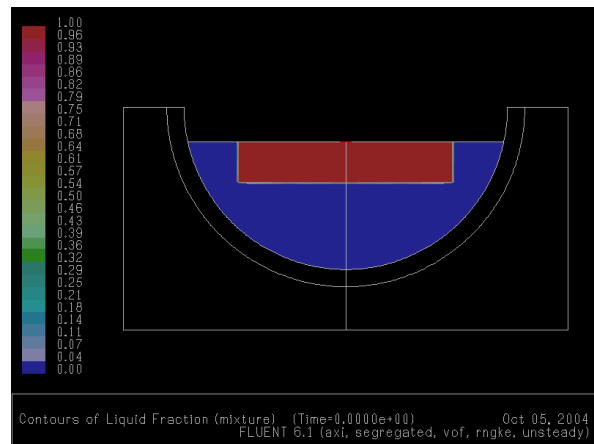


Abb. 4.11: Flüssigphasenanteil im Modell zum Zeitpunkt $t=0$ s

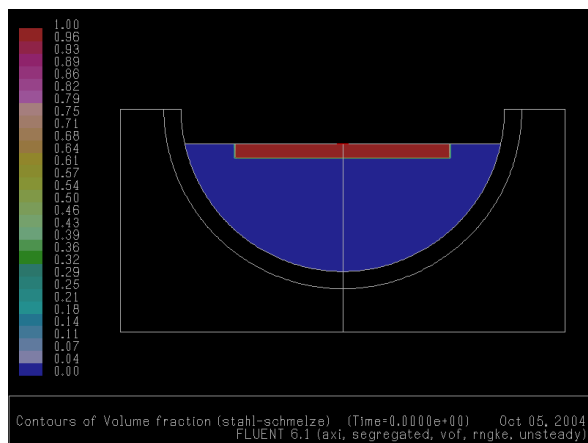


Abb. 4.12: Position der Stahlschmelze-phase zum Zeitpunkt $t=0$ s

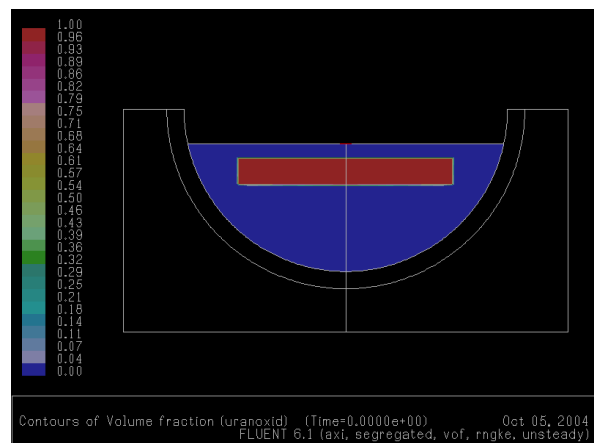


Abb. 4.13: Position der UO_2 -Phase zum Zeitpunkt $t=0$ s

In Abbildungen 4.11, 4.12 und 4.13 handelt es sich bei allem, was sich in der halbkugel befindet, außer den beiden Schmelze-Phasen (UO_2 -Phase und Stahlschmelze-phase), um die definierte Stahlbett-Phase. Die beiden definierten Stahlphasen haben gleiche physikalisch-chemische Eigenschaften. Der einzige Unterschied zwischen diesen beiden Phasen liegt darin, dass die Stahlschmelze-Phase im Gegensatz zu der Stahlbett-Phase eine volumenbezogene innere Wärmequelle besitzt (siehe Tabelle 4.1).

4.9 Stoffdaten

Für die möglichst genaue Durchführung der Simulation waren genaue Kenntnisse über die physikalischen Eigenschaften bzw. die Transport-Eigenschaften der bei den wärmetechnischen Berechnungen zu behandelnden Stoffe und deren Anwendungsbereiche (Temperaturbereiche) von großer Bedeutung. Daher wurde eine aufwendige Recherche durchgeführt, und durch mehrere zuverlässige Quellen konnten die gewünschten Stoffdaten zusammengestellt werden. Die bei den Berechnungen verwendeten Stoffdaten zusammen mit deren Quellen sind in Anhang 7 gegeben. Alle notwendigen Stoffdaten außer der Viskosität sind jeweils als Werte in FLUENT eingegeben worden. Für die Viskosität der drei definierten Phasen in der Fluid-Zone wurde ein UDF geschrieben, und dadurch wurde jeweils direkt die temperaturabhängige Viskositätsgleichung zur Berechnung benutzt. Die notwendigen Daten für das verwendete Erstarrung-/Schmelzen-Modell zusammen mit den jeweiligen Quellen sind in Tabelle 4.2 angegeben.

Tabelle 4.2: Verwendete Stoffdaten für das Erstarrung-/Schmelzen-Modell

Phase in der Fluid-Zone	UO ₂	Stahlschmelze	Stahlbett
Fusionsenthalpie [KJ/kg.K]	259,3 [4.6]	250,0 [4.13]	250,0 [4.13]
Solidustemperatur [K]	3110 [4.6]	1778 [4.14]	1778 [4.14]
Liquidustemperatur [K]	3120 [4.6]	1808 [4.14]	1808 [4.14]
Oberflächenspannung [N/m] [4.13]	UO ₂ - Stahlschmelze	UO ₂ - Stahlbett	Stahlschmelze- Stahlbett
	0,45	0,45	0

Hinsichtlich der in Tabelle 4.4 aufgeführten Daten sei auf folgendes hingewiesen:

- Für UO₂ - definiert als ein reiner Stoff - gibt es nur eine Schmelztemperatur, die laut Literaturangaben [4.6] bei ca. 3110 K liegt. Aber bei dem in FLUENT verwendeten Erstarrung-/Schmelzen-Modell mussten Werte sowohl für die Solidustemperatur als auch für die Liquidustemperatur eingegeben werden. Da Eingabe der gleichen Werte für die beiden erwähnten Temperaturen zu erheblichen Kon-

vergenzproblemen führte, wurde 10 K Unterschied zwischen der Solidustemperatur und der Liquidustemperatur für UO_2 angenommen.

- Zu den angegebenen Werten für die Oberflächenspannung zwischen den Phasen in der Fluid-Zone sei auf Folgendes hingewiesen: Da keine exakten Werte für die Oberflächenspannung zwischen der UO_2 -Phase und der Stahlschmelze gefunden werden konnten, wurde der Wert 0,45 [N/m] aus den gefundenen Daten für die Oberflächenspannung zwischen der UO_2 -Phase und Luft [4.13] als Ersatz für die fehlenden Daten akzeptiert.

5. Sicherheit der Reaktorkaverne

Im Verlauf eines schweren Kernschmelzenunfalls bei einem gasgekühlten schnellen Brüter kann bei langfristigem Ausfall der Kühlung die Reaktorkaverne stark beschädigt werden, da deren innere Oberfläche in dieser Periode relativ hohen Wärmestromdichten ausgesetzt ist. Selbst wenn die durch den Unfall entstandene Schmelzemasse in einem geeigneten wärmetechnisch gut konzipierten Core-Catcher aufgenommen wird (siehe Abbildungen 2.5 und 2.7), werden im Laufe der Zeit durch Wärmestrahlung und durch freie Konvektion an der Oberfläche des Core-Catchers große Wärmemengen in den inneren Raum der Reaktorkaverne abgegeben, welche wiederum durch die innere Reaktorkavernen-Oberfläche aufgenommen werden und zu deren starken Erhitzung in relativ kurzer Zeit beitragen. Zusätzlich werden ca. 20% der Gesamtnachzerfallswärmeleistung durch die durch den Unfall freigesetzten gasförmigen Spaltprodukte an die innere Oberfläche der Reaktorkaverne abgegeben. Daher ist die wärmetechnische Untersuchung der Reaktorkaverne parallel zu der des mitkonzipierten Core-Catchers bei einer Sicherheitsstudie für einen heliumgekühlten schnellen Brüter unerlässlich.

5.1 Beschreibung des Falls bzw. der Randbedingungen

Die Wärmestromdichte, der die innere Oberfläche der Reaktorkaverne ausgesetzt wird, besteht aus zwei Teilen. Ein Teil der Wärme wird an der Oberfläche des Core-Catchers freigesetzt (Konvektion+Strahlung), bei dem anderen Teil handelt es sich um die Nachzerfallswärmeleistung (20% der Gesamtnachzerfallswärmeleistung) der gasförmigen Spaltprodukte. Der erste Teil wurde durch die aus der Core-Catcher-Simulation (FLUENT) erzielten Ergebnisse ermittelt, und der andere Teil wird durch die Nachzerfallswärmeleistungs-Gleichung (siehe Gleichung 2.1) berechnet. Wie bereits in früheren Kapiteln erwähnt, dauert es nach einem totalen Ausfall der Kühlsysteme bei einem Unfall ca. 1000 s, bis Reaktor-Core, axiale bzw. radiale Mäntel und die in der Reaktorkaverne eingebauten Schutzschichten durch starke Erhitzung völlig zerstört sind. Es wurde bei den wärmetechnischen Berechnungen (bzw. Simulationen) für das Core-Catcher-Konzept daher angenommen, dass die entstandene Schmelze sich nach diesen 1000 s völlig im Core-Catcher befindet (siehe die Abbildungen 4.10-4.13) und ab diesen Zeitpunkt die Berechnungen beginnen. Dies lässt auf die Annahme schließen, dass die innere Oberfläche der Reaktorkaverne ebenfalls ab diesen Zeitpunkt den oben erwähnten Wärmeströmen ausgesetzt ist. Aus diesem Grund wird für die wärmetechnischen Untersuchungen nach Vergehen von

1000 s seit Beginn des totalen Kühlsystemausfalls die Reaktorkaverne (deren oberer Bereich, der sich über dem Core-Catcher befindet) als ein zylindrischer Hohlkörper betrachtet, welcher in Abbildung 5.1 dargestellt ist (zum Vergleich siehe auch Abb. 2.7):

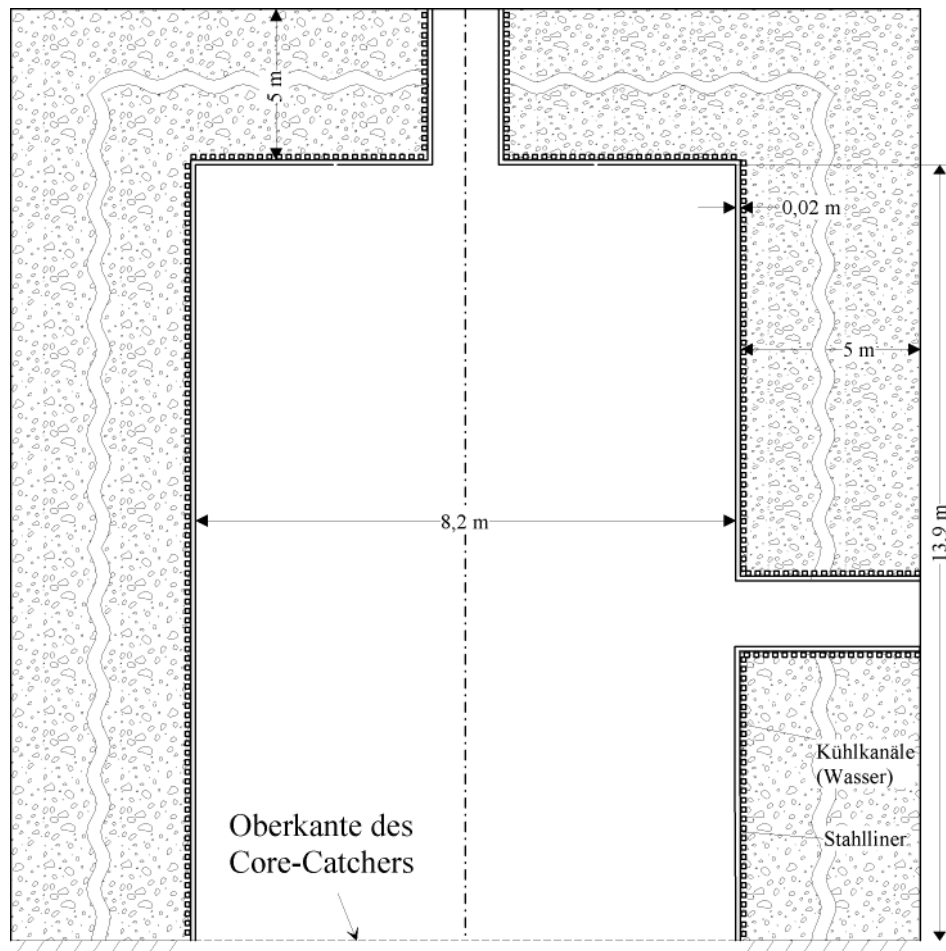


Abb. 5.1: 2-dimensionaler Schnitt durch die Symmetrieachse des oberen Teils der Reaktorkaverne

Der zeitliche Verlauf der durch die Core-Catcher-Oberfläche freigegebenen Wärmeströme wird mit Hilfe der Berechnungsergebnisse der Core-Catcher-Simulation (aus FLUENT) ermittelt. Die durch die gasförmigen Spaltprodukte produzierte Wärmestromdichte wird mit Hilfe von Gleichung 2.1 (20% von P_N) berechnet. Die wärmetechnischen Untersuchungen wurden unter folgenden Annahmen durchgeführt:

- Die innere Oberfläche der Reaktorkaverne ist einer gleichmäßig verteilten Wärmestromdichte ausgesetzt.

- An der äußeren Oberfläche der Reaktorkaverne findet Wärmeaustausch mit der Umgebungsluft nur durch freie Konvektion statt, d.h. an der Stelle wird wegen relativ niedrigen Temperaturen auf Wärmeabstrahlung verzichtet.
- Ab ca. 1500 K werden sowohl Beton als auch Stahl an den betrachteten Stellen als zerstört betrachtet.

Die Randbedingungen bzw. die Anfangsbedingungen für die wärmetechnischen Berechnungen sind in Tabelle 5.1 angegeben.

Tabelle 5.1: Anfangs- bzw. Randbedingungen für die wärmetechnischen Berechnungen der Reaktorkaverne

Anfangstemperatur der Wände (+Stahl-Liner)	500 K
Umgebungstemperatur (Luft)	323 K
Innere Oberfläche	410 m ²
Wärmeübergangskoeffizient mit freie Konvektion an der äußeren Oberfläche der Reaktorkaverne, α	5 W/m ² K
Vorgegebene Werte für den Wärmestrom (gleichmäßig verteilt) an der inneren Oberfläche der Reaktorkaverne	aus FLUENT-Simulations-Ergebnissen $(\dot{Q}_{\text{Core-Catcher-Oberfläche}})$ $+$ $(20\%) \cdot P_N(t') \big _{t'=t+1000s}$
Physikalische Daten für Beton und für Stahl	siehe Anhang 7

Die Berechnung der Temperaturprofile in den Reaktorkaverne-Wänden (Temperaturfeld-Berechnung) wurde mit Hilfe der Finite-Elemente-Methode (transient) durchgeführt, und dafür wurde das Programmpaket ANSYS (Version 8) verwendet. Im Weiteren wird über die verwendete Finite-Elemente-Methode, Modellaufbau bzw. –vernetzung in ANSYS und die Art der durchgeführten Simulation berichtet.

5.2 Verwendete Finite-Elemente-Methode

In den meisten Fällen kann bei den wärmetechnischen Berechnungen leider keine exakte analytische Lösung gegeben werden. Daher wird in solchen Situationen nach einer numerischen Lösung gegriffen. Die Methode, die dazu benutzt wird, eine numerische Lösung zu finden, nennt sich die Finite-Elemente-Methode. Bei der Finite-Elemente-Methode wird eine betrachtete Geometrie inkrementiert (bzw. diskretisiert), und die dadurch entstandenen Inkremente stehen durch Knoten miteinander in Verbindung. Für jeden dieser Knoten wird eine Energiebilanzgleichung erstellt und die Bilanz-Gleichungen werden mit Hilfe von Finiten-Differenzen vereinfacht. Abbildung 5.2 zeigt eine 2-dimensionale Diskretisierung:

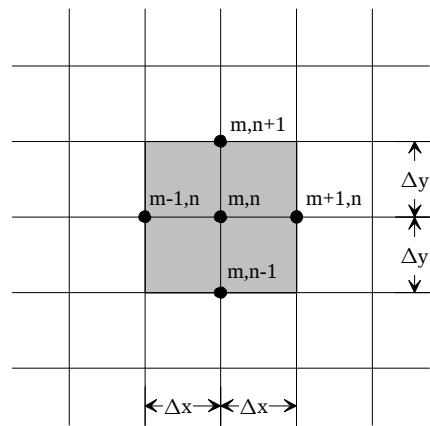


Abb. 5.2: 2-dimensionale Diskretisierung für eine numerische Berechnung

In Abbildung 5.2 bedeuten m und n x -Richtung bzw. y -Richtung. Ausgehend vom ersten Hauptsatz der Thermodynamik wird der Wärmefluss in einem festen Körper durch folgende Gleichung bestimmt (2-dimensionale Betrachtung):

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(l \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(l \cdot \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \dot{q} = r c_p \frac{\partial T}{\partial t}. \quad (5.1)$$

Dabei sind λ der Wärmeleitfähigkeitskoeffizient, ρ die Dichte, c_p die spezifische Wärmekapazität und $\dot{q}$ die volumetrische innere Wärmequelle. Unter der Annahme, dass λ nicht von Temperatur abhängt und der Festkörper keine innere Wärmequelle besitzt, ergibt sich aus Gleichung 5.1:

$$l \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) = r c_p \frac{\partial T}{\partial t}. \quad (5.2)$$

Die Ableitungen 2. Ordnung in Gleichung 5.2 können annähernd wie folgt geschrieben werden:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \approx \frac{1}{(\Delta x)^2} (T_{m+1,n} + T_{m-1,n} - 2T_{m,n}), \quad (5.3)$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \approx \frac{1}{(\Delta y)^2} (T_{m,n+1} + T_{m,n-1} - 2T_{m,n}), \quad (5.4)$$

und die zeitliche Ableitung in Gleichung 5.2 wird angenähert durch:

$$\frac{\partial T}{\partial t} \approx \frac{T_{m,n}^{p+1} - T_{m,n}^p}{\Delta t}. \quad (5.5)$$

Aus Gleichung 5.2-5.5 ergibt sich:

$$\frac{T_{m+1,n}^p + T_{m-1,n}^p - 2T_{m,n}^p}{(\Delta x)^2} + \frac{T_{m,n+1}^p + T_{m,n-1}^p - 2T_{m,n}^p}{(\Delta y)^2} = \frac{1}{a} \frac{T_{m,n}^{p+1} - T_{m,n}^p}{\Delta t}. \quad (5.6)$$

Dabei ist $a = l / r c_p$ (die Temperaturleitfähigkeit). Aus Gleichung 5.6 geht hervor, dass die Temperaturen im Festkörper nach einem Zeit-Inkrement Δt berechnet werden können, indem für jeden Knoten im Festkörper eine Gleichung wie Gleichung 5.6 erstellt und $T_{m,n}^{p+1}$ berechnet wird. Für den Fall, dass $\Delta x = \Delta y$ ist, ergibt sich aus Gleichung 5.6:

$$T_{m,n}^{p+1} = \frac{a \Delta t}{(\Delta x)^2} (T_{m+1,n}^p + T_{m-1,n}^p + T_{m,n+1}^p + T_{m,n-1}^p) + \left[1 - \frac{4a \Delta t}{(\Delta x)^2} \right] T_{m,n}^p. \quad (5.7)$$

Abbildung 5.3 stellt eine Situation dar, bei der einige Knoten an einer Oberfläche liegen, wo an der freien Seite der Wärmetransport durch Konvektion stattfindet.

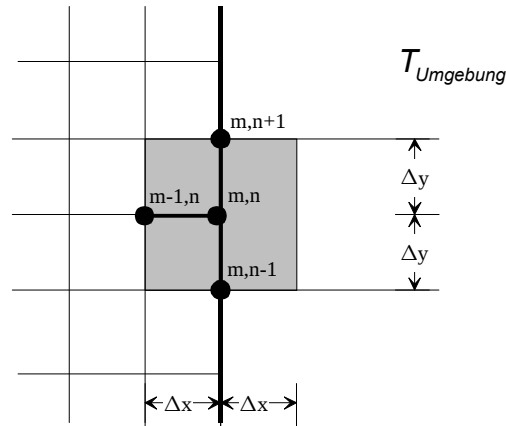


Abb. 5.3: Transiente Wärmeleitung mit konvektiver Randbedingung

In diesem Fall wird für jeden Knoten (m, n) , der an der Oberfläche liegt, eine transiente Energiebilanz dadurch aufgestellt, dass die Summe aller dem Knoten durch Wärmeleitung und durch Konvektion zugeführten Energien gleich der Erhöhung der inneren Energie des jeweiligen Knotens gesetzt wird, d.h.:

$$l \Delta y \frac{T_{m-1,n}^p - T_{m,n}^p}{\Delta x} + l \frac{\Delta x}{2} \frac{T_{m,n+1}^p - T_{m,n}^p}{\Delta y} + l \frac{\Delta x}{2} \frac{T_{m,n-1}^p - T_{m,n}^p}{\Delta y} + a_i \Delta y (T_{Umgebung} - T_{m,n}^p) = r c_p \frac{\Delta x}{2} \Delta y \frac{T_{m,n}^{p+1} - T_{m,n}^p}{\Delta t} \quad (5.8)$$

Dabei ist α_i der Wärmeübergangskoeffizient für die Konvektion an der Oberfläche des Körpers. Sollte $\Delta x = \Delta y$ sein, ergibt sich für $T_{m,n}^{p+1}$ aus Gleichung 5.8:

$$T_{m,n}^{p+1} = \frac{a \Delta t}{(\Delta x)^2} \left\{ 2 \frac{a_i \Delta x}{k} T_{Umgebung} + 2 T_{m-1,n}^p + T_{m,n+1}^p + T_{m,n-1}^p + \left[\frac{(\Delta x)^2}{a \Delta t} - 2 \frac{a_i \Delta x}{k} - 4 \right] T_{m,n}^p \right\} \quad (5.9)$$

Für verschiedene Randbedingungen können Gleichungen wie 5.7 und 5.9 für die betrachteten Knoten aufgestellt werden, somit wird für den Gesamtkörper ein Gleichungssystem aufgebaut. Durch die numerische Lösung dieses Gleichungssystems kann das Temperaturprofil im Körper zu jedem Zeitpunkt ermittelt werden. Für weitere Diskussionen über die Finite-Elemente-Methode sei auf [5.1, 5.2] verwiesen.

5.3 Modellaufbau / -vernetzung im ANSYS

Zur Berechnung des Temperaturfeldes in der Reaktorkaverne (Wände) mit Hilfe der Finite-Elemente-Methode wurde zuerst im ANSYS-Programm ein 2-dimensionales Modell aufgebaut dessen Abmessungen (Struktur) exakt denen des in Abbildung 5.1 dargestellten Bildes entsprechen. Abbildung 5.4 zeigt dieses 2-dimensionale Modell.

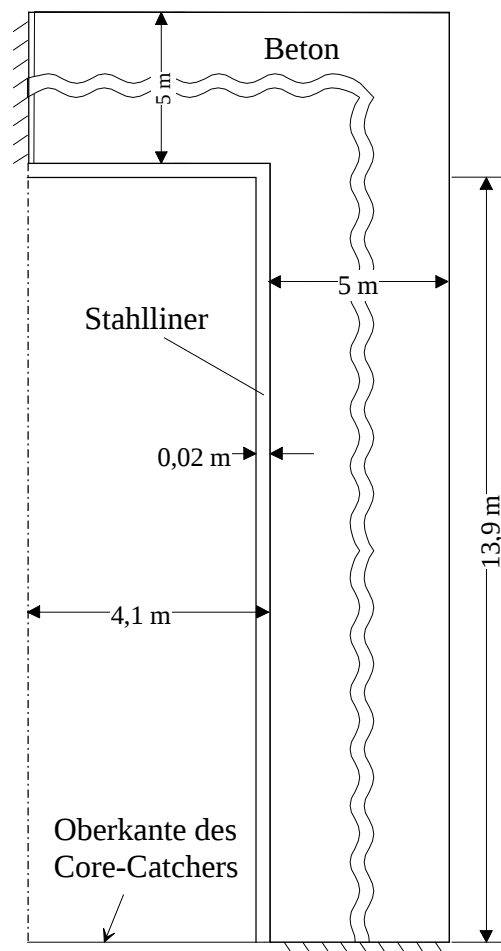


Abb. 5.4: 2-dimensionaler Ausschnitt (1/4-Ausschnitt) der Reaktorkaverne

Wie aus Abbildung 5.4 zu erkennen ist, entspricht das in ANSYS aufgebaute Modell einem Viertelausschnitt der Reaktorkaverne (oberes Teil, das über der Core-Catcher-Oberkante liegt), der durch die Symmetrieachse läuft. Es wurde ein Modell auf der Basis eines Viertelausschnittes aufgebaut, weil die Berechnung als axialsymmetrisch durchgeführt werden musste. Das aufgebaute Modell wurde im nächsten Schritt vernetzt. Das vernetzte Modell ist in Abbildungen 5.5 dargestellt.

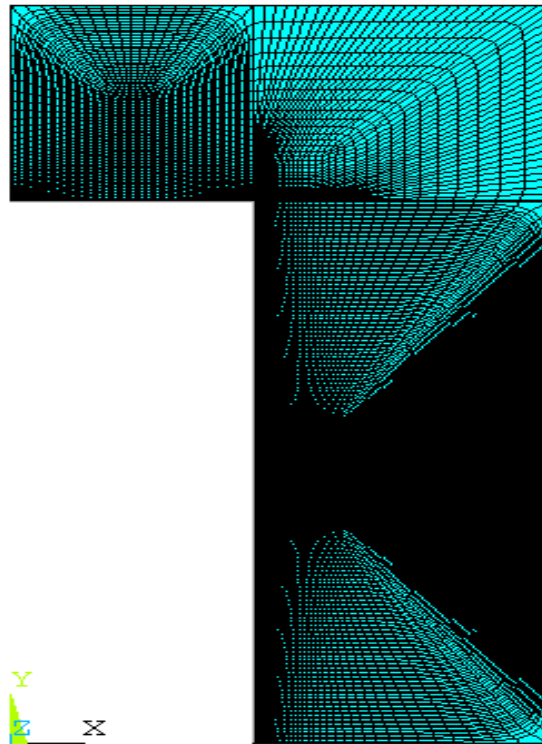


Abb. 5.5: Vernetztes Modell
(Gesamtmodell)

Für die Vernetzung des Modells wurde der Elementtyp „PLANE 77“ ausgewählt. Dieser Elementtyp gehört zu den vorhandenen 2-dimensionalen Elementen von ANSYS, und wird durch 8 Knoten definiert. Durch eine höhere Flexibilität, die durch höhere Anzahl an Knoten (8 Knoten) zustande kommt, eignet sich dieser Elementtyp für die Temperaturfeld-Berechnungen am besten. Für weitere Informationen über diesen Elementtyp sei auf [5.2] verwiesen. Das vernetzte Modell beinhaltet insgesamt 62683 Knoten und 20718 Elemente. Für die transiente Berechnung des Temperaturprofils im Reaktorkaverne-Körper wurden Zeit-Schritte zwischen 0,5 s und 20 s eingesetzt. Die Zeit-Schritte wurden jeweils automatisch durch das Programm ausgewählt (im Bereich 0,5 bis 20 s). Die Ergebnisse der Berechnungen zu bestimmten Zeitpunkten wurden gespeichert und analysiert. Zu jedem Zeitpunkt wurde der Bereich, in dem die mittlere Temperatur höher als 1500 K liegt, als der durch Erhitzung zerstörte Bereich betrachtet.

6. Diskussion der Ergebnisse der wärmetechnischen Analysen

6.1 Ergebnisse aus der wärmetechnischen Modellierung des Core-Catchers

Zur wärmetechnischen Modellierung des in dieser Arbeit vorgeschlagenen Core-Catcher-Konzepts wurden insgesamt drei Optionen, d.h. Option A, Option B und Option C betrachtet. Die drei berechneten Optionen unterscheiden sich von einander durch unterschiedlich angenommene Randbedingungen bzw. durch unterschiedliche eingesetzte Turbulenzmodelle. In Tabelle 4.1 sind ausführliche Informationen über diese drei Optionen und über deren Rand- bzw. Anfangsbedingungen angegeben. Im Weiteren wird ausführlich über die durch die Core-Catcher-Modell-Simulation erzielten Ergebnisse diskutiert.

6.1.1 Option A

Bei dieser Option wurde das RNG-k- ϵ -Modell als Turbulenzmodell verwendet. Diese Option stellt ein Worst-Case-Szenario dar, da in dieser Option keine Bodenkühlung im Core-Catcher als Randbedingung angenommen wurde. Insgesamt wurde diese Option für eine Real-Zeit von 100 530 s berechnet. Die auszuwählenden Zeitschritte bei der transienten Berechnung lagen im Bereich 0,05 s bis 0,2 s. Im Laufe dieser berechneten 100 530 s wurden insgesamt 4085 Punkte bei der Simulation erfasst, und unter diesen Zeitpunkten wurden 81 Punkte zu Evaluierung der Simulationsergebnisse ausgewählt und zur Auswertung verschiedener Parameter zur Beschreibung der dazugehörigen wärmetechnischen Vorgänge verwendet.

Abbildungen 6.1 und 6.2 stellen mit Hilfe aufgenommener Bilder graphische Beispiele für die berechneten Flüssiganteile im Core-Catcher dar (bei den dargestellten Abbildungen gilt: Rot = Maximum und Blau = Minimum). Für den zeitlichen Verlauf der berechneten Flüssiganteile im Core-Catcher sei auf Anhang 9 verwiesen. Aus CFD-Simulationsergebnissen ist zu ersehen (siehe Anhang 9), dass die Urandioxidphase in weniger als 60 s zu erstarren begann. Es bildete sich dann eine Urandioxidkruste (als eine Trennlinie) zwischen der Stahlschmelze und der Urandioxidschmelze.

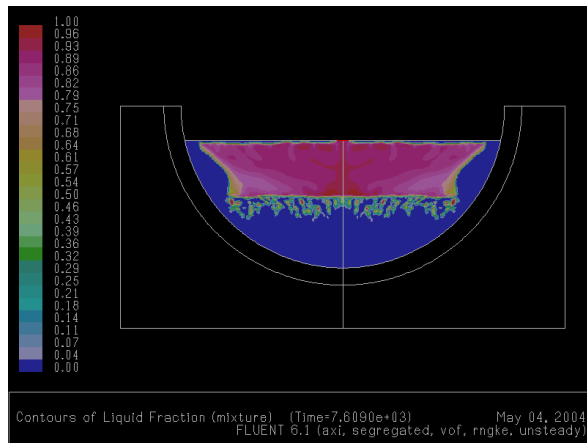


Abb. 6.1: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 7609 s (Option A)

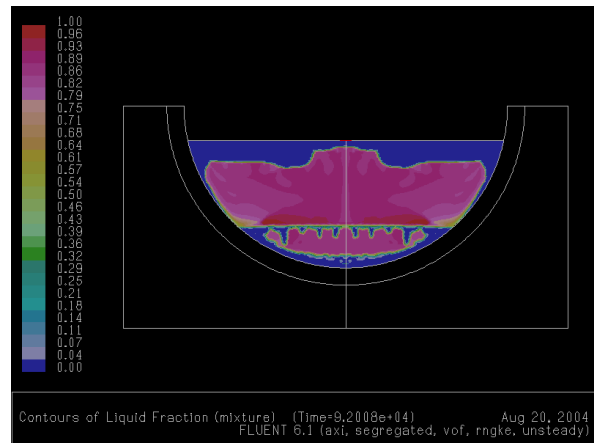


Abb. 6.2: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 92008 s (Option A)

Auf der anderen Seite sank die Urandioxidphase nach unten in Richtung Core-Catcher-Boden ab, weil das durch die Urandioxidphase aufgeschmolzene Stahlbett - wegen seiner niedrigeren Dichte im Vergleich zur Urandioxidphase - nach oben wanderte. Nach ca. 3620 s kam es langsam am Boden der Stahlschmelze zum Erstarren. Es fing nach ca. 3900 s an, sich eine Krusteschicht auf der Oberfläche des Stahlschmelzebades zu bilden. Diese Krusteschicht wurde nach ca. 7600 s vollständig und begann zu wachsen (ihre Dicke vergrößerte sich). Nachdem ca. 47600 s vergangen waren, begann die Urandioxidphase wieder zu schmelzen. Die Situation kann anhand des zeitlichen Verlaufs der Urandioxidphasenbewegung mit Hilfe einiger ausgewählter Bilder besser aufgeklärt werden. Diese Bilder befinden sich in Anhang 9. Abbildungen 6.3 und 6.4 zeigen Beispiele für die Urandioxidphasenbewegung mit Hilfe ausgewählter Bilder (bei allen dargestellten Abbildungen gilt: Rot = Maximum und Blau = Minimum).

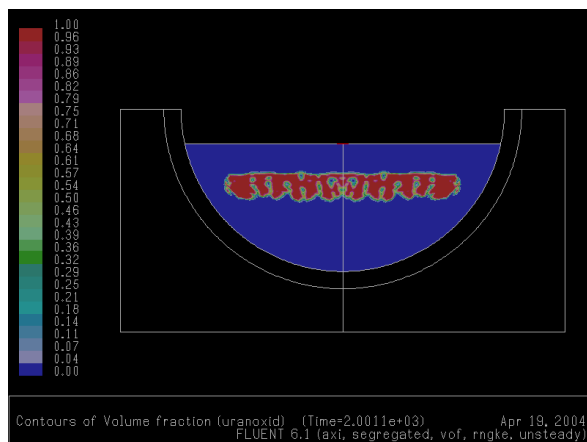


Abb. 6.3: UO₂-Phase im Core-Catcher nach ca. 2000 s (Option A)

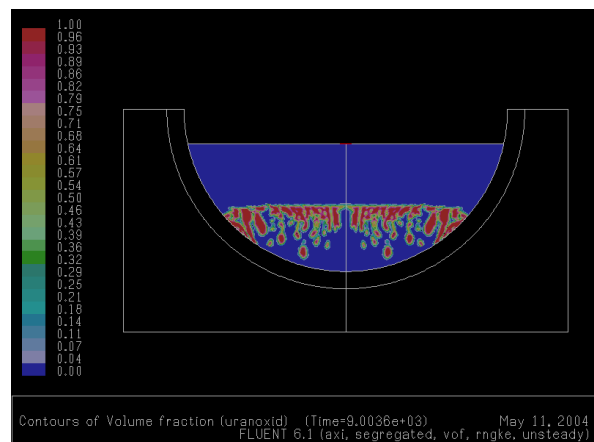


Abb. 6.4: UO₂-Phase im Core-Catcher nach ca. 9000 s (Option A)

Es ist aus den CFD-Simulationsergebnissen zu ersehen, dass die Urandioxidphase nach ca. 5900 s mit der Graphit-Schicht in Berührung kam. Danach bewegte sie sich in der Mitte in Teilstücken nach unten, während es seitlich, wo es zur Berührung mit Graphit gekommen war, zu einer kriechenden Bewegung entlang der Graphitschichtoberfläche nach unten kam. Am Ende dieses Vorgangs vereinten sich alle Teile der Urandioxidphase und bildeten zusammen wieder eine einzige Urandioxidphase am Boden des Core-Catchers. Dies alles ist auf Folgendes zurückzuführen:

- Da die Urandioxidphase eine relativ starke innere Wärmequelle besitzt, kommt es an den Stellen, wo die Urandioxidphase und das Stahlbett in Kontakt kommen, zu starken Erhitzungen, welche das Aufschmelzen des Stahls zur Folge haben. Zu diesem Zeitpunkt ist aber die Urandioxidphase bereits mit der Graphitschale im Core-Catcher in Kontakt gekommen und deswegen kann sie nicht wie vorher im Ganzen weiter nach unten absinken. Daher lösen sich im Laufe der Zeit einige Fragmente aus der Urandioxid-Hauptphase und je nach deren Volumina sinken diese mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten nach unten ab, indem sie das Stahlbett lokal aufschmelzen und das aufgeschmolzene Stahlbett nach oben verdrängen (aufgrund deren höherer Dichte). Diese lokalen Schmelz-/ Erstarrungsprozesse können allerdings nicht erfasst und graphisch dargestellt werden. Zum einen finden solche Prozesse je nach der Situation sehr schnell statt, und zwar sogar schneller als der ausgewählte Zeitschritt bei der Simulation. Zum anderen müsste eine enorme Anzahl von Bildern (z.B. in diesem speziellen Fall ca. 670 000 Bilder) gemacht werden, damit nach jedem einzelnen Zeitschritt bei der Berechnung die kleinsten Veränderungen im System (wenn überhaupt möglich) erfasst werden können.
- Dass sich die Urandioxidschicht entlang der Graphitschicht-Oberfläche kriechend weiter nach unten bewegt, liegt ebenfalls an den oben diskutierten lokalen Schmelz-/Erstarrungsprozessen. Urandioxid besitzt einen sehr niedrigen Wärmeleitfähigkeitskoeffizienten (im Bereich 2 bis 7,5 W/mK), was die Wärmeleitung von innen nach außen erschwert und zum lokalen Aufschmelzen in der Urandioxidschicht führt. Auf der anderen Seite verursachen wiederum starke Überhitzungen an Kontaktstellen zum Stahlbett das Aufschmelzen des Stahls. Die auf diese Weise zustande gekommene Stahlschmelze wird durch den Dichtenunterschied immer nach oben verdrängt, und die Geometrie-Konvergenz der Graphitschale leitet die erweichende Urandioxidschicht kriechend weiter nach unten.

Durch das Absinken der Urandioxidphase vergrößerte sich zunächst das Stahlschmelzebad, aber die aus dem Reaktor-Core entstandene Stahlschmelze, die eine innere Wärmequelle besitzt, trug auch zu dieser Vergrößerung bei. Das aufgeschmolzene Stahlbett und die Stahlschmelze aus dem Reaktor-Core mischten sich

im Laufe der Zeit, was zu Verringerung der volumetrischen inneren Wärmequelle der Stahlschmelze führte. Wie in Abbildungen 6.1 bis 6.18 zu sehen ist, setzte sich zunächst die Vergrößerung des Stahlschmelzebades bis zu einem gewissen Zeitpunkt fort, bis ein Maximum erreicht war. Ab diesem Maximum verkleinerte sich das Volumen des Stahlschmelzebades, bis ein Minimum erreicht war. Danach wurde das Stahlschmelzebad wieder größer. In Abbildung 6.5 ist der berechnete Verlauf der Stahlschmelze-Volumenänderung dargestellt.

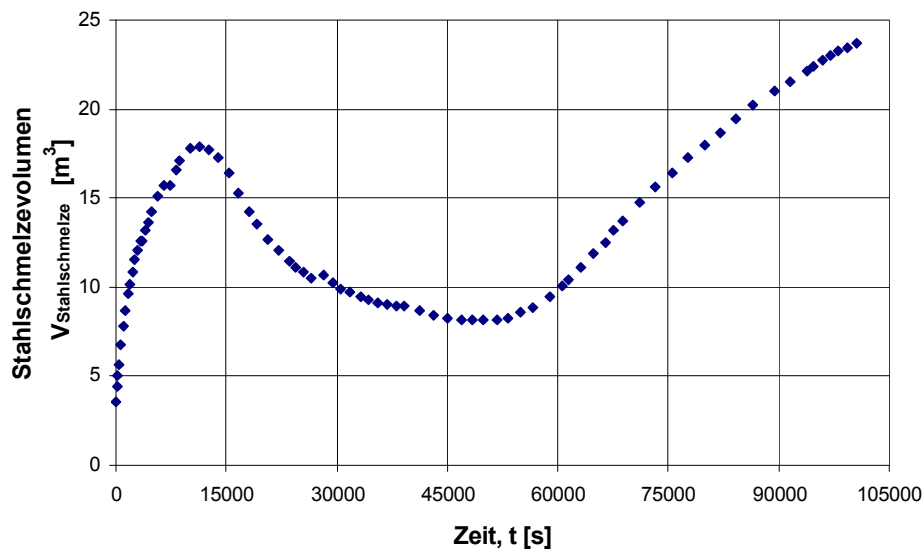


Abb. 6.5: Zeitlicher Verlauf der Stahlschmelzevolumenänderung (Option A)

Aus Abbildung 6.5 ist zu erkennen, dass nach ca. 11 400 s das Stahlschmelzebad sein bis dahin maximales Volumen von ca. 17,9 m³ erreichte. Anschließend sank das Volumen der Stahlschmelze und durchlief nach ca. 48 500 s ein relatives Minimum, entsprechend ca. 8,1 m³. Ab diesem Minimum wird das Stahlschmelzevolumen ständig größer.

Bei der Auswertung der Simulationsergebnisse wurden zu jedem ausgewerteten Zeitpunkt mittlere Temperaturen für das Stahlschmelzebad und für die Urandioxidphase berechnet. Die mittleren Temperaturen wurden durch folgende Gleichung ermittelt:

$$T_{i,\text{gemittelt}} = \left(\frac{\sum_j T_{i,j} \cdot V_j}{\sum_j V_j} \right) \quad i=\text{Stoff} , j=\text{Zellennummer.} \quad (6.1)$$

Dabei bezieht sich „ V_j “ auf das Volumen der betrachteten Zelle, die den Stoff „i“ beinhaltet. Abbildung 6.6 zeigt den Verlauf der mittleren Temperaturen für die Urandioxidphase und für das Stahlschmelzebad im Core-Catcher.

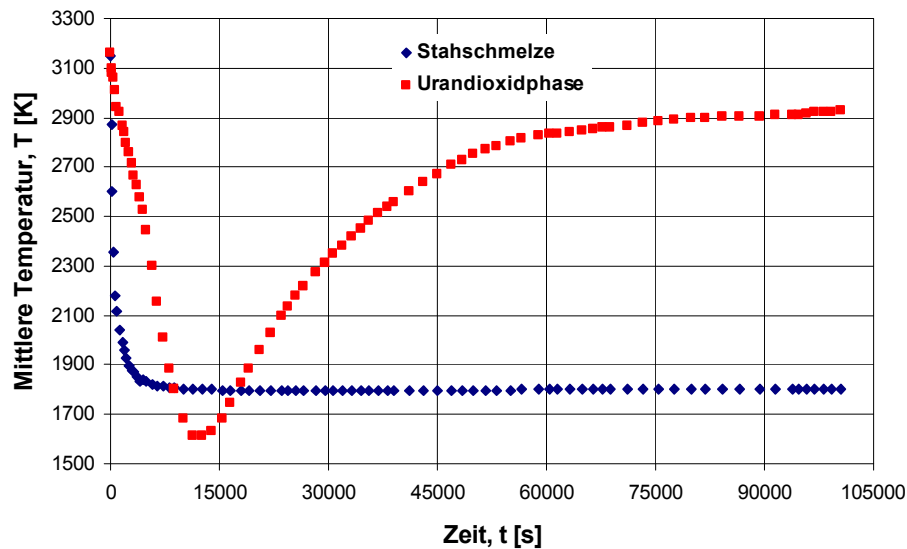


Abb. 6.5: Zeitlicher Verlauf der mittleren Temperaturen einzelner Phasen im Core-Catcher (Option A)

Aus Abbildung 6.5 ist zu erkennen, dass die mittleren Temperaturen beider betrachteten Phasen zunächst erwartungsgemäß stark absanken. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Urandioxidphase und die Stahschmelze am Anfang sowohl durch das Aufschmelzen des Stahlbettes als auch durch die nach oben und nach unten abgeführte Wärme stark abgekühlt werden. Das Stahschmelzebad war nach ca. 12 700 s bis auf ca. 1800 K und zum gleichen Zeitpunkt die Urandioxidphase sogar bis auf 1600 K heruntergekühlt. Der Grund für die zunächst aufgetretene starke Abkühlung liegt darin, dass das Stahlbett bis ca. 12 700 s durch die abgeführte Wärme aus der Core-Stahschmelze bzw. aus der Urandioxidphase aufgeschmolzen wurde und sich dementsprechend das Stahschmelzebad vergrößerte. Das Volumen des Stahschmelzebades betrug den bis dahin maximalen Wert von ca. $17,9 \text{ m}^3$. Auf der anderen Seite wurde der Wärmetransport durch freie Konvektion nach oben bis zur Oberfläche des Stahschmelzebades umso mehr erleichtert, je größer das Stahschmelzebad wurde. An der Oberfläche wurde dann die nach oben durch freie Konvektion transportierte Wärme durch Strahlung aber auch durch weitere freie Konvektion an die Umgebung abgegeben. Ab 12 700 s ist die Temperatur der Urandioxidphase bis zum Ende der Berechnungszeit wieder ständig gestiegen, während die Stahschmelzebadtemperatur bei 1800 K relativ konstant blieb. Dies lässt sich aus Sicht der Thermodynamik wie folgt erklären. Die Solidustemperatur des Stahls (Stahl

304) beträgt ca. 1778 K und dessen Liquidustemperatur liegt bei ca. 1809 K (siehe Tabelle 4.4). Daher war es zu erwarten, dass die Stahlschmelzetemperatur irgendwo zwischen diesen beiden Temperaturen lag, solange das Stahlbett nicht vollständig aufgeschmolzen war.

Dass die Temperatur der Urandioxidphase nach der zunächst starken Abkühlung wieder gestiegen ist, ist auf folgende Argumente zurückzuführen. Zunächst verkleinerte sich ab 12 700 s das Stahlschmelzebad und gleichzeitig bildete sich eine ständig dicker werdende Krustensicht an der Oberfläche des Bades. Dieser Vorgang setzte sich solange fort, bis das Stahlschmelzebad ein relatives Minimum (ca. $8,1 \text{ m}^3$) durchlief. Zum einen bedeutete Verkleinerung des Stahlschmelzebades eine Verringerung des durch freie Konvektion nach oben transportierten Wärmeanteils. Zum anderen wurde der Gesamtwiderstand für den Wärmestrom nach oben umso größer, je dicker die Krustenschicht an der Oberfläche des Stahlschmelzebades wurde. Dies alles erschwerte bzw. verringerte den Wärmetransport nach oben ab diesen Zeitpunkt, obwohl die Schmelzebadtemperatur bis zum Ende der Berechnung bei ca. 1800 K konstant geblieben war. Auf der anderen Seite erreichte die Urandioxidphase bis zu diesem Zeitpunkt fast den Boden des Core-Catchers und sammelte sich dort an (siehe Anhang 9). In dieser Lage stand im Gegensatz zu vorher (d.h. im Vergleich mit der Position der Urandioxidphase im Core-Catcher, bevor sie beim Absinken die Graphitschale erreichte und sich dann am Core-Catcher-Boden sammelte) eine kleinere Oberfläche zum Wärmeaustausch zur Verfügung. Da außerdem in diesem Fall keine Bodenkühlung im Core-Catcher angenommen wurde, wurden die Bodenmaterialien im Core-Catcher ständig erwärmt. Dies führte wiederum zur Verringerung der Temperaturgefälle in Richtung Boden und hatte eine Verringerung der nach unten abgeführten Wärmemenge zur Folge. Dies alles verursachte eine Temperatursteigerung in der Urandioxidphase. Die geringe Wärmeleitfähigkeit des Urandioxids soll in dieser Hinsicht auch nicht außer Acht gelassen werden, da schlechte Wärmeleitfähigkeit angesichts der in Urandioxidphase relativ starken inneren Wärmequelle eine starke Überhitzung im Inneren der Urandioxidphase verursachte, welche sie wiederum nach ca. 48 000 s zum Schmelzen brachte. Hier ist auch zu erwähnen, dass sich die beiden Wärmeströme (nach oben bzw. nach unten) aufgrund der benötigten Energie für die Schmelzenthalpie des Urandioxids (ca. $259,3 \text{ kJ/kg}$) verringerten. In den Abbildungen 6.6 und 6.7 sind die zeitlichen Verläufe der nach oben transportierten Wärme, der nach unten abgegebenen Wärme, der insgesamt aus dem Core-Catcher abgeführten Wärme (oben+unten) und der insgesamt im Core-Catcher produzierte Nachzerfallswärme graphisch dargestellt.

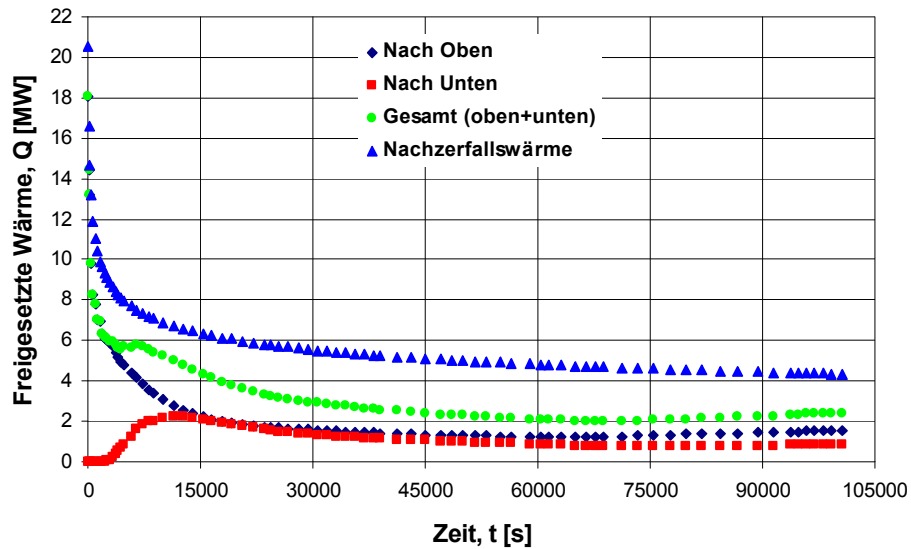


Abb. 6.6: Zeitlicher Verlauf der verschiedene Wärmeströme im Core-Catcher (Option A)

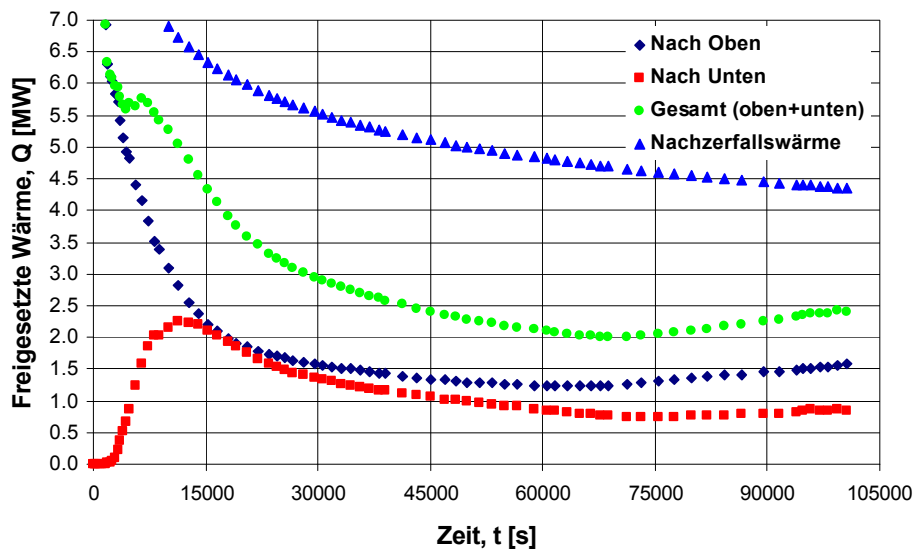


Abb. 6.7: Vergrößerung des zeitlichen Verlaufs der verschiedenen Wärmeströme im Core-Catcher (Option A)

Die aus den Abbildungen 6.6 und 6.7 gewonnenen Erkenntnisse lassen folgende Schlussfolgerungen zu:

- Bis zu ca. 2900 s blieb die nach unten transportierte Wärmemenge nahezu gleich Null. Dies deutet darauf hin, dass die charakteristische Zeit für die Wärmeleitung im Vergleich zu der des Schmelz- bzw. Erstarrungsprozesses im Stahlbett sehr klein ist.

- Erst ab ca. 2900 s begann die nach unten transportierte Wärmemenge, sich langsam zu steigern, bis sie bei ca. 12 700 s ein Maximum - entsprechend dem Wert ca. 2,25 MW- durchlief. In dieser Periode steigerte sich die nach unten transportierte Wärmemenge, weil beim Absinken des Urandioxids die Erwärmung des darunter liegenden Stahlbettes durch die Wärmeabfuhr an die Bodenmaterialien im Core-Catcher (Graphitschale, Stahl-Liner, Beton usw.) verhindert werden konnte. Nach diesem Maximum verkleinert sich die nach unten transportierte Wärmemenge, da durch die starke Erwärmung der Materialien das Temperaturgefälle in Richtung Boden ständig sank, besonders weil in diesem Fall keine Bodenkühlung im Core-Catcher betrachtet wurde.
- Die nach oben transportierte Wärme sank von Anfang an kontinuierlich ab. Ab ca. 15 000 s bis zu ca. 20 000 s wurden gleiche Wärmemengen nach oben und nach unten transportiert und abgeführt. Der Wärmestrom nach oben verringerte sich weiter bis zu ca. 69 000 s, und ab diesen Zeitpunkt stieg er wieder an. Dieses Verhalten erklärt sich aus mehreren Gründen. Zum einen wurde am Anfang die Stahlschmelze stark abgekühlt, was zur Folge hatte, dass die Temperatur an der Oberfläche des Core-Catchers stark absank. Der zeitliche Verlauf der mittleren Temperatur an der Oberfläche des Core-Catchers ist in Abbildung 6.8 dargestellt.

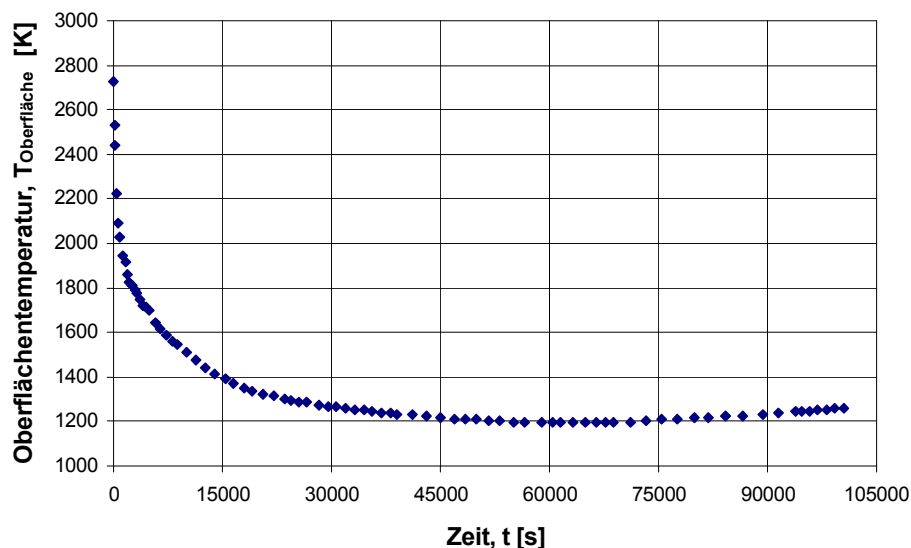


Abb. 6.8: Zeitlicher Verlauf der mittleren Temperatur an der Oberfläche des Core-Catchers (Option A)

Die Absenkung der mittleren Oberflächentemperatur verringerte wiederum die durch Strahlung abgegebene Wärmemenge an der Oberfläche, besonders weil laut Simulationsergebnissen im Laufe der Berechnung immer mehr als 90% der

nach oben transportierten Wärme durch Abstrahlung an der Core-Catcher-Oberfläche abgeführt wurden. Abbildung 6.9 zeigt den Anteil der durch Strahlung an der Oberfläche abgegebenen Wärme an der gesamten nach oben transportierten Wärmemenge.

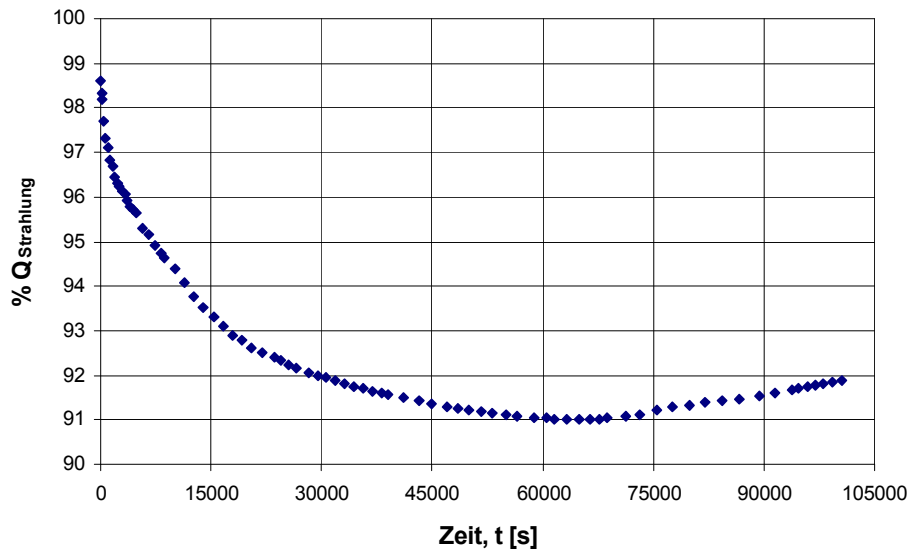


Abb. 6.9: Zeitlicher Verlauf des Anteils der durch Strahlung an der Oberfläche abgegebenen Wärme (Option A)

Die mittlere Temperatur an der Oberfläche wurde durch folgende Formel ermittelt (dabei bezieht sich A_j auf die an der Oberfläche liegende Zelle „j“):

$$T_{\text{Oberfläche, gemittelt}} = \left(\frac{\sum_j T_j \cdot A_j}{\sum_j A_j} \right) \quad j = \text{Zellennummer an der Oberfläche.} \quad (6.2)$$

Zum anderen begründet sich, wie anhand der Abbildung 6.5 (siehe auch Anhang 9) zu ersehen ist, die Verringerung der nach oben transportierten Wärmemenge trotz der gleichzeitigen Absenkung des Wärmestroms nach unten aus der Vergrößerung des Stahlschmelzebades, d.h. ein Teil der nach oben transportierten Wärme wurde zur Deckung der benötigten Schmelzenthalpie (ca. 250 KJ/kg) verbraucht. Der spätere Anstieg bei dem nach oben gehenden Wärmestrom hatte damit zu tun, dass sich die Dicke der Krusteschicht an der Oberfläche wegen der Vergrößerung des Volumens des Stahlschmelzebades

verkleinerte. Die zeitliche Änderung der Krusteschichtdicke an der Core-Catcher-Oberfläche ist in Abbildung 6.10 dargestellt.

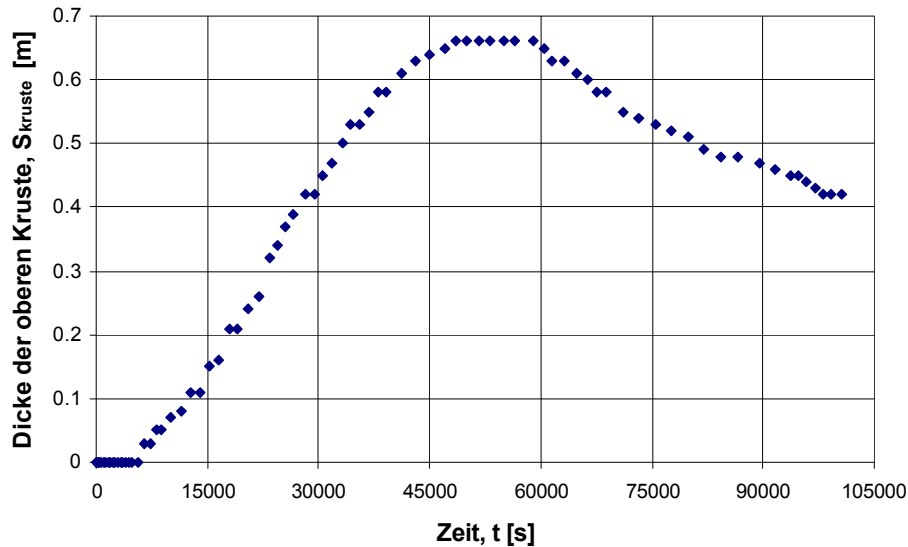


Abb. 6.10: Zeitliche Änderung der Krusteschichtdicke an der Oberfläche des Core-Catchers (Option A)

Hier ist zu erkennen, dass die Krusteschichtdicke bis ca. 48 500 s nach dem Beginn der Berechnung ständig zunahm, bis zu diesem Zeitpunkt deren Maximum erreicht war. Anschließend blieb die Dicke bis ca. 61 000 s unverändert und danach nahm sie ab. Ein Vergleich von Abbildung 6.5 mit Abbildung 6.10 zeigt, dass die an der Oberfläche sich befindende Krusteschicht eine maximale Dicke hatte, wenn das Stahlschmelzebad ein Minimum durchlief.

- Die relativ hohe Differenz zwischen der gesamten abgegebenen Wärme aus dem Core-Catcher und der produzierten Nachzerfallswärme, die durchschnittlich bei ca. 2,2 MW lag, deutet auf Erwärmung des gesamten Core-Catcher-Systems im Laufe der Berechnungszeit hin.

Die Verteilung der nach unten transportierten Wärmestromdichte zu ausgewählten Zeitpunkten wurde in den Abbildungen 6.11 bis 6.14 dargestellt.

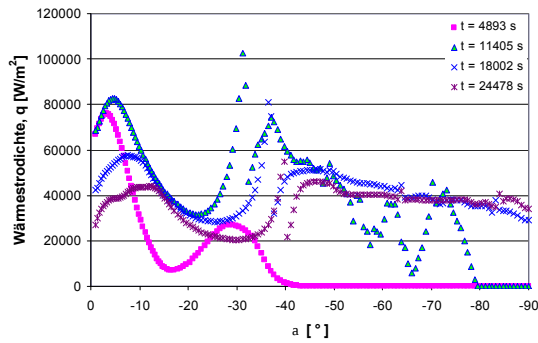


Abb. 6.11: Verteilung der nach unten transportierten Wärmestromdichte (Option A)

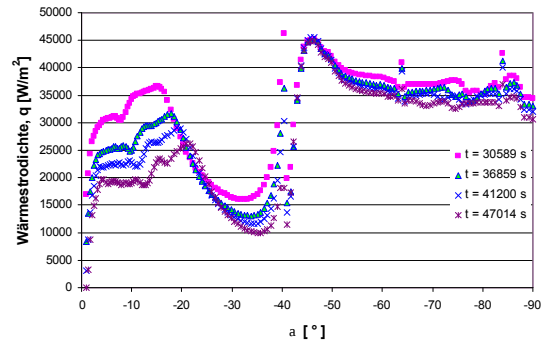


Abb. 6.12: Verteilung der nach unten transportierten Wärmestromdichte (Option A)

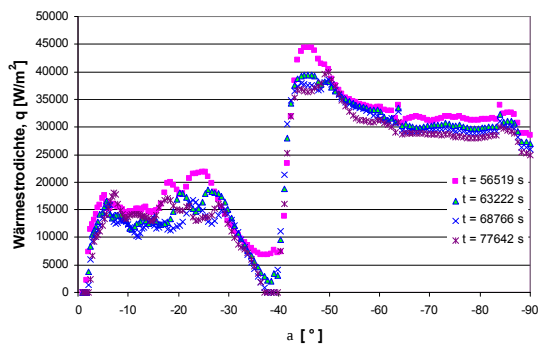


Abb. 6.13: Verteilung der nach unten transportierten Wärmestromdichte (Option A)

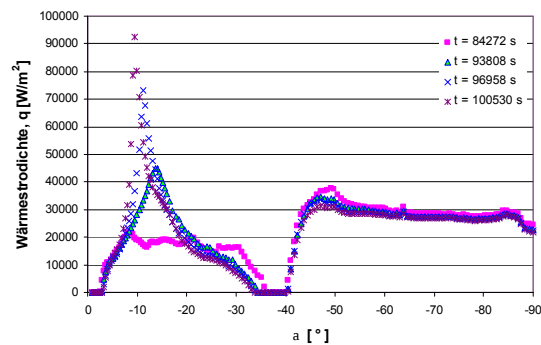


Abb. 6.14: Verteilung der nach unten transportierten Wärmestromdichte (Option A)

In Abbildungen 6.11 bis 6.14 bedeutet „0°“ die Oberfläche der Fluid-Zone im Core-Catcher, und „ α “ bezieht sich auf den Winkel des betrachteten Punktes am Core-Catcher-Boden (an der inneren Oberfläche der Graphitschale), der in Bezug auf die Oberfläche der Fluid-Zone steht. Wie hier zu erkennen ist, durchlief die Wärmestromdichteverteilung fast zu jedem Zeitpunkt eine maximale Zone zwischen „-10°“ und „-20°“ bzw. zwischen „-40°“ und „-50°“. Dies bedeutet zugleich eine Tief-Zone für die Wärmestromdichte im Bereich „-40°“ bis „-30°“. Unter „-50°“ gab es eine ziemlich gleichmäßige Verteilung der Wärmeströme. Außerdem ist zu erkennen, dass die untere Hälfte der Halbkugel vom Anfang bis zum Ende im Vergleich mit der oberen Hälfte höheren Wärmestromdichten ausgesetzt ist.

Das Temperaturprofil im Gesamtsystem zu ausgewählten Zeitpunkten ist anhand einiger aufgenommener Simulationsbilder in Anhang 9 dargestellt. Abbildungen 6.15 und 6.16 zeigen Beispiele für das Temperaturprofil im Gesamtsystem (bei diesen Abbildungen gilt: Rot = Maximum und Blau = Minimum).

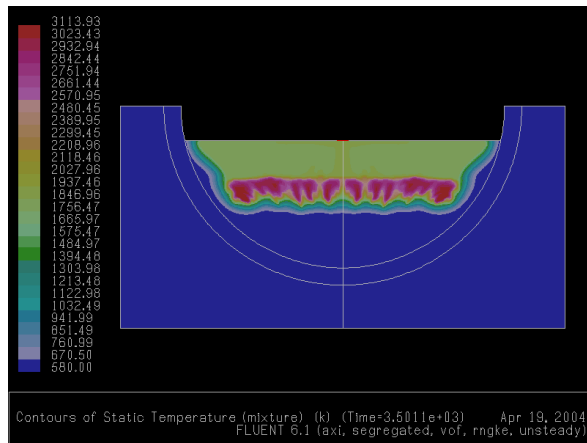


Abb. 6.15: Temperaturprofil im Core-Catcher nach ca. 3501 s (Option A)

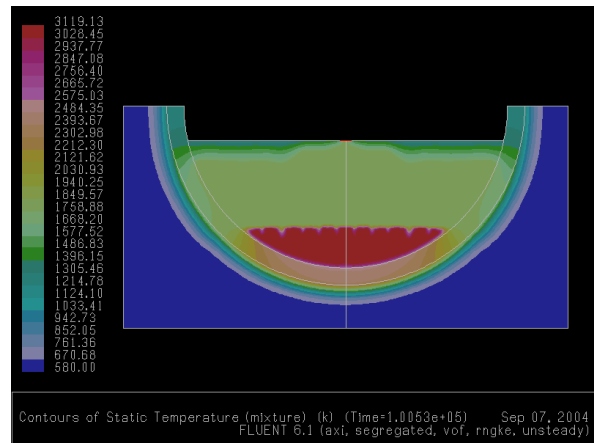


Abb. 6.16: Temperaturprofil im Core-Catcher nach ca. 100 530 s (Option A)

Anhand dieser Temperaturprofile (siehe Anhang 9) wird deutlich, dass die charakteristische Zeit für die Wärmeleitung im Vergleich zu der des Schmelz- bzw. Erstarungsprozesses im Stahlbett sehr klein ist. Es ist zu sehen, dass es selbst nach tausenden von Sekunden ein ausgeprägtes Temperaturprofil nur um die Schmelzfront herum gab, und der Rest des Stahlbettes ungefähr bei der anfänglichen Temperatur von 580 K lag. Außerdem ist zu erkennen, dass immer mitten in der Uran-dioxidphase eine höchst Temperatur im System (Rotmarkierte Bereiche) herrschte. Besonders ist zu ersehen, wie die heiße Zone sich in der Graphitschale, in der ZrO_2 -Schicht und im Beton ausbreitete. Die Ausbreitung der heißen Zone erfolgte gleichmäßig in Form einer Halbkugel. Dies ist auf einer Seite auf die hohe Wärmeleitfähigkeit der Graphitschale bzw. des darunter liegenden Stahl-Liners zurückzuführen. Die hohe Wärmeleitfähigkeit dieser beiden Schichten sorgte für eine gute und effiziente Wärmebegleichmäßigung und verhinderte damit die Entstehung der so genannten „Hot-Spots“, was den ursprünglichen Zweck beim Einsatz von Graphitschale und Stahlliner an der Stelle erfüllte. Auf der anderen Seite wird vermutet, dass die gleichmäßige halbkugelförmige Ausbreitung der heißen Zone, die eine wärmetechnisch vernünftige Wärmeverteilung im Gesamtsystem verursachte, in direkter Verbindung zur Geometrie-Konvergenz des Core-Catchers stand.

Bei der Auswertung der Simulationsergebnisse wurde zu jedem ausgewerteten Zeitpunkt, ebenfalls eine Reynold-Zahl Re im Gesamtsystem (in der ganzen Fluid-Zone im Core-Catcher) berechnet. In der ganzen Berechnungszeit lagen die Reynolds-Zahlen immer zwischen 50 und 2000 (meistens lagen sie zwischen 50 und 400, nur am Anfang lag Re höher als 1000). Es wurde zu einigen ausgewählten Zeitpunkten eine mittlere innere Rayleigh-Zahl Ra_i für das Stahlschmelzebad berechnet. Diese Punkte wurden so ausgewählt, dass zu jedem Zeitpunkt das Stahlschmelzebad ei-

nen Flüssiganteil von eins hatte. In Abbildung 6.17 ist die zeitliche Änderung der mittleren inneren Rayleigh-Zahl im Stahlschmelzebad dargestellt, und Abbildung 6.18 zeigt die zeitliche Änderung der mittleren Prandtl-Zahl im Stahlschmelzebad.

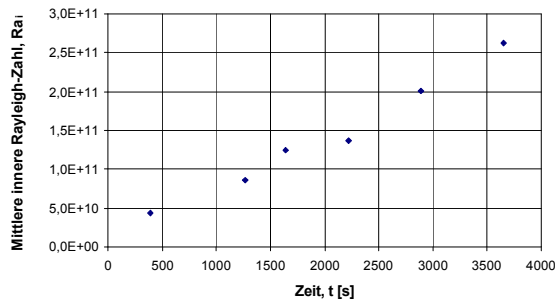


Abb. 6.17: Zeitliche Änderung der mittleren inneren Rayleigh-Zahl im Stahlschmelzebad

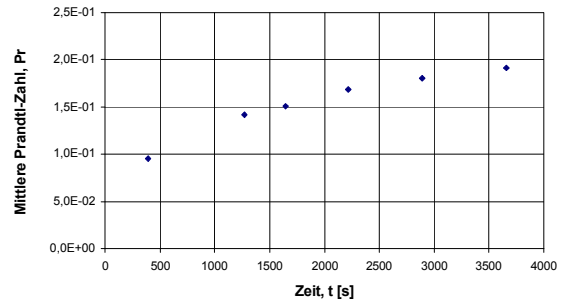


Abb. 6.18: Zeitliche Änderung der berechneten mittleren Prandtl-Zahl im Stahlschmelzebad

Aus Abbildung 6.17 ist zu erkennen, dass die ganze Zeit die mittlere innere Rayleigh-Zahl Ra_i zwischen ca. 4×10^{10} und ca. 3×10^{11} lag, was auf eine turbulente Strömungslage im Stahlschmelzebad hindeutet. Wie vorher erwähnt, lag die Reynold-Zahl Re in der gesamten Berechnungszeit zwischen 50 und 2000. Solch kleine Re -Zahlen machen die Notwendigkeit des Einsatzes des RNG k - ε -Turbulenzmodells deutlich und rechtfertigen dessen Auswahl bei den Berechnungen. Selbst wenn von der maximalen Re -Zahl von 2000 ausgegangen wird, wäre unter den günstigsten Bedingungen (bei ca. 3000 K und Miteinbeziehen der kleinsten Zellen in Fluid-Zone):

$$\begin{array}{llll}
 r_{\text{Stahl}} @ 5900 & \text{kg/m}^3, & \ddot{u} & \\
 m_{\text{Stahl}} @ 0,002 & \text{Pa} \times \text{s}, & \ddot{i} & \\
 D_{\text{Zelle}} @ 0,01 & \text{m}, & \ddot{y} & \\
 Re_{\text{Zelle}} @ 2000, & & \ddot{i} & \\
 & & \ddot{p} &
 \end{array}
 \quad \text{D} \quad v_{\text{Maximum}} @ 0,07 \text{ m/s}$$

eine maximale Geschwindigkeit von ca. 0,07 m/s im Schmelzebad zu erwarten. Hier ist zu erkennen, dass trotz solcher geringen Geschwindigkeiten auf Grund hoher Ra_i -Zahlen eine turbulente Strömungslage im Stahlschmelzebad herrschte. In Abbildung 6.18 ist zu ersehen, dass in den ausgewählten Punkten die Prandtl-Zahl (Pr) der Schmelze im Bereich ca. 0,09 bis ca. 0,2 lag (ν -Werte: ca. $5 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ bis ca. $1 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$). Solche kleine Pr -Zahlen riefen den α -Effekt und den ν -Effekt hervor, und trugen zur Erleichterung des Wärmetransportes in der Stratified-Zone (Boden-

bereich) im Schmelzebad bei. In Abbildung 6.19 ist ein ausgewähltes Geschwindigkeitsfeld im Core-Catcher gezeigt (bei der unten dargestellten Abbildung gilt: Rot = Maximum und Blau = Minimum).

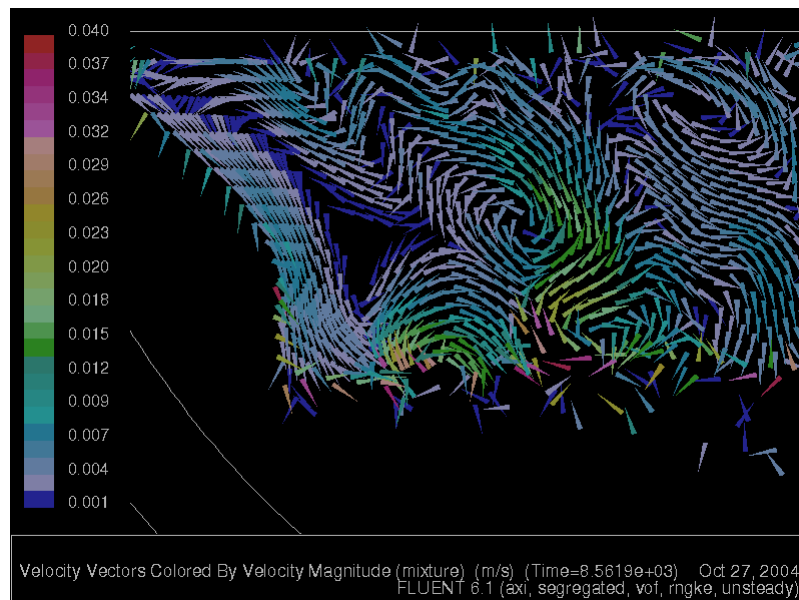


Abb. 6.19: Geschwindigkeitsfeld zu einem ausgewählten Zeitpunkt im Core-Catcher (Option A)

Hier ist zu sehen, dass die Höchstgeschwindigkeit erwartungsgemäß bei ca. 0,04 m/s lag. Obwohl die Situation bei dem in dieser Arbeit betrachteten Fall sich drastisch von der klassischen Rayleigh-Bénard (RB)-Situation unterscheidet, ist in Abbildung 6.19 deutlich eine mischkonvektive Strömung, die zu einer mischfreien Konvektion (mixed natural convection) bei dem Wärmetransport im Schmelzebad führt, zu erkennen (d.h. eine freie Konvektion in der wandnahen Zone und mehrere freie Konvektionen im Bulk-Bereich des Schmelzebades). Außerdem gab es, wie anhand der aufgenommenen CFD-Simulationsbilder (siehe Anhang 9) zu ersehen ist, an der oberflächennahen Zone des Schmelzebades eine kalte Randschicht. Direkt unter dieser Schicht entstanden die so genannten kalten Fahnen (cold plumes), die nach unten fielen. Solche kalte Fahnen bzw. die dazugehörigen Geschwindigkeitsfelder (in der Nähe der Oberfläche des Schmelzebades) sind ebenfalls in Abbildung 6.19 zu erkennen (dieses Phänomen wird besonders bei der Animation, die durch alle im Laufe der Simulation aufgenommenen Bilder zustande gekommen ist, ganz deutlich). Dies deutet darauf hin, dass die Simulationsergebnisse mit existierenden theoretischen Beschreibungen der Vorgänge in großem Maße übereinstimmen, obwohl fast keine experimentellen Ergebnisse vorliegen.

6.1.2 Option B

Bei dieser Option wurde, wie bei Option A, ebenfalls das RNG-k- ε -Modell als Turbulenzmodell verwendet. Diese Option stellt ein Szenario dar, bei dem eine Bodenkühlung im Core-Catcher als Randbedingung angenommen wurde. Insgesamt wurde diese Option für eine Real-Zeit von 262 830 s berechnet bzw. simuliert. Die auszuwählenden Zeitschritte bei der transienten Berechnung lagen im Bereich 0,05 s bis 0,2 s. Im Laufe dieser berechneten 262 830 s wurden insgesamt 7900 Punkte bei der Simulation erfasst, und unter diesen wurden 181 Punkte zu Evaluierung der Simulationsergebnisse ausgewählt und zur Auswertung verschiedener Parameter zur Beschreibung der dazugehörigen wärmetechnischen Vorgänge verwendet. Abbildungen 6.20 und 6.21 stellen mit Hilfe aufgenommener Bilder graphische Beispiele für die berechneten Flüssiganteile im Core-Catcher dar (bei den dargestellten Abbildungen gilt: Rot = Maximum und Blau = Minimum). Für den zeitlichen Verlauf der berechneten Flüssiganteile im Core-Catcher sei auf Anhang 10 verwiesen.

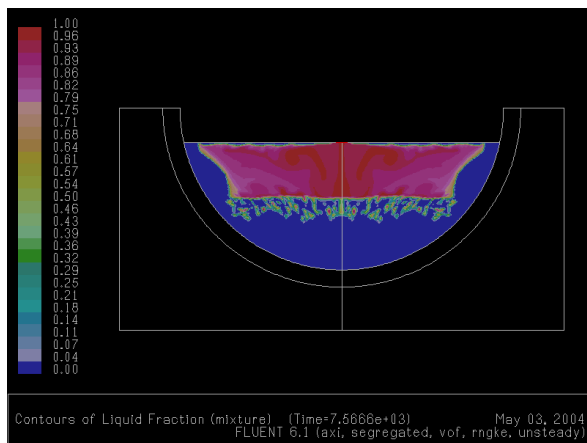


Abb. 6.20: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 7566 s (Option B)

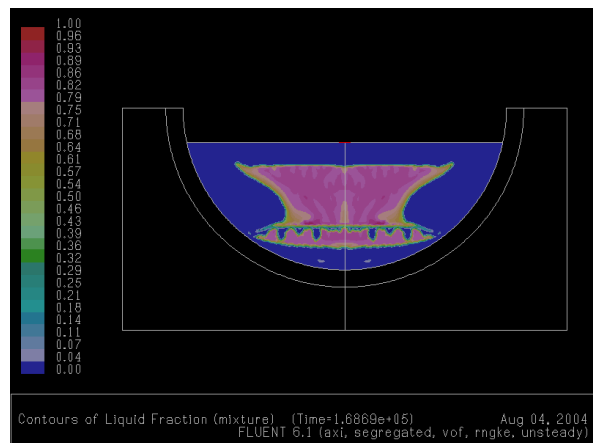


Abb. 6.21: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 168 690 s (Option B)

Anhand der aufgenommenen CFD-Simulationen ist zu erkennen, dass die Situation hier der bei der Option A ähnelt. Die Urandioxidphase begann sofort zu erstarren. Es bildete sich dann eine Urandioxidkruste (als eine Trennlinie) zwischen der Stahlschmelze und der Urandioxidschmelze. Im Laufe der Zeit wurde das Stahlschmelzebad durch Aufschmelzen vom Stahlbett vergrößert, während die Urandioxidphase wegen starker Abkühlung weiter erstarrte und schrumpfte. Außerdem sank die Urandioxidphase nach unten in Richtung Core-Catcher-Boden ab, weil das aufgeschmolzene Stahlbett wegen seiner niedrigeren Dichte im Vergleich zu der

Urandioxidphase nach oben verdrängt wurde. Nach ca. 3600 s kam es langsam am Boden der Stahlschmelze zum Erstarren. Es dauerte ca. 3900 s, bis sich eine Krusteschicht auf der Oberfläche des Stahlschmelzebades bildete. Diese Krusteschicht wurde nach ca. 7500 s vollständig und ihre Dicke vergrößerte sich. Bis hierhin sind die Ergebnisse mit denen aus der Option A, wie erwartet, fast identisch, da bei den beiden Optionen das RNG-k- ϵ -Modell als Turbulenzmodell verwendet wurde. Außerdem konnte eine Bodenkühlung im Core-Catcher in der Anfangsperiode wegen großer Entfernung von Core-Catcher-Boden aber auch wegen großer Masse des Stahlbettes keine bedeutende Rolle spielen. Nach ca. 50 000 s begann die Urandioxidphase wieder zu schmelzen. Hier zeigte sich langsam ein Unterschied zwischen den Ergebnissen der beiden Optionen. Bei der Option A begann die Urandioxidphase nach ca. 47 600 s, wieder zu schmelzen, d.h. im Vergleich zu der Option B ca. 1400 s früher. Diese zeitliche Verschiebung bei der Option B kann aufgrund der Core-Catcher-Bodenkühlung logisch nachvollzogen werden. An dieser Stelle führt die Betrachtung des zeitlichen Verlaufs der Urandioxidphasenbewegung anhand einiger ausgewählter Bilder zum besseren Verständnis der weiteren Diskussionen über die Simulationsergebnisse. Für diesen zeitlichen Verlauf sei auf Anhang 10 verwiesen. In den Abbildungen 6.22 und 6.23 sind graphische Beispiele für die Urandioxidphasenbewegung im Core-Catcher dargestellt (bei den dargestellten Abbildungen gilt: Rot = Maximum und Blau = Minimum).

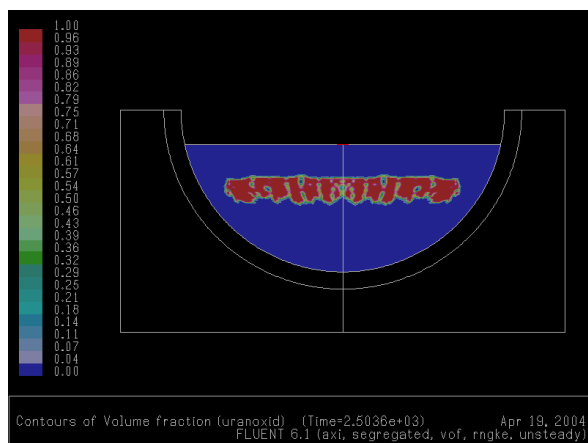


Abb. 6.22: UO_2 -Phase im Core-Catcher nach ca. 2503 s (Option B)

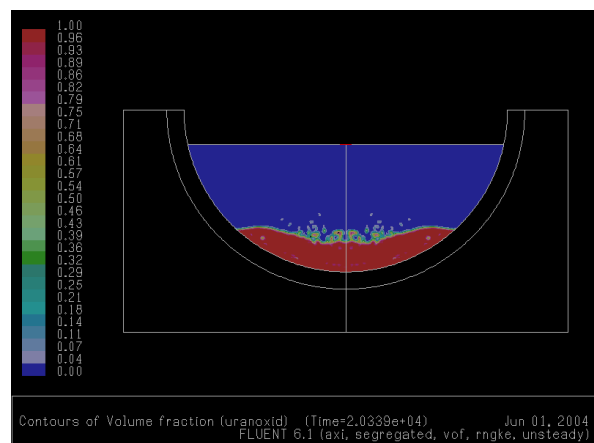


Abb. 6.23: UO_2 -Phase im Core-Catcher nach ca. 20 339 s (Option B)

Aus den CFD-Simulationsergebnissen (siehe Anhang 10) ist zu erkennen, dass nach ca. 6300 s die Urandioxidphase mit der Graphit-Schicht in Berührung kam (bei der Option A dauerte es ca. 5900 s). Fast zugleich teilte sich die Urandioxidphase in der Mitte in Teilstücke und diese bewegten sich nach unten, während es seitlich, wo es zur Berührung mit Graphit gekommen war, zu einer kriechenden Bewegung entlang

der Graphitschichtoberfläche nach unten kam. Am Ende dieses Vorgangs vereinten sich all diese Teile der Urandioxidphase und bildeten zusammen wieder eine einzige Urandioxidphase am Boden des Core-Catchers. Außerdem blieben die Form und Position der Urandioxidphase nach 45 019 s bis zum Ende der Berechnungszeit unverändert. Dieser Ablauf bei der Urandioxidphasenbewegung ist völlig identisch (außer einer zeitlichen Verschiebung von ca. 400 s) mit dem, was bei der Option A beobachtet wurde, und ist auf ähnliche Gründe zurückzuführen, über die im Abschnitt 6.1.1 ausführlich diskutiert wurde. Daher wird an dieser Stelle die Wiederholung vermieden.

Wie anhand der CFD-Simulationsbildern (siehe Anhang 10) zu ersehen ist, vergrößerte sich das darüber liegende Stahlschmelzebad umso mehr, je tiefer die Urandioxidphase gesunken war. Diese Vergrößerung bezog sich aber auch zum Teil auf die innere Wärmeleistung der aus dem Reaktor-Core entstandenen Stahlschmelze. Hier ist, genau wie bei der Option A, zu sehen, dass das Stahlschmelzebad sich bis zu einem gewissen Zeitpunkt vergrößerte und danach im Laufe der Zeit kleiner wurde. In Abbildung 6.24 ist der berechnete Verlauf der Stahlschmelze-Volumenänderung dargestellt.

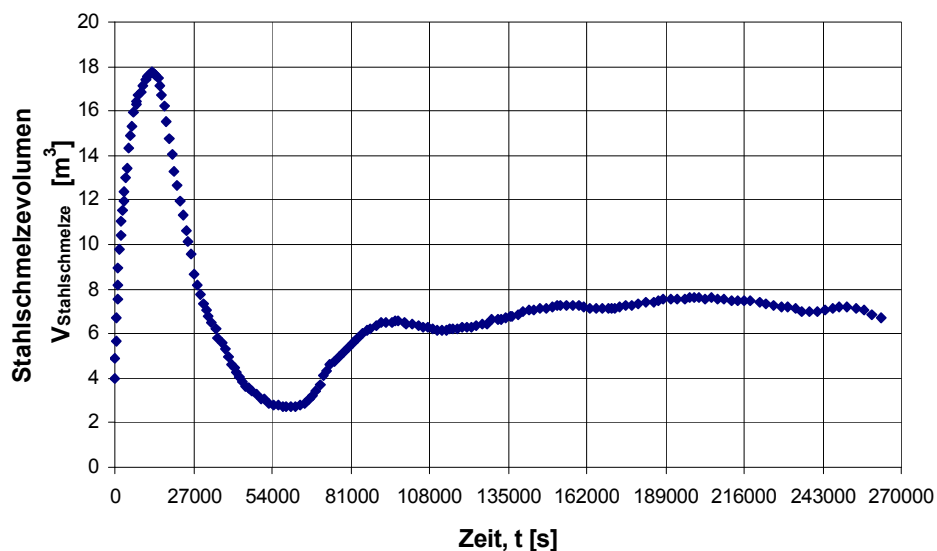


Abb. 6.24: Zeitlicher Verlauf der Stahlschmelzevolumenänderung (Option B)

In Abbildung 6.24 ist eine Schwingungserscheinung zu erkennen. Das Stahlschmelzebad vergrößerte sich zunächst und dabei durchlief es einen maximalen Punkt (ca. 16.8 m^3) bei ca. 12 750 s. Danach nahm das Stahlschmelzevolumen ab, bis ein minimalen Punkt (ca. 2.7 m^3) bei ca. 60 600 s erreicht war. Interessant ist, dass das Stahlschmelzevolumen bei diesem Minimum kleiner als dessen anfängliche Größe, d.h. kleiner als $3,32 \text{ m}^3$ wurde. Und nach diesem Tiefpunkt vergrößerte sich

das Volumen des Stahlschmelzebades wieder bis ein relatives Maximum erreicht wurde usw. Ab ca. 136 500 s ist ein relativ stabiles Verhalten zu sehen, obwohl eine schwache Schwingung trotzdem zu erkennen ist. Diese Schwingungserscheinung lässt sich wie folgt erklären. Aufgrund der starken Vergrößerung des Schmelzebades in der Anfangsperiode wegen des starken Aufschmelzens des Stahlbettes erfolgte die Wärmeabfuhr aus dem System (Core-Catcher) zum größten Teil durch freie Konvektion im Schmelzebad, was eine dementsprechend starke Abkühlung der beiden betrachteten Phasen im Core-Catcher, d.h. der Stahlschmelze und der Urandioxidphase zur Folge hatte. Dies ist besonders in Abbildung 6.25 deutlich:

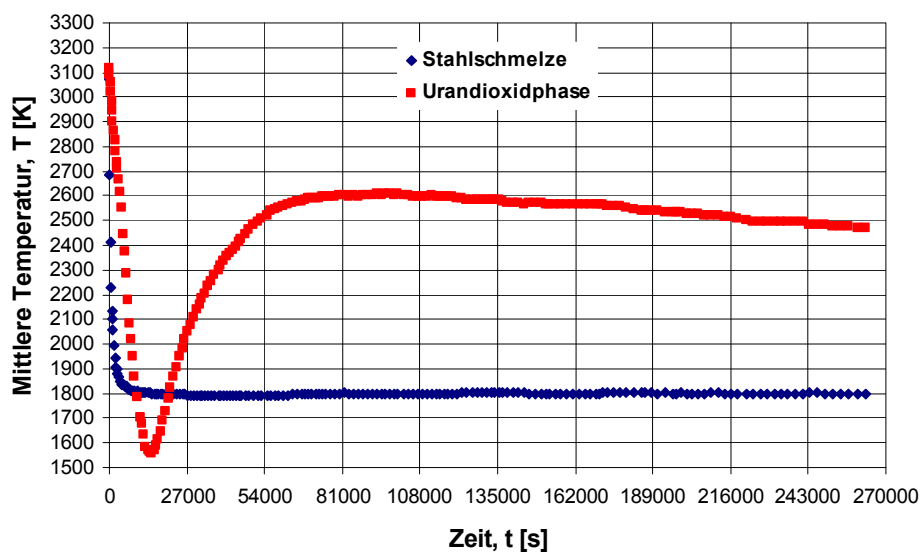


Abb. 6.25: Zeitlicher Verlauf der mittleren Temperaturen einzelner Phasen im Core-Catcher (Option B)

Wie in Abbildung 6.25 zu ersehen ist, war diese Abkühlung in der anfänglichen Periode so stark, dass die mittlere Temperatur der Urandioxidphase sogar unter die der Stahlschmelze gefallen ist (bis ca. 1560 K bei ca. 14 900 s). Allerdings ist diese starke Abkühlung der Urandioxidphase ist zum Teil auch auf die Zerteilung der Urandioxidphase und dem sich daraus resultierenden besseren Wärmeaustausch mit dem Stahlbett durch Erhöhung der freien Oberfläche zurückzuführen. Die mittlere Temperatur der Stahlschmelze sank zunächst stark, blieb aber im späteren Verlauf bei ca. 1800 K konstant. Dass die Temperatur des Stahlschmelzebades erwartungsgemäß um ca. 1800 K fast konstant geblieben ist, lässt sich aus Sicht der Thermodynamik so erklären, dass die Stahlschmelzetemperatur irgendwo zwischen dessen Solidus- und dessen Liquidustemperatur bleiben musste (Solidustemperatur ca. 1778 K, Liquidustemperatur ca. 1809 K), solange das Stahlbett nicht vollständig aufgeschmolzen war. Es sei darauf verwiesen, dass die Berechnung der mittleren

Phasentemperaturen jeweils mit Hilfe der Gleichung 6.1 durchgeführt wurde. Diese starke Abkühlung verursachte wiederum eine relativ schnelle Krustenbildung an der Oberfläche des Stahlschmelzebades zusammen mit einer schnellen Zunahme der Dicke dieser Krusteschicht und einer im Allgemeinen relativ schnellen Verkleinerung des Stahlschmelzebades. Eine Verringerung des Volumens des Schmelzebades bedeutete zugleich die Verringerung des durch die freie Konvektion nach oben transportierten Wärmeanteils, was wiederum zu Überhitzung und demzufolge zum Anstieg der mittleren Temperaturen im System besonders in der Urandioxidphase führte. Diese Überhitzung wurde durch teilweises Aufschmelzen des Stahlbettes ausgeglichen, dies führte wiederum zur Vergrößerung des Volumens des Stahlschmelzebades usw. Diese Vorgänge waren zusammen für die Schwingungserscheinung in Abbildung 6.24 verantwortlich. Diese Schwingungserscheinung hatte im Übrigen einen direkten Einfluss auf die mittlere Oberflächentemperatur des Core-Catchers und demzufolge auf den prozentuellen Anteil der Wärmestrahlung an der Core-Catcher-Oberfläche. In den Abbildungen 6.26 bis 6.29 wurden die zeitlichen Verläufe der Dicke der oberen Krusteschicht, der Core-Catcher-Oberflächentemperatur (mittlere) (mit einer Vergrößerung) und des prozentuellen Anteils der Wärmestrahlung an der Core-Catcher-Oberfläche gezeigt. Es sei darauf verwiesen, dass die Berechnung der mittleren Temperaturen an der Core-Catcher-Oberfläche mit Hilfe der Gleichung 6.2 durchgeführt wurde.

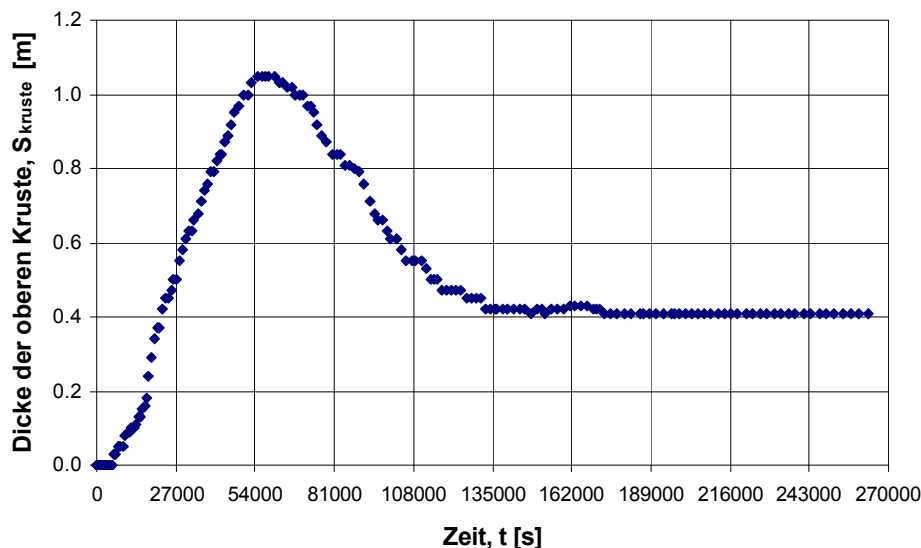


Abb. 6.26: Zeitliche Änderung der Krusteschichtdicke an der Oberfläche des Core-Catchers (Option B)

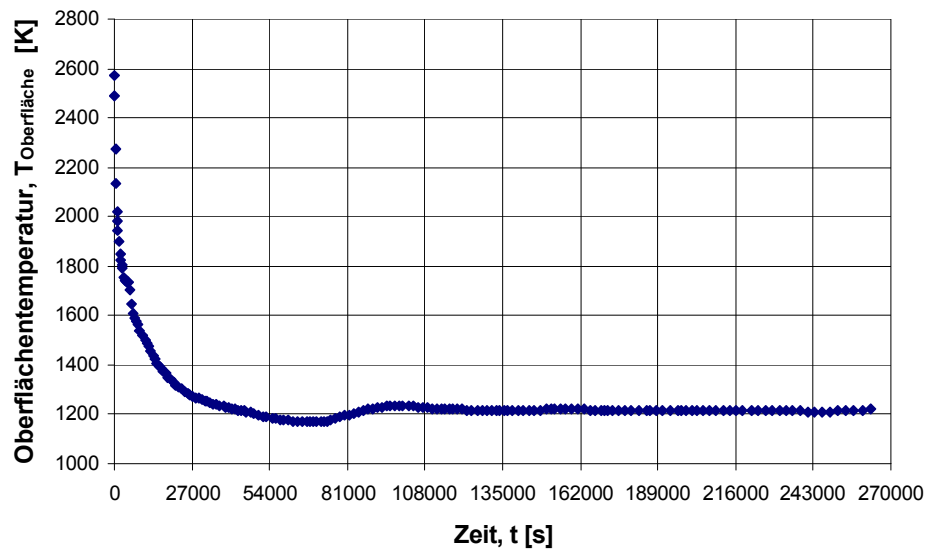


Abb. 6.27: Zeitlicher Verlauf der mittleren Temperatur an der Oberfläche des Core-Catchers (Option B)

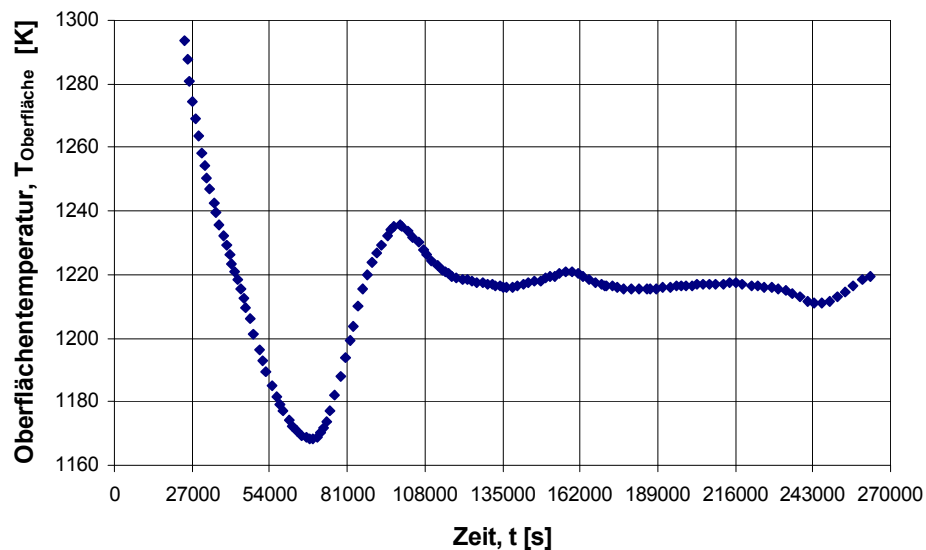


Abb. 6.28: Vergrößerung des zeitlichen Verlaufs der mittleren Temperatur an der Oberfläche des Core-Catchers (Option B)

Aus den Abbildungen 6.26 bis 6.29 ist deutlich zu erkennen, dass die Lage sich im Core-Catcher nach ca. 130 000 s seit Beginn beruhigte bzw. als relativ stabil bezeichnet werden konnte, obwohl schwache Schwingungen immer noch zu sehen waren. Nach diesem Zeitpunkt blieb die mittlere Oberflächentemperatur bei ca. 1210 K, der Anteil der Wärmestrahlung an der Oberfläche des Core-Catchers lag bei ca. 91%, das Volumen des Stahlschmelzebades betrug ca. 7 m³, und die Krustenschicht an der Core-catcher-Oberfläche hatte eine Dicke von ca. 0,4 m.

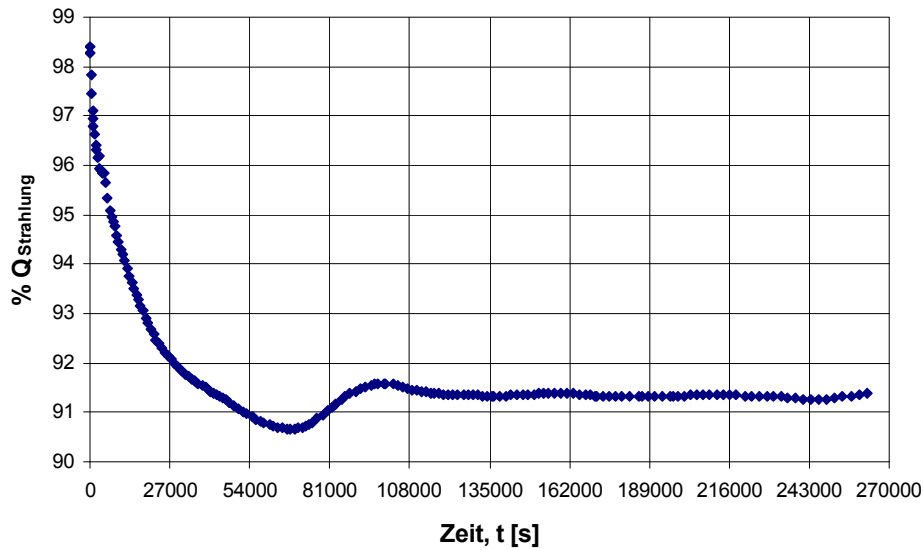


Abb. 6.29: Zeitlicher Verlauf des Anteils der Wärmestrahlung an der Core-Catcher-Oberfläche (Option B)

Abbildung 6.30 stellt die zeitlichen Verläufe der nach oben transportierten Wärme, der nach unten transportierten Wärme, der Gesamtwärme (oben+unten) und der produzierten Zerfallsnachwärme dar, und eine vergrößerte Darstellung dieser Verläufe ist in Abbildung 6.31 gezeigt.

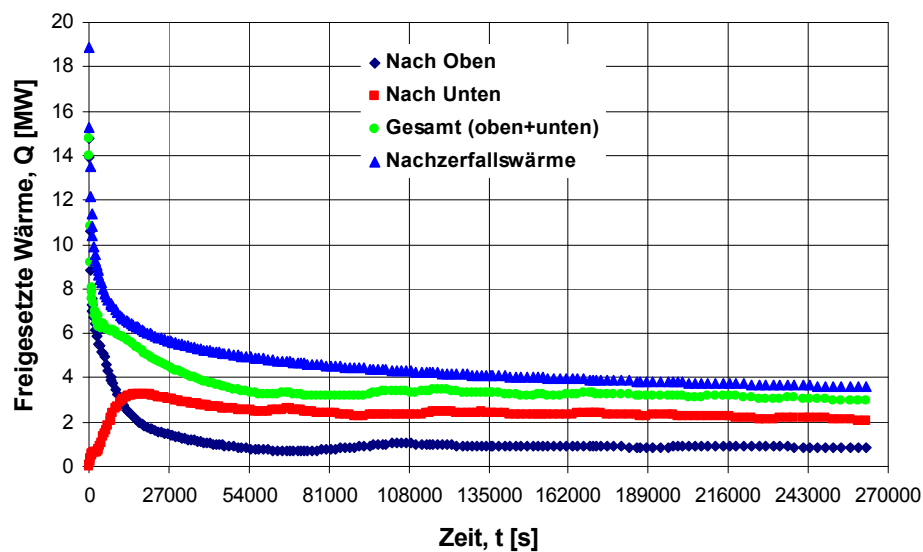


Abb. 6.30: Zeitlicher Verlauf der verschiedene Wärmeströme im Core-Catcher (Option B)

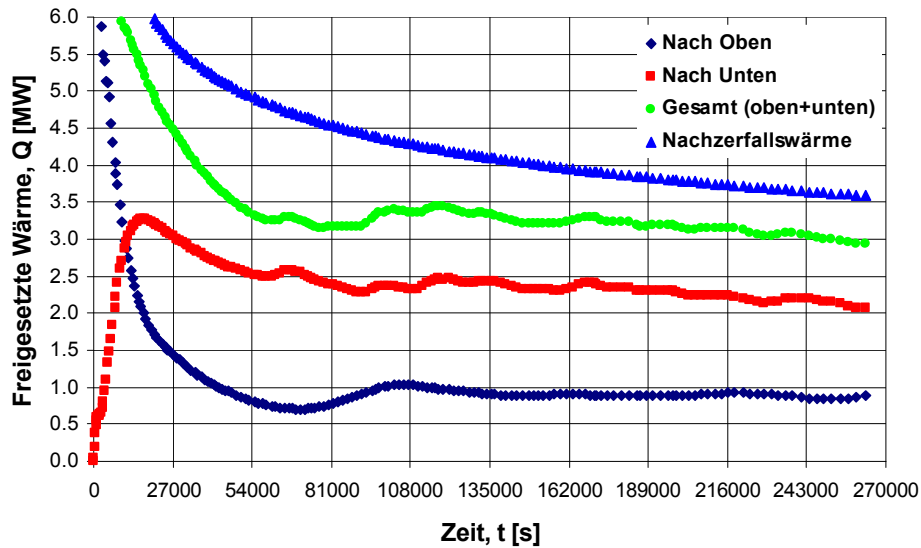


Abb. 6.31: Vergrößerung des zeitlichen Verlaufs der verschiedenen Wärmeströme im Core-Catcher (Option B)

Aus den Abbildungen 6.30 und 6.31 ist zu erkennen, dass der nach unten transportierte Wärmestrom im Gegensatz zu der Option A nach ca. 10 500 s den nach oben transportierten Wärmestrom übertraf. Der Unterschied zwischen diesen beiden Wärmeströmen in der stabilen Periode, d.h. nach ca. 130 000 s lag bei mehr als 1 MW, mit abfallender Tendenz. Und der Unterschied zwischen der gesamten aus dem System abgeführten Wärme und der produzierten Nachzerfallswärme lag in der stabilen Periode bei teilweise weniger als 0,5 MW. Dieser Unterschied nahm im Laufe der Zeit tendenziell ab. Die Verteilung der Wärmestromdichte (des nach unten transportierten Wärmestroms) zu ausgewählten Zeitpunkten ist in Abbildungen 6.32 bis 6.37 gezeigt.

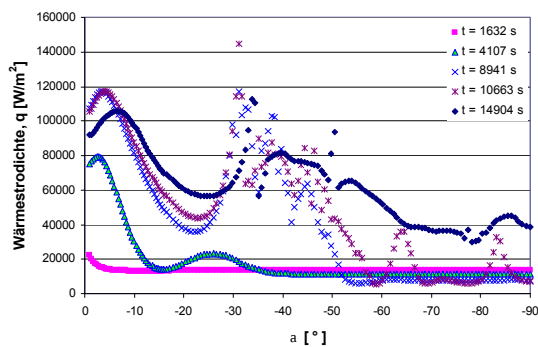


Abb. 6.32: Verteilung der nach unten transportierten Wärmestromdichte (Option B)

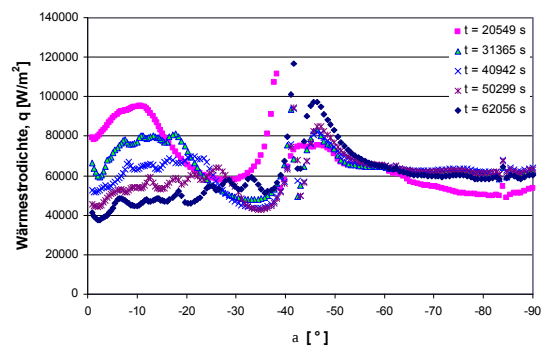


Abb. 6.33: Verteilung der nach unten transportierten Wärmestromdichte (Option B)

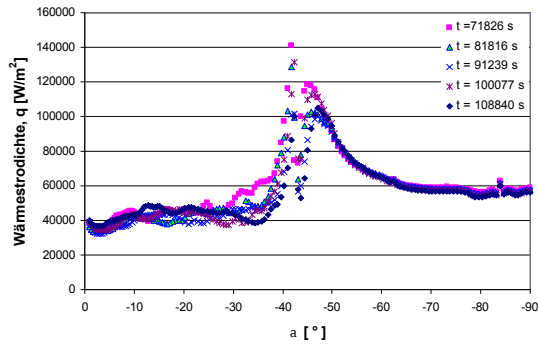


Abb. 6.34: Verteilung der nach unten transportierten Wärmestromdichte (Option B)

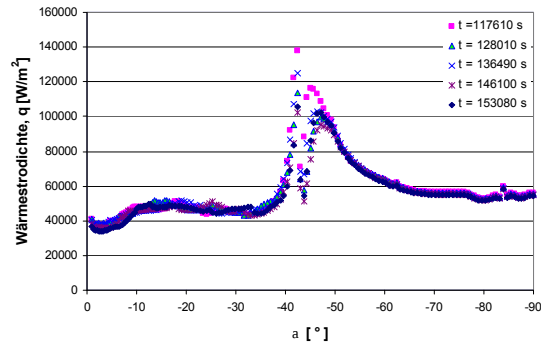


Abb. 6.35: Verteilung der nach unten transportierten Wärmestromdichte (Option B)

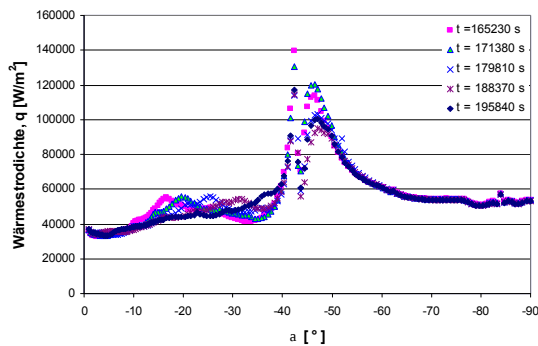


Abb. 6.36: Verteilung der nach unten transportierten Wärmestromdichte (Option B)

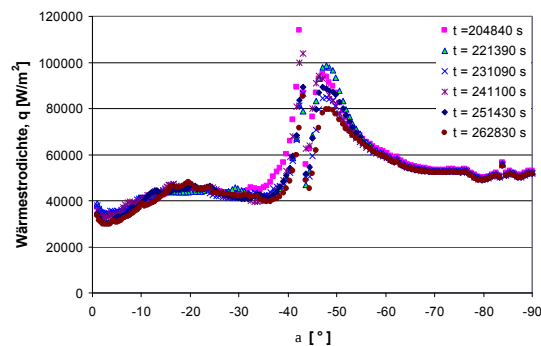


Abb. 6.37: Verteilung der nach unten transportierten Wärmestromdichte (Option B)

In den Abbildungen 6.32 bis 6.37 bedeutet „0“ die Oberfläche der Fluid-Zone im Core-Catcher, und „ α “ bezieht sich auf den Winkel des betrachteten Punktes am Core-Catcher-Boden (an der inneren Oberfläche der Graphitschale), der in Bezug auf die Oberfläche der Fluid-Zone steht. Hier ist zu erkennen, dass vom Beginn der Berechnung bis zu ca. 72 000 s eine instabile Situation herrschte. Erst nach ca. 72 000 s blieb die Verteilung der nach unten transportierten Wärmestromdichte sowohl quantitativ als auch qualitativ zeitlich relativ unverändert und durchlief immer ein Maximum in der Zone zwischen „-50“ und „-40“. Ebenfalls ist zu sehen, dass die untere Hälfte der Halbkugel in der stabilen Periode im Vergleich zur oberen Hälfte höheren Wärmestromdichten ausgesetzt war.

Das Temperaturprofil im Gesamtsystem zu ausgewählten Zeitpunkten ist anhand einiger aufgenommener Simulationsbilder in Anhang 10 dargestellt. Abbildungen 6.38 und 6.39 zeigen Beispiele für das Temperaturprofil im Gesamtsystem (bei diesen Abbildungen gilt: Rot = Maximum und Blau = Minimum).

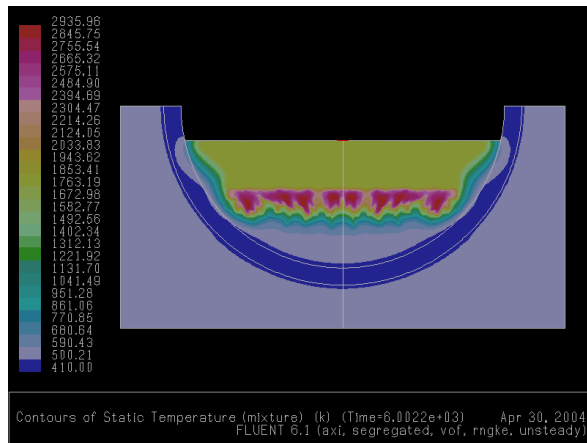


Abb. 6.38: Temperaturprofil im Core-Catcher nach ca. 6002 s (Option B)

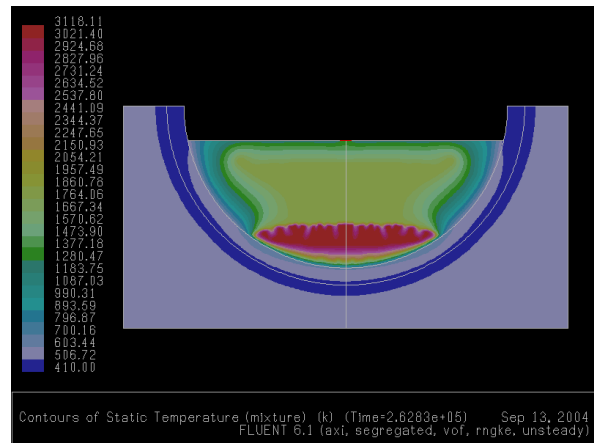


Abb. 6.39: Temperaturprofil im Core-Catcher nach ca. 262 830 s (Option B)

Anhand der CFD-Simulationsergebnisse (siehe Anhang 10) wird deutlich, dass die charakteristische Zeit für die Wärmeleitung im Vergleich zu der des Schmelz- bzw. Erstarrungsprozesses im Stahlbett sehr klein ist. Ein ausgeprägtes Temperaturprofil nach mehreren Tausend Sekunden konnte nur um die Schmelze-Front herum erkannt werden, der Rest des Stahlbettes lag ungefähr bei der anfänglichen Temperatur von 580 K. Außerdem ist zu erkennen, dass es immer mitten in der Urandoxidphase eine Höchsttemperatur im System (Rotmarkierte Bereiche) herrschte. In diesem Fall, mit einer Bodenkühlung im Core-Catcher, gab es keine Ausbreitung einer heißen Zone zum Äußeren der Fluid-Zone. Die konstante Temperatur an der Außenoberfläche (die untere Oberfläche) des Stahl liners sorgte sogar dafür, dass die Temperaturen in der stabilen Periode der Berechnung sogar im gesamten Körper der Graphitschale unter 600 K blieben.

Bei der Auswertung der Simulationsergebnisse wurde zu jedem ausgewerteten Zeitpunkt, wie bei der Option A, ebenfalls die Reynold-Zahl Re im Gesamtsystem (in der ganzen Fluid-Zone) berechnet. In der ganzen Berechnungszeit lagen die Reynolds-Zahlen immer zwischen 30 und 1000 (meistens lagen sie zwischen 50 und 300, nur am Anfang lag Re bei ca. 1000). Dass die Re -Zahlen in der ganzen Berechnungszeit so klein waren, bekräftigt die Bedeutung der Auswahl des RNG k - ϵ -Turbulenzmodells bei den Berechnungen. Es wurde zu einigen ausgewählten Zeitpunkten eine mittlere innere Rayleigh-Zahl Ra_i für das Stahlschmelzebad berechnet. Diese Punkte wurden so ausgewählt, dass zu jedem Zeitpunkt das Stahlschmelzebad einen Flüssiganteil von eins hatte. In Abbildung 6.40 ist die zeitliche Änderung der mittleren inneren Rayleigh-Zahl im Stahlschmelzebad dargestellt, und Abbildung 6.41 zeigt die zeitliche Änderung der mittleren Prandtl-Zahl im Stahlschmelzebad.

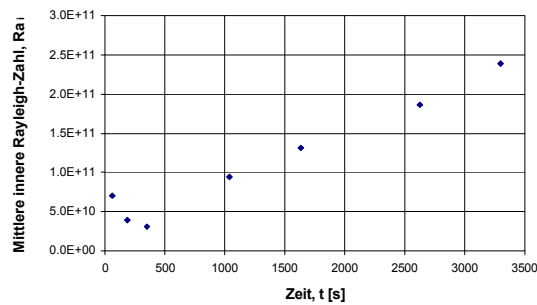


Abb. 6.40: Zeitliche Änderung der mittleren Ra_i -Zahl im Stahlschmelzebad (Option B)

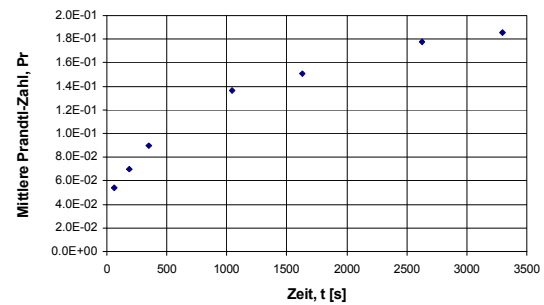


Abb. 6.41: Zeitliche Änderung der mittleren Prandtl-Zahl im Stahlschmelzebad (Option B)

Abbildung 6.40 zeigt, dass über die ganze Zeit die mittlere innere Rayleigh-Zahl Ra_i zwischen ca. 3×10^{10} und ca. 3×10^{11} lag, was auf eine turbulente Strömungslage im Schmelzebad hindeutet. Auch hier kann, wenn von einer maximalen Re-Zahl von 1000 ausgegangen wird, unter den günstigsten Bedingungen (bei ca. 3000 K und Miteinbeziehen der kleinsten Zellen in Fluid-Zone), wie bei der Option A, berechnet werden, dass die maximale Geschwindigkeit im Stahlschmelzebad höchstens ca. 0,03 m/s sein konnte. Wie in der Option A, ist auch hier zu sehen, dass trotz solch geringer Geschwindigkeiten aufgrund hoher Ra_i -Zahlen eine turbulente Strömungslage im Stahlschmelzebad herrschte. In Abbildung 6.41 ist zu erkennen, dass bei den ausgewählten Punkten die Prandtl-Zahl (Pr) der Schmelze im Bereich ca. 0,06 bis ca. 0,2 lag (ν -Werte: ca. $3 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ bis ca. $9 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$). Mit solch kleinen Pr -Zahlen konnten der α -Effekt bzw. der ν -Effekt eine bedeutende Rolle zur Erleichterung des Wärmetransportes in der Stratified-Zone (Boden-Bereich) im Schmelzebad spielen. Abbildung 6.42 stellt ein ausgewähltes Geschwindigkeitsfeld im Core-Catcher dar (bei der dargestellten Abbildung gilt: Rot = Maximum und Blau = Minimum).

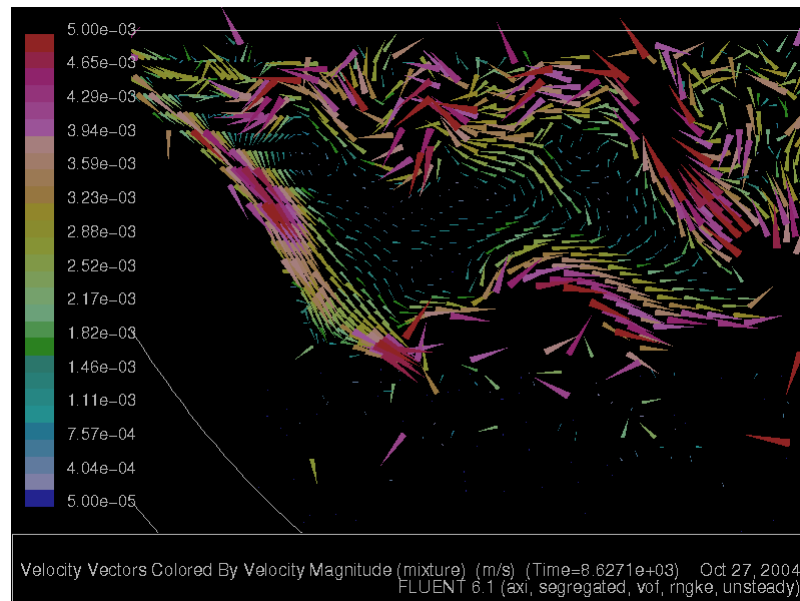


Abb. 6.42: Geschwindigkeitsfeld zu einem ausgewählten Zeitpunkt im Core-Catcher (Option B)

Hier ist zu sehen, dass die Höchstgeschwindigkeit erwartungsgemäß kleiner als 0,03 m/s war. Wie vorher bei der Diskussion der Ergebnisse der Option A erwähnt wurde, unterscheidet sich die Situation bei dem in dieser Arbeit betrachteten Fall von der klassischen Rayleigh-Bénard (RB)-Situation sehr, trotzdem ist aber hier deutlich eine mischkonvektive Strömung zu erkennen, die zu einer mischfreien Konvektion (mixed natural convection) beim Wärmetransport im Schmelzebad führt, d.h. einer freien Konvektion in der wandnahen Zone und mehreren freien Konvektionen im Bulk-Bereich des Schmelzebades. Außerdem gab es, wie es anhand der aufgenommenen CFD-Simulationsbilder zu ersehen ist, an der oberflächennahen Zone des Schmelzebades eine kalte Randschicht. Direkt unter dieser kalten Schicht entstanden die so genannten kalten Fahnen (cold plumes), die nach unten fielen. Solche kalten Fahnen bzw. die dazugehörigen Geschwindigkeitsfelder (in der Nähe der Oberfläche des Schmelzebades) sind ebenfalls in Abbildung 6.42 zu sehen (dieses Phänomen wird besonders bei der Animation, die durch alle im Laufe der Simulation aufgenommenen Bilder zustande gekommen ist, ganz deutlich). Dies deutet darauf hin, dass die Simulationsergebnisse mit existierenden theoretischen Beschreibungen der Vorgänge in großem Maße übereinstimmen, obwohl fast keine relevanten experimentellen Ergebnisse vorliegen.

6.1.3 Option C

Bei dieser Option wurde im Gegensatz zu den beiden vorherigen Optionen A und B das Standard-k- ϵ -Modell als Turbulenzmodell verwendet. Wie in den vorherigen Kapiteln erwähnt, setzt das Standard-k- ϵ -Modell voraus, dass die Turbulenz im betrachteten System vollständig ausgeprägt ist und dabei wird kein Re-Zahleinfluss berücksichtigt. Außerdem wurden die Standardwerte für dieses Modell durch Experimente an Luft und in Wasser ermittelt und dabei wurde von einer isotropen Turbulenz ausgegangen. Daher sollen die Berechnungsergebnisse, die mit Hilfe dieses Turbulenzmodells bei der in dieser Arbeit durchgeführten Simulation erzielt wurden, als Vergleichsbasis dienen.

Diese Option stellt ein ähnliches Szenario wie in der Option B dar, bei dem eine Bodenkühlung im Core-Catcher als Randbedingung angenommen wurde. Insgesamt wurde diese Option für eine Real-Zeit von 261 930 s berechnet bzw. simuliert. Die auszuwählenden Zeitschritte bei der transienten Berechnung lagen im Bereich 0,05 s bis 0,2 s. Im Laufe dieser berechneten 261 930 s wurden insgesamt 7695 Punkte bei der Simulation erfasst, und unter diesen wurden 162 Punkte zur Evaluierung der Simulationsergebnisse ausgewählt und zur Auswertung verschiedener Parameter zur Beschreibung der dazugehörigen wärmetechnischen Vorgänge verwendet.

Die CFD-Simulationsergebnisse zur diese Option zeigten ziemlich ähnliche zeitliche Verläufe Angesichts des Flüssiganteils, der Urandioxidphasenbewegung und des Temperaturprofil im Core-Catcher wie bei der Option B. Aus diesem Grund wird an dieser Stelle auf eine Wiederholung verzichtet. Für die ausführliche Diskussion der CFD-Simulationsergebnisse zur Option C sei auf Anhang 11 verwiesen. Im kommenden Abschnitt werden die Simulationsergebnisse aller berechneten Optionen A, B und C mit einander verglichen.

6.1.4 Vergleich der untersuchten Optionen

Damit die Unterschiede zwischen den berechneten Optionen A, B und C besser verdeutlicht werden können, werden in diesem Abschnitt jeweils die Simulationsergebnisse aus den drei o.g. Optionen mit einander verglichen.

- **Volumen des Stahlschmelzebades**

Abbildung 6.43 stellt einen Vergleich der zeitlichen Verläufe der Stahlschmelze-Volumenänderung bei den Optionen A, B und C dar. Es ist zu erkennen, dass in der Anfangsphase - d.h. bis ca. 27 000 s - keine großen Unterschiede zu sehen sind. Besonders bei den Optionen A und B ist ein ähnlicher Verlauf zu erkennen. Während bei der Option A das Volumen des Stahlschmelzebades im Laufe der Zeit aufgrund allgemeiner Erwärmung im Core-Catcher anstieg, wurde bei den Optionen B und C wegen der Bodenkühlung ein relativ stabiler Zustand im Core-Catcher erreicht.

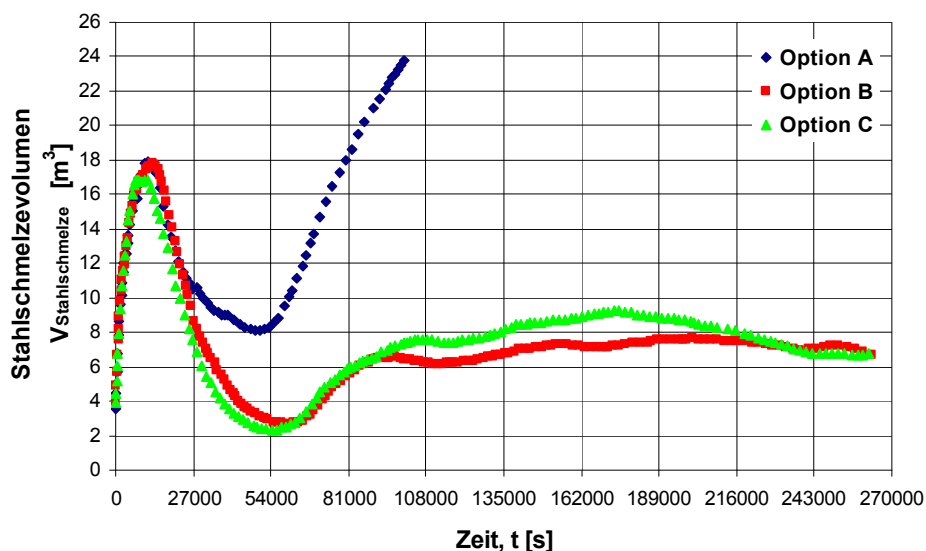


Abb. 6.43: Vergleich der zeitlichen Verläufe der Stahlschmelze-Volumenänderung

In Abbildung 6.44 sind die zeitlichen Verläufe der Änderung der oberen Krusteschichtdicke miteinander verglichen worden. Hier ist zu sehen, dass nach ca. 135 000 s ein relativ stabiler Zustand bei den Optionen B und C erreicht wurde. Trotz ähnlicher qualitativer Verläufe bei diesen beiden Optionen ist aber zu erkennen, dass

bei der Option B die obere Krusteschicht im Vergleich zu der aus der Option C fast über die gesamte Zeit dicker war.

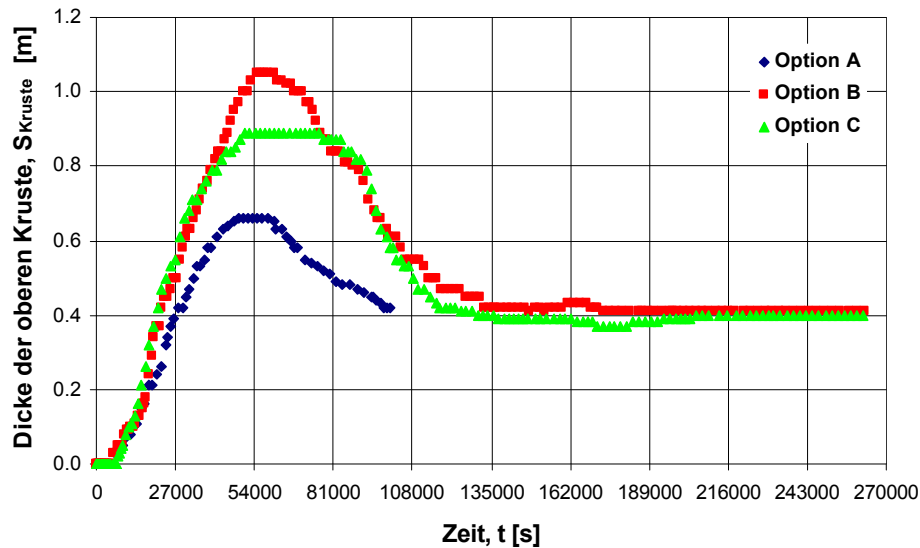


Abb. 6.44: Vergleich der zeitlichen Verläufe der oberen Krusteschichtdicke (Stahlschmelzebad)

• Wärmeströme im Core-Catcher

In den Abbildungen 6.45 bis 6.48 sind die transportierten Wärmemengen im Core-Catcher für die drei Optionen miteinander verglichen worden.

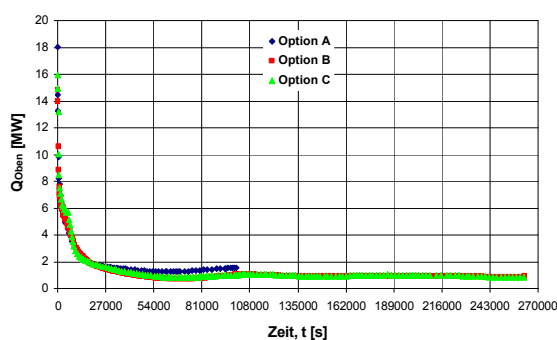


Abb. 6.45: Nach oben transportierte Wärme

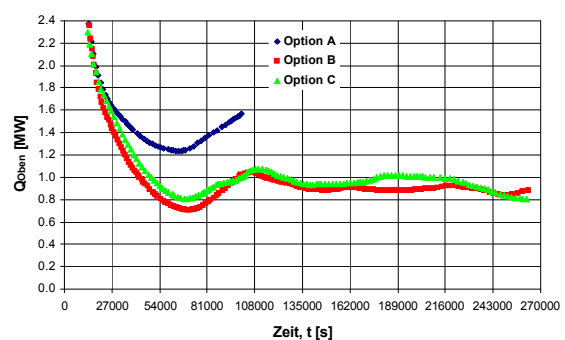


Abb. 6.46: Nach oben transportierte Wärme (Vergrößerung)

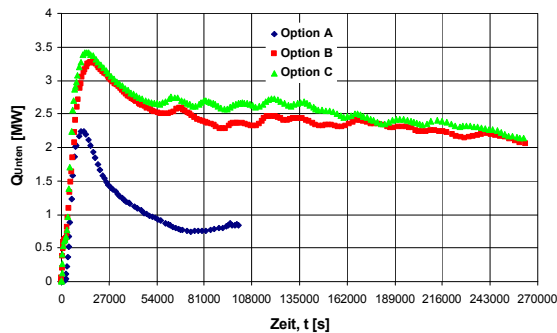


Abb. 6.47: Nach unten transportierte Wärme

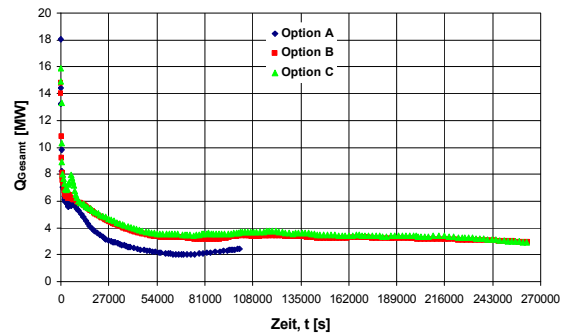


Abb. 6.48: Gesamte aus dem Core-Catcher abgeführte Wärme

In diesen Abbildungen ist deutlich zu erkennen, dass bei der Option C alle Wärmeströme bzw. die Wärmemengen im Vergleich zur Option B über die gesamte Zeit höher lagen. Wie bereits im vorherigen Abschnitt diskutiert, wird vermutet, dass sich dies aus den Schwachpunkten des Standard-k- ϵ -Turbulenzmodells ergibt. Bei der Option A lag im Vergleich zu den beiden anderen Optionen B und C die nach oben transportierte Wärme deutlich höher, die nach unten transportierte Wärme deutlich niedriger und auch die Gesamtwärme niedriger.

• Mittlere Temperatur an der Oberfläche des Core-Catchers

In den Abbildungen 6.49 und 6.50 ist ein Vergleich zwischen den zeitlichen Verläufen der mittleren Oberflächentemperatur des Core-Catchers zusammen mit vergrößerter Darstellung gezeigt.

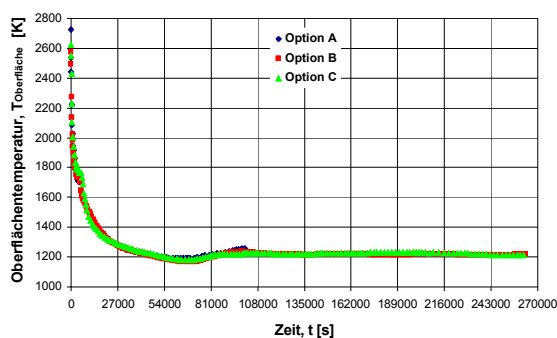


Abb. 6.49: Mittlere Oberflächentemperatur des Core-Catchers

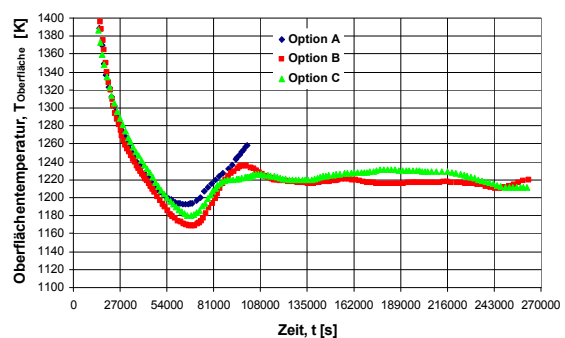


Abb. 6.50: Mittlere Oberflächentemperatur des Core-Catchers (Verg.)

Hier sind relativ ähnliche Verläufe zu erkennen. Besonders bei den Optionen B und C sind kaum bedeutende Unterschiede zu sehen.

- **Mittlere Temperatur der einzelnen Phasen im Core-Catcher**

Die zeitlichen Verläufe der mittleren Temperatur im Stahlschmelzebad bzw. in der Urandioxidphase zusammen mit deren vergrößerter Darstellung sind in den Abbildungen 6.51 bis 6.54 gezeigt.

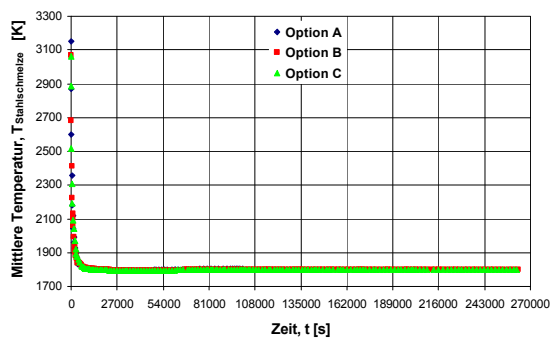


Abb. 6.51: Mittlere Temperatur im Stahlschmelzebad

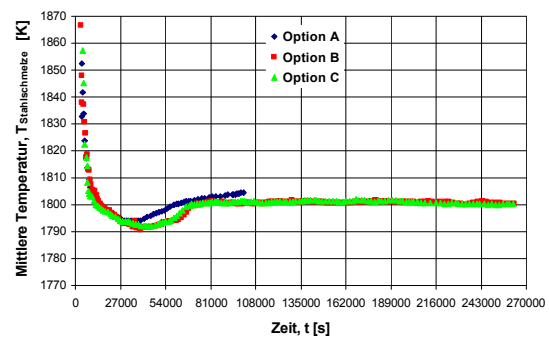


Abb. 6.52: Mittlere Temperatur im Stahlschmelzebad (Verg.)

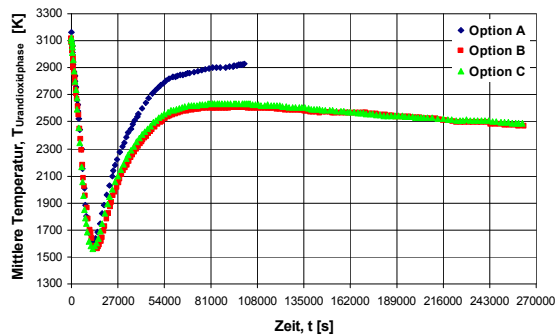


Abb. 6.53: Mittlere Temperatur in der Urandioxidphase

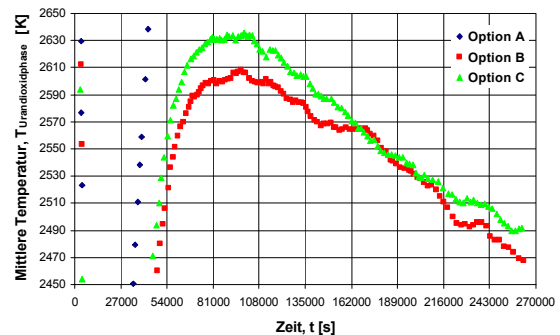


Abb. 6.54: Mittlere Temperatur in der Urandioxidphase (Verg.)

Hier ist ebenfalls zu erkennen, dass es keine großen Unterschiede zwischen den Simulationsergebnissen aus den Optionen B und C gibt. Außerdem sind bei allen drei berechneten Optionen A, B und C ähnliche qualitative Verläufe zu sehen. Bei der Option A lagen erwartungsgemäß die mittleren Temperaturen der beiden Phasen im Core-Catcher im Vergleich zu den Optionen B und C höher, da bei der Option A keine Bodenkühlung vorgesehen war.

- **Mittlere innere Rayleigh-Zahl Ra_i und mittlere Prandtl-Zahl Pr**

In den Abbildungen 6.55 und 6.56 sind die mittleren inneren Rayleigh-Zahlen Ra_i bzw. die mittleren Prandtl-Zahlen Pr für den Zeitbereich dargestellt, in dem die Stahlschmelze vollständig flüssig war.

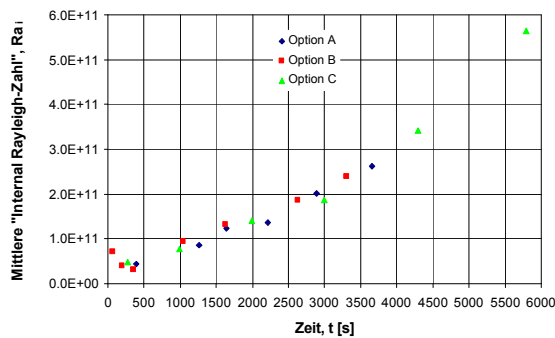


Abb. 6.55: Zeitliche Änderung der mittleren Ra_i -Zahl im Stahlschmelzebad

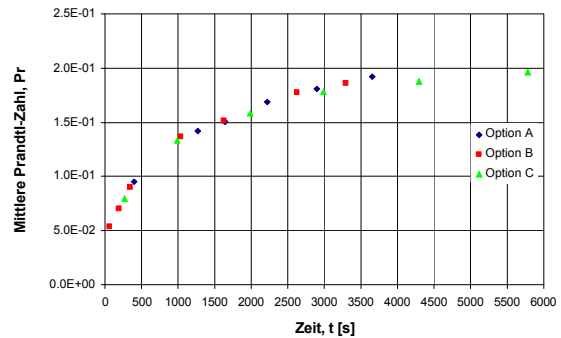


Abb. 6.56: Zeitliche Änderung der mittleren Prandtl-Zahl im Stahlschmelzebad

Aus diesen Abbildungen ist zu erkennen, dass zum einen die Strömungslage im Stahlschmelzebad als turbulent bewertet werden konnte, da die berechneten mittleren inneren Rayleigh-Zahlen Ra_i bei allen drei berechneten Optionen A, B und C im Bereich 10^{10} bis ca. 10^{12} lagen. Zum anderen lagen die mittleren Prandtl-Zahlen im Stahlschmelzebad bei allen drei genannten Optionen im Bereich 0,05 bis 0,2. Mit solch kleinen Pr -Zahlen konnten der α -Effekt bzw. der ν -Effekt eine bedeutende Rolle zur Erleichterung des Wärmetransportes in der Stratified-Zone (Boden-Bereich) des Schmelzebades spielen. Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass es sich bei allen präsentierten Punkten angesichts der berechneten inneren Rayleigh-Zahlen Ra_i - und zwar bei allen simulierten Optionen A, B und C - um ein Schmelzebad mit einem Flüssigphasenanteil von 100% handelte, welches über den Zeitraum vom Anfang der Berechnung bis zum Maximum bei ca. 6000 s existierte. Nachher bildeten sich trotz der Vergrößerung des Stahlschmelze-Volumens lokale Erstarrungszonen, welche einen Flüssigphasenanteil kleiner als eins im Schmelzebad zur Folge hatten. Aus diesem Grund wurden nur die Zeitpunkte zur Berechnung der inneren Rayleigh-Zahlen bzw. Prandtl-Zahlen ausgewählt, bei denen ein vollständig flüssiges Schmelzebad vorlag. Zu allen anderen Zeitpunkten lägen die lokal berechneten inneren Rayleigh-Zahlen Ra_i – wie auch aus Abbildung 6.55 zu erkennen ist – sogar im Bereich 10^{15} - 10^{16} , was wiederum eindeutig auf eine sehr starke Turbulenzlage im Schmelzebad hindeutet.

6.1.5 Nachteile der 2-dimensionalen Modellierung, Schwierigkeiten beim Einsatz der Turbulenzmodelle

Bei den in den vorherigen Abschnitten dargestellten Ergebnissen hinsichtlich der Wärmeströme wurden einige Probleme beobachtet. Bei den Optionen B und C war zu erkennen, dass der aus dem System abgeführte Gesamtwärmestrom im Laufe der Zeit stets unter der produzierten Nachzerfallswärme im Core-Catcher lag, obwohl es im Laufe der Berechnung nach einiger Zeit einen relativ stabilen Zustand gab (siehe Abbildungen 6.43-6.53). Diese Tatsache wird anhand der Abbildungen 6.57 und 6.58 besonders deutlich.

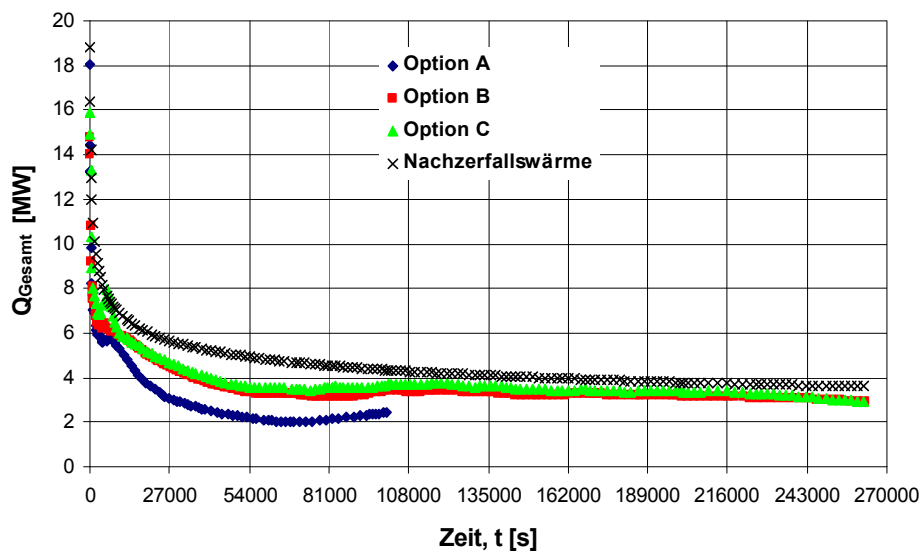


Abb. 6.57: Gesamte abgeführte Wärme + produzierte Nachzerfallswärme

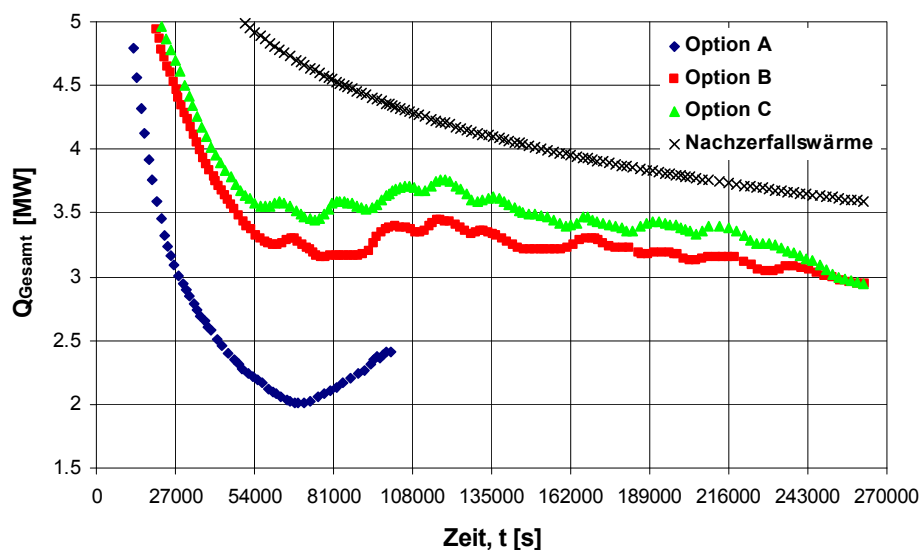


Abb. 6.58: Gesamte abgeführte Wärme + produzierte Nachzerfallswärme (Vergrößerung)

Aus diesen beiden Abbildungen ist zu erkennen, dass die gesamte abgeführte Wärme im stabilen Bereich ca. 0,3 bis 1 MW unter der gesamten produzierten Nachzerfallswärme lag, obwohl in dieser relativ stabilen Periode die mittlere Temperatur der Stahlschmelze bzw. der Urandioxidphase im Core-Catcher (Abbildungen 52 und 53), das Stahlschmelzebadvolumen (Abbildung 43), die mittlere Oberflächentemperatur (Abbildung 169) und die Krusteschichtdicke an der Core-Catcher-Oberfläche (Abbildung 44) relativ konstant geblieben waren. Das bedeutet, dass dieser Effekt nicht auf das Aufheizen des Systems zurückzuführen ist. Auf der anderen Seite liegt die Genauigkeit des numerischen Verfahrens unter Einbeziehung der Diskretisierungsfehler bei genügend feiner Auflösung (was bei dieser Arbeit gegeben ist) im Bereich von 2% bis 5%. Das würde bedeuten, dass im Allgemeinen durch das in FLUENT angewandte numerische Verfahren bei den Simulationen von bekannten Test- und Validierungsbeispielen (dem Benchmarking) Messwerte bis auf etwa 3% reproduziert werden können. Was die globale Wärmebilanz in diesem Fall angeht, kann der Erstarr-/Schmelzprozess als realistisch akzeptiert werden. Der Fehler beim Abkühlungs-zeitraum und den mittleren Temperaturen der Urandioxidphase bzw. der Stahlschmelze kann im Bereich von wenigen Prozent angenommen werden. Daher ist anzunehmen, dass sich dieser Unterschied zwischen der gesamten aus dem System abgeführten Wärme und der produzierten Nachzerfallswärme zum einen aus den Problemen bei der 2-dimensionalen Modellierung insgesamt und zum anderen aus den speziellen Schwierigkeiten bei den Turbulenzmodellen zur Beschreibung des turbulenten Strömungsfelds im System ergab. In der Literatur liegen Ergebnisse aus vielen wissenschaftlichen Untersuchungen über verschiedene Strömungsfelder vor [6.1], die betonen, dass die Physik eines turbulenten Strömungsfeldes besonders mit einer instabilen Stratified-Zone ein höchst 3-dimensionales Phänomen ist, und die Unterdrückung der dritten Dimension bei der Modellierung einer Strömungssituation (d.h. eine 2-D Modellierung) zum Teil zu unphysikalischen bzw. unrealistischen Ergebnissen besonders bei den berechneten Nusselt (Wärmetransport relevanten)- bzw. Sherwood (Stofftransport relevanten)-Zahlen führt, was eine unrealistische Verringerung der berechneten Wärme- bzw. Stoffströme im betrachteten System zur Folge hat. Besonders haben Vergleiche zwischen den Ergebnissen aus voll 3-dimensionalen DNS (direct numerical simulation)-Berechnungen und aus 2-dimensionalen Simulationen zusammen mit den dazugehörigen experimentellen Messdaten gezeigt, dass bei ähnlichen Fällen wie dem in dieser Arbeit untersuchten eine 2-D Berechnung kleinere Wärmeströme ergibt [6.2]. Die Ungenauigkeiten einer 2-dimensionalen Modellierung machen sich deutlicher bemerkbar, wenn bei einem Abkühlprozess in einem Fluid mit einer volumetrischen inneren Wärmequelle besonders hohe innere Rayleigh-Zahlen Ra_i zu erwarten sind [6.1]. Bei der Simulation eines turbulenten Systems - besonders mit hohen Rayleigh-Zahlen (inneren oder externen) - ist eine 3-dimensionale Modellierung wichtig, weil es in so einer Strömungs-

lage ein stark anisotropes Verhalten der Turbulenz und einen sich nicht im Gleichgewicht befindenden Zustand der turbulenten kinetischen Energie gibt [6.2].

Bei den Turbulenzmodellen, die bei einer CFD-Berechnung (2-D oder 3-D) zum Einsatz kommen, gibt es einige Schwierigkeiten, die im Endeffekt Probleme bei der Berechnung der Wärme- bzw. Stoffströme im betrachteten System besonders bei der Bestimmung der lokalen Wärmeströme zu einem bestimmten Zeitpunkt bewirken. Diese Art der Schwierigkeiten ist darauf zurückzuführen, dass es bei allen bis heute bekannten Turbulenzmodellen einige empirische bzw. halb empirische Formeln gibt, die angesichts einer definierten Situation die jeweiligen Reynoldsen Spannungen mit akzeptabler Genauigkeit beschreiben sollen. Wie in vorherigen Kapiteln bereits erwähnt wurde, ist es zwar möglich, Gleichungen zur exakten Beschreibung der Reynoldsen Spannungen herzuleiten. Aber solche würden Terme wie $\overline{v_i'v_j'v_k'}$ beinhalten und der Versuch, diese Terme näher zu beschreiben, würde zu Formeln höherer Ordnung mit Termen wie $\overline{v_i'v_j'v_k'v_l'}$ führen. Das heißt ein solcher Versuch würde zu einer unendlichen Anzahl von Gleichungssystemen führen. Um dies zu verhindern, ist man auf die Empirie angewiesen. Das bedeutet, dass beim Einsatz eines Turbulenzmodells „phänomenologische Korrekturen (phänomenologische Anpassungen)“ der Modellkonstanten von fundamentaler Bedeutung sind. Dies wurde besonders durch den Vergleich verschiedener Turbulenzmodelle bzw. deren Ergebnisse mit experimentellen Daten wiederholt bewiesen [6.1, 6.3]. Solche Unsicherheiten bei den angewandten Turbulenzmodellen in einer CFD-Berechnung führen besonders bei hohen Ra_i -Zahlen meistens zur Unterschätzung der Wärmeströme aufwärts und zugleich zur Überschätzung der Wärmeströme abwärts (evtl. auch seitliche) im betrachteten System [6.3]. Ein besonderes Problem bei dem Standard-k- ϵ -Turbulenzmodell basiert auf der Tatsache, dass bei diesem Modell von einer isotropen Eddy-Viskosität (turbulenter Viskosität) ausgegangen wird. Das würde bedeuten, dass die Eddy-Viskosität für alle turbulenten (Reynoldsen) Spannungen gleich ist. Diese Annahme verursacht besonders Schwierigkeiten bei der Modellierung der Fälle, bei denen es sich um ein Fluid mit einer inneren volumetrischen Wärmequelle, hoher Ra_i und einem starken Auftrieb im zu behandelnden System handelt. Im Allgemeinen setzt eine zuverlässige Modellierung der Strömungssysteme mit den oben diskutierten Eigenschaften die Anwendung eines fortgeschrittenen Turbulenzmodells voraus, bei dem die turbulenten (Reynoldsen) Spannungen hoch entwickelt sind. Allerdings gibt es einige Ungewissheiten bei solchen Turbulenzmodellen höherer Ordnung. Ebenfalls werden durch die Verwendung dieser Turbulenzmodelle in einem Navier-Stokes-Programmpaket große Schwierigkeiten bei der Auflösung der daraus resultierenden Gleichungssysteme (bei den numerischen Verfahren) hervorgerufen. Ein Kompromiss in diesem Zusammenhang bleibt abzuwarten.

6.2 Wärmetechnische Sicherheitsanalyse der Reaktorkaverne

Die Wärmestromdichte, der die innere Oberfläche der Reaktorkaverne ausgesetzt wurde, bestand aus zwei Teilen. Ein Teil bezieht sich auf die an der Oberfläche des Core-Catchers freigesetzte Wärme (Konvektion+Strahlung), bei dem anderen Teil handelt es sich um die Nachzerfallswärmeleistung der gasförmigen Spaltprodukte (siehe den vorherigen Abschnitt). Der erste Teil wurde durch die aus der Core-Catcher-Simulation erzielten Ergebnisse (Option B) ermittelt. Wie bereits im Kapitel 4 (siehe Abschnitt 4.8) erwähnt, wird ca. 20% der gesamten Nachzerfallswärme der Spaltprodukte durch die freigesetzten gasförmigen Spaltprodukte geleistet. Daher wurde für den zweiten Teil 20% der durch Gleichung 2.1 berechnete Nachzerfallswärmeleistung verwendet. Wenn von dem in Abbildung 2.5 dargestellten Konzept für die Reaktorkaverne ausgegangen wird, beträgt deren innere Oberfläche ca. 410 m². Mit Hilfe dieser Informationen kann der zeitliche Verlauf der an der inneren Reaktorkaverneoberfläche angenommenen Wärmestromdichte ermittelt werden. Abbildung 6.59 zeigt diesen Verlauf.

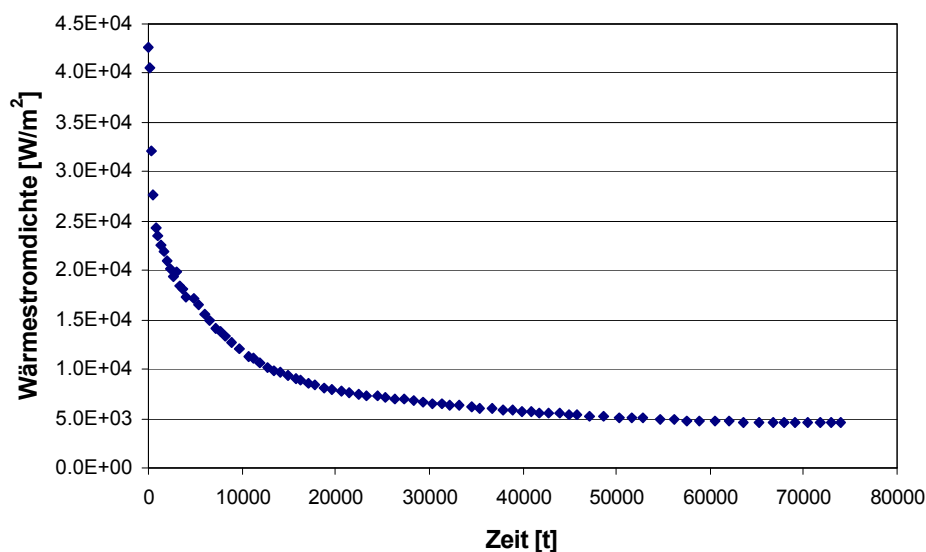


Abb. 6.59: Zeitlicher Verlauf der an der inneren Reaktorkaverneoberfläche angenommenen Wärmestromdichte

Dieser zeitliche Verlauf wurde für die Berechnungen (ANSYS-Simulation) des Temperaturfeldes in der Reaktorkaverne als Randbedingung verwendet. Die innere Oberfläche der Reaktorkaverne ist durch eine Stahllinerschicht bedeckt (siehe Abbildung 2.5). Dieser Stahlliner soll durch die eingebauten Kühlkanäle gekühlt werden.

Sollte das Stahlliner-Kühlsystem nach einem schweren Unfall funktionieren, ist die Frage zu klären, ob der zeitliche Verlauf der an der inneren Reaktorkaverneoberfläche angenommenen Wärmestromdichte die maximal zulässige Wärmestromdichte (critical heat flux) im Stahlliner überschreitet. Diese maximale Wärmestromdichte wird durch die Wärmespannung, die sich aus dem Temperaturgradient im Stahlliner ergibt, limitiert. Der Temperaturgradient resultiert wiederum aus der Wärmestromdichte im Stahlliner selbst. Die maximale Ausdehnung $\varepsilon_{\max.}$ im Stahlliner ist definiert durch:

$$e_{\max.} = 2 \cdot s_{0,2} \cdot \left(\frac{1-n}{E} \right). \quad (7.1)$$

Dabei bezieht sich:

- ν auf den Querkontraktionskoeffizienten (Poisson's ratio) des Stahls,
- E auf den Elastizitätsmodul des Stahls,
- $\sigma_{0,2}$ auf die Formänderungsfestigkeit (yield strength) des Stahls.

Auf der anderen Seite ist die maximale Ausdehnung $\varepsilon_{\max.}$ im Stahlliner durch den Temperaturgradienten ΔT begrenzt, das würde bedeuten:

$$e_{\max.} = \alpha \cdot \Delta T. \quad (7.2)$$

Dabei bezieht sich α auf den Wärmeausdehnungskoeffizienten des Stahls. Die Wärmestromdichte durch den Stahlliner $\dot{q}''_{\text{Stahlliner}}$ wird durch folgende Gleichung definiert:

$$\dot{q}''_{\text{Stahlliner}} = \frac{l \cdot \Delta T}{S}. \quad (7.3)$$

Dabei beziehen sich λ und S auf den Wärmeleitfähigkeitskoeffizienten bzw. die Dicke des Stahlliners. Aus den Gleichungen 6.1 bis 6.3 ergibt sich:

$$\dot{q}''_{\text{Stahlliner, max.}} = \frac{2 \cdot s_{0,2} \cdot l \cdot (1-n)}{\alpha \cdot S \cdot E}. \quad (7.4)$$

Die maximal zulässige Wärmestromdichte (critical heat flux) im Stahlliner ist durch Gleichung 6.4 definiert. Nach dem Einsetzen der folgenden Daten [6.5] in Gleichung 6.4 :

$$\begin{array}{llll}
 s_{0,2} : & 205 \text{ MPa} & , & l \text{ (25-350}^\circ\text{C)} : \approx 17 \text{ W/m} \cdot \text{K} & , & n : \approx 0,4 & , \\
 S : & 0,02 \text{ m} & , & a \text{ (25-350}^\circ\text{C)} : 17,8 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1} & , & E : 210 \text{ GPa}
 \end{array}$$

ergibt sich daraus eine maximal zulässige Wärmestromdichte (critical heat flux) im Stahlliner $\dot{q}''_{\text{Stahlliner}}$ in Höhe von ca. 56000 W/m²K. Ein Vergleich mit dem in Abbildung 6.59 angezeigten Verlauf macht deutlich, dass die Reaktorkaverne im Falle eines schweren Unfalls unter dem Einsatz des in Abbildung 2.3 vorgeschlagenen Core-Catcher-Konzepts intakt bliebe, falls das Stahlliner-Kühlsystem funktionieren würde. Der nächste Schritt wäre, dass von einem Worst-Case-Szenario ausgegangen wird. Das würde bedeuten, dass das Stahlliner-Kühlsystem nach einem schweren Unfall nicht funktionieren würde. Zur Klärung dieses Szenarios wurde, wie bereits in Kapitel 5 diskutiert, für das in Abbildung 5.4 dargestellte Modell mit Hilfe von ANSYS-Programmpaket unter der Verwendung der Finite-Elemente-Methode eine 2-dimensionale axialsymmetrische Temperaturfeld-Berechnung durchgeführt. Dabei wurde angenommen, dass bei 1500 K die vorhandenen Materialien durch Hitze zerstört sind. Die gesamte berechnete Zeit hier betrug 3000000 s (ca. 35 Tage). In den Abbildungen 6.60 bis 6.67 sind die ausgewählten Temperaturfelder angezeigt (bei allen dargestellten Abbildungen gilt: Rot = Maximum und Blau = Minimum).

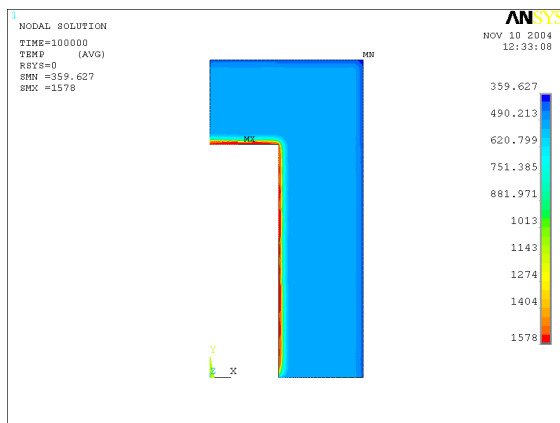


Abb. 6.60: Temperaturfeld in der Reaktorkaverne nach ca. 10^5 s

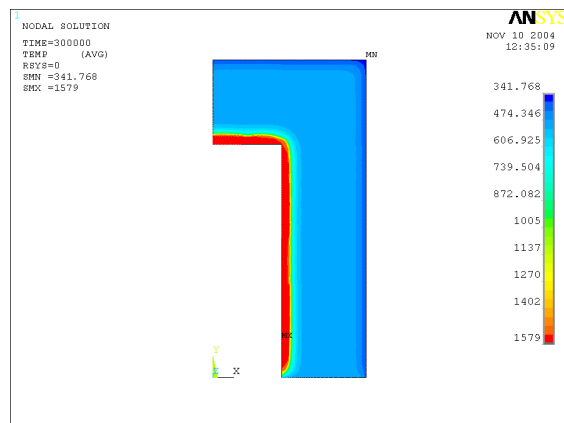


Abb. 6.61: Temperaturfeld in der Reaktorkaverne nach ca. $3 \cdot 10^5$ s

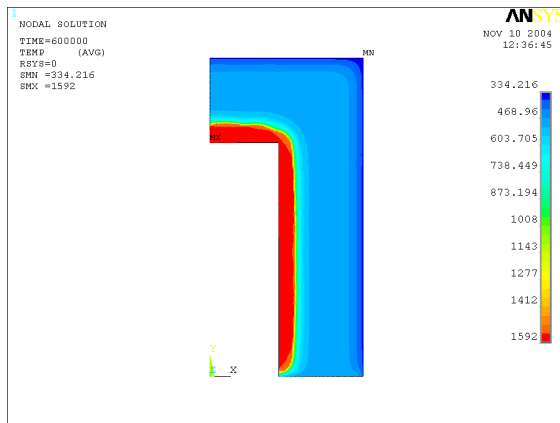


Abb. 6.62: Temperaturfeld in der Reaktorkaverne nach ca. $6 \cdot 10^5$ s

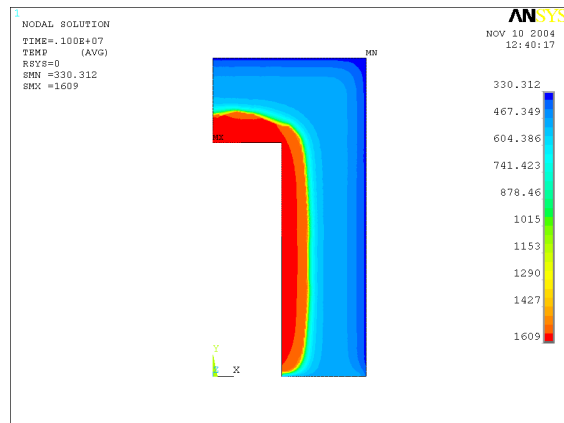


Abb. 6.63: Temperaturfeld in der Reaktorkaverne nach ca. 10^6 s

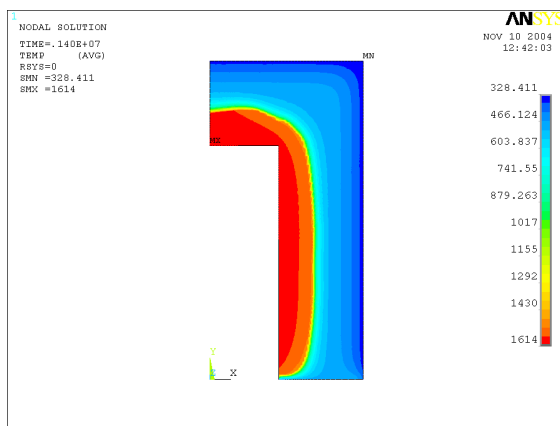


Abb. 6.64: Temperaturfeld in der Reaktorkaverne nach ca. $1,4 \cdot 10^6$ s

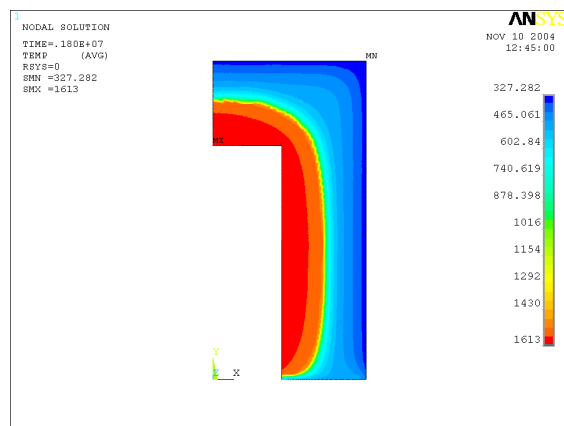


Abb. 6.65: Temperaturfeld in der Reaktorkaverne nach ca. $1,8 \cdot 10^6$ s

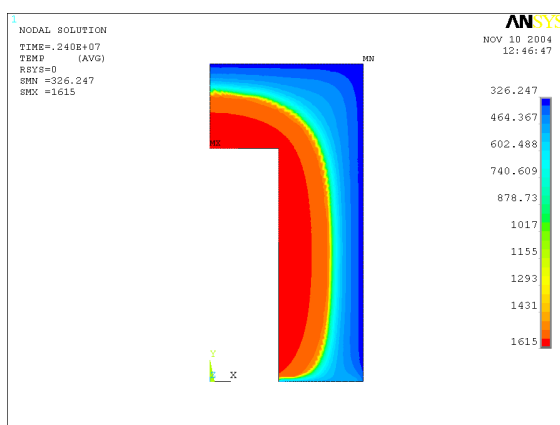


Abb. 6.66: Temperaturfeld in der Reaktorkaverne nach ca. $2,4 \cdot 10^6$ s

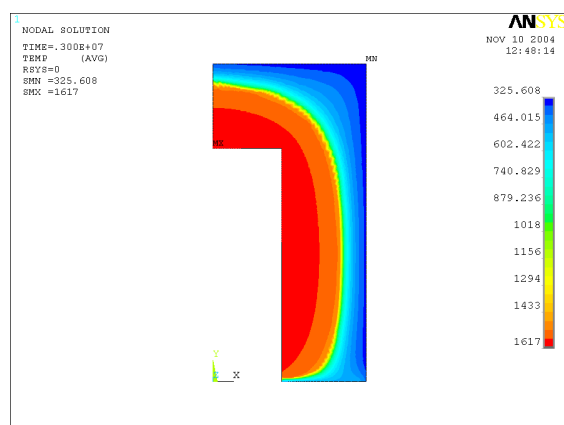


Abb. 6.67: Temperaturfeld in der Reaktorkaverne nach ca. $3 \cdot 10^6$ s

Wie hier zu erkennen ist, gab es zwei Erosions-Fronten, die durch die Überhitzung des Betons im Laufe der Zeit zustande gekommen waren, eine vertikale Erosionsfront, die durch das Dach der Reaktorkaverne ging, und eine horizontale bzw. seitliche Erosionsfront, die sich in der Seitenwand der Reaktorkaverne bewegte. Es ist ebenfalls zu sehen, dass die Erosion in vertikaler Richtung während der ganzen Zeit größer als die in horizontaler Richtung war. Damit die Erosionstiefe in den beiden Richtungen im Laufe der Zeit quantifiziert werden kann, wurde zu einigen ausgewählten Zeitpunkten die mittlere Tiefe der Erosion sowohl horizontal als auch vertikal gemessen. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.68 angegeben.

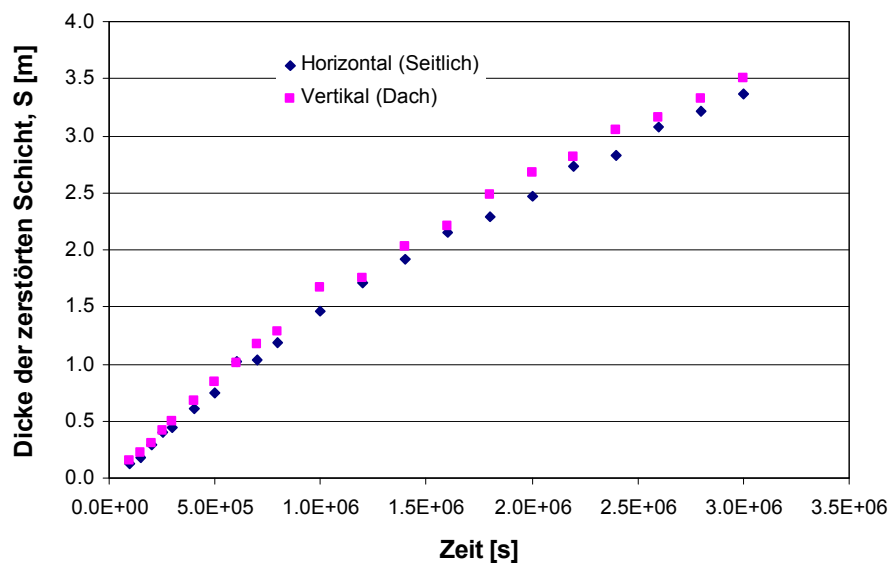


Abb. 6.68: Zeitlicher Verlauf der Erosionstiefe in der Reaktorkaverneoberfläche

Aus Abbildung 6.68 ist zu erkennen, dass die vertikale Erosion größer als die in horizontaler Richtung ist. Außerdem ähneln die beiden Verläufe einander sehr. Nach ca. 35 Tagen gab es immer noch eine intakte Betonschicht mit einer Dicke von ca. 1,5 m sowohl im Dach als auch seitlich in der Reaktorkaverne. Für die graphische Darstellung des zeitlichen Verlaufs der intakten Betonschicht sei auf Anhang 12 verwiesen.

7. Betrachtung der neutronenphysikalischen Sicherheit und der Aktivität der gasförmigen Spaltprodukte

7.1 Kritikalitätsbewertung

Für eine hoch radioaktive Schmelze, die nach einem schweren Unfall mit einem totalen Ausfall der Kühlsysteme bei einem LWR entsteht, reichen allein wärmetechnische Sicherheitsstudien aus, um die Unfallsituation und die dazugehörigen Vorgänge zu beschreiben. Dies liegt daran, dass für eine aus einem LWR-Core (thermisch) entstandene Schmelze keine Gefahr besteht, kritisch zu werden und damit eine unkontrollierte Kettenreaktion auszulösen, da bei solch einer Schmelze einfach der Moderator (z.B. Wasser) fehlt. Aber im Gegensatz zu Unfallsituationen bei thermischen Reaktoren besteht für eine Core-Schmelze – entstanden beim Unfall eines schnellen Reaktors – die Möglichkeit, dass es beim Auffangen im Core-Catcher zur Kritikalität der betrachteten Schmelze kommt und demzufolge eine nukleare Kettenreaktion ausgelöst wird. Daher ist bei der Auslegung eines Core-Catchers für einen schnellen Brüter von fundamentaler Bedeutung, eine neutronen-physikalische Untersuchung zur Kritikalitätsbewertung der zu behandelnden Schmelze durchzuführen, damit gewährleistet werden kann, dass es nicht zum Auslösen einer unkontrollierten nuklearen Kettenreaktion im Core-Catcher kommt. Im Weiteren werden zunächst einige der wichtigsten Begriffe bei einer neutronen-physikalischen Betrachtung erläutert. Daran anschließend wird über den Modellaufbau und die verwendete Berechnungsmethode diskutiert.

7.1.1 Multiplikationsfaktor

Bei einem Kernspaltprozess werden pro Spaltreaktion mehrere Neutronen – entsprechend dem ν -Wert – emittiert. Unter bestimmten Umständen sind diese Neutronen in der Lage, weitere Spaltreaktionen auszulösen usw.. Diese Kette der Spaltreaktionen führt zu der so genannten Kettenreaktion. Eine Kettenreaktion kann unter Umständen sowohl kontrolliert als auch unkontrolliert ablaufen. Dies hängt von der zeitlichen Änderung der Neutronenanzahl ab: Für ein betrachtetes System (ein unendliches System), in dem Spaltreaktionen stattfinden, gilt:

$$\frac{dn}{dt} = (n \cdot \Sigma_f \cdot f) - (\Sigma_f \cdot f) - (\Sigma_a \cdot f). \quad (7.1)$$

Dabei bezieht sich:

- n auf die Anzahl der emittierten Neutronen pro Spaltreaktion,
- f auf die integrale Neutronenflussdichte,
- Σ_f auf den makroskopischen Wirkungsquerschnitt für Spaltung: $[\text{m}^{-1}]$,
- Σ_a auf den makroskopischen Wirkungsquerschnitt für parasitäre Absorption,
- n auf die Neutronenanzahl: $[\text{m}^{-3}]$.

Auf der anderen Seite gilt:

$$f = n \cdot v. \quad (7.2)$$

Dabei ist v $[\text{ms}^{-1}]$ die Neutronengeschwindigkeit. Und mit $\Sigma_{a,\text{total}} = \Sigma_f + \Sigma_a$ kann Gleichung 7.1 wie folgt umgeschrieben werden:

$$\frac{dn}{dt} = (n \cdot v \cdot \Sigma_{a,\text{total}}) \left(\frac{n \cdot \Sigma_f}{\Sigma_{a,\text{total}}} - 1 \right) = n \cdot C. \quad (7.3)$$

Nach Umformung ergibt sich folgende Gleichung:

$$\frac{dn}{dt} = n \cdot C = \frac{(k_\infty - 1)n}{t_D}. \quad (7.4)$$

Mit:

$$k_\infty = \frac{n \cdot \Sigma_f}{\Sigma_{a,\text{total}}}, \quad (7.5)$$

$$t_D = \frac{1}{v \cdot \Sigma_{a,\text{total}}}. \quad (7.6)$$

Aus Gleichung 7.4 ist zu erkennen, dass

$$C = \frac{k_{\infty} - 1}{t_D} \quad (7.7)$$

ist. Die Größe k_{∞} nennt sich Multiplikationsfaktor für ein unendlich ausgedehntes Medium. Aus den Gleichungen 7.4 und 7.7 geht hervor, dass es für die zeitliche Änderung der Neutronenzahl folgende Möglichkeiten gibt:

- $C = 0$ oder $k_{\infty} = 1$.

In diesem Fall gilt $\frac{dn}{dt} = 0$, und das System wird als kritisch bezeichnet.

- $C > 0$ oder $k_{\infty} > 1$.

Hier steigt $n(t)$ exponentiell an. Das betrachtete System ist in diesem Fall überkritisch.

- $C < 0$ oder $k_{\infty} < 1$.

Hier ist zu erkennen, dass $n(t)$ exponentiell absinkt. In dieser Situation wird das System als unterkritisch bezeichnet.

Bei der oben durchgeführten Diskussion ist zu beachten, dass es sich um ein unendlich ausgedehntes System handelt. Das bedeutet, dass das neutronenphysikalische Geschehen unbeeinflusst von den Abmessungen des Systems ist. Bei der Betrachtung eines realen Systems wird es jedoch zum Ausfluss von Neutronen aus dem Medium kommen. Liegt eine Core-Schmelze aus einem gasgekühlten schnellen Brüter – entsprechend des hier zu betrachtenden Falls – in einem Core-Catcher, tritt in Folge der endlichen Abmessungen der Schmelze solch ein Neutronenausfluss aus dem System (Schmelzemasse) auf. Daher wird ein Faktor namens „schneller Verbleibfaktor“ W_s wie folgt definiert:

$$W_s = \frac{\text{Anzahl der im System verbliebenen schnellen Neutronen}}{\text{Anzahl der schnellen Spaltneutronen}}.$$

Der Multiplikationsfaktor wird damit erweitert zu¹

$$k_{eff.} = k_{\infty} \cdot W_s. \quad (7.8)$$

¹ hier werden die so genannten thermischen Neutronen nicht miteinbezogen, da sie für den betrachteten Fall in dieser Arbeit irrelevant sind. Für tiefer gehende Diskussion über $k_{eff.}$ sei auf [7.1, 7.2] verwiesen.

Um eine sichere (unterkritische) Lage für die zu behandelnde Schmelze im Core-Catcher aus neutronenphysikalischer Sicht zu realisieren, muss $k_{eff.}$ (effektiver Multiplikationsfaktor) für das betrachtete System kleiner als eins sein. $k_{eff.}$ hängt von den inneren Eigenschaften des zu untersuchenden Systems (Zusammensetzung, Materialien und Systemgeometrie) ab. Dies wird im folgenden Abschnitt näher erläutert.

7.1.2 Eingruppengleichung

Ausgehend von der Diffusionsgleichung gilt für ein Medium bei einer Eingruppen-Betrachtung in einem stationären Fall folgende Gleichung:

$$D \cdot \Delta f - \Sigma_a \cdot f + Q = 0. \quad (7.9)$$

Dabei bezieht sich:

Δf auf den Laplace-Operator

(z.B. $\Delta f = \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2}$ im kartesischen Koordinatensystem),

Q auf Neutronenquellterm,

D auf den Diffusionskoeffizienten im betrachteten Medium: [m].

Für den Quellterm Q gilt:

$$Q = n \cdot \Sigma_f \cdot f = k_{\infty} \cdot \Sigma_a \cdot f. \quad (7.10)$$

Daraus folgt:

$$D \cdot \Delta f - \Sigma_a \cdot f + k_{\infty} \cdot \Sigma_a \cdot f = 0. \quad (7.11)$$

Bei der Umformung ergibt sich aus Gleichung 7.11:

$$\Delta f + \left(\frac{k_{\infty} - 1}{L^2} \right) f = 0. \quad (7.12)$$

Dabei ist $L^2 = \frac{D}{\Sigma_a}$. An dieser Stelle wird ein neuer Parameter (B^2) eingeführt:

$$B^2 = \frac{k_\infty - 1}{L^2}. \quad (7.13)$$

Aus 7.12 und 7.13 folgt:

$$\Delta f + B^2 \cdot f = 0. \quad (7.14)$$

Diese Gleichung nennt sich die Eingruppengleichung. Der Neutronenfluss in Gleichung 7.14 kann durch mehrere Eigenfunktionen, die durch mehrere Eigenwerte, d.h. B_n , zustande kommen, beschrieben werden. Es kann allerdings bewiesen werden, dass ein betrachtetes Medium (Reaktor) nur dann kritisch ist, wenn B in Gleichung 7.14 dem ersten Eigenwert B_1 entspricht. Das Quadrat von B_1 , d.h. B_1^2 nennt sich „Buckling“. Aus der oben geführten Diskussion geht hervor, dass:

$$\Delta f + B_1^2 \cdot f = 0 \quad (7.15) \quad \text{und} \quad B_1^2 = \frac{-1}{f} \cdot \Delta f. \quad (7.16)$$

B_1^2 hängt nur von den Abmessungen bzw. von der Geometrie des betrachteten Mediums ab. Aus 7.13 und 7.16 ergibt sich, dass ein endliches Medium erst kritisch ist, wenn folgende Bedingung erfüllt ist:

$$B^2 = B_1^2 = \frac{k_\infty - 1}{L^2} = B_m^2. \quad (7.17)$$

Demzufolge gibt es zwei weitere Alternativen:

- $B_m^2 \left(= \frac{k_\infty - 1}{L^2} \right) < B_1^2$; in diesem Fall wird das Medium als unterkritisch bezeichnet.
- $B_m^2 > B_1^2$; in diesem Fall wird das Medium als überkritisch bezeichnet.

Für weitere Diskussionen zu diesem Thema sei auf [7.1 und 7.2] verwiesen. Aus der in diesem Abschnitt durchgeführten Diskussion ist zu erkennen, dass bei dem in der vorliegenden Arbeit zu untersuchenden Fall, d.h. bei der Kritikalitätsbewertung der Schmelze aus dem Core eines gasgekühlten schnellen Brüters, folgende Schritte zu machen sind:

- Aufbau eines Modells, das die Position bzw. die Geometrie der Schmelze im Core-Catcher am besten beschreibt bzw. repräsentiert.
- Feststellung der genauen Zusammensetzung (d.h. Spaltstoff-Anreicherung) der Schmelze angesichts der neutronenphysikalischen Berechnungen.
- Verwendung einer Berechnungsmethode bzw. eines geeigneten Programmsystems dafür, dass für das aufgebaute Modell der effektive Multiplikationsfaktor ($K_{\text{eff.}}$) berechnet werden kann.

7.1.3 Schmelzeanreicherung, Modellaufbau und Berechnungsmethode

Für die Spaltstoffzusammensetzung der in dieser Arbeit zu untersuchenden Schmelze (Oxid-Phase) wurden die angegebenen Daten in einer Referenz-Sicherheitsstudie für einen 1000 MW_{el.} heliumgekühlten schnellen Brüter [7.3] genommen. Diese Daten sind in Tabelle 7.1 angegeben. Diese Daten beziehen sich auf die 1. Anreicherungszone im Reaktor-Core mit frischen Brennelementen.

Tabelle 7.1: Angenommene Daten für Teilchendichten der Spaltstoffe in der Schmelze

Spaltstoff	Teilchendichte [cm^{-3}]
U-238	$0,6126 \cdot 10^{-2}$
U-235	$0,1248 \cdot 10^{-4}$
Pu-239	$0,6822 \cdot 10^{-3}$
Pu-240	$0,1625 \cdot 10^{-3}$
Pu-241	$0,1588 \cdot 10^{-4}$
Pu-242	$0,6228 \cdot 10^{-5}$
Spalt Produkte	0,0

Aus den angegebenen Daten in Tabelle 7.1 kann errechnet werden, dass die oxidische Phase der Schmelze eine Gesamtspaltstoffanreicherung in Höhe von ca. 12,6% hat. Allerdings besteht die Gesamtmasse der oxidischen Phase (UO₂-Phase) in der

Schmelze laut Literaturangaben [7.3, 7.4] nur bis zu ca. 19 Gew.-% aus der angereicherten Core-Schmelze, und der Rest besteht aus Oxid-Schmelzen (aus abgereichertem UO_2) aus radialem bzw. aus axialem Mantel. Tabelle 7.2 zeigt die Anteile der einzelnen Oxid-Schmelzen in der Gesamtschmelzemasse (Oxid-Phase).

Tabelle 7.2: Anteile der einzelnen Oxid-Phasen
in der Gesamtschmelze

Schmelzetyyp	Massenanteil %
Core-Schmelze (angereicherte UO_2 -Schmelze)	19,31
Schmelze aus radialem Mantel (abgereicherte UO_2 -Schmelze)	63,90
Schmelze aus axialem Mantel (abgereicherte UO_2 -Schmelze)	16,79

Trotzdem wird bei der Kritikalitätsbewertung der Schmelze im Core-Catcher als Worst-Case-Szenario angenommen, dass die Gesamtschmelze (Oxid-Schmelze) eine Gesamtpaltstoffanreicherung von 7% (U-235) besitzt. Für das Berechnungsmodell wurden zwei verschiedene Modelle betrachtet: Ein Zylindrisches (Modell-1), welches der Geometrie der Schmelze zum Zeitpunkt Null im Core-Catcher entspricht, und ein Halbkugelförmiges (Modell-2), welches die Anordnung der sich im Core-Catcher befindenden Phasen in dem quasi-stationären Zustand (Endzustand) simuliert. In den Abbildungen 7.1 und 7.2 wurden diese Modelle dargestellt.

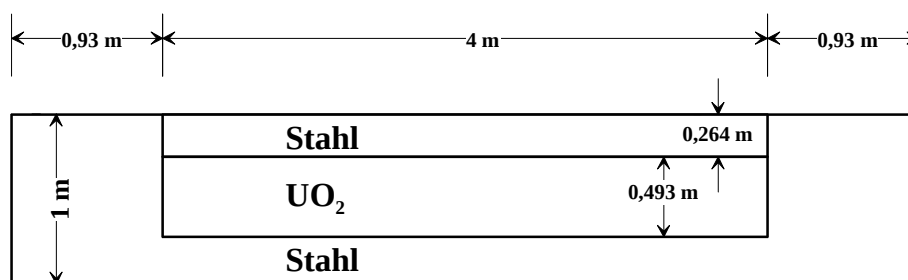


Abb. 7.1: Ausschnitt des verwendeten Modells für die Kritikalitätsberechnung
(Modell-1)

Wie in Abbildung 7.1 zu erkennen ist, ist die oxidische Schmelze (UO_2) in einer Stahl-Phase eingeschlossen. Die in Abbildung 7.1 angegebenen Dimensionen entsprechen der Situation zum Zeitpunkt Null im Core-Catcher (siehe Abbildung 2.3). Die in Abbildung 7.2 angegebenen Dimensionen entsprechen der quasi-stationären Situati-

on (Endzustand) im Core-Catcher (siehe Kapitel 6). Zur Vereinfachung wurde hier bei den beiden Modellen angenommen, dass die Oxid-Phase nur aus UO_2 besteht.

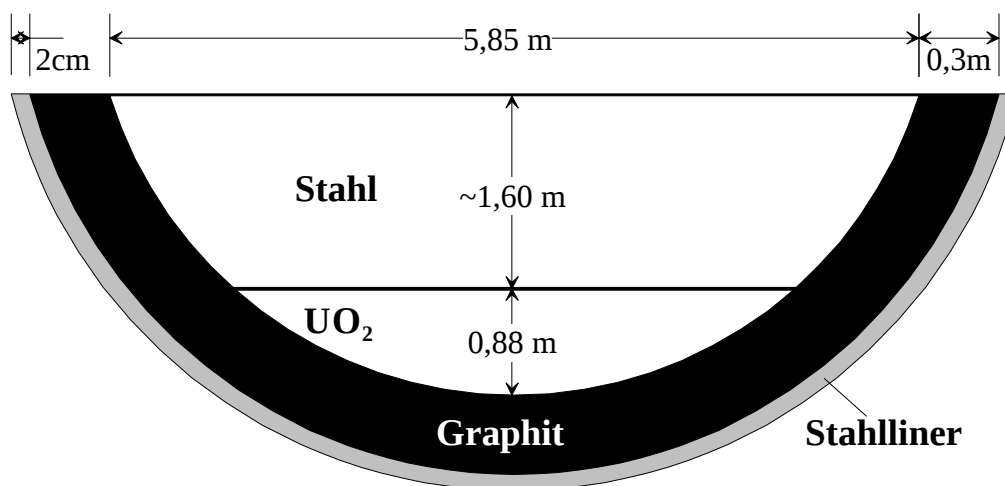


Abb. 7.2: Ausschnitt des verwendeten Modells für die Kritikalitätsberechnung (Modell-2)

Für die Kritikalitätsberechnung der in den Abbildungen 7.1 und 7.2 dargestellten Modelle wurde ein Programmsystem namens „SCALE“ verwendet. In SCALE wurden verschiedene Kontrollmodule eingebaut, die je nach der Berechnungsart bzw. –ziel zu Gebrauch kommen und werden als „CSAS (Criticality Safety Analysis Sequence)“ bezeichnet. Ein CSAS wird zur Berechnung bzw. zur Behandlung der Wirkungsquerschnitte (Cross-sections) mit einschließender Berechnung des Multiplikationsfaktors eingesetzt. Für den in dieser Arbeit betrachteten Fall, d.h. für das in Abb. 7.1 gezeigte Modell wurde das Kontrollmodul „CSAS 25“ ausgewählt und im SCALE-Programm eingeschaltet. Dieses Kontrollmodul (CSAS 25) aktiviert wiederum andere eingebaute Computerprogramme wie „BONAMI (BONDarenko AMPX Interpolator)“ und „NITAWL-II“, die für die Berechnung von den notwendigen Wirkungsquerschnitten (cross sections) bzw. für die Berechnung der resonanzkorrigierten Querschnitte (resonance-corrected cross sections) eingesetzt werden. Anschließend wird das Programm „Keno V.a.“ durch CSAS 25 eingeschaltet, das die Ergebnisse aus BONAMI bzw. aus „NITAWL-II“ zur Berechnung des effektiven Multiplikationsfaktors (k_{eff}) für 3-dimensionale Modelle verwendet. Im Weiteren wird eine kurze Erläuterung über die Funktion der o.g. Programme angegeben.

- **BONAMI**

BONAMI (BONDarenko AMPX Interpolator) ist ein Computerprogramm, das einen AMPX-Master-Datensatz zusammen mit Bondarenko-Faktoren zur Verfügung gestellt hat und zur Durchführung die „Resonance Self-Shielding“-Berechnung auf der Basis Bondarenko-Methode benutzt wird. BONAMI benötigt für dessen Querschnitts-Daten eine AMPX-Master-Bibliothek, die Bondarenko-Daten beinhaltet. Unter Verwendung und mit Hilfe der geometrischen Beschreibung des betrachteten Systems wird eine „Self-Shielding“-Berechnung durch einen iterativen Prozess durchgeführt. Der Hauptvorteil der Bondarenko-Methode liegt in deren Vereinfachung bzw. an deren Effektivität.

- **NITAWL-II**

Die ursprüngliche Version des NITAWL-Moduls wurde für das AMPX-System entwickelt. Später wurde eine andere Version dieses Moduls für SCALE-Systeme entwickelt, bis im Jahre 1987 eine neue Version, nämlich NITAWL-II, zustande kam. NITAWL-II versteht sich als ein funktionelles Modul im SCALE-System. Unter Einsatz dieses Moduls wird für Nukleonen, für deren Wirkungsquerschnitte Resonanzparameter miteinbezogen werden müssen, eine „Nordheim resonance self-shielding“-Korrektur angewendet. Nach der Durchführung einer Resonanz-Analyse kombiniert NITAWL-II die „shielded“-Wirkungsquerschnitte (shielded cross-sections) mit den schnellen und thermischen Daten, um eine funktionsfähige Bibliothek (AMPX-Bibliothek) zu erzeugen. Diese erzeugte AMPX-Bibliothek erfüllt die Eingabe-Anforderungen für ein KENO-V-Modul.

- **KENO V.a.**

KENO V.a. ist eine Erweiterung des KENO V Monte Carlo Kritikalitätsprogramms und wurde zum Einsatz im SCALE-System entwickelt. Dieses Modul beschreibt sich als ein Multigruppe-Monte Carlo-Kritikalitätsprogramm, das zur Berechnung des effektiven Multiplikationsfaktors k_{eff} eines 3-dimensionalen Systems (Modells) verwendet. Abbildung 7.3 stellt das Schaltschema der eingesetzten Module bzw. die Berechnungsschritte dar. Weitere Diskussionen über die theoretischen Hintergründe der eingesetzten Berechnungsmethode bzw. der verwendeten Module im SCALE-System führen über den Rahmen der vorliegenden Arbeit hinaus und werden daher an dieser Stelle vermieden. Diesbezüglich sei auf [7.5, 7.6, 7.7] verwiesen. Für die verwendeten Input-Dateien sei auf Anhang 8 verwiesen.

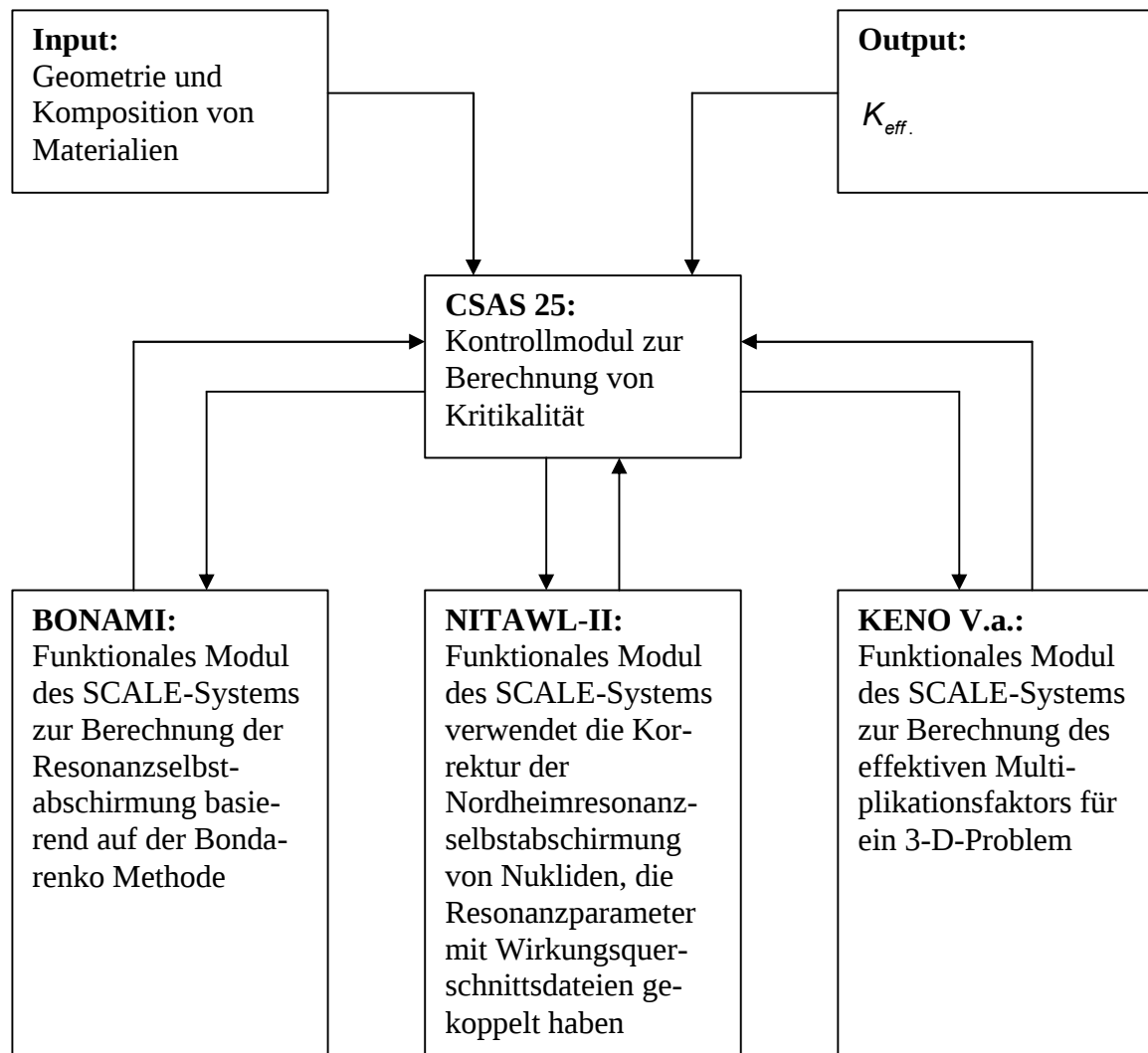


Abb. 7.3: Schaltschema der eingesetzten Module bei der Kritikalitätsberechnung

7.2 Aktivität der gasförmigen Spaltstoffe

Wie bereits in früheren Kapiteln erwähnt, entweicht nach einem schweren Unfall bei einem gasgekühlten schnellen Brüter der gasförmige Anteil der im Laufe des Reaktorbetriebs entstandenen Spaltprodukte nach dem Durchschmelzen des Reaktor-Cores in den freien Raum der Reaktorkaverne [7.8]. Dieser Anteil an Spaltprodukte leistet bis zu 20% der Gesamtnachzerfallswärmeleistung [7.5], was für die Sicherheit der Reaktorkaverne aus wärmetechnischer Sicht von großer Bedeutung ist, worüber in Kapitel 6 ausführlich diskutiert wird. Auf der anderen Seite sind diese gasförmigen Spaltprodukte radioaktive Stoffe, die wiederum eine Aktivität besitzen und im Laufe der Zeit zerfallen. Daher sind die genauen Kenntnisse über die Art der radioaktiven Stoffe bzw. über deren Aktivität bei der Sicherheitsstudie der Nachunfallsituation in einem schnellen Brüter sehr wichtig.

Laut einer Referenz-Sicherheitsstudie für einen 1000 MW_{el.} heliumgekühlten schnellen Brüter [7.3] bestehen die freigesetzten Spaltprodukte hauptsächlich aus verschiedenen Isotopen von Kr und von Xe. In Tabelle 7.3 sind diese Isotope zusammen mit Informationen über deren Halbwertszeit, Zerfallskonstante und Erzeugungsrate angegeben.

Tabelle 7.3: Freigesetzte gasförmige Spaltprodukte nach einem schweren Unfall bei einem gasgekühlten schnellen Brüter

Spaltprodukt	Halbwertszeit	Zerfallskonstante (1/s) x 10 ⁶	Erzeugungsrate (1/s) x 10 ⁻¹⁸
Kr 83 m	1,8 h	106,9	0,089
Kr 83	-	0	0,089
Kr 84	-	0	0,183
Kr 85 m	4,5 h	42,97	0,301
Kr 85	10,65 a	0,0021	0,302
Kr 86	-	0	0,498
Kr 87	78 m	148,1	0,755
Kr 88	2,77 h	69,51	1,121
Kr 89	3,17 m	3633	1,524
Kr 90	33 s	21003	1,618
Kr 91	9,8 s	70724	1,076

Tabelle 7.3: Fortsetzung

Spaltprodukt	Halbwertszeit	Zerfallskonstante (1/s) x 10 ⁶	Erzeugungsrate (1/s) x 10 ⁻¹⁸
Xe 131 m	12 d	0,669	0,037
Xe 131	-	0	4,493
Xe 132	-	0	5,844
Xe 133 m	2,35 d	3,414	0,152
Xe 133	5,27 d	1,522	5,593
Xe 134	-	0	5,774
Xe 135 m	15,3 m	755,1	1,637
Xe 135	9,13 h	21,09	5,692
Xe 136	-	0	5,593
Xe 137	3,9 m	2962	5,434
Xe 138	17 m	679,6	3,835
Xe 139	41 s	16905	2,590
Xe 140	16 s	43310	1,408

Hier wird als Worst-Case-Szenario angenommen, dass zum Zeitpunkt des schweren Unfalls der Brüter bereits ein Jahr im Betrieb gewesen ist. Demzufolge wird die Teilchenzahl jedes Stoffes zum Zeitpunkt Null (N_0) mit Hilfe dessen jeweiliger Erzeugungsrate ($t = 1$ Jahr) berechnet (siehe Tabelle 7.3), welche zur Berechnung der Gesamtaktivität benutzt wird. Die Aktivität eines radioaktiven Stoffes A_i [Zerfall/s] wird wie folgt definiert:

$$A_i = \lambda_i \cdot N_i(t). \quad (7.18)$$

Dabei bezieht sich:

λ_i : auf die Zerfallskonstante des Stoffes,
 $N_i(t)$: auf die Anzahl der Kerne (zeitabhängig).

Maßeinheit für die Aktivität ist heute Becquerel: 1 Bq=1 Zerfall/s. Für ein Gemisch, welches, wie der hier betrachtete Fall, aus mehreren Stoffen besteht, wird die Aktivität wie folgt formuliert:

$$A_{\text{Gemisch}} = \sum_i (l_i \cdot N_i(t)). \quad (7.19)$$

Es kann bewiesen werden (siehe [7.1, 7.2]), dass für die zeitabhängige Kernzahl $N_i(t)$ folgende Gleichung gilt:

$$N_i(t) = N_{o,i} \cdot e^{-(l_i \cdot t)}. \quad (7.20)$$

Aus den Gleichungen 7.19 und 7.20 ergibt sich:

$$A_{\text{Gemisch}} = \sum_i (l_i \cdot N_{o,i} \cdot e^{-(l_i \cdot t)}). \quad (7.21)$$

Gleichung 7.21 wird zur Berechnung des zeitlichen Verlaufes der Gesamtaktivität der freigesetzten gasförmigen Spaltstoffe verwendet.

7.3 Ergebnisse und Diskussion

7.3.1 Kritikalitätsberechnung für die Schmelze im Core-Catcher

Für die beiden Berechnungsmodelle wurde (siehe Abb. 7.1 und Abb. 2), die am besten die Lage der hoch radioaktiven Schmelze im vorgeschlagenen Core-Catcher-Konzept im Anfangs- bzw. End-Zustand widerspiegeln, mit Hilfe des SCALE-Programmpakets unter der Verwendung des „CSAS 25“- Kontrollmoduls eine Reihe von Kritikalitätsberechnungen (27 Gruppen-Berechnung jeweils) durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Berechnungen sind in den Tabellen 7.4 und 7.5 angegeben. Bei all den in den Tabellen 7.4 und 7.5 angegebenen Werten für k_{eff} handelt es sich um eine Schmelze, die nur aus UO_2 (U^{235} -Anreicherung 7%) besteht. Diese Annahme wurde aufgrund der fehlenden Daten für die Teilchendichten für die Plutonium-Familie bei höheren Temperaturen als Vereinfachung getroffen.

Tabelle 7.4: Ergebnisse der Kritikalitätsberechnungen für das Modell-1

T [K]	298	773	1273	1773	2273	2773	3273
k_{eff}	0,8732 ± 0,0011	0,8647 ± 0,0009	0,8611 ± 0,0011	0,8590 ± 0,0012	0,8563 ± 0,0012	0,8541 ± 0,0012	0,8544 ± 0,0009

Tabelle 7.5: Ergebnisse der Kritikalitätsberechnungen für das Modell-2

T [K]	298	773	1273	1773	2273	2773	3273
$K_{eff.}$	0,9574 $\pm 0,0010$	0,9492 $\pm 0,0013$	0,9439 $\pm 0,0012$	0,9425 $\pm 0,0013$	0,9386 $\pm 0,0013$	0,9358 $\pm 0,0011$	0,9381 $\pm 0,0013$

Aus den berechneten Daten ist zu erkennen, dass die Schmelze im Core-Catcher ausgehend vom Anfangszustand bis zum Endzustand als unterkritisch ($k_{eff.} < 1$) bewertet werden kann. Die Ergebnisse zeigen, dass es keineswegs im Core-Catcher zu einer kritischen Situation (Kritikalität) kommen könnte, welche eine enorme Wärmefreisetzung und demzufolge eine Gefährdung der Lage im Core-Catcher zur Folge hätte. Ebenfalls ist hier zu erkennen, dass die Schmelze einen negativen Temperaturkoeffizient besitzt, d.h. je höher die Temperatur liegt, desto kleiner wird der effektiven Multiplikationsfaktor $k_{eff.}$. Aus der oben geführten Diskussion geht hervor, dass es unter den angenommenen Bedingungen keineswegs zu einer Exkursion im Catcher-Catcher kommen kann, d.h. aus neutronenphysikalischer Sicht erfüllt das vorgeschlagene Core-Catcher-Konzept die Sicherheitsbedingungen.

7.3.2 Aktivitätsberechnung für die gasförmigen Spaltprodukte

Mit Hilfe der in Tabelle 7.3 angegebenen Daten bzw. der Gleichung 7.21 wurde ein zeitlicher Verlauf der Gesamtaktivität der gasförmigen Spaltprodukte, die nach einem schweren Unfall bei einem gasgekühlten schnellen Brüter in den Innenraum der Reaktorkaverne freigesetzt werden, berechnet. Die Abbildungen 7.4 und 7.5 zeigen diesen berechneten Verlauf zusammen mit dessen vergrößerter Darstellung.

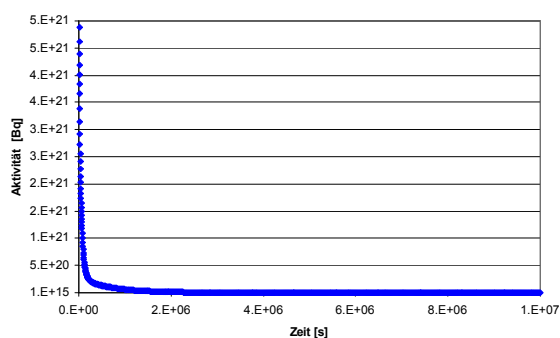


Abb. 7.4: Zeitlicher Verlauf der Gesamtaktivität der gasförmigen Spaltprodukte

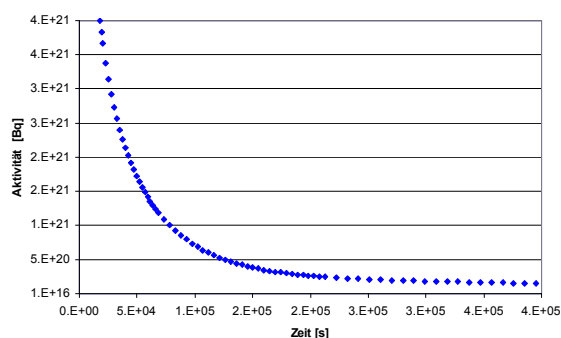


Abb. 7.5: Zeitlicher Verlauf der Gesamtaktivität der gasförmigen Spaltprodukte (Verg.)

Aus diesen Diagrammen ist zu erkennen, dass die Aktivität der gasförmigen, freigesetzten Spaltprodukte nach ca. 7×10^7 s (ca. 4 Monaten) von ca. 5×10^{21} Bq bis auf 1×10^{16} Bq absinkt. Dies bedeutet eine Aktivitätsreduzierung um einen Faktor von ca. 5×10^7 . Diese Tatsache soll zur Verbesserung des Gesamtsicherheitskonzeptes für einen gasgekühlten schnellen Brüter insofern benutzt werden, als die Freisetzung der o.g. gasförmigen Spaltprodukte mit hohen Aktivitäten in die Atmosphäre nach einem schweren Unfall verhindert werden muss. Dies kann durch die langzeitige Speicherung dieser Spaltprodukte in einem Gasbehälter bzw. in einem Gasspeicher, der direkt mit der Reaktorkaverne durch geeignete Steuerungssysteme bzw. Rohrleitungen in Verbindung steht, realisiert werden. Laut einer Sicherheitsstudie für einen 1000 MW_{el} heliumgekühlten schnellen Brüter von KWU [7.4] beträgt der Ausgleichsdruck in der Reaktorkaverne nach dem Ausfall des Kühlsystems aufgrund eines Bruchs der Heliumleitung ca. 3 bar. Mit Hilfe eines Sicherheitsventils (Überdruckventil) kann dieser Druck im Falle eines schweren Unfalls ebenfalls durch einen Mechanismus von 3 bar bis auf den atmosphärischen Druck herabgesetzt werden und das Helium zusammen mit den freigesetzten gasförmigen Spaltprodukten in den Gasbehälter weitergeleitet werden. Ausgehend von einem Volumen von ca. 730 m³ (Reaktorkavernenvolumen, siehe Abbildung 2.7) mit einem Ausgleichsdruck von ca. 3 bar beträgt das Volumen solch eines Gasspeichers ca. 2200 m³ bei 1 bar (ideales Gasgesetz). Außerdem soll bei der Auslegung eines solchen Behälters auf die Nachzerfallswärmeleistung der gasförmigen Spaltprodukte geachtet werden. Wie in früheren Kapiteln bereits erwähnt (siehe Kapitel 4), beträgt diese Wärmeleistung ca. 20% der gesamten Nachzerfallswärmeleistung, die durch die Gleichung 2.1 zu berechnen ist. In Abbildung 7.6 ist der zeitliche Verlauf der Nachzerfallswärmeleistung der gasförmigen Spaltprodukte graphisch dargestellt.

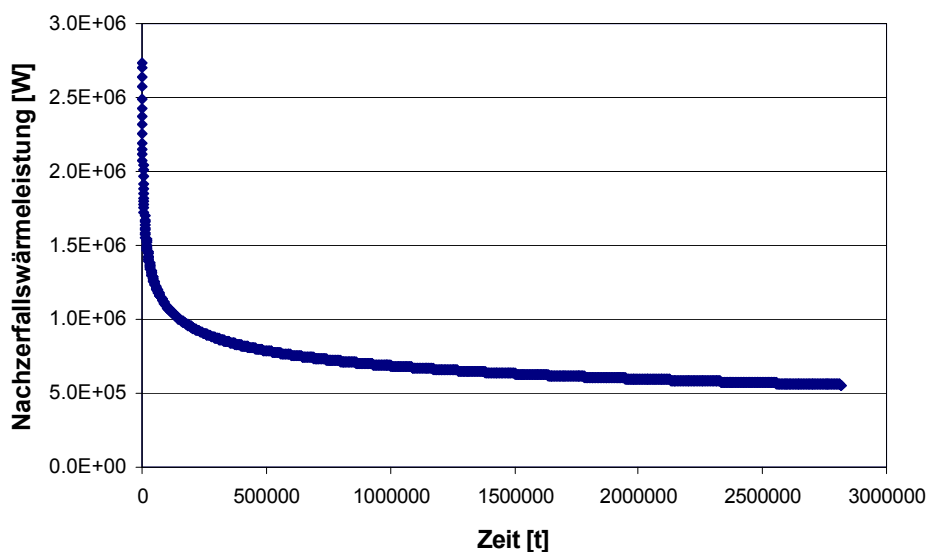


Abb. 7.6: Zeitlicher Verlauf der Nachzerfallswärmeleistung der gasförmigen Spaltprodukte

8. Zusammenfassung

Es wurde zunächst im Rahmen des hier diskutierten Gesamtsicherheitskonzepts ein Core-Catcher-Konzept mit einem festen Stahlbett für einen 875 MW_{th} Heliumgekühlten schnellen Brüter vorgeschlagen (Kapitel 2). Ebenfalls wurde ein Kraftwerkskonzept zusammen mit einer dazugehörigen vereinfachten Machbarkeitsberechnung dargestellt (Kapitel 2), bei dem ein 875 MW_{th} heliumgekühlter schneller Brüter zum Einsatz kommen kann.

Über die theoretischen Grundlagen zur wärmetechnischen Behandlung eines Fluids (Schmelze) mit einer volumetrischen inneren Wärmequelle wurde ausführlich berichtet bzw. diskutiert (Kapitel 3). Auch wurden die Literaturangaben und die Ergebnisse aus experimentellen/theoretischen Arbeiten in diesem Zusammenhang präsentiert und diskutiert (Kapitel 3). Anschließend wurde für das vorgeschlagene Core-Catcher-Konzept als erster Schritt eine eindimensionale wärmetechnische Modellierung durchgeführt (Kapitel 3). Dadurch wurden die im Core-Catcher zu behandelnden Vorgänge zusammen mit den dazugehörigen Randbedingungen nach einem schweren Unfall bei einem 875 MW_{th} heliumgekühlten schnellen Brüter näher erläutert. Es wurde gezeigt, dass solch eine eindimensionale Modellierung aufgrund der fehlenden Nusselt-Zahl-Gleichungen, bzw. der fehlenden dynamischen Gleichungen sowie aufgrund der vielen zu treffenden Vereinfachungen für die Beschreibung der transienten Ereignisse in der Nachunfallsituation bzw. für die wärmetechnische Auslegung eines Core-Catchers nicht ausreichen würde, und daher eine CFD (**C**omputational **F**luid **D**ynamics)-Berechnung zur Modellierung des oben erwähnten Core-Catcher-Konzepts durchzuführen ist (Kapitel 3). Da es sich in der Nachunfallsituation im Core-Catcher aus Fluid-dynamischer Sicht um eine turbulente Strömungslage ($Re_i > 10^{10}$) handelt und demzufolge der Einsatz eines geeigneten Turbulenzmodells zur Durchführung einer CFD-Berechnung von fundamentaler Bedeutung ist, wurde das Phänomen Turbulenz unter Einbeziehung der Turbulenzmodelle ausführlich diskutiert (Kapitel 3).

Zur Durchführung der CFD-Berechnung wurde das FLUENT-Programmpaket (FLUENT 6.1.22) verwendet. Ein 2-dimensionales Modell - dem vorgeschlagenen Core-Catcher-Konzept entsprechend - wurde zunächst mit Hilfe von GAMBIT (Version 2.1.6)-Preprocessor (Vernetzungsprogrammsystem) in Kombination mit TGrid (Version 3.6.8) aufgebaut und vernetzt. Bei der Simulation wurde das VOF-Modell eingesetzt, ein numerisches Modell, welches auf der Finite-Volumen-Methode basiert (Kapitel 4).

Es wurden insgesamt drei Optionen (A, B und C) mit Hilfe des vernetzten Modells durch Variation von Randbedingungen bzw. von verwendeten Turbulenz-Modellen simuliert. Bei der Option A wurde das RNG-k- ϵ -Modell als Turbulenzmodell verwendet. Als Worst-Case-Szenario wurde in dieser Option keine Bodenkühlung im Core-Catcher als Randbedingung angenommen. Insgesamt wurde diese Option für eine Real-Zeit von 100 530 s (mehr als ein Tag) berechnet. Bei der Option B wurde ebenfalls das RNG-k- ϵ -Modell als Turbulenzmodell verwendet. Es wurde in dieser Option eine Bodenkühlung mit konstant gehaltener Temperatur (410 K) im Core-Catcher als Randbedingung angenommen. Insgesamt wurde diese Option für eine Real-Zeit von 262 830 s (mehr als drei Tage) simuliert. Der einzige Unterschied zwischen der Option C und der Option B liegt daran, dass bei der Option C das Standard-k- ϵ -Modell als Turbulenzmodell verwendet wurde. Diese Option wurde insgesamt für eine Real-Zeit von 261 930 s (mehr als drei Tage) berechnet. Die Simulation der o.g. Optionen wurde mit Zeitschritten im Bereich von 0.05 s bis 0.3 s durchgeführt (Kapitel 4 und 6).

Die ausgewerteten Simulationsergebnisse aus den drei berechneten Optionen haben besonders bei der Anfangsperiode qualitativ ähnliche zeitliche Verläufe hinsichtlich der folgenden Punkte gezeigt (Kapitel 6):

- Volumen des Stahlschmelzebades
- Dicke der oberen Krustenschicht auf der Oberfläche des Stahlschmelzebades
- Wärmeströme im Core-Catcher (nach oben und nach unten)
- Wärmestromdichtenverteilung (Wärmestrom nach unten) im Core-Catcher
- Mittlere Temperatur an der Oberfläche des Core-Catchers
- Mittlere Temperatur der Stahlschmelze bzw. der Urandioxidphase
- Mittlere innere Rayleigh-Zahl Ra_i und mittlere Prandtl-Zahl Pr

Außerdem wurde bei allen simulierten Optionen ein ähnliches Verhalten bei den Phasenbewegungen im Core-Catcher beobachtet. Das Stahlbett im Core-Catcher wurde im Laufe der Zeit aufgeschmolzen, die aufgeschmolzene Stahlschmelze wurde nach oben verdrängt und die Urandioxidphase sank kontinuierlich bis zum Boden des Core-Catchers ab und sammelte sich dort an (Kapitel 6).

Nach der Anfangsperiode wurde ein relativ stabiler Zustand bei der Optionen B und C erreicht, während bei der Option A erwartungsgemäß ein kontinuierliches Aufheizen des Gesamtsystems zu erkennen war. Besonders bei den beiden Optionen B und C wurde eine Art Schwingungsphänomen bei allen ausgewerteten Systemparametern (Volumen des Stahlschmelzebades, Dicke der oberen Krustenschicht, Wärmeströme im Core-Catcher, mittlere Temperatur an der Oberfläche und mittlere Temperatur der Stahlschmelze bzw. der Urandioxidphase) beobachtet, deren Amplitude während der

Anfangsperiode maximal war und im Laufe der Zeit abklang, bis sie beim Erreichen des stabilen Zustands minimal wurde. Diese Schwingungserscheinung lässt sich wie folgt erklären. Durch die starke Vergrößerung des Schmelzebades in der Anfangsperiode, aufgrund des starken Aufschmelzens des Stahlbettes, erfolgte die Wärmeabfuhr aus dem System (Core-Catcher) zum größten Teil durch freie Konvektion im Schmelzebad, was eine dementsprechend starke Abkühlung der beiden betrachteten Phasen im Core-Catcher, d.h. der Stahlschmelze und der Urandioxidphase, zur Folge hatte. Diese starke Abkühlung verursachte wiederum eine relativ schnelle Krustenbildung an der Oberfläche des Stahlschmelzebades zusammen mit einer schnellen Zunahme der Dicke dieser Krustenschicht und einer im Allgemeinen relativ schnellen Verkleinerung des Stahlschmelzebades. Eine Verringerung des Volumens des Schmelzebades bedeutete zugleich die Verringerung des durch freie Konvektion nach oben transportierten Wärmeanteils, was wiederum zu Überhitzung und demzufolge zum Anstieg der mittleren Temperaturen im System besonders in der Urandioxidphase führte. Diese Überhitzung wurde durch teilweises Aufschmelzen des Stahlbettes ausgeglichen, was wiederum zur Vergrößerung des Volumens des Stahlschmelzebades führte usw. (Kapitel 6)

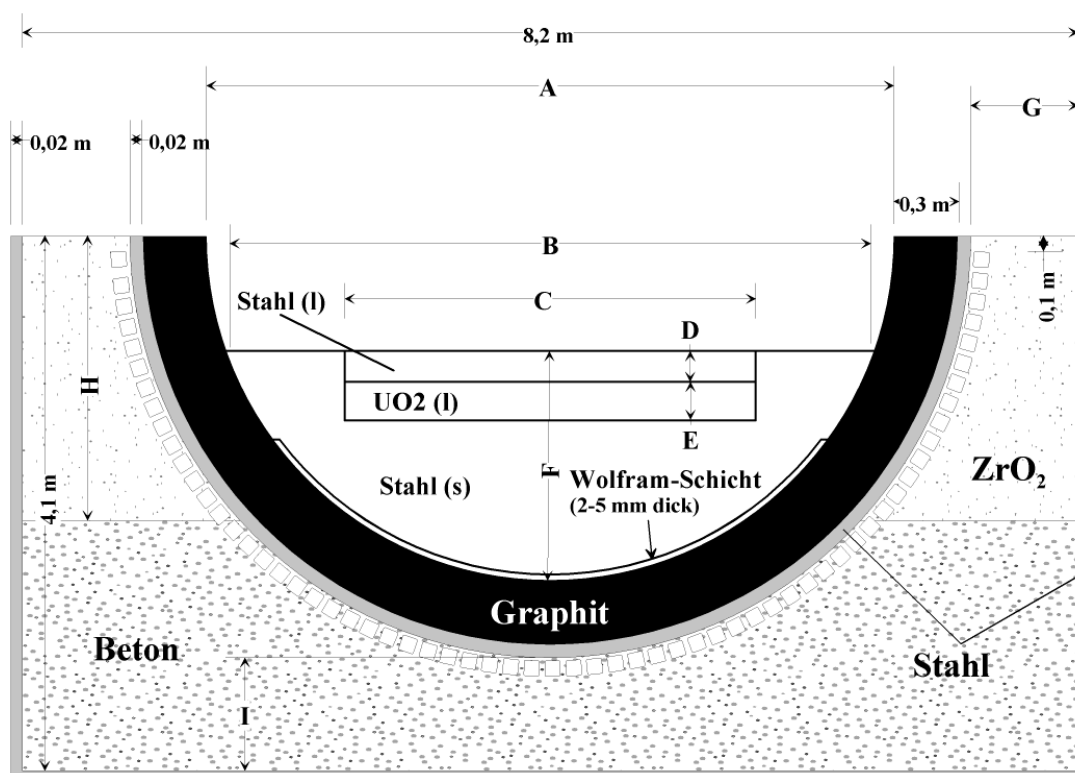
Ebenfalls wurde eine wärmetechnische Sicherheitsanalyse der Reaktorkaverne parallel zu der des mitkonzipierten Core-Catchers durchgeführt (Kapitel 5). Diese Untersuchung war notwendig, weil im Verlauf eines schweren Unfalls bei einem gasgekühlten schnellen Brüter bei langfristigem Ausfall der Kühlung die Reaktorkaverne stark beschädigt werden kann, da deren innere Oberfläche in dieser Periode relativ hohen Wärmestromdichten ausgesetzt ist. Für diese Untersuchung wurde mit Hilfe des ANSYS-Programmpakets ein Modell (ein zylindrischer Hohlkörper) aufgebaut und vernetzt (Kapitel 5). Eine axialsymmetrische, transiente Temperaturfeldberechnung wurde durchgeführt. Die Wärmestromdichte, der die innere Oberfläche der Reaktorkaverne ausgesetzt wurde, wurde als die Summe zweier Teile angenommen. Ein Teil der Wärme wird an der Oberfläche des Core-Catchers freigesetzt (Konvektion+Strahlung), bei dem anderen Teil handelt es sich um die Nachzerfallswärmeleistung (20% der Gesamtnachzerfallswärmeleistung) der gasförmigen Spaltprodukte. Der erste Teil wurde durch die aus der Core-Catcher-Simulation (FLUENT) erzielten Ergebnisse ermittelt. Durch die erzielten Ergebnisse wurde gezeigt (Kapitel 6), dass die vertikale Erosion größer als die in horizontaler Richtung ist. Außerdem ähneln die beiden Verläufe einander sehr. Nach ca. 35 Tagen (3000000 s) gab es immer noch eine intakte Betonschicht mit einer Dicke von ca. 1,5 m sowohl im Dach als auch seitlich in der Reaktorkaverne. Der zeitliche Trend der Erosion auf der inneren Oberfläche der Reaktorkaverne zeigt, dass die Reaktorkaverne sogar Monate nach einem schweren Unfall die daraus folgende Wärmebelastung aushalten kann (Kapitel 6).

Zusätzlich zu den wärmetechnischen Untersuchungen wurde eine neutronenphysikalische Modellierung zur Kritikalitätsbewertung der hoch radioaktiven Schmelze im Core-Catcher durchgeführt (Kapitel 7). Es wurden Kritikalitätsberechnungen mit Hilfe des SCALE-Programmpakets (CSAS 25 Kontrollmoduls) für ein zylindrisches Modell bzw. für ein halbkugelförmiges Modell, die am besten der Position der Schmelze im Core-Catcher im Anfangs- bzw. im End-Zustand entsprechen, gemacht. Die Ergebnisse haben gezeigt, dass die Schmelze als unterkritisch bezeichnet werden kann. Der effektive Multiplikationsfaktor k_{eff} für die beiden Modelle blieb für den Temperaturbereich von 298 K bis 3273 K unter dem Wert 1 (Kapitel 7).

Außerdem wurde über die Gesamtaktivität der gasförmigen Spaltprodukte diskutiert (Kapitel 7). Es wurde gezeigt, dass die Gesamtaktivität der durch einen schweren Unfall an die Atmosphäre abgegebenen gasförmigen Spaltprodukte um einen Faktor von ca. 5×10^7 reduziert werden kann (von ca. 5×10^{23} Bq bis auf 1×10^{16} Bq nach ca. 4 Monaten), indem diese gasförmigen Radionukliden nach dem Unfall in einen Gasbehälter weitergeleitet und dort für einige Zeit aufbewahrt werden, bevor sie an die Atmosphäre abgegeben werden.

9. Perspektiven

Da bei allen untersuchten Optionen beobachtet wurde, dass die Urandioxidphase im Laufe der Zeit im Stahlbett absank und letztendlich den Core-Catcher-Boden erreichte und sich dort im direkten Kontakt mit der Graphitschale sammelte, ist es aus wärmetechnischer Sicht vernünftig, dass die untere Hälfte der Graphitschale im Core-Catcher mit einer dünnen Wolframschicht bedeckt wird, damit ein direkter Kontakt zwischen der heißen Oxidphase und der Graphit vermieden werden kann. Diese vorgeschlagene Wolfram-Schicht sollte eine Dicke zwischen 0,002-0,005 m besitzen und wird direkt an der inneren Oberfläche der Graphitschale im Core-Catcher montiert. Dieses verbesserte Konzept wurde in Abbildung 9.1 dargestellt.



A (m)	B (m)	C (m)	D (m)	E (m)	F (m)	G&I (m)	H (m)
6,0	5,864	4,0	0,264	0,493	2,366	0,78	2,348

Abb. 9.1: Verbessertes Core-Catcher-Konzept für einen heliumgekühlten schnellen Brüter

Die Auswahl Wolframs erklärt sich aus folgenden Gründen. Erstens liegt die Schmelztemperatur von Wolfram bei ca. 3680 K, welche den Temperaturbereich im

Core-Catcher weit übertrifft und es somit nicht zum Schmelzen kommen kann. Zweitens besitzt Wolfram als Metall eine sehr hohe Wärmeleitfähigkeit (120-173 W/mK), was keine Verhinderung des nach unten orientierten Wärmestroms im Core-Catcher zur Folge haben kann. Auf diese Weise würde die eingebaute Woframschicht keineswegs die in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse bei der durchgeführten Simulation des ursprünglichen Core-Catcher-Konzepts beeinflussen, und bietet nur eine zusätzliche Schutzmaßnahme. Allerdings sind die eventuell auftretenden UO_2 -Wolfram-Wechselwirkungen bei solch hohen Temperaturen, wie es bei dem untersuchten Szenario in dieser Arbeit der Fall ist, zu untersuchen.

Was die Genauigkeit der CFD-Berechnungen betrifft, lag die Fehlerquote bei den Simulationsergebnissen im Allgemeinen aufgrund der Genauigkeit des numerischen Verfahrens unter Einbeziehung der Diskretisierungsfehler im Bereich von ca. $\pm 2\%$ bis ca. $\pm 5\%$. Die Ergebnisse aus den Simulationen mit FLUENT haben in verschiedenen Fällen gezeigt, dass ausgehend von bekannten Test- und Validierungsbeispielen (Benchmarking) Messwerte bis auf etwa 3% reproduziert werden können. Allerdings wird der Gesamtfehler durch die Vereinfachung in den Stoffwertannahmen bestimmt, speziell aufgrund fehlender Gewissheit bei den Oberflächenspannungswerten, und durch die Tatsache, dass axialsymmetrisch und nicht voll 3-dimensional gerechnet wurde. Für die globale Wärme sind die Erstarr-/Schmelzprozesse als realistisch zu bewerten. Der Fehler beim Abkühlungszeitraum und den mittleren Temperaturen der Uranphase kann im Bereich von wenigen Prozent angenommen werden. Bei der Bestimmung der lokalen Wärmeströme zu einem bestimmten Zeitpunkt und dem exakten Temperaturprofil sind allerdings höhere Fehlerquoten - besonders aufgrund von Schwierigkeiten bei dem jeweils verwendeten Turbulenzmodell zusätzlich zu den oben erwähnten Fehlerquellen - zu erwarten (siehe Abschnitt 6.1.5). Aus der oben geführten Diskussion (bzw. aus der im Abschnitt 6.1.5 durchgeführten Diskussion) geht hervor, dass für bessere bzw. zuverlässigere Ergebnisse eine voll 3-dimensionale Modellierung des vorgeschlagenen Core-Catcher-Konzepts erforderlich ist.

Literaturverzeichnis

- [1.1] S.F. Mughabghab, Neutron Cross Sections, Volume 1, neutronresonance parameters and thermal cross sections, part B, Academic Press, INC., 1984
- [1.2] V. Mclane, Charles L. Dunford, Philip F. Rose, Neutron Cross Sections, Volume 2, neutron cross section curves, Academic Press, INC., 1988
- [1.3] Paul Leventhal, Steven Dolley, A Japanese Strategic Uranium Reserve: A Safe and Economic Alternative to Plutonium, Science & Global Security, 1994, Volume 5, pp. 1-31
- [1.4] www.americanenergyindependence.com
- [1.5] Nuclear Energy Agency (NEA) of the Organisation for Economic Cooperation and Development (OECD) and the International Atomic Energy Agency (IAEA), www.worldenergy.org
- [1.6] Helmuth Schmale, Die Prinzipiellen Möglichkeiten der langfristigen Kernenergienutzung im Zusammenhang von Natururanversorgung, Brennstoffkreislauf und Reaktortyp, genehmigte Dissertation an der RWTH-Aachen, Juli 1986
- [1.7] Mathew Bunn, John P. Holdren, Steve Fetter, Bob van der Zwaan, The Economics of Reprocessing v. Direct Disposal of Spent Nuclear Fuel, Kennedy school of Government, Harvard university, Cambridge, MA 02138, www.worldenergy.org
- [1.8] Alan E. Walter, Albert B. Reynolds, Fast Breeder Reactors, Pergamon Press, 1981
- [1.9] D. Bittermann, C.A. Goetzmann, K. Hassmann et al., 1000 MW_{el.}-Gas gekühlter schneller Brüter Referenz-Sicherheitsstudie, Jahresbericht 1973, 1973 (nicht veröffentlicht)
- [1.10] John R. Lamarsh, Introduction to nuclear engineering, 2nd edition, Addison-Wesley publishing company, 1983

- [2.1] Kurt Kugeler, Vorlesungsskript für die Vorlesung Reaktorsicherheit am Lehrstuhl für Reaktorsicherheit und –technik, RWTH-Aachen, 2004
- [2.2] Kurt Kugeler, Vorlesungsskript für die Vorlesung Reaktortechnik (I) am Lehrstuhl für Reaktorsicherheit und –technik, RWTH-Aachen, 2004
- [2.3] G. Jansen, D.D. Stepnewski, Fast reactor fuel interactions with floor material after a hypothetical core meltdown, Nuclear Technology, Vol. 17, Jan. 1973
- [2.4] M. Dalle Donne, S. Dorner, G. Schumacher, Preliminary design of a borax internal Core-Catcher for a gas cooled fast reactor, Kernforschungszentrum Karlsruhe, KFK-Bericht 2352, Sep. 1976
- [2.5] D. Bittermann, C.A. Goetzmann, K. Hassmann et al., 1000 MW_{el.}-Gas gekühlter schneller Brüter Referenz-Sicherheitsstudie, Jahresbericht 1973, 1973 (nicht veröffentlicht)
- [2.6] L. Barleon, M. Dalle Donne, S. Dorner, Temperature and Heat-Flux distribution in the molten core mass of a CGFR after a hypothetical meltdown accident, Kernforschungszentrum Karlsruhe, KFK-Bericht 1755, Nov. 1972
- [2.7] L. Barleon, M. Dalle Donne, S. Dorner, Some considerations on the development of a Core-Catcher of a gas cooled fast reactor, Kernforschungszentrum Karlsruhe, KFK-Bericht 2036, Feb. 1974
- [2.8] M. Dalle Donne, S. Dorner, Problematik eines Core-Catchers für einen gas gekühlten schnellen Brüter, Kernforschungszentrum Karlsruhe, KFK-Bericht 2246, Nov. 1975
- [2.9] O. Kymäläinen, H. Tuomisto, T.G. Theofanous, In-vessel retention of corium at the Loviisa plant, Nuclear Engineering and Design, 169 (1997), 109-130
- [2.10] Persönliche Mitteilung, Prof. Kurt Kugeler, Lehrstuhl für Reaktorsicherheit und –technik, RWTH-Aachen
- [2.11] Jack Fischer, John D. Schilb, M.G. Chasanov, Investigation of the distribution of fission products among molten fuel and reactor phases, Argonne National Laboratory, ANL-7864, Oct. 1971

- [3.1] Bénard H. Revue Gen. Sci. Pures Appl. 11 1261, 1309 (1900)
- [3.2] L.A. Bol'shov, P.S. Kondratenko, V.F. Strizhov, Natural convection in heat-generating fluids, Physics – Uspekhi 44 (10) 999 – 1016 (2001)
- [3.3] L. Bernaz, J.M. Bonnet, J.M. Seiler, Investigation of natural convection heat transfer to the cooled top boundary of a heated pool, Nuclear Engineering and Design, 204 (2001), 413-427
- [3.4] T.G. Theofanous, S. Angelini, Natural convection for in-vessel retention at prototypic Rayleigh numbers, Nuclear Engineering and Design, 200 (2000), 1-9
- [3.5] T.G. Theofanous, M. Maguire, S. Angelini, T. Salmassi, The first results from the ACOPO experiment, Nuclear Engineering and Design, 169 (1997), 49-57
- [3.6] O. Kymäläinen, H. Tuomisto, T.G. Theofanous, In-vessel retention of corium at the Loviisa plant, Nuclear Engineering and Design, 169 (1997), 109-130
- [3.7] T.N. Dinh, R.R. Nourgaliev, B.R. Sehgal, On heat transfer characteristics of real and simulant melt pool experiments, Nuclear Engineering and Design, 169 (1997), 151-164
- [3.8] R.R. Nourgaliev, T.N. Dinh, B.R. Sehgal, Simulation and analysis of transient cooldown natural convection experiments, Nuclear Engineering and Design, 178 (1997), 13-27
- [3.9] R.R. Nourgaliev, T.N. Dinh, The investigation of turbulence characteristics in an internally-heated unstably-stratified fluid layer, Nuclear Engineering and Design, 178 (1997), 235-258
- [3.10] R.R. Nourgaliev, T.N. Dinh, B.R. Sehgal, Effect of fluid Prandtl number on heat transfer characteristics in internally heated liquid pools with Rayleigh numbers up to 10^{12} , Nuclear Engineering and Design, 169 (1997), 165-184
- [3.11] Jack Fischer, John D. Schilb, M.G. Chasanov, Investigation of the distribution of fission products among molten fuel and reactor phases, Argonne National Laboratory, ANL-7864, Oct. 1971

- [3.12] S. Globe and D. Dropkin, Natural-convection heat transfer in liquids confined by two horizontal plates and heated from below, J. Heat Transfer 81 (1959) 24-28
- [3.13] S.W. Churchill and H.H.S. Chu, Correlating equations for laminar and turbulent free convection from a vertical plate, Int. J. Heat Mass Transfer 18 (1975) 1323
- [3.14] G. Jansen, D.D. Stepnewski, Fast reactor fuel interactions with floor material after a hypothetical core meltdown, Nuclear Technology, vol. 17, Jan. 1973
- [3.15] Wolfgang Rodi, Turbulence models and their application in hydraulics – a state of the art review, Sonderforschungsbereich 80, Institut für Hydromechanik, Universität Karlsruhe (TH), Juni 1980
- [3.16] Chou, P.Y., On velocity correlations and the solution of the equations of turbulent fluctuation, Quart. J. Appl. Math. 3, 1, pp. 38-54, (1945)
- [3.17] Davidov, B.I., On the statistical dynamics of an incompressible turbulent fluid, Dokl. AN SSSR, 136, 47, (1961)
- [3.18] Harlow, F.H. and Nakayama, P.I., Turbulent transport equations, The Physics of Fluids, 10, p. 2323, (1967)
- [3.19] Jones, W.P. and Launder, B.E., The prediction of laminarization with a two equation model of turbulence, Int. J. Heat and Mass Transfer, 15, 301, (1972)
- [3.20] Kuei-Yuan Chien, Prediction of channel and boundary-layer flows with a Low-Reynolds-Number turbulence model, AIAA Journal, vol. 20, No.1, Jan. 1982
- [3.21] Norbert Peters, Vorlesungsskript zur Grenzschichtstheorie-Vorlesung, Institut für Technische Mechanik, RWTH-Aachen, Sommersemester 2004
- [3.22] R. Byron Bird, Warren E. Stewart, Edwin N. Lightfoot, Transport Phenomena, second edition, John Wiley & Sons Inc., 2002

- [4.1] FLUENT 6.1 User's Guide, © Fluent Inc. 2003-01-25
- [4.2] D. Bittermann, C.A. Goetzmann, K. Hassmann et al., 1000 MW_{el.}-Gas gekühlter schneller Brüter Referenz-Sicherheitsstudie, Jahresbericht 1973, 1973 (nicht veröffentlicht)
- [4.3] M. Dalle Donne, S. Dorner, G. Schumacher, Preliminary design of a borax internal Core-Catcher for a gas cooled fast reactor, Kernforschungszentrum Karlsruhe, KFK-Bericht 2352, Sep. 1976
- [4.4] L. Barleon, M. Dalle Donne, S. Dorner, Some considerations on the development of a Core-Catcher of a gas cooled fast reactor, Kernforschungszentrum Karlsruhe, KFK-Bericht 2036, Feb. 1974
- [4.5] Jack Fischer, John D. Schilb, M.G. Chasanov, Investigation of the distribution of fission products among molten fuel and reator phases, Argonne National Laboratory, ANL-7864, Oct. 1971
- [4.6] <http://www.insc.anl.gov/>, <http://www.insc.anl.gov/matprop/>
- [4.7] SCDAP/RELAP5/MOD2 Code Manual, Volume 4: Matpro-A, by J.K. Hohorst, EG&G Idaho, Inc. Idaho falls, ID 83415, February 1990, Erhalten von Firma Siempelkamp, Siempelkamp Nukleartechnik GmbH, Krefeld, Germany
- [4.8] Stoffdaten für Stahl 304 (stainless steel 304) aus MATPRO-Datenbank, Erhalten von Firma Framatom ANP, Erlangen, Deutschland
- [4.9] ECOSTAR-Report: # NT-DTP/STH/LMA-03/020, 2003
- [4.10] Stoffdaten von Graphit R7810, ein Produkt von Firma SGL CARBON GmbH, Werk Ringsdorff, Bonn, Deutschland
- [4.11] Abschlussbericht-Förderungsvorhaben RS 447, Spannbetonbehälter unter Hypothetischen Störfallbelastungen, Kernforschungsanlage Jülich GmbH, Institut für Nukleare Sicherheitsforschung, Jülich Jan.1984
- [4.12] Stoffdaten für ZrO₂ (Stampfmasse), Erhalten von Firma Siempelkamp, Siempelkamp Nukleartechnik GmbH, Krefeld, Germany
- [4.13] S. S. Dosanjh, Melt propagation in dry core debris, Nuclear Technology, vol. 88, October 1989

- [4.14] W. Jäniche, W. Dahl, H.-F. Klärner, W. Pitsch, D. Schauwinhold, W. Schlüter, H. Schmitz, Werkstoffkunde Stahl, Verein Deutscher Eisenhüttenleute, Band 2, Springer-Verlag, 1985
- [5.1] J. P. Holman, Heat transfer, fifth edition, McGraw-Hill international book company, 1981
- [5.2] ANSYS 8.0 Documentation, ANSYS, Inc. Theory Reference
- [6.1] Robert R. Nourgaliev, Modeling and analysis of heat and mass transfer processes during in-vessel melt progression stage of light water reactor (LWR) severe accidents, Doctoral thesis, Royal institute of technology, nuclear power safety division, Stockholm 1998
- [6.2] R. R. Nourgaliev, T. N. Dinh, An investigation of turbulence characteristics in an internally heated unstably stratified fluid layer, journal of nuclear technology and design, v.178, pp.235-258,1997
- [6.3] T. N. Dinh, R. R. Nourgaliev, Turbulence modeling for large volumetrically heated liquid pools, journal of nuclear engineering and design, v.169, pp. 131-150, 1997
- [6.4] D. Bittermann, C.A. Goetzmann, K. Hassmann et al., 1000 MW_{el.}-Gas gekühlter schneller Brüter Referenz-Sicherheitsstudie, Jahresbericht 1973, 1973 (nicht veröffentlicht)
- [6.5] www.azom.com
- [7.1] Kurt Kugeler, Vorlesungsskript für die Vorlesung Reaktortechnik (I) am Lehrstuhl für Reaktorsicherheit und -technik, RWTH-Aachen, 2004
- [7.2] John R. Lamarsh, Introduction to nuclear engineering, 2nd edition, Addison-Wesley publishing company, 1983
- [7.3] D. Bittermann, C.A. Goetzmann, K. Hassmann et al., 1000 MW_{el.}-Gas gekühlter schneller Brüter Referenz-Sicherheitsstudie, Jahresbericht 1973, 1973 (nicht veröffentlicht)

- [7.4] M. Dalle Donne, S. Dorner, G. Schumacher, Preliminary design of a borax internal Core-Catcher for a gas cooled fast reactor, Kernforschungszentrum Karlsruhe, KFK-Bericht 2352, Sep. 1976

- [7.5] N. F. Landers, L. M. Petrie, CSAS: control module for enhanced criticality safety analysis sequences, Oak Ridge national laboratory, NUREG/CR-0200, revision 6, volume 2, section C4, ORNL/NURG/CSD-2/V2/R6, March 2000

- [7.6] N. M. Green, BONAMI: resonance self-shielding by the Bondarenko method, Oak Ridge national laboratory, NUREG/CR-0200, revision 6, volume 2, section F1, ORNL/NURG/CSD-2/V2/R6, March 2000

- [7.7] N. F. Landers, L. M. Petrie, KENO V.a.: an improved Monte Carlo criticality program with supergrouping, Oak Ridge national laboratory, NUREG/CR-0200, revision 6, volume 2, section F11, ORNL/NURG/CSD-2/R6, March 2000

- [7.8] Jack Fischer, John D. Schilb, M.G. Chasanov, Investigation of the distribution of fission products among molten fuel and reactor phases, Argonne National Laboratory, ANL-7864, Oct. 1971

Anhänge

Anhang-1: Vorhandene Nusselt-Zahl-Gleichungen zur Beschreibung der Wärmetransportvorgänge in einem Fluid mit einer inneren Wärmequelle

Quelle	Nu*	Ra	Pr	Anmerkungen
<u>Fluid-Schicht:</u>				
a Fiedler und Wille (1971) (zitiert von Kulacki und Emara (1977))	$Nu_{up}=0,526 Ra^{0,228}$	$2 \times 10^5 - 6 \times 10^8$	6-7	0,29= A =1,65; oben gekühlte, unten adiabat-ische Wand
b Kulacki und Goldstein (1972)	$Nu_{up}=0,436 Ra^{0,228}$ $Nu_{dn}=1,503 Ra^{0,095}$	$4 \times 10^4 - 10^7$	5,76-6,09	Oben und unten gekühlte Wände
c Jahn und Reineke (1974)	$Nu_{up}=0,78 Ra^{0,2}$ $Nu_{dn}=2,14 Ra^{0,1}$	$10^5 - 10^8$	~ 7	Oben und unten gekühlte Wände
d Mayinger et al. (1976)	$Nu_{up}=0,405 Ra^{0,233}$ $Nu_{dn}=1,484 Ra^{0,095}$	$8 \times 10^4 - 10^{11}$	~ 7	Oben und unten gekühlte Wände
e Kulacki und Nagle (1975)	$Nu_{up}=0,305 Ra^{0,239}$	$1,5 \times 10^5 - 2,5 \times 10^9$	6,21-6,67	0,05= A =0,25; oben gekühlte, unten adiabat-ische Wand
f Kulacki und Emara (1975)	$Nu_{up}=0,34 Ra^{0,226}$ $Nu_{up}=0,223 Ra^{0,223} Pr^{0,239}$	$= 2 \times 10^{12}$	2,75-6,85	oben gekühlte, unten adiabat-ische Wand
g Kulacki und Emara (1977)	$Nu_{up}=0,389 Ra^{0,228}$	$2 \times 10^3 - 2 \times 10^{12}$	6-7	0,025= A =0,5; oben gekühlte, unten adiabat-ische Wand
h Mayinger et al. (1976)	$Nu_{up}=0,399 Ra^{0,23}$ $Nu_{dn}=1,163 Ra^{0,107}$ $Nu_{up}=0,34 Ra^{0,23} Pr^{0,85}$	$10^5 - 10^8$	6,5 6,5 0,04-10	Oben und unten gekühlte Wände
i Cheung (1980)	$Nu_{up} \sim Ra^{0,227}$ $Nu_{up} \sim Ra^{0,245}$ $Nu_{up} \sim Ra^{0,250}$	$10^5 - 10^{11}$ $10^{12} - 10^{22}$ $= 10^{23}$		Theor. Ermittlung oben gekühlte, unten adiabat-ische Wand
j Emara und Kulacki (1980)	$Nu_{up}=0,385 Ra^{0,23}$ $Nu_{dn}=1,131 Ra^{0,119}$	$10^5 - 10^8$ $10^5 - 10^8$	~ 6,5	Oben und unten gekühlte Wände
k Emara und Kulacki (1980)	$Nu_{up}=0,477 Ra^{0,21} Pr^{0,041}$	$5 \times 10^3 - 5 \times 10^8$	0,05-20	oben gekühlte, unten adiabat-ische Wand

* Bei allen Nu-Gleichungen gilt: up=oben, dn=unten, sd=seitlich

Quelle	Nu	Ra	Pr	Anmerkungen
<u>Rechteckiger Hohlraum:</u>				
a Jahn (1975) (zitiert von Steinberner und Reineke (1978))	$Nu_{up}=0,345 Ra^{0,233}$ $Nu_{sd}=0,6 Ra^{0,19}$ $Nu_{dn}=1,289 Ra^{0,095}$	$\sim 5 \times 10^{10}$	~ 7	Alle Wände gekühlt
b Steinberner und Reineke (1978)	$Nu_{up}=0,345 Ra^{0,233}$ $Nu_{sd}=0,85 Ra^{0,19}$ $Nu_{dn}=1,389 Ra^{0,095}$	$\sim 5 \times 10^{12} - 3 \times 10^{13}$	~ 7	A=1; Alle Wände gekühlt
c Steinberner und Reineke (1978)	$Nu_{sd}=0,85 Ra^{0,19}$	$5 \times 10^{12} - 3 \times 10^{13}$	~ 7	A=1; adiabatische horizontale Wände, gekühlte vertikale Wände
<u>Halbrunde Segmente:</u>				
a Jahn und Reineke (1974)	$Nu_{dn}=0,6 Ra^{0,2}$	$10^7 - 10^{11}$	~ 7	Alle Wände gekühlt
b Mayinger et al. (1976)	$Nu_{up}=0,36 Ra^{0,23}$ $Nu_{dn}=0,54 Ra^{0,18}$	$10^7 - 5 \times 10^{10}$	~ 7	Alle Wände gekühlt
c Jahn (1975) (zitiert von Sonnenkalb (1994))	$Nu_{dn}=0,58 Ra^{0,18} (H/R)^{0,26}$	$10^7 - 5 \times 10^{10}$	~ 7	0,3= H/R =1; Alle Wände gekühlt
d Tzanos und Cho (1993)	$Nu_{dn}=0,455 Ra^{0,2}$	$< 10^{12}$	~ 6	Alle Wände gekühlt
e Mayinger et al. (1976)	$Nu_{up}=0,4 Ra^{0,2}$ $Nu_{dn}=0,55 Ra^{0,2}$	$7 \times 10^6 - 5 \times 10^{15}$	0,5	Alle Wände gekühlt
f Kelkar et al. (1994)	$Nu_{up}=0,18 Ra^{0,237}$ $Nu_{dn}=0,1 Ra^{0,25}$	$10^8 - 10^{16}$	1	Alle Wände gekühlt
<u>Elliptischer Hohlraum:</u>				
a Kymäläinen et al. (1993)	$Nu_{up} \sim 0,345 Ra^{0,233} \pm 30\%$ $Nu_{sd}=0,85 Ra^{0,19}$ $Nu_{dn} \sim 0,54 Ra_c^{0,18} (h_c/R_c)^{0,26}$	$10^{14} - 10^{15}$	~ 3	Alle Wände gekühlt

Quelle	Nu	Ra	Pr	Anmerkungen
<u>Kugelförmige Segmente:</u>				
a Gabor et al. (1980)	$Nu_{dn}=0,55 Ra^{0,15} (H/R)^{1,2}$	$2 \times 10^{10} - 2 \times 10^{11}$	~ 3	Freie Oberfläche
b Frantz und Dhir (1992)	$Nu_{dn}=0,55 \sim Ra^{0,2}$	$10^{12} - 10^{13}$	~ 8	Freie Deckelfläche, runde Wände gekühlt
c Asfia und Dhir (1994)	$Nu_{dn}=0,54 Ra^{0,2} (H/R)^{0,25}$	$10^{11} - 10^{14}$	~ 8	Freie Oberfläche
d Asfia und Dhir (1994)	$Nu_{dn}=0,54 Ra^{0,2} (H/R)^{0,25} + 5\% - 10\%$	$10^{11} - 10^{14}$	~ 8	Adiabatische Wand oben, alle Wände gekühlt
e Theofanous et al. (1994)	$Nu_{up} \sim 0,345 Ra^{0,233} \pm 10\%$ $Nu_{dn}=0,02 Ra^{0,3}$ $Nu_{dn,1}=0,048 Ra^{0,27}$ $Nu_{dn,2}=0,0038 Ra^{0,35}$	$10^{12} - 10^{15}$ $10^{12} - 10^{15}$ $10^{12} - 10^{13}$ $10^{13} - 10^{15}$	2,5-11	Instationäres Abkühlungs-Experiment
f Theofanous et al. (1997)	$Nu_{up}=1,95 Ra^{0,18} \pm 10\%$ $Nu_{dn}=0,3 Ra^{0,22} \pm 10\%$	$= 10^{16}$	2,5-11	Instationäres Abkühlungs-Experiment
<u>Vertikaler Zylinder:</u>				
a Kulacki et al. (1978) (zitiert von Kelkar et al. (1992))	$Nu_{up}=0,414 Ra^{0,225}$ $Nu_{dn}=1,406 Ra^{0,09}$	$6 \times 10^4 - 10^8$	~ 7	Horizontale Wände gekühlt; vertikale Wände adiabatisch
b Kulacki et al. (1978) (zitiert von Kelkar et al. (1992))	$Nu_{up}=0,523 Ra^{0,203}$ $Nu_{up}=0,808 Ra^{0,176}$ $Nu_{sd}=0,311 Ra^{0,217}$ $Nu_{dn}=1,204 Ra^{0,081}$	$5 \times 10^4 - 5 \times 10^6$ $5 \times 10^6 - 10^8$ $6 \times 10^4 - 10^8$ $6 \times 10^4 - 10^8$	~ 7	Alle Wände gekühlt; $H/R=1$
<u>Vertikaler Zylinder unten abgeschlossen mit einem halbkugelförmigen Segment:</u>				
a Kulacki et al. (1978) (zitiert von Kelkar et al. (1992))	$Nu_{up} \sim 2,278 Ra^{0,127}$ $Nu_{up} \sim 2,53 Ra^{0,125}$ $Nu_{up} \sim 1,225 Ra^{0,166}$ $Nu_{up} \sim 0,328 Ra^{0,227}$	$5 \times 10^7 - 6 \times 10^9$ $2 \times 10^8 - 2 \times 10^{11}$ $2 \times 10^{10} - 7 \times 10^{12}$ $3 \times 10^{11} - 8 \times 10^{13}$	2,1-5,9 2,7-7 2,3-6,8 1,9-5,8	$0,2 < H/R = 1,4$; obere Wand gekühlt, untere und seitliche Wände adiabatisch

Anhang-2: Eindimensionale wärmetechnische Modellierung

Zur Erläuterung der wärmetechnischen Vorgänge in einem Core-Catcher wird zunächst von einem vereinfachten eindimensionalen Modell ausgegangen, bei dem sich nur eine Core-Schmelze in einem halbkugelförmigen Core-Catcher mit dem Radius R befindet. Die betrachtete Schmelze besteht hier aus einer metallischen Phase (Stahl) und aus einer oxidischen Phase (UO_2). Jede Schmelzephase beinhaltet eine volumetrische innere Wärmequelle. Dieses Modell ist in Abbildung A2.1 dargestellt.

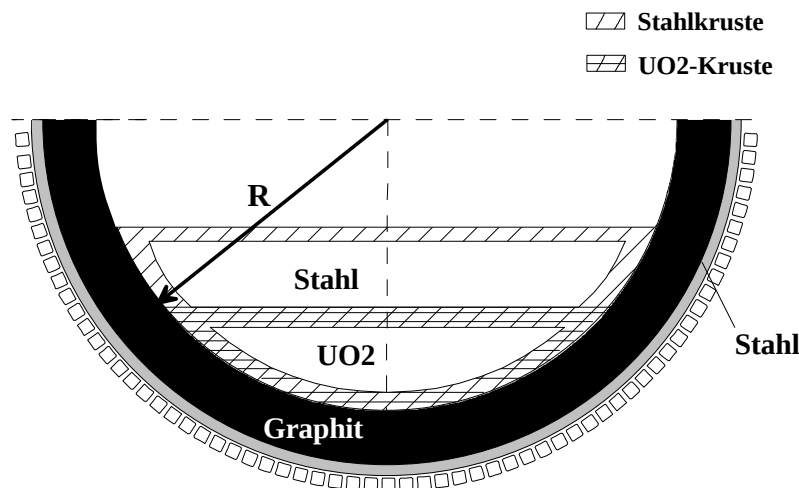


Abb. A2.1: Vereinfachtes Core-Catcher-Modell zur eindimensionalen wärmetechnischen Betrachtung

An der äußeren Oberfläche des Core-Catchers befinden sich Kühlkanäle (Wasser), die hier für eine konstante Temperatur T^* sorgen. Die Schmelze wird im Laufe der Zeit durch Wärmeabfuhr an die Umgebung abgekühlt, wodurch sich am Rande des Schmelzebades eine Kruste bildet. Eine UO_2 -Krustenschicht trennt die beiden Schmelzenphasen voneinander ab, und dadurch kommen zwei Schmelzebäder zustande. Das Stahlschmelzebad liegt wegen geringerer Dichte der Stahlschmelze im Vergleich zur dichteren UO_2 -Schmelze über dem UO_2 -Schmelzebad. Zur Gesamtbetrachtung der Energiebilanz des Core-Catchers muss für jedes Teils des Systems eine Energiebilanz aufgestellt werden, d.h. für das UO_2 -Schmelzebad, für das Stahlschmelzebad, für die jeweiligen Krustenschichten, für die Graphitschicht und für die Stahlliner-Schicht.

- **Energiebilanz für das UO₂-Schmelzebad**

Zur Vereinfachung wird im Weiteren „UO₂-Schmelzebad“ als „1“ bezeichnet. Die abgeführte Wärme aus dem UO₂-Schmelzebad unterteilt sich in zwei Anteile, d.h. in einen nach oben abgegebenen Wärmeanteil $\dot{q}_{1, \text{oben}}''$ und in einen nach unten abgegebenen Wärmeanteil $\dot{q}_{1, \text{unten}}''$. Die UO₂-Schmelze beinhaltet eine volumetrische innere Wärmequelle $\dot{q}_1'''$.

$$m_1 C_{P1} \frac{d\bar{T}_1}{dt} = (V_1 \cdot \dot{q}_1''') - \dot{q}_{1, \text{oben}}'' A_{1, \text{oben}} - \dot{q}_{1, \text{unten}}'' A_{1, \text{unten}}, \quad (\text{A2.1})$$

$$m_1 C_{P1} \frac{d\bar{T}_1}{dt} = (V_1 \cdot \dot{q}_1''') - a_{1, \text{oben}} A_{1, \text{oben}} (\bar{T}_1 - T_{1, \text{oben}}) - a_{1, \text{unten}} A_{1, \text{unten}} (\bar{T}_1 - T_{1, \text{unten}}) - \frac{dm_{1, K}(t)}{dt} [C_{P1, S} (T_{1, m} - \bar{T}_{1, S}(t)) + \Delta_{\text{Schmelzen}} H_1], \quad (\text{A2.2})$$

$$m_{1, K}(t) = m_{1, Ku}(t) + m_{1, Ko}(t), \quad (\text{A2.2 A})$$

$$\bar{T}_{1, S}(t) \cong \bar{T}_{1, Ku}(t), \quad (\text{A2.2 B})$$

$$T_{1, \text{oben}} = T_{1, \text{unten}} \cong T_{1, m}. \quad (\text{A2.2 C})$$

Dabei bedeuten:

- m_1 die Schmelzmasse (UO₂), und $m_{1, K}(t)$ die Gesamtkrustenmasse im UO₂-Schmelzebad, die sich aus der Masse der oberen Krustenschicht $m_{1, Ko}(t)$ und aus der Masse der unteren Krustenschicht $m_{1, Ku}(t)$ im UO₂-Schmelzebad zusammensetzt.
- $\bar{T}_1$ die mittlere Temperatur des UO₂-Schmelzebades.
- $T_{1, m}$ die Schmelztemperatur des UO₂.
- $T_{1, \text{unten}}$ und $T_{1, \text{oben}}$ die Temperaturen am oberen bzw. am unteren Rand des UO₂-Schmelzebades, welche gleich der UO₂-Schmelztemperatur angenommen werden dürfen.

- $\bar{T}_{1,s}(t)$ die mittlere Temperatur in der Kruste, welche gleich der mittleren Temperatur der unteren Krustenschicht, $\bar{T}_{1,Ku}(t)$ angenommen wurde.
- $a_{1,oben}$ und $a_{1,unten}$ die Wärmeübergangskoeffizienten für den konvektiven Wärmetransport nach unten bzw. nach oben.
- C_{p1} und $C_{p1,s}$ die Wärmekapazitäten für die UO_2 -Schmelze bzw. für die Kruste.
- $\Delta_{Schmelzen}H_1$ die UO_2 -Schmelzenthalpie.

• **Energiebilanz für die untere Krustenschicht im UO_2 -Schmelzebad**

Für die untere Krustenschicht wird im Kugelkoordinatensystem (Ursprung: der Kugelmittelpunkt) die Energiegleichung aufgestellt. Daraus ergibt sich:

$$\left(\frac{1}{r}\right)\left(\frac{\partial^2(rT_{1,KU})}{\partial r^2}\right) + \left(\frac{1}{r^2 \sin q}\right)\frac{\partial}{\partial q}\left(\sin q \frac{\partial T_{1,KU}}{\partial q}\right) + \left(\frac{1}{r^2 \sin^2 q}\right)\frac{\partial^2 T_{1,KU}}{\partial f^2} + \frac{\dot{q}_1'''}{l_{1,s}} = \left(\frac{1}{a}\right)\frac{\partial T_{1,KU}}{\partial t}, \quad (A2.3)$$

wobei:

- $l_{1,s}$ die UO_2 -Wärmeleitfähigkeit im festen Zustand (Kruste) und
- a die Temperaturleitfähigkeit des UO_2 sind.

Unter der Annahme, dass $\frac{\partial T_{1,KU}}{\partial q}$, $\frac{\partial T_{1,KU}}{\partial f}$ gleich Null, was bei eindimensionaler Betrachtung völlig berechtigt ist, ergibt sich aus Gleichung (A2.12):

$$\left(\frac{1}{r}\right)\frac{\partial^2(rT_{1,KU})}{\partial r^2} + \left(\frac{\dot{q}_1'''}{l_{1,s}}\right) = \left(\frac{1}{a_1}\right)\frac{\partial T_{1,KU}}{\partial t}, \quad (A2.4)$$

mit den folgenden Randbedingungen:

$$r = r_{innen, 1, KU} : T_{1, KU} = T_{1, m}, \quad (A2.4A)$$

$$r = r_{innen, 1, KU} : \dot{q}'' = \dot{q}_{1, unten}'' = -l_{1, s} \frac{\partial T_{1, KU}}{\partial r} \bigg|_{r=r_{innen, KU}}, \quad (A2.4B)$$

$$r_{innen, 1, KU} = (R - S_{1, KU}(t)), \quad (A2.4C)$$

wobei :

- $S_{1, KU}(t)$ die Dicke der unteren Krustenschicht und R der Radius der Halbkugel (des Core-Catchers) ist.

Zugleich muss die Dynamik der Krustenschichtdicke durch die folgende Gleichung beschrieben werden:

$$-l_{1, s} \frac{\partial T_{1, KU}}{\partial r} \bigg|_{r=r_{innen, KU}} - \dot{q}_{1, unten}'' = (r_{1, s} \cdot \Delta_{Schmelzen} H_1) \frac{\partial S_{1, KU}}{\partial t}. \quad (A2.5)$$

Gleichung (A2.5) gilt unter den folgenden Annahmen:

- $\left(\frac{\partial T_{1, KU}}{\partial q} \right), \left(\frac{\partial T_{1, KU}}{\partial f} \right)$ sind beide gleich Null und
- die charakteristische Zeit für die Wärmeleitung in der Kruste ist im Vergleich zu der des Schmelz- bzw. Erstarrungsprozesses sehr klein (wie später im Verlauf dieser Arbeit zu erkennen sein wird, wird diese Annahme durch CFD-Berechnungen bestätigt).

• Energiebilanz für die Graphitschicht

Für die Graphitschicht wird analog zur unteren Krustenschicht im Kugelkoordinatensystem (Ursprung: der Kugelmittelpunkt) die Energiegleichung aufgestellt. Daraus ergibt sich:

$$\left(\frac{1}{r} \right) \frac{\partial^2 (r T_G)}{\partial r^2} + 0 = \left(\frac{1}{a_G} \right) \frac{\partial T_G}{\partial t}, \quad (A2.6)$$

wobei a_G sich auf die Temperaturleitfähigkeit des Graphits bezieht. Die Randbedingungen lauten hier:

$$r = r_{\text{innen}, G} (= 3,00\text{m}) : \dot{q}'' = -l_{1,S} \frac{\partial T_{1,KU}}{\partial r} \bigg|_{r=r_{\text{innen}, G}} = -l_G \frac{\partial T_G}{\partial r} \bigg|_{r=r_{\text{innen}, G}}, \quad (\text{A2.6A})$$

$$r = r_{\text{außen}, G} (= 3,30\text{m}) : T = T_S(r = r_{\text{innen}, S}). \quad (\text{A2.6B})$$

- **Energiebilanz für die Stahlliner**

Hier gilt auch genau wie bei der Graphit-Schicht:

$$\left(\frac{1}{r}\right) \frac{\partial^2 (r T_S)}{\partial r^2} + 0 = \left(\frac{1}{a_S}\right) \frac{\partial T_S}{\partial t}. \quad (\text{A2.7})$$

Mit den Randbedingungen:

$$r = r_{\text{außen}, S} (= 3,32\text{m}) : T = T^*, \quad (\text{A2.7A})$$

$$r = r_{\text{innen}, S} (= 3,30\text{m}) : \dot{q}'' = -l_S \frac{\partial T_S}{\partial r} \bigg|_{r=r_{\text{innen}, S}} = -l_{1,S} \frac{\partial T_{1,KU}}{\partial r} \bigg|_{r=r_{\text{innen}, G}}, \quad (\text{A2.7B})$$

wobei a_S die Temperaturleitfähigkeit der Stahlliner ist.

- **Energiebilanz für die obere Krustenschicht im UO_2 -Schmelzebad**

Hier wird angenommen, dass die Krustenschicht in Form einer Platte vorliegt. Daraus folgt (Kartesisches Koordinatensystem mit dem Ursprung im der Kugelmittelpunkt):

$$\frac{\partial^2 T_{1,KO}}{\partial x^2} + \frac{\dot{q}_1'''}{l_1} = \frac{1}{a_1} \frac{\partial T_{1,KO}}{\partial t}. \quad (\text{A2.8})$$

Die dazugehörigen Randbedingungen lauten:

$$x = x_{\text{untere}, 1, KO} : T_{1, KO} = T_{1, m}, \quad (A2.8A)$$

$$x = x_{\text{untere}, 1, KO} : \dot{q}'' = +l_1 \frac{\partial T_{1, KO}}{\partial x} \bigg|_{r=r_{\text{untere}, 1, KO}} = \dot{q}_{1, \text{oben}}, \quad (A2.8B)$$

("+"-Zeichen, weil nach oben negative x-Richtung)

$$x_{\text{untere}, 1, KO} = (R - H_1(t) - S_{1, KU}(t)). \quad (A2.8C)$$

Dabei bezieht $S_{1, KU}(t)$ sich auf die Dicke der oberen Krustenschicht, und $H_1(t)$ die Höhe des UO_2 -Schmelzbades ist. Abbildung A2.2 zeigt die verwendeten Koordinatensysteme sowie die Anordnung der verschiedenen Krustenschichten im betrachteten System.

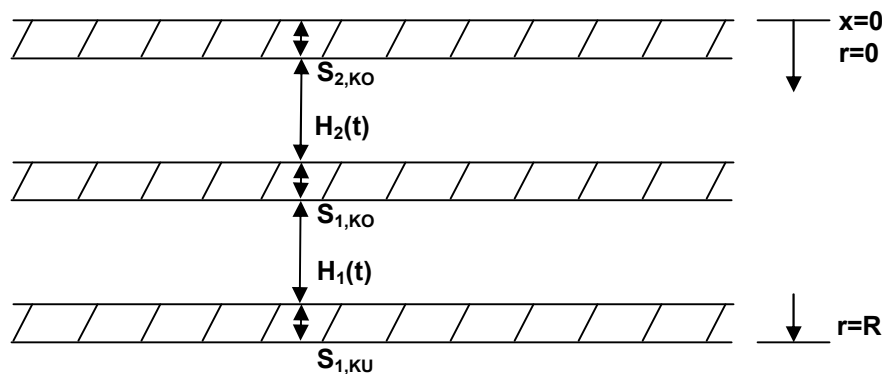


Abb. A2.2: Darstellung der Koordinatensysteme und der Krustenschichten

$H_1(t)$ ist wie folgt zu berechnen. Zu jedem Zeitpunkt gilt:

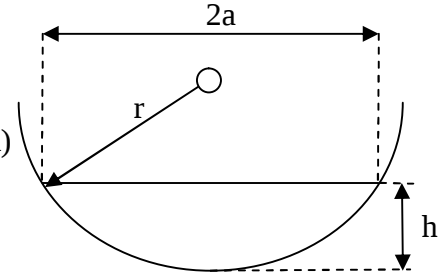
$$m_1(t) = m_1(t=0) - m_{1, KU}(t) - m_{KO}(t) \quad (A2.9)$$

($m_1(t=0)$ ist bekannt).

Um $m_{1,KU}(t)$ berechnen zu können, werden jeweils die Volumina zweier Kugelabschnitte, d.h. $V_{Kugelabs.,1}$ und $V_{Kugelabs.,2}$ berechnet und voneinander abgezogen. Für den in Abbildung A2.3 dargestellten Kugelabschnitt gilt:

$$V_{Kugelabs.,i} = \left(\frac{1}{3}\right) \pi h_i^2 (3r - h_i) = \left(\frac{1}{6}\right) \pi h_i (3a_i^2 + h_i^2), \quad (A2.10)$$

$$a_i^2 = h_i (2r_i - h_i). \quad (A2.10A)$$



Für den Kugelabschnitt „1“ gilt:

Abb. A2.3: Darstellung eines Kugelabschnittes

$$h_1 = H_1(t), \quad (A2.11)$$

$$r_1 = R - S_{1,KU}(t) \quad (A2.12)$$

und für den Kugelabschnitt „2“:

$$h_2 = H_1(t) + S_{1,KU}(t) = h_1 + S_{1,KU}(t), \quad (A2.13)$$

$$r_2 = R. \quad (A2.14)$$

Es werden jeweils $V_{Kugelabs.,1}$ und $V_{Kugelabs.,2}$ mit Hilfe eines abgeschätzten Wertes für $H_1(t)$ ($0 < H_1(t) < (H_1(t=0) - S_{1,KU} - S_{1,KO})$) berechnet. Daraus folgt:

$$V_{1,KU}(t) = V_{Kugelabs.,2} - V_{Kugelabs.,1}, \quad (A2.15)$$

$$m_{1,KU}(t) = V_{1,KU}(t) * r_{1,S}(T = \bar{T}_{1,KU}(t)), \quad (A2.16)$$

$$\bar{T}_{1,KU}(t) = \frac{\int_{R-S_{1,KU}(t)}^R T_{1,KU}(r,t) dr}{S_{1,KU}(t)}. \quad (A2.17)$$

Zur Berechnung von $m_{1,KO}(t)$ werden ebenfalls die Volumina zweier Kugelabschnitte, d.h. $V_{Kugelabs.,3}$ und $V_{Kugelabs.,4}$, berechnet und voneinander abgezogen:

$$\text{Für } V_{Kugelabs.,3} : \quad h_3 = H_1(t) + S_{1,KU}(t), \quad (A2.18)$$

$$r_3 = R. \quad (A2.19)$$

$$\text{Für } V_{Kugelabs.,4} : \quad h_4 = H_1(t) + S_{1,KU}(t) + S_{1,KO}(t), \quad (A2.20)$$

$$r_4 = R. \quad (A2.21)$$

$$V_{1,KO}(t) = V_{Kugelabs.,4} - V_{Kugelabs.,3}, \quad (A2.22)$$

$$m_{1,KO} = V_{1,KO}(t) \cdot r_{1,S}(T = \bar{T}_{1,KO}(t)), \quad (A2.23)$$

$$\bar{T}_{1,KO}(t) = \frac{\int_{(R-H_1(t)-S_{1,KU}(t)-S_{1,KO}(t))}^{(R-H_1(t)-S_{1,KU}(t))} T_{1,KO}(x,t) dx}{S_{1,KO}(t)}. \quad (A2.24)$$

Am Ende muss die Gleichung A2.9 durch alle hier berechneten Werte erfüllt sein. Die endgültige Lösung zu jedem Zeitpunkt ist iterativ zu erreichen. Und die Dynamik der Krustenschichtdicke kann analog wie bei der unteren Krustenschicht durch die folgende Gleichung beschrieben werden (unter ähnlichen Annahmen):

$$l_{1,S} \left. \frac{\partial T_{1,KO}}{\partial x} \right|_{x=r_{innen,KO}} - \dot{q}_{1,oben}'' = (r_{1,S} \cdot \Delta_{Schmelzen} H_1) \frac{\partial S_{1,KO}}{\partial t}. \quad (A2.25)$$

• Energiebilanz für das Stahlschmelzebad

Zur Vereinfachung wird weiterhin „Stahlschmelzebad“ als „2“ bezeichnet. Die abgeführte Wärme aus dem Stahlschmelzebad unterteilt sich in zwei Anteile, d.h. in einen nach oben abgegebenen Wärmeanteil $\dot{q}_{2,oben}''$ und in einen seitlich abgegebenen Wärmeanteil $\dot{q}_{2,seitlich}''$. Die Stahlschmelze beinhaltet auch eine volumetrische innere Wärmequelle $\dot{q}_2'''$.

$$m_2 C_{P2} \frac{d\bar{T}_2}{dt} = (V_2 \cdot \dot{q}_2''') - \dot{q}_{2, \text{oben}}'' A_{2, \text{oben}} - \dot{q}_{2, \text{seitlich}}'' A_{2, \text{seitlich}} - \frac{dm_{2,K}(t)}{dt} \left[C_{P_{2,s}} (T_{2,m} - \bar{T}_{2,K}) + \Delta_{\text{Schmelzen}} H_2 \right], \quad (\text{A2.26})$$

$$\left. \begin{aligned} \dot{q}_{2, \text{oben}}'' &= a_{2, \text{oben}} A_{2, \text{oben}} (\bar{T}_2 - T_{2, \text{oben}}) \\ \dot{q}_{2, \text{seitlich}}'' &= a_{2, \text{seitlich}} A_{2, \text{seitlich}} (\bar{T}_2 - T_{2, \text{seitlich}}) \end{aligned} \right\} T_{2, \text{oben}} = T_{2, \text{seitlich}} \cong T_{2, m}, \quad (\text{A2.26A})$$

$$m_{2,K}(t) = m_{2,Ko}(t) + m_{2,K, \text{seitlich}}(t), \quad (\text{A2.26B})$$

$$\bar{T}_{2,K} \cong \bar{T}_{2,Ko}(t). \quad (\text{A2.26C})$$

• Energiebilanz für die obere Krustenschicht im Stahlschmelzebad

Hier wird davon ausgegangen, dass die Krustenschicht die Form einer Platte der Dicke $S_{2,KO}$ besitzt. Daraus ergibt sich:

$$\frac{\partial^2 T_{2,KO}}{\partial x^2} + \frac{\dot{q}_2'''}{l_{2,s}} = \frac{1}{a_{2,s}} \frac{\partial T_{2,KO}}{\partial t}, \quad (\text{A2.27})$$

mit den folgenden Randbedingungen:

$$x = x_{\text{untere}, 2, KO} : T_{2,KO} = T_{2,m}, \quad (\text{A2.27A})$$

$$x = x_{\text{obere}, 2, KO} : \dot{q}'' = -l_{2,s} \frac{\partial T_{2,KO}}{\partial x} \bigg|_{x=x_{\text{obere}, 2, KO}} = (\dot{q}_{\text{Strahlung}}'' + \dot{q}_{\text{Konvektion}}'')_{\text{Aus der Oberfläche}}, \quad (\text{A2.27B})$$

$$x_{\text{untere}, 2, KO} = R - H_1(t) - S_{1,KU}(t) - S_{1,KO}(t) - H_2(t), \quad (\text{A2.27C})$$

$$x_{\text{obere}, 2, KO} = x_{\text{untere}, 2, KO} - S_{2,KO}(t). \quad (\text{A2.27D})$$

Es ist allerdings anzunehmen, dass $\dot{q}_{Strahlung}'' \gg \dot{q}_{Konvektion}''$ ist. Deshalb wird $\dot{q}_{Konvektion}''$ vernachlässigt (laut Literatur und bewiesen durch verschiedene Experimente [3.6]). Um $H_2(t)$ zu berechnen, ist zu beachten, dass zu jedem Zeitpunkt gilt:

$$m_2(t) = m_2(t=0) - m_{2,KO}(t) - m_{2,K, seitlich}(t). \quad (A2.28)$$

Um „ $m_{2,KU}(t)$ “ berechnen zu können, müssen die Volumina zweier Kugelabschnitte, d.h. $V_{Kugelabs.,5}$ und $V_{Kugelabs.,6}$, berechnet und voneinander abgezogen werden:

$$\text{Für } V_{Kugelabs.,5}: \quad h_5 = H_2(t) + S_{1,KO}(t) + H_1(t) + S_{1,KU}(t), \quad (A2.29)$$

$$r_5 = R. \quad (A2.30)$$

$$\text{Für } V_{Kugelabs.,6}: \quad h_6 = h_5 + S_{2,KO}, \quad (A2.31)$$

$$r_6 = R. \quad (A2.32)$$

$$V_{2,KO}(t) = V_{Kugelabs.,6} - V_{Kugelabs.,5}, \quad (A2.33)$$

$$m_{2,KO} = V_{2,KO}(t) * r(T = \bar{T}_{2,KO}(t)), \quad (A2.34)$$

$$\bar{T}_{2,KO}(t) = \frac{\int_{(R-H_2(t)-S_{2,KO}(t)-S_{1,KO}(t)-H_1(t)-S_{1,KU}(t))}^{(R-H_2(t)-S_{1,KO}(t)-H_1(t)-S_{1,KU}(t))} T_{2,KO}(x,t) dx}{S_{2,KO}(t)} \quad (A2.35)$$

und „ $m_{2,K,seitlich}$ “ wird wie folgt berechnet:

$$V_{Kugelabs.,7} = \left(\frac{1}{3}\right) \pi h_7^2 (3r_7 - h_7), \quad (A2.36)$$

$$r_7 = R, \quad (A2.37)$$

$$h_7 = H_2(t) + S_{1,KO}(t) + H_1(t) + S_{1,KU}(t), \quad (A2.38)$$

$$V_{2,K, seitlich}(t) = V_{Kugelabs.,7} - V_{Kugelabs.,4} - V_2(t), \quad (A2.39)$$

$$V_2(t) = \frac{m_2(t)}{r_2(T = \bar{T}_2(t))}, \quad (\text{A2.40})$$

$$m_{2, K, \text{ seitlich}}(t) = V_{2, K, \text{ seitlich}}(t) \cdot r_{2, S}(T = \bar{T}_{2, K, \text{ seitlich}}(t)), \quad (\text{A2.41})$$

$$\bar{T}_{2, K, \text{ seitlich}}(t) = \frac{\int_{(R-S_{2, K, \text{ seitlich}}(t))}^R T_{2, K, \text{ seitlich}}(r, t) dr}{S_{2, K, \text{ seitlich}}(t)}. \quad (\text{A2.42})$$

Folgende Gleichung beschreibt die Dynamik der Krustenschichtdicke:

$$-l_{2, S} \left. \frac{\partial T_{2, Ko}}{\partial x} \right|_{x=x_{\text{innen}, Ko}} - \dot{q}_{2, \text{ oben}}'' = (r_{2, S} \cdot \Delta_{\text{Schmelzen}} H_2) \frac{\partial S_{2, Ko}}{\partial t}. \quad (\text{A2.43})$$

Hier gelten ähnliche Annahmen, wie bei der oberen Krustenschicht des UO_2 -Schmelzebades getroffen worden sind.

Zur Berechnung der aus der Oberfläche abgestrahlten Wärme $\dot{q}_{\text{Strahlung}}''$ wird folgendes Strahlungsmodell verwendet:

$$\dot{q}_{\text{Strahlung}}'' = \frac{\dot{Q}_{\text{Strahlung}}}{A_{2, \text{ oben}}} = \frac{s (T_{2, \text{ Oberfläche}}^4 - T_{\text{IOR}}^4)}{\frac{1-e_2}{A_{2, \text{ oben}} e_2} + \frac{1}{F_{2, \text{ IOR}} A_{2, \text{ oben}}} + \frac{1-e_{\text{IOR}}}{e_{\text{IOR}} A_{\text{IOR}}}}. \quad (\text{A2.44})$$

wobei:

- $T_{2, \text{ Oberfläche}} = T_{2, Ko}(x = r = 0)$ ist.
- das Kürzel „IOR“ sich auf die innere Oberfläche der Reaktorkaverne bezieht.
- e_i das Emissionsvermögen der betrachteten Oberfläche ist.
- $F_{2, RKIO}$ der „view factor“ zwischen der Stahlschmelzeoberfläche und der inneren Oberfläche der Reaktorkaverne ist.

- **Energiebilanz für die seitliche Krustenschicht im Stahlschmelzebad**

Abbildung A2.4 zeigt eine genauere Darstellung der seitlichen Krustenschicht im Stahlschmelzebad.

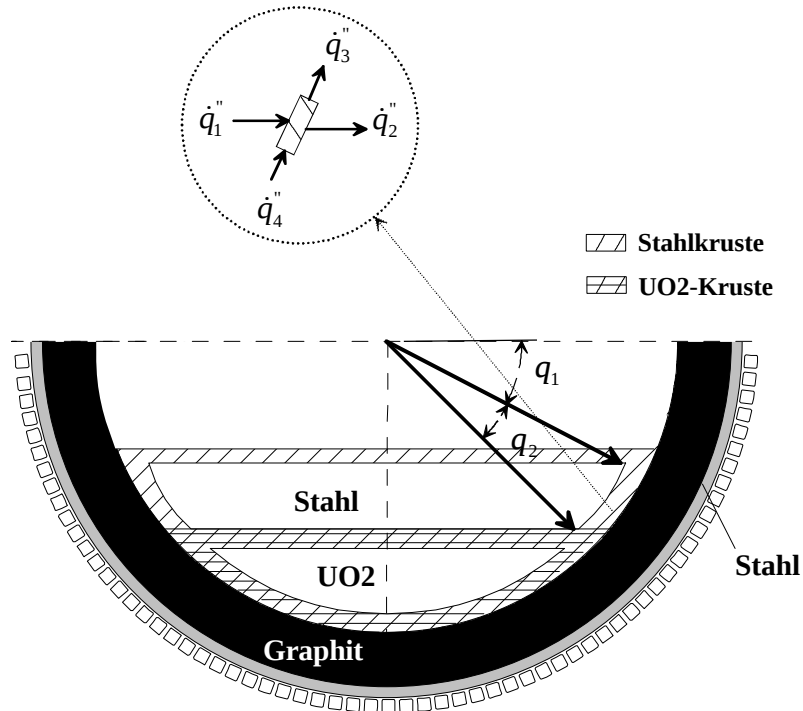


Abb. A2.4: Genauere Darstellung der seitlichen Krustenschicht im Stahlschmelzebad ($\dot{q}_1'' = \dot{q}_{2, \text{seitlich}}''$).

Für die exakte Bilanzierung ist unbedingt von einem mindestens 2-dimensionalen Wärmetransport durch das betrachtete Krustenelement auszugehen, d.h.:

$$\left(\frac{1}{r} \right) \left(\frac{\partial^2 (r T_{K, \text{seitlich}})}{\partial r^2} \right) + \left(\frac{1}{r^2 \sin q} \right) \left(\sin q \frac{\partial T_{K, \text{seitlich}}}{\partial q} \right) + \frac{\dot{q}_2'''}{l_{2, s}} = \frac{1}{a_{2, s}} \frac{\partial T_{K, \text{seitlich}}}{\partial t}. \quad (\text{A2.45})$$

Solch eine Betrachtung an dieser Stelle setzt dieselbe Art der Bilanzierung (2-D) in den anderen Bereichen des Gesamtsystems voraus (z.B.: Damit eine Aussage über $\dot{q}_4''$ getroffen werden kann, muss vorher am unteren Krustenbereich solch eine 2-D-Bilanzierung durchgeführt worden sein.), was die Gesamtbetrachtung sehr

kompliziert und praktisch unlösbar macht. Deswegen sind folgende Annahmen als Vereinfachungen zu treffen:

- a- Es herrscht an der Stelle 1-dimensionalen Wärmetransport von Innen nach Außen.
- b- Die Kruste kann in diesem Fall als eine Platte der Dicke $S_{K, \text{seitlich}}$ betrachtet werden, da die Höhe des Stahl-Pools im Vergleich zum Halbkugelradius sehr klein ist.

Daraus folgt:

$$\frac{\partial^2 T_{K, \text{seitlich}}}{\partial y^2} + \frac{\dot{q}_2'''}{l_{2, S}} = \frac{1}{a_S} \frac{\partial T_{K, \text{seitlich}}}{\partial t}. \quad (\text{A2.46})$$

Mit den folgenden Randbedingungen:

$$y = R - S_{K, \text{seitlich}}(t) : T \cong T_{2, m}, \quad (\text{A2.46A})$$

$$y = R - S_{K, \text{seitlich}}(t) : \dot{q}'' = -l_{2, S} \left. \frac{\partial T_{K, \text{seitlich}}}{\partial y} \right|_{y=0} = \dot{q}_{2, \text{seitlich}}''. \quad (\text{A2.46B})$$

Für die Dynamik der seitlichen Krustenschicht gilt:

$$-l_{2, S} \left. \frac{\partial T_{K, \text{seitlich}}}{\partial r} \right|_{r=r_{\text{innen}, K, \text{seitlich}}} - \dot{q}_{2, \text{seitlich}}'' = (r_{2, S} \cdot \Delta_{\text{Schmelzen}} H_2) \frac{\partial S_{K, \text{seitlich}}}{\partial t}. \quad (\text{A2.47})$$

Hierfür gelten ähnliche Annahmen, wie bei den Gleichungen A2.5, A2.25 und A2.43. Die Energiebilanzgleichungen für die Graphit- bzw. die Stahlliner-Schicht hinter der seitlichen Krustenschicht lauten wie folgt:

$$\frac{\partial^2 T_{G, \text{seitlich}}}{\partial y^2} + 0 = \frac{1}{a_G} \frac{\partial T_{G, \text{seitlich}}}{\partial t}. \quad (\text{A2.48})$$

mit den Randbedingungen:

$$y = R : T = T_{K, \text{seitlich}} (y = R), \quad (\text{A2.48A})$$

$$y = R : \dot{q}'' = -l_G \frac{\partial T_{G, \text{seitlich}}}{\partial x} \bigg|_{y=R} = -l_{2, S} \frac{\partial T_{K, \text{seitlich}}}{\partial x} \bigg|_{y=R}, \quad (\text{A2.48B})$$

für die Stahl liner-Schicht:

$$\frac{\partial^2 T_{S, \text{seitlich}}}{\partial y^2} + 0 = \frac{1}{a_S} \frac{\partial T_{S, \text{seitlich}}}{\partial t}, \quad (\text{A2.49})$$

mit den dazugehörigen Randbedingungen:

$$y = R + 0,32m : T = T^*, \quad (\text{A2.49A})$$

$$y = R + 0,30m : \dot{q}'' = -l_S \frac{\partial T_{S, \text{seitlich}}}{\partial x} \bigg|_{y=R+0,30} = -l_{2, S} \frac{\partial T_{K, \text{seitlich}}}{\partial x} \bigg|_{y=R}. \quad (\text{A2.49B})$$

Für eine transiente Berechnung des Gesamtsystems werden Anfangsbedingungen benötigt. Die Anfangsbedingungen für das in Abbildung A2.4 dargestellte Core-Catcher-Modell lauten:

$$- \quad t = 0 : \bar{T}_1 = \bar{T}_2 = 3000^\circ\text{C}, \quad (\text{A2.50})$$

$$- \quad \lim_{t \rightarrow 0} S_{K,i} = 0 \quad (i: \text{unten, oben, seitlich}). \quad (\text{A2.51})$$

- **Berechnung der Wärmestromdichte im UO₂-Schmelzebad**

Die Wärmestromdichten werden jeweils über die Nusselt-Zahlen berechnet, die wiederum durch die zu der betrachteten Geometrie in Frage kommenden, empirischen Gleichungen evaluiert werden können. Da es sich in unserem Fall um ein halbkugelförmiges UO₂-Schmelzebad (Bad „1“) handelt, werden zur Berechnung der Nusselt-Zahlen für dieses Bad die folgenden Gleichungen verwendet [3.5]:

$$\left. \begin{aligned} Nu_{oben} &= 1,95 \cdot Ra_i^{0,18} \\ Nu_{unten} &= 0,3 \cdot Ra_i^{0,22} \end{aligned} \right\} \pm 10\% \quad (Ra_i \text{ bis } 10^{16}). \quad (\text{A2.52})$$

Für die Verteilung der Wärmestromdichten gilt:

$$\frac{Nu_{unten}(\Theta)}{Nu_{unten}} = 0,1 + 1,08 \left(\frac{\Theta}{\Theta_p} \right) - 4,51 \left(\frac{\Theta}{\Theta_p} \right)^2 + 8,61 \left(\frac{\Theta}{\Theta_p} \right)^3, \quad (\text{A2.52A})$$

$$0,1 \leq \left(\frac{\Theta}{\Theta_p} \right) \leq 0,6,$$

$$\frac{Nu_{unten}(\Theta)}{Nu_{unten}} = 0,41 + 0,35 \left(\frac{\Theta}{\Theta_p} \right) + \left(\frac{\Theta}{\Theta_p} \right)^2, \quad (\text{A2.52B})$$

$$0,6 \leq \left(\frac{\Theta}{\Theta_p} \right) \leq 1, \quad \Theta_p = \frac{p}{2}.$$

Die Nusselt-Zahlen werden durch folgende Gleichung berechnet:

$$Nu_{1,i} = \frac{q_i \cdot H_1(t)}{l_{1,L} (T_{\max} - T_W)}. \quad [i: \text{oben oder unten}] \quad (\text{A2.53})$$

Dabei gilt: $T_{\max} = \bar{T}_1$ und $T_W = T_{1,m} = T_{\text{UO}_2, \text{Schmelztemperatur}}$

$H_1(t)$ wird aus der Gleichung A2.11 und $\bar{T}_1$ wird aus der Gleichung A2.2 in die Gleichung A2.53 eingesetzt. Bei der Berechnung der verschiedenen Parameter (der physikalischen Eigenschaften) in den Gleichungen A2.52-A2.53 ist laut Literaturangaben [3.4] wie folgt vorzugehen:

- Für die Berechnung der Ra_i -Zahl (bzw. für die Berechnung der Parameter, die in der Definition der Ra_i -Zahl vorkommen) eignet sich die Bulk-Temperatur. Für „a“, „ß“ und „n“ auch.

- Für die Berechnung des Wärmeleitfähigkeitskoeffizienten aber eignet sich die Film-Temperatur (Mittelwert zwischen Bulk- und Wandtemperatur).

Die Wärmestromdichte wird jeweils durch die folgende Gleichung berechnet:

$$\dot{q}_{1,i}'' = \frac{l_{1,L} (\bar{T}_1 - T_{1,m})}{H_1(t)} \cdot Nu_{1,i} \quad (\text{A2.54})$$

($l_{1,L}$: Wärmeleitfähigkeitskoeffizient der UO_2 – Schmelze).

Hier ist besonders auf Folgendes zu achten:

- Laut Literaturangaben bleiben nach einem Reaktorunfall, der zum Durchschmelzen des Reaktor-Cores führt, bis zu 80% der Spaltprodukte in der Schmelze und der Rest ist gasförmig [3.11] und somit nicht an die Schmelze gebunden. Die Spaltprodukte teilen sich wiederum [3.11] so auf die beiden Schmelze-Phasen auf, dass die Oxid-Phase (UO_2 -Schmelze) ca. 70% der Nachzerfallswärme leistet, und die restliche Nachzerfallswärme (ca. 30%) wird in der Stahlschmelze erzeugt. An dieser Stelle wird zur Vereinfachung angenommen, dass die metall-ische Phase, d.h. die Stahlschmelze, keine innere Wärmequelle hat. Diese Annahme wird hier nur bei der eindimensionalen wärmetechnischen Modellierung zur Vereinfachung getroffen. In den weiteren Abschnitten wird bei den Berechnungen der Stahlschmelze deren Nachzerfallswärmequellenanteil zugeordnet. Zum einen ist diese Annahme zu treffen, da keine geeigneten Nusselt-Zahl-Gleichungen für das Stahlschmelze-Bad mit den hier vorliegenden Randbedingungen (mit einer inneren Wärmequelle) in der Literatur zur Zeit zu finden sind. Zum anderen wurde diese Annahme schon oft bei verschiedenen Arbeiten, wie z.B. bei [3.6], getroffen.
- Zur Berechnung der inneren volumetrischen Wärmequelle werden folgende Gleichungen verwendet:

$$P_{NZW,i}(t) = C_i \cdot (0,8) \cdot P_{th} \cdot (6,22 \cdot 10^{-2}) \cdot [t^{-0,2}], \quad (\text{A2.55})$$

$$\dot{Q} = \frac{P_{NZW,i}(t)}{V_i(t)|_{t=0}}, \quad (\text{A2.56})$$

wobei C_i für die UO_2 -Phase gleich 0,7 und für die Stahlschmelze gleich 0,3 ist. Das anfängliche Volumen der UO_2 -Schmelze $(V_i(t)|_{t=0})$ ist bekannt.

- **Berechnung der Wärmestromdichte im Stahlschmelzebad**

Für die Berechnung der Nu_i -Zahl in den metallischen Phasen werden, wie zuvor erläutert, unter der Annahme, dass die Stahlschmelze keine innere Wärmequelle enthält, die folgenden Gleichungen verwandt [3.6]:

$$Nu_{2, oben} = (0,069) \cdot Ra^{\frac{1}{3}} \cdot Pr^{0,074}, \quad (A2.57)$$

$$Nu_{2, seitlich} = \left\{ 0,825 + \frac{0,387 \cdot Ra^{\frac{1}{6}}}{\left[1 + \left(0,492 / Pr \right)^{\frac{9}{16}} \right]^{\frac{8}{27}}} \right\}^2. \quad (A2.58)$$

Dabei sind Ra (externe Rayleigh-Zahl) und Pr (Prandtl-Zahl) wie folgt zu definieren:

$$Ra = \frac{g \cdot b \cdot (T_{2, unten} - T_{2, oben}) \cdot H_2(t)}{a \cdot n}, \quad (A2.59)$$

$$Pr = \frac{a}{n}, \quad (A2.60)$$

wobei:

$$T_{2, oben} = T_{2, m} = T_{\text{Stahlschmelztemperatur}}, \quad (A2.61)$$

$$T_{2, unten} = T_{1, KO}(t, x) \Big|_{t, x=R-H_1(t)-S_{1, KO}(t)-S_{1, KU}}. \quad (A2.62)$$

Für die Stahlschmelze wurde hiermit angenommen, dass sie die Form einer horizontal unendlichen, flüssigen Schicht hat, die von unten aufgeheizt und von oben abgekühlt wird. Für die freie Konvektion in solch einer Schicht eignet sich die Gleichung von „Globe & Dropkin (1959)“ (Gl.66) [3.12]. Und für den seitlichen Wärmetransport (durch die Wände) wird die Gleichung von „Churchill und Chu (1975)“ (Gl. A2.58) [3.13] verwendet, die für freie Konvektion an einer vertikalen Wand in einem un-endlichen Fluid gedacht ist. Die Wärmestromdichten werden durch folgende Gleichung berechnet:

$$\dot{q}_{2,i}'' = \frac{l_{2,L} (\bar{T}_2 - T_{2,m})}{H_2(t)} \cdot Nu_{2,i} \quad (\text{A2.63})$$

($\lambda_{2,L}$: Wärmeleitfähigkeitskoeffizient der Stahlschmelze).

Anhang-3: Herleitung der exakten k-Transportgleichung

Für ein inkompressibles Einkomponentenfluid gilt:

$$\frac{\partial v_k}{\partial x_k} = 0 \quad (\text{Kontinuitätsgleichung}), \quad (\text{A3.1})$$

$$\frac{\partial v_j}{\partial t} + v_k \frac{\partial v_j}{\partial x_k} = \left(-\frac{1}{r} \right) \frac{\partial p}{\partial x_j} + n \frac{\partial^2 v_j}{\partial x_k^2} \quad (\text{Impulserhaltungsgleichung}). \quad (\text{A3.2})$$

Im Falle einer turbulenten Strömung gilt:

$$v_l = \bar{v}_l + v'_l \quad (l = x, y, z). \quad (\text{A3.3})$$

Setzt man Gleichung A3.3 in Gleichung A3.2 ein, ergibt sich daraus (zeitgemittelte Gleichung):

$$\bar{v}_k \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_k} = \left(-\frac{1}{r} \right) \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + n \frac{\partial}{\partial x_k} \left(n \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_k} - \overline{v'_k v'_j} \right). \quad (\text{A3.4})$$

Subtrahiert man Gleichung A3.4 von Gleichung A3.2 (vorher wird Gleichung A3.3 in Gleichung A3.2 eingesetzt, ohne zeitliche Mittelung), so ergibt sich für v'_j :

$$\begin{aligned} & \underbrace{v'_j \frac{\partial v'_j}{\partial t} + v'_i \frac{\partial v'_j}{\partial t}}_{(I)} + v'_j v'_k \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_k} + v'_i v'_k \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_k} + \bar{v}_k \underbrace{\left(v'_j \frac{\partial v'_i}{\partial x_k} + v'_i \frac{\partial v'_j}{\partial x_k} \right)}_{(II)} \\ & + \underbrace{v'_j v'_k \frac{\partial v'_i}{\partial x_k} + v'_i v'_k \frac{\partial v'_j}{\partial x_k}}_{(III)} = - \left(\frac{v'_j}{r} \right) \frac{\partial p}{\partial x_i} - \left(\frac{v'_i}{r} \right) \frac{\partial p}{\partial x_j} + n \left(v'_j \frac{\partial^2 v'_i}{\partial x_k^2} + v'_i \frac{\partial^2 v'_j}{\partial x_k^2} \right). \end{aligned} \quad (\text{A3.5})$$

Es müssen nun noch einige Glieder umgeformt werden:

$$(I): \quad v'_j \frac{\partial v'_i}{\partial t} + v'_i \frac{\partial v'_j}{\partial t} = \frac{\partial v'_i v'_j}{\partial t}, \quad (A3.6)$$

$$(II): \quad \bar{v}_k \left(v'_j \frac{\partial v'_i}{\partial x_k} + v'_i \frac{\partial v'_j}{\partial x_k} \right) = \bar{v}_k \frac{\partial v'_i v'_j}{\partial x_k}, \quad (A3.7)$$

$$(III): \quad \frac{\partial v'_k v'_i v'_j}{\partial x_k} = v'_j v'_k \frac{\partial v'_i}{\partial x_k} + \underbrace{v'_i \frac{\partial v'_k v'_j}{\partial x_k}}_{\substack{=0 \text{ wegen} \\ \text{Kontinuität}}} + v'_i v'_k \frac{\partial v'_j}{\partial x_k}. \quad (A3.8)$$

Die viskosen Terme auf der rechten Seite lassen sich umformen zu:

$$\begin{aligned} v'_i \frac{\partial^2 v'_j}{\partial x_k^2} + v'_j \frac{\partial^2 v'_i}{\partial x_k^2} &= \frac{\partial}{\partial x_k} \left(v'_i \frac{\partial v'_j}{\partial x_k} \right) - 2 \frac{\partial v'_i}{\partial x_k} \frac{\partial v'_j}{\partial x_k} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left(v'_j \frac{\partial v'_i}{\partial x_k} \right) \\ &= \frac{\partial^2}{\partial x_k^2} (v'_i v'_j) - 2 \frac{\partial v'_i}{\partial x_k} \frac{\partial v'_j}{\partial x_k}. \end{aligned} \quad (A3.9)$$

Die Aufspaltung der Terme ergibt:

$$\begin{aligned} v'_i \frac{\partial p'}{\partial x_j} + v'_j \frac{\partial p'}{\partial x_i} &= \frac{\partial}{\partial x_j} (v'_i p') - p' \frac{\partial v'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_i} (v'_j p') - p' \frac{\partial v'_j}{\partial x_i} \\ &= -p' \left(\frac{\partial v'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v'_j}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[p' (d_{kj} v'_i + d_{ki} v'_j) \right]. \end{aligned} \quad (A3.10)$$

Mit diesen Beziehungen lautet die Bilanzgleichung für den Reynoldsen Spannungstensor $\overline{v'_i v'_j}$ nach der Zeitmittelung:

$$\begin{aligned} \underbrace{\frac{\partial}{\partial t} (\overline{v'_i v'_j})}_L + \underbrace{\bar{v}_k \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{v'_i v'_j})}_K &= \underbrace{-\overline{v'_i v'_k} \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_k} - \overline{v'_j v'_k} \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k}}_P - \underbrace{2n \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_k}}_{DS} \\ &+ \underbrace{\frac{p'}{r} \left(\frac{\partial v'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v'_j}{\partial x_i} \right)}_{DSK} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left(\overline{v'_i v'_j v'_k} + n \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{v'_i v'_j}) - \frac{p'}{r} (d_{kj} v'_i + d_{ki} v'_j) \right)}_{DF}. \end{aligned} \quad (A3.11)$$

Die einzelnen Terme können dabei folgendermaßen gedeutet werden:

L = lokale Änderung (= 0 für statistisch stationäre Strömungen)

K = konvektive Änderung

P = Produktion, gebildet als Produkt aus dem Reynoldsen Spannungstensor und dem Gradienten der zeitlich gemittelten Geschwindigkeit

DS = Dissipation

DSK = Druck-Scher-Korrelation, diese trägt ähnlich wie die Diffusion zur Umverteilung bei

DF = Diffusion, darin werden die Terme erfasst, die sich unter ein Divergenzzeichen schreiben lassen

Der Produktionsterm spielt eine entscheidende Rolle. Er ist für das Erzeugen der Turbulenz verantwortlich. Offenbar kann nur in Strömungen mit Gradienten der zeitlich gemittelten Geschwindigkeit, also in Scherströmungen, die Turbulenz aufrechterhalten werden. Der Geschwindigkeitsgradient ist der Motor der Turbulenz. Die dafür erforderliche Energie wird der Hauptbewegung entzogen.

Einen wichtigen Sonderfall der Transportgleichung gewinnt man formal durch Kontraktion, d.h. man setzt $i = j$. Aus $\overline{v'_i v'_j}$ folgt für $i = j$ der Ausdruck $\overline{v'_i v'_j} = \overline{v'^2_j}$ (Turbulenzenergie):

$$k = \frac{1}{2} \overline{v'^2_j} = \frac{1}{2} (\overline{v'^2_x} + \overline{v'^2_y} + \overline{v'^2_z}). \quad (\text{A3.12})$$

Für $i = j$ geht Gl. A3.11 in eine Transportgleichung für die Turbulenz k über:

$$\underbrace{\frac{\partial k}{\partial t}}_L + \underbrace{\bar{v}_k \frac{\partial k}{\partial x_k}}_K = \underbrace{-\overline{v'_j v'_k} \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_k}}_P - \underbrace{\frac{\bar{e}}{\text{DS}} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[-\left(k + \frac{p'}{r} \right) v'_k + n \frac{\partial k}{\partial x_k} + n \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{v'_j v'_k}) \right]}_{\text{DF}}. \quad (\text{A3.13})$$

Dabei ist von der Umformung

$$\frac{\partial \overline{v'_j v'_j}}{\partial x_k \partial x_k} = \frac{\partial \overline{v'_j}}{\partial x_k} \left(\frac{\partial \overline{v'_j}}{\partial x_k} + \frac{\partial \overline{v'_k}}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_k} (\overline{v'_j v'_k}) \quad (\text{A3.14})$$

Gebrauch gemacht worden. Dadurch erscheint ein Teil der zuvor als Dissipation bezeichneten Größe hier im Diffusionsterm, denn nur die Größe

$$\bar{e} = n \overline{\frac{\partial v'_j}{\partial x_k} \left(\frac{\partial v'_j}{\partial x_k} + \frac{\partial v'_k}{\partial x_j} \right)} \quad (\text{A3.15})$$

wird als turbulente Dissipation bezeichnet. Diese Bezeichnung stützt sich auf die Dissipationsfunktion in der Energiegleichung, die für konstante Stoffwerte

$$t_{jk} \frac{\partial v_j}{\partial x_k} = m \frac{\partial v_j}{\partial x_k} \left(\frac{\partial v_j}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_j} \right) \quad (\text{A3.16})$$

gegeben ist. Nach zeitlicher Mittelung folgt

$$\overline{t_{jk} \frac{\partial v_j}{\partial x_k}} = m \overline{\frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_k} \left(\frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_k} + \frac{\partial \bar{v}_k}{\partial x_j} \right)} + m \overline{\frac{\partial v'_j}{\partial x_k} \left(\frac{\partial v'_j}{\partial x_k} + \frac{\partial v'_k}{\partial x_j} \right)}. \quad (\text{A3.17})$$

Der erste Anteil der Dissipationsfunktion wird als direkte Dissipation bezeichnet; im zweiten Anteil erkennt man die durch Gl. A3.15 definierte turbulente Dissipation $r\bar{e}$, auch indirekte Dissipation genannt.

Die Transportgleichung A3.12 für die Turbulenzenergie wird in ähnlicher Weise gedeutet wie die Transportgleichung A3.11. Die experimentell schwer zu erfassende Druck-Scher-Korrelation in Gl. A3.11 tritt in Gl. A3.12 nicht auf.

Transportgleichungen der hier besprochenen Art spielen bei der Entwicklung moderner halbempirischer Berechnungsmethoden eine zentrale Rolle. So beschreibt Gl. A3.11 die lokale und konvektive Änderung des unbekannten Reynoldsen Spannungstensors. Das Schließungsproblem lässt sich auf diesem Weg jedoch nicht lösen, da die Transportgleichungen ihrerseits neue unbekannte Korrelationsfunktionen enthalten. Für jede dieser unbekannten Korrelationsfunktionen lässt sich wiederum eine Transportgleichung herleiten, die jedoch erneut neue unbekannte Korrelationen enthält. Die Ordnung dieser Tensoren wird jeweils um Eins erhöht. So

erhält die Transportgleichung A3.11 eine Trippelkorrelation $\overline{v'_i v'_j v'_k}$, also einen Tensor dritter Stufe. Eine Bilanzgleichung dafür würde einen Tensor vierter Stufe enthalten.

Fazit: Das Schließungsproblem lässt sich derart nicht lösen. Es existieren immer mehr Unbekannte als Gleichungen zur Verfügung stehen. Der einzig gangbare Weg führt über halbempirische Schließungsannahmen.

Die exakte Form der k – Gleichung, d.h. Gleichung A3.12, könnte keine praktische Anwendung haben, da sich in dieser Gleichung immer noch Terme befinden, die schwankenden Geschwindigkeitskomponenten beinhalten. Dies führt dazu, dass empirische bzw. halbempirische Modelle für die o.g. Terme in der k – Gleichung angenommen werden müssen. Weiterhin werden folgende Modelle vorgeschlagen (siehe [3.15, 3.21]):

$$\left[-\left(k + \frac{p'}{r} \right) v'_k \right] = \left(\frac{n_t}{c_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_k} \quad (\text{A3.18})$$

und

$$n_t = c_D \frac{k^2}{\bar{e}}, \quad (\text{A3.19})$$

wobei sich c_k und c_D auf empirische Konstanten beziehen.

Außerdem wird hier von dem „Boussinesq Eddy-Viskositätskonzept“ Gebrauch gemacht:

$$-\overline{v'_i v'_j} = n_t \left(\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right). \quad (\text{A3.20})$$

Daraus folgt:

$$\begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial t} + \bar{v}_k \frac{\partial k}{\partial x_k} = & n_t \left(\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_k} - \bar{e} \\ & + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\left(\frac{n_t}{c_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_k} + n \frac{\partial k}{\partial x_k} \right] + n \frac{\partial}{\partial x_j} \left[n_t \left(\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right) \right]. \end{aligned} \quad (\text{A3.21})$$

Das ist die endgültige Form der k – Gleichung, die eine praktische Anwendung ermöglicht.

Für die $\bar{e}$ – Gleichung führen die Versuche einer exakten Herleitung zu Tensoren höherer Stufe. Deswegen ist der Ursprung der $\bar{e}$ – Gleichung überwiegend empirisch. In der internationalen Literatur hat sich jedoch eine von Jones und Launder vorgeschlagene Gleichung für $\bar{e}$ durchgesetzt, da sie bessere Übereinstimmung mit Messdaten liefert. Sie lautet für stationäre Grenzschichtströmungen

$$\underbrace{\bar{v}_x \frac{\partial \bar{e}}{\partial x} + \bar{v}_y \frac{\partial \bar{e}}{\partial y}}_K = \underbrace{\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{n_t}{Pr_e} \frac{\partial \bar{e}}{\partial y} \right)}_{DF} + \frac{\bar{e}}{\bar{k}} \left[\underbrace{c_{e1} n_t \left(\frac{\partial \bar{v}_x}{\partial y} \right)^2}_P - \underbrace{c_{e2} \bar{e}}_{DS} \right]. \quad (A3.22)$$

Hier treten wiederum ein Diffusions-, ein Produktions- und ein Dissipationsterm auf. Weiterhin ergeben sich drei Konstanten Pr_e , c_{e1} , c_{e2} , die aus Experimenten bestimmt werden müssen. Relativ gute Ergebnisse ergeben sich für den Datensatz:

$$c_D = 0,09 \quad , \quad c_{e1} = 1,44 \quad , \quad c_{e2} = 1,9 \quad , \quad Pr_e = 1,3 \quad , \quad c_k = 1,0. \quad (A3.23)$$

Anhang-4: Acht verschiedene Turbulenzmodelle

Code	f_μ	f_1	f_2	E
HR	1,0	1,0	1,0	0
LS	$\exp\left[\frac{-3,4}{(1+R_T/50)^2}\right]$	1,0	$1 - 0,9 \exp(-R_T^2)$	$2\nu\kappa\left(\frac{\partial^2 U}{\partial y^2}\right)^2$
HP	$1 - \exp(-0,0015R_T)$	1,0	$1 - 0,9 \exp(-R_T^2)$	$-2\nu\left(\frac{\partial\sqrt{\varepsilon}}{\partial y}\right)^2$
HO	$\exp\left(\frac{-1,75}{1+R_T/50}\right)$	1,0	$1 - 0,9 \exp(-R_T^2)$	0
DM	$1 - 0,86 \exp\left[-\left(\frac{R_T}{600}\right)^2\right]$	$1 - 0,04 \exp\left[-\left(\frac{R_T}{50}\right)^2\right] + 0,25\left(\frac{1}{y}\right)^2$	$1 - 0,9 \exp\left[-\left(\frac{R_T}{50}\right)^2\right] - 0,08\left(\frac{1}{y}\right)^2$	$-0,2f_2(\varepsilon D/\kappa)^8$
CH*	$1 - \exp(-0,0115y^+)$	1,0	$1 - 0,22 \exp\left[-(R_T/6)^2\right]$	$-2\nu(1/y^2)\exp(-0,5y^+)$
RE	$1 - \exp(-0,0198R_T)$	1,0	$\{1 - 0,9 \exp[-(R_T/3)^2]\} n(R_T)$	0
LB	$\left[1 - \exp(-0,0165R_T)^2\right]^2 \times \left(1 + \frac{20,5}{R_T}\right)$	$1 + \left(\frac{0,05}{f_\mu}\right)^3$	$1 - \exp(-R_T^2)$	0
LB1	$\left[1 - \exp(-0,0165R_T)^2\right]^2 \times \left(1 + \frac{20,5}{R_T}\right)$	$1 + \left(\frac{0,05}{f_\mu}\right)^3$	$1 - \exp(-R_T^2)$	0

* $y^+ = (u_\tau y/\nu)$

Modell	Code	D	$\tilde{e}_w$ -B.C.	c_m	c_{e1}	c_{e2}	s_k	s_e
Standard	HR	0	Wall functions	0,09	1.44	1.92	1.0	1.3
Launder-Sharma	LS	$2n \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial y} \right)^2$	0	0,09	1.44	1.92	1.0	1.3
Hassid-Poreh	HP	$2n \frac{k}{y^2}$	0	0,09	1.45	2.0	1.0	1.3
Hoffman	HO	$\frac{n}{y} \frac{\partial k}{\partial y}$	0	0,09	1.81	2.0	2.0	3.0
Dutoya-Michard	DM	$2n \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial y} \right)^2$	0	0,09	1.35	2.0	0.9	0.95
Chien	CH	$2n \frac{k}{y^2}$	0	0,09	1.35	1.8	1.0	1.3
Reynolds	RE	0	$n \frac{\partial^2 k}{\partial y^2}$	0,084	1.0	1.83	1.69	1.3
Lam-Bremhorst	LB	0	$n \frac{\partial^2 k}{\partial y^2}$	0,09	1.44	1.92	1.0	1.3
Lam-Bremhorst	LB1	0	$\frac{\partial e}{\partial y} = 0$	0,09	1.44	1.92	1.0	1.3

c_{w1}	0,09	s_w	2,0
c_m	1,11	f_m	$1 - 0,992 \exp(-R_T)$
c_{w2}	0,15	f_1	$1 - 0,992 \exp(-R_T/2)$
s_k	2,0	E	$-\frac{2}{s_w} \left(\frac{\partial l}{\partial y} \right)^2 w^3$

Anhang-5: "Zeitgemittelttes Geschwindigkeitsprofil in der Wandnähe-Zone" und „Energieerhaltungsgleichung in einer turbulenten Strömung“

A5-1 Zeitgemittelttes Geschwindigkeitsprofil in der Wandnähe-Zone

Die Strömung in der Nähe einer Wand ist in Abbildung A5.1 dargestellt:

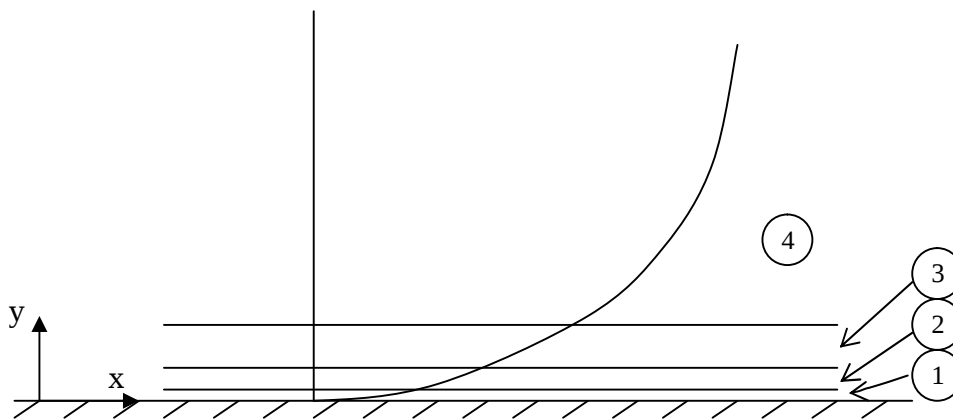


Abb. A5.1: Darstellung verschiedener Strömungszonen zur Beschreibung der turbulenten Strömung in der Nähe einer Wand:

(1) Viskose Unterschicht, (2) Pufferzone (Buffer-layer), (3) Trägheitszone (inertial layer), (4) Haupt-Turbulenzzone

Es sind vier Zonen zu erkennen:

- die viskose Unterschicht in direkter Nähe zur Wand, wo Fluid-Viskosität eine Schlüsselrolle spielt (Zone 1)
- Die Pufferzone, wo Übergang zwischen der viskosen Unterschicht und der inertialen Unterschicht stattfindet (Zone 2)
- Die Trägheitszone, wo am Rande der Haupt-Turbulenzzone die Fluid-Viskosität am wenigsten die Strömung beeinflusst (Zone 3)
- Die Haupt-Turbulenzzone, wo die zeitgemittelte Geschwindigkeitsverteilung, berechnet durch die Turbulent-Transportgleichungen, gilt. Hier ist die Fluid-Viskosität nicht von Bedeutung (Zone 4).

Bei $y = 0$ wird die zeitgemittelte, an der Wand wirkende Schubspannung als t_0 bezeichnet, d.h.:

$$t_0 = -\bar{t}_{yx} \Big|_{y=0}. \quad (\text{A5.1})$$

Die Schubspannung in der inertialen Unterschicht unterscheidet sich nicht viel von t_0 . Die wichtige Frage hier an dieser Stelle lautet: Wovon würde $d\bar{v}_x/dy$ in der Wandnähe-Zone abhängen? Es wird postuliert, dass diese von r , t_0 und dem Abstand von der Wand y abhängt. Dies führt zu:

$$\frac{d\bar{v}_x}{dy} = \left(\frac{1}{ky} \right) \sqrt{\frac{t_0}{r}}, \quad (\text{A5.2})$$

weil $\sqrt{t_0/r}/y$ die einzige Kombination ist, die r , t_0 und y miteinander verbindet und die Dimension eines Geschwindigkeitsgradienten besitzt. In Gleichung A5.2 steht k für eine dimensionslose Konstante, die experimentell zu ermitteln ist. Die Größe $\sqrt{\frac{t_0}{r}}$ nennt sich die Reibungsgeschwindigkeit v^* (friction velocity). Nach

Integration ergibt sich aus der Gleichung A5.2:

$$\bar{v}_x = \frac{v^*}{k} \ln y + l', \quad (\text{A5.3})$$

wobei l' die Integrationskonstante ist. Die dimensionslose Formulierung der Gleichung (A5.3) ergibt:

$$\left(\frac{\bar{v}_x}{v^*} \right) = \frac{1}{k} \ln \left(\frac{yv^*}{n} \right) + l, \quad (\text{A5.4})$$

wobei l eine Konstante ist, die mit l' in Verbindung steht, und n sich auf die kinematische Viskosität des Fluids bezieht. Experimentelle Ergebnisse zeigen, dass die geeignetsten Werte für die Konstante [3.22] $k = 0,4$ und $l = 5,5$ sind. Daraus ergibt sich:

$$\left(\frac{\bar{v}_x}{v^*} \right) = 2,5 \ln \left(\frac{yv^*}{n} \right) + 5,5 \quad \left(\frac{yv^*}{n} \right) > 30. \quad (\text{A5.5})$$

Die Gleichung A5.5 ist bekannt als „von Karman-Prandtl universelle logarithmische Geschwindigkeitsverteilung“. Diese Gleichung war ursprünglich für die inertielle Unterschicht gedacht, aber laut Experiment geht deren Gültigkeitsbereich weit über diese Zone hinaus. Wäre die Gleichung A5.5 exakt, dann wären die Konstanten k und l als universelle Konstanten zu betrachten und ungeachtet der Strömungslage einsetzbar (ungeachtet der Reynoldszahl, der Rayleighzahl usw.). Aber je nach Reynoldszahl sind Werte 0,4 bis 0,44 für k und Werte 5,0 bis 6,3 für l in der Literatur zu finden. Theoretische Argumente haben gezeigt, dass Gleichung A5.2 durch:

$$\frac{d\bar{v}_x}{dy} = \left(\frac{v^*}{y} \right) \left(B_0 + \frac{B_1}{\ln \text{Re}} \right) \left(\frac{yv^*}{n} \right)^{b/\ln \text{Re}}, \quad (\text{A5.6})$$

wobei: $B_0 = \frac{\sqrt{3}}{2}$, $B_1 = \frac{15}{4}$, $b = \frac{3}{2}$

ersetzt werden kann. Integration der Gleichung A5.6 über y ergibt:

$$\frac{\bar{v}_x}{v^*} = \left(\frac{1}{\sqrt{3}} \ln \text{Re} + \frac{5}{2} \right) \left(\frac{yv^*}{n} \right)^{3/(2 \ln \text{Re})}. \quad (\text{A5.7})$$

Die Gleichung A5.7 nennt sich „Barenblatt-Chorin universelle Geschwindigkeitsgleichung“. Die Zonen (3) und (4) $\left(\frac{yv^*}{n} > 30 \right)$ in Abb. A5.1 werden durch Gleichung A5.7 besser beschrieben. Für die Zone (1) eignet sich die folgende Gleichung am besten (für die Herleitung sei auf [3.20] verwiesen):

$$\frac{\bar{v}_x}{v^*} = \left(\frac{yv^*}{n} \right) \left[1 - \left(\frac{1}{2} \right) \left(\frac{n}{v^* B} \right) \left(\frac{yv^*}{n} \right) - \left(\frac{1}{4} \right) \left(\frac{yv^*}{14,5n} \right)^3 + \dots \right], \quad (\text{A5.8})$$

$$0 < \left(\frac{yv^*}{n} \right) < 5.$$

Für die Region $5 < \left(\frac{yv^*}{n} \right) < 30$ liegt keine einfache analytische Formulierung vor.

A5-2 Energieerhaltungsgleichung in einer turbulenten Strömung

Im Falle einer nicht-isothermen turbulenten Strömung ist der momentane Wert für die Temperatur wie folgt zu definieren:

$$T = \bar{T} - T'. \quad (\text{A5.9})$$

Nach Gleichung (3.55) ist zu erkennen, dass $\bar{T}'$ gleich Null ist. Aber die Größen $\overline{v'_x T'}$, $\overline{v'_y T'}$ und $\overline{v'_z T'}$ müssen nicht unbedingt gleich Null sein. Über die zeitgemittelten Gleichungen für die Massen- und Impulserhaltung (Gleichungen 3.63-3.65) wurde in den vorherigen Abschnitten relativ ausführlich diskutiert. Im Allgemeinen lautet die Energieerhaltungsgleichung für ein Strömungssystem wie folgt:

$$r c_p \frac{DT}{Dt} = -(\bar{\nabla} \cdot \bar{q}) - \left(\frac{\partial \ln r}{\partial \ln T} \right)_p \frac{Dr}{Dt} - (t : \bar{\nabla} \bar{v}). \quad (\text{A5.10})$$

Für ein Newtonsches Fluid ist der Teil $(-t : \bar{\nabla} \bar{v})$ immer positiv und kann wie folgt formuliert werden (in kartesischen Koordinaten):

$$\begin{aligned}
(-\bar{\epsilon} : \bar{\nabla} \bar{v}) &= \frac{1}{2} m \sum_i \sum_j \left[\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} (\bar{\nabla} \cdot \bar{v}) \delta_{ij} \right]^2 + k (\bar{\nabla} \cdot \bar{v})^2 \\
&= m \Phi_v + m \Psi_v
\end{aligned}
\tag{A5.11}$$

$$\left(\Phi_v = 2 \left[\left(\frac{\partial v_x}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_y}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_z}{\partial z} \right)^2 \right] + \left[\frac{\partial v_y}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial y} \right]^2 + \left[\frac{\partial v_z}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial z} \right]^2 + \left[\frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right]^2 - \frac{2}{3} \left[\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right]^2 \right)$$

Die Größe $(-\bar{\epsilon} : \bar{\nabla} \bar{v})$ beschreibt die Degradation mechanischer Energie in thermische Energie in einem Strömungssystem. Aus diesem Grund wird sie oft als „viskose Dissipation (viscous dissipation heating)“ bezeichnet. Im Falle eines inkompressiblen Fluids ist Ψ_v in Gleichung A5.11 gleich Null. Unter Verwendung von Gleichung 3.63, 3.64, 3.65 und A5.11 ergibt sich aus Gleichung A5.10 (zur Vereinfachung werden hier l , m , r und c_p als konstant angenommen):

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t} r c_p T &= - \left(\frac{\partial}{\partial x} r c_p v_x T + \frac{\partial}{\partial y} r c_p v_y T + \frac{\partial}{\partial z} r c_p v_z T \right) + k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \\
&\quad + m \left[2 \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_x}{\partial y} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v_x}{\partial y} \right) \left(\frac{\partial v_y}{\partial x} \right) + \dots \right]
\end{aligned}
\tag{A5.12}$$

und bei Ersetzen $(\bar{T} + T')$ für T und $(\bar{v}_i + v'_i)$ für v_i ergibt sich aus Gleichung A5.12:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t} r c_p T &= - \left(\frac{\partial}{\partial x} r c_p \bar{v}_x \bar{T} + \frac{\partial}{\partial y} r c_p \bar{v}_y \bar{T} + \frac{\partial}{\partial z} r c_p \bar{v}_z \bar{T} \right) \\
&\quad - \left(\frac{\partial}{\partial x} r c_p \bar{v}'_x T' + \frac{\partial}{\partial y} r c_p \bar{v}'_y T' + \frac{\partial}{\partial z} r c_p \bar{v}'_z T' \right) \\
&\quad + k \left(\frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial z^2} \right) \\
&\quad + m \left[2 \left(\frac{\partial \bar{v}_x}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}_x}{\partial y} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial \bar{v}_x}{\partial y} \right) \left(\frac{\partial \bar{v}_y}{\partial x} \right) + \dots \right] \\
&\quad + m \left[2 \left(\frac{\partial v'_x}{\partial x} \right) \left(\frac{\partial v'_x}{\partial x} \right) + \left(\frac{\partial v'_x}{\partial y} \right) \left(\frac{\partial v'_x}{\partial y} \right) + 2 \left(\frac{\partial v'_x}{\partial y} \right) \left(\frac{\partial v'_y}{\partial x} \right) + \dots \right]
\end{aligned}
\tag{A5.13}$$

Ein Vergleich von Gleichung 3.43 mit Gleichung A5.13 zeigt, dass die zeitgemittelte Energieerhaltungsgleichung - bis auf die in Gleichung A5.13 mit dem gestrichelten Unterstrich markierten Teile - der Gleichung 3.43 sehr ähnlich ist. Diese Teile beziehen sich auf turbulente Fluktuationen. Dies führt zur Definition zweier neuer Teile bei der turbulenten Energiegleichung:

- Turbulente Wärmestromdichte $\bar{\bar{q}}^{(t)}$:

$$\bar{\bar{q}}_x^{(t)} = r c_p \overline{v'_x T'}, \quad \bar{\bar{q}}_y^{(t)} = r c_p \overline{v'_y T'}, \quad \bar{\bar{q}}_z^{(t)} = r c_p \overline{v'_z T'}, \quad (\text{A5.14})$$

- Turbulente Dissipations-Funktion $\bar{\bar{\Phi}}_v^{(t)}$:

$$\bar{\bar{\Phi}}_v^{(t)} = \sum_i \sum_j \left(\left(\overline{\frac{\partial v'_i}{\partial x_j}} \right) \left(\overline{\frac{\partial v'_i}{\partial x_j}} \right) + \left(\overline{\frac{\partial v'_i}{\partial x_j}} \right) \left(\overline{\frac{\partial v'_j}{\partial x_i}} \right) \right) \quad (\text{A5.15})$$

Eine Zusammenfassung der bis jetzt durchgeführten Diskussionen ermöglicht die Darstellung eines Gleichungssystems zur Beschreibung eines turbulenten Strömungssystems (l , m , r und $c_p = \text{konst.}$) wie folgt:

$$\left\{ \begin{array}{l} (\bar{\nabla} \cdot \bar{\bar{v}}) = 0 \\ r \frac{D\bar{\bar{v}}}{Dt} = -\bar{\nabla} \bar{p} - \left[\bar{\nabla} \cdot (\bar{\bar{t}}^{(v)} + \bar{\bar{t}}^{(t)}) \right] + r \bar{g} \\ r c_p \frac{D\bar{T}}{Dt} = -(\bar{\nabla} \cdot (\bar{\bar{q}}^{(v)} + \bar{\bar{q}}^{(t)})) + m (\bar{\bar{\Phi}}_v^{(v)} + \bar{\bar{\Phi}}_v^{(t)}) \end{array} \right\}, \quad (\text{A5.16})$$

wobei $\bar{\bar{q}}^{(v)} = -k \bar{\nabla} \bar{T}$ ist.

In den meisten Fällen ist bei CFD-Berechnungen der Teil $\bar{\bar{\Phi}}_v^{(v)}$ zu vernachlässigen. Für $\bar{\bar{q}}^{(t)}$ verwendet man meistens empirische Ansätze wie z.B. die „Eddy-

Wärmeleitfähigkeit“. Beim „Eddy-Wärmeleitfähigkeit“-Modell wird analog zum Fourierschen Gesetz für die Wärmeleitung angenommen, dass

$$\bar{q}_i^{(t)} = -k_t \frac{d\bar{T}}{dx_i} \quad (\text{A5.17})$$

und

$$\text{Pr}^{(t)} = \frac{n_t}{\Gamma} = s_t \quad (\text{siehe Gleichung 3.72}) \quad (\text{A5.18})$$

ist. Die turbulente Prandtl-Zahl nimmt normalerweise den Wert 0,5 bis 1 an. Es ist zu beachten, dass $\text{Pr}^{(t)}$ keine Stoffeigenschaft, sondern eine von der Strömungslage abhängende Größe ist. Der Fall, dass $\text{Pr}^{(t)} = 1$ ist, wird „Reynoldssche Analogie“ genannt. Zur Modellierung von $\bar{\Phi}_v^{(v)}$ gibt es komplizierte Modelle, die überwiegend empirisch sind. Für weitere Informationen in dieser Hinsicht sei auf [3.15, 3.22] verwiesen.

Aus der gesamten Diskussion, die über CFD-Berechnungen und im Besonderen über die Turbulenz geführt wurde, geht hervor, dass für eine ausführliche Beschreibung eines turbulenten Strömungsfeldes folgende Gleichungen zu lösen sind:

- das Gleichungssystem A5.16
- k – bzw. e – Gleichung (je nach ausgewähltem Turbulenzmodell)
- eine geeignete Zustandsgleichung (siehe Gleichung 3.44)
- eine geeignete Formel für die Änderung von Dichte, Viskosität, Wärmeleitfähigkeit und Wärmekapazität in Abhängigkeit von der Temperatur.

Es ist jetzt deutlich zu erkennen, dass sich fast in allen Fällen keine exakte analytische Lösung ergibt (auch, wenn es sich um einen laminaren Fall handelt). Aus diesem Grund wird bei den CFD-Berechnungen oft „Finite-Element-Methode“ (FEM) eingesetzt. Die sich durch FEM ergebenden Gleichungssysteme werden dann mit Hilfe von numerischen/mathematischen Verfahren gelöst. Im Kapitel 4 wurde ausführlich über die Simulation des in dieser Arbeit vorgeschlagenen Core-Catcher-Konzepts mit Hilfe eines Programmsystems namens FLUENT diskutiert.

Anhang-6: Verwendete UDFs bei der FLUENT- Simulation

- **Viskosität von Stahl**

```
DEFINE_PROPERTY(Stahl_Viscosity, c, t)
{
    real viscosity_new;
    real teta = C_T(c, t);
    viscosity_new = 0.0003147*exp(46480.0/(8.3144*teta));
    /*viscosity of solid phase*/
    if(teta<1777.99)
    {
        viscosity_new = 40.0;
    }
    return viscosity_new;
}
```

- **Viskosität von Urandioxid**

```
DEFINE_PROPERTY(UO2_Viscosity, c, t)
{
    real viscosity_new;
    real teta = C_T(c, t);
    /*viscosity of solid phase*/
    viscosity_new = 0.000988*exp(4620./teta);
    if(teta<3109.99)
    {
        viscosity_new = 40.0;
    }
    return viscosity_new;
}
```

- **Nachzerfallswärme in der FLuid-Zone**

```

DEFINE_SOURCE(ZNWT, c, t, dS, eqn)
{
  Thread **pt;
  real NWS;
  real NWU;
  real NWT;
  real tim=CURRENT_TIME;
  real tima;
  pt = THREAD_SUB_THREADS(t);
  tima=tim+1000;
  NWS=0.3*0.8*(875*1000000)*(6.22*0.01)*(pow(tima,-0.2))/3.32;
  NWU=0.7*0.8*(875*1000000)*(6.22*0.01)*(pow(tima,-0.2))/6.2;
  NWT=(C_VOF(c,pt[1])*NWS)+(C_VOF(c,pt[2])*NWU);
  Wert_ZNWU=NWS;
  Wert_ZNWU=NWU;
  dS[eqn]=0.0;
  return NWT;
}

```

- **Temperaturprofil an der Oberfläche**

```

DEFINE_PROFILE(back_temp,ft,i)
{
  face_t f;
  cell_t c;
  Thread *ct;
  begin_f_loop(f, ft)
  {
    c=F_C0(f,ft);
    ct=THREAD_T0(ft);
    F_PROFILE(f, ft, i) = C_T(c,ct);
  }
  end_f_loop(f, ft)
}

```

- **Back Flow Profile an der Oberfläche**

```
DEFINE_SOURCE(schmelze_vof, c, t, dS, eqn)
{
  Thread **pt;
  pt = THREAD_SUB_THREADS(t);
  schmelze_vor_outlet = C_VOF(c,pt[1]) ;
  dS[eqn]=0.0;
  return 0.0;
}
DEFINE_PROFILE(back_schmelze,ft,i)
{
  face_t f;
  cell_t c;
  Thread *ct;
  begin_f_loop(f, ft)
  {
    F_PROFILE(f, ft, i) = schmelze_vor_outlet ;
  }
  end_f_loop(f, ft)
}
```

Anhang-7: Verwendeten Stoffdaten zusammen mit deren Quellen

UO ₂ [4.6]		
<u>Feststoff:</u>		
C _P [J/kgK]	$(52,1743 + (87,951)\tau - (84,2411)\tau^2 + (31,542)\tau^3 - (2,6334)\tau^4 - (0,71391)\tau^{-2}) / (0,27003);$ wobei $\tau = T/1000$	
ρ [kg/m ³]	$10956 (0,99734 + (0,009802)\tau - (0,0002705)\tau^2 + (0,0004291)\tau^3)^{-3};$ wobei $\tau = T/1000$	273 K = T < 923 K
	$10956 (0,99672 + (0,01179)\tau - (0,002429)\tau^2 + (0,001219)\tau^3)^{-3};$ wobei $\tau = T/1000$	923 K = T < 3120 K
K [W/mK]	$100 / (7,5408 + (17,692)\tau + (3,6142)\tau^2 + (6400 / \tau^{2,5}) e^{(-16,350/\tau)});$ wobei $\tau = T/1000$	
<u>Flüssig:</u>		
C _P [J/kgK]	$0,93087 + (4921100000 / T^2)$	
ρ [kg/m ³]	$8860 - 0,9285 (T - 3120)$	
K [W/mK]	3,05	
μ [Pas]	$(0,000988) e^{(4620/T)}$	

Stahl (stainless steel 304)		
<u>Feststoff:</u>		
C_P [J/kgK]	$(93,672) \cdot \ln(T) - 126,02$ [4.7]	
ρ [kg/m ³]	$-(0,4455)T + 7973,9$ [4.8]	$T = 1673,15 \text{ K}$
	$-(4,4297)T + 14595$ [4.8]	$1673 \text{ K} < T = 1728 \text{ K}$
	$6933,3$ [4.8]	$1728,32 \text{ K} = T$
K [W/mK]	$7,471 + (0,0192)T$ [4.8]	$T = 1673 \text{ K}$
	$442,3 - (0,2408)T$ [4.8]	$1673 \text{ K} < T = 1753 \text{ K}$
	20 [4.8]	$1753 \text{ K} = T$
<u>Flüssig:</u>		
C_P [J/kgK]	577 [4.7]	
ρ [kg/m ³]	$(6933,3/7030,88) \cdot (7030 - 0,88(T - 1809))$ [4.9]	
K [W/mK]	20 [4.8]	
μ [Pas]	$(0,0003147)e^{(46480/(8,3144T))}$ [4.9]	
Graphit		
<u>Feststoff:</u>		
C_P [J/kgK]	$2023,145 + (7,8645 \times 10^{-2})T - (4,26709 \times 10^8)T^{-2} + (1,3203 \times 10^{11})T^{-3} - (1,199 \times 10^{13})T^{-4}$ [4.6]	
ρ [kg/m ³]	$(1835)e^{((-0,00002)T)}$ [4.10]	
K [W/mK]	$(-322,32) \cdot \ln(\ln(T)) + (702,65)$ [4.10]	

Beton [4.11]		
<u>Feststoff:</u>		
C _P [J/kgK]	$823,7 + (1,3346)T - (0,00098457)T^2$	T = 600 K
	1090+(0,3)T	600 K < T = 900 K
	-1340+ 3T	900 K < T = 950 K
	2816,3 -(1,375)T	950 K < T = 1350 K
	850	1350,15 K < T
? [kg/m ³]	2400-(0,2)T	T < 500 K
	$2315-(0,17711)e^{((8,8781 \times 10^{-3})T)}$	500 K = T < 950 K
	1500	950 K = T < 1100 K
	620+(0,8)T	1100 K = T < 1350 K
	2300	1350 K = T
K [W/mK]	1,746	T < 100 K
	$1,8637-(1,1771 \times 10^{-3})T$	100 K = T < 800 K
	$2,4607+(9,5333 \times 10^{-7})T^2-(2,686 \times 10^{-3})T$	800 K = T < 1300 K
	0,58	1300 K = T
<u>Flüssig:</u>		
C _P [J/kgK]	850	
? [kg/m ³]	2300	
K [W/mK]	0,58	
ZrO ₂ [4.12]		
<u>Feststoff:</u>		
C _P [J/kgK]	700	
? [kg/m ³]	3500	
K [W/mK]	(0,0001)T+1,0363	

Anhang-8: Input-Dateien für SCALE-Programmpaket

- **Modell-1 UO₂ (Musterdatei für: T=298 K und 7% Urananreicherung)**

```
#csas25
7% enriched UO2
27gr inf
uo2 1 den=10.85 1 298 92235 7 92238 93 end
ss304 2 1.0 end
end comp
kenoV.a sample problem case
read parameters tme=25.0 flx=yes fdn=yes far=yes
end parameters
read geometry
cylinder 1 1 200.0 24.65 -24.65
cylinder 2 1 293.0 50.0 -50.0
cuboid 0 1 300.0 -300.0 300.0 -300.0 100.0 -100.0
end geometry
end data
end
```

- **Modell-2 UO₂ (Musterdatei für: T=298 K und 7% Urananreicherung)**

```
#csas25
7% enriched UO2
27gr inf
uo2 1 den=10.85 1 298 92235 7 92238 93 end
ss304 2 1.0 end
c      3 1.0 end
ss304 4 1.0 end
end comp
kenoV.a sample problem case
read parameters tme=25.0 flx=yes fdn=yes far=yes
end parameters
read geometry
hemisphere 1 1 300.0 chord -212.0
hemisphere 2 1 300.0 chord -52.0
hemisphere 3 1 330.0 chord -52.0
hemisphere 4 1 332.0 chord -52.0
cuboid 0 1 400.0 -400.0 400.0 -400.0 400. -400.0
end geometry
end data
end
```

Anhang-9: CFD-Simulationsbilder zur Option A

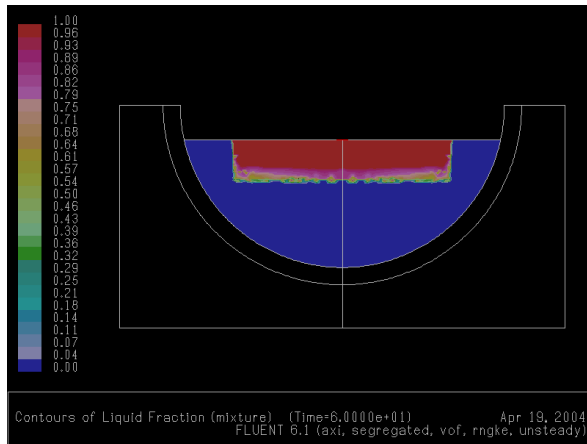


Abb. A9.1: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 60 s (Option A)

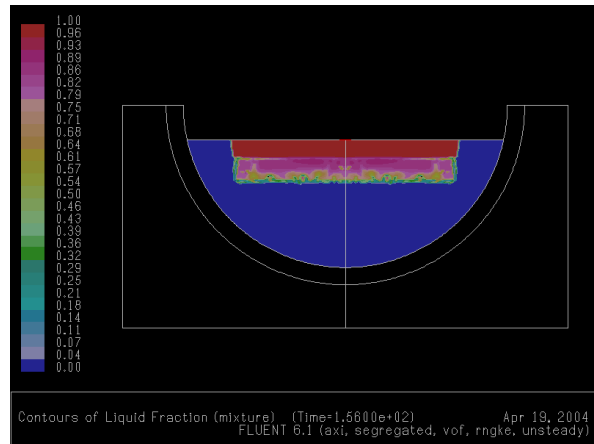


Abb. A9.2: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 152 s (Option A)

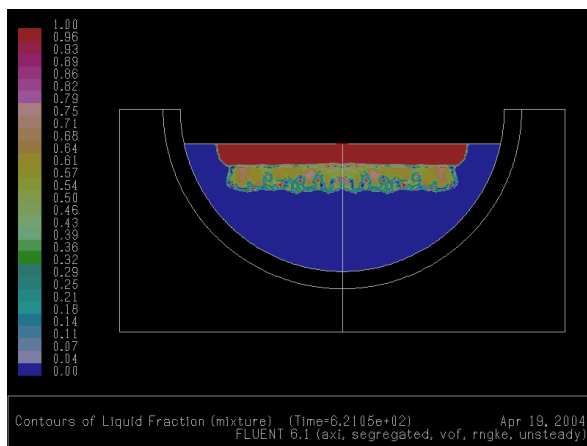


Abb. A9.3: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 621 s (Option A)

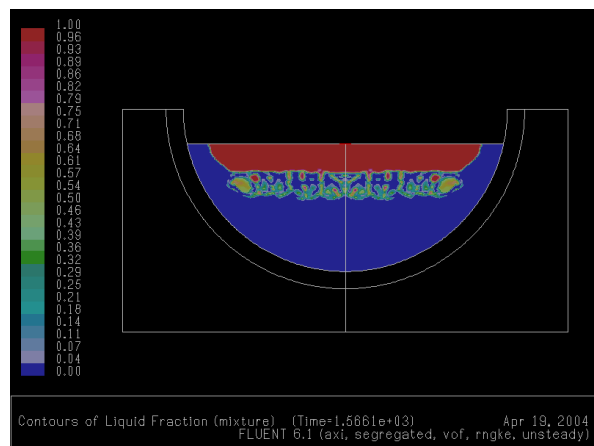


Abb. A9.4: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 1566 s (Option A)

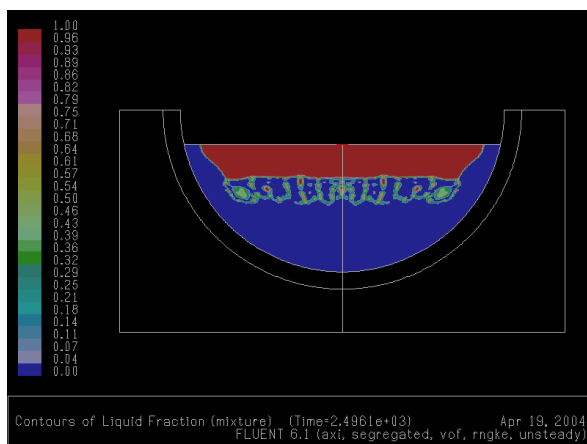


Abb. A9.5: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 2496 s (Option A)

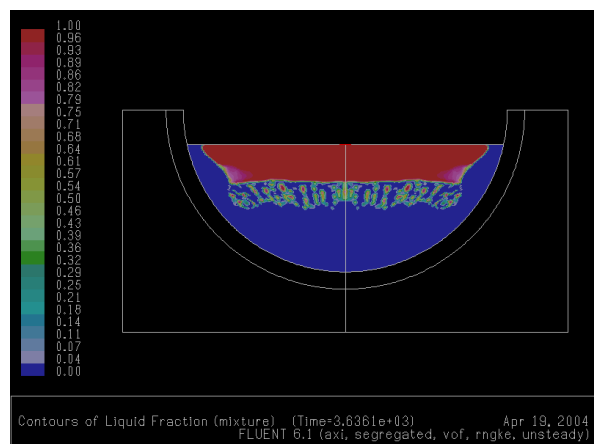


Abb. A9.6: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 3636 s (Option A)

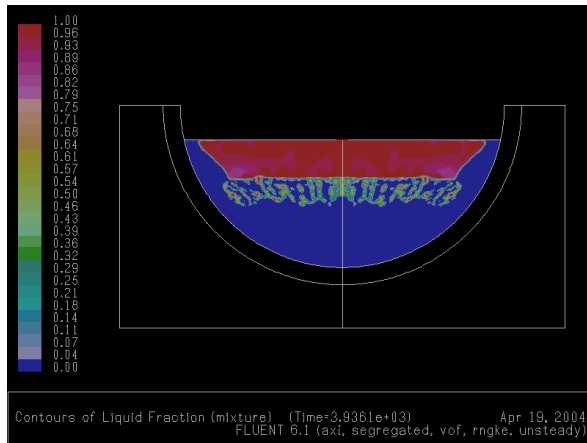


Abb. A9.7: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 3936 s (Option A)

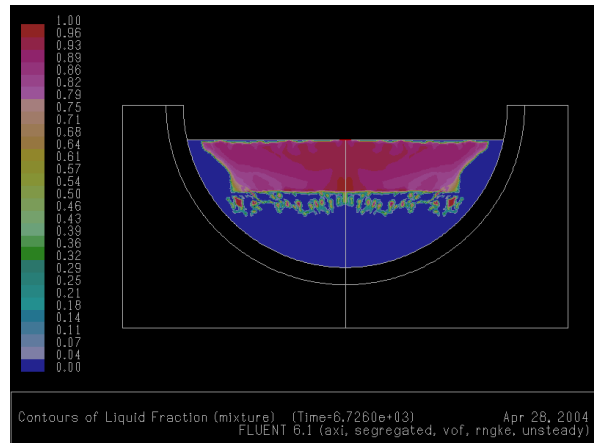


Abb. A9.8: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 6726 s (Option A)

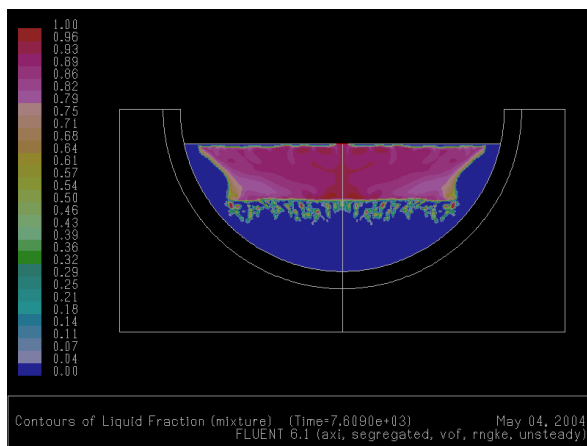


Abb. A9.9: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 7609 s (Option A)

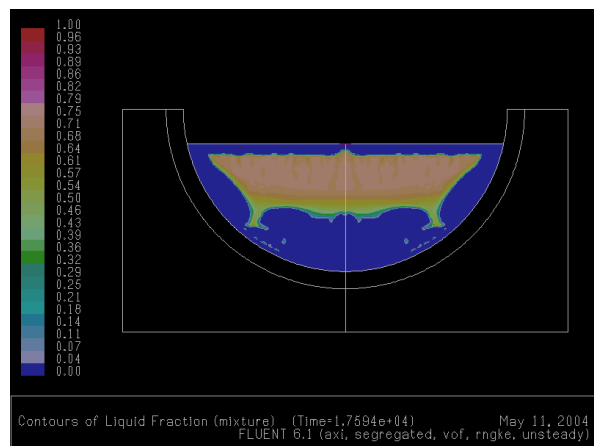


Abb. A9.10: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 17 594 s (Option A)

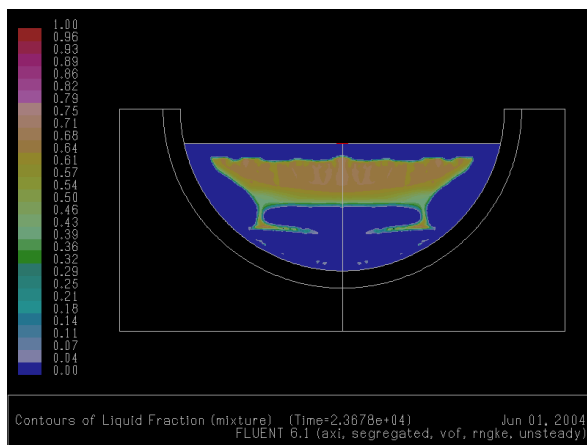


Abb. A9.11: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 23 678 s (Option A)

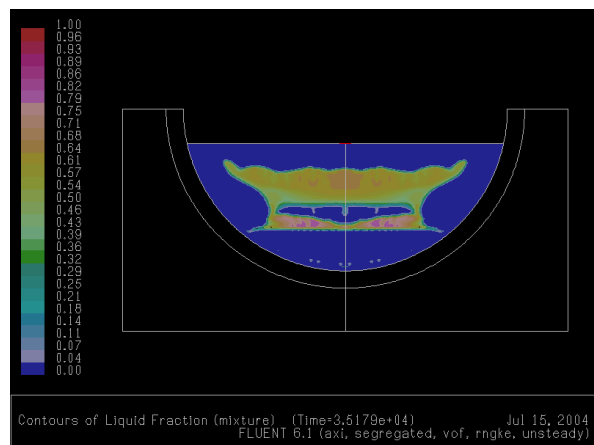


Abb. A9.12: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 35 179 s (Option A)

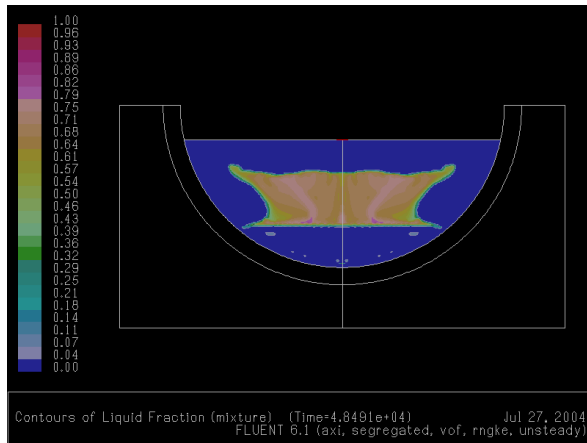


Abb. A9.13: Flüssiganteil im Core-Catcher
nach ca. 48 491 s (Option A)

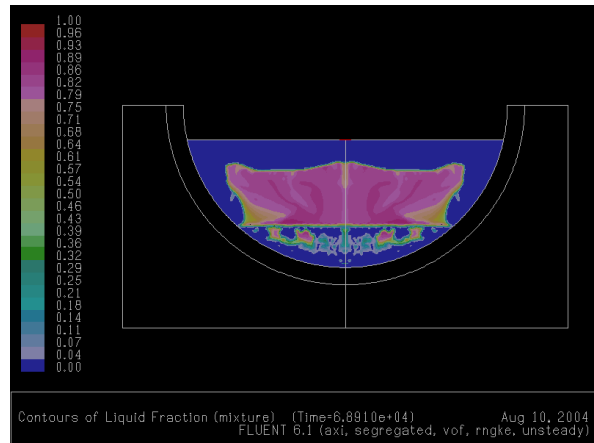


Abb. A9.14: Flüssiganteil im Core-Catcher
nach ca. 68 910 s (Option A)

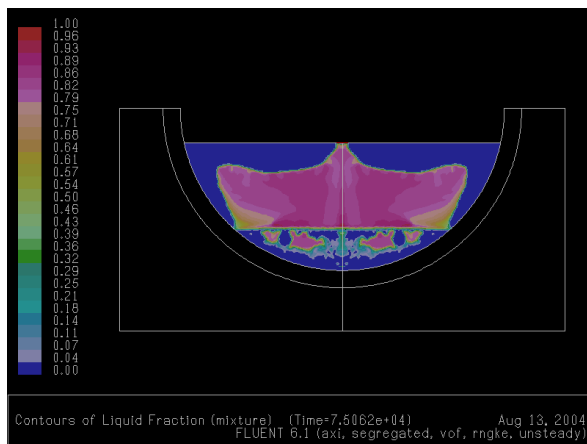


Abb. A9.15: Flüssiganteil im Core-Catcher
nach ca. 75 062 s (Option A)

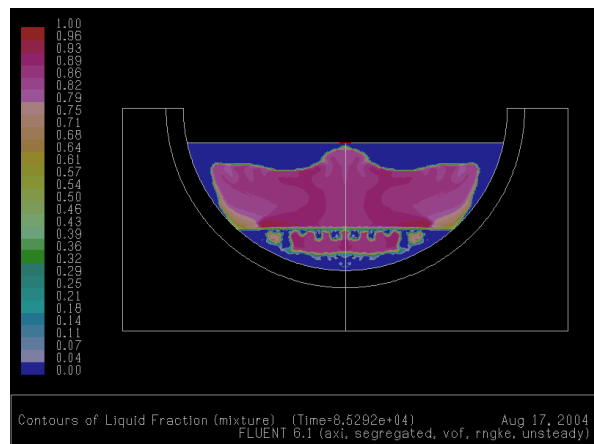


Abb. A9.16: Flüssiganteil im Core-Catcher
nach ca. 85 292 s (Option A)

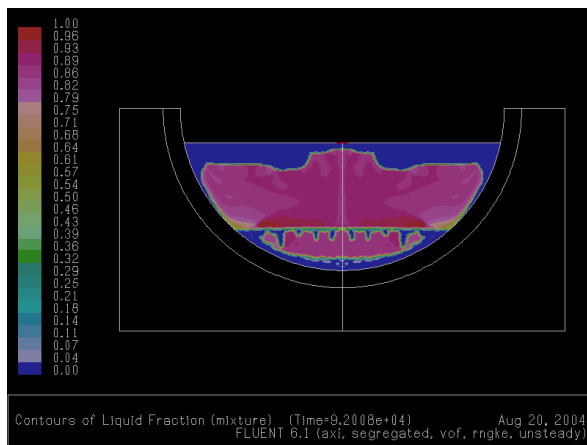


Abb. A9.17: Flüssiganteil im Core-Catcher
nach ca. 92 008 s (Option A)

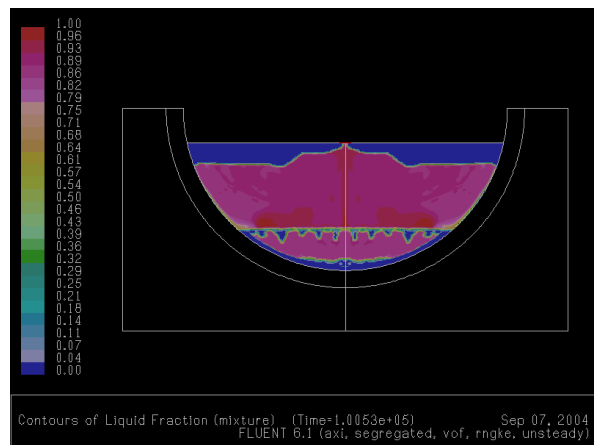


Abb. A9.18: Flüssiganteil im Core-Catcher
nach ca. 100 530 s (Option A)

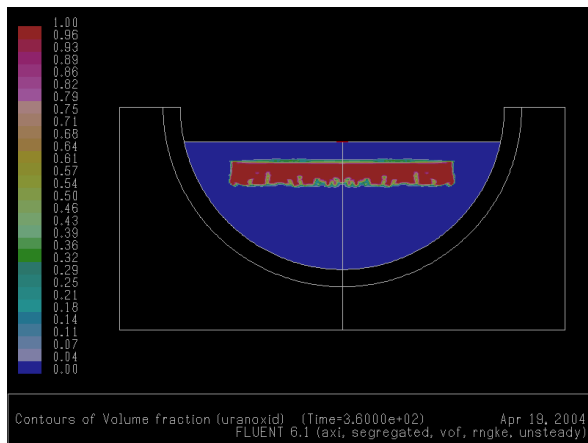


Abb. A9.19: UO_2 -Phase im Core-Catcher nach ca. 360 s (Option A)

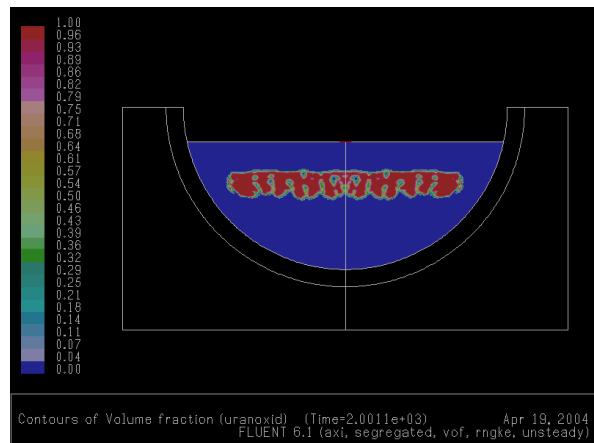


Abb. A9.20: UO_2 -Phase im Core-Catcher nach ca. 2000 s (Option A)

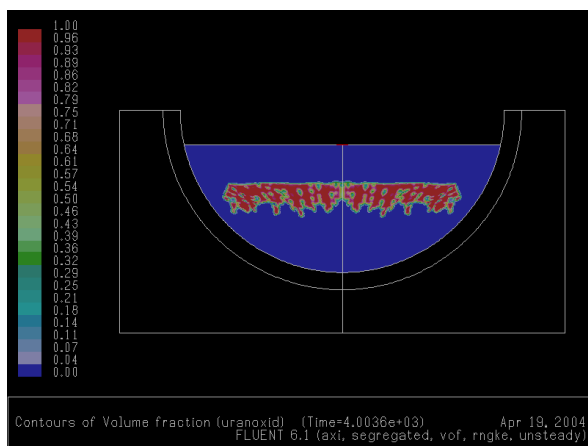


Abb. A9.21: UO_2 -Phase im Core-Catcher nach ca. 4000 s (Option A)

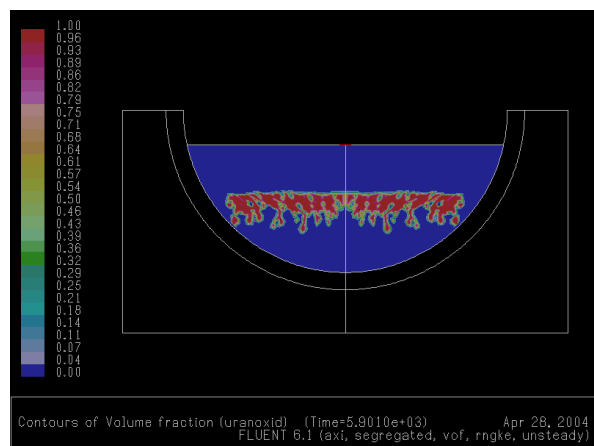


Abb. A9.22: UO_2 -Phase im Core-Catcher nach ca. 5900 s (Option A)

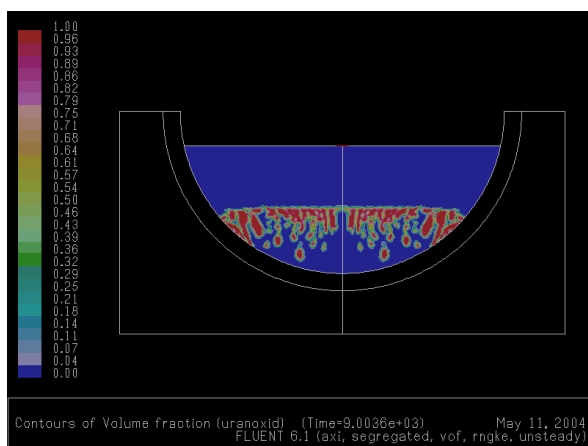


Abb. A9.23: UO_2 -Phase im Core-Catcher nach ca. 9000 s (Option A)

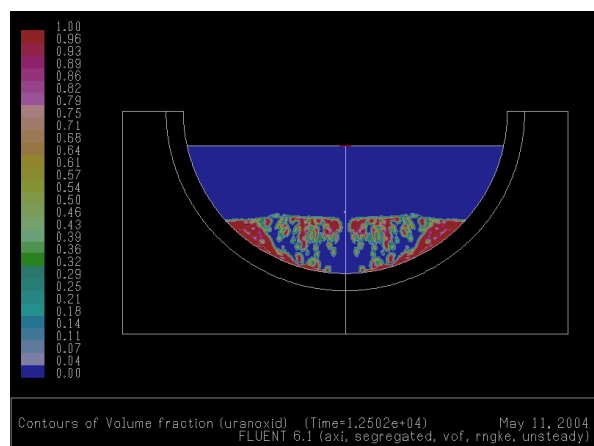


Abb. A9.24: UO_2 -Phase im Core-Catcher nach ca. 12 500 s (Option A)

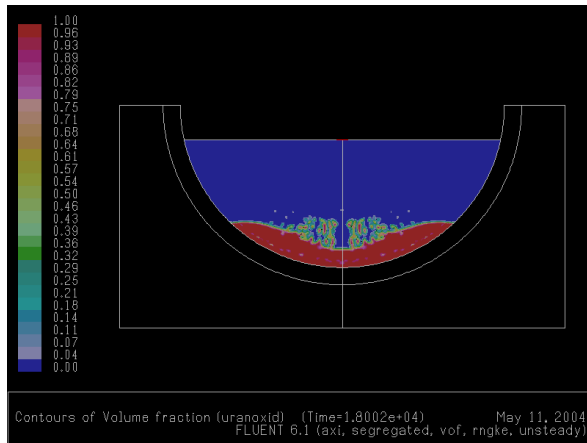


Abb. A9.25: UO_2 -Phase im Core-Catcher nach ca. 18 000 s (Option A)

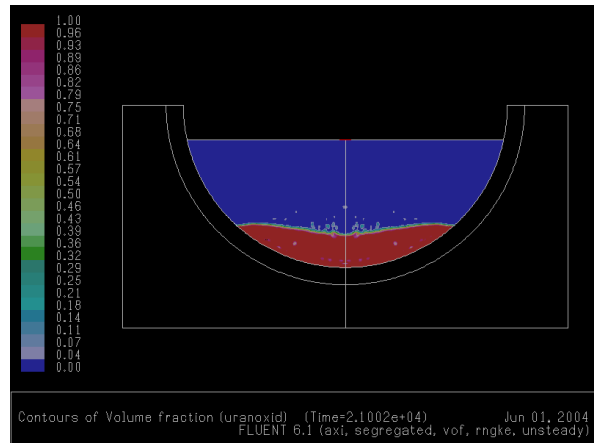


Abb. A9.26: UO_2 -Phase im Core-Catcher nach ca. 21 000 s (Option A)

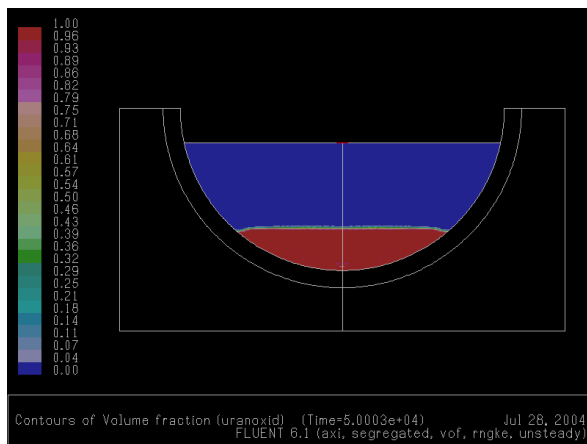


Abb. A9.27: UO_2 -Phase im Core-Catcher nach ca. 50 000 s (Option A)

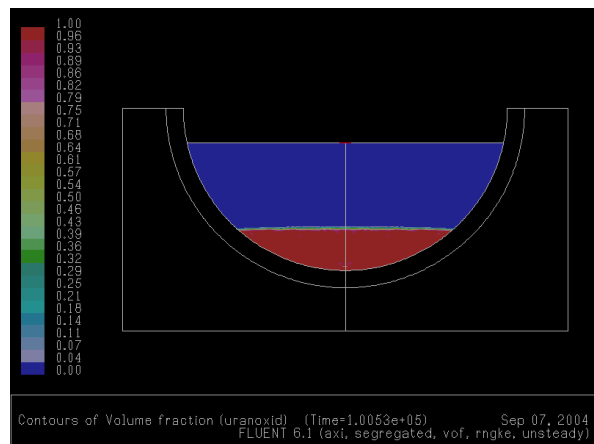


Abb. A9.28: UO_2 -Phase im Core-Catcher nach ca. 100 500 s (Option A)

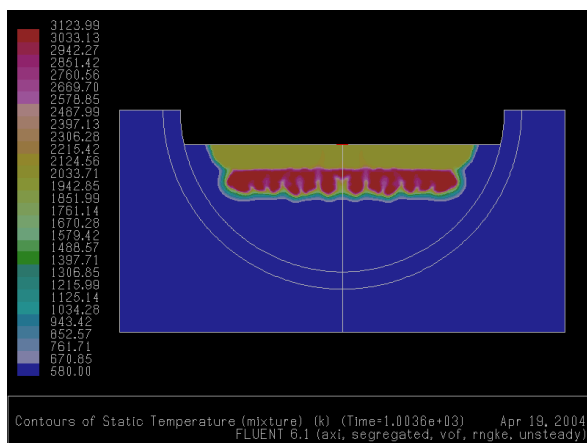


Abb. A9.42: Temperaturprofil im Core-Catcher nach ca. 1003 s (Option A)

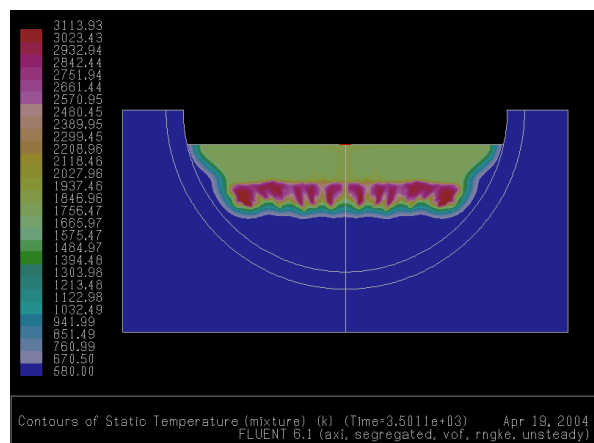


Abb. A9.43: Temperaturprofil im Core-Catcher nach ca. 3501 s (Option A)

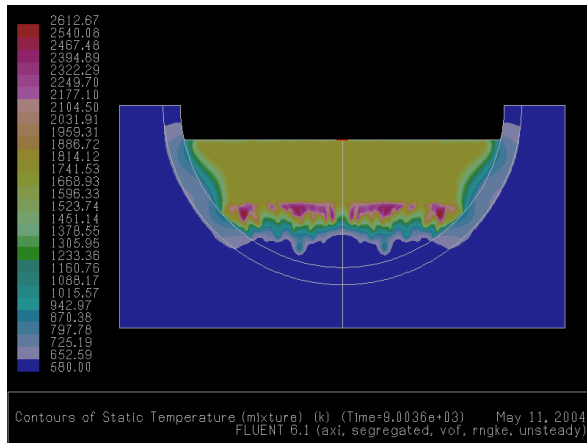


Abb. A9.44: Temperaturprofil im Core-Catcher nach ca. 9003 s (Option A)

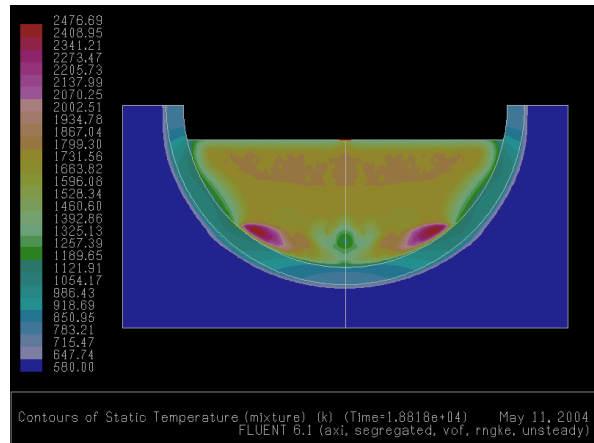


Abb. A9.45: Temperaturprofil im Core-Catcher nach ca. 18 818 s (Option A)

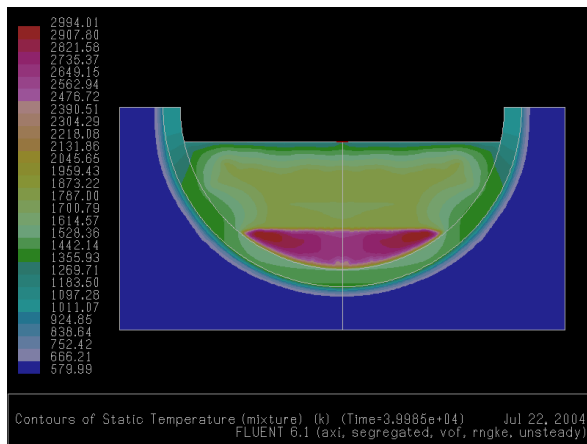


Abb. A9.46: Temperaturprofil im Core-Catcher nach ca. 39 985 s (Option A)

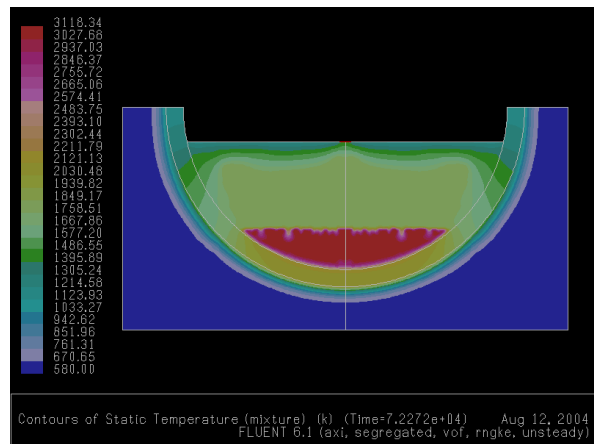


Abb. A9.47: Temperaturprofil im Core-Catcher nach ca. 72 272 s (Option A)

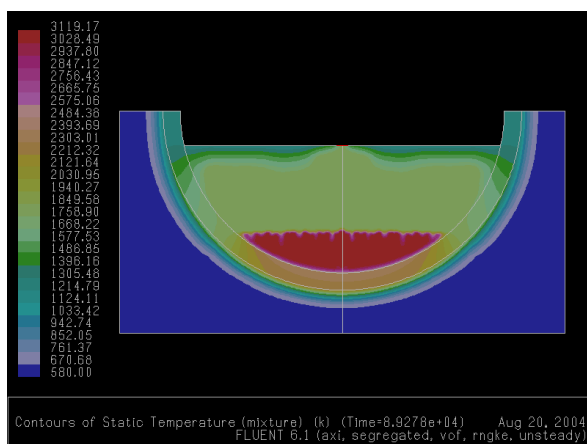


Abb. A9.48: Temperaturprofil im Core-Catcher nach ca. 89 278 s (Option A)

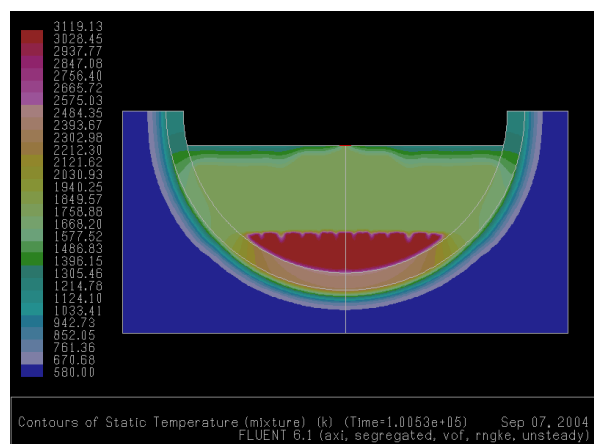


Abb. A9.49: Temperaturprofil im Core-Catcher nach ca. 100 530 s (Option A)

Anhang-10: CFD-Simulationsbilder zur Option B

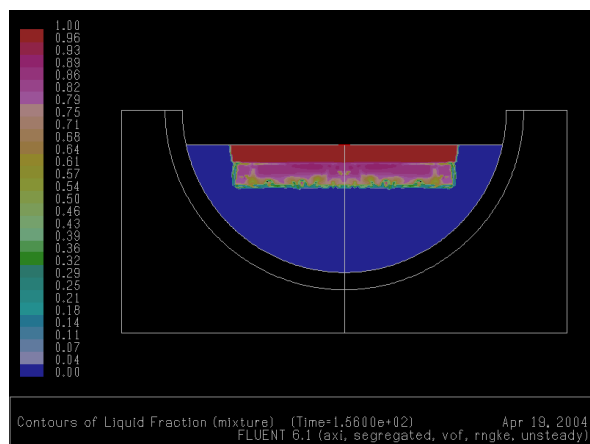


Abb. A10.1: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 156 s (Option B)

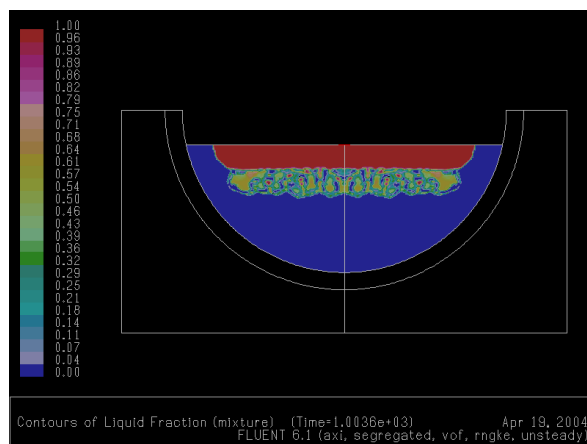


Abb. A10.2: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 1003 s (Option B)

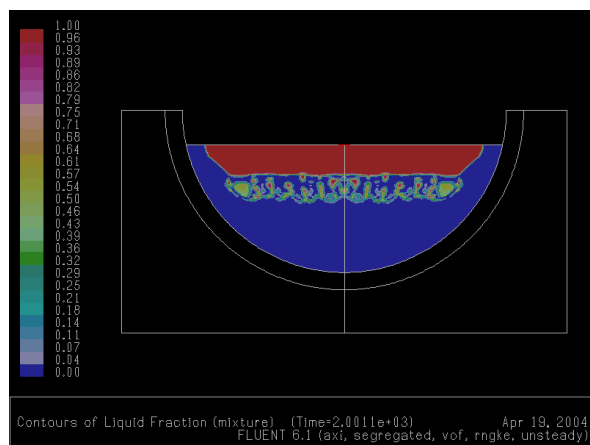


Abb. A10.3: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 2001 s (Option B)

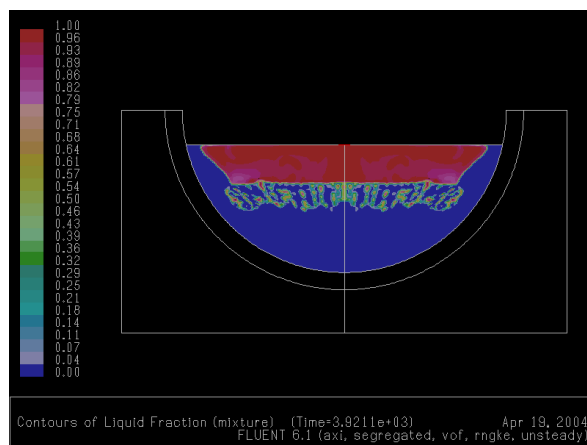


Abb. A10.4: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 3921 s (Option B)

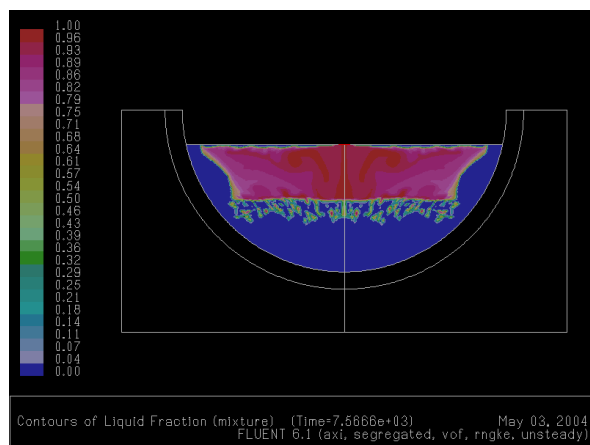


Abb. A10.5: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 7566 s (Option B)

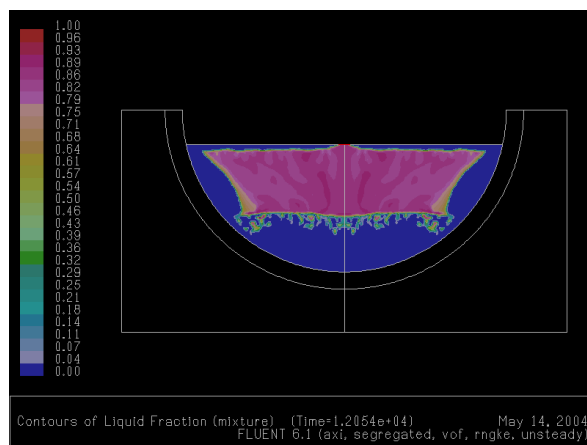


Abb. A10.6: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 12 054 s (Option B)

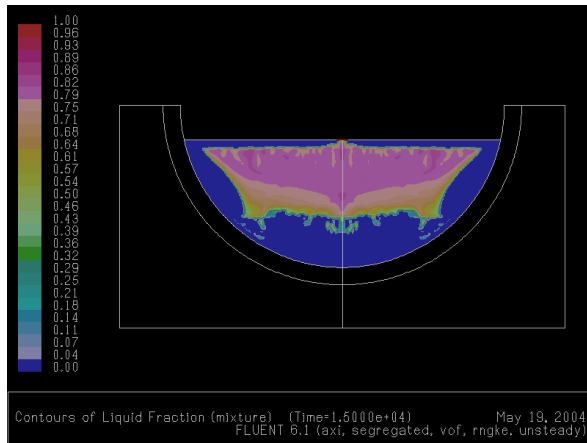


Abb. A10.7: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 15 000 s (Option B)

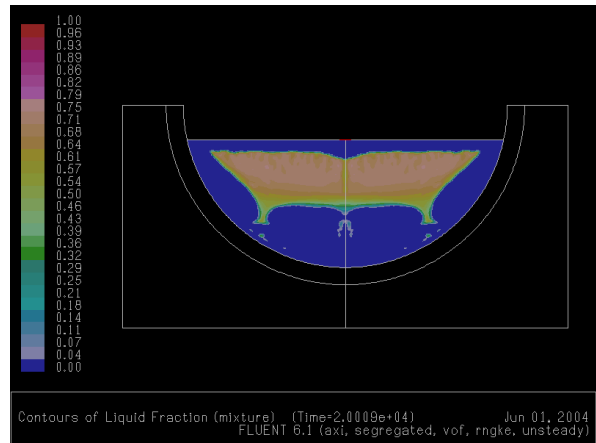


Abb. A10.8: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 20 009 s (Option B)

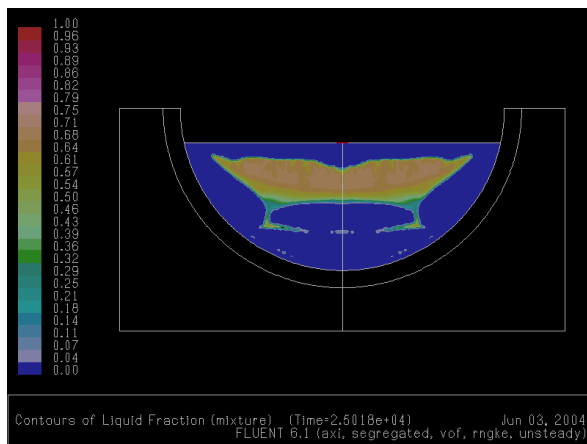


Abb. A10.9: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 25 018 s (Option B)

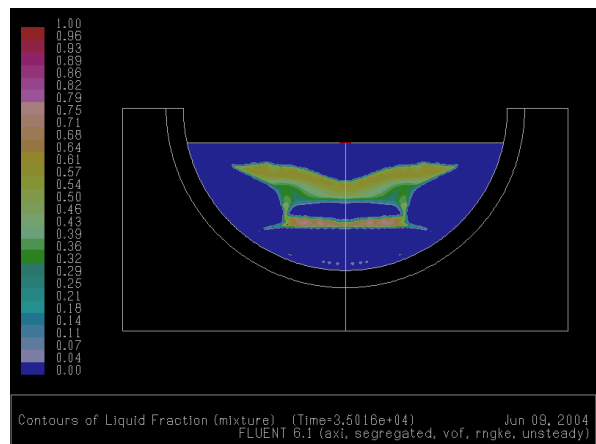


Abb. A10.10: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 35 016 s (Option B)

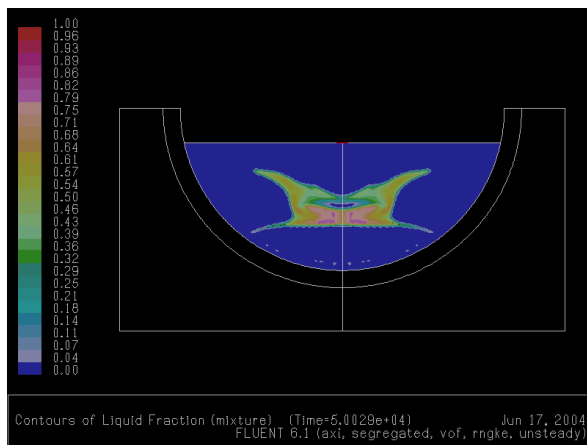


Abb. A10.11: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 50 029 s (Option B)

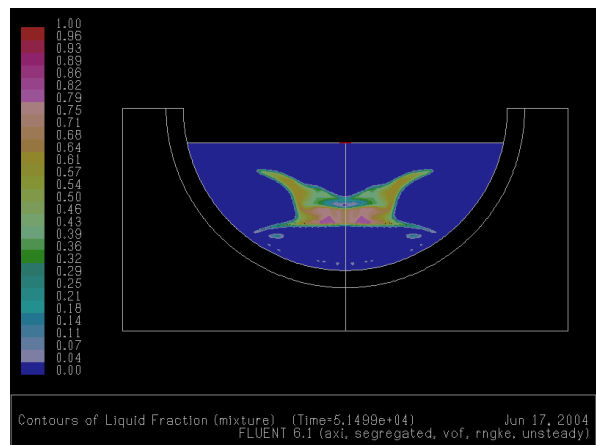


Abb. A10.12: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 51 499 s (Option B)

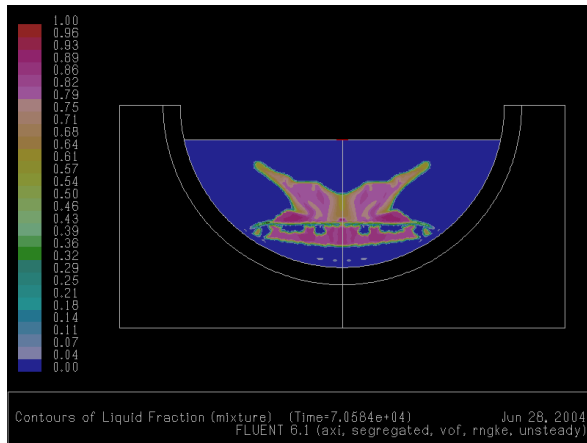


Abb. A10.13: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 70 584 s (Option B)

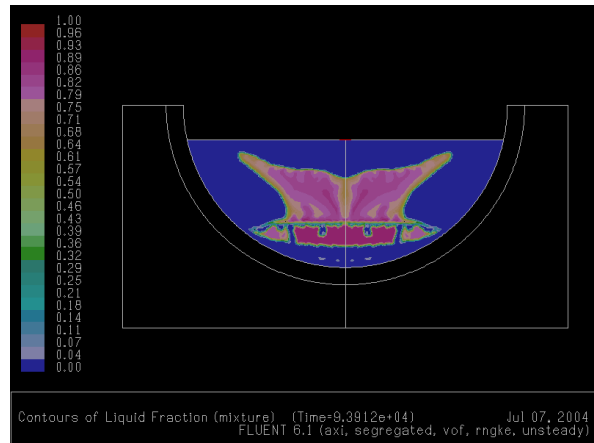


Abb. A10.14: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 93 912 s (Option B)

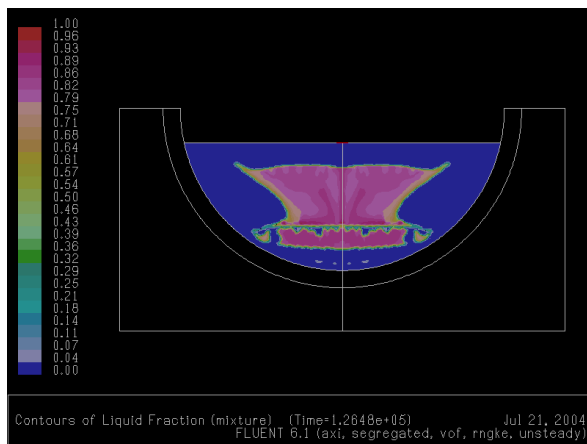


Abb. A10.15: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 126 480 s (Option B)

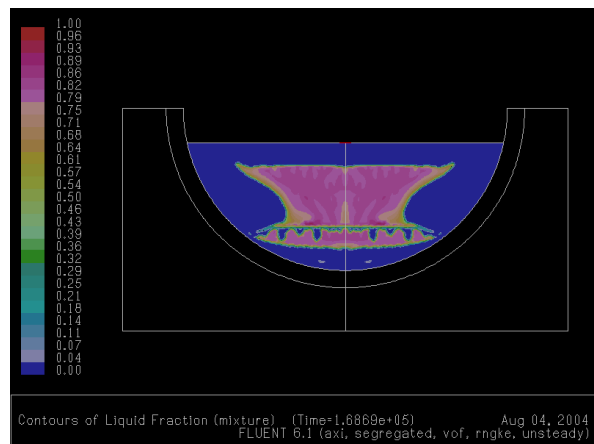


Abb. A10.16: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 168 690 s (Option B)

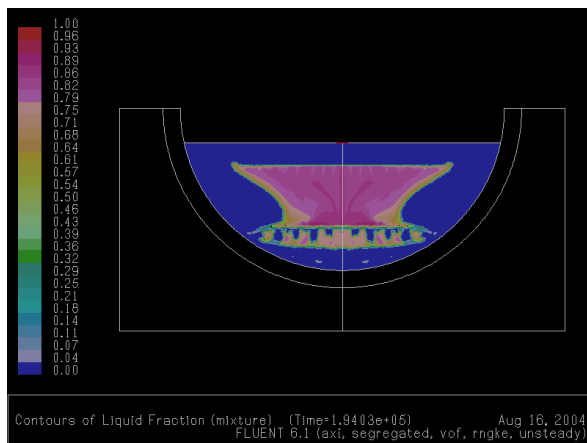


Abb. A10.17: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 194 030 s (Option B)

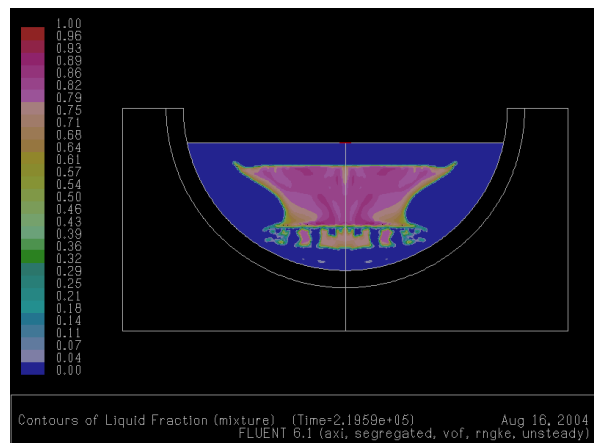


Abb. A10.18: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 219 590 s (Option B)

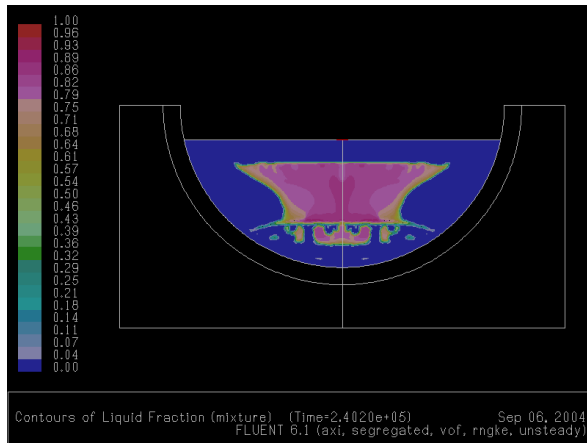


Abb. A10.19: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 240 200 s (Option B)

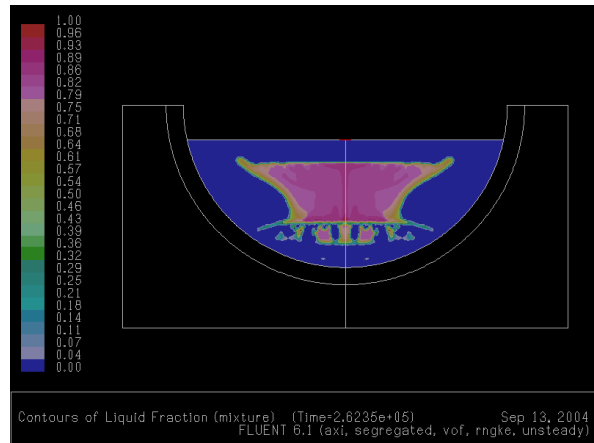


Abb. A10.20: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 262 350 s (Option B)

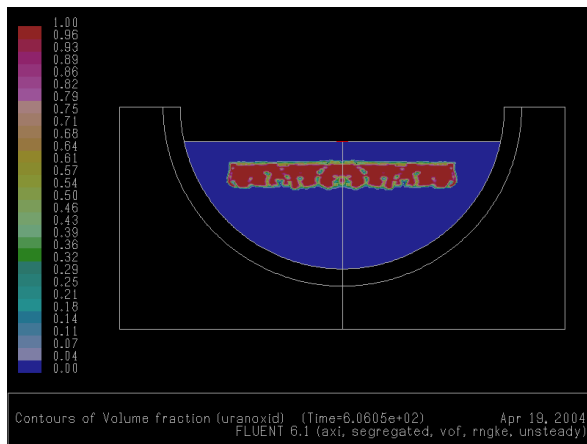


Abb. A10.21: UO_2 -Phase im Core-Catcher nach ca. 606 s (Option B)

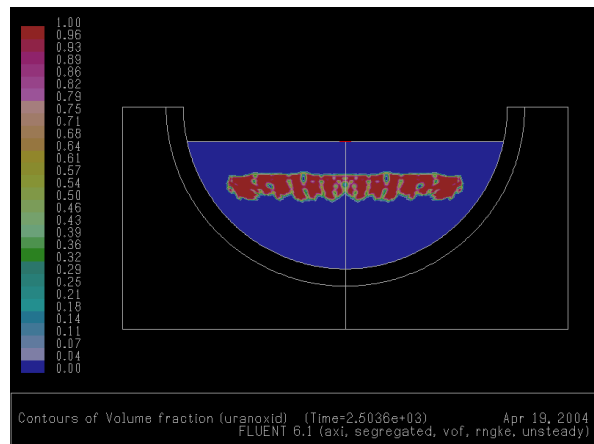


Abb. A10.22: UO_2 -Phase im Core-Catcher nach ca. 2503 s (Option B)

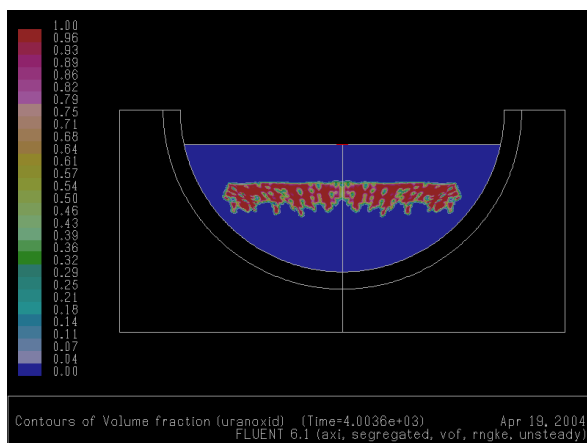


Abb. A10.23: UO_2 -Phase im Core-Catcher nach ca. 4003 s (Option B)

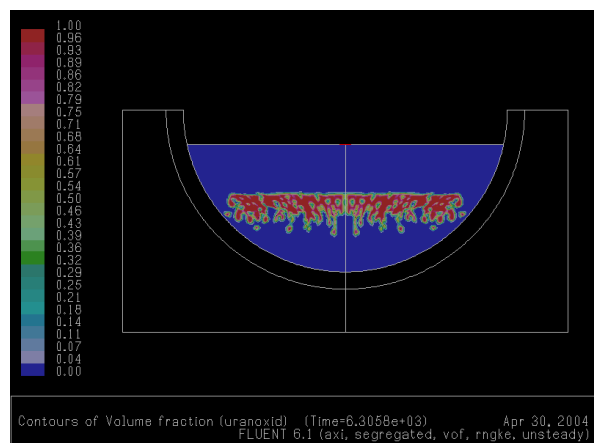


Abb. A10.24: UO_2 -Phase im Core-Catcher nach ca. 6305 s (Option B)

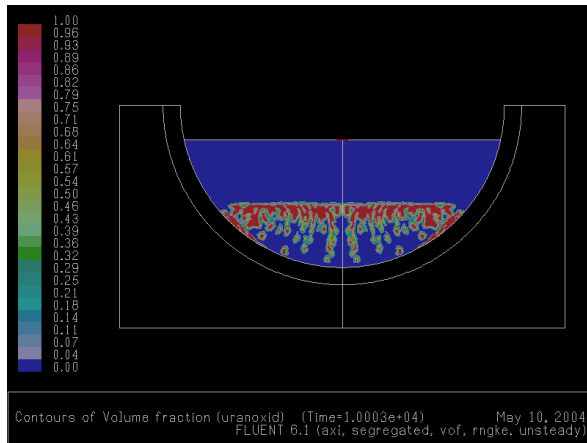


Abb. A10.25: UO_2 -Phase im Core-Catcher nach ca. 10 003 s (Option B)

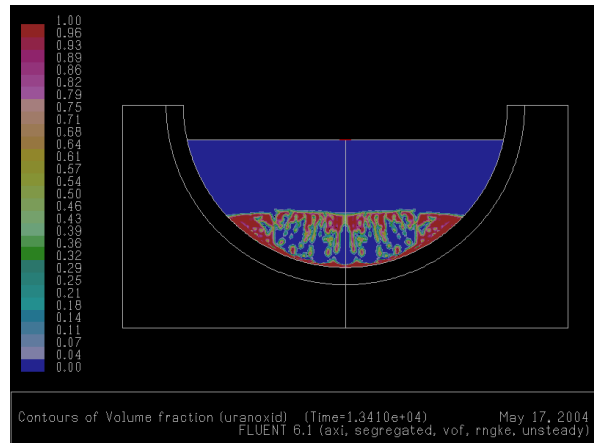


Abb. A10.26: UO_2 -Phase im Core-Catcher nach ca. 13 410 s (Option B)

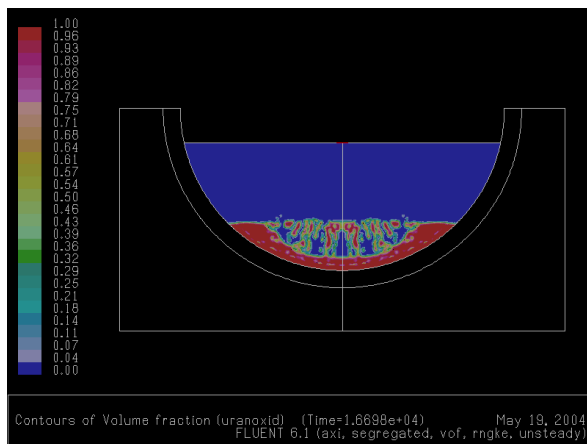


Abb. A10.27: UO_2 -Phase im Core-Catcher nach ca. 16 698 s (Option B)

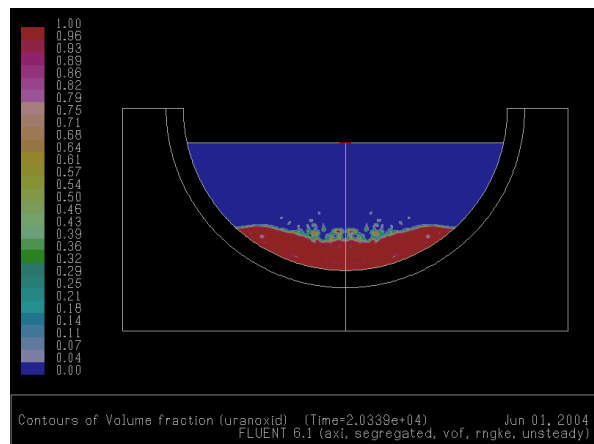


Abb. A10.28: UO_2 -Phase im Core-Catcher nach ca. 20 339 s (Option B)

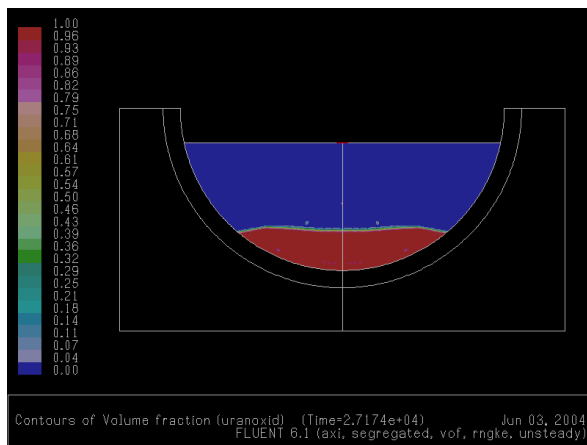


Abb. A10.29: UO_2 -Phase im Core-Catcher nach ca. 27 174 s (Option B)

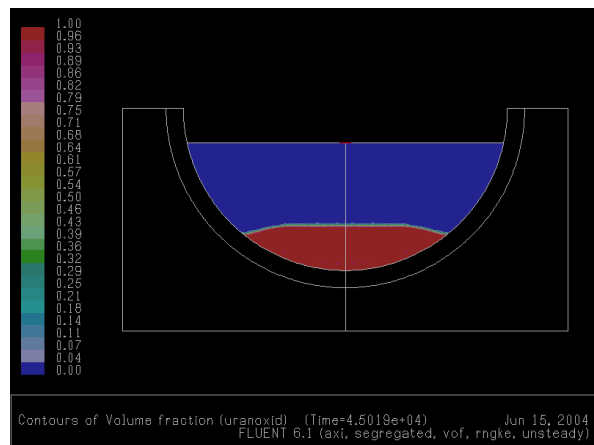


Abb. A10.30: UO_2 -Phase im Core-Catcher nach ca. 45 019 s (Option B)

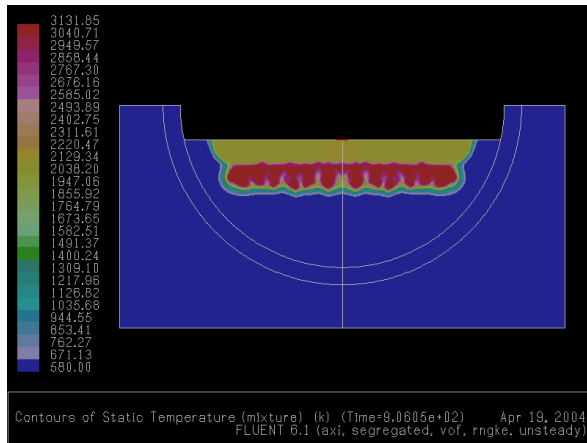


Abb. A10.31: Temperaturprofil im Core-Catcher nach ca. 906 s (Option B)

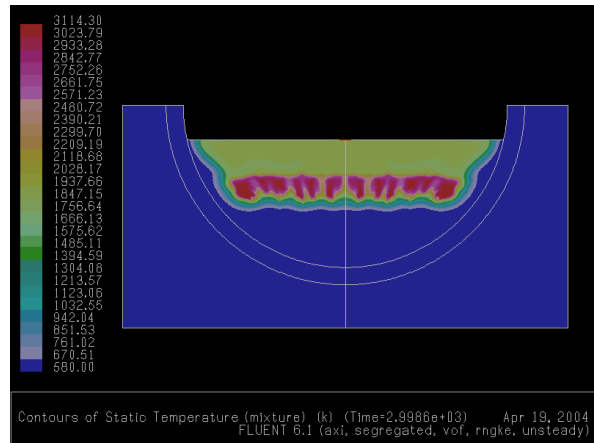


Abb. A10.32: Temperaturprofil im Core-Catcher nach ca. 2998 s (Option B)

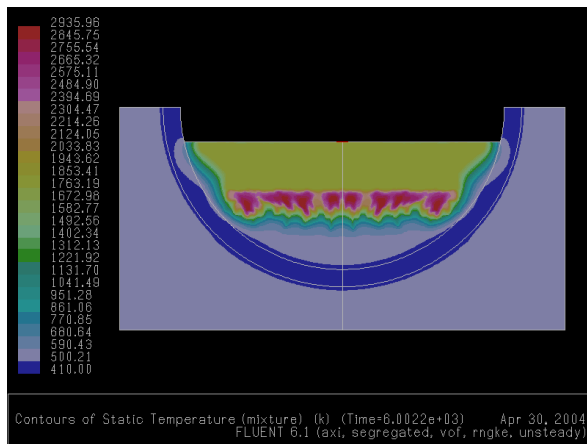


Abb. A10.33: Temperaturprofil im Core-Catcher nach ca. 6002 s (Option B)

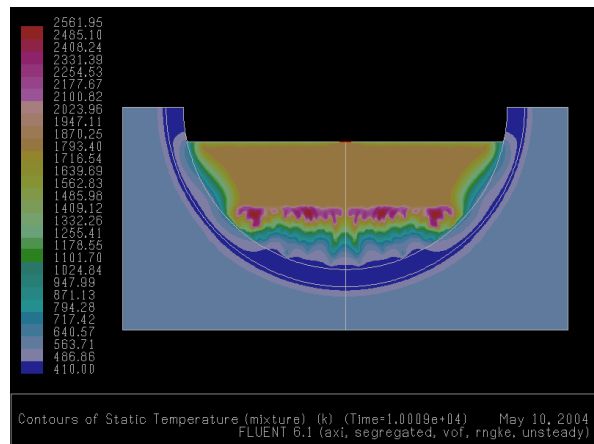


Abb. A10.34: Temperaturprofil im Core-Catcher nach ca. 10 009 s (Option B)

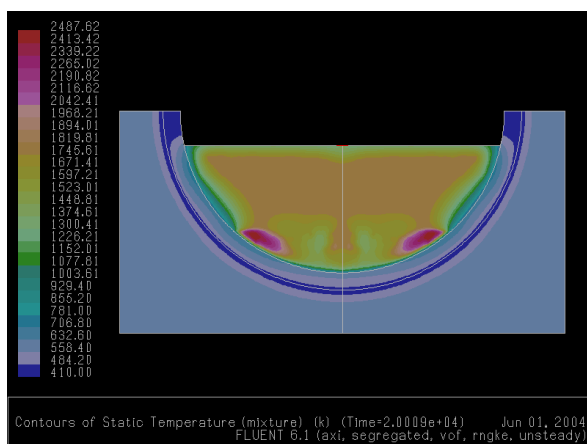


Abb. A10.35: Temperaturprofil im Core-Catcher nach ca. 20 009 s (Option B)

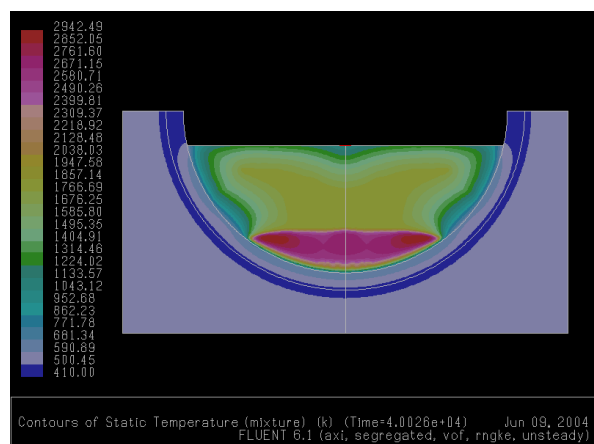


Abb. A10.36: Temperaturprofil im Core-Catcher nach ca. 40 026 s (Option A)

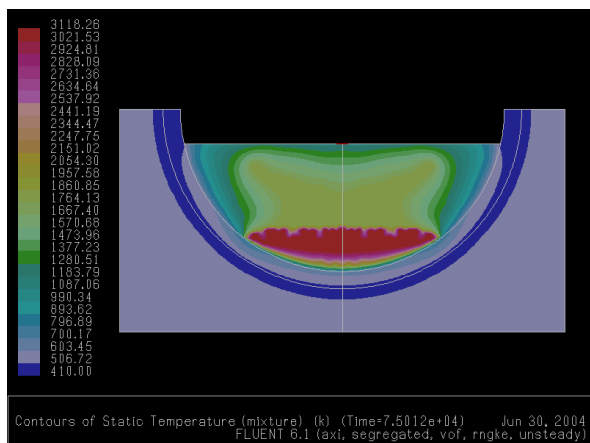


Abb. A10.37: Temperaturprofil im Core-Catcher nach ca. 75 012 s (Option B)

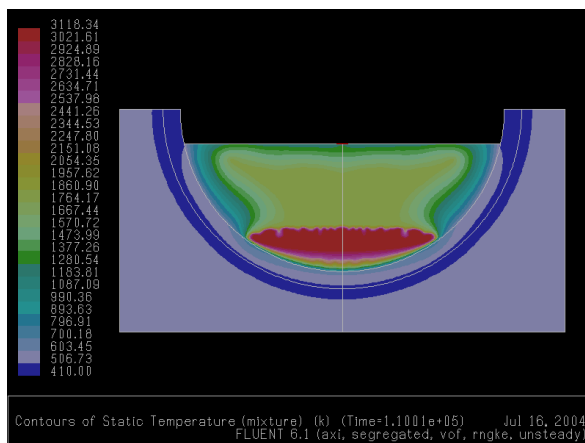


Abb. A10.38: Temperaturprofil im Core-Catcher nach ca. 110 010 s (Option B)

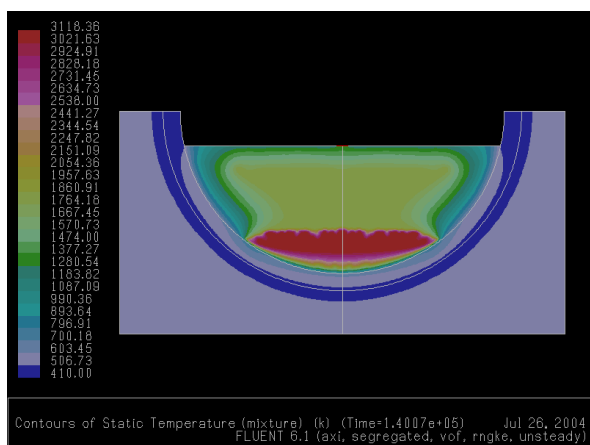


Abb. A10.39: Temperaturprofil im Core-Catcher nach ca. 140 070 s (Option B)

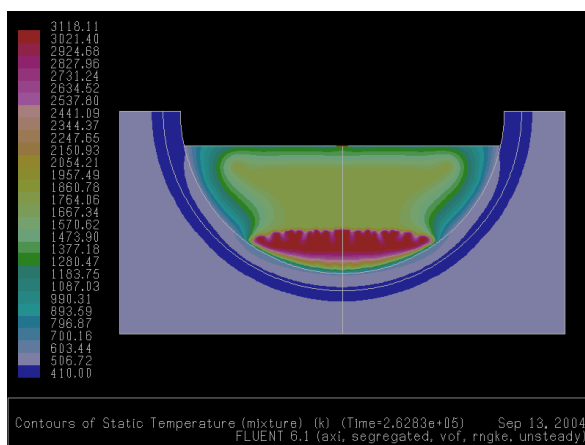


Abb. A10.40: Temperaturprofil im Core-Catcher nach ca. 262 830 s (Option B)

Anhang-11: Ausführliche Diskussion der CFD-Simulations-Ergebnisse zur Option C

Bei dieser Option wurde im Gegensatz zu den beiden vorherigen Optionen A und B das Standard-k- ϵ -Modell als Turbulenzmodell verwendet. Wie in den vorherigen Kapiteln erwähnt, setzt das Standard-k- ϵ -Modell voraus, dass die Turbulenz im betrachteten System vollständig ausgeprägt ist und dabei wird kein Re-Zahleinfluss berücksichtigt. Außerdem wurden die Standardwerte für dieses Modell durch Experimente an Luft und in Wasser ermittelt und dabei wurde von einer isotropen Turbulenz ausgegangen. Daher sollen die Berechnungsergebnisse, die mit Hilfe dieses Turbulenzmodells bei der in dieser Arbeit durchgeführten Simulation erzielt wurden, als Vergleichsbasis dienen.

Diese Option stellt ein ähnliches Szenario wie in der Option B dar, bei dem eine Bodenkühlung im Core-Catcher als Randbedingung angenommen wurde. Insgesamt wurde diese Option für eine Real-Zeit von 261 930 s berechnet bzw. simuliert. Die auszuwählenden Zeitschritte bei der transienten Berechnung lagen im Bereich 0,05 s bis 0,2 s. Im Laufe dieser berechneten 261 930 s wurden insgesamt 7695 Punkte bei der Simulation erfasst, und unter diesen wurden 162 Punkte zur Evaluierung der Simulationsergebnisse ausgewählt und zur Auswertung verschiedener Parameter zur Beschreibung der dazugehörigen wärmetechnischen Vorgänge verwendet. In den Abbildungen A11.1 bis A11.14 wurde mit Hilfe einiger aufgenommener Bilder der zeitliche Verlauf der berechneten Flüssiganteile im Core-Catcher zu ausgewählten Zeitpunkten graphisch dargestellt (bei allen dargestellten Abbildungen gilt: Rot = Maximum und Blau = Minimum).

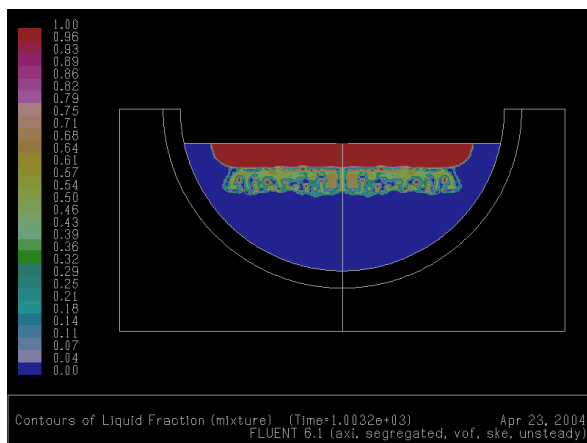


Abb. A11.1: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 1003 s (Option C)

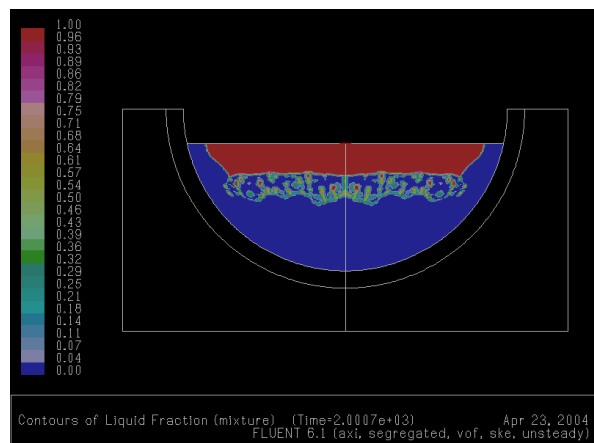


Abb. A11.2: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 2000 s (Option C)

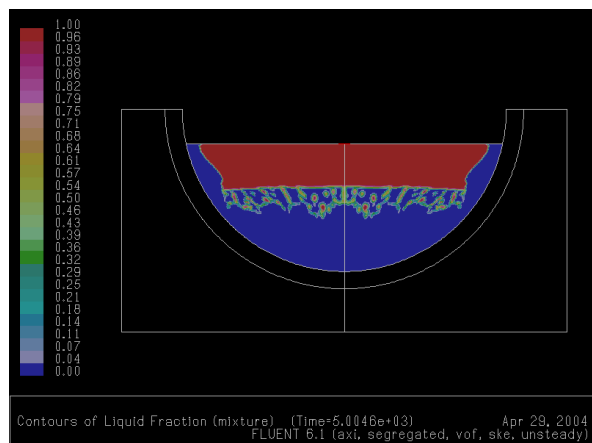


Abb. A11.3: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 5004 s (Option C)

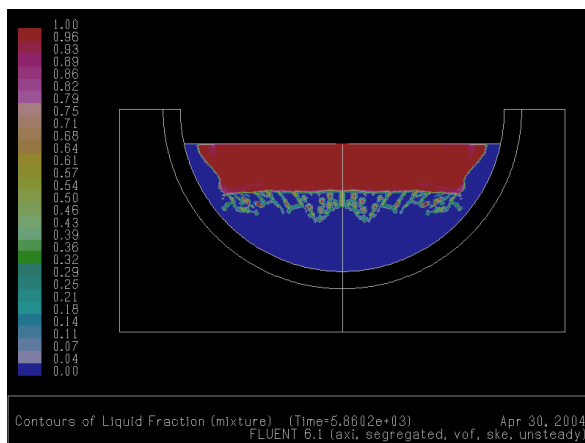


Abb. A11.4: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 5860 s (Option C)

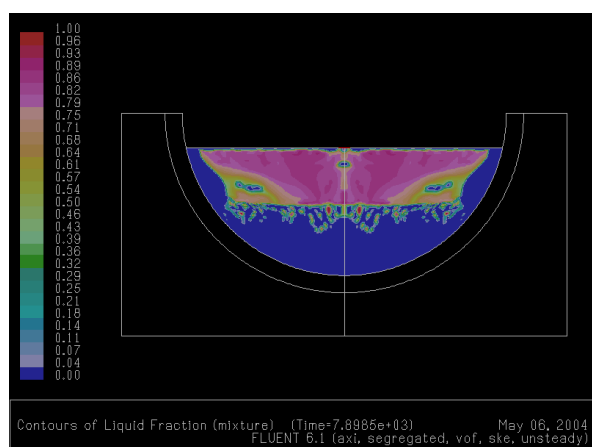


Abb. A11.5: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 7898 s (Option C)

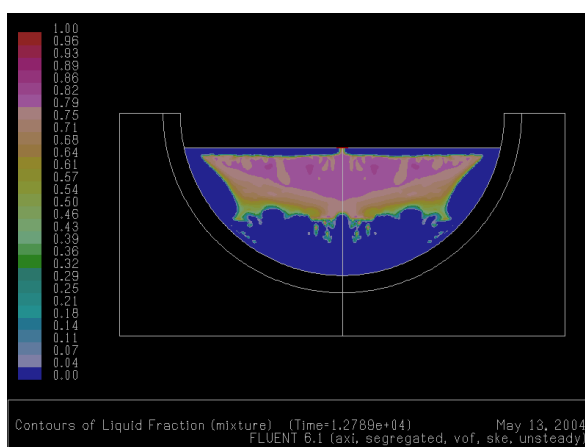


Abb. A11.6: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 12 789 s (Option C)

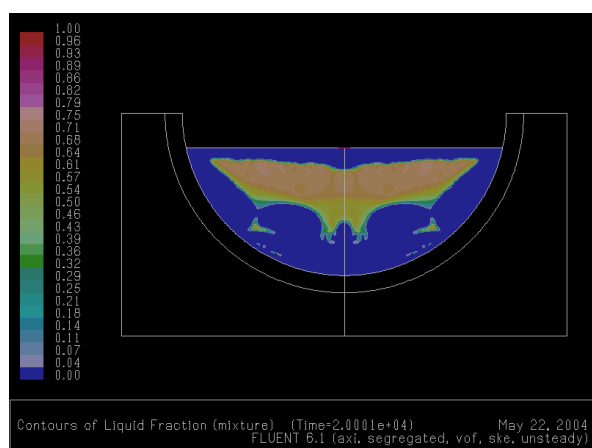


Abb. A11.7: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 20 000 s (Option C)

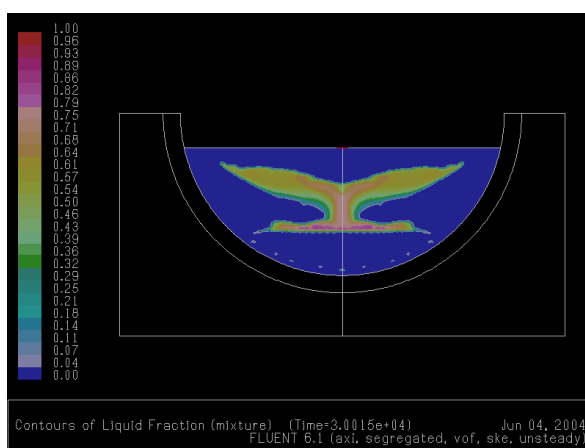


Abb. A11.8: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 30 015 s (Option C)

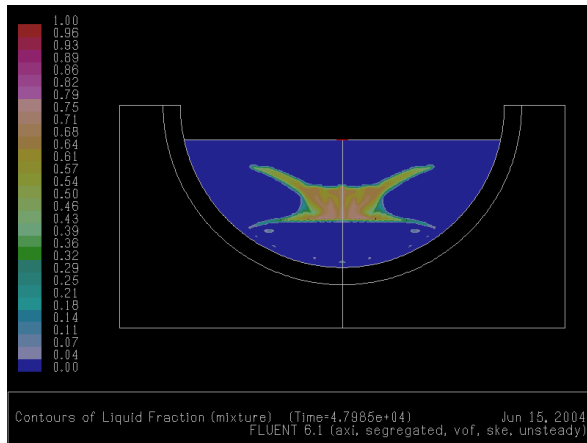


Abb. A11.9: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 47 985 s (Option C)

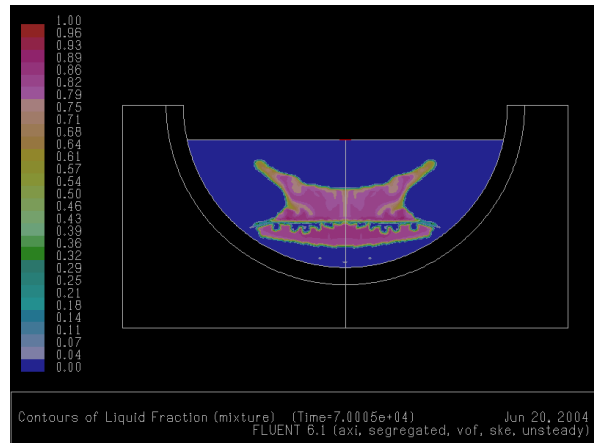


Abb. A11.10: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 70 005 s (Option C)

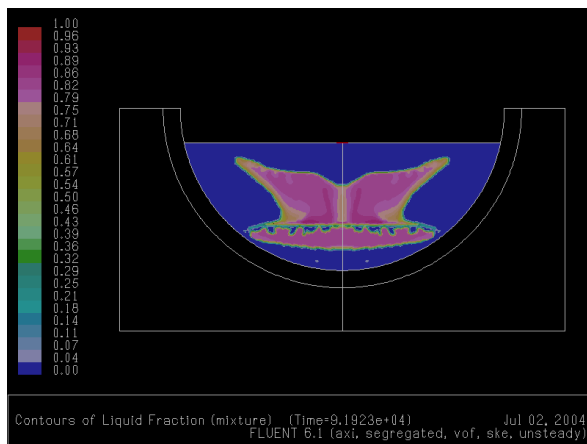


Abb. A11.11: Flüssiganteil im Core-Catcher nach ca. 91 923 s (Option C)

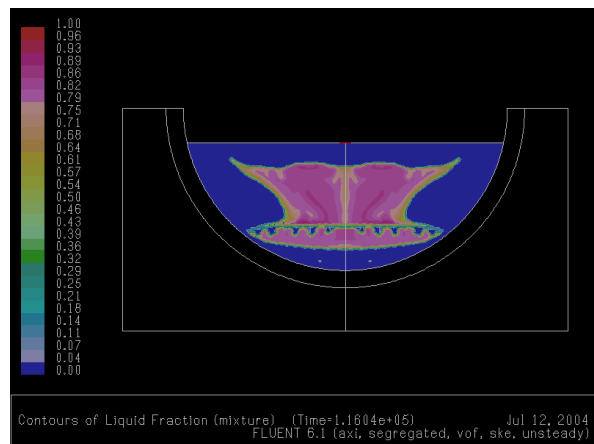


Abb. A11.12: Flüssiganteil im Core-Catcher nach 116 040 s (Option C)

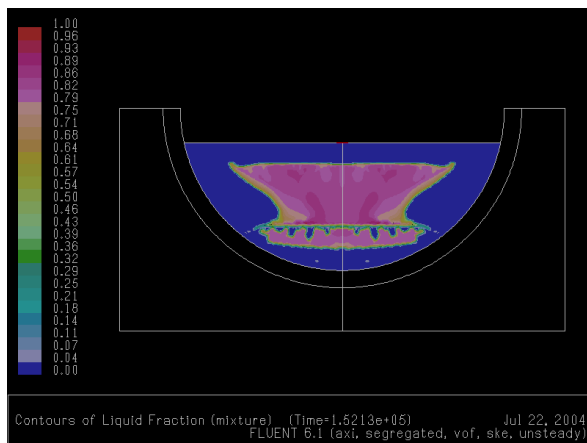


Abb. A11.13: Flüssiganteil im Core-Catcher nach 152 130 s (Option C)

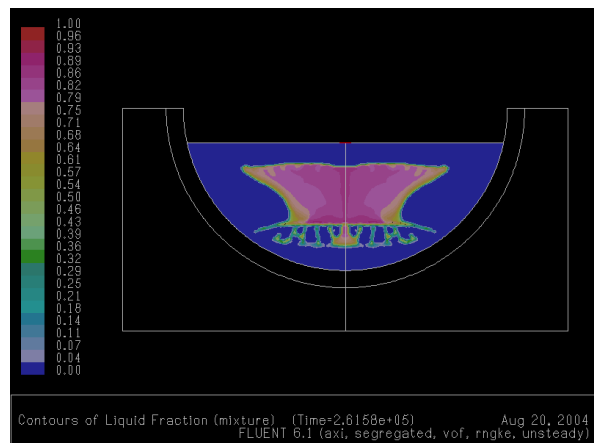


Abb. A11.14: Flüssiganteil im Core-Catcher nach 261 580 s (Option C)

Hier ist ein ähnliches Verhalten wie bei der Option B zu sehen. Das Stahlschmelzebad vergrößerte sich zunächst und die Urandioxidphase sank weiter nach unten ab. Bei ca. 5800 s begann sich eine Krustenschicht auf der Oberfläche des Stahl-

schmelzebad zu bilden. Bei ca. 7900 s ist das Schmelzebad vollständig mit einer Krusteschicht bedeckt. Bei ca. 48 000 s begann es wieder zu schmelzen, und bildete langsam im Laufe der Zeit ein Urandioxidschmelzebad am Boden des Core-Catchers. Dann wuchs das Stahlschmelzebad wieder, dahingegen verkleinerte sich das Urandioxidschmelzebad. Dieser Ablauf ist qualitativ identisch mit dem, was bei der Option B beobachtet wurde. In den Abbildungen A11.15 bis A11.24 ist der zeitliche Verlauf der Urandioxidphasenänderung bzw. –bewegung graphisch dargestellt (bei allen dargestellten Abbildungen gilt: Rot = Maximum und Blau = Minimum).

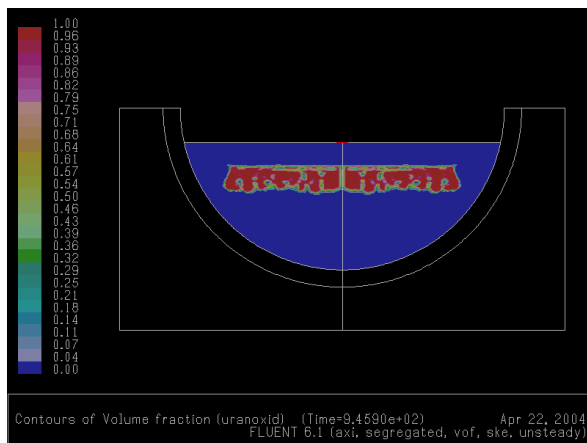


Abb. A11.15: UO₂-Phase im Core-Catcher nach ca. 946 s (Option C)

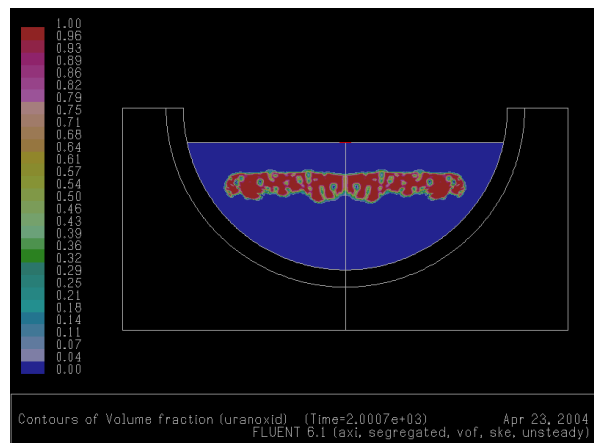


Abb. A11.16: UO₂-Phase im Core-Catcher nach ca. 2000 s (Option C)

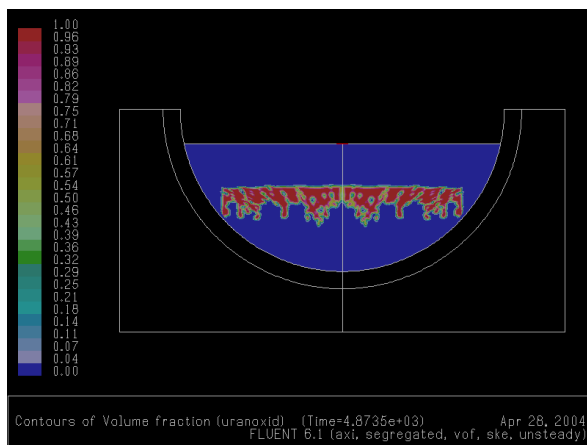


Abb. A11.17: UO₂-Phase im Core-Catcher nach ca. 4873 s (Option C)

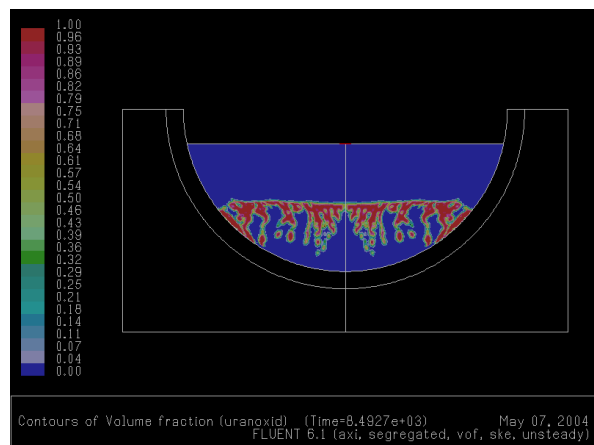


Abb. A11.18: UO₂-Phase im Core-Catcher nach ca. 8492 s (Option C)

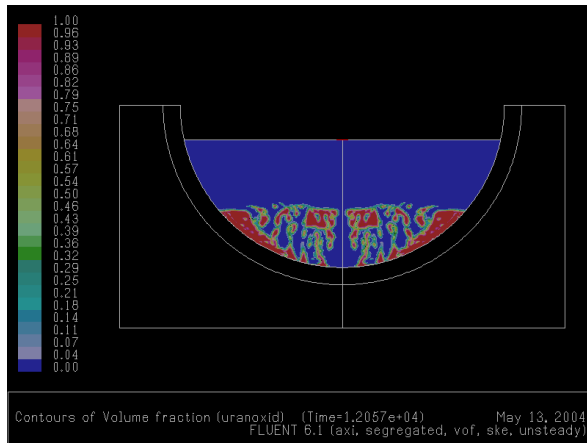


Abb. A11.19: UO_2 -Phase im Core-Catcher nach ca. 12 057 s (Option C)

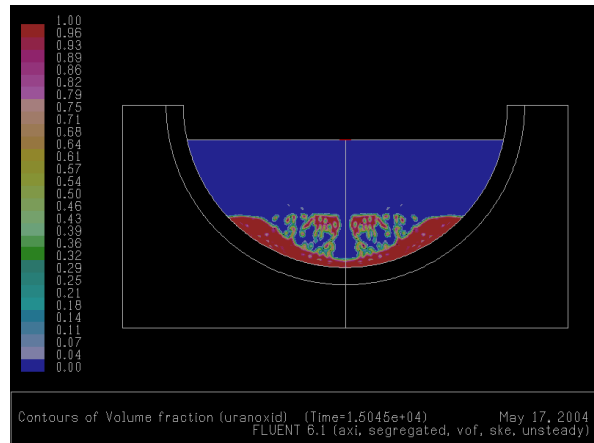


Abb. A11.20: UO_2 -Phase im Core-Catcher nach ca. 15 045 s (Option C)

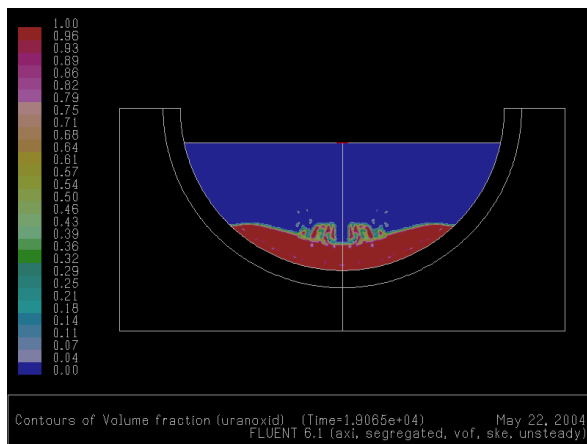


Abb. A11.21: UO_2 -Phase im Core-Catcher nach ca. 19 065 s (Option C)

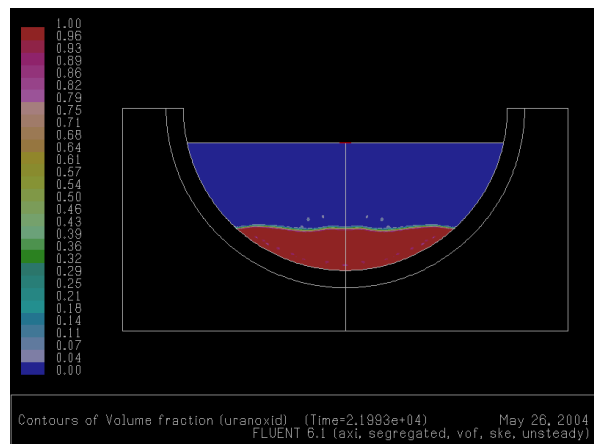


Abb. A11.22: UO_2 -Phase im Core-Catcher nach ca. 21 993 s (Option C)

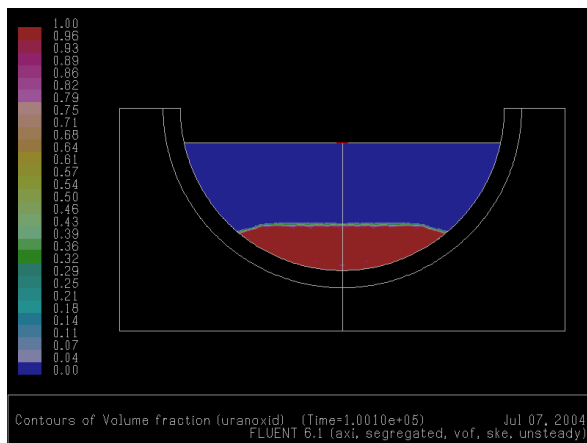


Abb. A11.23: UO_2 -Phase im Core-Catcher nach 100 100 s (Option C)

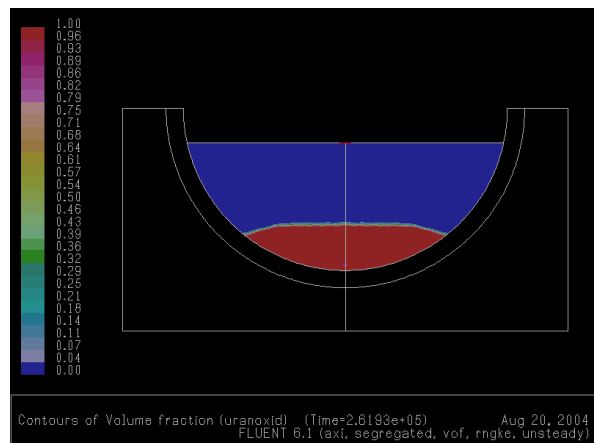


Abb. A11.24: UO_2 -Phase im Core-Catcher nach 261 930 s (Option C)

Wie aus den Abbildungen A11.15 bis A11.24 zu erkennen ist, ist beim Absinken der Urandioxidphase ebenfalls ein qualitativ ähnlicher Verlauf wie bei der Option B zu sehen. Es ist zu erkennen, dass die Urandioxidphase den Core-Catcher-Boden bei

ca. 4800 s erreichte, d.h. im Vergleich zu der Option B (mit identischen Randbedingungen) ca. 1500 s früher. Ebenfalls befand sich bei ca. 22 000 s die Urandioxidphase vollständig am Boden des Core-Catchers, bei der Option B dauerte es jedoch bis ca. 27 000 s. Da der Ablauf der Vorgänge hier völlig identisch mit denen aus der Option B ist, wird an dieser Stelle auf die Wiederholung verzichtet. Die Ergebnisse werden im Weiteren präsentiert. In den Abbildungen A11.25 und A11.26 sind der berechnete Verlauf der Stahlschmelze-Volumenänderung bzw. die zeitliche Änderung der Krusteschichtdicke an der Core-Catcher-Oberfläche dargestellt.

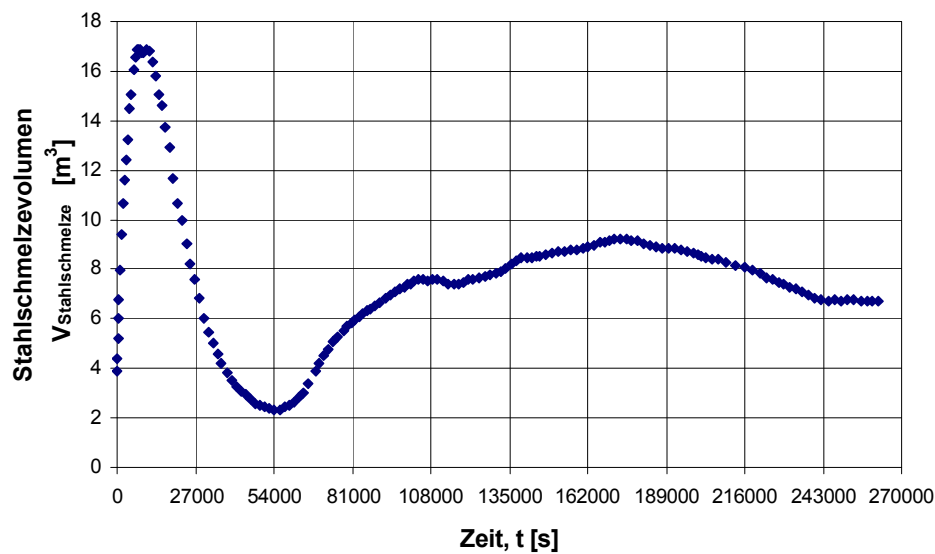


Abb. A11.25: Zeitlicher Verlauf der Stahlschmelze-Volumenänderung (Option C)

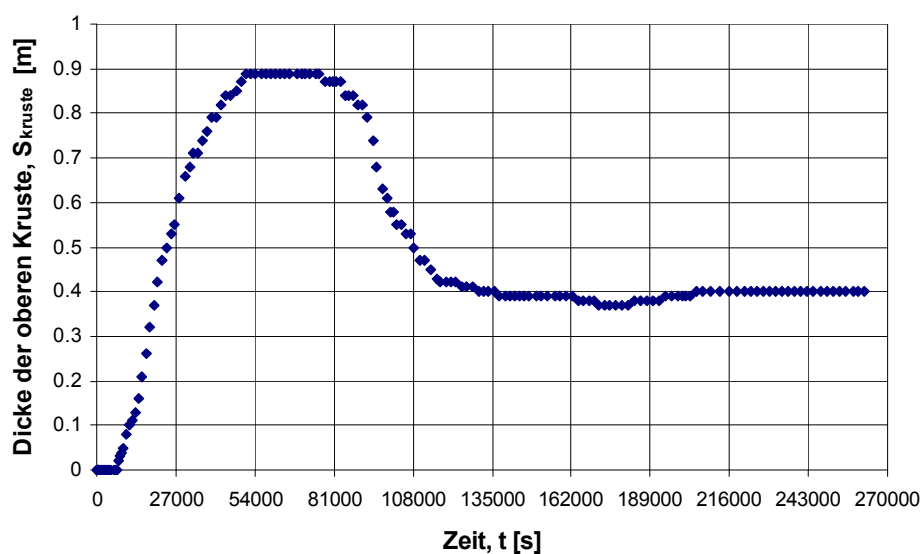


Abb. A11.26: Zeitliche Änderung der Krusteschichtdicke an der Oberfläche des Core-Catchers (Option C)

In Abbildung A11.25 ist auch ein identischer Verlauf, d.h. eine Schwingungserscheinung wie bei der Option B zu erkennen. In der Anfangsphase wuchs das Volumen des Stahlschmelzebades, bis es ein Maximum (ca. 16.85 m^3) bei ca. 10 250 s durchlief. Dann fand eine relativ starke Verringerung des Schmelzebadvolumens statt. Das Stahlschmelzebad erreichte ein Minimum ($2,33 \text{ m}^3$) bei ca. 54 200 s. Ab diesem Minimum ist ein relativ flacher Anstieg des Schmelzebadvolumens zu sehen, und anschließend eine Verringerung usw. Wie in Abbildung A11.26 zu sehen, stieg die Dicke der Krusteschicht zunächst an, bis sie ein flaches Maximum (ca. 0,9 m) bei ca. 52 400 s durchlief, dann wurde die Dicke der Krusteschicht kleiner bis ab ca. 135 000 s eine relativ stabile Zone erreicht war. Die Krusteschichtdicke in dieser stabilen Zone betrug ca. 0,4 m.

Die Abbildungen A11.27 bis A11.29 zeigen die zeitlichen Verläufe der mittleren Temperaturen einzelner Phasen im Core-Catcher, der Core-Catcher-Oberflächentemperatur (mittlere) zusammen mit deren vergrößerter Darstellung. Bei diesen Abbildungen ist deutlich zu erkennen, dass der qualitative Ablauf der Vorgänge dem bei der Option B völlig identisch ist und ab ca. 135 000 s ein relativ stabiler Zustand im Core-Catcher herrschte. In diesem stabilen Zustand lag die mittlere Temperatur der Stahlschmelze bei ca. 1800 K, die der Urandioxidphase bei ca. 2500 K und die der Krusteschicht an der Core-Catcher-Oberfläche bei ca. 1210 K.

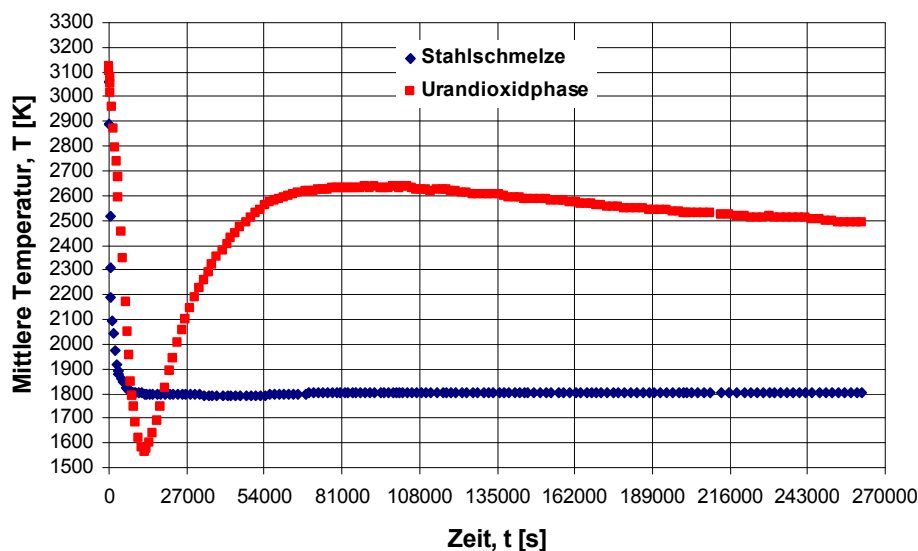


Abb. A11.27: Zeitlicher Verlauf der mittleren Temperaturen einzelner Phasen im Core-Catcher (Option C)

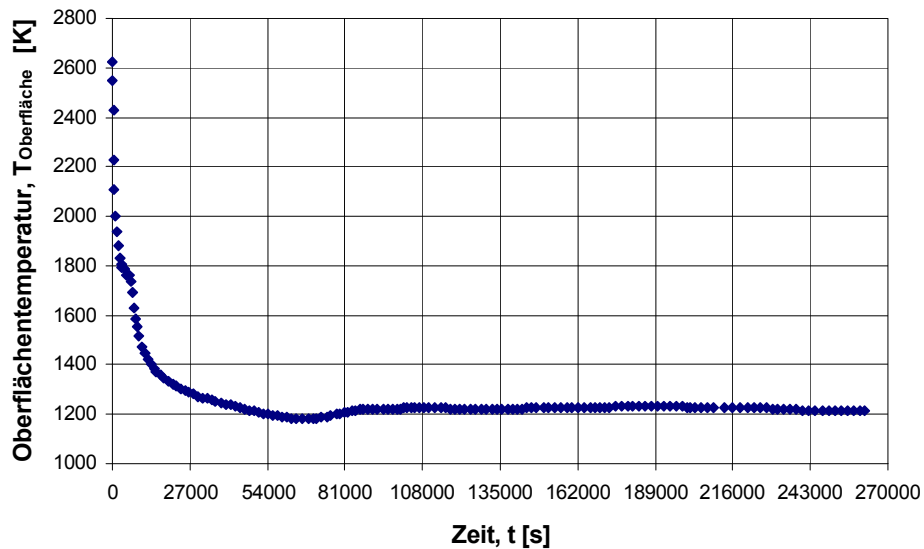


Abb. A11.28: Zeitlicher Verlauf der mittleren Temperatur an der Oberfläche des Core-Catchers (Option C)

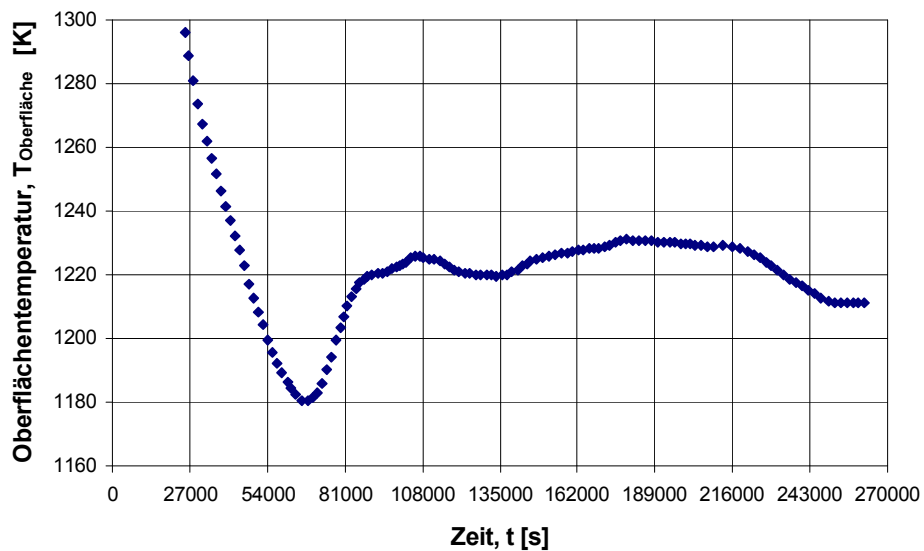


Abb. A11.29: Vergrößerung des zeitlichen Verlaufs der mittleren Temperatur an der Oberfläche des Core-Catchers (Option C)

In Abbildung A11.30 ist der zeitliche Verlauf des prozentualen Anteils der Wärmestrahlung an der Oberfläche des Core-Catchers von der gesamten an der Core-Catcher-Oberfläche abgeführten Wärme dargestellt. Es ist zu erkennen, dass der prozentuale Anteil der Wärmestrahlung an der Core-Catcher-Oberfläche im Laufe der Berechnung immer bei über 90% lag.

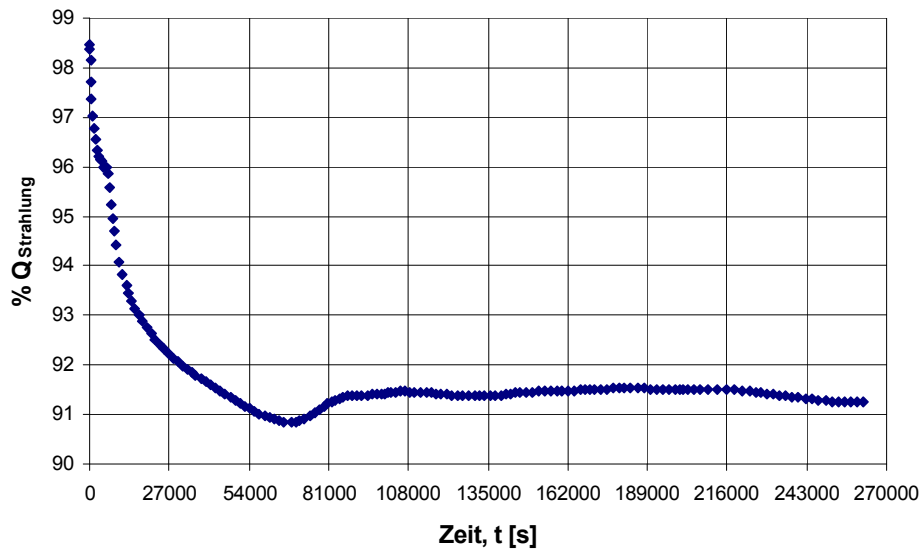


Abb. A11.30: Zeitlicher Verlauf des Anteils der Wärmestrahlung an der Core-Catcher-Oberfläche (Option C)

Abbildung A11.31 stellt die zeitlichen Verläufe der nach oben transportierten Wärme, der nach unten transportierten Wärme, der Gesamtwärme (oben+unten) und der produzierten Zerfallsnachwärme dar, und eine vergrößerte Darstellung dieser Verläufe ist in Abbildung A11.32 gezeigt.

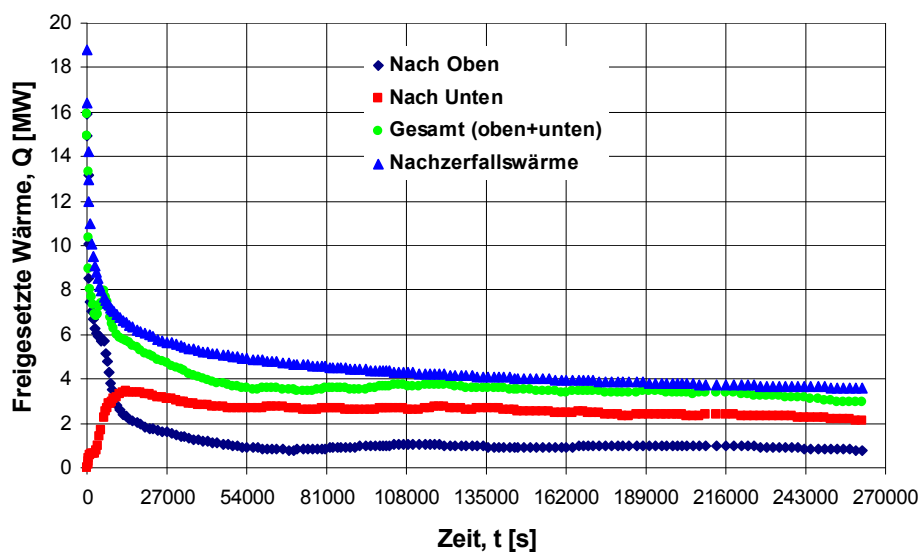


Abb. A11.31: Zeitlicher Verlauf der verschiedenen Wärmeströme im Core-Catcher (Option C)

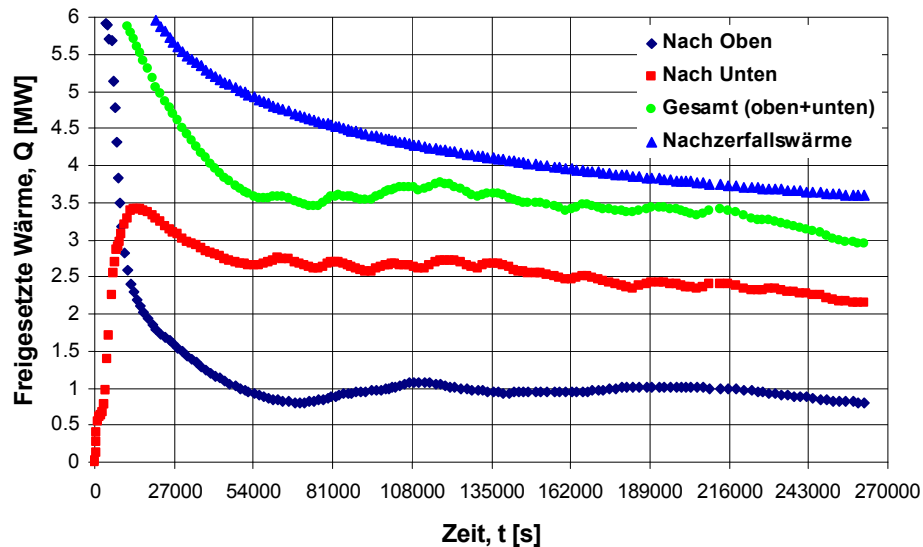


Abb. A11.32: Vergrößerung des zeitlichen Verlaufs der verschiedenen Wärmeströme im Core-Catcher (Option C)

In den Abbildungen A11.31 und A11.32 ist zu ersehen, dass der nach unten transportierte Wärmestrom, ähnlich wie bei der Option B, nach ca. 9100 s den nach oben transportierten Wärmestrom übertraf. Der Unterschied zwischen diesen beiden Wärmeströmen in der stabilen Periode, d.h. nach ca. 135 000 s lag bei mehr als 1 MW, mit abfallender Tendenz. Der Unterschied zwischen der gesamten aus dem System abgeführten Wärme und der produzierten Nachzerfallswärme lag in der stabilen Periode bei teilweise weniger als 0,5 MW. Dieser Unterschied nahm im Laufe der Zeit tendenziell ab. Ein interessanter Punkt in Abbildung A11.31 ist, dass am Anfang der Berechnung in einem bestimmten Bereich die gesamte aus dem System abgeführte Wärme so anstieg, dass sie die gesamte Nachzerfallswärme übertraf.

Danach sank sie wieder ab und bis zum Ende der Berechnung blieb sie unter der im System produzierte Nachzerfallswärme. Es wird vermutet, dass dies sich auf die Schwäche des Standard-k- ϵ -Turbulenzmodell bei der Abschätzung der Wärmeströme im betrachteten System handelte. Eine Vergrößerung dieses Bereiches ist in Abbildung A11.33 dargestellt. Wie hier zu erkennen ist, ist es hier zu einer Überschätzung des nach unten transportierten Wärmestromes gekommen.

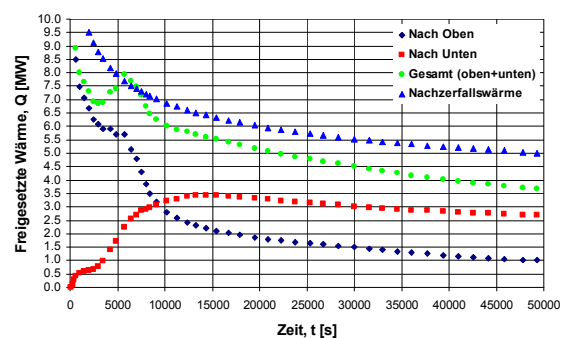


Abb. A11.33: Vergrößerung der Anfangsperiode in Abbildung A11.31

Die Verteilung der Wärmestromdichte (dem nach unten transportierten Wärmestrom) zu ausgewählten Zeitpunkten ist in den Abbildungen A11.34 bis A11.39 gezeigt.

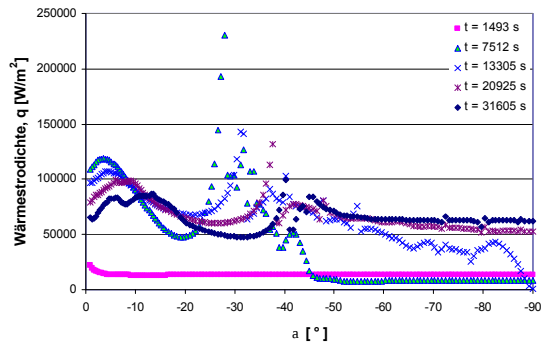


Abb. A11.34: Verteilung der nach unten transportierten Wärmestromdichte (Option C)

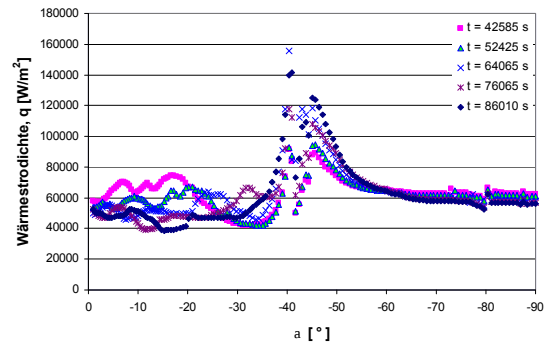


Abb. A11.35: Verteilung der nach unten transportierten Wärmestromdichte (Option C)

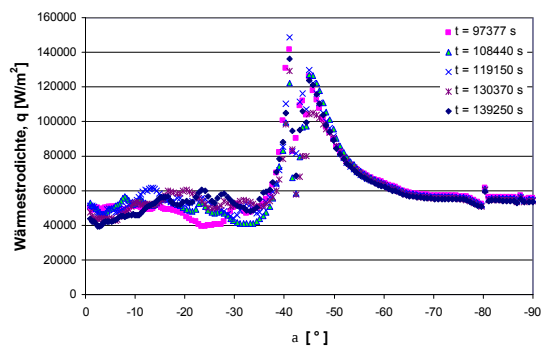


Abb. A11.36: Verteilung der nach unten transportierten Wärmestromdichte (Option C)

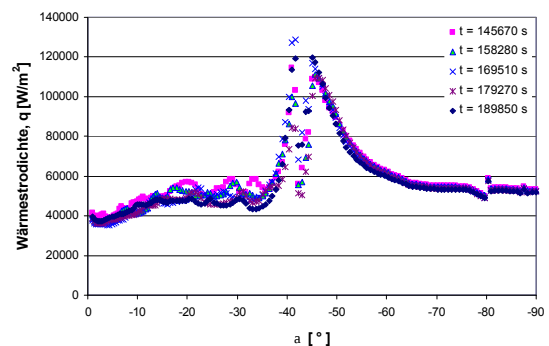


Abb. A11.37: Verteilung der nach unten transportierten Wärmestromdichte (Option C)

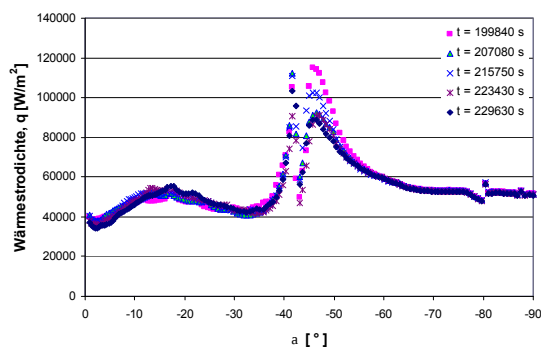


Abb. A11.38: Verteilung der nach unten transportierten Wärmestromdichte (Option C)

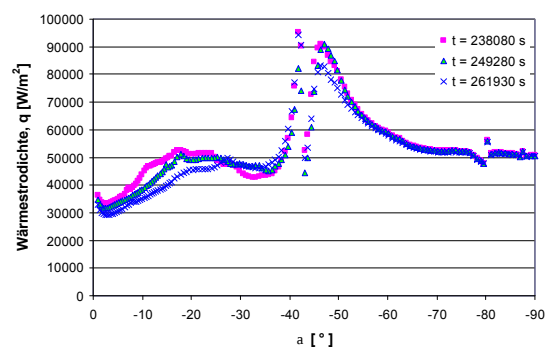


Abb. A11.39: Verteilung der nach unten transportierten Wärmestromdichte (Option C)

In den Abbildungen A11.34 bis A11.39 entspricht „0°“ der Oberfläche der Fluid-Zone im Core-Catcher, und „ α “ bezieht sich auf den Winkel des betrachteten Punktes am Core-Catcher-Boden (an der inneren Oberfläche der Graphitschale), der in Bezug zur Oberfläche der Fluid-Zone steht. Hier ist zu erkennen, dass vom Beginn der Berechnung bis zu ca. 135 000 s eine un stabile Situation herrschte. Erst nach ca. 135 000 s ist zu sehen, dass die Verteilung der nach unten transportierten Wärmestromdichte sowohl quantitativ als auch qualitativ zeitlich relativ unverändert blieb, und immer ein Maximum in der Zone zwischen „-50°“ und „-40°“ durchlief. Ebenfalls ist zu sehen, dass die untere Hälfte der Halbkugel in der stabilen Periode im Vergleich zur oberen Hälfte höheren Wärmestromdichten ausgesetzt war. Die Situation hier ähnelt der bei der Option B. Das Temperaturprofil im Gesamtsystem zu ausgewählten Zeitpunkten ist in den Abbildungen A11.40 bis A11.49 dargestellt (bei allen dargestellten Abbildungen gilt: Rot = Maximum und Blau = Minimum).

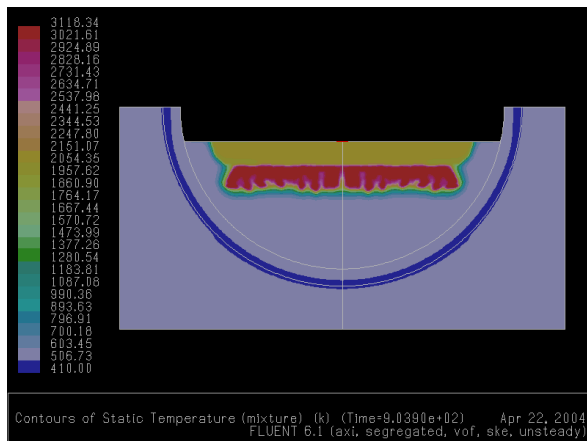


Abb. A11.40: Temperaturprofil im Core-Catcher nach ca. 904 s (Option C)

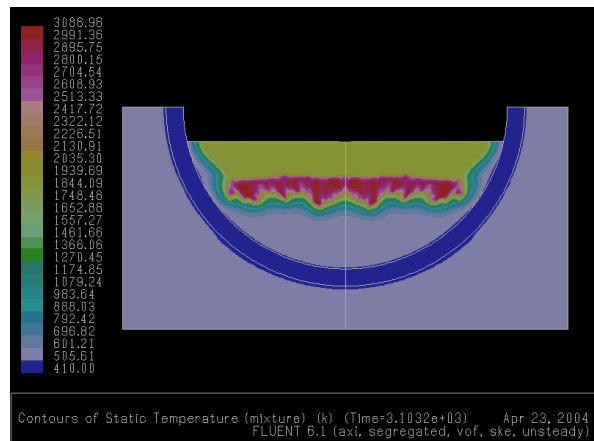


Abb. A11.41: Temperaturprofil im Core-Catcher nach ca. 3100 s (Option C)

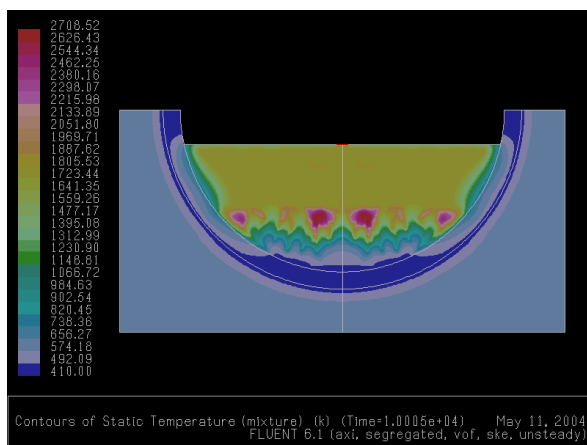


Abb. A11.42: Temperaturprofil im Core-Catcher nach ca. 10 000 s (Option C)

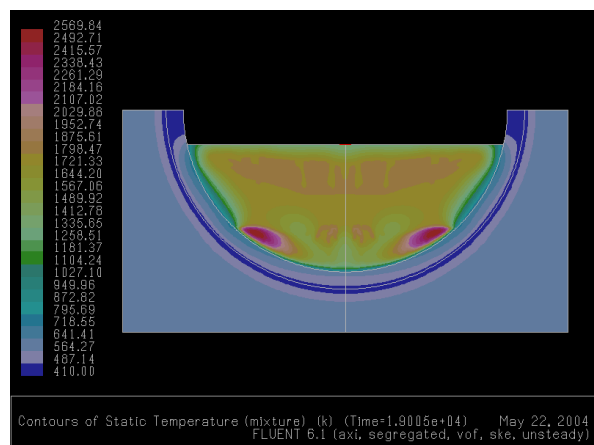


Abb. A11.43: Temperaturprofil im Core-Catcher nach ca. 19 000 s (Option C)

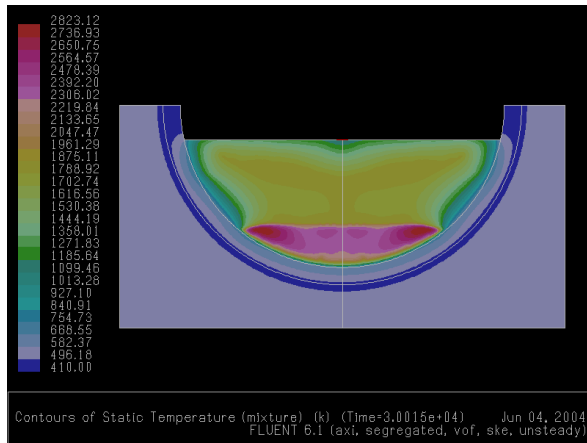


Abb. A11.44: Temperaturprofil im Core-Catcher nach ca. 30 015 s (Option C)

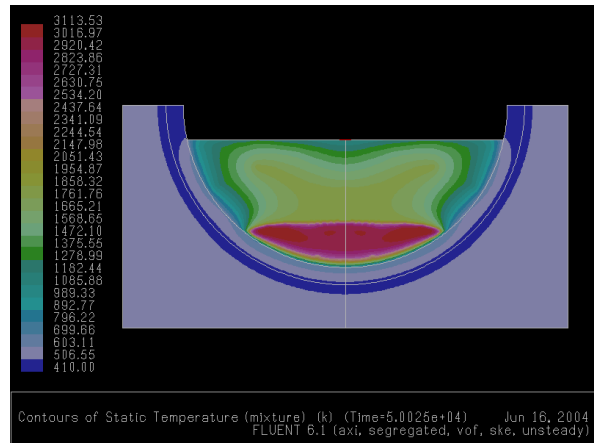


Abb. A11.45: Temperaturprofil im Core-Catcher nach ca. 50 025 s (Option C)

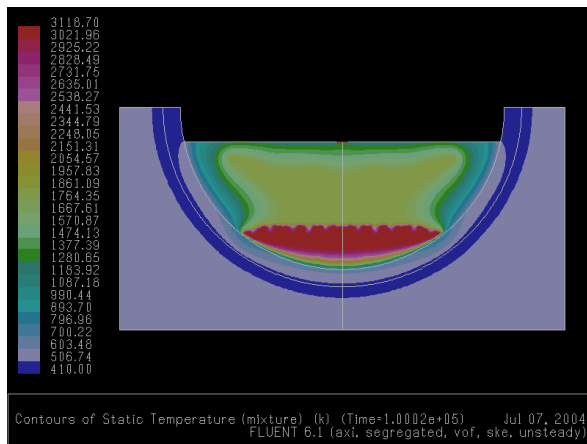


Abb. A11.46: Temperaturprofil im Core-Catcher nach ca. 100 000 s (Option C)

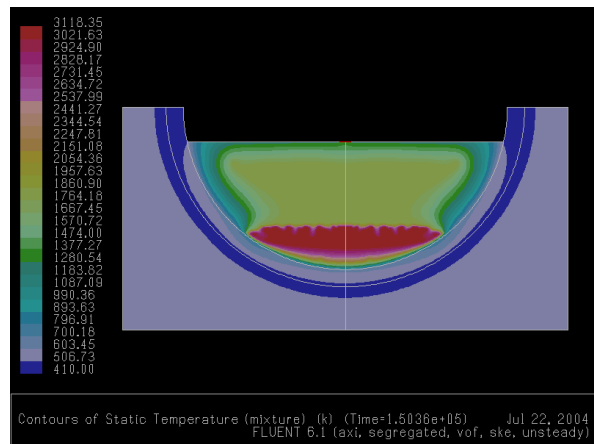


Abb. A11.47: Temperaturprofil im Core-Catcher nach ca. 150 000 s (Option C)

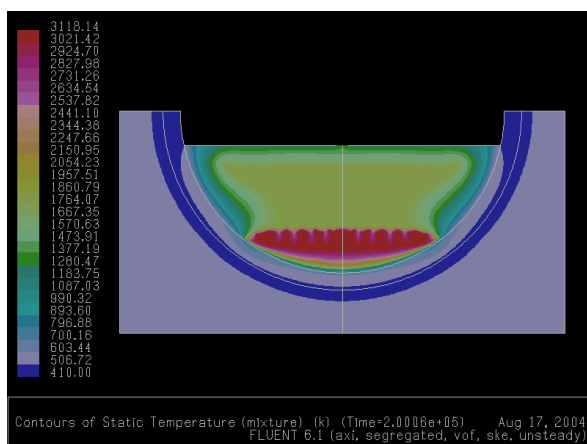


Abb. A11.48: Temperaturprofil im Core-Catcher nach ca. 200 000 s (Option C)

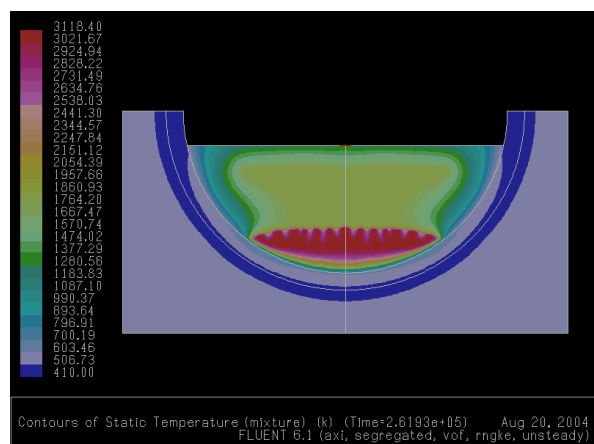


Abb. A11.49: Temperaturprofil im Core-Catcher nach ca. 262 000 s (Option C)

E ist ebenfalls, wie bei den beiden vorherigen Optionen A und B, zu erkennen, dass die charakteristische Zeit für die Wärmeleitung im Vergleich zu der des Schmelz- bzw. Erstarrungsprozesses im Stahlbett sehr klein ist. Ein ausgeprägtes Temperaturprofil nach mehreren Tausend Sekunden konnte nur um die Schmelze-Front herum erkannt werden, und der Rest des Stahlbettes lag ungefähr bei der anfänglichen Temperatur von 580 K. Außerdem ist zu erkennen, dass es immer mitten in der Urandioxidphase eine Höchsttemperatur im System (rotmarkierte Bereiche) herrschte. Auch in diesem Fall gab es, wie bei der Option B, aufgrund einer Bodenkühlung keine Ausbreitung einer heißen Zone zum Äußeren der Fluid-Zone. Die konstante Temperatur an der Außenoberfläche (der unteren Oberfläche) des Stahl liners sorgte sogar dafür, dass es in der stabilen Periode sogar im gesamten Körper der Graphitschale die Temperaturen unter 600 K blieben.

Bei der Auswertung der Simulationsergebnisse wurde zu jedem ausgewerteten Zeitpunkt, wie bei den Optionen A und B, die Reynolds-Zahl Re im Gesamtsystem (in der ganzen Fluid-Zone im Core-Catcher) berechnet. In der gesamten Berechnung lagen die Reynolds-Zahlen immer zwischen 30 und 1000 (meistens lagen sie zwischen 50 und 300, nur am Anfang lag Re bei ca. 1000). Es wurde zu einigen ausgewählten Zeitpunkten eine mittlere innere Rayleighs-Zahl Ra_i für das Stahlschmelzebad berechnet. Diese Punkte wurden so ausgewählt, dass zu jedem Zeitpunkt das Stahlschmelzebad einen Flüssiganteil von eins hatte. In Abbildung A11.50 ist die zeitliche Änderung der mittleren inneren Rayleigh-Zahl im Stahlschmelzebad dargestellt, und Abbildung A11.51 zeigt die zeitliche Änderung der mittleren Prandtl-Zahl im Stahlschmelzebad.

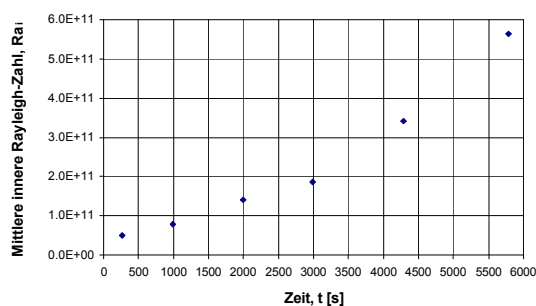


Abb. A11.50: Zeitliche Änderung der mittleren Ra_i -Zahl im Stahlschmelzebad (Option C)

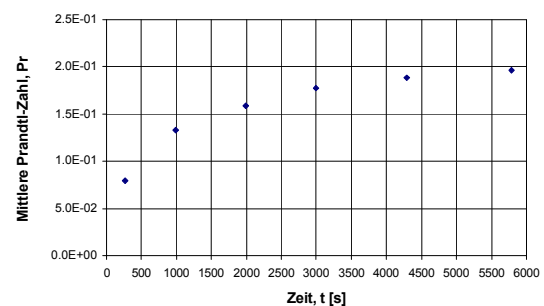


Abb. A11.51: Zeitliche Änderung der mittleren Prandtl-Zahl im Stahlschmelzebad (Option C)

In Abbildung A11.50 ist zu ersehen, dass die mittlere innere Rayleigh-Zahl Ra_i über die ganze Zeit zwischen ca. 4×10^{10} und ca. 6×10^{11} lag, was auf eine turbulente

Strömungslage im Schmelzebad hindeutet. Bei Reynold-Zahlen zwischen 30 und 1000 kann unter den günstigsten Bedingungen (bei ca. 3000 K und Miteinbeziehen der kleinsten Zellen in der Fluid-Zone), wie bei den Optionen A und B, berechnet werden, dass die maximale Geschwindigkeit im Stahlschmelzebad höchstens bei ca. 0,03 m/s liegt. Hier ist auch zu erkennen, dass trotz solch geringer Geschwindigkeiten aufgrund hoher Ra_i -Zahlen eine turbulente Strömungslage im Stahlschmelzebad herrschte. Abbildung A11.51 macht deutlich, dass bei den ausgewählten Punkten die Prandtl-Zahl (Pr) der Schmelze im Bereich von ca. 0,08 bis ca. 0,2 lag (ν -Werte: ca. $4 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ bis ca. $1 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$). Mit solch kleinen Pr -Zahlen konnten der α -Effekt bzw. der ν -Effekt eine bedeutende Rolle zur Erleichterung des Wärmetransportes in der Stratified-Zone (Bodenbereich) im Schmelzebad spielen. Abbildung A11.52 stellt ein ausgewähltes Geschwindigkeitsfeld im Core-Catcher dar (bei der dargestellten Abbildung gilt: Rot = Maximum und Blau = Minimum).

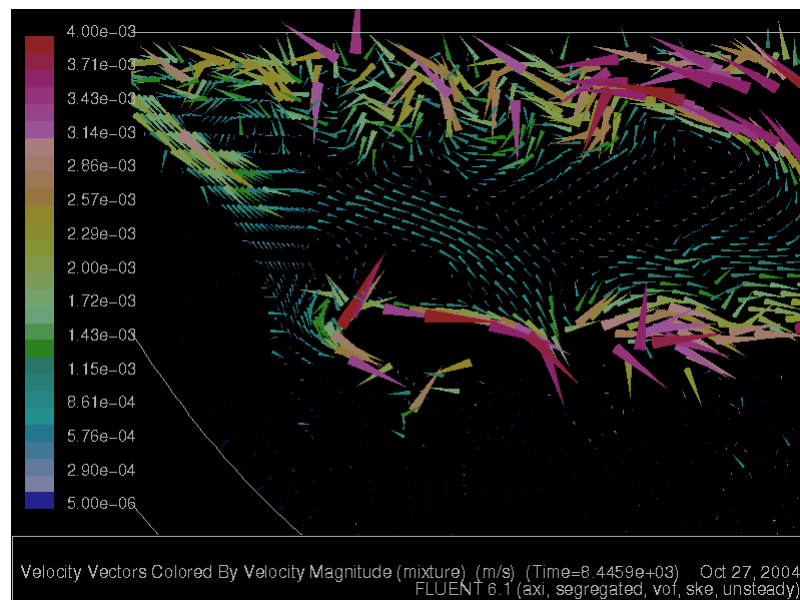


Abb. A11.52: Geschwindigkeitsfeld zu einem ausgewählten Zeitpunkt im Core-Catcher (Option C)

Wie in Abbildung A11.52 zu sehen ist, war die Höchstgeschwindigkeit erwartungsgemäß bei kleiner als 0,03 m/s. Es ist ebenfalls, wie bei den beiden zuvor diskutierten Optionen A und B, deutlich, dass es eine misch-konvektive Strömung im Schmelzebad gab. Diese führte zu einer mischfreien Konvektion (mixed natural convection) beim Wärmetransport im Schmelzebad, d.h. eine freie Konvektion in der wandnahen Zone und mehrere freie Konvektionen im Bulk-Bereich des Schmelzebades. Im Allgemeinen sind fast alle beobachteten Phänomene hier und in der Option B identisch, und es ähneln sich die qualitativen Verläufe der beiden Optionen.

Anhang-12: FEM-Simulationsbilder zur Sicherheitsanalyse der Reaktorkaverne (die intakte Betonschicht)

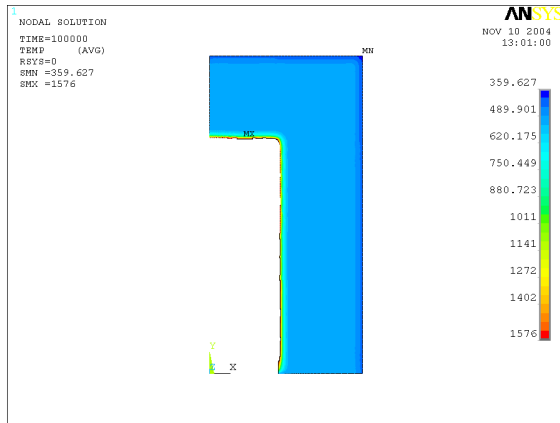


Abb. A12.1: Temperaturfeld in der Reaktorkaverne nach ca. 10^5 s

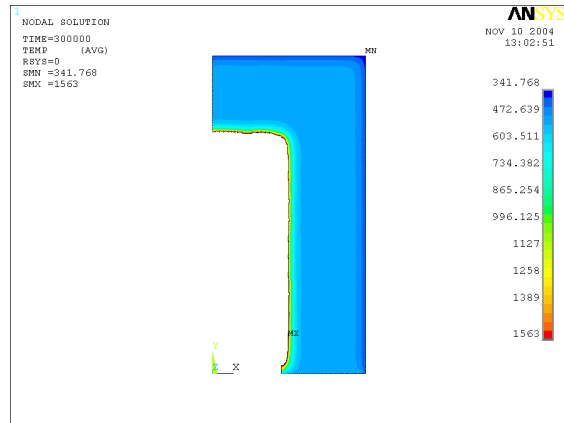


Abb. A12.2: Temperaturfeld in der Reaktorkaverne nach ca. $3 \cdot 10^5$ s

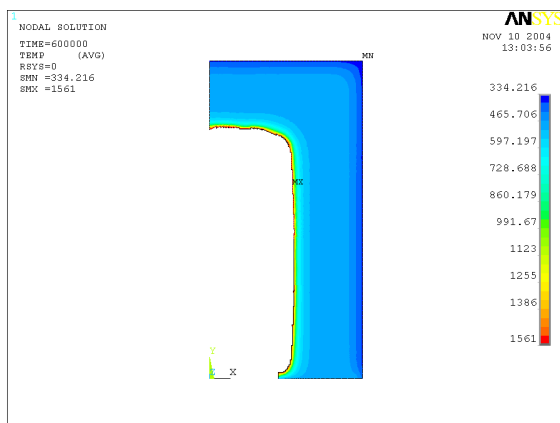


Abb. A12.3: Temperaturfeld in der Reaktorkaverne nach ca. $6 \cdot 10^5$ s

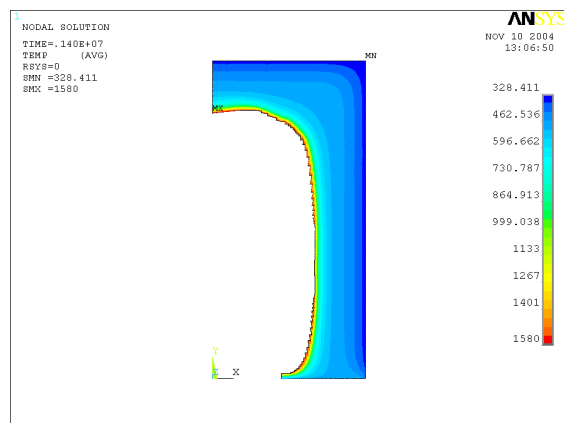


Abb. A12.4: Temperaturfeld in der Reaktorkaverne nach ca. $1,4 \cdot 10^6$ s

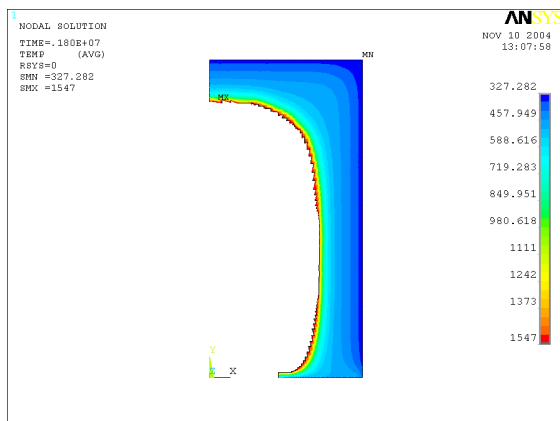


Abb. A12.5: Temperaturfeld in der Reaktorkaverne nach ca. $1,8 \cdot 10^6$ s

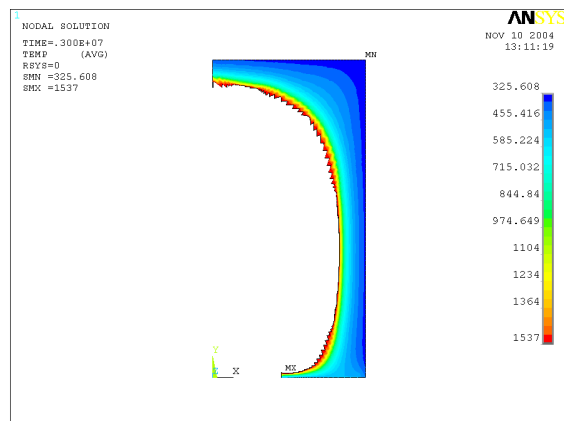


Abb. A12.6: Temperaturfeld in der Reaktorkaverne nach ca. $3 \cdot 10^6$ s

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Name : Sanei
Vorname : Nader
Geb. Datum : 11.03.1966
Geb. Ort : Teheran- Iran

Schul Ausbildung und Studium:

Schul Ausbildung : 09.1971 – 06.1983
(Teheran-Iran, Abschluss Abitur in Mathe & Physik)

1. Studium : 02.1984 – 02.1988
B.S. Degree in Chemical Engineering (Vertiefung:
"Natural Gas Engineering")
Abadan Institute of Technology, Ahwaz-Iran

2. Studium : Okt. 1997 bis Jan. 2001
an der Universität Karlsruhe (TH),
Erworbene akademische Grad:
Dipl.-Ing. Chemieingenieurwesen

Berufserfahrung:

1.Berufserfahrung : 03.1988 – 07.1988 & 04.1989 – 06.1995
Bei NIOC (National Iranian Oil Company) als
„process engineer“ in „Petroleum Engineering Dept.“

2.Berufserfahrung : 1.03.2001 bis 31.07.2001 bei Forschungszentrum-
Karlsruhe im Institut für Technische Chemie, Bereich für
Chemisch-Physikalische Verfahren als Wissenschaftlicher
Mitarbeiter.

3.Berufserfahrung : 1.08.2001 bis 31.12.2004 tätig am Lehrstuhl für
(Promotion) Reaktorsicherheit und -technik an der technischen
Hochschule-Aachen (RWTH-Aachen) als
wissenschaftlicher Mitarbeiter (Doktorand)