

„Thermisches Versagen von Reaktordruckbehältern  
bei extremen Störfällen in Druckwasserreaktoren -  
Analyse und Verbesserungsvorschläge“

Von der Fakultät für Maschinenwesen der Rheinisch-Westfälischen Technischen  
Hochschule Aachen zur Erlangung des akademischen Grades einer Doktorin der  
Ingenieurwissenschaften genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Ruth Heuss

aus

Mayen

Berichter: Univ.-Prof. Dr.-Ing. Kurt Kugeler  
Univ.-Prof. Dr.-Ing. Hermann Unger  
Priv.-Doz. Dr.-Ing. Leopold Weil

Tag der mündlichen Prüfung: 28. Juni 2005

Diese Dissertation ist auf den Internetseiten der Hochschulbibliothek online verfügbar.



## Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftliche Assistentin am Lehrstuhl für Reaktorsicherheit und -technik der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen.

Mein Dank gilt an erster Stelle Herrn Prof. Dr.-Ing. Kurt Kugeler für die Anregung zur Bearbeitung des Promotions-Themas sowie für die Betreuung meiner Arbeit. Herrn Prof. Dr.-Ing. Essam A. El-Magd danke ich für die Übernahme des Vorsitzes. Weiterhin danke ich Prof. Dr.-Ing. Hermann Unger sowie Priv.-Doz. Dr.-Ing. Leopold Weil für die Übernahme des Koreferates sowie die hilfreichen Anregungen und Gespräche.

Ein ganz besonderer Dank gilt meinem Oberingenieur, Dr.-Ing. Zeynel Alkan, der mich während meiner Zeit am Lehrstuhl immer unterstützt hat und dem ich wesentliche Anregungen verdanke, welche die vorliegende Arbeit entscheidend geprägt haben.

Dank sagen möchte ich auch allen anderen Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern des Lehrstuhls für Reaktorsicherheit und -technik für die gute und freundschaftliche Zusammenarbeit in den 3 Jahren, die ich dort verbringen durfte.

Nicht zuletzt danke ich all denen, die mich während der Zeit in Aachen aber insbesondere auch in der Zeit bis zur Fertigstellung dieser Arbeit moralisch unterstützt haben. Hier sind insbesondere meine Eltern, mein Bruder sowie diverse Freunde aus Aachener Zeiten sowie von meiner Schulzeit zu nennen. Vielen Dank Euch allen - ohne Euch hätte ich es nicht geschafft!

## Kurzfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Barrierenfunktion des Reaktordruckbehälters während eines schwerwiegenden Unfalls untersucht. Dazu wurde zunächst ein Referenzfall für ein konservatives Unfallszenario definiert und mit dem FEM-Programm ANSYS modelliert und bis zum Versagen des Druckbehälters berechnet.

Aufgrund der Unsicherheiten des komplexen Unfallablaufs wurden neben der Berechnung des Referenzfalles weitere Berechnungen durchgeführt, um den Einfluss der Veränderung wesentlicher Parameter auf die Versagenszeit zu ermitteln. Die Ergebnisse zeigen, dass die Dicke der sich im frühen Unfallverlauf ausbildenden Coriumkruste, die Höhe der Nachwärmeleistung und die Emissivität des Stahls und damit die Kühlungeigenschaften an der Reaktordruckbehälteraußenwand den größten Einfluss auf den Zeitpunkt des thermischen Versagens der Bodenkalotte haben.

Auf Basis dieser Ergebnisse wurden Ideen zur Verlängerung der Versagenszeiten abgeleitet und unabhängig voneinander analysiert:

- die Verringerung der spezifischen Nachwärmeleistung,
- die Optimierung der Kühlungsbedingungen an der äußeren Reaktordruckbehälterwand (Wasserkühlung, Bleikühlung),
- das Einbringen einer  $\text{ZrO}_2$ -Schutzschicht in die Bodenkalotte des Reaktordruckbehälters, die eine ähnliche Funktion erfüllt, wie die Coriumkruste.

Die Ergebnisse der Analysen zeigen, dass sich durch diese Maßnahmen beträchtliche Zeitgewinne bis zum Versagen der Bodenkalotte erzielen lassen. Das Durchschmelzen der Kalotte und damit das Eindringen von Schmelze in das Containment kann durch diese Maßnahmen vermutlich jedoch nicht vollständig verhindert werden.

Die konstruktive Ausarbeitung der Verbesserungsvorschläge sowie die Untersuchung der Implikationen bei deren Umsetzung (z.B. Kosten, Auswirkungen auf Normalbetrieb) war, ebenso wie die Untersuchung der mechanischen Versagensmechanismen, nicht Gegenstand dieser Arbeit. Die Anwendung der Konzepte erfordert vielmehr weiterführende detaillierte Untersuchungen dieser Punkte. Parallel zu weiteren Simulationsrechnungen müssen außerdem Versuche durchgeführt werden, an denen die Simulationsergebnisse validiert werden können.

## Abstract

This thesis served to investigate the behavior of the pressure vessel in serious reactor accidents. To this end, a reference case for a conservative accident scenario was initially defined then modeled with the FEM software ANSYS. Calculations done with this software were used to analyze the behavior of the pressure vessel in the reference case up to the point that thermal failure would occur.

Due to the high uncertainty involved in the complex accident sequence, several analyses beyond reference case calculation were conducted in order to determine the impact of changes in vital parameters up until the vessel's thermal failure. Calculation results show that the thickness of the corium crust - which develops in the early stages of the accident - has significant impact on the time to failure. Other vital parameters are the amount of after-heat power and the emission of heat from the pressure vessel's outer wall (thus, the cooling conditions at the outer wall).

Based on these results, several ideas were generated to extend the time to failure and analyzed independently from each other: reducing the amount of after-heat power, optimizing cooling conditions at the pressure vessel's outer wall (cooling with water, cooling with lead), and inserting a protective ZrO<sub>2</sub> layer that would fulfill a similar function as the corium crust.

Results from these analyses show that implementing these measures can extend the time up until failure significantly. However, vessel failure - thus the penetration of corium into the containment - probably cannot be prevented completely.

In this work, the technical definition and design of the improvement measures were not investigated in detail. Nor were any implications for the plant of implementing these measures (e.g., implementation cost, impact on normal mode). In addition, mechanical vessel failure mechanisms could not be considered. Therefore, the implementation of the suggested improvement measures requires further detailed investigations. In parallel and in addition to further calculations, experiments need to be carried out in order to validate simulation results.



|     |                                                              |    |
|-----|--------------------------------------------------------------|----|
| 1   | Einleitung                                                   | 1  |
| 2   | Beschreibung der Referenzanlage                              | 3  |
| 2.1 | Aufbau und Funktionsweise eines Druckwasserreaktors          | 3  |
| 2.2 | Sicherheitskonzept                                           | 6  |
| 3   | Risikoabschätzung                                            | 9  |
| 3.1 | Gefährdungspotenzial von Kernkraftwerken                     | 9  |
| 3.2 | Folgen einer Spaltproduktfreisetzung                         | 11 |
| 4   | Beschreibung des Unfallablaufs                               | 13 |
| 4.1 | Auslösende Ereignisse von Störfällen                         | 13 |
| 4.2 | Modell des Unfallablaufs                                     | 17 |
| 5   | Analyse der Phänomene in der Bodenkalotte des RDB            | 29 |
| 5.1 | Ausgangssituation                                            | 29 |
| 5.2 | Phänomene im Schmelzeseesee                                  | 30 |
| 5.3 | Phänomene in der Kruste                                      | 33 |
| 5.4 | Phänomene in der Reaktordruckbehälterwand                    | 36 |
| 5.5 | Vorgänge bei „separierter“ Kernschmelze                      | 41 |
| 5.6 | Weiteres Vorgehen zur Berechnung                             | 45 |
| 6   | Untersuchung wesentlicher Einflussparameter                  | 47 |
| 6.1 | Nachwärmeleistung im Schmelzepool                            | 47 |
| 6.2 | Zusammensetzung und Stoffwerte der Kernschmelze              | 53 |
| 6.3 | Dicke der Corium-Kruste in der Bodenkalotte                  | 56 |
| 6.4 | Eigenschaften des Reaktordruckbehälterstahls<br>22 NiMoCr 37 | 57 |

|      |                                                              |     |
|------|--------------------------------------------------------------|-----|
| 7    | Modellierung und Berechnung der Vorgänge in der Bodenkalotte | 59  |
| 7.1  | Grundlagen der Finite Element Methode (FEM)                  | 59  |
| 7.2  | Berechnung des Referenzfalles                                | 62  |
| 8    | Sensitivitätsanalyse der Einflussparameter                   | 81  |
| 8.1  | Nachwärmeleistung                                            | 81  |
| 8.2  | Stoffwerte der Kernschmelze                                  | 83  |
| 8.3  | Dicke der Corium-Kruste in der Bodenkalotte                  | 90  |
| 8.4  | Eigenschaften des Reaktordruckbehälterstahls                 | 91  |
| 8.5  | Zusammenfassende Bewertung                                   | 92  |
| 9    | Maßnahmen zur Verlängerung der Versagenszeit                 | 95  |
| 9.1  | Optimierung der Kühlung der äußeren Druckbehälterwand        | 95  |
| 9.2  | Einbringen einer Schutzschicht                               | 106 |
| 9.3  | Zusammenfassende Bewertung                                   | 112 |
| 10   | Zusammenfassung und Ausblick                                 | 115 |
| 11   | Literaturverzeichnis                                         | 117 |
| 12   | Anhänge                                                      | 127 |
| 12.1 | Einflussparameter                                            | 127 |
| 12.2 | Wärmeübergangsgesetze                                        | 133 |
| 12.3 | Strömungssimulation mit ANSYS                                | 137 |
| 12.4 | ANSYS-Makros                                                 | 141 |

# 1 Einleitung

Seit einigen Jahrzehnten wächst der weltweite Strombedarf mit jährlichen Wachstumsraten von 3-4 %. In den kommenden Jahren ist mit einem weiteren Anstieg zu rechnen, da die Weltbevölkerung wächst und sich in einigen Staaten (z.B. China, Indien) eine Verbesserung der Lebensstandards, die mit einer Erhöhung des Pro-Kopf Stromverbrauchs einher geht, abzeichnet. Auch in den westlichen Industrienationen ist mit einem Anstieg des Bedarfs zu rechnen, da der Automatisierungsgrad in den dortigen Industrien anwachsen wird, um weitere Produktivitätssteigerungen zu erzielen. Neben dem Anstieg des weltweiten Strombedarfs führen weitere Tendenzen dazu, dass im nächsten Jahrzehnt neue Stromerzeugungsanlagen errichtet werden müssen:

- In den westlichen Industrienationen wurden nach der Deregulierung der Strommärkte unrentable Überkapazitäten von den Kraftwerksbetreibern abgebaut. Dies hat in den vergangenen Jahren zu Engpässen bei der Versorgung (z.B. Kalifornien 2000/2001, Italien 2003) und zu stark ausgeprägten Spitzen beim Strompreis geführt.
- Die bestehende Kraftwerksstruktur in einigen Industrienationen (z.B. Deutschland, Italien) ist überaltert und ersatzbedürftig.

Für einen Ausbau der Stromerzeugungskapazitäten stehen verschiedene Optionen zur Verfügung: Kraftwerke auf Basis fossiler Energieträger (Gas, Kohle, Öl), Kernkraftwerke oder Anlagen auf Basis regenerativer Energien (Wasser-, Windkraft, Biomasse, Fotovoltaik, u.a.). Ein Großteil der weltweit benötigten neuen Erzeugungskapazitäten wird auf Basis fossiler Energieträger errichtet. Der Anteil fossiler Energieträger an der Stromerzeugung beträgt heute ca. 65 %. Bei der Umwandlung der fossilen Energieträger entsteht jedoch das klimarelevante CO<sub>2</sub>. Unter anderem deshalb muss langfristig ein großer Anteil des Strombedarfs durch regenerative Energien gedeckt werden, da diese die Umwelt am wenigsten belasten und eine nachhaltige Nutzung ermöglichen. Allerdings ist heute die Stromerzeugung auf Basis regenerativer Energien (bis auf die Wasserkraft) noch nicht wirtschaftlich und mit einem großen Flächenbedarf verbunden. Insbesondere in den Industrienationen ist aus diesen Gründen die Substitution bestehender Kraftwerke in der Leistungsklasse  $> 1.000 \text{ MW}_{\text{elektrisch}}$  durch regenerative Energien derzeit nicht möglich.

Eine weitere Option zur CO<sub>2</sub>-freien Stromerzeugung ist die Kernenergie. Ausgelöst durch die schwerwiegenden Unfälle in Three Mile Island/Harrisburg und in Tschernobyl<sup>1</sup> sowie durch die ungelöste Endlagerproblematik wurde in einigen Staaten (z.B. Deutschland) beschlossen, zukünftig auf eine weitere Nutzung der Kernkraft zu verzichten. Im Gegensatz dazu setzen andere Staaten auf den Ausbau der Kerntechnik (z.B. Finnland, Japan). Deshalb ist es wichtig, sowohl für neue als auch für bestehende Anlagen nach verbesserten sicherheitstechnischen Lösungen in der Kerntechnik zu suchen. Dabei werden heute die folgenden Ansätze verfolgt [54]:

- Entwicklung passiv oder inhärent schmelzsicherer Reaktoren [3],
- Reduzierung der Eintrittswahrscheinlichkeit für Kernschmelzen (z.B. durch große Wasserspeicher innerhalb des Reaktorschutzgebäudes),
- Rückhaltung der Spaltprodukte innerhalb des Reaktorschutzgebäudes nach einem Kernschmelzunfall durch einen sogenannten "Corecatcher" [77],
- Rückhaltung der Spaltprodukte innerhalb des Reaktordruckbehälters nach einem Kernschmelzunfall.

Im Rahmen dieser Arbeit wird der letztgenannte Ansatz verfolgt. Ziel der Untersuchungen ist es, die Barrierenfunktion des Reaktordruckbehälters im Unfall zu analysieren und zu verbessern. Dabei wird der Schwerpunkt auf das thermische Versagen des Reaktordruckbehälters nach Ausbildung eines wärmeproduzierenden Schmelzesees in der Bodenkalotte gelegt. Dazu wird zunächst der Referenzfall für das gewählte konservative Unfallszenario definiert (Kap. 2, 3, 4). Danach werden die beim Kernschmelzen ablaufenden Phänomene sowie das Modell des Unfallablaufs erläutert, die die Grundlage für die Analyse der Phänomene in der Bodenkalotte sind (Kap. 5). Darauf basierend werden Referenzwerte der Einflussparameter für die Berechnung des wahrscheinlichsten Unfallszenarios definiert (Kap. 6), mit denen der Referenzfall mit Hilfe des FEM-Programms ANSYS modelliert und berechnet wird (Kap. 7). Da die Werte der Einflussparameter aufgrund des komplexen Unfallablaufes nicht exakt bestimmt werden können, werden zusätzliche Berechnungen durchgeführt, um den Einfluss einer Veränderung wesentlicher Parameter auf die Versagenszeit zu ermitteln (Kap. 8). Anschließend werden verschiedene Maßnahmen zur Verlängerung der Versagenszeit abgeleitet und ebenfalls mit Hilfe des FEM-Programms ANSYS modelliert und berechnet (Kap. 9). Abschließend wird eine Zusammenfassung und Bewertung der Ergebnisse vorgenommen und ein Ausblick gegeben (Kap. 10).

---

<sup>1</sup> Three Mile Island/Harrisburg: durch Kühlmittelstörung partiell geschmolzener Reaktorkern, 1979; Tschernobyl: durch Reaktivitätsunfall vollständig zerstörte Anlage, 1986

## 2 Beschreibung der Referenzanlage

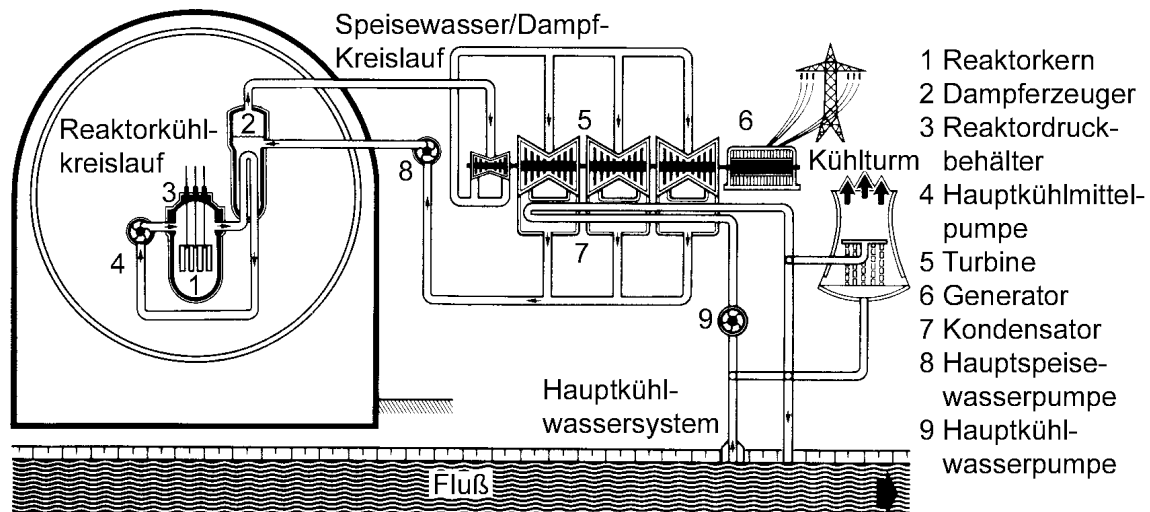
Seit dem Beginn der Nutzung der Kernenergie wurden viele verschiedene Konzepte für Reaktoren entwickelt und realisiert. Aus dieser Vielzahl haben sich einige Typen als technisch ausführbar und wirtschaftlich attraktiv herausgestellt (z.B. Druck- und Siedewasserreaktoren, CANDU, AGR, GGR). Etwa 60 % aller nuklearen Anlagen weltweit<sup>1</sup> sind Druckwasserreaktoren (DWR). Sie stellen etwa 65 % der weltweiten nuklearen Stromerzeugungskapazität bereit. Auch bei den sich im Bau befindlichen Anlagen überwiegen sie (ca. 63 %) [97]. Deshalb wird in dieser Untersuchung das Störfallverhalten von Druckwasserreaktoren analysiert. Als Referenzanlage wurde ein deutscher DWR (Biblis B) mit einer elektrischen Leistung von 1.300 MW (thermische Leistung: ca. 4.000 MW) gewählt, dessen Aufbau, Funktionsweise und Sicherheitskonzeption in diesem Kapitel erläutert werden.

### 2.1 Aufbau und Funktionsweise eines Druckwasserreaktors

Abb. 2.1. veranschaulicht Aufbau und Funktion eines DWRs. Die im Reaktorkern (1) innerhalb des Reaktordruckbehälters (3) durch Kernspaltung erzeugte Wärme wird durch den in sich geschlossenen Reaktorkühlkreislauf (Primärkreislauf) über die Dampferzeuger (2) an den Speisewasser/Dampf-Kreislauf (Sekundärkreislauf) übertragen. Das Wasser des Primärkreislaufes steht unter so hohem Druck, dass eine Dampfbildung im Reaktorkühlkreislauf verhindert wird (daher die Bezeichnung DWR); Druckverluste werden durch die Hauptkühlmittelpumpen (4) ausgeglichen. Das sekundärseitig in die Dampferzeuger einströmende Speisewasser wird durch Aufnahme der Wärme aus dem Reaktorkühlkreislauf verdampft. Der entstehende Dampf treibt die Turbine (5) an und wird im Kondensator (7) niedergeschlagen. Das so entstandene Wasser wird zu den Dampferzeugern zurück-

---

<sup>1</sup> Ende 1999 waren weltweit 434 Reaktoren mit einer Kapazität von ca. 350 GW<sub>el</sub> in Betrieb. Sie erzeugten 2.395 TWh Strom (ca. 17 Prozent der weltweiten Stromerzeugung).



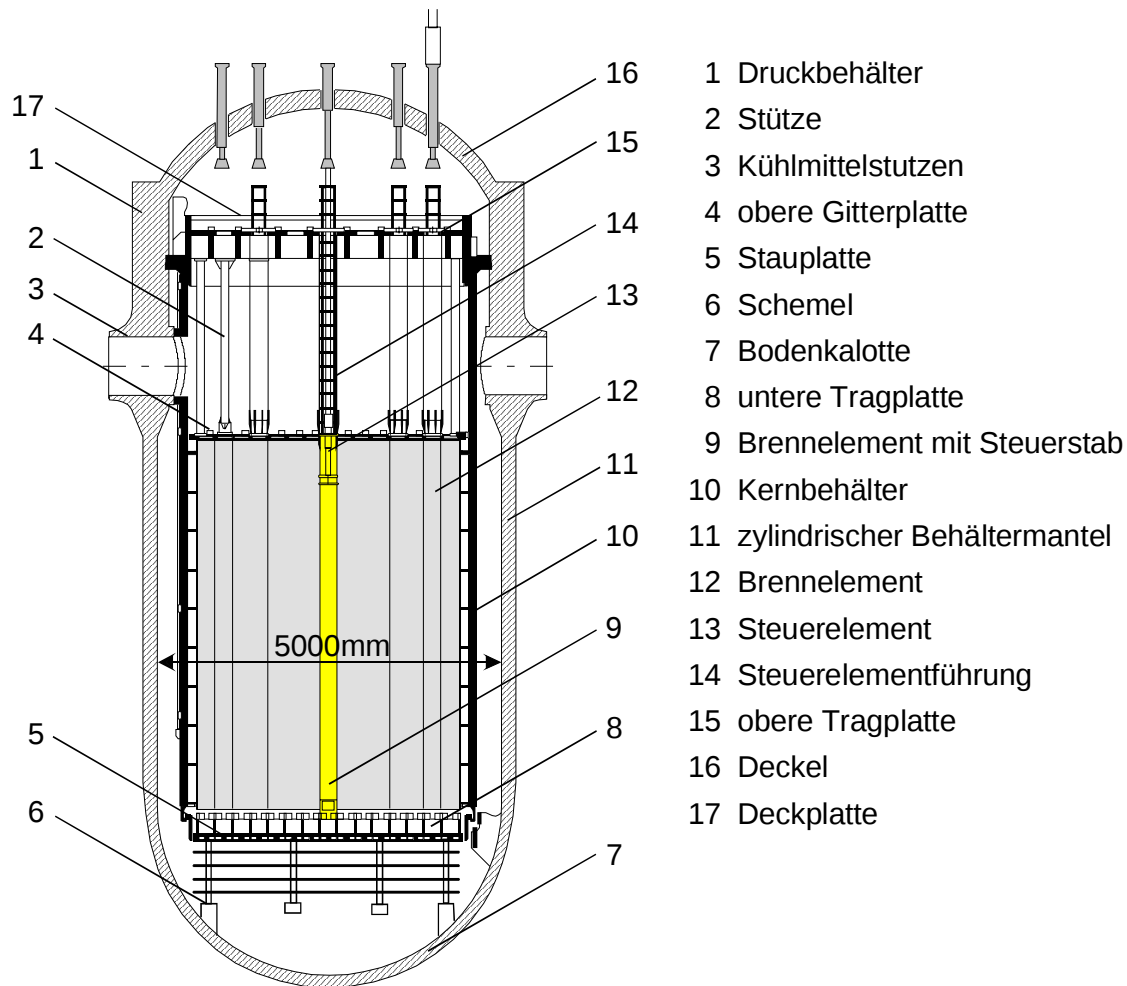
**Abb. 2.1.** Funktionsschema eines Druckwasserreaktors [28]

gepumpt (8). Die Turbine treibt den Generator (6) an, in dem aus der Bewegungsenergie elektrischer Strom erzeugt wird. Da sich diese Arbeit dem Verhalten des Reaktordruckbehälters (3) während eines hypothetischen Unfallablaufs widmet, wird diese Komponente im folgenden näher beschrieben.

### 2.1.1 Reaktordruckbehälter (RDB)

Der Reaktordruckbehälter enthält den Reaktorkern, in dem durch Kernspaltung thermische Energie erzeugt wird. Der Reaktorkern ist aus 193 Brennelementen aufgebaut, die jeweils 236 Brennstäbe und 20 Leerpositionen enthalten. Abb. 2.2. zeigt einen Längsschnitt durch den ca. 13 m hohen Reaktordruckbehälter. Der Boden des Reaktordruckbehälters besteht aus der halbrunden Bodenkalotte (7). Daran schließt sich der aus mehreren nahtlos geschmiedeten Ringen zusammengeschweißte zylindrische Behältermantel (11) an. Den Übergang des Behältermantels zum Deckel bildet der Mantelflanschring mit acht Kühlmittelstutzen (3), die sich in einer Ebene etwa 2 m oberhalb der aktiven Kernoberkante befinden. Unterhalb der Kühlmittelstutzen hat der Reaktordruckbehälter keine Öffnungen oder Anschlussleitungen, damit bei einem Bruch einer Anschlussleitung der Reaktorkern durch die Notkühleinrichtungen mit Wasser aufgefüllt werden kann, ohne dass Wasser aus dem Behälter entweicht.

Der Reaktordruckbehälter ist einheitlich aus einem Werkstoff hergestellt. In Deutschland werden für die Reaktordruckbehälter die Werkstoffe 22 NiMoCr 37 und 20 MnMoNi 4 5 verwendet.



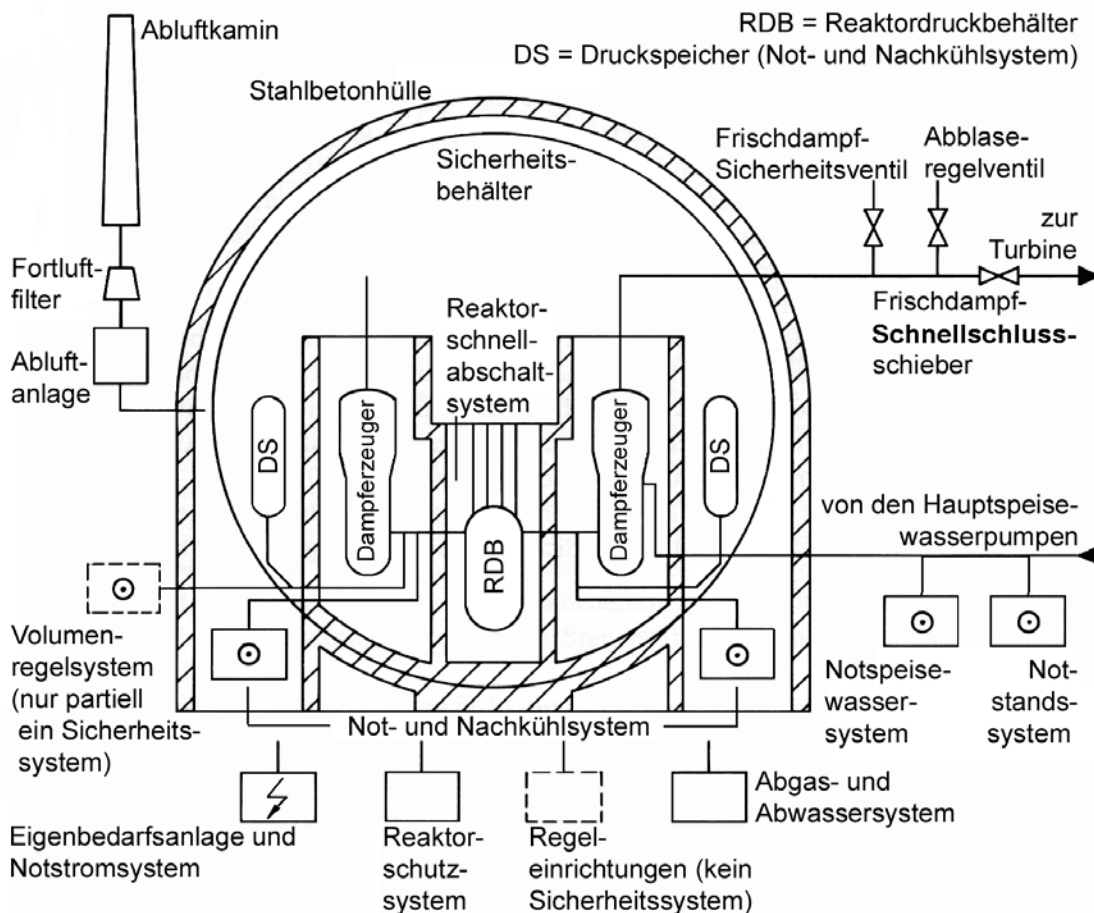
**Abb. 2.2.** Reaktordruckbehälter mit Einbauten

Die Einbauten des Reaktordruckbehälters übernehmen die mechanische Abstützung und die exakte Positionierung des Reaktorkerns, die Führung der Steuerstäbe sowie die Führung der Kühlmittelströmung. Das eintretende Kühlmittel strömt im Ringspalt zwischen Druckbehälterinnenwand und Kernmantel abwärts in das untere Plenum. Nach radialer Umlenkung durchströmt es den Reaktorkern von unten nach oben und gelangt nach erneuter Umlenkung zu den Austrittsstutzen und anschließend in den Dampferzeuger, wo die Wärme an den Sekundärkreislauf abgegeben wird.

## 2.2 Sicherheitskonzept

Die Umwandlung von Dampf in elektrische Energie geschieht bei Kernkraftwerken in gleicher Weise wie bei anderen thermischen Kraftwerken. Die Dampferzeugung mit Hilfe der Kernspaltung wirft jedoch spezielle Probleme auf, da in erheblichem Umfang radioaktive Stoffe entstehen. Die von diesen ausgehende Strahlung kann bei Lebewesen zu gesundheitlichen Schäden führen, wenn diese ihr ausgesetzt sind. Die zentrale Aufgabe der Reaktorsicherheit ist es deshalb, eine Freisetzung der radioaktiven Materialien in die Umgebung und die Strahlenbelastung der umliegenden Bevölkerung zu verhindern. Hierzu sind in der Kerntechnik umfassende Sicherheitssysteme entwickelt worden. Besondere Bedeutung haben die Systeme zur Beherrschung der Nachwärme, die auch nach der Abschaltung des Reaktors durch Zerfall von instabilen radioaktiven Stoffen erzeugt wird. Diese ist zwar im Vergleich zu der während des Leistungsbetriebs erzeugten Wärme gering und nimmt im Laufe der Zeit ab, ohne die Kühlung des Reaktorkerns reicht die Nachwärme eines DWRs mit hoher Leistung jedoch aus, den Reaktorkern so weit aufzuheizen, dass er schmilzt und dass radioaktive Stoffe freigesetzt werden. Daher muss der Reaktorkern auch nach der Abschaltung durch Sicherheitssysteme gekühlt werden. Diese Systeme sowie weitere Sicherheitseinrichtungen sind in Abb. 2.3. dargestellt, die wichtigsten Systeme sind hier erläutert:

- Das **Reaktorschutzsystem** erfasst alle sicherheitsrelevanten Messgrößen und leitet beim Erreichen von Grenzwerten automatisch Schutzaktionen ein.
- Das **Reaktorschnellabschaltsystem** dient zur raschen Unterbrechung der Kettenreaktion. Damit wird die Energieproduktion im Reaktorkern auf die Nachwärme reduziert.
- Das **Notspeisewassersystem** versorgt die Dampferzeuger mit Wasser, wenn das Hauptspeisewassersystem nicht zur Verfügung steht (z.B. zur Abfuhr der Nachwärme im Störfall).
- Das **Not- und Nachkühlssystem** hat die Aufgabe, nach Abschaltung und Abkühlung des Reaktors langfristig die Nachwärme abzuführen. Bei einem Kühlmittelverlust muss es außerdem Wasser aus den Druckspeichern in den Reaktorkühlkreislauf nachspeisen.
- Das **Notstandssystem** hat bei schwerwiegenden Einwirkungen von außen die Aufgabe, die Anlage in einen sicheren Zustand zu überführen.
- Der **Sicherheitsbehälter** schliesst die wichtigen aktivitätsführenden Anlagenteile ein. Die umgebende Stahlbetonhülle schützt den Sicherheitsbehälter gegen Einwirkungen von außen.
- Die **elektrische Energieversorgung** besteht aus der Eigenbedarfsanlage und dem Notstromsystem. Das Notstromsystem versorgt beim Ausfall der normalen Stromversorgung die sicherheitstechnisch wichtigen Komponenten.



**Abb. 2.3.** Sicherheitsrelevante Systeme im Kernkraftwerk

Obwohl bei der Auslegung der Sicherheitssysteme die allgemeinen Prinzipien der Redundanz<sup>1</sup>, der Diversität<sup>2</sup> und des Fail-Safe<sup>3</sup> sowie die geltenden Sicherheitskriterien, Leitlinien und sicherheitstechnischen Regeln berücksichtigt werden, können Unfälle mit möglicherweise erheblichen Schadensfolgen in der Umgebung **nicht** mit **absoluter** Sicherheit ausgeschlossen werden. In Kap. 3 ist deshalb eine Abschätzung des Risikos einer erheblichen Spaltproduktfreisetzung nach der Deutschen Risikostudie - Phase B [29] dargestellt.

<sup>1</sup> Redundanz bedeutet, dass für jede Sicherheitsfunktion mehr Komponenten oder Teilsysteme vorhanden sind, als zur Erfüllung der Funktion tatsächlich erforderlich sind. Redundante Sicherheitssysteme werden im allgemeinen räumlich getrennt angeordnet und baulich besonders geschützt.

<sup>2</sup> Eine gemeinsame Ursache kann den Ausfall aller redundanten Systeme verursachen, wenn diese Systeme alle gleich sind (Common-Mode-Ausfall). Ein Schutz gegen solche Ausfälle ist das Diversitätsprinzip. Dabei sind die verschiedenen für den gleichen Sicherheitszweck vorgesehenen Einrichtungen nach verschiedenen Konstruktionsprinzipien aufgebaut. Außerdem werden sie von physikalisch unterschiedlichen Funktions- oder Anregeprinzipien ausgelöst.

<sup>3</sup> Nach dem Fail-Safe-Prinzip werden Sicherheitssysteme nach Möglichkeit so konzipiert, dass die Anlage bzw. Anlagenteile bei Ausfällen in einen sicheren Zustand übergehen.



# 3 Risikoabschätzung

## 3.1 Gefährdungspotenzial von Kernkraftwerken

In Kernkraftwerken verweilen erhebliche Mengen radioaktiver Stoffe. So liegt das mittlere Aktivitätsinventar des Kernkraftwerks Biblis B bei etwa  $2,5 \cdot 10^{20}$  Bq [38]. Selbst wenn nur ein geringer Teil der Spaltprodukte in die Umwelt entweichen würde, ergäben sich bereits gesundheits- und lebensbedrohende Gefahren (siehe Kap 3.2).

Der weitaus größte Anteil der radioaktiven Stoffe entsteht im Reaktorkern durch Kernspaltung. Daneben werden zunächst inaktive Materialien durch Bestrahlung aktiviert, deren Gesamtaktivität jedoch im Vergleich zu der der Spaltprodukte gering ist.

Tab. 3.1. zeigt typische Werte für die absoluten und relativen Anteile des Aktivitätsinventars an verschiedenen Stellen im Kernkraftwerk Biblis B. Die Werte sind von verschiedenen Parametern (z.B. Abbrand, Abklingzeit, Zahl der Brennelemente im Lagerbecken, Betriebszustand der Hilfsanlagen) abhängig und daher zeitlich variabel. Im Reaktorkern einschließlich des Reaktorkühlkreislaufes befinden sich im Mittel ca. 95 % des gesamten Aktivitätsinventars. Kurz nach dem Brennelementwechsel geht dieser Anteil deutlich (bis auf ca. 80 %) zurück<sup>1</sup>. Der Rest von durchschnittlich 5 % des Gesamtinventars befindet sich fast ausschließlich im Lagerbecken für verbrauchte Brennelemente. Im (beladenen) Transportbehälter sowie in den Hilfsanlagen (z.B. Abgas- und Abwassersystem) befinden sich im Vergleich zum Kerninventar nur sehr geringe Anteile.

---

<sup>1</sup> Die abgebrannten Brennstäbe, die einen großen Anteil der Spaltprodukte enthalten, werden aus dem Reaktorkern in das Lagerbecken verbracht. Deshalb ist der Anteil der Aktivität im Lagerbecken an der Gesamtaktivität unmittelbar nach dem Brennelementwechsel besonders groß. Mit zunehmender Abklingzeit nimmt der Anteil der Aktivität im Lagerbecken an der Gesamtaktivität aufgrund des Zerfalls der Spaltprodukte ab.

**Tab. 3.1.** Mittleres<sup>a</sup> Aktivitätsinventar eines Druckwasserreaktors (1300 MW<sub>e</sub>) [38]

| Ort                                        | Gesamtaktivität [Bq] |                     |                     | Anteil am Gesamtinventar [%] |                    |           |
|--------------------------------------------|----------------------|---------------------|---------------------|------------------------------|--------------------|-----------|
|                                            | Brennstoff           | Spaltgassammelraum  | Insgesamt           | Brennstoff                   | Spaltgassammelraum | Insgesamt |
| Reaktorkern <sup>b</sup>                   | $2,3 \cdot 10^{20}$  | $3,7 \cdot 10^{18}$ | $2,4 \cdot 10^{20}$ | 93,3                         | 1,5                | 94,8      |
| BE-Lagerbecken                             | $1,2 \cdot 10^{19}$  | $2,0 \cdot 10^{17}$ | $1,2 \cdot 10^{19}$ | 4,8                          | 0,1                | 4,9       |
| Transportbehälter <sup>c</sup>             | $6,3 \cdot 10^{17}$  | $1,0 \cdot 10^{16}$ | $6,4 \cdot 10^{17}$ | 0,3                          | ~0                 | 0,3       |
| Abgassystem                                |                      |                     | $5,5 \cdot 10^{14}$ |                              |                    | ~0        |
| Abwassersystem                             |                      |                     | $4,4 \cdot 10^{13}$ |                              |                    | ~0        |
| Ionenaustauscher                           |                      |                     | $5,5 \cdot 10^{14}$ |                              |                    | ~0        |
| Sonstige Komponenten im Hilfsanlagegebäude |                      |                     | $4,4 \cdot 10^{13}$ |                              |                    | ~0        |

<sup>a</sup> Inventar von 2/3 einer Kernladung, davon die Hälfte mit 3 Tagen und die andere Hälfte mit 180 Tagen Abklingzeit

<sup>b</sup> 1/2 Stunde nach Abschalten, 3-Regionen-Kern mit einem mittleren Abbrand von 10.000/19.600/33.500 MWd/t

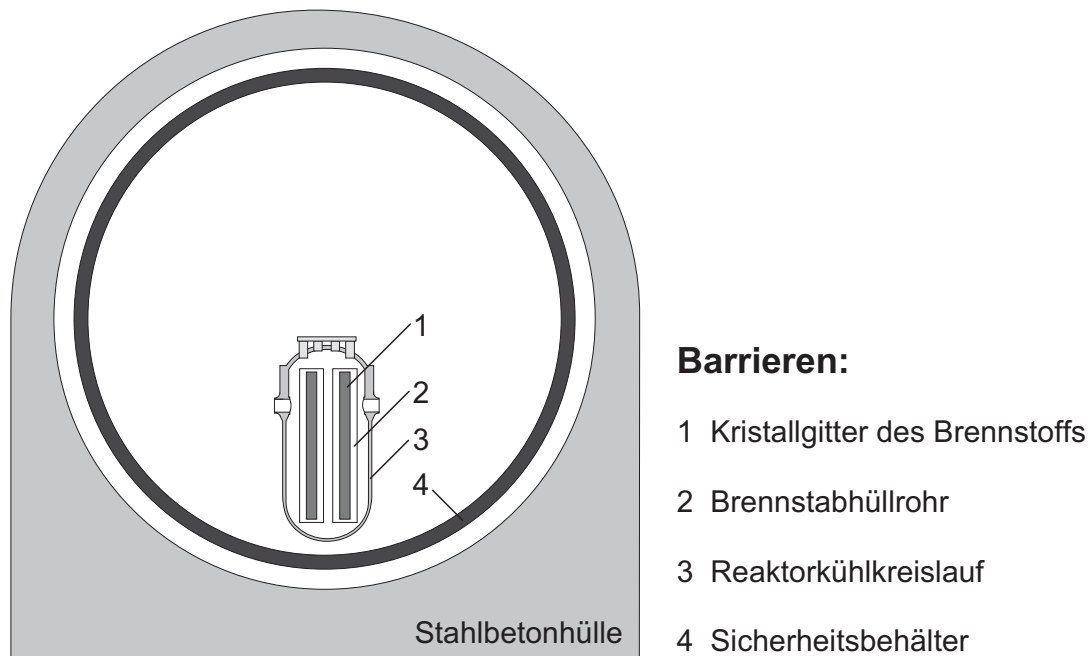
<sup>c</sup> entspricht 10 Brennelementen mit 180 Tagen Abklingzeit

Bei intakten Anlagen sind die radioaktiven Spaltprodukte, die im Reaktorkern entstehen, durch mehrere Strukturen eingeschlossen. Abb. 3.1. zeigt die prinzipielle Anordnung dieser sogenannten Sicherheitsbarrieren. Im einzelnen sind dies:

- das Kristallgitter des Brennstoffs selbst (1), in dem der überwiegende Teil der Spaltprodukte zurückgehalten wird,
- die Brennstabhüllrohre (2), die gasdicht verschweißt sind,
- der Reaktordruckbehälter zusammen mit dem völlig geschlossenen Reaktorkühlkreislauf (3) und
- der gasdichte und druckfeste Sicherheitsbehälter, der den Reaktorkühlkreislauf umschließt (4).

Die äußere Stahlbetonhülle weist nur eine begrenzte Dichtfunktion auf. Ihre wichtigste Aufgabe ist der Schutz der Anlage gegen Einwirkungen von außen.

Nach Tab. 3.1. werden 95 % des Aktivitätsinventars des Reaktors durch das Kristallgitter des Brennstoffs und die Brennstabhüllrohre zurückgehalten. Bei einem Störfall bleibt deshalb die Aktivitätsfreisetzung gering, solange die Brennstabhülle und das Kristallgitter des Brennstoffs intakt sind.

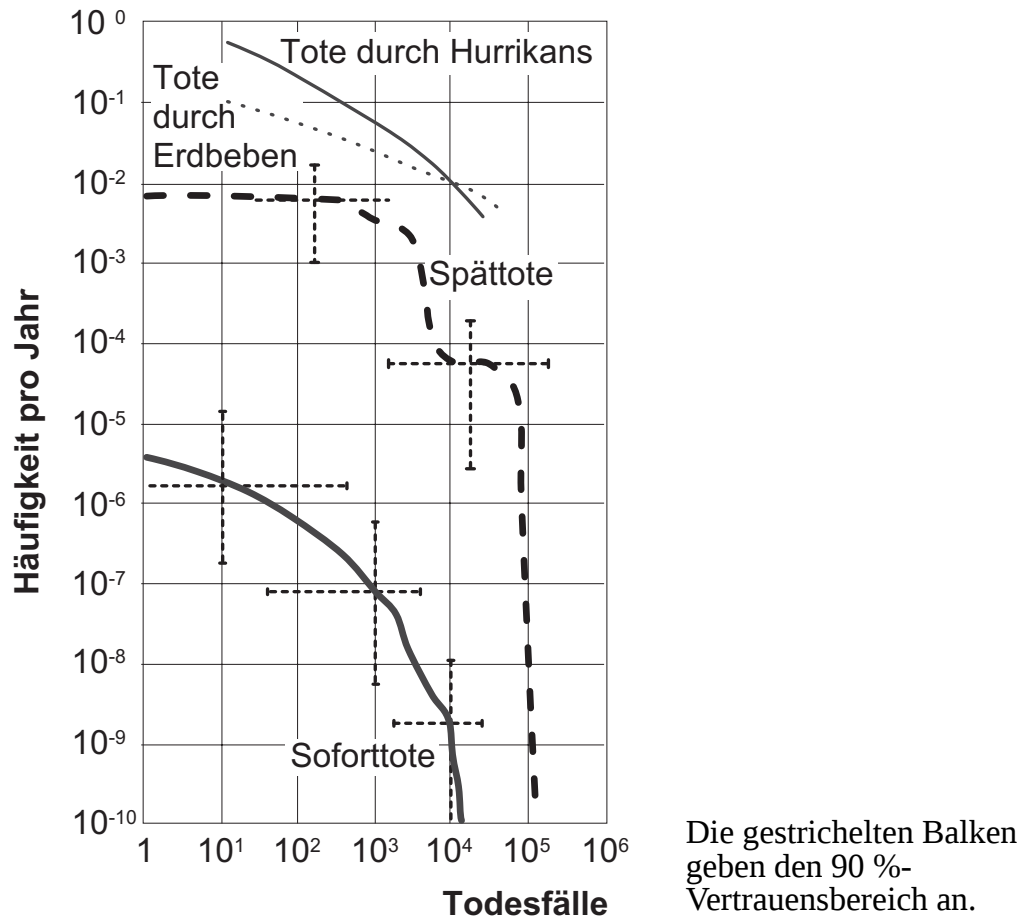


**Abb. 3.1.** Einschluss der Spaltprodukte

## 3.2 Folgen einer Spaltproduktfreisetzung

In Risikostudien [28], [29] werden die Folgen hypothetischer Störfälle analysiert. Dazu wird der zeitliche Ablauf der Freisetzung der Spaltprodukte sowie die Eintrittshäufigkeit dieser Freisetzungen abgeschätzt. Mit diesen Daten können die zeitliche und örtliche Verteilung der Aktivitätskonzentrationen in der Luft und die Bodenkontamination in der Umgebung eines Unfallorts bestimmt werden. Mit Hilfe eines Dosismodells werden die Folgen für die Bevölkerung und die zu erwartenden gesundheitlichen Schäden abgeschätzt. Die gesundheitlichen Schäden werden dabei in die somatischen Frühschäden (Tod durch akutes Strahlensyndrom), somatische Spätschäden (Tod durch Leukämie oder Krebs) und genetische Schädigungen unterteilt. Abb. 3.2. zeigt die Häufigkeitsverteilung für Früh- und Spätschäden als Ergebnis der deutschen Risikostudie, Phase B [29] im Vergleich zur Häufigkeitsverteilung von Todesfällen durch Naturereignisse.

Ziel der Untersuchungen dieser Arbeit ist es, die Barrierenfunktion des Reaktor-druckbehälters im Störfall zu analysieren und zu verbessern und dadurch das Risiko einer Spaltproduktfreisetzung zu reduzieren. Als Voraussetzung dafür wird in Kap. 4 zunächst der Unfallhergang definiert.



**Abb. 3.2.** Häufigkeitsverteilung der frühen und späten Todesfälle pro Jahr durch Reaktorunfälle (Annahme: 25 Anlagen im Betrieb) im Vergleich zur Häufigkeitsverteilung von Todesfällen durch Naturereignisse (USA) [28, 71],

# 4 Beschreibung des Unfallablaufs

Um die Barrierefunktion des Reaktordruckbehälters im Störfall zu analysieren und zu verbessern, muss zunächst ein zu untersuchender Unfallablauf definiert werden. Dazu werden in diesem Kapitel verschiedene auslösenden Ereignisse von Störfällen sowie die Eintrittswahrscheinlichkeit von Kernschmelzen für die verschiedenen Ereignisse betrachtet. Danach werden die ablaufenden Phänomene sowie das Modell des Unfallablaufs erläutert, die die Grundlage für die Analyse der Phänomene in der Bodenkalotte sind (siehe Kap. 5).

## 4.1 Auslösende Ereignisse von Störfällen

Ein Großteil der Spaltprodukte kann nur freigesetzt werden, wenn der Brennstoff überhitzt wird und sich das Kristallgitter des Brennstoffs auflöst, d.h. der Kern schmilzt. Deshalb werden hier insbesondere die Störfälle untersucht, die zum Kernschmelzen führen können. Sie können durch verschiedene anlageninterne Ereignisse sowie durch Einwirkungen von außen ausgelöst werden und zur Schmelzebildung führen, wenn das auslösende Ereignis die Auslegungsgrenzen der Betriebs- und Sicherheitssysteme überschreitet oder wenn diese versagen. In den Kapiteln 4.1.1 bis 4.1.3 ist dargestellt, welche einleitenden Ereignisse möglich sind und mit welcher Wahrscheinlichkeit sie zur Kernschmelze und zur Spaltproduktfreisetzung führen [28], [71]<sup>1</sup>.

### 4.1.1 Anlageninterne Störfälle

Die anlageninternen Störfälle lassen sich in drei Gruppen einteilen:

- **Kühlmittelverluststörfälle** sind Störfälle, die durch den Verlust von Hauptkühlmittel ausgelöst werden. Ursachen für Kühlmittelverluststörfälle können Lecks aufgrund von Brüchen, Rissen und Undichtigkeiten im Reaktorkühlkreislauf sowie in den Anschlussleitungen des Reaktorkühlkreislaufes sein.

---

<sup>1</sup> Die Darstellung basiert im wesentlichen auf der Deutschen Risikostudie für Kernkraftwerke, obwohl mittlerweile in vielen Bereichen detailliertere Arbeiten vorliegen [96].

- **Transientenstörfälle** sind Störfälle, die ohne Kühlmittelverlust ein länger andauerndes Ungleichgewicht zwischen Wärmeerzeugung und Wärmeabfuhr verursachen. Ursachen für Transientenstörfälle können z.B. Änderungen der Wärmeerzeugung, Änderungen des Wärmetransports aus dem Kern oder Änderungen der Wärmeabfuhr aus dem Reaktorkühlkreislauf sein. Die überwiegende Anzahl der Transienten werden durch das Betriebs- und das Sicherheitssystem abgefangen. Transientenstörfälle liegen in der Regel erst dann vor, wenn wesentliche Sicherheitssysteme ihre Funktion nicht erfüllen.
- **Störfälle infolge übergreifender anlageninterner Ereignisse**, z.B. durch Brand oder Ringraumüberflutung bedingte Ausfälle von Sicherheitssystemen, die zum Kernschmelzen führen können.

#### 4.1.2 Störfälle durch Einwirkungen von außen

Es sind verschiedene natur- und zivilisationsbedingte äußere Einwirkungen denkbar, die zur Beeinträchtigung des Betriebs eines Kernkraftwerks führen können:

- Erdbeben, Hochwasser und Niedrigwasser,
- Unwetter (Sturm, Blitzschlag),
- Flugzeugabsturz,
- Druckwellen aus chemischen Explosionen,
- Einwirkungen auf den nuklearen Kraftwerksbereich aufgrund des Versagens von Sekundärkreiskomponenten,
- Einwirkung durch schädliche Stoffe (z.B. explosible oder giftige Gase) und
- Störmaßnahmen Dritter.

Das Schutzkonzept gegen Einwirkungen von außen besteht aus einer Kombination von baulichen und technischen Maßnahmen. Bei Versagen dieser Schutzmaßnahmen kommt es zu Störfällen, die sich auf anlageninterne Störfälle zurückführen lassen oder diesen vergleichbar sind. Die Ergebnisse der Untersuchungen dieser Störfälle sind nicht ohne weiteres auf andere Anlagen oder Standorte übertragbar, da verschiedene Einwirkungen von außen bezüglich ihrer Eintrittswahrscheinlichkeit und der zugehörigen Belastungsstärke standortabhängig sind.

#### 4.1.3 Kernschmelzwahrscheinlichkeit

Zur Beherrschung von Störfällen sind verschiedene Sicherheitssysteme vorgesehen. Wenn diese versagen, kann es zum Ausfall der Wärmeabfuhr aus dem Reaktorkern kommen. Tab. 4.1. zeigt die Eintrittswahrscheinlichkeiten für wichtige auslösende Ereignisse, die Wahrscheinlichkeiten für das Versagen der Sicherheitssysteme und die Wahrscheinlichkeiten für das Ausfallen der Wärmeabfuhr bei verschiedenen Ereignissen. Alle Angaben gelten für Biblis B.

**Tab. 4.1.** Eintrittswahrscheinlichkeiten auslösender Ereignisse für Biblis B [29]

| Ereignis                                                       | Häufigkeit des Ereignisses [1/a] | Ausfall der Systemfunktionen [1/a] | Häufigkeit des Ausfalls der Wärmeabfuhr [1/a] |
|----------------------------------------------------------------|----------------------------------|------------------------------------|-----------------------------------------------|
| Großes, mittleres Leck HKL <sup>a</sup> , >200 cm <sup>2</sup> | $< 1,0 \cdot 10^{-7}$            | $2,0 \cdot 10^{-3}$                | $< 1,0 \cdot 10^{-8}$                         |
| Kleines Leck HKL                                               | $3,2 \cdot 10^{-5}$              | $1,3 \cdot 10^{-3}$                | $4,1 \cdot 10^{-6}$                           |
| Kleines Leck Druckhalter                                       | $8,5 \cdot 10^{-4}$              | $2,6 \cdot 10^{-3}$                | $2,2 \cdot 10^{-6}$                           |
| Dampferzeuger Heizrohrleck                                     | $6,5 \cdot 10^{-3}$              | $1,7 \cdot 10^{-4}$                | $1,1 \cdot 10^{-6}$                           |
| Notstromfall                                                   | $1,3 \cdot 10^{-1}$              | $1,7 \cdot 10^{-5}$                | $2,2 \cdot 10^{-6}$                           |
| Ausfall Hauptspeisewasser                                      | $1,5 \cdot 10^{-1}$              | $2,1 \cdot 10^{-5}$                | $3,2 \cdot 10^{-6}$                           |
| Ausfall Hauptwärmesenke                                        | $3,6 \cdot 10^{-1}$              | $8,0 \cdot 10^{-6}$                | $2,9 \cdot 10^{-6}$                           |
| Ausfall Reaktorschnellabschaltung (ATWS)                       | $3,9 \cdot 10^{-5}$              | $5,1 \cdot 10^{-3}$                | $2,0 \cdot 10^{-7}$                           |
| Transiente durch Frischdampfleitungsleck                       | $7,8 \cdot 10^{-4}$              | $3,2 \cdot 10^{-3}$                | $2,5 \cdot 10^{-6}$                           |
| Brand                                                          | $4,0 \cdot 10^{-6}$              | $4,2 \cdot 10^{-2}$                | $1,7 \cdot 10^{-7}$                           |
| Ringraumüberflutung                                            | $4,9 \cdot 10^{-6}$              | $< 6,1 \cdot 10^{-2}$              | $< 3,0 \cdot 10^{-7}$                         |
| Erdbeben                                                       | $8,0 \cdot 10^{-4}$              | $3,7 \cdot 10^{-3}$                | $3,0 \cdot 10^{-6}$                           |
| Flugzeugabsturz                                                | $6,3 \cdot 10^{-7}$              | $< 1,5 \cdot 10^{-1}$              | $< 9,4 \cdot 10^{-8}$                         |

<sup>a</sup> HKL = Hauptkühlmittelleitung

Wenn die Wärmeabfuhr aus dem Reaktorkern ausgefallen ist, wird dies als „Schadenszustand“ bezeichnet. Schadenszustände treten beim Kernkraftwerk Biblis B insgesamt mit einer Wahrscheinlichkeit von  $2,9 \cdot 10^{-5}$ /a auf. Durch die Wiederherstellung einer ausreichenden Wärmeabfuhr kann die Anlage aus einem Schadenszustand wieder in einen sicheren Zustand überführt werden. Geschieht dies nicht, so kommt es zum Kernschmelzen. Kernschmelzen tritt in 12 % der Schadensfälle, also mit einer Wahrscheinlichkeit von  $3,6 \cdot 10^{-6}$ /a ein. Die Kernschmelzunfälle verlaufen zu 88 % bei niedrigem Druck (ND-Pfad). In Tab. 4.2. sind die Kernschmelzwahrscheinlichkeiten für verschiedene Ereignisse im Kernkraftwerk Biblis B aufgeführt.

**Tab. 4.2.** Beitrag verschiedener auslösender Ereignisse zum Kernschmelzen [29]

| Ereignis                                 | Beitrag ND <sup>a</sup> [%]<br>Häufigkeit ND: $3,2 \cdot 10^{-6}/a$ | Beitrag HD <sup>b</sup> [%]<br>Häufigkeit HD: $4,5 \cdot 10^{-7}/a$ |
|------------------------------------------|---------------------------------------------------------------------|---------------------------------------------------------------------|
| Leck HKL <sup>c</sup>                    | 50,0                                                                | 7,7                                                                 |
| Leck Druckhalter                         | 32,0                                                                | 6,7                                                                 |
| Betriebstransiente <sup>d</sup>          |                                                                     | 36,7                                                                |
| Transiente durch Frischdampfleitungsleck |                                                                     | 5,7                                                                 |
| Übergreifende anlageninterne Ereignisse  | 14,0                                                                |                                                                     |
| Anlagenexterne Ereignisse                | 2,8                                                                 | 41,0                                                                |
| Sonstiges                                | 1,2                                                                 | 2,2                                                                 |

<sup>a</sup> ND = Niederdruck Kernschmelzen<sup>b</sup> HD = Hochdruck Kernschmelzen<sup>c</sup> HKL = Hauptkühlmittelleitung<sup>d</sup> Notstromfall, Ausfall von Reaktorschnellabschaltung, Hauptspeisewasser oder Hauptwärmesenke

Ein Vergleich der durch Risikoanalysen ermittelten Werte für die Häufigkeit des Kernschmelzens bei verschiedenen Reaktoren zeigt, dass die derzeit in Betrieb befindlichen Anlagen in Abhängigkeit vom Zeitpunkt ihrer Inbetriebnahme, ihrer Bauart und ihres Standortes stark unterschiedliche Sicherheitsstandards aufweisen. Abb. 4.1. ermöglicht einen Vergleich der Größenordnungen der Kernschmelzwahrscheinlichkeiten<sup>1</sup>. Es lassen sich insbesondere beim Vergleich von Reaktoren westlicher Bauart mit osteuropäischen Reaktoren deutliche Unterschiede feststellen. Die osteuropäischen Reaktoren weisen zum Teil erhebliche Sicherheitsdefizite (z.B. unzureichende Redundanzen und Diversitäten, veraltete Ausführungen von Betriebs- und Sicherheitssystemen, fehlende Sicherheitsumschließung usw.) auf. Weltweit werden deshalb Anstrengungen unternommen, um die Sicherheit bestehender, aber auch zukünftiger Anlagen, zu verbessern. Dies erfordert eine möglichst genaue Kenntnis möglicher Unfallabläufe. Dabei erzwingt jedoch die Vielzahl möglicher Unfallpfade eine Beschränkung der Analysen auf ausgesuchte Kernschmelzpfade mit vorgegebenen Randbedingungen (siehe Kap 4.2).

<sup>1</sup> Ein Vergleich der genauen Werte ist jedoch nur in Einzelfällen möglich, da den einzelnen Untersuchungen zum Teil unterschiedliche Annahmen, Bewertungskriterien und statistische Methoden zugrunde liegen.

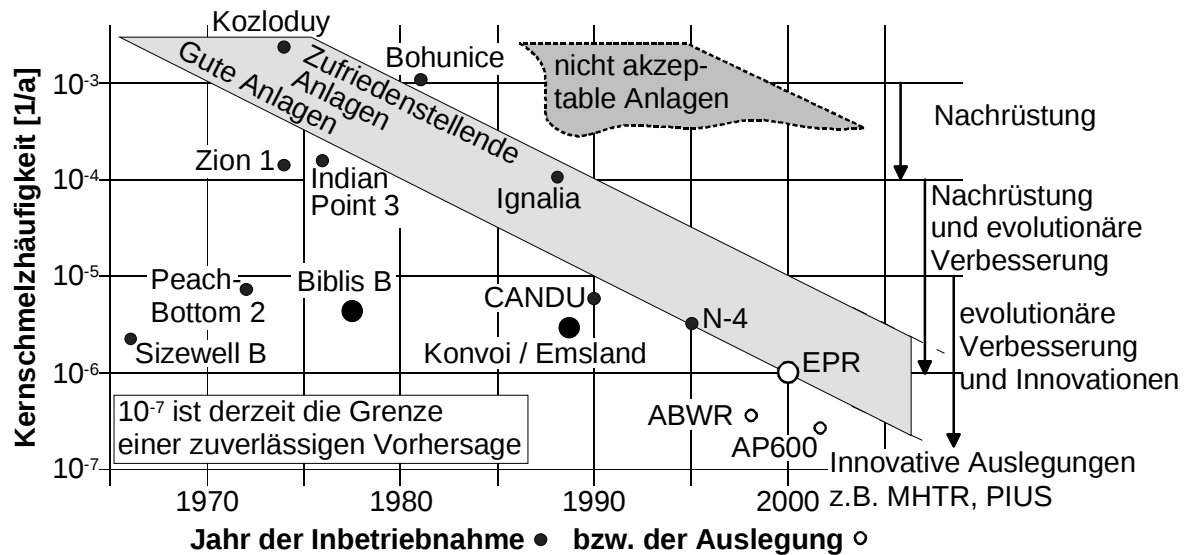


Abb. 4.1. Kernschmelzhäufigkeit ausgewählter Anlagen [41], [51]

## 4.2 Modell des Unfallablaufs

Viele verschiedene Kernschmelzunfälle verlaufen phänomenologisch ähnlich (siehe Kap 4.2.1), bei diesen ist lediglich der zeitliche Ablauf der verschiedenen Pfade unterschiedlich, da hierfür die Nachwärmeleistung ausschlaggebend ist. Fällt die Nachwärmeabfuhr aus dem Kern kurz nach Störfalleintritt aus, so ist die Nachwärmeleistung relativ hoch (siehe Kap. 6.1); fällt sie erst spät aus, so ist sie erheblich geringer. Das bedeutet, dass bei einem frühen Ausfall der Nachwärmeabfuhr der Kernschmelzvorgang sowie die Aktivitätsfreisetzung aus dem Kern schneller ablaufen. Ein Kernschmelzpfad mit komplettem Ausfall des Not- und Nachkühlsystems unmittelbar nach dem einleitenden Ereignis sowie einem großen Leck, durch das Primärkühlmittel schnell austritt, stellt deshalb einen der Pfade dar, der die höchsten Belastungen für den Reaktordruckbehälter ergibt [15] und daher alle anderen Kernschmelzpfade hinsichtlich ihrer Konsequenzen abdeckt. Deshalb wird in dieser Arbeit exemplarisch ein Unfallpfad betrachtet, der aus dem großen Bruch einer Hauptkühlmittelleitung und dem Versagen des Not- und Nachkühlsystems herrührt. Diesem exemplarischen Kernschmelzpfad liegen folgende Annahmen zugrunde:

- großes Leck in der Hauptkühlmittelleitung,
- ordnungsgemäße Funktion der passiven Sicherheitseinrichtungen (Druckspeicher) und
- Versagen aller aktiven Sicherheitssysteme.

### 4.2.1 Phänomene während eines Kernschmelzunfalls

Wenn der Reaktorkern unzureichend gekühlt wird, kann die Nachwärme nicht mehr komplett abgeführt werden. Dadurch steigt die Temperatur der Brennstäbe an und das noch im Reaktorkern vorhandene Wasser wird verdampft. Falls dem Kern kein Wasser zugeführt wird, führt dies nach kurzer Zeit zur Freilegung der oberen Kernbereiche. In diesen kann die Wärme nur noch konvektiv an den vorbeiströmenden Wasserdampf oder durch Strahlungsaustausch mit den umgebenden Stäben abgeführt werden [15].

Ab einer Brennstabtemperatur von etwa 1.000°C setzt die Oxidation der Zirkaloy-Hüllrohre durch Wasserdampf ein. Die bei der exothermen Reaktion zusätzlich zur Nachwärme freiwerdende Wärme beschleunigt die Aufheizung des Kerns<sup>1</sup>. Bei weiter steigenden Hüllrohrtemperaturen bildet sich zwischen den äußeren oxidierten Schichten (Zirkonoxidschicht) und den Brennstoffpellets geschmolzenes Zirkaloy [39]. Dieses löst die Brennstoffpellets durch chemische Reaktionen auf [39], solange es nicht durch einen Hüllrohrversagen austreten kann.

Hüllrohre versagen u. a. wenn die Zirkonoxidschicht 300 µm unterschreitet, dann tritt das verflüssigte Material (z. B. Zirkaloy bzw. Zirkaloy/Zirkonoxid/UO<sub>2</sub>-Gemisch) z. B. durch Rissbildung aus und läuft an dem Hüllrohr hinab. Die Schmelze erstarrt schnell wieder, wenn sie auf noch im Kern verbliebenes Restwasser trifft. Eine Ansammlung von erstarrtem Material bildet dann um die Brennstäbe herum eine Kruste, die sich oberhalb des Wasserspiegels befindet [15] und die die Durchströmung der über ihr liegenden Kanäle mit Wasserdampf verhindert. Dadurch werden die oberhalb der Kruste liegenden Bereiche noch schlechter gekühlt, die Kühlung in den Außenbereichen des Kerns wird hingegen durch einen erhöhten Dampfmassenstrom verbessert.

Durch die Desintegration der Hüllrohre fallen außerdem die Brennstoffpellets in das Kern hinein und bilden dort zusammen mit metallischen Bruchstücken eine teilweise aus geschmolzenem Material bestehende Aufschüttung über der erstarrten Kruste. Da der Brennstoff weiterhin Wärme produziert, die nicht abgeführt wird, schmelzen die Trümmerstücke, wodurch der Anteil der geschmolzenen Materialien in dem Gebiet über der erstarrten Kruste zunimmt. Die Wärme erhitzt auch die Kruste, die dadurch schmelzen und versagen kann. Das führt dazu, dass die Kernschmelze mit den Trümmerstücken in tiefere Kernregionen gelangt. Da

---

<sup>1</sup> Außerdem wird bei dieser Reaktion eine große Menge Wasserstoff erzeugt.

die Leistungsdichte dieser Regionen im Normalbetrieb geringer ist, ist in diesen Regionen auch die Nachwärmeleistung (ohne Berücksichtigung der in der Schmelze produzierten Nachwärme) geringer. Die Schmelzefront bewegt sich deshalb weiter in die äußeren Kernbereiche - bis zur Kernumfassung. Sobald diese von der Schmelze durchgeschmolzen ist, fließt die Schmelze in die Bodenkalotte hinab. Im weiteren Unfallverlauf schmilzt die untere Kerntageplatte und die noch im Kern verbliebene Schmelze findet so ebenfalls den Weg in die Bodenkalotte. In der Bodenkalotte bildet sich also ein Schmelzesee aus, in dem weiterhin Nachwärme produziert wird. Durch diesen Schmelzesee ergeben sich Belastungen für den Reaktordruckbehälter und insbesondere die Bodenkalotte, die zum Versagen führen können.

Dieser geschilderte Unfallablauf wird durch die Untersuchungen des Kernschmelzunfalls in Three Mile Island bestätigt und in der Deutschen Risikostudie Kernkraftwerke mit Hilfe einer Modellrechnung untersucht. Die Ergebnisse sind in Kap. 4.2 dargestellt. Die sich aus dem Unfallablauf ergebenden Einflussparameter und Randbedingungen werden in Kap. 6 erläutert.

#### **4.2.1.1 Three Mile Island**

Am 28. 03. 1979 fand im Block II des Kernkraftwerks Three Mile Island in der Nähe von Harrisburg in Pennsylvania / USA ein Kernschmelzunfall statt. Dieser ist der bislang schwerste Unfall bei einem Leichtwasserreaktor (Druckwasserreaktor). Der Unfall begann mit dem Ausfall der Hauptspeisewasserpumpen des Sekundärkreislaufes. Dieser Ausfall ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, dass während routinemäßiger Wartungsarbeiten an einem von acht parallel geschalteten Kondensatreinigungssystemen Wasser in das Regelsystem der Kondensatreinigung eintreten konnte. Dies führte zum kompletten Ausfall des Systems und, da es kein Bypassventil gab, auch zum Ausfall der Hauptspeisewasserpumpen. Nach deren Ausfall wurden die Ersatzpumpen gestartet, die jedoch aufgrund eines geschlossenen Ventils<sup>1</sup> kein Wasser in den Sekundärkreislauf einspeisen konnten. Dies führte zum Ausdampfen der Dampferzeuger und damit zu einer unzureichenden Kühlung des Primärkreislaufes [65].

Daraufhin stiegen Temperatur und Druck im Primärkreis an, so dass sich das Druckentlastungsventil des Druckhalters öffnete. Nach 15 s war der Druck so

---

<sup>1</sup> Das Ventil war während einer Routineüberprüfung zwei Tage vorher geschlossen, aber nicht mehr geöffnet worden. Während der zwei Tage hatte kein Operateur im Kontrollraum die Fehlstellung des Ventils bemerkt.

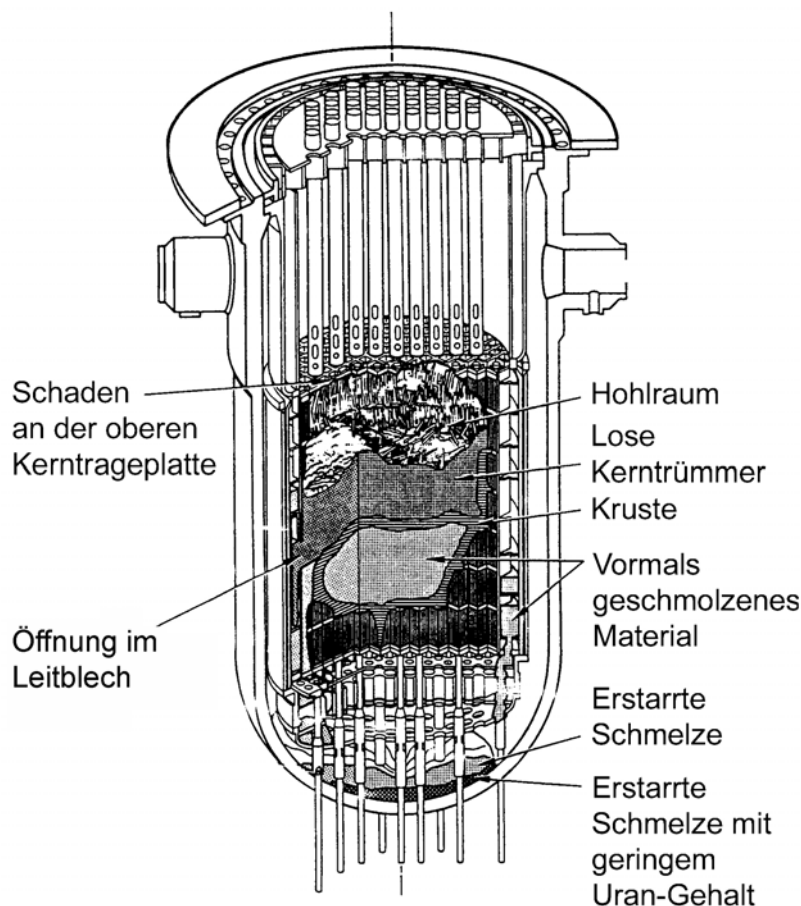
weit gesunken, dass das Ventil wieder hätte schließen müssen. Aufgrund einer Fehlfunktion schloss das Ventil jedoch nicht und auf diese Weise entstand ein Leck im Primärkreis, durch das Kühlmittel austreten konnte. Im Kontrollraum wurde nur das Stellsignal für die Ventilstellung angezeigt, nicht aber die Ventilstellung selbst, so dass das Offenstehen des Ventils erst zwei Stunden und zwanzig Minuten später entdeckt und danach abgesperrt wurde. Aufgrund des offenen Ventils fiel der Primärkreisdruck weiter, bis die Notfallhochdruckeinspeisepumpen automatisch gestartet wurden [43].

Acht Minuten nach Unfallbeginn wurde das geschlossene Ventil im Sekundärkreislauf entdeckt und geöffnet, so dass die Kühlung über die Ersatzpumpen wirksam wurde. Zu diesem Zeitpunkt hätte ein schwerer Unfall noch verhindert werden können, wenn das Offenstehen des Druckentlastungsventils entdeckt und daher abgesperrt worden wäre. Aufgrund dieser Fehleinschätzung der Operateure wurde die Situation weiter verschlimmert. Wegen des geringen Drucks und der hohen Temperatur im Primärkreis stieg der Wasserstand im Druckhalter an. Die Operateure waren deshalb der Meinung, es sei zu viel Wasser im Primärkreis, obwohl es in Wirklichkeit zu wenig war. Deshalb drosselten sie die Wassereinspeisung aus dem Notfallhochdruckeinspeisesystem und schalteten dieses kurze Zeit später sogar komplett ab. Der Dampfgehalt im Primärsystem stieg daraufhin weiter an und verursachte Kavitation in den Primärkreispumpen, die daraufhin abgestellt wurden, um weitere Schäden zu vermeiden. Im Primärsystem trennten sich demzufolge die Dampf- und Wasserphase, so dass der obere Teil des Kerns nicht mehr von Wasser bedeckt war. Die Temperaturen stiegen dort so stark an, dass die exotherme Zirkon-Wasserdampf-Reaktion einsetzte, wodurch zusätzlich Wärme in das System eingetragen wurde. Der dabei frei werdende Wasserstoff sammelte sich an den höchstgelegenen Stellen im Containment, wo er etwa neun Stunden nach Unfallbeginn zündete. Diese Wasserstoffdetonation führte jedoch zu keinen nennenswerten Schäden an der Anlage. Nach sechzehn Stunden konnte die Kühlmittelzirkulation im Primärkreis und damit die Kühlung des Kerns wieder hergestellt werden. Eine weitere Schädigung des Kerns und eine massive Freisetzung von Spaltprodukten in die Atmosphäre konnten dadurch verhindert werden [43, 52].

Durch umfangreiche Nachuntersuchungen konnten der Unfallablauf und die Vorgänge innerhalb des Reaktordruckbehälters rekonstruiert werden. Abb. 4.2. zeigt den Zustand innerhalb des Reaktordruckbehälters nach dem Unfall. Im oberen Kernbereich ist ein großer Hohlraum zu erkennen, dessen Ausmaß fast dem kompletten Kerndurchmesser entspricht. Er ist von Hüllrohren mit verschiedenen

schweren Schäden umgeben. Unterhalb des Hohlraums befindet sich eine lose Schüttung von Trümmern, die aus einem Gemisch von Brennstoffstücken, Hüllrohrbruchstücken, wiedererstartem, porösem Brennstoff sowie Strukturmaterialien bestehen. Die Trümmer liegen auf einer Masse aus wiedererstartem, ehemals geschmolzenem Material, das hauptsächlich aus  $(\text{U,Zr})\text{O}_2$ -Keramiken besteht, die mit metallischen Materialien viele verschiedene chemische Wechselwirkungen eingegangen sind. Oberhalb dieses Materials befindet sich eine Kruste, die aus einer keramischen Phase mit bis zu 25 % metallischen Einschlüssen besteht. Die sich unterhalb des wiedererstarten Materials befindende Kruste besteht hingegen hauptsächlich aus metallischem Material mit kleinen keramischen Einschlüssen, das in den Kanälen zwischen den Brennstäben erstarrt ist. Diese Analysen untermauern die Aussagen aus Kap. 4.2, die davon ausgehen, dass die untere Kruste durch das Erstarren von geschmolzenem Hüllrohrmaterial in den kühleren Kernregionen in der Nähe des Wasserspiegels entstand. Abb. 4.2. verdeutlicht zusätzlich den Ausbreitungsweg der Schmelzfront in radialer Richtung nach außen und unten und zeigt das in die Kernumfassung geschmolzene Loch, durch das die Kernschmelze in die Bodenkcalotte fließen konnte [94].

Nachuntersuchungen der Vorgänge innerhalb der Bodenkcalotte des Reaktor-druckbehälters zeigten, dass sich die zuerst in die Bodenkcalotte einfließende Schmelze schnell abkühlte und eine wannenförmige, lokal unterschiedlich dicke Kruste bildete, die die Bodenkcalotte vor beträchtlichen thermischen Schäden schützte. Diese Kruste wurde im weiteren Unfallverlauf mit flüssiger Schmelze gefüllt. Insgesamt befanden sich nach dem Unfall 12.400 kg lose Trümmer und 6.700 kg erstarrte Schmelze in der Bodenkcalotte. Die erstarrte Schmelze ist bis auf geringe Abweichungen in der Zusammensetzung und der Dichte weitgehend homogen und vorwiegend oxidisch ( $[\text{U,Zr}]\text{O}_2$ ) [94]. Während des Unfalls bestand die Möglichkeit, dass die Bodenkcalotte durch thermischen und chemischen Angriff durch die Kernschmelze geschädigt wird. Es wurden weitere Nachuntersuchungen durchgeführt, um das Ausmaß dieser möglichen Schäden festzustellen. Die Analyse der Proben zeigte, dass zwar keine chemischen Wechselwirkungen zwischen der Bodenkcalotte und der Schmelze stattfanden, dass die Bodenkcalotte aber thermischen Belastungen ausgesetzt war. Es wurde festgestellt, dass eine eliptische Region mit einer Breite von ca. 0,8 m und einer Länge von ca. 1 m im Vergleich zum Rest der Bodenkcalotte besonders hohen thermischen Belastungen ausgesetzt war. In dieser Region traten für etwa 30 min maximale Wandtemperaturen von 1.100 °C auf. In den Randbereichen der Region wurden ca. 800 °C erreicht. Die Ausbildung dieses „hot spots“ lässt sich darauf zurückführen, dass die isolierende Kruste an dieser Stelle eine geringere Dicke aufwies [94]. Dadurch



**Abb. 4.2.** Stabiler Zustand des TMI-2 Druckbehälters nach dem Kernschmelzunfall

wurde der Wärmedurchgangskoeffizient verkleinert und die Temperatur der Druckbehälterwand stieg bei gleichbleibendem Wärmefluss an [78]. Nach 30 min<sup>1</sup> kühlte sich dieser „hot spot“ rasch (mit einer Abkühlrate von 10 bis 100 K/s) ab. Heute wird davon ausgegangen, dass sich zwischen der Druckbehälterwand und der erstarrten Schmelze ein Spalt befand, in den Wasser eindringen konnte, das die Wärme aus dieser Region abführen konnte [94]. Es wird vermutet, dass die Reaktordruckbehälterwand aufgrund der Temperaturerhöhung zu kriechen begann. Da die erstarrte Schmelze in ihrer Position verblieb, konnte ein Spalt zwischen Kruste und Reaktordruckbehälterwand entstehen. Diese Vermutung wird dadurch gestützt, dass bei den Nachuntersuchungen kein Anhaften der Kruste an der Reaktordruckbehälterwand festgestellt wurde [36].

<sup>1</sup> Zunächst werden die peripheren Gebiete innerhalb der Kalotte abgekühlt, da das Wasser von außen in den Spalt strömt. Erst wenn diese Gebiete deutlich abgekühlt sind, kann das Wasser weiter in den Spalt eindringen und so die zentralen Gebiete der Bodenkälte kühlen. Berechnungen zeigen, dass für die Abkühlung der äußeren Gebiete eine Zeitspanne von bis zu 30 Min. benötigt wird [94].

Aus den Untersuchungen des TMI-Unfalls können die folgenden Kernaussagen bezüglich der Vorgänge in der Bodenkalotte getroffen werden [79]:

- Zum Zeitpunkt des Kernabsturzes war Wasser in der Bodenkalotte vorhanden und
- es bildete sich eine Kruste in der Bodenkalotte aus.

### 4.2.2 Analyse der relevanten Unfallphasen

In den Untersuchungen der Deutschen Risikostudie Kernkraftwerke [28] werden fünf Unfallphasen definiert:

- **Phase 0:** Sie beginnt mit dem einleitenden Ereignis und endet mit dem Beginn der Ausdampfung des Restwassers aus dem Reaktordruckbehälter.
- **Phase 1:** Diese Phase ist gekennzeichnet durch unzureichende Kühlung und Aufheizung des Reaktorkerns. Sie endet mit dem Absturz von Kernmaterial in das noch vorhandene Restwasser im unteren Plenum des Reaktordruckbehälters.
- **Phase 2:** Während dieser Phase wird das Restwasser im unteren Plenum des Reaktordruckbehälters verdampft. Am Ende der Phase bildet sich ein Schmelzese in der Bodenkalotte des Reaktordruckbehälters aus.
- **Phase 3:** Diese Phase ist gekennzeichnet durch die Aufheizung und das Abschmelzen der Reaktordruckbehälterwandung. Sie endet mit dem Versagen des Reaktordruckbehälters.
- **Phase 4:** Während dieser Phase tritt die Kernschmelze in Wechselwirkung mit der Betonstruktur unterhalb des Reaktordruckbehälters. Dabei werden Gase freigesetzt, die zu einem Druckaufbau im Sicherheitsbehälter führen. Das Austreten von Spaltprodukten in die Umgebung ist möglich, falls der Sicherheitsbehälter dem Druck nicht mehr standhält und versagt oder falls das Betonfundament durch die Kernschmelze durchschmolzen wird.

Im Rahmen dieser Arbeit ist der Unfallablauf in den ersten drei Phasen von Interesse, um die Randbedingungen für Phase 3 zu bestimmen, die in dieser Arbeit genauer untersucht wird. Deshalb werden die Annahmen und Ergebnisse der für die Deutsche Risikostudie Kernkraftwerke durchgeführten Berechnungen der ersten drei Phasen hier kurz dargestellt. Diese Ergebnisse hängen von den konstruktiven Merkmalen der Anlage ab und lassen sich deshalb nur auf ähnliche Anlagen übertragen.

#### 4.2.2.1 0. Phase: Ausgangssituation

Nach dem angenommenen großen Bruch der Hauptkühlmittelleitung wird das unter hohem Druck stehende Primärkühlmittel innerhalb von 17,5 s in den Sicherheitsbehälter ausgeblasen (blow down), bis sich annähernd ein Druckausgleich

zwischen dem Primärkreis und der Containmentatmosphäre einstellt [33]. Während dieser Zeit kommt es entweder durch das Reaktorschnellabschaltsystem oder durch den sich einstellenden negativen Voidkoeffizienten<sup>1</sup> zum Abbruch der Kettenreaktion im Reaktorkern.

Nach dem Abschalten des Reaktors produzieren die im Brennstoff vorhandenen Spaltprodukte durch radioaktiven Zerfall weiterhin Nachwärme. Es wird angenommen, dass alle aktiven Sicherheitssysteme (Hochdruck- und Niederdruckeinspeisesystem, Not- und Nachkühlsystem) versagen und dadurch die Nachwärme nicht abgeführt werden kann. Durch die Druckentlastung wird jedoch aus den Druckspeichern etwa 15 s nach dem Bruch der Hauptkühlmittelleitung Wasser in den Druckbehälter gefüllt. Der Druckbehälter wird bis zur Unterkante der Hauptkühlmittelleitung geflutet und der Kern dadurch wieder benetzt. Nach der Entleerung der Druckspeicher beginnt etwa 100 s nach dem Bruch der Hauptkühlmittelleitung aufgrund der ausbleibenden Wasserzufuhr das Ausdampfen des Wassers aus dem Reaktordruckbehälter und damit die Phase 1 des Unfalls [15].

#### 4.2.2.2 1. Phase: Kernaufheizung bis zum Absturz des Kerns

In der ersten Phase führt die Nachwärme<sup>2</sup> zur Verdampfung von Restwasser und zur Aufheizung des Kerns bis zum Schmelzen des Kerns und zu seinem Absturz in die Bodenkalotte. Ein Großteil der in dieser Phase auftretenden Phänomene wurde in Kap. 4.2.1 beschrieben. Die Modellierung und Berechnung dieser Unfallphase erfordert eine Reihe vereinfachender Annahmen [15, 33]:

- Der Reaktorkern wird durch einen Brennstab mittlerer Leistung repräsentiert.
- Das aus den Druckspeichern in den Kern eingespeiste Wasser weist Sättigungstemperatur auf. Als Wärmesenke für die Nachwärme steht somit ausschließlich die Verdampfungswärme des Restwassers zur Verfügung.
- Der maximale von der Brennstaboberfläche abzuführende Wärmestrom (etwa  $5 \text{ W/cm}^2$ ) wird in den von Wasser benetzten Bereichen vollständig durch Blasensieden abgeführt.
- Der entstehende Sattedampf wird im unbenetzten Teil des Kerns durch konvektiven Wärmetransport von der Staboberfläche überhitzt.

---

<sup>1</sup> Bei Reaktoren mit vollständiger oder teilweiser Moderation durch das Kühlmittel Wasser beschreibt der Voidkoeffizient das Reaktivitätsverhalten bei Moderatorverdünnung aufgrund von Dampfblasenbildung beziehungsweise bei einem teilweisen oder vollständigen Kühlmittelverlust [23]. Bei einem Reaktor, der so ausgelegt ist, dass er einen negativen Voidkoeffizienten besitzt, verringert die Erhöhung des Dampfblasenanteils (bzw. der Kühlmittelverlust) den Neutronenmultiplikationsfaktor  $k$  und damit die Reaktorleistung [49].

<sup>2</sup> Die Nachwärme wird bei den Berechnungen der Risikostudie nach ANS-Standard bestimmt. Siehe auch Kap. 6.1.

- Die gesamte bei der Zirkonium-Wasserdampfreaktion freiwerdende Wärme wird dem Brennstab zugeführt.
- Die Spaltproduktfreisetzung wird mit Hilfe einer temperaturabhängigen Beziehung ermittelt. Es wird angenommen, dass nach der Beendigung der Kernaufheizung alle leichtflüchtigen Spaltprodukte in den Sicherheitsbehälter entwichen sind. Sie setzen etwa 30 % der Nachwärmeleistung dort frei, die verbleibenden 70 % werden in der Schmelze freigesetzt.
- Sobald in einem Kernbereich die Schmelztemperatur von  $\text{UO}_2$ ,  $T_S = 2.850^\circ\text{C}$ , überschritten wird, wird noch die aufzuwendende Schmelzenthalpie als Wärmesenke berücksichtigt und der Kernbereich gilt als abgeschmolzen.
- Die in der geschmolzenen Zone erzeugte Nachwärmeleistung wird der darunter liegenden Zone zugeschlagen.
- Der Absturz großer Mengen Kernmaterials in das Restwasser im unteren Teil des Reaktordruckbehälters wird angenommen, wenn 80 % des Reaktorkerns abgeschmolzen sind.

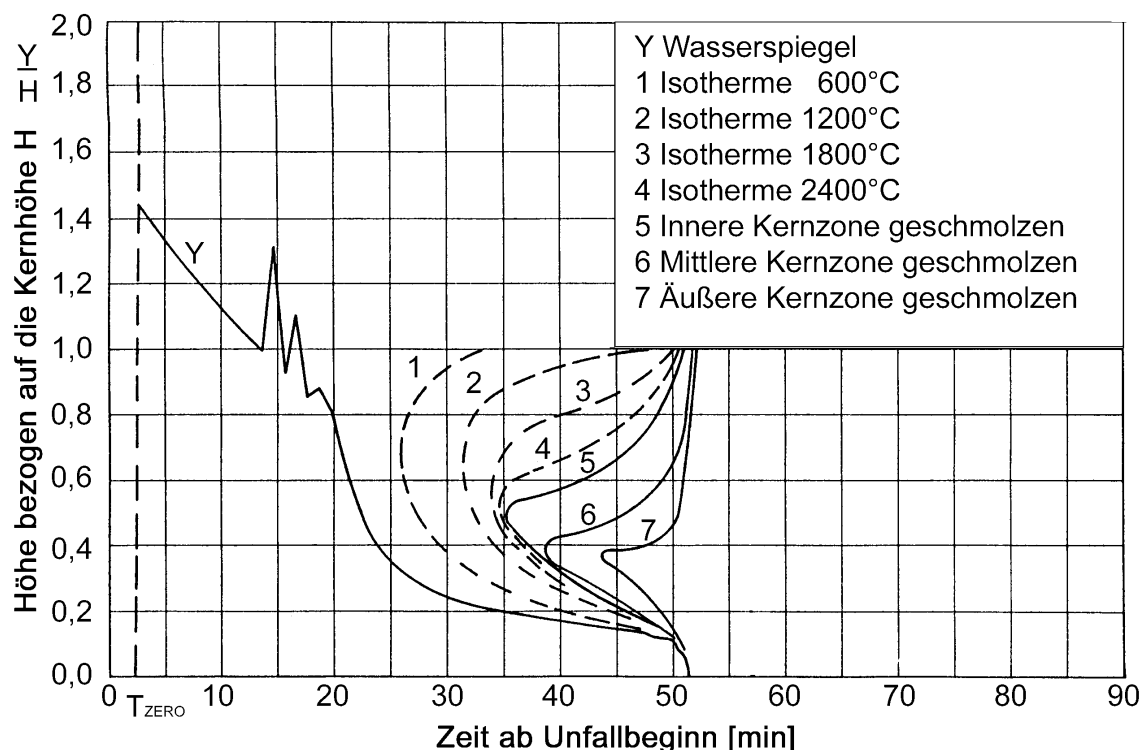
Abb. 4.3. zeigt ein Ergebnis der mit diesen Annahmen durchgeführten Berechnungen: den Verlauf des auf die Höhe  $H$  des Kerns bezogenen Wasserspiegels im Reaktordruckbehälter als Funktion der seit dem Unfall verstrichenen Zeit<sup>1</sup>. Zum Zeitpunkt  $T_{\text{ZERO}} = 100 \text{ s}$  wird die Zusp eisung von Notkühlwasser unterbrochen. Damit beginnt die Kernaufheizung und die Verdampfung des im Reaktordruckbehälter verbliebenen Wassers. Der Wasserspiegel erreicht nach ca. 16 min die Oberkante des Kerns ( $Y/H = 1$ ). Die zu diesem Zeitpunkt auftretenden Oszillationen des Wasserspiegels sind auf die grobe Modellierung der Wärmeübergangsverhältnisse und des Wasserspiegels zurückzuführen<sup>2</sup>, sie haben jedoch keinen Einfluss auf die nachfolgenden Kurvenverläufe. Der Wasserspiegel sinkt danach bis zur 50. Minute nach Unfallbeginn stetig ab. Zu diesem Zeitpunkt erreicht der schmelzende Kern fast den Restwasserspiegel. Dies führt zu einer erhöhten Verdampfungsrate und damit zu einem rascheren Absinken des Wasserspiegels. Nach ca. 52 min erreicht der Wasserspiegel die Kernunterkante [15].

In Abb. 4.3. sind weiterhin die Isothermen der Kerntemperaturen (Kurve 1 bis 4) sowie die Schmelzfrontfortschritte (Kurven 5 bis 7) eingezeichnet. So wird z.B. bei ca. 34 min erstmalig eine Temperatur von  $2.400^\circ\text{C}$  überschritten. Außerdem ist zu erkennen, dass das Temperaturmaximum, das zunächst noch in der Mitte der unbedeckten Kernzone zu finden ist, mit zunehmender Unfalldauer nach un-

---

<sup>1</sup> Vor dem Beginn des Ausdampfens befindet sich eine Wassermenge von 104,8 t im Reaktordruckbehälter.

<sup>2</sup> Diese Oszillationen lassen sich durch die Wahl kleinerer Zeitschritte verringern. Darauf wurde jedoch aufgrund längerer Rechenzeiten verzichtet.



**Abb. 4.3.** Wasserspiegelverlauf im Reaktordruckbehälter (bezogen auf die Kernhöhe) und Isothermenverläufe im Reaktordruckbehälter [15]

ten wandert. Nach ca. 35 min beginnt das Schmelzen des Kerns, nach ca. 52 min sind 80 % des Kerns geschmolzen. Zu diesem Zeitpunkt sind etwa 70 % des Hüllrohrmaterials oxidiert und die flüchtigen Spaltprodukte sind bereits komplett freigesetzt, so dass die Nachwärmeleistung nur noch zu 70 % in der Schmelze freigesetzt wird. Nach ca. 52 min endet Phase 1 mit dem Absturz der Schmelze in das Restwasser<sup>1,2</sup> der Bodenkcalotte [15].

<sup>1</sup> Am Ende der Phase 1 befindet sich in der Bodenkcalotte noch eine Wassermenge von 36,5 t.

<sup>2</sup> Gelangen geschmolzene Kernmaterialien in Kontakt mit Wasser, kommt es zu einer Verdampfung des Wassers. Da mit der Verdampfung eine starke Volumenausdehnung verbunden ist, steigt der Druck an. Der Druckanstieg ist um so heftiger, je intensiver und rascher die Wärme aus der heißen Schmelze an das Wasser abgegeben wird. Im Extremfall werden durch die schnelle Verdampfung Druckwellen erzeugt. Dieser Vorgang wird als **Dampfexplosion** bezeichnet. Untersuchungen zeigen, dass eine heftige Dampfexplosion, die den Reaktordruckbehälter zerstört, beim Absturz der Kernmaterialien in das Restwasser des Reaktordruckbehälters sehr unwahrscheinlich ist [29, 30, 88]. Bei den Nachuntersuchungen des TMI-Unfalls wurden keine Anzeichen für eine Dampfexplosion beim Eindringen der Kernschmelze in das Restwasser der Bodenkcalotte festgestellt. **Deshalb wird die Möglichkeit einer Dampfexplosion in dieser Arbeit nicht weiter betrachtet** [94].

### 4.2.2.3 2. Phase: Restwasserverdampfung

Der Absturz des geschmolzenen Kernmaterials in das untere Plenum des Reaktordruckbehälters stellt den Beginn der 2. Phase des Kernschmelzunfalls dar. Kerntrümmer und geschmolzenes Kernmaterial geben nun ihre Speicherwärme und ihre Nachwärmeleistung an das vorhandene Restwasser ab und verdampfen es (da sich die flüchtigen Spaltprodukte nicht im Schmelzesee befinden trägt ihre Nachwärmeleistung nicht zur Wasserverdampfung bei). Nach der Austrocknung des Reaktordruckbehälters heizt sich das Kernmaterial erneut auf.

Die Ausbildung eines Schmelzesees in der Kugelkalotte des Reaktordruckbehälters beendet die 2. Phase des Unfalls. Für die Berechnung dieser Phase wird vereinfachend angenommen, dass die Restwasserverdampfung ausschließlich durch die Nachwärmeleistung des abgestürzten Kernmaterials erfolgt. Für die Dauer  $\Delta t$  [s] der 2. Unfallphase gilt dann:

$$\Delta t = \frac{M_{H_2O} \cdot r_D}{\dot{Q}_{NWSchmelze}} \quad (4.1)$$

mit der Masse des Restwassers  $M_{H_2O}$  [kg], der spezifischen Verdampfungswärme  $r_D$  [kJ/kg] und der Nachwärme in der Schmelze  $\dot{Q}_{NWSchmelze}$  [MW].

Die Restwasserverdampfung setzt ca. 3.100 s nach Beginn des Unfalls ein. Unter Berücksichtigung der zu diesem Zeitpunkt in der Schmelze freiwerdenden Nachwärmeleistung von ca. 55 MW [28] ergibt sich eine Dauer von Phase 2 von 1.700 s. In der WASH-1400 Risikostudie wurde für diese Phase eine Zeit von 1.900 s errechnet [71]. Etwa 80 min nach Unfallbeginn befindet sich also nur noch der Schmelzesee, ohne Kühlung durch verbliebenes Restwasser, in der Bodenkalotte.



# 5 Analyse der Phänomene in der Bodenkalotte des RDB

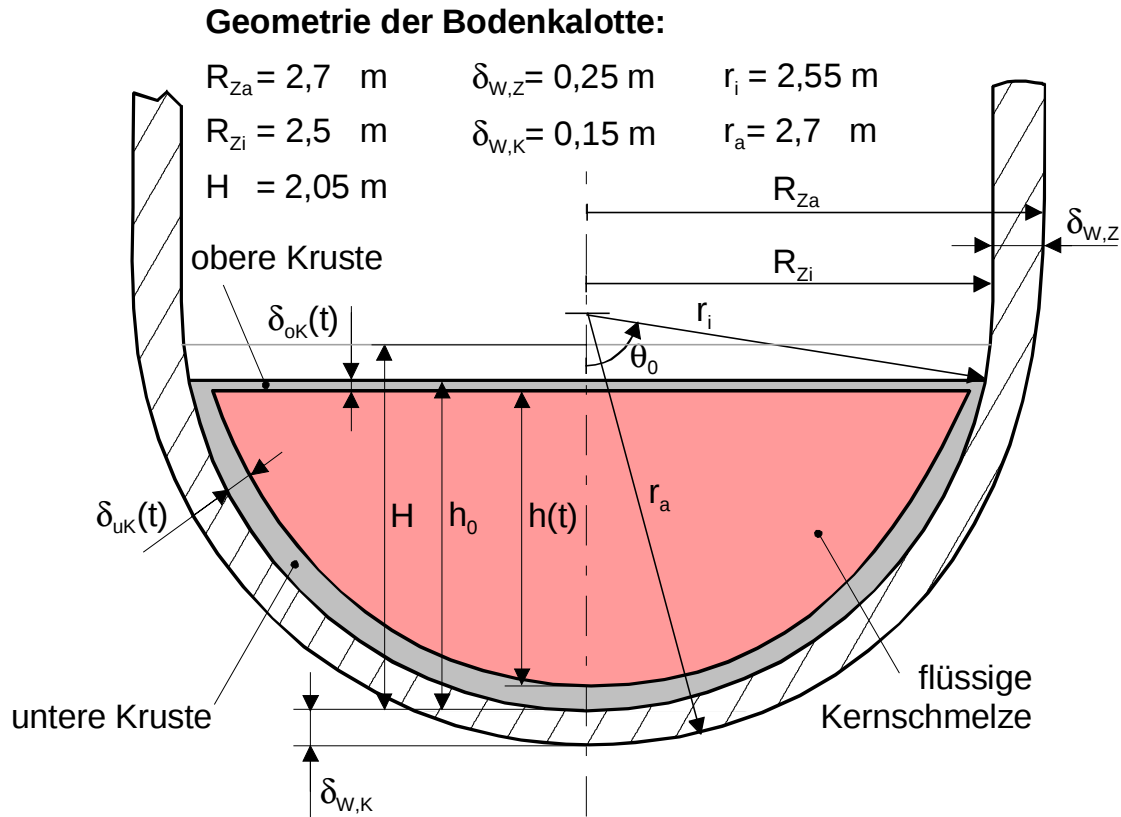
Durch den wärmeproduzierenden Schmelzesee ist die Bodenkalotte des Reaktordruckbehälters hohen Belastungen ausgesetzt, die, je nach Unfallszenario, zum Versagen der Bodenkalotte führen können. Strukturelles Versagen des Behälters wird durch eine Kombination thermischer, mechanischer und eventuell chemischer Lasten<sup>1</sup> hervorgerufen. In dieser Arbeit wird der Schwerpunkt auf das Versagen durch thermische Lasten gelegt. Es wird davon ausgegangen, dass reines thermisches Versagen eintritt, wenn die Temperaturen der Reaktordruckbehälteraußenwand die Schmelztemperatur des RDB-Werkstoffs überschreiten. In diesem Kapitel werden die grundlegenden physikalischen Phänomene, die innerhalb der Bodenkalotte auftreten, anhand von Energiegleichungen erläutert. Dabei wird zunächst eine homogen vermischte Schmelze betrachtet (Kap. 5.1 bis 5.4), anschließend werden die Vorgänge bei einer separierten Schmelze kurz dargestellt.

## 5.1 Ausgangssituation

Für die Analyse und Berechnung der Vorgänge in der Bodenkalotte wird von dem in Kap. 4 vorgestellten Unfallszenario ausgegangen. Am Ende von Unfallphase 2 befindet sich ein flüssiger Schmelzesee in der Bodenkalotte, die einen Innendurchmesser  $R_i$  von 2,5 m und eine Höhe  $H$  von 2,05 m aufweist. Der Schmelzesee ist sowohl an der Oberfläche als auch an der Druckbehälterwand von erstarrter Kernschmelze (Kruste) umgeben (Abb. 5.1.). Die Dicke der Krusten ( $\delta_{oK}(t)$ : obere Kruste,  $\delta_{uK}(t)$ : untere Kruste) ist im weiteren Unfallverlauf veränderlich: durch hohen Wärmeeintrag schmelzen sie ab, bei einer verbesserten Kühlung kann flüssige Kernschmelze erstarren, wodurch die Krusten wachsen. Deshalb ist auch die Höhe der flüssigen Schmelze  $h(t)$  eine Funktion der Zeit.

---

<sup>1</sup> Thermische Lasten: z.B. Temperaturerhöhung in der Wand, Abschmelzen von Teilen der Wand.  
Mechanische Lasten: z.B. Nachlassen der Festigkeit bei erhöhten Temperaturen, Gewicht von Reaktordruckbehälter und Einbauten bzw. Schmelze muss getragen werden.  
Chemische Lasten: Erosion und Korrosion der RDB-Wand durch die aggressive Kernschmelze.



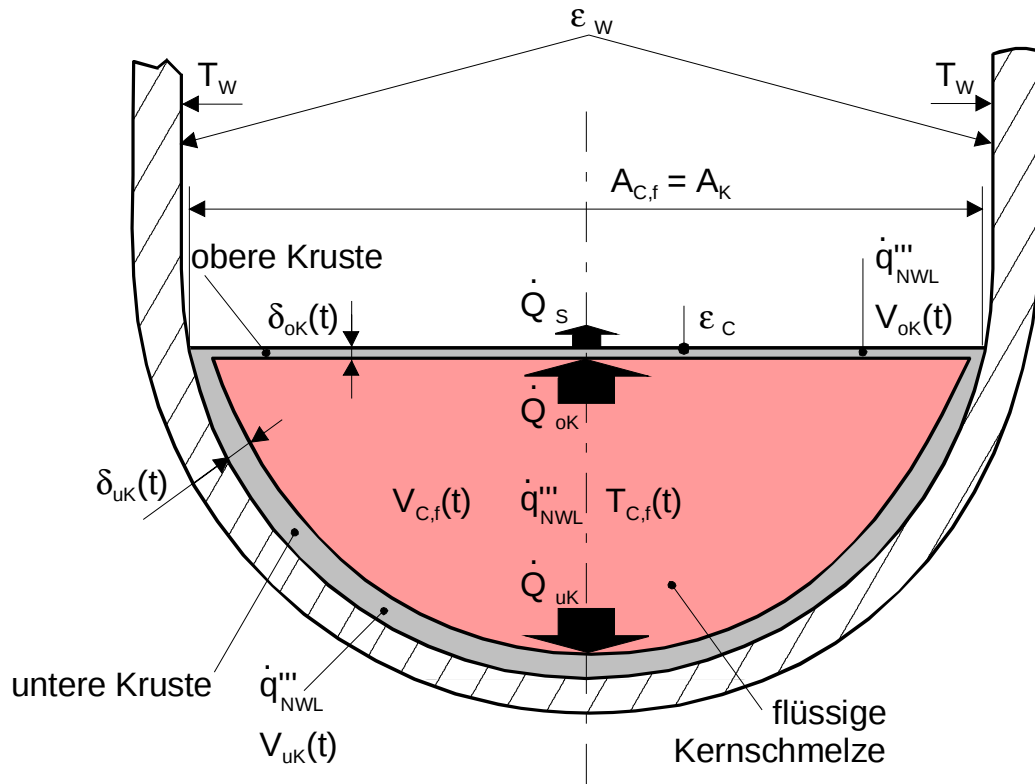
**Abb. 5.1.** Bodenkcalotte mit homogen vermischter Kernschmelze - Geometrie

## 5.2 Phänomene im Schmelzesee

In der flüssigen und in der erstarrten Kernschmelze wird die Nachwärme freigesetzt. Dabei ergeben sich lokale Temperaturgradienten, die in der flüssigen Kernschmelze zu Dichteunterschieden führen. Dadurch werden in Bereichen höherer Temperatur, also im Zentrum der Schmelze, Aufwärtsströmungen und in Bereichen niedrigerer Temperatur, also an oberer und unterer Kruste, Abwärtsströmungen verursacht (freie Konvektion). Ein Großteil der Nachwärme wird durch freie Konvektion an die Krusten übertragen. Der Rest der Nachwärme führt zur Änderung der inneren Energie der flüssigen Schmelze (Temperaturerhöhung). Für eine homogene flüssige Kernschmelze mit konstanten Stoffwerten ergibt sich die folgende Energiebilanz (zur Verdeutlichung siehe Abb. 5.2.):

$$\rho_{C,f} \cdot c_{p,C,f} \cdot V_{C,f}(t) \cdot \frac{\partial T_{C,f}(t)}{\partial t} = \dot{Q}_{NWL}(t) - \dot{Q}_{uK}(t) - \dot{Q}_{oK}(t) \quad (5.1)$$

In dieser Gleichung symbolisiert der Index  $C,f$  das flüssige Corium,  $\rho$  [kg/m<sup>3</sup>] die Dichte,  $c_p$  [J/(kg·K)] die spezifische Wärmekapazität,  $V(t)$  [m<sup>3</sup>] das Volumen



**Abb. 5.2.** Bodenkalotte mit homogener vermischter Kernschmelze - Wärmetechnische Größen und Randbedingungen

und  $\partial T(t)/\partial t$  [K/s] die Ableitung der Temperatur  $T$  [K] nach der Zeit  $t$  [s].  $\dot{Q}_{NWL}(t)$  [W] repräsentiert die in der Schmelze freigesetzte Wärme, die sich aus der volumetrischen Nachwärmeleistung  $\dot{q}'''_{NWL}(t)$  [W/m<sup>3</sup>] und dem zeitabhängigen Schmelzeseevolumen  $V_{C,f}(t)$  [m<sup>3</sup>] berechnet:

$$\dot{Q}_{NWL}(t) = \dot{q}'''_{NWL}(t) \cdot V_{C,f}(t) \quad (5.2)$$

$$V_{C,f}(t) = V_0 - V_{uK}(t) - V_{oK}(t) \quad (5.3)$$

$V_0$  [m<sup>3</sup>] ist dabei das gesamte von der flüssigen und von der erstarrten Kernschmelze eingenommene Volumen, die Indizes  $uK$  bzw.  $oK$  symbolisieren die untere bzw. die obere Kruste.  $\dot{Q}_{uK}(t)$  [W] und  $\dot{Q}_{oK}(t)$  [W] sind die Wärmemengen, die an die untere bzw. an die obere Kruste durch freie Konvektion übertragen werden:

$$\dot{Q}_{uK}(t) = \alpha_{uK} \cdot A_{uK} \cdot (T_{C,f}(t) - T_S) \quad (5.4)$$

$$\dot{Q}_{oK}(t) = \alpha_{oK} \cdot A_{oK} \cdot (T_{C,f}(t) - T_S) \quad (5.5)$$

Bei diesen Gleichungen wird vorausgesetzt, dass die Oberfläche der Kruste an der Kontaktfläche zur Kernschmelze (innere Oberfläche) die Schmelztemperatur der Kernschmelze  $T_S$  [K] annimmt. Außerdem wird davon ausgegangen, dass die freie Konvektionsströmung in der flüssigen Kernschmelze zu einer intensiven Vermischung führt und dass deshalb die Temperaturdifferenzen innerhalb der flüssigen Kernschmelze so gering sind, dass zu jedem Zeitpunkt  $t$  [s] eine einheitliche Temperatur der Schmelze  $T_{C,f}(t)$  [K] angenommen werden kann.

Da der Wärmeeintrag aus dem Schmelzepool in obere und untere Krusten zunächst höher ist als die Wärmemenge, die durch Leitung, Strahlung und Konvektion von den Krustenoberflächen abgeführt werden kann, schmelzen die Krusten im Verlauf des Unfalls ab. Da die obere Kruste deutlich dünner als die untere ist [68], schmilzt sie schneller ab als diese. Wenn die obere Kruste zum Zeitpunkt  $t^*$  [s] vollständig abgeschmolzen ist, wird die Wärme aus der flüssigen Schmelze nicht mehr durch freie Konvektion an die obere Kruste abgeführt, sondern direkt von der Oberfläche der flüssigen Schmelze in den oberen Teil des Druckbehälters abgestrahlt. Die aus der Schmelze abgeführten Wärmemengen lassen sich ab diesem Zeitpunkt wie folgt bestimmen:

$$\dot{Q}_{uK}(t) = \alpha_{uK} \cdot A_{uK} \cdot (T_{C,f}(t) - T_S) \text{ (wie bisher),} \quad (5.6)$$

$$\dot{Q}_{oK}(t)^* = \dot{Q}_{S,C,f}(t) = A_{C,f} \cdot \epsilon_{C,f} \cdot \sigma \cdot [T_{C,f}(t)]^4 - \alpha_{C,f} \cdot \sum_j B_j(t) \cdot A_j \cdot f_{j \rightarrow C,f} \quad (5.7)$$

In Gleichung (5.7) symbolisieren  $\dot{Q}_{S,C,f}(t)$  [W] die von der Oberfläche der flüssigen Schmelze abgestrahlte Wärme,  $A$  [m<sup>2</sup>] die Oberflächen der flüssigen Schmelze und der mit ihr im Strahlungsaustausch stehenden Flächen,  $\epsilon$  [-] das Emissionsverhältnis,  $\sigma$  [5,67·10<sup>-8</sup> W/(m<sup>2</sup>·K<sup>4</sup>)] die Stefan-Boltzmann Konstante,  $\alpha$  [-] das Absorptionsverhältnis und  $f_{j \rightarrow C,f}$  [-] die Einstrahlzahlen von den Oberflächen  $j$  auf die Schmelze. Der Ausdruck  $B_j(t)$  [W/m<sup>2</sup>] stellt den auf die Fläche bezogenen, von den anderen Flächen  $A_j$  [m<sup>2</sup>] in den Halbraum abgestrahlten Energiestrom dar, der sich aus der emittierten und der reflektierten Strahlung der jeweiligen Fläche zusammen setzt (mit dem Reflektionsverhältnis  $\rho_S$  [-]) [48]:

$$B_j(t) = \epsilon_j \cdot \sigma \cdot [T_j(t)]^4 + \frac{1}{A_i} \cdot \rho_{S,j} \cdot \sum_k A_k \cdot B_k(t) \cdot f_{k \rightarrow j} \quad (5.8)$$

Aufgrund der Menge der zu ermittelnden Einstrahlzahlen zwischen Schmelzeoberfläche und den sich im oberen Teil des Reaktordruckbehälters befindlichen Flächen und aufgrund der dort vorliegenden unterschiedlichen Temperaturen ist

eine genaue Lösung der Strahlungsaustauschrechnung nur numerisch möglich. Durch die folgenden Annahmen kann jedoch eine Näherungsgleichung für das Problem angegeben werden:

- die sich im oberen Teil des Reaktordruckbehälters befindlichen Flächen werden als eine Fläche (Index  $W$  für Wand) angesehen,
- diese Fläche nimmt eine einheitliche Temperatur  $T_W$  [K] an und
- die Reflexion an den strahlenden Oberflächen wird vernachlässigt.

Damit ergibt sich die Näherungsgleichung für die von der Schmelze auf die Druckbehälteroberflächen abgestrahlte Wärme [95]:

$$\dot{Q}_{S,C,f}(t) = f_{C,f \rightarrow W} \cdot \varepsilon_{C,f} \cdot \varepsilon_W \cdot A_{C,f} \cdot \sigma \cdot [T_{C,f}(t)]^4 - f_{W \rightarrow C,f} \cdot \varepsilon_W \cdot \varepsilon_{C,f} \cdot A_W \cdot \sigma \cdot [T_W(t)]^4 \quad (5.9)$$

Mit der Reziprozitätsbeziehung ( $f_{C,f \rightarrow W} \cdot A_{C,f} = f_{W \rightarrow C,f} \cdot A_W$ ) kann die Gleichung weiter vereinfacht werden [12]:

$$\dot{Q}_{S,C,f}(t) = f_{C,f \rightarrow W} \cdot \varepsilon_{C,f} \cdot \varepsilon_W \cdot A_{C,f} \cdot \sigma \cdot ([T_{C,f}(t)]^4 - [T_W(t)]^4) \quad (5.10)$$

Durch die Annahme, dass die flüssige Schmelze ausschließlich an die Reaktordruckbehälteroberflächen abstrahlt ( $f_{C,f \rightarrow W} = 1$ ) ergibt sich die folgende einfache Beziehung zur Berechnung der von der Schmelze abgestrahlten Wärme:

$$\dot{Q}_{S,C,f}(t) = \varepsilon_{C,f} \cdot \varepsilon_W \cdot A_{C,f} \cdot \sigma \cdot ([T_{C,f}(t)]^4 - [T_W(t)]^4) \quad (5.11)$$

## 5.3 Phänomene in der Kruste

Innerhalb der erstarrten Kernschmelze (der Kruste) wird die Wärme durch Wärmeleitung übertragen. Die Wärmeleitung durch die **obere Kruste** (oK) kann mit Hilfe der Gleichung für die transiente, eindimensionale Wärmeleitung in einer ebenen Wand mit inneren Wärmequellen beschrieben werden [78]:

$$\rho_K \cdot c_{p,K} \cdot \frac{\partial T_{oK}(t)}{\partial t} = \lambda_K \cdot \frac{\partial^2 T_{oK}(t)}{\partial y^2} + \dot{q}'''_{NWL}(t) \quad (5.12)$$

Zusätzlich zu den bereits in Kap. 5.2 erläuterten Variablen werden in dieser Gleichung der Index  $K$  für die Kruste,  $\lambda_K$  [W/(m·K)] für die Wärmeleitfähigkeit und  $\partial^2 T_{oK} / \partial y^2$  für die zweite Ableitung der Temperatur nach dem Ort (Ortskoordinate  $y$  [m]) verwendet.

Die folgenden Anfangs- und Randbedingungen gelten für die obere Kruste:

- 1)  $t = 0$       alle  $y$        $T_{oK} = T_S$
- 2)  $t > 0$        $y = \delta_{oK}(t)$        $T_{oK} = T_S$
- 3)  $t > 0$        $y = 0$        $\dot{q}_S''(t) = \lambda_K \cdot \frac{\partial T_{oK}(t)}{\partial y}$

Die erste Bedingung gibt an, dass die komplette Kruste zu Beginn des Analysezeitraums die Schmelztemperatur der Kernschmelze annimmt. Im weiteren zeitlichen Verlauf ( $t > 0$ ) wird nur noch an der Grenzfläche ( $y = \delta_{oK}(t)$ ) zwischen Kruste und flüssiger Schmelze die Schmelztemperatur angenommen. An der Oberfläche der Kruste ( $y = 0$ ) wird die Wärme im Wesentlichen durch Strahlung abgeführt. Deshalb wird der Wärmestrom an der Oberfläche der Kruste in Randbedingung drei dem durch Strahlung abgeführten Wärmestrom  $\dot{q}_S''(t)$  [W/m<sup>2</sup>] (mit:  $\dot{q}_S''(t) = \dot{Q}_{S,oK}(t)/A_{oK}$ ) gleich gesetzt. Die Berechnung des abgestrahlten Wärmestroms erfolgt analog zu Kap. 5.2.

Für die transiente Lösung der Differentialgleichung (5.12) mit den angegebenen Anfangs- und Randbedingungen muss die aktuelle Dicke der Kruste  $\delta_{oK}(t)$  [m] bekannt sein. Die Dicke der Kruste ist aufgrund der Abschmelzvorgänge jedoch zeitlich veränderlich. Die aktuelle Schichtdicke wird in einer numerischen Berechnung für jeden Zeitschritt über eine Energiebilanz um die innere Krustenoberfläche bestimmt (zur Verdeutlichung siehe Abb. 5.3.)<sup>1</sup>:

$$\dot{m}_{K \rightarrow C,f}(t) \cdot (h_K - h_{C,f}) + \dot{q}_{oK}''(t) \cdot A_{oK} - \dot{q}_{\lambda,oK}''(t) \cdot A_{oK} = 0 \quad (5.13)$$

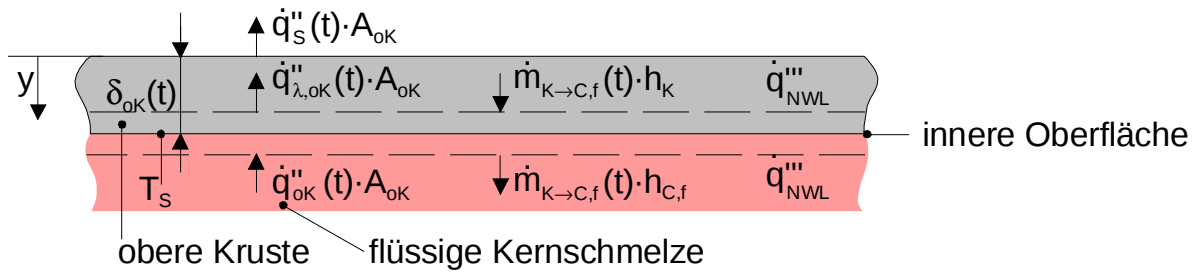
In dieser Gleichung symbolisiert  $\dot{m}_{K \rightarrow C,f}(t)$  [kg/s] die pro Zeiteinheit abgeschmolzene Krustenmasse,  $h_K - h_{C,f}$  [J/kg] die Differenz der Enthalpien der Kruste und der flüssigen Schmelze (Schmelzenthalpie  $r_K$  [J/kg],  $h_K - h_{C,f} = r_K$ ) und  $\dot{q}_{\lambda,oK}''(t)$  [W/m<sup>2</sup>] den Wärmestrom, der von der Krustenoberfläche in die Kruste hinein geleitet wird (Gleichung (5.15)). Die abgeschmolzene Krustenmasse ist das Produkt aus abgeschmolzenem Krustenvolumen und der Dichte der Kruste (Gleichung (5.14)). Das abgeschmolzene Krustenvolumen lässt sich durch die Multiplikation der Änderung der Dicke der Kruste  $\partial \delta_{oK}(t)/\partial t$  mit der Krustenoberfläche bestimmen. Damit ergibt sich die Gleichung (5.16), deren Lösung die Schichtdicke  $\delta_{oK}(t)$  liefert.

<sup>1</sup> In dieser Energiebilanz wird nicht berücksichtigt, dass in der abgeschmolzenen Masse der Kruste Nachwärme produziert wird, diese Annahme ist aufgrund der pro Zeitschritt sehr geringen abgeschmolzenen Masse zulässig. Außerdem wird davon ausgegangen, dass das Abschmelzen bei konstanter Krustenoberflächentemperatur stattfindet, es wird neben dem Schmelzvorgang keine weitere Änderung der inneren Energie der Kruste berücksichtigt.

$$\dot{m}_{K \rightarrow C, f}(t) = \rho_K \cdot A_{oK} \cdot \frac{\partial \delta_{oK}(t)}{\partial t} \quad (5.14)$$

$$\dot{q}''_{\lambda, oK}(t) = -\lambda_K \cdot \frac{\partial T_{oK}(t)}{\partial (-y)} = \lambda_K \cdot \frac{\partial T_{oK}(t)}{\partial y} \Big|_{y = \delta_{oK}} \quad (5.15)$$

$$\rho_K \cdot A_{oK} \cdot \frac{\partial \delta_{oK}(t)}{\partial t} \cdot r_K = -\alpha_{oK} \cdot A_{oK} \cdot (T_{C, f}(t) - T_S) + \lambda_K \cdot A_{oK} \cdot \frac{\partial T_{oK}(t)}{\partial y} \Big|_{y = \delta_{oK}} \quad (5.16)^1$$



**Abb. 5.3.** Energiebilanz um die innere Oberfläche der oberen Kruste

Die Bilanzierung der **unteren Kruste** (uK) erfolgt analog. Da die Dicke der Kruste im Vergleich zum Radius der Kalotte sehr gering ist, kann auch bei der unteren Kruste die Gleichung für die transiente, eindimensionale Wärmeleitung in einer ebenen Wand mit inneren Wärmequellen genutzt werden:

$$\rho_K \cdot c_{p, K} \cdot \frac{\partial T_{uK}(t)}{\partial t} = \lambda_K \cdot \frac{\partial^2 T_{uK}(t)}{\partial y^2} + \dot{q}'''_{NWL}(t) \quad (5.17)$$

Für die untere Kruste gelten die folgenden Anfangs- und Randbedingungen:

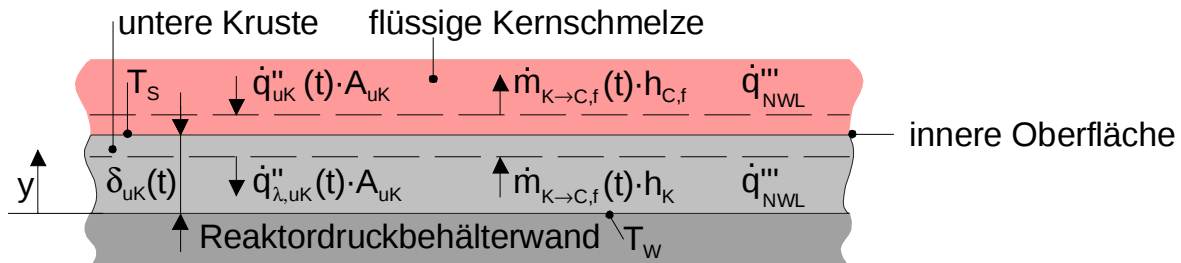
- 1)  $t = 0$       alle  $y$        $T_{uK} = T_S$
- 2)  $t > 0$        $y = \delta_{uK}(t)$        $T_{uK} = T_S$
- 3)  $t > 0$        $y = 0$        $T_{uK} = T_W$

Wie bei der oberen Kruste wird also angenommen, dass zu Beginn des Analysezeitraums die gesamte Kruste die Schmelztemperatur der Kernschmelze annimmt und dass im weiteren zeitlichen Verlauf an der Grenzfläche die Schmelztemperatur vorliegt. Die dritte Randbedingung unterscheidet sich von der an der oberen Kruste: an der Kontaktzone mit der Druckbehälterwand ( $y = 0$ ) weisen untere Kruste und Druckbehälterwand die gleiche Temperatur auf ( $T_{uK} = T_W$ ).

<sup>1</sup> Die Oberfläche  $A_{oK}$  der oberen Kruste kann herausgekürzt werden.

Die Schichtdicke der unteren Kruste wird ebenfalls über eine Energiebilanz um die innere Krustenoberfläche bestimmt (siehe Abb. 5.4.):

$$\dot{m}_{K \rightarrow C, f}(t) \cdot (h_K - h_{C, f}) + \dot{q}_{uK}''(t) \cdot A_{uK} - \dot{q}_{\lambda, uK}''(t) \cdot A_{uK} = 0 \quad (5.18)$$



**Abb. 5.4.** Energiebilanz um die innere Oberfläche der unteren Kruste

## 5.4 Phänomene in der Reaktordruckbehälterwand

Durch Wärmeleitung über die Kontaktfläche zwischen der Kruste und der Wand der Bodenkcalotte sowie durch Strahlung von der oberen Kruste bzw. von der flüssigen Schmelze selbst wird Wärme in die Reaktordruckbehälterwand eingetragen. Aufgrund verschiedener Randbedingungen und der Geometrie wird die Reaktordruckbehälterwand zur Berechnung von Wärmeflüssen und Temperaturverteilungen in verschiedene Bereiche aufgeteilt:

- Bodenkcalotte, Kontakt mit erstarrter Kruste,
- Bodenkcalotte, kein Kontakt mit erstarrter Kruste,
- zylindrischer Teil des Druckbehälters, kein Kontakt mit erstarrter Kruste,
- zylindrischer Teil des Druckbehälters, Kontakt mit erstarrter Kruste,
- obere Kalotte.

Die Berechnungen für die Bodenkcalotte und die obere Kalotte<sup>1</sup> erfolgen in Kugelkoordinaten, für den zylindrischen Teil des Druckbehälters werden Zylinderkoordinaten verwendet. Als allgemeine Randbedingung wird gefordert, dass die Temperaturen an den entsprechenden Bereichsübergängen übereinstimmen müssen.

<sup>1</sup> Die Kalotten sind 2,05 m hohe Kugelkappen einer Kugel mit dem Radius  $r_i = 2,55$  m (Abb. 5.1.).

### 5.4.1 Bodenkcalotte, Kontakt mit erstarrter Kruste

Gleichung (5.19) beschreibt den zweidimensionalen Wärmetransport in der Wand der Bodenkcalotte. Dabei kennzeichnet der Index  $W$  die Eigenschaften und Temperaturen der Reaktordruckbehälterwand und  $r$  [m] und  $\theta$  [rad] die Ortskoordinaten in radialer und tangentialer Richtung.

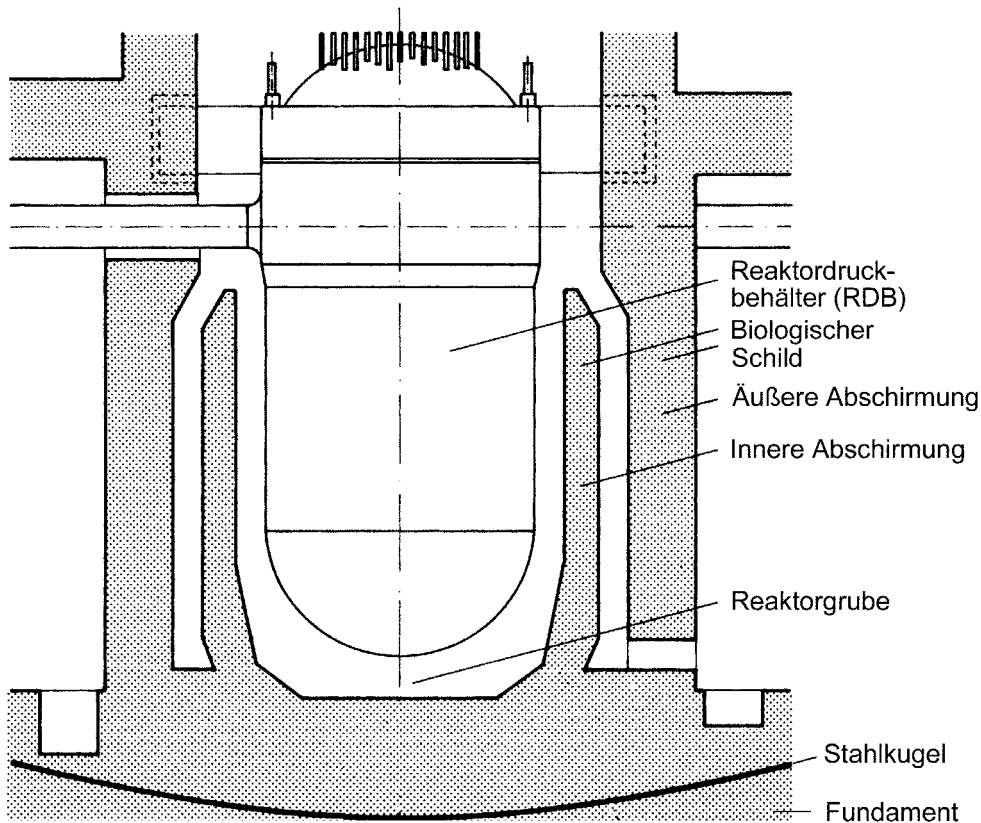
$$\rho_W \cdot c_{p,W} \cdot \frac{\partial T_W(t)}{\partial t} = \frac{\lambda_W}{r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \cdot \frac{\partial T_W(t)}{\partial r} \right) + \frac{\lambda_W}{r^2 \cdot \sin \theta} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \cdot \frac{\partial T_W(t)}{\partial \theta} \right) \quad (5.19)$$

Für den Teil der Bodenkcalotte, welche mit der erstarrten Schmelze im Kontakt steht, gelten die folgenden Anfangs- und Randbedingungen:

- 1)  $t = 0$  alle  $r, \theta$   $T_W(t) = T_{W,0}$
- 2)  $t > 0$   $r = r_i, \theta$   $T_W(t) = T_{uK}(t)|_{y=0}$   
 oder  $\lambda_W \cdot \frac{\partial T_W(t)}{\partial r} \Big|_{r=r_i} = -\lambda_K \cdot \frac{\partial T_{uK}(t)}{\partial y} \Big|_{y=0}$
- 3)  $t > 0$   $r = r_a, \theta$   $-\lambda_W \cdot \frac{\partial T_W(t)}{\partial r} \Big|_{r=r_a} = \frac{1}{\frac{1}{\epsilon_W} + \frac{1}{\epsilon_U} - 1} \cdot \sigma \cdot ([T_W(t)]^4 - T_U^4) = \dot{q}_{S,U}''$
- 4)  $t > 0$   $\theta = 0, r$   $\partial T / \partial \theta = 0$

Die Anfangsbedingung ( $t = 0$ ) weist der Bodenkcalotte eine einheitliche Temperatur  $T_{W,0}$  zu. Für alle späteren Zeitschritte muss an der Kontaktfläche zwischen Bodenkcalotte und Kruste die Wand- gleich der Krustentemperatur sein bzw. die jeweiligen Temperaturgradienten müssen gleich sein. An der Außenwand der Bodenkcalotte wird die Wärme durch Strahlung an die umgebenden Strukturen (Index  $U$ , siehe Abb. 5.5.) abgegeben. Deshalb muss der Wärmestrom an der Außenwand der Bodenkcalotte dem abgestrahlten Wärmestrom  $\dot{q}_{S,U}''$  [W/m<sup>2</sup>] entsprechen (Bedingung 3). Der von der Wand abgestrahlte Wärmestrom wird dabei über die Beziehung für den Strahlungsaustausch zwischen zwei unendlich ausgedehnten grauen Platten bestimmt [78]<sup>1</sup>. Es wird angenommen, dass die Umgebung während des Analysezeitraums eine einheitliche Temperatur  $T_U$  [K] beibehält. Die vierte Bedingung fordert, dass Wärmetransport in der Symmetrieebene ( $\theta = 0$ , alle  $r$ ) ausschließlich in radialer Richtung stattfindet.

<sup>1</sup> Diese Beziehung kann angewandt werden, da die Außenfläche der Kalotte groß ist und in den zylindrischen Teil des Behälters übergeht und da der Abstand zwischen Druckbehälteraußenwand und umgebendem Schild im Vergleich zum Durchmesser gering ist (siehe Abb. 5.5.).



**Abb. 5.5.** Reaktordruckbehälter und Umgebung [28]

### 5.4.2 Bodenkcalotte, kein Kontakt mit erstarrter Kruste

Gleichung (5.19) ist auch für die Berechnung des Wärmetransports in den Bereichen der Bodenkcalotte, die keinen Kontakt mit der erstarrten Schmelze haben, anwendbar. Die folgenden Anfangs- und Randbedingungen müssen berücksichtigt werden:

1)  $t = 0$  alle  $r, \theta$   $T_W(t) = T_{W,0}$

2)  $t > 0$   $r = r_i, \theta$   $-\lambda_W \cdot \frac{\partial T_W(t)}{\partial r} \Big|_{r=r_i} = \dot{q}_{S,C,f \rightarrow W}''(t)$  mit:

$$\dot{q}_{S,C,f \rightarrow W}''(t) = \epsilon_{C,f} \cdot \epsilon_W \cdot \frac{A_{C,f}}{A_{W,ges}} \cdot \sigma \cdot ([T_{C,f}(t)]^4 - [T_W(t)]^4)$$

3)  $t > 0$   $r = r_a, \theta$   $-\lambda_W \cdot \frac{\partial T_W(t)}{\partial r} \Big|_{r=r_a} = \frac{1}{\frac{1}{\epsilon_W} + \frac{1}{\epsilon_U} - 1} \cdot \sigma \cdot ([T_W(t)]^4 - T_U^4) = \dot{q}_{S,U}''$

Die Anfangsbedingung und die Randbedingungen an der Außenwand stimmen mit den Randbedingungen des Bereiches der Bodenklotte mit Kontakt zur Kruste überein. Der Wärmeeintrag erfolgt in diesem Bereich der Bodenklotte jedoch nicht durch Wärmeleitung an der Kontaktstelle sondern durch Strahlung von der oberen Kruste bzw. im weiteren Unfallverlauf direkt von der flüssigen Schmelze. In Randbedingung 2) wird für den auf die Wand auftreffenden Strahlungswärmestrom eine stark vereinfachte Beziehung angegeben. Dabei wird davon ausgegangen, dass sich die von der oberen Kruste abgestrahlte Wärme gleichmäßig auf die nicht von Kruste bedeckte Reaktordruckbehälterwand (Fläche  $A_{W,ges}$  [m<sup>2</sup>]) verteilt. Bei einer genaueren numerischen Berechnung werden die Einstrahlzahlen für alle Flächen ermittelt und damit wird der auf die Wand auftreffende Strahlungswärmestrom genau berechnet.

### 5.4.3 Zylindrischer Teil des Druckbehälters, kein Kontakt mit erstarrter Kruste

Gleichung (5.20) beschreibt den zweidimensionalen Wärmetransport im zylindrischen Teil des Reaktordruckbehälters in Zylinderkoordinaten. Die Variablen  $r$  [m] und  $z$  [m] stellen die Ortskoordinaten in radialer und axialer Richtung dar.

$$\rho_W \cdot c_{p,W} \cdot \frac{\partial T_W(t)}{\partial t} = \frac{\lambda_W}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left( r \cdot \frac{\partial T_W(t)}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T_W(t)}{\partial z^2} \quad (5.20)$$

Die Anfangs- und Randbedingungen entsprechen denen für den Teil der Bodenklotte, der nicht im Kontakt mit der Kruste steht<sup>1</sup>:

$$1) \quad t = 0 \quad \text{alle } r, z \quad T_W(t) = T_{W,0}$$

$$2) \quad t > 0 \quad r = r_i, z \quad -\lambda_W \cdot \frac{\partial T_W(t)}{\partial r} \bigg|_{r=r_i} = \dot{q}_{S,C,f \rightarrow W}''(t) \quad \text{mit:}$$

$$\dot{q}_{S,C,f \rightarrow W}''(t) = \epsilon_{C,f} \cdot \epsilon_W \cdot \frac{A_{C,f}}{A_{W,ges}} \cdot \sigma \cdot ([T_{C,f}(t)]^4 - [T_W(t)]^4)$$

$$3) \quad t > 0 \quad r = r_a, z \quad -\lambda_W \cdot \frac{\partial T_W(t)}{\partial r} \bigg|_{r=r_a} = \frac{1}{\frac{1}{\epsilon_W} + \frac{1}{\epsilon_U} - 1} \cdot \sigma \cdot ([T_W(t)]^4 - T_U^4) = \dot{q}_{S,U}''$$

<sup>1</sup> Die Randbedingungen gelten hier für die Zylinderkoordinaten.

#### 5.4.4 Zylindrischer Teil des Druckbehälters, Kontakt mit erstarrter Kruste

Aufgrund der Unsicherheiten bei der Analyse des Unfallablaufs ist eine genaue Vorhersage des Volumens der in der Bodenkalotte angesammelten Kernschmelze nicht möglich. Es ist denkbar, dass das Volumen der Kernschmelze das Volumen der Bodenkalotte überschreitet und somit Kernschmelze im zylindrischen Teil des Druckbehälters ansteht. In diesem Fall ist ein Teil der zylindrischen Druckbehälterwand im Kontakt mit erstarrter Kruste. Auch für diesen Fall kann die in Kap. 5.4.4 genutzte Wärmeleitungsgleichung angewandt werden:

$$\rho_W \cdot c_{p,W} \cdot \frac{\partial T_W(t)}{\partial t} = \frac{\lambda_W}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left( r \cdot \frac{\partial T_W(t)}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T_W(t)}{\partial z^2} \quad (5.21)$$

Die Anfangsbedingung und die Randbedingungen an der Außenwand stimmen mit den Randbedingungen des zylindrischen Druckbehälterbereiches ohne Kontakt zur Kruste überein. Der Wärmeeintrag erfolgt jedoch nicht durch Wärmestrahlung sondern wie in Kap. 5.4.1 durch Wärmeleitung an der Kontaktstelle zwischen erstarrter Kruste und Druckbehälterwand (Randbedingung 2):

$$1) \quad t = 0 \quad \text{alle } r, z \quad T_W(t) = T_{W,0}$$

$$2) \quad t > 0 \quad r = r_i, z \quad T_W(t) = T_{uK}(t)|_{y=0}$$

$$\text{oder} \quad \lambda_W \cdot \frac{\partial T_W(t)}{\partial r} \Big|_{r=r_i} = -\lambda_K \cdot \frac{\partial T_{uK}(t)}{\partial y} \Big|_{y=0}$$

$$3) \quad t > 0 \quad r = r_a, z \quad -\lambda_W \cdot \frac{\partial T_W(t)}{\partial r} \Big|_{r=r_a} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_W} + \frac{1}{\varepsilon_U} - 1} \cdot \sigma \cdot ([T_W(t)]^4 - T_U^4) = \dot{q}_{S,U}''$$

#### 5.4.5 Obere Kalotte

Für die Berechnung von Wärmeflüssen und Temperaturverteilungen in der oberen Kalotte gilt ebenfalls die Gleichung für den zweidimensionalen Wärmetransport in Kugelkoordinaten:

$$\rho_W \cdot c_{p,W} \cdot \frac{\partial T_W(t)}{\partial t} = \frac{\lambda_W}{r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \cdot \frac{\partial T_W(t)}{\partial r} \right) + \frac{\lambda_W}{r^2 \cdot \sin \theta} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \cdot \frac{\partial T_W(t)}{\partial \theta} \right) \quad (5.22)$$

Die Anfangs- und Randbedingungen entsprechen denen des Bereichs der Bodenkälte, die keinen Kontakt zur erstarrten Schmelze aufweist (Kap. 5.4.2):

$$1) \quad t = 0 \quad \text{alle } r, \theta \quad T_W(t) = T_{W,0}$$

$$2) \quad t > 0 \quad r = r_i, \theta \quad -\lambda_W \cdot \frac{\partial T_W(t)}{\partial r} \Big|_{r=r_i} = \dot{q}_{S,C,f \rightarrow W}''(t) \quad \text{mit:}$$

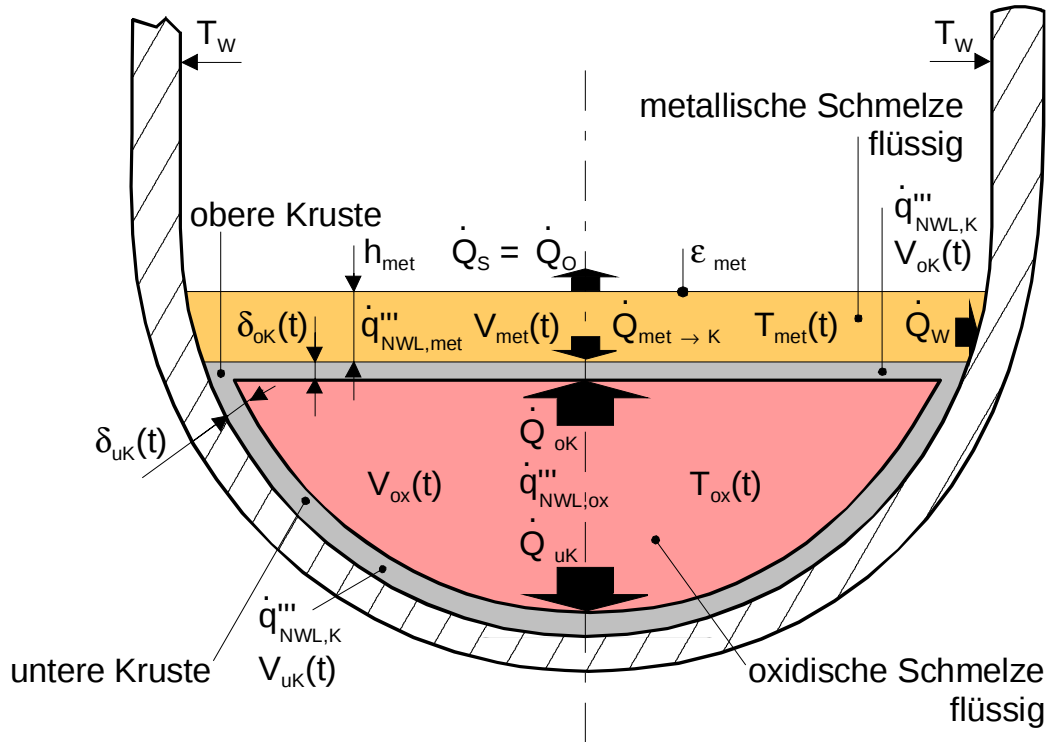
$$\dot{q}_{S,C,f \rightarrow W}''(t) = \varepsilon_{C,f} \cdot \varepsilon_W \cdot \frac{A_{C,f}}{A_{W,ges}} \cdot \sigma \cdot ([T_{C,f}(t)]^4 - [T_W(t)]^4)$$

$$3) \quad t > 0 \quad r = r_a, \theta \quad -\lambda_W \cdot \frac{\partial T_W(t)}{\partial r} \Big|_{r=r_a} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_W} + \frac{1}{\varepsilon_U} - 1} \cdot \sigma \cdot ([T_W(t)]^4 - T_U^4) = \dot{q}_{S,U}''$$

## 5.5 Vorgänge bei „separierter“ Kernschmelze

In den vorangegangenen Kapiteln wurden die Gleichungen zur Beschreibung des Verhaltens einer homogen vermischten Kernschmelze erläutert. Je nach Stahlgehalt und Oxidationsgrad bilden sich jedoch zwei nicht mischbare Schmelzen - eine mit oxidischem (Index *ox*) und eine mit metallischem (Index *met*) Charakter (siehe Kap. 6.2.2). Die Entmischung ist auf die Dichteunterschiede der einzelnen in der Schmelze vorliegenden Verbindungen zurückzuführen. Die schwerere Oxidschmelze setzt sich dabei im unteren Teil der Bodenkälte ab und die Metallschmelze sammelt sich darüber. Einige Szenarien [91, 79] gehen davon aus, dass sich zwischen der metallischen und der oxidischen Schmelze eine oxidische Kruste ausbildet, die die beiden Phasen voneinander trennt (siehe Abb. 5.6.).

In der Kruste sowie in den beiden flüssigen Phasen entsteht Nachwärme durch den radioaktiven Zerfall der Spaltprodukte (Kap. 6.1). Da die Spaltprodukte während des Unfalls chemische Reaktionen eingehen, liegen sie entsprechend ihres Oxidationsverhaltens entweder in der metallischen oder in der oxidischen Schmelze vor. Deshalb ergeben sich unterschiedliche Nachwärmeleistungsdichten  $\dot{q}_{NWL}'''$  [W/m<sup>3</sup>] in oxidischer und metallischer Schmelze (Kap. 12.1.1).



**Abb. 5.6.** Bodenkalotte mit metallischer und oxidischer Kernschmelze - Wärmetechnische Größen und Randbedingungen

In beiden flüssigen Phasen liegt aufgrund der inneren Wärmequellen eine freie Konvektionsströmung vor, die zur Wärmeübertragung an die zwischen beiden Phasen liegende oxidische Schmelze und an die Reaktordruckbehälterwand führt. Die in den vorangegangenen Kapiteln beschriebenen Gleichungen und Randbedingungen zur wärmetechnischen Beschreibung des Verhaltens des oxidischen Schmelzepools und der unteren Kruste können für den Fall der separierten Kernschmelze unverändert angewendet werden. Bei der Beschreibung des Verhaltens der oberen Kruste ändert sich die 3. Randbedingung, da die Wärme nicht mehr von der Krustenoberfläche an die Druckbehälterwand abgestrahlt sondern in die metallische Schmelze übertragen wird:

$$t > 0 \quad y = 0 \quad -\lambda_{K,ox} \cdot \frac{\partial T_{oK}(t)}{\partial y} = \alpha_{met,u} \cdot (T_{met}(t) - T_{oK}(t))$$

Für den metallischen Schmelzepool gilt die folgende Energiebilanz:

$$\rho_{met} \cdot c_{p,met} \cdot V_{met}(t) \cdot \frac{\partial T_{met}(t)}{\partial t} = \dot{Q}_{NWL,met}(t) - \dot{Q}_{met \rightarrow K}(t) - \dot{Q}_o(t) - \dot{Q}_W(t) \quad (5.23)$$

Die Änderung der inneren Energie des metallischen Schmelzepools entspricht der im metallischen Schmelzepool erzeugten Wärme  $\dot{Q}_{NWL, met}(t)$  [W] vermindert um die abgegebenen Wärmeströme  $\dot{Q}_{met \rightarrow K}(t)$ ,  $\dot{Q}_o(t)$  und  $\dot{Q}_W(t)$  [W]. Der nach unten an die oxidische Kruste abgeführte Wärmestrom  $\dot{Q}_{met \rightarrow K}(t)$  berechnet sich über den Wärmeübergangskoeffizienten nach unten  $\alpha_{met, u}$  [W/(m<sup>2</sup>·K)]<sup>1</sup> und die Temperaturdifferenz zwischen oxidischer Kruste und metallischer Schmelze<sup>2</sup>:

$$\dot{Q}_u(t) = \alpha_{met, u} \cdot A_{met, u} \cdot (T_{met}(t) - T_{oK}(t)) \quad (5.24)$$

An der Oberfläche des metallischen Pools wird die Wärme durch Strahlung abgegeben. Sie kann analog zu Kap. 5.2 bestimmt werden:

$$\dot{Q}_o(t) = \dot{Q}_S(t) = \varepsilon_{met} \cdot \varepsilon_W \cdot A_{met} \cdot \sigma \cdot ([T_{met}(t)]^4 - [T_W(t)]^4) \quad (5.25)$$

An der von der metallischen Schmelze benetzten Reaktordruckbehälterwand wird von der Schmelze der Wärmestrom  $\dot{Q}_W(t)$  durch Konvektion (Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha_{met, W}$  [W/(m<sup>2</sup>·K)]) an die Wand übertragen:

$$\dot{Q}_W(t) = \alpha_{met, W} \cdot A_{met, W} \cdot (T_{met}(t) - T_W(t)) \quad (5.26)$$

Durch den zusätzlichen metallischen Layer müssen bei der Betrachtung des Wärmetransports in der Druckbehälterwand zwei weitere Fälle berücksichtigt werden:

- Bodenklotte, Kontakt mit metallischer Schmelze und
- zylindrischer Teil des Druckbehälters, Kontakt mit metallischer Schmelze.

### 5.5.1 Bodenklotte, Kontakt mit metallischer Schmelze

Der Wärmetransport in den Bereichen der Bodenklotte, die in Kontakt mit der metallischen Schmelze sind, kann analog zu Kap. 5.4.1 beschrieben werden.

$$\rho_W \cdot c_{p, W} \cdot \frac{\partial T_W(t)}{\partial t} = \frac{\lambda_W}{r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \cdot \frac{\partial T_W(t)}{\partial r} \right) + \frac{\lambda_W}{r^2 \cdot \sin \theta} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \cdot \frac{\partial T_W(t)}{\partial \theta} \right) \quad (5.27)$$

Die Anfangs- und Randbedingungen sind, bis auf Randbedingung 2), mit denen aus Kap. 5.4.1 identisch. Randbedingung 2) beschreibt hier den durch freie Konvektion verursachten Wärmeeintrag von der metallischen Schmelze in die Bodenklotte. Die folgenden Anfangs- und Randbedingungen gelten:

<sup>1</sup> Die benötigten Wärmeübergangskoeffizienten können experimentell ermittelt werden (Kap. 12.2)

<sup>2</sup> Hier wird, wie in Kap. 5.2, vorausgesetzt, dass die metallische Schmelze gut durchmischt ist und dass sie eine einheitliche Temperatur  $T_{met}(t)$  annimmt.

- 1)  $t = 0$  alle  $r, \theta$   $T_W(t) = T_{W,0}$
- 2)  $t > 0$   $r = r_i, \theta$   $-\lambda_W \cdot \frac{\partial T_W(t)}{\partial r} \Big|_{r=r_i} = \alpha_{met, W} \cdot (T_{met}(t) - T_W(t))$
- 3)  $t > 0$   $r = r_a, \theta$   $-\lambda_W \cdot \frac{\partial T_W(t)}{\partial r} \Big|_{r=r_a} = \frac{1}{\frac{1}{\epsilon_W} + \frac{1}{\epsilon_U} - 1} \cdot \sigma \cdot ([T_W(t)]^4 - T_U^4) = \dot{q}_{S,U}''$
- 4)  $t > 0$   $\theta = 0, r$   $\partial T / \partial \theta = 0$

### 5.5.2 Zylindrischer Teil des Druckbehälters Kontakt mit metallischer Schmelze

Falls ein großes Schmelzevolumen in der Bodenkalotte vorliegt, kann auch der zylindrische Teil des Druckbehälters mit metallischer Schmelze benetzt sein. Wie in Kap. 5.4.4 beschreibt die folgende Gleichung den Wärmetransport:

$$\rho_W \cdot c_{p, W} \cdot \frac{\partial T_W(t)}{\partial t} = \frac{\lambda_W}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left( r \cdot \frac{\partial T_W(t)}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T_W(t)}{\partial z^2} \quad (5.28)$$

Der Wärmeeintrag aus der metallischen Schmelze in die Druckbehälterwand erfolgt auch im zylindrischen Teil des Druckbehälters durch freie Konvektion (Randbedingung 2). Die restlichen Bedingungen entsprechen denen in Kap. 5.4.4. Die folgenden Anfangs- und Randbedingungen gelten:

- 1)  $t = 0$  alle  $r, z$   $T_W(t) = T_{W,0}$
- 2)  $t > 0$   $r = r_i, z$   $-\lambda_W \cdot \frac{\partial T_W(t)}{\partial r} \Big|_{r=r_i} = \alpha_{met, W} \cdot (T_{met}(t) - T_W(t))$
- 3)  $t > 0$   $r = r_a, z$   $-\lambda_W \cdot \frac{\partial T_W(t)}{\partial r} \Big|_{r=r_a} = \frac{1}{\frac{1}{\epsilon_W} + \frac{1}{\epsilon_U} - 1} \cdot \sigma \cdot ([T_W(t)]^4 - T_U^4) = \dot{q}_{S,U}''$

## 5.6 Weiteres Vorgehen zur Berechnung

Die in der Bodenkalotte ablaufenden physikalischen Phänomene lassen sich durch die dargestellten Gleichungen beschreiben. Da diese untereinander gekoppelt und sehr komplex sind, ist eine geschlossene analytische Lösung nicht möglich. Deshalb wird das Problem mit Hilfe des Finite-Element-Programms ANSYS numerisch modelliert und gelöst. In Kapitel 7 sind die Grundlagen der Berechnung sowie die Ergebnisse der Berechnung des Referenzfalls mit ANSYS dargestellt. Für die Berechnung des Referenzfalles werden in Kapitel 6 alle benötigten Randbedingungen, Stoffwerte und sonstigen Einflußparameter definiert.

Im Rahmen dieser Arbeit wird auf die Modellierung der separierten Kernschmelze verzichtet. Außerdem können nicht alle in diesem Kapitel beschriebenen Vorgänge in ANSYS genau nachempfunden werden; so kann z.B. der Wärmeübergang zwischen flüssiger Schmelze und erstarrter Kruste in ANSYS nicht mit Hilfe von Wärmeübergangskoeffizienten beschrieben werden (siehe Kap. 7.2.2.3). Statt dessen wird die Schmelze als strömendes Fluid modelliert, das über eine Grenzschicht Wärme an die Kruste abgibt.



# 6 Untersuchung wesentlicher Einflussparameter

Die Beschreibung des Unfallablaufs (Kap. 4) zeigt, dass der Ablauf des Kernschmelzens äußerst komplex und schwer vorhersagbar ist. Deshalb können die zur Analyse der Vorgänge benötigten Anfangs- und Randbedingungen sowie die Stoffwerte je nach Unfallhergang in einem bestimmten Wertebereich variieren. Für die Analyse sind dabei neben der Reaktordruckbehältergeometrie die folgenden Einflussparameter von wesentlicher Bedeutung<sup>1</sup>

- die Nachwärmeleistung,
- die Zusammensetzung und damit die Stoffwerte der Kernschmelze,
- die Dicke der sich ausbildenden Corium-Kruste in der Bodenkalotte und
- die Eigenschaften des Reaktordruckbehälterstahls.

Für diese Parameter werden in diesem Kapitel Referenzwerte für die Berechnung des **Referenzfalls** (siehe Kap. 7) definiert. Neben den Referenzwerten werden mögliche Wertebereiche mit unteren und oberen Grenzwerten angegeben, die die Einflussparameter annehmen können. Mit diesen Grenzwerten werden Variationsrechnungen durchgeführt, deren Ergebnisse in Kap. 8 dargestellt sind.

## 6.1 Nachwärmeleistung im Schmelzepool

Im Schmelzepool wird ein Großteil der Nachwärmeleistung freigesetzt. Der Rest wird von leicht flüchtigen (gasförmigen), radioaktiven Spaltprodukten erzeugt. Um die Höhe der im Schmelzepool erzeugten Nachwärmeleistung zu berechnen, wird von der insgesamt erzeugten Nachwärmeleistung (Kap. 6.1.1) der Anteil der durch die leicht flüchtigen Spaltprodukte erzeugten Nachwärmeleistung (Kap. 6.1.2) abgezogen. Aus Nachwärmeleistung im Schmelzepool und Schmelzepoolvolumen wird die volumetrische Wärmeproduktion [ $\text{W}/\text{m}^3$ ] ermittelt, die in den ANSYS-Berechnungen verwendet wird.

---

<sup>1</sup> Die in Kap. 5 eingeführten Wärmeübergangskoeffizienten können mit diesen Parametern mit Hilfe experimentell ermittelter Gesetzmäßigkeiten berechnet werden. Da die Wärmeübergangskoeffizienten für die Berechnungen mit ANSYS nicht eingesetzt werden können, wird in diesem Kapitel auf eine Erläuterung dieser Gesetze verzichtet. Sie sind jedoch im Anhang (Kap. 12.2) aufgeführt.

### 6.1.1 Berechnung der gesamten Nachwärmeleistung

Die Nachwärmeleistung wird nach dem Abschalten des Reaktors durch radioaktiven Zerfall der Spalt- und Aktivierungsprodukte erzeugt. Dabei liefert der Zerfall der Spaltprodukte zu Beginn den größten Beitrag zur erzeugten Nachwärmeleistung (siehe Anhang, Kap. 12.1.2, Abb. 12.1. und Abb. 12.2.). In den Berechnungen der Deutschen Risikostudie wurde die Nachwärmeleistung nach ANS-Standard mit einem 20 prozentigen Sicherheitsaufschlag<sup>1</sup> berechnet [16, 64]:

$$\frac{P_{NWL}}{P_0} = 1,2 \cdot (0,0766 \cdot t^{-0,181}) \quad 10 < t < 150 \text{ s} \quad (6.1)$$

$$\frac{P_{NWL}}{P_0} = 1,2 \cdot (0,13 \cdot t^{-0,283}) \quad 150 < t < 4 \cdot 10^6 \text{ s} \quad (6.2)$$

Dabei stellt  $P_{NWL}$  [MW] die Nachwärmeleistung,  $P_0$  [MW] die thermische Leistung im Reaktorbetrieb und  $t$  [s] die Zeit nach Abschalten der Kettenreaktion dar. Neben dieser Berechnungsformel gibt es noch einige andere Formeln, mit denen die Nachwärme berechnet werden kann. Eine häufig benutzte Beziehung ist die nach Way-Wigner:

$$\frac{P_{NWL}}{P_0} = 6,22 \cdot 10^{-2} \cdot [t^{-0,2} - (t_0 + t)^{-0,2}] \quad (6.3)$$

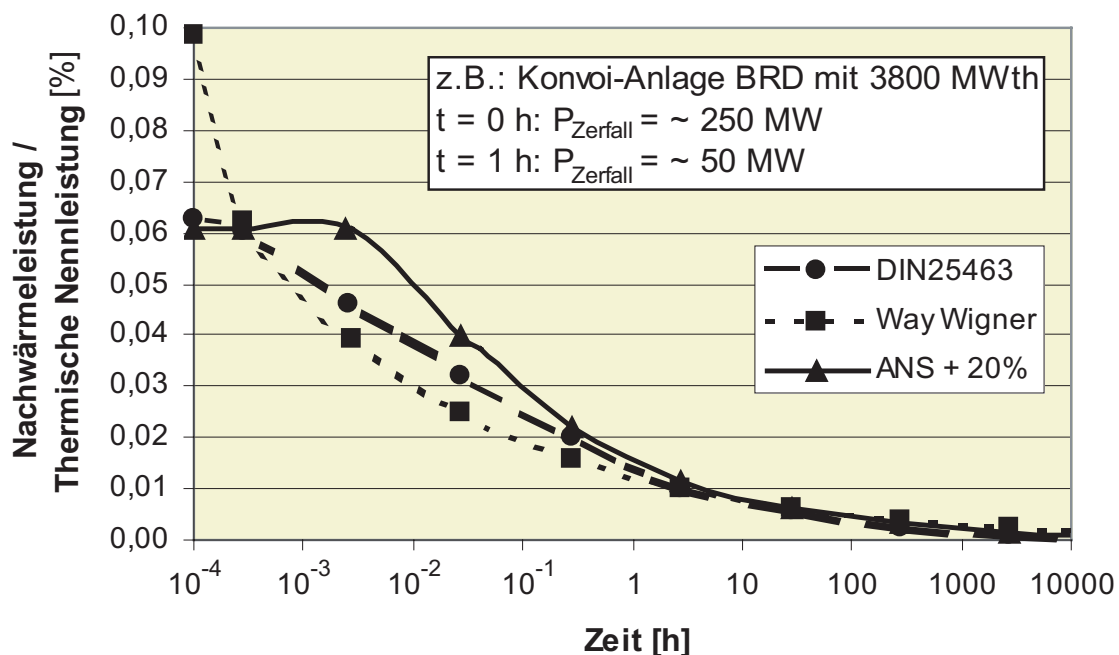
In dieser Gleichung symbolisiert  $t_0$  [s] die Betriebszeit des Reaktors vor dem Abschalten. Wenn diese als unendlich groß angenommen wird, ergibt sich die folgende Näherung, in der die Nachwärmeleistung konservativ abgeschätzt wird:

$$\frac{P_{NWL}}{P_0} = 6,22 \cdot 10^{-2} \cdot t^{-0,2} \quad (6.4)$$

Berechnungen der Nachwärmeleistung nach ANS-Standard und nach Way-Wigner sind in Abb. 6.1. zusammen mit der nach DIN 25 463 berechneten Nachwärmeleistung dargestellt. In der Berechnungsvorschrift nach o.g. DIN werden die Beiträge einzelner Spaltprodukte und Aktiniden zeitabhängig zur Nachwärmeleistung aufsummiert [66]. Diese Berechnungsvorschrift liefert die genauesten Werte für die Höhe der Nachzerfallsleistung. Im Vergleich zu dieser Berechnung überschätzt die Berechnung nach ANS-Standard mit Sicherheitsfaktor die Nachwärmeleistung bei geringen Abklingzeiten und ist damit konservativ. Die Formel

<sup>1</sup> Dieser Sicherheitsaufschlag wird berücksichtigt, da die Berechnung der Nachwärmeleistung nach ANS-Standard mit einer Fehlerbandbreite von minus 10 bis plus 20 % behaftet ist und da bei Störfallanalysen pessimistische (konservative) Annahmen getroffen werden müssen.

nach Way-Wigner hingegen unterschätzt bei geringen Abklingzeiten die Nachwärmeleistung<sup>1</sup>. Deshalb wird in dieser Arbeit die Berechnung der Nachwärmeleistung nach ANS-Standard mit Sicherheitsfaktor vorgenommen.



**Abb. 6.1.** Berechnung der Nachwärmeleistung - verschiedene Ansätze

Die Analyse der relevanten Unfallphasen in der Deutschen Risikostudie ergab, dass sich die Schmelze 80 Minuten nach Unfallbeginn ungekühlt in der Bodenkalotte befindet (siehe Kap. 4.2.2). Deshalb wird, entsprechend Abb. 6.1., als Randbedingung für die Berechnungen in Kapitel 7 zu Beginn eine Nachwärmeleistung in Höhe von etwa 1,1 % der thermischen Reaktorleistung von 3.800 MW angenommen (dies entspricht ca. 42 MW), die im weiteren Verlauf des Unfalls abnimmt.

<sup>1</sup> In der DIN 25 463 sind noch weitere Verfahren zur Berechnung der Nachwärmeleistung aufgeführt und bewertet.

### 6.1.2 Spaltproduktfreisetzung

Im Verlauf des betrachteten Kernschmelzszenarios versagen die Brennstabhüllrohre bei Temperaturen zwischen 800 und 1.100 °C. Die sich im Ringspalt zwischen Brennstoffpellets und Hüllrohr befindlichen gasförmigen Spaltprodukte werden dadurch schlagartig zunächst in den Reaktordruckbehälter und teilweise von dort ins Containment freigesetzt. Bei steigenden Temperaturen entweichen dann auch Spaltprodukte, die vorher im Kristallgitter des Brennstoffs gebunden waren. Da die Spaltprodukte durch ihren Zerfall einen wesentlichen Anteil zur gesamten Nachwärmeleistung beitragen, wird durch ihre Freisetzung in den Reaktordruckbehälter und das Containment die in der Kernschmelze freigesetzte Leistung vermindert. In Tab. 6.1. ist der Verbleib der Spaltprodukte nach dem Aufschmelzen des Brennstoffs dargestellt.

Zusätzlich ist in Tab. 6.1. die Höhe der Zerfallsleistung wesentlicher Spaltprodukte<sup>1</sup> für den für die Analyse der Belastungen der Bodenkaltotte zunächst relevanten Zeitraum zwischen 1.000 und 10.000 s dargestellt. Aufgrund der unterschiedlichen Halbwertszeiten der einzelnen Spaltprodukte liefert jedes einzelne Spaltprodukt zu verschiedenen Zeiten unterschiedliche Beiträge zur Nachwärmeleistung. In den für die Berechnung relevanten, ersten Stunden nach dem Unfallbeginn tragen alleine die gasförmigen und damit leichtflüchtigen Spaltprodukte Br, J, Kr und Xe zwischen 20 und 30% zur Nachwärmeleistung bei [16].

Die in Tab. 6.1. aufgeführten Daten ermöglichen es abzuschätzen, wie hoch die in der Schmelze freigesetzte Nachwärmeleistung ist. Mit Hilfe dieser Daten wurde von Braun und Hassmann [16] Abb. 6.2. entwickelt, in der die Höhe der Nachwärmeleistung nach ANS-Standard mit 20 prozentigem Sicherheitsaufschlag sowie die Aufteilung dieser Nachwärmeleistung nach dem Ort ihrer Freisetzung - Schmelze, Reaktordruckbehälter oder Containment - dargestellt ist. Die Nachwärmeleistung, die in der Schmelze freigesetzt wird, beträgt über den gesamten dargestellten Zeitraum etwa 70 % der gesamten Nachwärmeleistung. Im Reaktordruckbehälter werden etwa 10 % und im Containment etwa 20 % erzeugt [16] (vgl. [33], [2]).

---

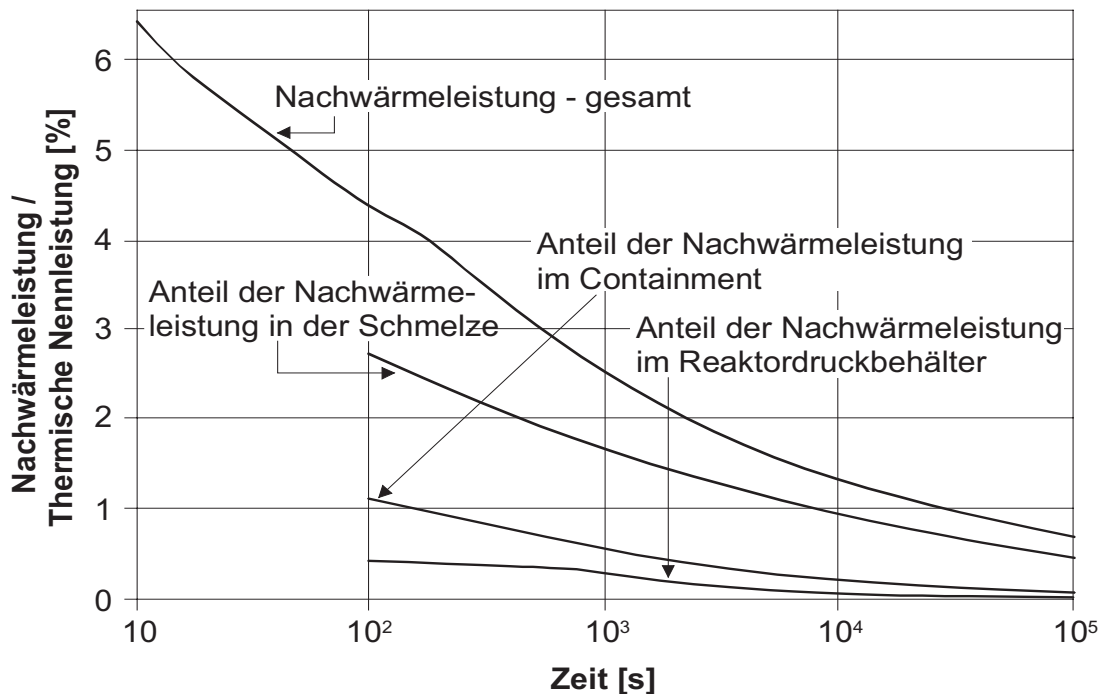
<sup>1</sup> Die Zerfallsleistung der Spaltprodukte wurde mit dem Rechencode ORIGEN bestimmt, der aus den Aktivierungs- und Zerfallswegen der Nuklide des Kerninventars die zeitabhängige Nachwärmeleistung bestimmt. Die von ORIGEN errechnete Nachwärmeleistung stimmt gut mit der nach DIN 25463 berechneten Nachwärmeleistung überein.

**Tab. 6.1.** Verbleib der Spaltprodukte nach Aufschmelzen des Brennstoffs und Zerfallsleistung<sup>a</sup> der Spaltprodukte [74], [16]

| Element           | Verbleib der Spaltprodukte [%] |         |             | Beitrag zur NWL <sup>b</sup> [%]<br>nach |                   |
|-------------------|--------------------------------|---------|-------------|------------------------------------------|-------------------|
|                   | Schmelze                       | RDB     | Containment | 10 <sup>3</sup> s                        | 10 <sup>4</sup> s |
| Kr, Xe            | 0 - 20                         | 0       | 80 - 100    | 4,2                                      | 5,3               |
| Br, J             | 0 - 20                         | 20      | 60 - 80     | 15,9                                     | 23,2              |
| Cs, Rb, Cd        | 20 - 40                        | 20 - 30 | 30 - 60     | 9,4                                      | 2,5               |
| Te, Sb            | 70 - 90                        | 5 - 15  | 5 - 15      | 8,7                                      | 4,2               |
| In, As, Sn        | > 95                           | < 4     | < 1         | 0,7                                      | 0,8               |
| Tc, Rn, Rh,<br>Pd | 85 - 95                        | 3 - 10  | 2 - 5       | 12,3                                     | 7,5               |
| Ba                | 85 - 95                        | 3 - 10  | 2 - 5       | 4,4                                      | 2,6               |
| Sr                | 85 - 95                        | 3 - 10  | 2 - 5       | 3,6                                      | 4,3               |
| La                | > 95                           | < 4     | < 1         | 11,3                                     | 14,4              |
| Y                 | > 95                           | < 4     | < 1         | 7,2                                      | 7,3               |
| Pr                | > 95                           | < 4     | < 1         | 3,8                                      | 2,9               |
| Zr                | > 95                           | < 4     | < 1         | 3,0                                      | 6,0               |
| Ce, Pm,<br>Nd, Sm | > 95                           | < 4     | < 1         | 2,7                                      | 4,4               |
| Aktiniden         | > 95                           | < 4     | < 1         | 5,0                                      | 5,0               |
| Mo                | 85 - 95                        | 3 - 10  | 2 - 5       | 2,9                                      | 2,2               |
| Nb                | > 95                           | < 4     | < 1         | 4,2                                      | 7,2               |
| Rest              | > 95                           | < 4     | < 1         | 0,6                                      | 0,2               |
| Summe             |                                |         |             | 100                                      | 100               |

<sup>a</sup> Die Werte gelten für einen Reaktor kurz vor dem Brennelementwechsel - dann liegt in dem Reaktor das maximale Spaltproduktinventar vor. In je einem Drittel des Kerns sind Brennstoffabbrände von 10, 20 und 30 MWd/t erreicht.

<sup>b</sup> Nachwärmeleistung



**Abb. 6.2.** Freigesetzte Nachwärmeleistung in Schmelze, Reaktordruckbehälter und Containment [16]

In dieser Untersuchung wird zunächst davon ausgegangen, dass 70 % der Nachwärmeleistung in der Schmelze freigesetzt werden (Rest: 10% der Nachwärmeleistung im Reaktordruckbehälter, 20% im Containment). Für die Berechnung der Belastungen der Bodenkalotte wird also zu Beginn des Referenzfalles angenommen, dass ca. 42 MW freigesetzt werden. Davon werden insgesamt ca. 29 MW in der Schmelze freigesetzt. Von den restlichen 13 MW werden durch entwichene Spaltprodukte ca. 4 MW im Reaktordruckbehälter und ca. 9 MW im Containment freigesetzt.

Aufgrund der Unsicherheiten bei der Analyse des Unfallablaufs (siehe Kap. 4.2.2) werden die Berechnungen auch mit pessimistischeren Annahmen bis zu einer anfänglichen Nachwärmeleistung in der Schmelze von 38 MW durchgeführt. Zusätzlich wird analysiert, wie die Bodenkalotte bei geringerer Nachwärmeleistung<sup>1</sup> (bis 14 MW) belastet wird.

<sup>1</sup> Geringere Nachwärmeleistungen treten auf, wenn im Vergleich zu dem gewählten, extrem konservativen Unfallablaufszenario zeitliche Verzögerungen des Ablaufs vorliegen (z.B. wenn nicht alle aktiven Systeme sofort versagen).

## 6.2 Zusammensetzung und Stoffwerte der Kernschmelze

Der Kern der Referenzanlage Biblis B besteht im wesentlichen<sup>1</sup> aus dem Brennstoff  $\text{UO}_2$ , dem Zirkaloy-4 der Brennstabhüllrohre und dem Stahl in den Brennelementstrukturmaterialien und dem oberen und unteren Kerngerüst (siehe Tab. 6.2.). Bei einem Kernschmelzunfall sind Menge, Zusammensetzung und Eigenschaften der sich in der Bodenkalotte sammelnden Kernschmelze von den Vorgängen in den ersten Unfallphasen abhängig.

### 6.2.1 Masse und Volumen der Kernschmelze

In der Literatur werden häufig zwei Grenzfälle betrachtet. Kommt es erst spät zum Absturz von Kernmaterial in die Bodenkalotte, so kann es zum vollständigen Abschmelzen aller Einbauten des Reaktordruckbehälters kommen [50]. In der Bodenkalotte befinden sich dann ca. 322 t Kernschmelze, die ein Volumen von etwa  $44 \text{ m}^3$  einnehmen<sup>2</sup>. Diese Kernschmelze besteht im wesentlichen aus 33 - 36 %<sup>3</sup>  $\text{UO}_2$ ; 8,7 - 9,5 % Zry-4; 51,0 - 54,5 % Stahl und 3,1 - 3,2 % sonstigen Bestandteilen ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ , Inconel, AgInCd); sie wird „Corium E“ genannt [40]. Bei einem früheren Absturz des Kernmaterials in die Bodenkalotte kann es sein, dass noch nicht alle Einbauten im Reaktordruckbehälter abgeschmolzen sind [50]. Wenn nur die Brennelemente mit den Abstandhaltern, die unmittelbar benachbarte Tragestruktur sowie der sich unter dem Kern befindende Schemel abschmelzen, bilden sich 182 t Kernschmelze vom Typ „Corium A“, die ein Volumen von etwa  $25 \text{ m}^3$  einnehmen. Corium A besteht im wesentlichen aus 63,5 - 64,5 %  $\text{UO}_2$ ; 16,5 - 17 % Zry-4; 15,8 - 16,1 % Stahl und 3,1 - 3,2 % sonstigen Bestandteilen [40].

In dieser Studie wird ein konservativer Kernschmelzpfad mit schnellem Abschmelzen des Kerns betrachtet. Deshalb wird angenommen, dass nicht das komplette Kerninventar abschmilzt. Als Referenzfall wird eine Kernschmelze vom Typ Corium A mit einer Masse von 180 t und einem Volumen von  $25 \text{ m}^3$  gewählt. Ähnliche Referenzfälle wurden in der Deutschen Risikostudie A [15] ( $25 \text{ m}^3$  Schmelze) und bei Hassmann et.al. [33] (160 t Schmelze) für die Abschätzungen zum Versagen des Reaktordruckbehälters gewählt. Durch die Annahme einer ge-

---

<sup>1</sup> Die Spaltprodukte werden aufgrund ihrer geringen Masse hier nicht berücksichtigt.

<sup>2</sup> Die Kernschmelze nimmt in der Bodenkalotte ein größeres Volumen ein als im intakten Kern, da die Dichten der Materialien im flüssigen Zustand geringer sind (z.B.:  $\text{UO}_2$ :  $8700 \text{ kg/m}^3$ , Zry-4:  $6000 \text{ kg/m}^3$ , Stahl: ca.  $7000 \text{ kg/m}^3$ ).

<sup>3</sup> Gewichtsprozent.

**Tab. 6.2.** Werkstoffzusammensetzung im Kern der Referenzanlage  
Biblis B (193 Brennelemente, 1300 MW<sub>el</sub>) [40]

| Werkstoff                      | Bauteil                             | Masse<br>[t] | Dichte <sup>a</sup><br>[kg/m <sup>3</sup> ] | Volumen <sup>a</sup><br>[m <sup>3</sup> ] |
|--------------------------------|-------------------------------------|--------------|---------------------------------------------|-------------------------------------------|
| UO <sub>2</sub>                | Brennstoffpellets                   | 116,26       | 10960                                       | 10,61                                     |
| Zry-4                          | Brennstab-Hüllrohr                  | 30,36        | 6500                                        | 4,67                                      |
| 1.4541                         | Brennstab-Strukturteil              | 1,18         | 7900                                        | 0,15                                      |
| 1.4568                         | Brennstab-Strukturteil              | 0,96         | 7900                                        | 0,12                                      |
| Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> | Isoliertablette                     | 0,23         | 3850                                        | 0,06                                      |
| 1.4541                         | Brennelement-Strukturteil Kopf, Fuß | 8,67         | 7900                                        | 1,10                                      |
| Inconel 718                    | Abstandshalter                      | 1,68         | 8200                                        | 0,20                                      |
| Inconel 750                    | Federn                              | 0,90         | 8300                                        | 0,11                                      |
| 1.4541, 1.4550, 1.4571         | Steuerelemente, Drosselkörper       | 3,55         | 7900                                        | 0,45                                      |
| Inconel 750                    | Steuerelemente                      | 0,08         | 8300                                        | 0,01                                      |
| Inconel 600                    | graue Steuerelemente                | 0,65         | 8500                                        | 0,08                                      |
| 1.4006                         | Stangen                             | 3,17         | 7700                                        | 0,41                                      |
| AgInCd (80:15:5)               | schwarze Steuerelemente             | 2,31         | 9920                                        | 0,23                                      |
| Durobax-Glas                   | abbrennbarer Absorber               | 0,34         | 2400                                        | 0,14                                      |
| 1.4550                         | Kernbehälter, Kerngerüst            | 152,25       | 7900                                        | 19,27                                     |
| Gesamt                         |                                     | 322,59       |                                             | 37,61                                     |

<sup>a</sup> Die Dichte und das Volumen sind für den festen Zustand angegeben.

ringen wärmeproduzierenden Schmelzmasse ergeben sich hohe Leistungsdichten in der Schmelze und damit hohe Belastungen der Behälterwand. Für die Berechnung der Belastungen der Wand ist diese Annahme also konservativ. Mit den in Kap. 6.1 abgeleiteten Werten für die Nachwärmeleistung lassen sich damit Referenzwert (1,1 MW/m<sup>3</sup>) sowie unterer (0,5 MW/m<sup>3</sup>) und oberer Grenzwert (1,5 MW/m<sup>3</sup>) für die spezifische Nachwärmeleistung berechnen.

## 6.2.2 Eigenschaften der Kernschmelze

Durch eine Vielzahl chemischer Reaktionen ändert sich die Zusammensetzung der Schmelze im Verlauf des Unfalls. Deshalb ist die Bestimmung der Stoffeigenschaften der Kernschmelze schwierig und die ermittelten Werte sind mit Unsicherheiten behaftet. Das Verhalten der Kernschmelze wird wesentlich durch den Stahlgehalt und den Oxidationsgrad der einzelnen Komponenten bestimmt. So verhält sich die Schmelze in einer inerten Atmosphäre anders als in Gegenwart von Sauerstoff [63]. Im Anhang (siehe Kap. 12.1.1) sind die Stoffwerte für die verschiedenen Bedingungen angegeben. Ausgehend von diesen Angaben wurden für diese Arbeit die in Tab. 6.3. angegebenen Referenzwerte der Stoffwerte homogener Schmelze festgelegt. In dieser Tabelle sind außerdem die Ober- und Untergrenzen der Werte für eine Parametervariation der Stoffeigenschaften angegeben.

**Tab. 6.3.** Referenzwerte, obere und untere Grenzwerte der Stoffeigenschaften homogen vermischter Coriumschmelzen

| Stoffeigenschaft     | Einheit              | Referenzwert        | unterer GW <sup>a</sup> | oberer GW           |
|----------------------|----------------------|---------------------|-------------------------|---------------------|
| $\lambda^b$ Corium A | [W/(m·K)]            | 6                   | 3                       | 9                   |
| $c_p^c$ Corium A     | [J/(kg·K)]           | 450                 | 400                     | 550                 |
| $\rho^d$ Corium A    | [kg/m <sup>3</sup> ] | 8000                | 7300                    | 8500                |
| $\nu^e$ Corium A     | [m <sup>2</sup> /s]  | $7,0 \cdot 10^{-7}$ | $5,0 \cdot 10^{-7}$     | $8,0 \cdot 10^{-7}$ |
| $\beta^f$ Corium A   | [1/K]                | $1,1 \cdot 10^{-4}$ | $0,95 \cdot 10^{-4}$    | $1,4 \cdot 10^{-4}$ |

<sup>a</sup> GW = Grenzwert

<sup>d</sup> Dichte

<sup>b</sup> Wärmeleitfähigkeit

<sup>e</sup> kinematische Viskosität

<sup>c</sup> spezifische Wärmekapazität

<sup>f</sup> thermischer Ausdehnungskoeffizient

Für die Berechnungen der durch Naturkonvektion (siehe Kap. 7) hervorgerufenen Strömungen innerhalb der flüssigen Schmelze wird eine temperaturabhängige Dichte benötigt. Diese wird über den Referenzwert der Dichte  $\rho$  [kg/m<sup>3</sup>] und den thermischen Ausdehnungskoeffizienten  $\beta$  [-] bei konstantem Druck  $p$  [N/m<sup>2</sup>] über die folgende Gleichung bestimmt [78]:

$$\beta = -\frac{1}{\rho} \cdot \left. \frac{\partial \rho}{\partial T} \right|_p \quad (6.5)$$

Ausgehend vom Referenzwert, oberem oder unterem Grenzwert der Dichte homogener Schmelze bei Schmelztemperatur (siehe Tab. 6.5.) ergeben sich die in Tab. 6.4. dargestellten Werte der Dichte bei höheren Temperaturen.

**Tab. 6.4.** Abhängigkeit der Dichte des flüssigen Coriums von der Temperatur

|                                                |      |      |      |      |      |      |
|------------------------------------------------|------|------|------|------|------|------|
| <b>Temperatur [K]</b>                          | 2673 | 2700 | 2800 | 2900 | 3000 | 3400 |
| <b>Dichte [kg/m<sup>3</sup>]</b>               | 8000 | 7976 | 7890 | 7805 | 7722 | 7408 |
| <b>Dichte<sub>max</sub> [kg/m<sup>3</sup>]</b> | 8500 | 8475 | 8383 | 8293 | 8205 | 7871 |
| <b>Dichte<sub>min</sub> [kg/m<sup>3</sup>]</b> | 7300 | 7278 | 7199 | 7122 | 7046 | 6759 |

In Tab. 6.5. sind die Werte für den Schmelzpunkt und die Schmelzenthalpie der Kernschmelze sowie die Emissivitäten und die in dieser Arbeit verwendete Wärmeleitfähigkeit der Kruste aufgelistet.

**Tab. 6.5.** Weitere Charakteristika der Kernschmelze sowie von erstarrter Schmelze (Kruste)

| <b>Stoffeigenschaft</b>       | <b>Einheit</b> | <b>Referenzwert</b> | <b>unterer GW</b> | <b>oberer GW</b> |
|-------------------------------|----------------|---------------------|-------------------|------------------|
| Schmelzpunkt                  | [K]            | 2673                | 2400 [62, 33]     | 2840K [47, 70]   |
| Emissivität                   | [-]            | 0,85 [81, 47]       | 0,3 [93]          | 1 [70]           |
| Wärmeleitfähigkeit der Kruste | [W/(m·K)]      | 2,5 [47]            | 1,8 [81]          | 3,4 [81]         |

### 6.3 Dicke der Corium-Kruste in der Bodenkcalotte

In 4.2.1.1 wurde erläutert, dass sich eine Corium-Kruste in der Bodenkcalotte bildet, sobald flüssige Schmelze in die Bodenkcalotte eintritt. Diese Kruste schützt die Reaktordruckbehälterwand vor extrem hohen Temperaturen, da sie einen Wärmewiderstand zwischen der Reaktordruckbehälterwand und der flüssigen Schmelze darstellt. Im weiteren Unfallverlauf schmilzt die Kruste jedoch ab und die Reaktordruckbehälterwand wird höheren Temperaturen und damit höheren Belastungen ausgesetzt. Aufgrund des komplexen Unfallablaufs ist es schwierig vorauszusagen, wie und wo sich die Kruste ausbildet und wie dick sie ist. Auf Basis der Nachuntersuchungen des Unfalls in Three Mile Island haben Park und Dhir [68] eine sich einstellende Krustendicke von etwa 40 mm ermittelt, welche in den Rechnungen dieser Arbeit als Referenzwert verwendet wird. Der maximale Wert der Dicke liegt bei etwa 100 mm, der minimale Wert bei 0 mm (d. h. keine Krustenbildung).

## 6.4 Eigenschaften des Reaktordruckbehälterstahls 22 NiMoCr 37

In Deutschland wurde in den ersten Kernkraftwerken der Reaktordruckbehälterwerkstoff 20 MnMoNi 4 5 eingesetzt, der gute mechanische Eigenschaften besitzt und eine geringe Versprödung bei Neutronenbestrahlung aufweist. Die Reaktordruckbehälter der meisten deutschen Kernkraftwerke, auch die der Konvoi-Serie, wurden jedoch aus dem höher legierten Werkstoff 22 NiMoCr 3 7 gefertigt, da dieser eine bessere Durchvergütbarkeit aufweist [42]. Deshalb wird in dieser Arbeit nur das Verhalten der Reaktordruckbehälter aus 22 NiMoCr 3 7 untersucht. Die Charakteristika dieses Werkstoffs sind in Tab. 6.6. und Tab. 6.7. dargestellt [83].

**Tab. 6.6.** Charakteristische Stoffwerte von 22 NiMoCr 3 7 in Abhängigkeit von der Temperatur [83]

| $T^a$<br>[°C] | $R_{p0,2}^b$<br>[MPa] | $E^c$<br>[GPa] | $\nu^d$<br>[-] | $\alpha^e$<br>[1/K]  | $\lambda^f$<br>[W/(m·K)] | $cp^g$<br>[J/(kg·K)] |
|---------------|-----------------------|----------------|----------------|----------------------|--------------------------|----------------------|
| 20            | 210                   | 210            | 0,3            | $12,0 \cdot 10^{-6}$ | 44                       | 434                  |
| 600           | 185                   | 185            | 0,307          | $14,9 \cdot 10^{-6}$ | 33                       | 585                  |
| 700           | 111                   | 111            | 0,311          | $14,9 \cdot 10^{-6}$ | k.A.                     | k.A.                 |
| 800           | 66                    | 66             | 0,315          | $11,1 \cdot 10^{-6}$ | 27                       | 678                  |
| 900           | 56                    | 56             | 0,319          | $11,9 \cdot 10^{-6}$ | k.A.                     | k.A.                 |
| 1000          | 28                    | 28             | 0,323          | $12,7 \cdot 10^{-6}$ | 27                       | 669                  |
| 1200          | 11                    | 11             | 0,331          | $14,3 \cdot 10^{-6}$ | 30                       | 646                  |
| 1400          | 1                     | 1              | 0,339          | $15,9 \cdot 10^{-6}$ | 32                       | 628                  |

<sup>a</sup> Temperatur

<sup>b</sup> Fließgrenze

<sup>c</sup> Elastizitätsmodul

<sup>d</sup> Poissonzahl

<sup>e</sup> Thermischer Ausdehnungskoeffizient <sup>f</sup> Wärmeleitfähigkeit <sup>g</sup> spezifische Wärmekapazität

**Tab. 6.7.** Weitere Charakteristika von 22 NiMoCr 3 7

| <b>Eigenschaft</b>                         | <b>Einheit</b>       | <b>Referenzwert</b>          | <b>unterer Grenzwert</b> | <b>oberer Grenzwert</b> |
|--------------------------------------------|----------------------|------------------------------|--------------------------|-------------------------|
| Dichte<br>fest<br>flüssig                  | [kg/m <sup>3</sup> ] | 7850 [80]<br>6900 [4]        | -                        | -                       |
| Schmelzpunkt                               | [K]                  | 1723<br>[33]                 | -                        | -                       |
| Schmelzenthalpie                           | [kJ/(kg·K)]          | 210<br>[10, 33]              | -                        | -                       |
| Wärmeleitfähigkeit<br>flüssig              | [W/(m·K)]            | 34<br>[80]                   | -                        | -                       |
| Spezifische Wärme-<br>kapazität<br>flüssig | [J/(kg·K)]           | 720<br>[10]                  | -                        | -                       |
| Dynamische<br>Viskosität<br>flüssig        | [kg/(m·s)]           | $4,76 \cdot 10^{-3}$<br>[10] | -                        | -                       |
| Emissivität                                | [-]                  | 0,6                          | 0,1<br>[81, 70, 80]      | 0,8<br>[81, 76, 80]     |

# 7 Modellierung und Berechnung der Vorgänge in der Bodenkalotte

Die Vorgänge in der Bodenkalotte werden mit dem kommerziellen FEM-Code ANSYS simuliert. In diesem Kapitel werden deshalb zunächst die Grundlagen der Berechnung mit diesem Code erläutert. Anschließend werden das verwendete Berechnungsmodell und die erzielten Ergebnisse für den Referenzfall dargestellt.

## 7.1 Grundlagen der Finite Element Methode (FEM)

Technische und physikalische Fragestellungen werden mit Hilfe von Differentialgleichungen mathematisch beschrieben. Als Lösungsverfahren für diese Differentialgleichungen stehen analytische und numerische Verfahren zur Verfügung. Dabei ist die Anwendung der analytischen Verfahren auf wenige Sonderfälle beschränkt, da sowohl die Differentialgleichungen selbst als auch die zur Lösung benötigten Randbedingungen sehr komplex sein können. Die numerischen Verfahren arbeiten mit Näherungsfunktionen, die freie Koeffizienten enthalten. Diese werden über Gleichungssysteme bestimmt, die entweder aus den zugrunde liegenden Differentialgleichungen selbst oder über die Integralform der Differentialgleichung abgeleitet sind. Bei der Verwendung der Integralform wird das benötigte Gleichungssystem aus der Forderung nach einem Extremum<sup>1</sup> erzeugt. Die verschiedenen numerischen Verfahren<sup>2</sup> unterscheiden sich nur durch die zugrunde gelegte Näherungsfunktion und durch die Art und Weise der Bestimmung ihrer Koeffizienten.

---

<sup>1</sup> Ein gefordertes Extremum kann z.B. das Minimum der Fehlerquadrate oder das Minimum der potentiellen Energie sein.

<sup>2</sup> Z.B.: Differenzenverfahren, Kollokationsverfahren, Reihenansätze, Fehlerquadratminimumverfahren, Variationsverfahren.

Während sich bei den klassischen numerischen Verfahren die Näherungsfunktionen über das gesamte Gebiet erstrecken, werden sie bei der Finite Element Methode nur für bestimmte Teilbereiche (Elemente) verwendet. Deshalb können Funktionen niedriger Ordnung gewählt werden, die sich an den Übergängen zu den Nachbarbereichen (Knoten) kontinuierlich an deren Näherungsfunktionen anschließen. Die Näherungsfunktion für das Gesamtgebiet setzt sich aus den Ansätzen für alle Teilgebiete zusammen.

Zur Bestimmung der Koeffizienten der Näherungsfunktionen wird bei der Finite Element Methode von der Integralform der Differentialgleichungen ausgegangen. ANSYS benutzt dabei die Forderung nach dem Minimum der potentiellen Energie (Ritz-Verfahren), um das Gleichungssystem zur Bestimmung der Koeffizienten zu erstellen (siehe [61]).

Im Rahmen dieser Arbeit wird die Finite Element Methode im Bereich der Temperaturfeldberechnungen sowie der Strömungssimulation eingesetzt. Deshalb werden die Grundlagen, die diesen Anwendungen zugrunde liegen, in den Kap. 7.1.1 und 7.1.2 kurz dargestellt.

### 7.1.1 Temperaturfeldberechnung

Die Grundlage der Temperaturfeldberechnung in ANSYS ist der 1. Hauptsatz der Thermodynamik, der besagt, dass bei physikalischen und technischen Prozessen keine Energie verloren geht. Für ein Kontrollvolumen in einem ruhenden Körper gilt dann in kartesischen Koordinaten [78, 5]:

$$\rho \cdot c_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \dot{q}''' - \frac{\partial \dot{q}_x''}{\partial x} - \frac{\partial \dot{q}_y''}{\partial y} - \frac{\partial \dot{q}_z''}{\partial z} \quad (7.1)$$

In der Gleichung symbolisiert  $\rho$  [kg/m<sup>3</sup>] die Dichte,  $c_p$  [J/(kg·K)] die spezifische Wärmekapazität,  $\dot{q}'''$  [W/m<sup>3</sup>] die im Kontrollvolumen freigesetzte Leistung und  $\partial \dot{q}_x''/\partial x$ ,  $\partial \dot{q}_y''/\partial y$ ,  $\partial \dot{q}_z''/\partial z$  die Änderungen der Wärmeströme in der jeweiligen Koordinatenrichtung.

Die Wärmeströme in dem ruhenden Körper (Wärmeleitung) können nach dem Fourierschen Gesetz durch die Temperaturgradienten ausgedrückt werden (mit der isotropen Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  [W/(m·K)]) [78, 5]:

$$\dot{q}_x'' = -\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \quad (7.2)$$

Nach dem Einsetzen dieses Ausdrucks ergibt sich die Differentialgleichung für das Temperaturfeld im kartesischen Koordinatensystem:

$$\rho \cdot c_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \dot{q}''' + \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (7.3)$$

Für die Temperaturfeldberechnung können vier Arten von Randbedingungen an der Oberfläche des Festkörpers angegeben werden [5, 32]:

1. vorgegebene Temperatur,
2. vorgegebener Wärmestrom,
3. Konvektion,
4. Strahlung.

Bei der Konvektion wird der von der Oberfläche abgegebene Wärmestrom über die folgende Gleichung bestimmt [32]:

$$\dot{q}'' = \alpha \cdot (T_O - T_U) \quad (7.4)$$

Dabei ist  $T_O$  [K] die Temperatur der Oberfläche,  $T_U$  [K] ist die Temperatur des umgebenden Fluides in einiger Entfernung von der Oberfläche des Körpers und  $\alpha$  [W/(m<sup>2</sup>·K)] der meist empirisch ermittelte Wärmeübergangskoeffizient.  $T_U$  und  $\alpha$  müssen in ANSYS vom Benutzer vorgegeben werden.

Bei der Wärmestrahlung wird der ausgetauschte Wärmestrom von ANSYS über die folgende Gleichung berechnet [32]:

$$\dot{Q}_{i \rightarrow j} = A_i \cdot F_{i \rightarrow j} \cdot \varepsilon_i \cdot \sigma \cdot (T_i^4 - T_j^4) \quad (7.5)$$

In dieser Gleichung symbolisiert  $\dot{Q}_{i \rightarrow j}$  [W] den Wärmestrom von der Fläche  $i$  zur Fläche  $j$ ,  $A_i$  [m<sup>2</sup>] die Fläche  $i$ ,  $F_{i \rightarrow j}$  [-] die Einstrahlzahl zwischen den Flächen  $i$  und  $j$  (Formfaktor),  $\varepsilon_i$  [-] den Emissionsgrad der Oberfläche  $i$ ,  $\sigma$  [= 5,67·10<sup>-8</sup> W/(m<sup>2</sup>·K<sup>4</sup>)] die Stefan Boltzmann-Konstante sowie  $T_i$  und  $T_j$  [K] die Temperaturen der Oberflächen  $i$  und  $j$ . Da die Gleichung die Temperatur in der 4. Potenz enthält, linearisiert ANSYS diesen Ansatz für die Berechnung. Außerdem stellt ANSYS verschiedene Methoden zur Berechnung der Einstrahlzahlen bereit. Weitere Informationen hierzu finden sich im Theory Reference Manual [5].

Für die Temperaturfeldberechnungen muss noch erwähnt werden, dass Phasenübergänge in ANSYS durch nichtlineare Funktionen der Stoffwerte (spezifische Wärmekapazität oder Enthalpie) berücksichtigt werden können [32].

### 7.1.2 Fluiddynamik

In dieser Arbeit wird, neben der Berechnung der Temperaturfelder, auch die Strömung in der Kernschmelze simuliert, um die Wärmeübergänge zwischen flüssiger Kernschmelze und Kruste bzw. Reaktordruckbehälterwand modellieren zu können. Dazu müssen turbulente Strömungen berücksichtigt werden, da in der Kernschmelze hohe Grashofzahlen auftreten. Grundlegend für die Strömungssimulation sind die Differentialgleichungen für die Erhaltung von Masse, Impuls und Energie, die sogenannten Navier-Stokes-Gleichungen (siehe Anhang Kap. 12.3). Grundsätzlich lassen sich mit diesen Gleichungen sowohl laminare als auch turbulente Probleme lösen. Da in der Praxis die Diskretisierung turbulenter Phänomene mit vertretbarem Rechenaufwand kaum möglich ist, werden zusätzliche Modellannahmen getroffen. Das verwendete Turbulenzmodell nutzt für die Modellierung der turbulenten Strömungen den sogenannten „Eddy-Viscosity“ Ansatz nach Boussinesq und das sogenannte „Standard k- $\epsilon$  Modell“ nach Spalding und Launder (siehe Anhang Kap. 12.3.1).

## 7.2 Berechnung des Referenzfalles

In den Kap. 4 und 5 wurde ein Szenario für die Entwicklung eines Schmelzesees in der Bodenkcalotte beschrieben; die das Szenario beeinflussenden Parameter wurden in Kap. 6 analysiert. Dieses Szenario (der Referenzfall) wird für diese Arbeit mit dem FEM-Programm ANSYS berechnet. Für die Berechnung in ANSYS werden die folgenden Schritte durchgeführt:

1. Idealisierung,
2. Modellerstellung (Preprocessing),
3. Lösung (Solution),
4. Auswertung der Ergebnisse (Postprocessing).

In der Phase der Idealisierung muss der Anwender die wesentlichen Einflüsse des technischen Problems charakterisieren. Er muss z.B. feststellen, ob sich Symmetrieebenen ausnutzen lassen, ob es sich um ein stationäres oder zeitabhängiges Problem handelt und welche Rand- und Anfangsbedingungen berücksichtigt werden müssen. In der Phase der Modellerstellung werden dann die Geometrie und die Materialeigenschaften festgelegt und das FEM-Netz wird mit Knoten und Elementen aus den Geometriedaten generiert. Außerdem werden dem Programm bei der Modellerstellung einige grundlegende Informationen aus der Idealisierung mitgeteilt (z.B. Symmetrien, thermische Analyse, Spannungsanalyse).

Im Lösungsschritt werden zunächst vom Anwender die Randbedingungen für die Berechnung vorgegeben, dazu gehören z.B. Wärmequellen und -senken, vorgegebene Temperaturen an bestimmten Knoten und Elementen, Wärmeübergangsbedingungen an den Modellrändern (z.B. Strahlung, Konvektion). Anschließend löst ANSYS das Problem durch die Generierung und numerische Auflösung von Gleichungssystemen, die die Geometriedaten, die Materialdaten und die Randbedingungen mathematisch nachbilden. Bei einer transienten Analyse werden nach der Auflösung weitere Lösungsschritte mit neu vorgegebenen Randbedingungen berechnet. Dabei sind die Lösungen des vorangegangenen Zeitschrittes die Anfangsbedingungen für den neuen Zeitschritt. Die für die Berechnung des Referenzfalles verwendete Geometrie sowie die verwendeten Randbedingungen werden in Kap. 7.2.1 dargestellt.

Im Anschluß an die Lösung stellt ANSYS mehrere Ergebnisdateien bereit, die der Anwender sichten und beurteilen muss (Postprocessing). Die Ergebnisse der Berechnungen des Referenzfalles werden in Kap. 7.2.2 vorgestellt.

## **7.2.1 Beschreibung des verwendeten Modells**

### **7.2.1.1 Idealisierung**

Die Vorgänge in der Bodenkalkotte können durch eine transiente thermische Berechnung erfasst werden. Im Rahmen dieser Analyse wird das Verhalten von Schmelze, Kruste und Druckbehälterwand simuliert. Dabei muss die Wärmeproduktion im Innern der Schmelze sowie in der Kruste berücksichtigt werden. Die in der Schmelze entstehende Wärme wird zum größten Teil über freie Konvektion an die Krusten abgeführt, die nicht abgeführte Wärme führt zur Temperaturerhöhung innerhalb der Schmelze. Im ANSYS-Modell werden die durch Naturkonvektion hervorgerufenen turbulenten Strömungen innerhalb der Schmelze simuliert. Durch die Lösung der Impuls- und Energiegleichungen ergeben sich dann die vom Fluid in die Krusten eingetragenen Wärmeströme sowie die Temperaturen in der Schmelze<sup>1</sup>.

Der von der Schmelze an die Krusten übertragene Wärmestrom und die Wärmeproduktion innerhalb der Krusten führen zur Aufheizung der Krusten, da die Wärme nicht komplett an die Reaktordruckbehälterwand abgeführt werden kann. Sobald die Temperatur der Krusten die Schmelztemperatur des Coriums erreicht,

---

<sup>1</sup> Die Angabe eines Wärmeübergangskoeffizienten zwischen Schmelze und Kruste ist nicht möglich.

beginnt sie abzuschmelzen. Den in Kontakt mit der Kruste stehenden Bereichen der Reaktordruckbehälterwand wird von den Krusten durch Leitung Wärme zugeführt. Von der **oberen Kruste** wird zusätzlich Wärme durch Strahlungsaustausch an die nicht mit Schmelze bedeckten Innenwände des Reaktordruckbehälters abgegeben. Zusätzlich wird diesen Innenwänden Wärme durch die im Druckbehälter befindlichen Spaltprodukte<sup>1</sup> zugeführt. An den Außenwänden des Druckbehälters wird Wärme durch Strahlung und Konvektion an die Umgebung abgegeben.

Unter Annahme rotationssymmetrischer Geometrieverhältnisse reicht eine zweidimensionale Analyse aus. Da in diesem ANSYS-Modell die sogenannte „Radiosity Method“ zur Berechnung der Strahlung gewählt wird, muss der gesamte Querschnitt des Reaktordruckbehälters modelliert werden, die Modellierung eines Viertelsegmentes reicht hierzu nicht aus (weitere Informationen: ANSYS online Hilfe [6]).

#### 7.2.1.2 Modellerstellung<sup>2</sup>

Für die Simulation der Vorgänge in der Bodenkcalotte muss in ANSYS zunächst ein geometrisches Modell für das Referenzszenario erstellt werden. Dazu werden Knotenpunkte vorgegeben, die durch Linien verbunden werden. Mit Hilfe der Linien werden Flächen erzeugt, die dann vernetzt werden. Abb. 7.1. zeigt die für das geometrische Modell erzeugten Knoten, Linien und Flächen<sup>3</sup> sowie die den einzelnen Flächen zugeordneten Materialien<sup>4</sup>. In Abb. 7.2. ist das für diese Geometrie generierte FEM-Netz dargestellt.

---

<sup>1</sup> Die leicht flüchtigen (gasförmigen), radioaktiven Spaltprodukte außerhalb der Schmelze.

<sup>2</sup> Das ANSYS-Makro, mit dem der Referenzfall berechnet wird, ist im Anhang Kap. 12.4 aufgelistet.

<sup>3</sup> Die obere Kruste wird mit einer Dicke von 10 mm modelliert, die untere Kruste mit einer Dicke von 40 mm. Da während der ersten Rechenschritte der instationären Berechnung Ausgleichsvorgänge zwischen Schmelze und Kruste ablaufen, nimmt die obere Kruste nach wenigen Sekunden eine Dicke von 70 bis 80 mm an, die untere Kruste eine Dicke von etwa 100 mm. Diese Werte stimmen mit den von Park und Dhir [68] ermittelten Werten für die Krustendicken zu Beginn der Analyse der Vorgänge in der Bodenkcalotte überein.

<sup>4</sup> A1, A2, A3, A4, A5, A6, A7, A8, A9: Reaktordruckbehälter;  
A10, A11, A12, A13, A14: Kruste zu Beginn der Simulation; A15, A16: Kernschmelze.

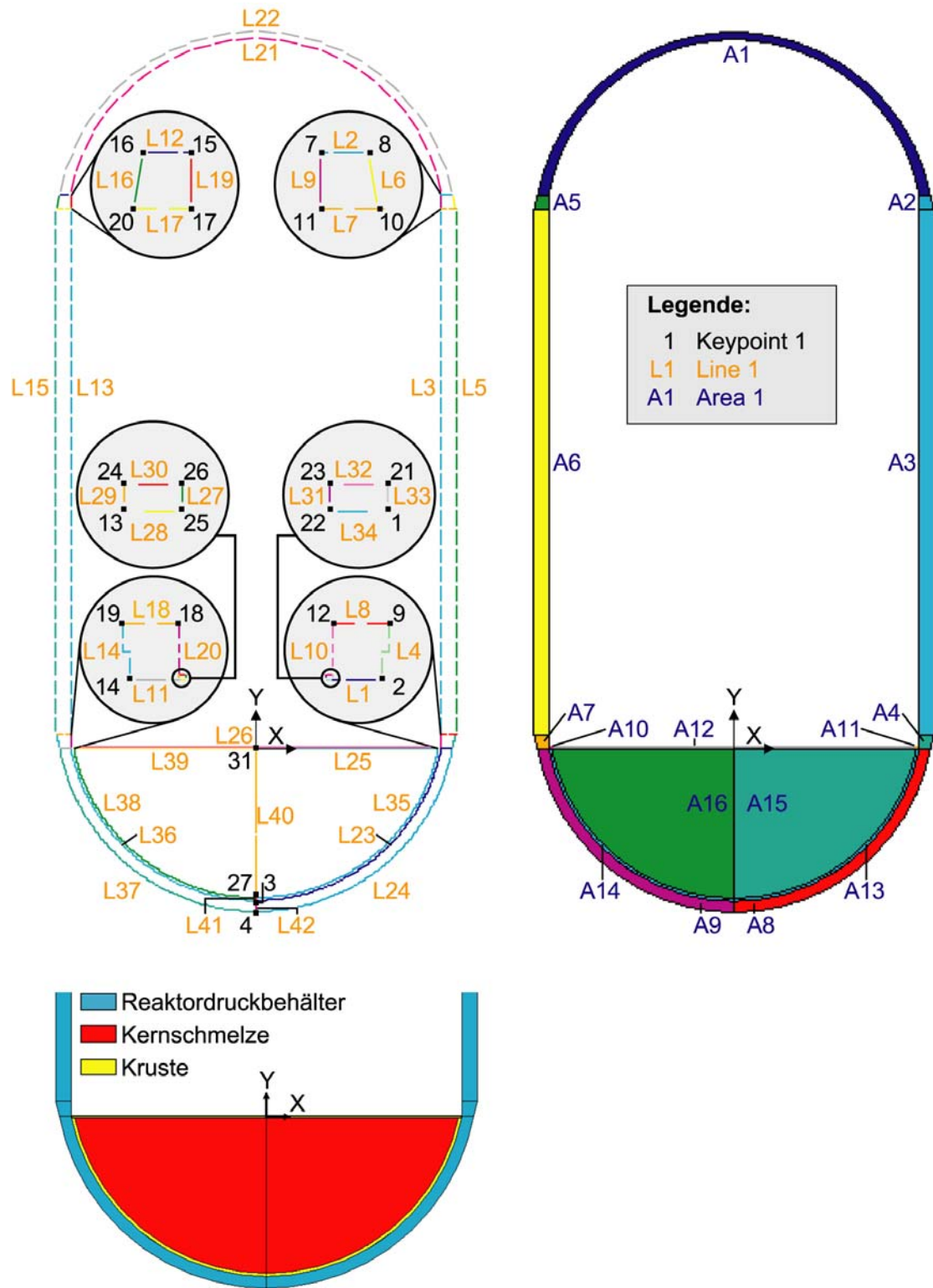
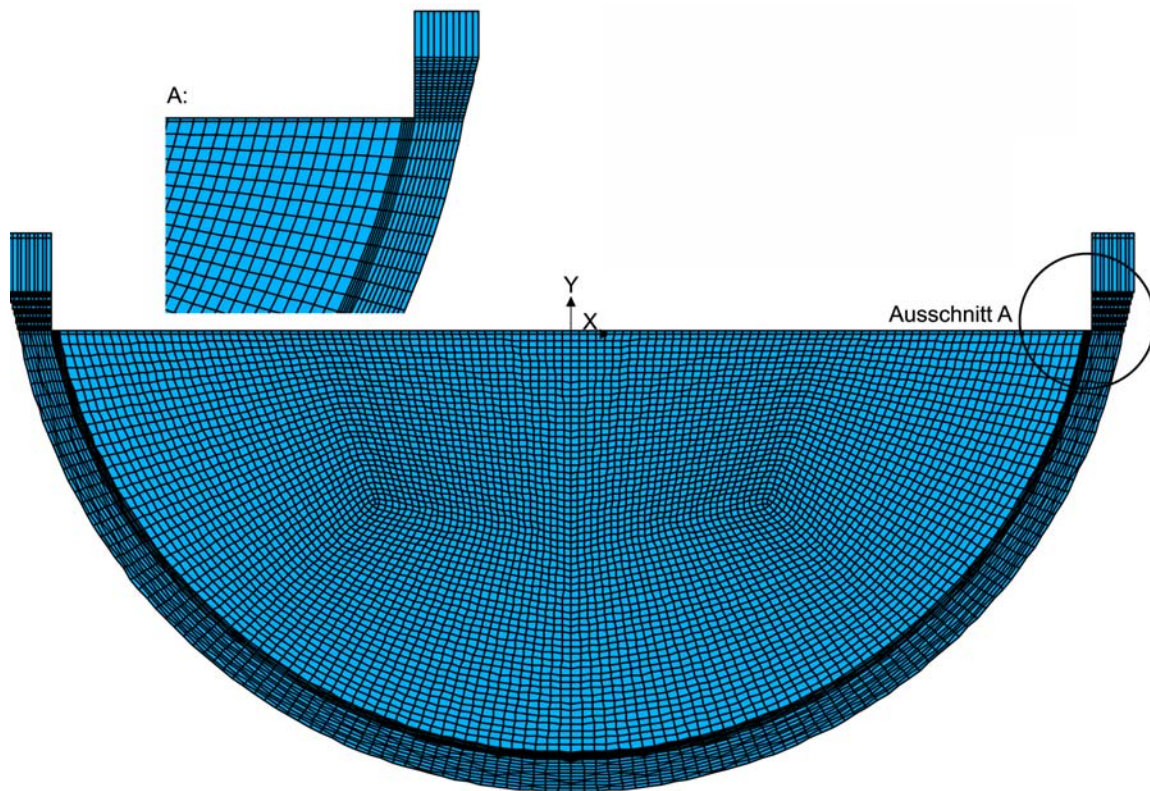


Abb. 7.1. Geometrie des Referenzszenarios



**Abb. 7.2.** FEM-Netz der modellierten Geometrie

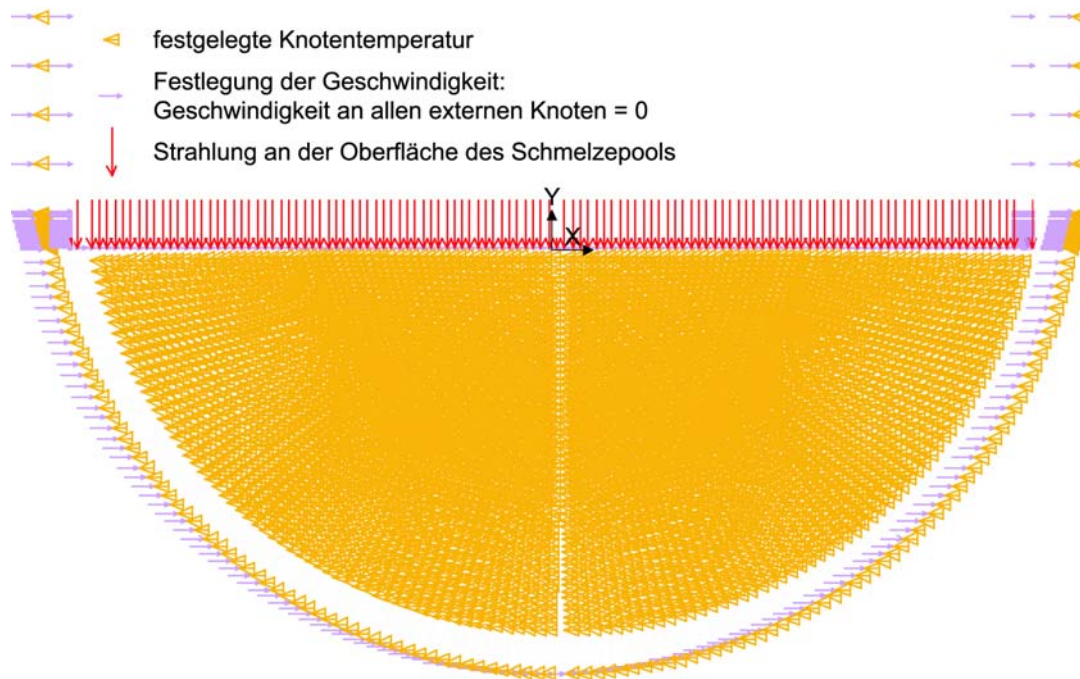
Für die transiente Berechnung muss eine Anfangstemperaturverteilung bekannt sein. Diese wird über eine stationäre Berechnung für den Zeitpunkt  $t = 0$  s (Anfangszustand) ermittelt. Die folgenden Randbedingungen gelten für die **stationäre** Berechnung des **Anfangszustandes** (siehe Abb. 7.3.):

- die homogene Schmelze nimmt eine einheitliche Temperatur von 2.700 K ein<sup>1</sup>,
- an der Behälteraußenwand herrscht eine einheitliche Temperatur von 573 K,
- von der Oberfläche der oberen Kruste wird Wärme in den darüber liegenden, 800 K warmen Raum abgestrahlt<sup>2</sup>.

Außerdem erfordert der FLOTRAN-Algorithmus für die Strömungssimulation, dass die Geschwindigkeit aller externer Knoten zu Null gesetzt wird.

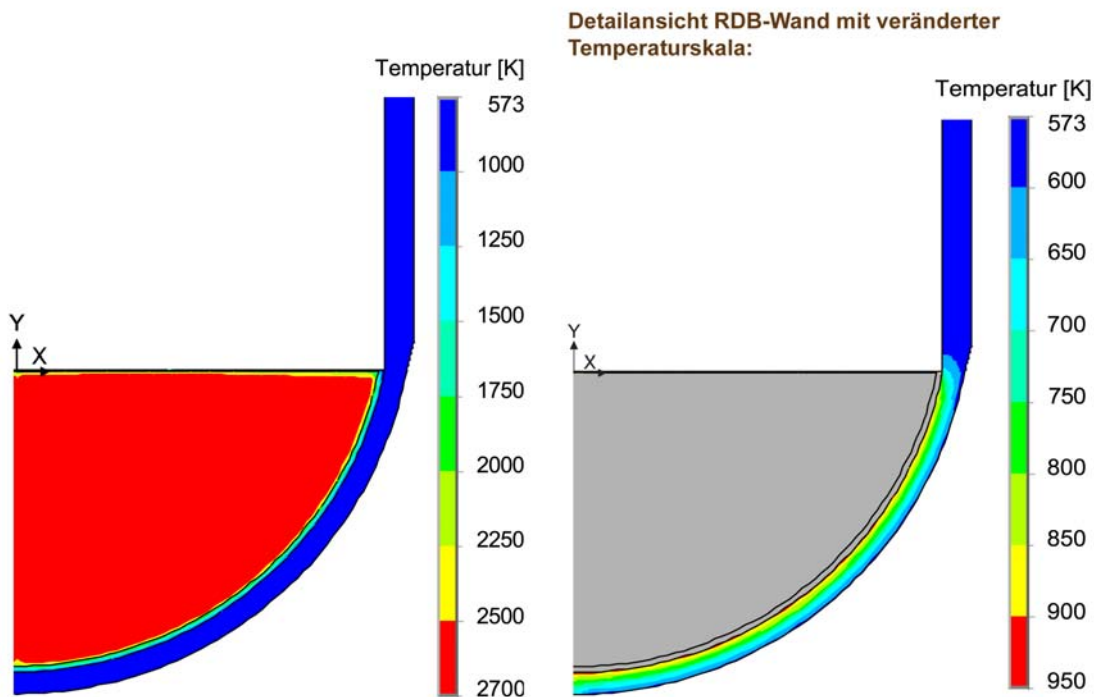
<sup>1</sup> Bei einer Schmelztemperatur des Coriums von 2673 K.

<sup>2</sup> Bei der Berechnung des stationären Ausgangszustandes wird noch keine Strahlungsaustauschrechnung mit der Reaktordruckbehälterwand durchgeführt. D.h. die Krustenoberfläche steht im Strahlungsaustausch mit einem imaginären, 800 K warmen Raum. Die von der Krustenoberfläche abgestrahlte Wärme wird nicht der Reaktordruckbehälterwand zugeführt.



**Abb. 7.3.** Randbedingungen für die Berechnung des stationären Anfangszustandes

Abb. 7.4. zeigt die berechnete Temperaturverteilung des stationären Anfangszustands. In Abb. 7.4. ist auf Grund der großen Temperaturunterschiede zwischen Schmelze und Außenwand auf der rechten Seite der Abbildung eine Detailansicht der Reaktordruckbehälterwand mit veränderter Temperaturskala dargestellt. Dadurch wird die Temperaturverteilung in der Wand verdeutlicht. Insgesamt ist zu erkennen, dass sich durch Wärmeleitung in den Krusten und in der Druckbehälterwand ein Temperaturgradient einstellt. Die Temperaturen innerhalb der Schmelze sowie an der Außenwand des Druckbehälters bleiben entsprechend der vorgegebenen Randbedingungen konstant.



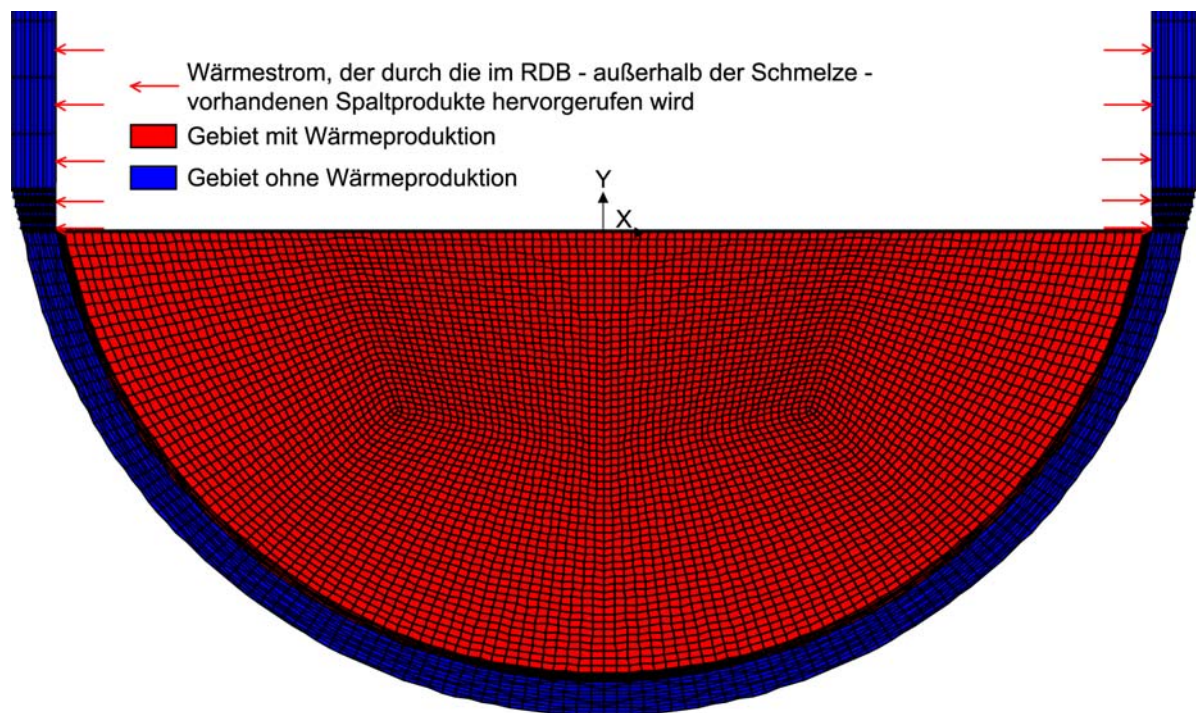
**Abb. 7.4.** Temperaturverteilung des stationären Anfangszustandes

Ausgehend von der Temperaturverteilung des stationären Anfangszustandes wird die **instationäre Berechnung** mit den folgenden Randbedingungen durchgeführt:

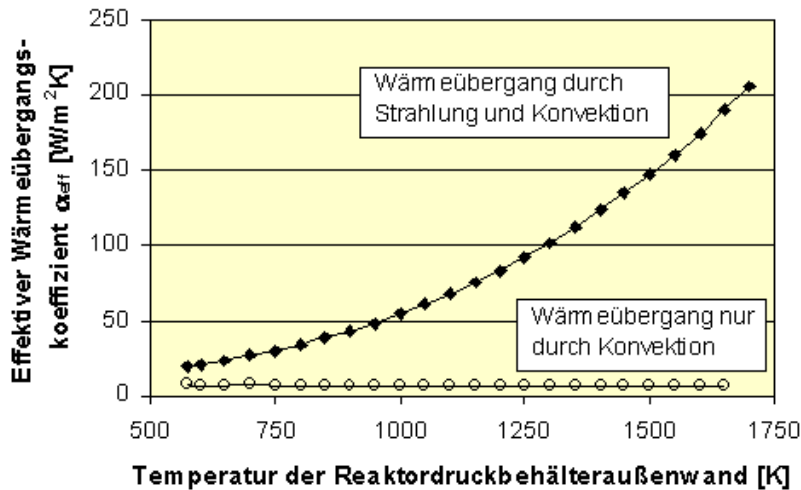
- Die Oberfläche der oberen Kruste steht im Strahlungsaustausch mit den nicht von Schmelze bedeckten Innenwänden des Reaktordruckbehälters (Abb. 7.5.).
- Die Geschwindigkeit aller externer Knoten wird zu Null gesetzt (Abb. 7.5.).
- In Schmelze und Krusten wird Nachwärme freigesetzt (Abb. 7.6.), ihr Wert wird in der Simulation in Abhängigkeit der Zeit vorgegeben.
- Den nicht von Schmelze bedeckten Innenwänden des Reaktordruckbehälters wird durch die sich im Druckbehälter befindlichen flüchtigen Spaltprodukte ein Wärmestrom zugeführt, der ebenfalls als Funktion der Zeit angegeben ist. Es wird angenommen, dass sich die Nachwärmeleistung gleichmäßig auf die Fläche der nicht von Schmelze bedeckten Wände verteilt (Abb. 7.6.).
- An den Außenwänden des Reaktordruckbehälters wird Wärme durch Strahlung und Konvektion an die Umgebung abgegeben. Um beide Effekte zu berücksichtigen wird ein effektiver Wärmeübergangskoeffizient an den Außenwänden angegeben (Abb. 7.7.). Dieser wird vom Anteil der Strahlung dominiert, der über das Näherungsgesetz für den Strahlungsaustausch zwischen zwei unendlich ausgedehnten Platten berechnet wird (Kap. 5.4.1). Dabei wird eine konstante Umgebungstemperatur von 323 K angenommen. Der Anteil der Konvektion wird über das Nusseltgesetz für freie Konvektion an einer senkrechten Wand [78] berechnet.



**Abb. 7.5.** Transiente Randbedingungen Teil I  
Strahlung und festgelegte Geschwindigkeiten



**Abb. 7.6.** Transiente Randbedingungen Teil II  
Wärmeproduktion und Wärmeströme



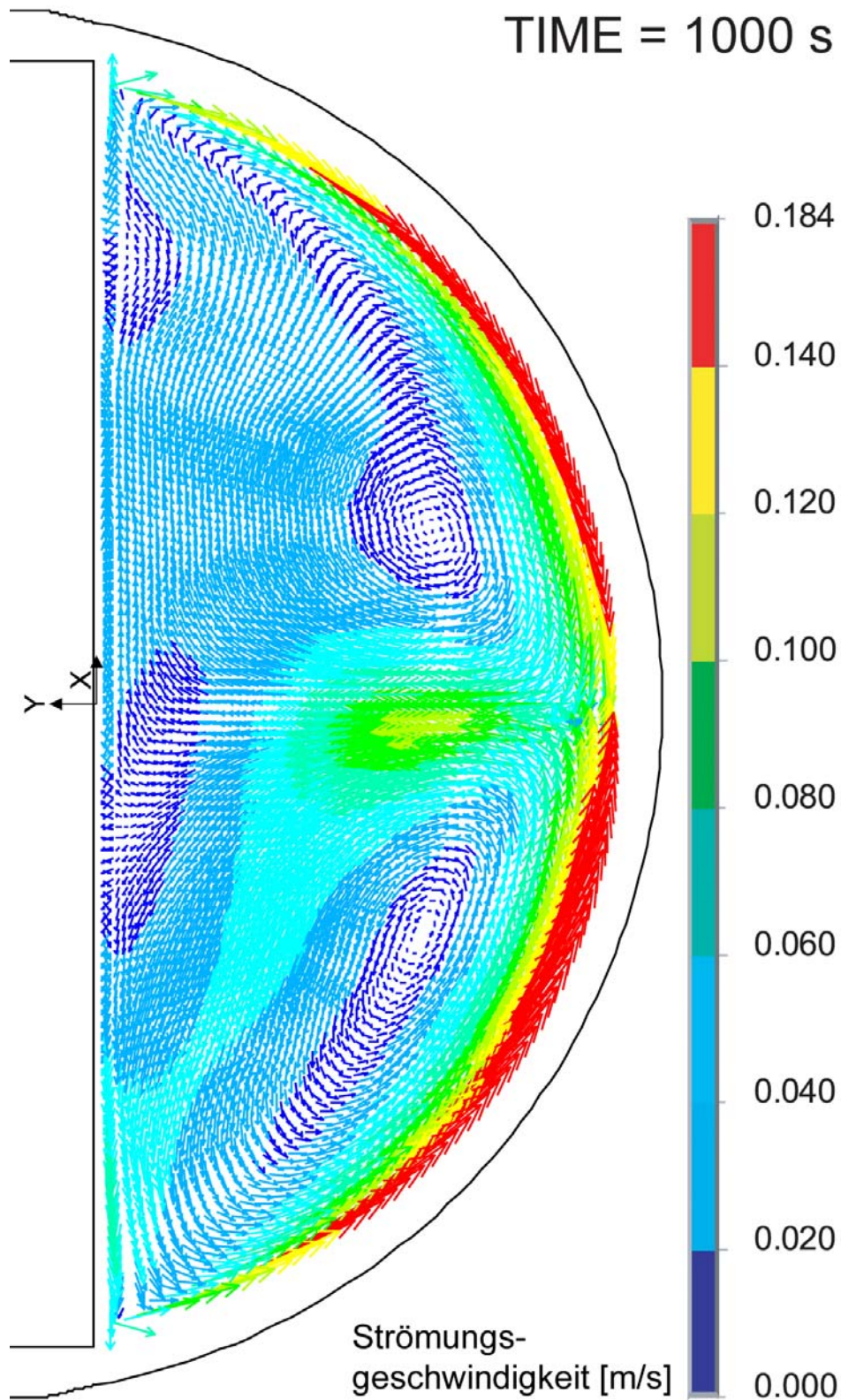
**Abb. 7.7.** Effektiver Wärmeübergangskoeffizient an der Reaktordruckbehälteraußenwand als Funktion der Wandtemperatur

## 7.2.2 Ergebnisse

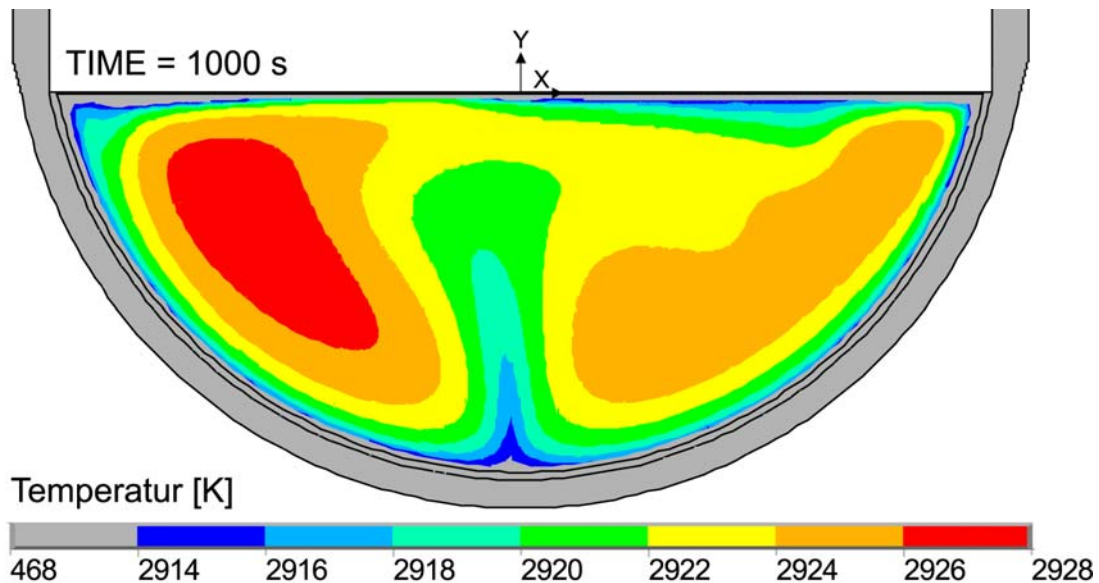
### 7.2.2.1 Simulation der Strömung im Referenzfall

Aufgrund der Nachwärmeproduktion ergeben sich in der flüssigen Kernschmelze lokale Temperaturunterschiede, die zu Dichteunterschieden und dadurch zu Ausgleichsströmungen führen (vgl. Kap. 5.2). Abb. 7.8. zeigt das mit ANSYS berechnete Strömungsfeld nach einer Analysezeit von 1.000 s. Es ist zu erkennen, dass sich im Zentrum der Schmelze eine Aufwärtsströmung einstellt. In der Nähe der oberen Kruste strömt die flüssige Kernschmelze dann nach außen und in den äußeren Randbereichen bewegt sie sich abwärts. In der rechten und in der linken Hälfte der zweidimensionalen Kalotte ist deshalb je ein Strömungswirbel zu erkennen<sup>1</sup>. Diese Bewegungen lassen sich durch die Temperaturverteilung in der Schmelze erklären. In Abb. 7.9. ist die Temperaturverteilung innerhalb der Schmelze für den gleichen Zeitpunkt dargestellt. Die Temperaturdifferenzen sind aufgrund der intensiven Vermischung durch die Konvektionsbewegung sehr gering (< 20 K). Es ist zu erkennen, dass die Temperaturen im Innern der Schmelze höher sind als an den äußeren Randbereichen. Deshalb strömt die Kernschmelze im Innern aufwärts und in den Randbereichen abwärts. In den Bereichen der stärksten Aufwärtsströmung (Symmetrieebene  $y = 0$ , in der Nähe des tiefsten Punktes) sind die Temperaturen aufgrund der Vermischung von kälterer Strömung aus den Randbereichen mit warmer Kernschmelze aus dem Innern geringer.

<sup>1</sup> Bei einer dreidimensionalen Betrachtung ergäbe sich für jeden Schnitt durch die Bodenklotte das gleiche Bild: Aufwärtsströmung in der Mitte, Abwärtsströmung an den kälteren unteren Krusten.



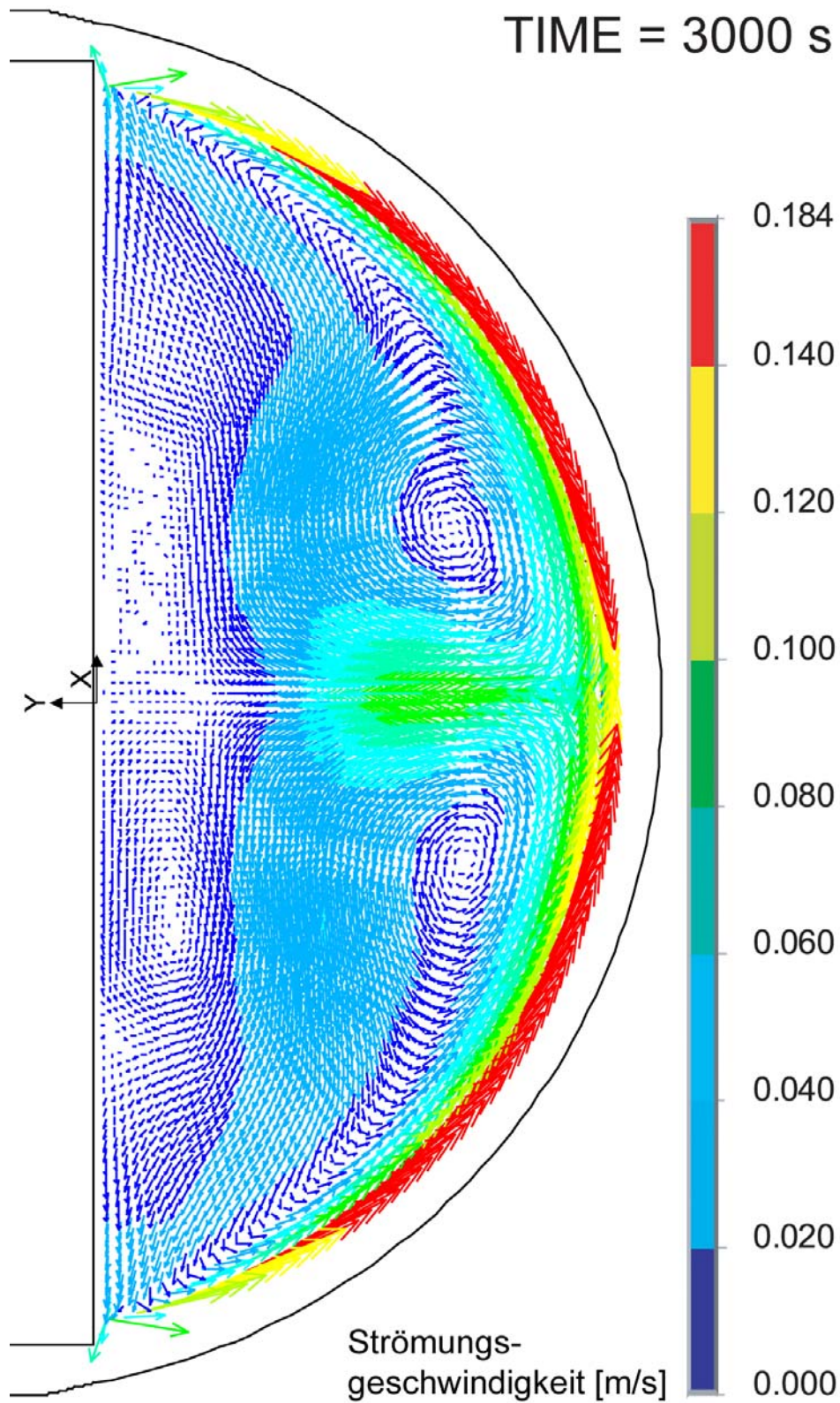
**Abb. 7.8.** Strömungsfelder in der Schmelze - Zeitpunkt  $t = 1000$  s nach Analysebeginn



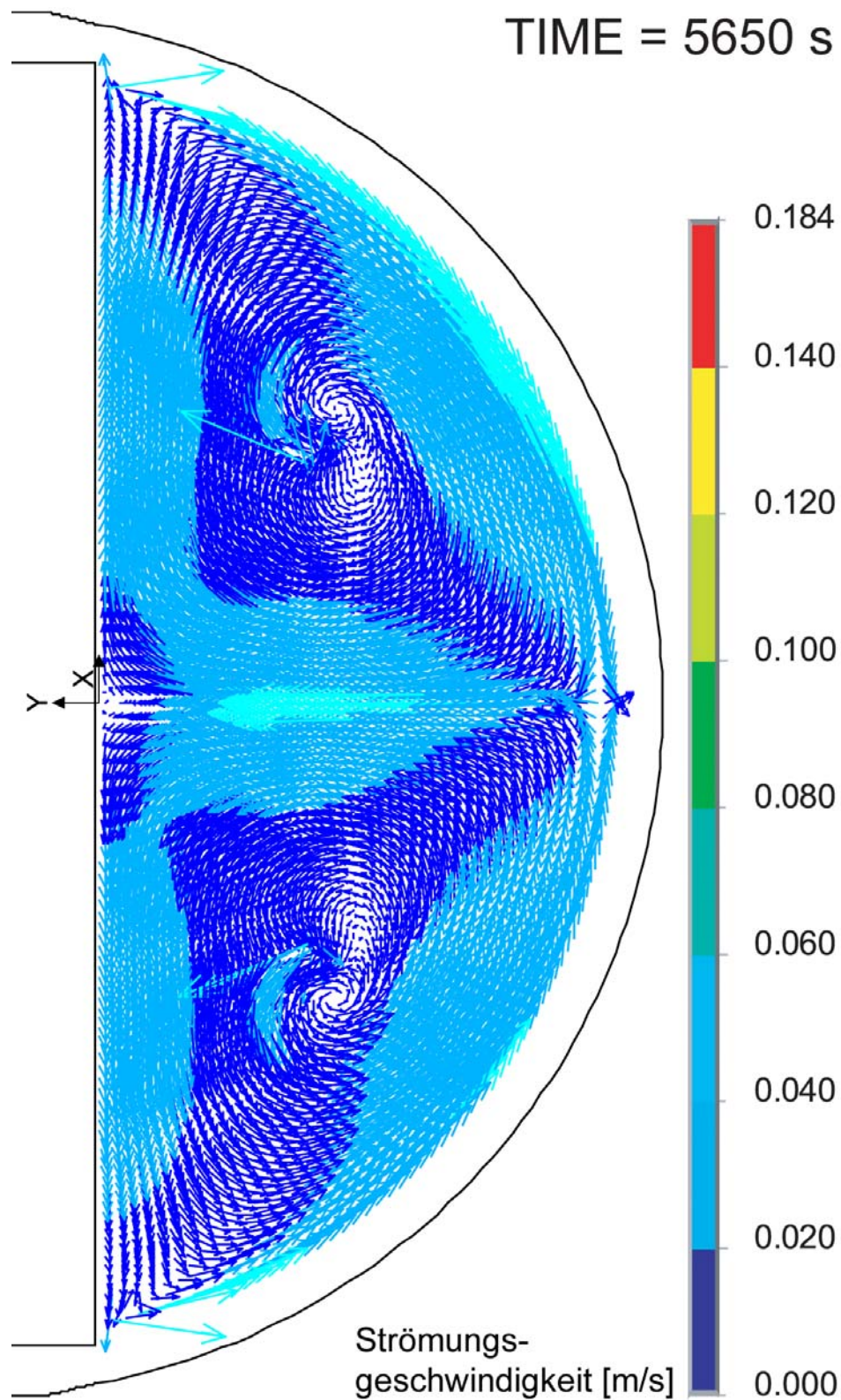
**Abb. 7.9.** Temperaturverteilung in der Schmelze - Zeitpunkt  $t = 1.000$  s nach Analysebeginn

Abb. 7.10. und Abb. 7.11. zeigen die Strömungsfelder 3.000 s und 5.650 s nach Analysebeginn. Die Abbildungen zeigen, dass die Strömungsgeschwindigkeiten im Laufe der Zeit abnehmen. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Strömung der geschmolzenen Kruste sowie der geschmolzenen Druckbehälterwand nicht modelliert werden können. Dadurch erhöhen sich die Temperaturen am Rande der flüssigen Schmelze mit der Zeit. Die treibenden Temperaturdifferenzen zwischen Zentrum und Randbereich der Schmelze werden geringer, die Strömungsgeschwindigkeiten nehmen deshalb ab. Sie werden durch die Rechnung also unterschätzt.

Die Simulation der freien Konvektion der flüssigen Schmelze wird durchgeführt, um die vom Fluid an die Krusten übertragenen Wärmeströme zu bestimmen. Diese ergeben sich zusammen mit den Temperaturen in der flüssigen Schmelze aus der Lösung der Impuls- und Energiegleichungen. Da mit zunehmender Analysezeit die Strömungsgeschwindigkeiten abnehmen, wird der Wärmeeintrag in die Krusten unterschätzt. Der Wärmeübergang kann jedoch sowieso nicht genauer bestimmt werden, da die Strömung der geschmolzenen Kruste sowie der geschmolzenen Druckbehälterwand nicht mit simuliert werden kann.



**Abb. 7.10.** Strömungsfelder in der Schmelze - Zeitpunkt  $t = 3000$  s nach Analysebeginn



**Abb. 7.11.** Strömungsfelder in der Schmelze - Zeitpunkt  $t = 5650$  s nach Analysebeginn

### 7.2.2.2 Simulation der Temperaturfelder im Referenzfall

Die Simulation der Temperaturfelder wird durchgeführt, um den Zeitpunkt des thermischen Versagens der Bodenkaltotte zu bestimmen. Abb. 7.12. zeigt die Temperaturfelder in Schmelze, Kruste und Reaktordruckbehälterwand zu verschiedenen Zeiten. Die Temperaturskala wurde in dieser Abbildung so gewählt, dass der Bereich der flüssigen Schmelze und der aufgeschmolzenen Kruste ( $T > 2.673 \text{ K}$ ) sowie der Bereich des Versagens der Reaktordruckbehälterwand ( $1.673 < T_{\text{Wand}} < 1.723$ ) zu erkennen ist.

Das thermische Versagen tritt in der Simulation des Referenzfalls nach 5.650 s am tiefsten Punkt der Bodenkaltotte ein<sup>1</sup>. Für diesen Bereich sind die Ergebnisse in Abb. 7.13. noch einmal vergrößert dargestellt. Zu diesem Zeitpunkt liegt in der Schmelze eine Maximaltemperatur von 4.280 K vor. In der Realität wären bei solch hohen Schmelzetemperaturen weitere Spaltprodukte verdampft und aus der flüssigen Schmelze entwichen. Dadurch würde sich die in der Schmelze produzierte Nachwärme verringern und die Zeit bis zum Versagen der Kaltotte würde sich verlängern. Da die Ausdampfvorgänge nur mit großen Unsicherheiten nachzubilden sind, werden diese Effekte in dieser Berechnung nicht berücksichtigt (konservative Annahme).

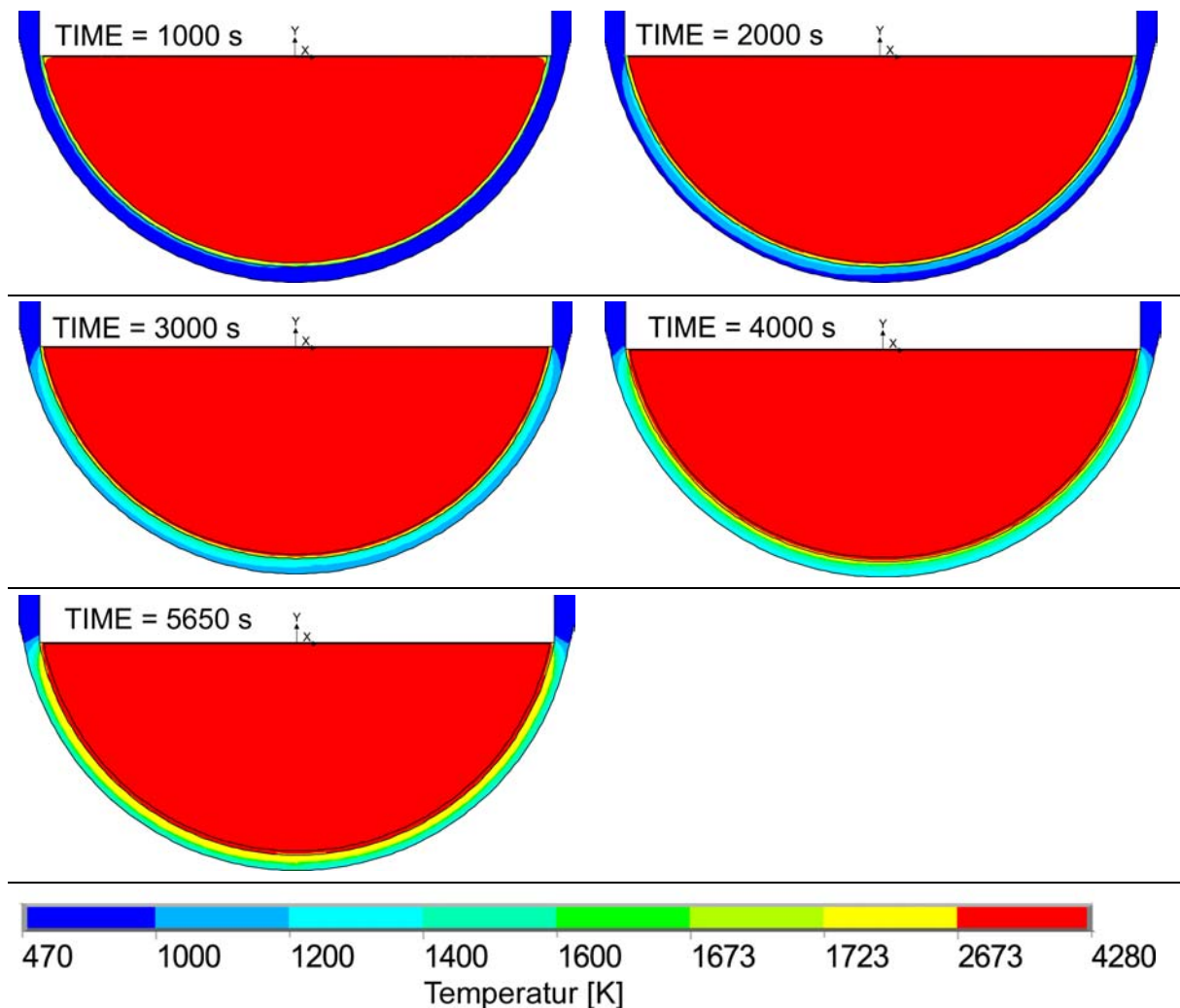
In Abb. 7.14. ist die Temperaturverteilung der Reaktordruckbehälter-Wand zum Zeitpunkt des Versagens der Bodenkaltotte noch einmal mit einer anderen Temperaturskala dargestellt. Es zeigt sich, dass bereits mehr als die Hälfte der Wand aufgeschmolzen ist und dass in der gesamten Bodenkaltotte Temperaturen über 1.300 K vorliegen. Bei diesen Temperaturen weist der Stahl nur noch eine geringe Festigkeit auf und kann das Gewicht der Schmelze deshalb vermutlich nicht mehr tragen. Deshalb wäre eine Analyse des Festigkeitsverhaltens der Bodenkaltotte sinnvoll, diese ist jedoch nicht Gegenstand dieser Arbeit.

Abb. 7.15. zeigt den zeitlichen Verlauf der Temperatur für einige Knotenpunkte. Diese befinden sich in der Symmetrieebene  $y = 0$ , in der Nähe des tiefsten Punktes der Kaltotte, wo das thermische Versagen zuerst eintritt. Es werden Temperaturen von Knotenpunkten aus der Schmelze, der Kruste und aus der Reak-

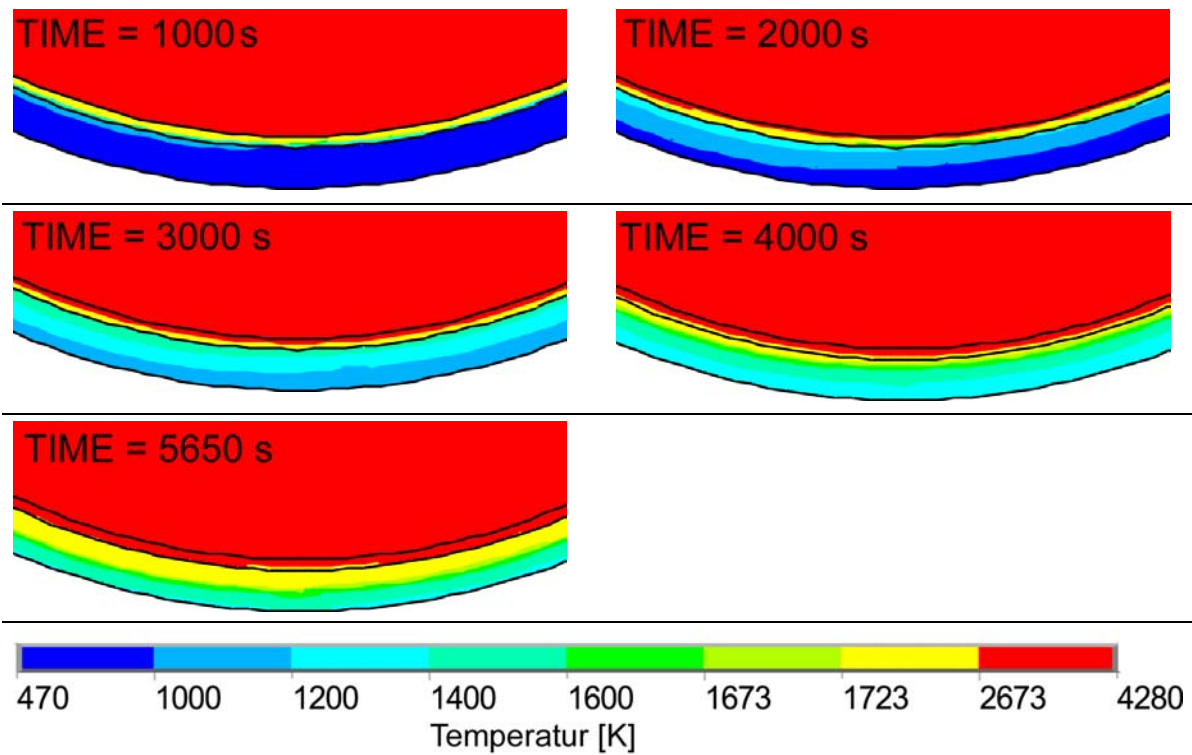
---

<sup>1</sup> In einigen Veröffentlichungen [28, 68, 79] wird angegeben, dass das Versagen nicht am tiefsten Punkt der Kaltotte eintritt sondern z.B. in Höhe der Schmelzeoberfläche. Die Abweichung zu dieser Arbeit kann möglicherweise auf Restriktionen von ANSYS (z.B. ist es nicht möglich winkelabhängige Wärmeübergangskoeffizienten anzugeben, siehe auch Kap. 7.2.2.3) und unterschiedliche Modellannahmen zurückgeführt werden (z.B. Untersuchung von homogener Schmelze in dieser Arbeit, separierter Schmelze in anderen Arbeiten).

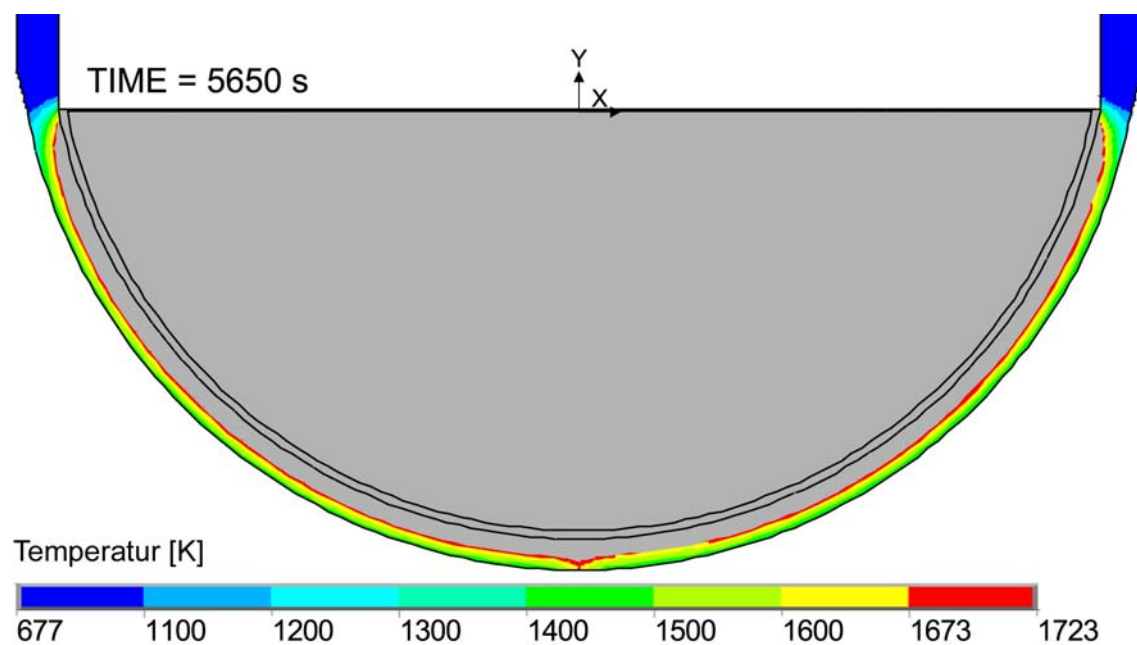
tordruckbehälterwand dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Temperaturen von Schmelze und Druckbehälterwand während der Simulation stetig ansteigen. Die Temperaturdifferenzen zwischen benachbarten Knotenpunkten in der Kruste sind deutlich größer als die zwischen benachbarten Knotenpunkten in der Druckbehälterwand. Dies ist auf die höhere Wärmeleitfähigkeit des Druckbehälterstahls im Vergleich zur Kruste zurückzuführen.



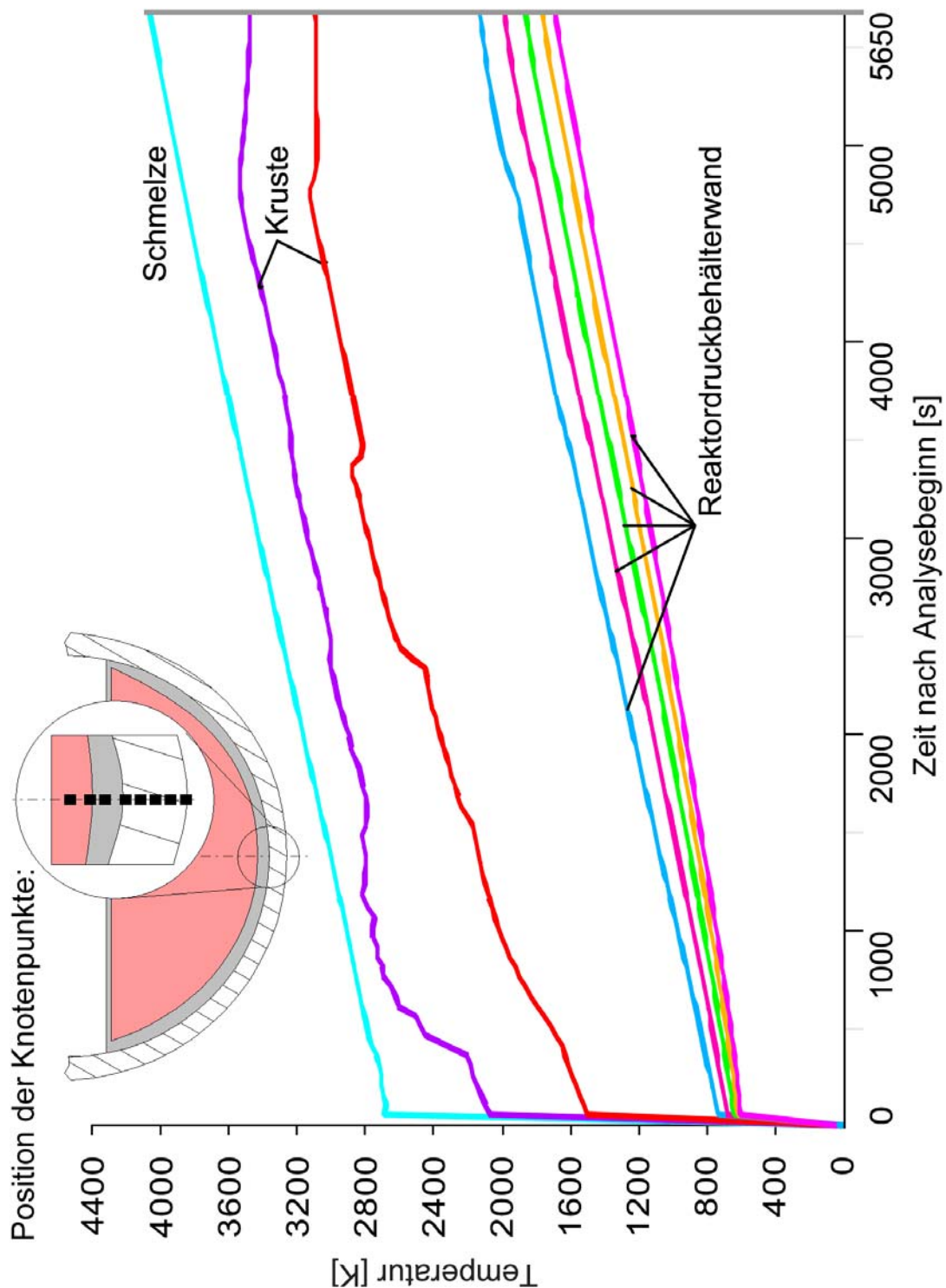
**Abb. 7.12.** Temperaturen in Schmelze, Kruste und Reaktordruckbehälter zu verschiedenen Zeitpunkten der Analyse des Referenzfalles



**Abb. 7.13.** Temperaturen in Schmelze, Kruste und Reaktordruckbehälter zu verschiedenen Zeitpunkten der Analyse des Referenzfalles - Ausschnitt in der Nähe des tiefsten Punktes



**Abb. 7.14.** Wandtemperaturen zum Zeitpunkt  $t = 5650$  s nach Analysebeginn



**Abb. 7.15.** Zeitlicher Verlauf der Temperatur von Knotenpunkten in Schmelze, Kruste und Reaktordruckbehälterwand, Ebene:  $y = 0^a$

<sup>a</sup> Es wurden zwei benachbarte Punkte im oberen Bereich der Kruste dargestellt. Aus Gründen der Übersichtlichkeit konnten nicht die Temperaturen aller übereinander liegender Knotenpunkte von Wand und Kruste aufgenommen werden.

### 7.2.2.3 Zusammenfassende Bewertung

In den Kapiteln 4 und 5 wurde bereits auf die Komplexität des Unfallablaufs und die dadurch verursachten Unsicherheiten bei der Analyse der Vorgänge in der Bodenkalotte hingewiesen. Die im folgenden dargestellten Restriktionen von ANSYS führen zu weiteren Unsicherheiten bei der Analyse des Problems:

- Zunächst war vorgesehen, Kernschmelze und Kruste als Feststoff zu modellieren und durch die Angabe des Wärmeübergangskoeffizienten zu verknüpfen. Die Angabe von Wärmeübergangskoeffizienten ist bei einer abschmelzenden Kruste und die sich dadurch verändernden Geometrien jedoch nicht möglich. Deshalb muss die Kernschmelze als Fluid simuliert werden, um den Wärmeeintrag in die Kruste zu bestimmen. Dadurch können die experimentellen Erfahrungen zur Wärmeübertragung von Kernschmelze in die Bodenkalotte nicht genutzt werden.
- Die Turbulenzmodellierung ist in ANSYS / FLOTTRAN ausschließlich mit dem sogenannten „k- $\epsilon$ -Modell“ möglich (Kap. 12.3.1). Durch dieses Modell wird die Turbulenz und damit der Wärmeeintrag in die Kruste überschätzt (konservative Annahme). Spezielle Programme für Fluidberechnungen (z.B. CFX, Fluent, StarCD) sind zur Simulation der freien Konvektion besser geeignet und ermitteln deshalb einen genaueren Wärmeübergang vom Fluid in die Kruste.
- Eine Modellierung von mehr als einem Fluid in einer Analyse ist nicht möglich.
- Die Modellierung einer zeitabhängigen Fluidgeometrie ist nicht möglich. Deshalb kann die abschmelzende Kruste nicht als Fluid simuliert werden. Dies führt zu einer geringeren treibenden Temperaturdifferenz in der Flüssigkeit und damit zu geringeren Strömungsgeschwindigkeiten und zu geringeren Wärmeeinträgen in die Kruste (Kap. 7.2.2.2).
- Die Modellierung einer abschmelzenden Kruste über die Angabe der Schmelzenthalpie führt bei dieser komplexen zeitabhängigen Analyse zu Instabilitäten in der Rechnung. Deshalb musste darauf verzichtet werden.

Da die nachfolgenden Analysen mit den gleichen Unsicherheiten und Restriktionen berechnet werden, ist die Vergleichbarkeit der in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse gegeben. Wenn in der Simulation ein Zeitgewinn durch eine konstruktive Veränderung berechnet wird, tritt auch in der Realität ein Zeitgewinn ein. Der absolute Wert dieses Zeitgewinns ist jedoch mit Unsicherheiten behaftet.

Im folgenden ist eine grobe Abschätzung der Versagenszeit unter Vernachlässigung der Wärmeabgaben an die Umgebung sowie der für das Aufschmelzen von Kruste und Stahl benötigten Wärmemengen geschildert. Die freigesetzte Wärme heizt Schmelze (inklusive der Kruste) und Druckbehälterwand auf:

$$\Delta t_i = \frac{\rho_i \cdot V_i \cdot c_{p,i} \cdot \Delta T_i}{\dot{Q}_{NWL}} \quad (7.6)$$

Neben der Nachwärmeleistung  $\dot{Q}_{NWL}$  (Annahme: 35 MW) werden die folgenden Werte verwendet:

**Tab. 7.1.** Werte für die grobe Abschätzung der Versagenszeit

|                          | Einheit              | Schmelze / Kruste | Stahl |
|--------------------------|----------------------|-------------------|-------|
| Dichte $\rho$            | [kg/m <sup>3</sup> ] | 8.000             | 7.850 |
| Wärmekapazität $c_p$     | [J/(kg·K)]           | 450               | 600   |
| Volumen                  | [m <sup>3</sup> ]    | 24                | 4,8   |
| Aufheizspanne $\Delta T$ | [K]                  | 1.300             | 1.000 |

Mit diesen Werten ergibt sich eine Versagenszeit  $t = t_{Schmelze} + t_{Stahl}$  von 3.855 s (= 3.209s + 646 s). Dieser Wert liegt in der gleichen Größenordnung wie der von ANSYS berechnete Wert. Das bedeutet, dass mit der Simulation trotz der genannten Unsicherheiten und Restriktionen ein realistischer Wert für die Zeit bis zum Versagen der Bodenkcalotte berechnet<sup>1</sup> wird.

Diese grobe Abschätzung zeigt aber auch, dass die Versagenszeit wesentlich von der Aufheizung der Schmelze abhängt. Dies ist auf das im Vergleich zum Volumen des Druckbehälterstahls große Schmelzevolumen zurückzuführen. Die Schmelze kann deshalb eine größere Wärmemenge speichern. Bei einer geringeren Aufheizspanne der Schmelze oder einer geringeren Schmelzemasse verringert sich die Versagenszeit deshalb deutlich.

<sup>1</sup> Die in der Literatur angegebenen Werte schwanken sehr stark, je nach den verwendeten Randbedingungen. In der Risikostudie Kernkraftwerke wird von einer Versagenszeit von 650 bis 1400 s ausgegangen [28], Hassmann ermittelte Versagenszeiten von bis zu 3,6 Stunden [33].

# 8 Sensitivitätsanalyse der Einflussparameter

Die Werte der Einflussparameter können aufgrund des komplexen Unfallablaufes nicht exakt bestimmt werden. In Kapitel 6 wurden deshalb Wertebereiche und Referenzwerte für die Einflussparameter definiert. Mit den Referenzwerten wurde in Kapitel 7 der Referenzfall berechnet. In diesem Kapitel wird untersucht, welche Auswirkungen eine Veränderung der Werte der Einflussparameter auf den Zeitpunkt des thermischen Versagens der Bodenkalotte hat. Um eine Aussage darüber treffen zu können wurden ANSYS-Berechnungen mit den in Kapitel 6 definierten Unter- und Obergrenzen der Wertebereiche aller Einflussparameter durchgeführt. Dabei wurde jeweils ein einzelner Parameter verändert, alle anderen nahmen die Werte des Referenzfalles an. Ein Ergebnis dieser Rechnungen ist der Temperaturverlauf des tiefsten Punktes der Bodenkalotte, bei dem im Referenzfall das thermische Versagen zuerst eintritt. Die Temperaturverläufe dieses Punktes bei Unter- und Obergrenze des Wertebereiches eines Einflussparameters werden in diesem Kapitel in einer Abbildung dem Temperaturverlauf des Referenzfalles gegenüber gestellt. Diese Abbildungen verdeutlichen die Sensitivität der Ergebnisse des Referenzfalles gegenüber den untersuchten Einflussparametern.

## 8.1 Nachwärmeleistung

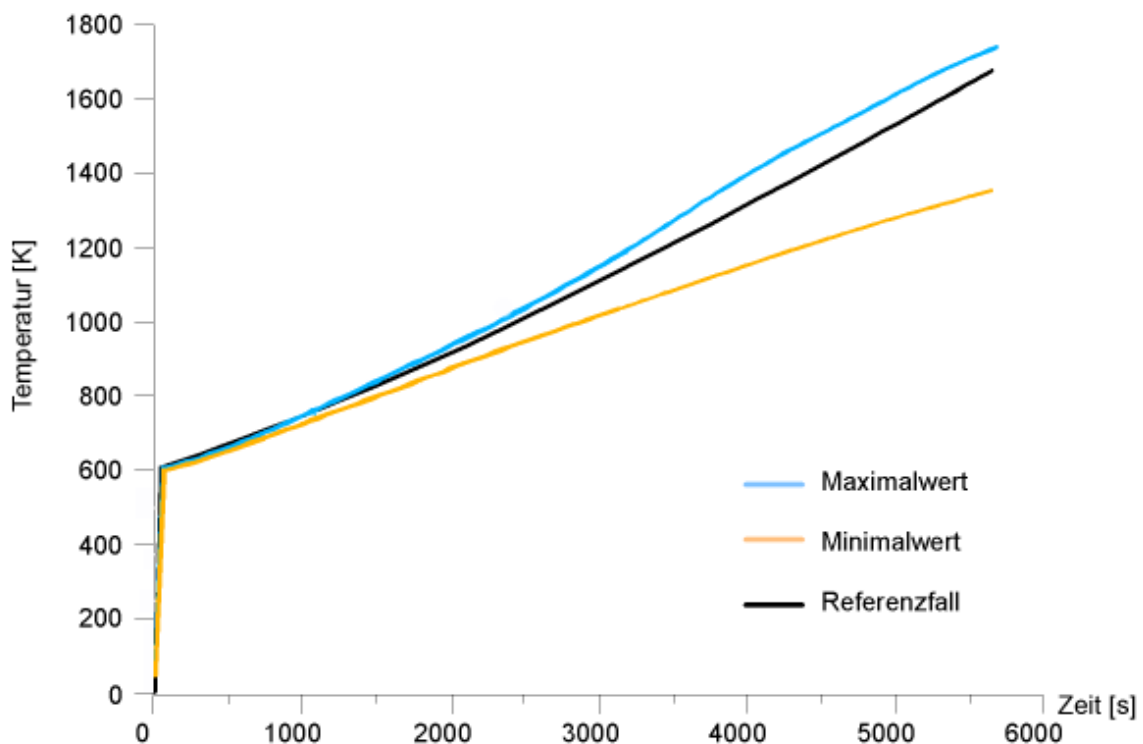
In Kapitel 6.1 wurde bereits erwähnt, dass die in der Schmelzemasse freigesetzte Nachwärmeleistung zusammen mit dem Schmelzevolumen die spezifische Nachwärmeleistung festlegt, die einen großen Einfluß auf den Versagenszeitpunkt der Bodenkalotte hat. Der Referenzwert der in der Schmelze freigesetzten Nachwärme beträgt 80 Minuten nach Unfallbeginn 29 MW (oberer Grenzwert o. G. 38 MW; unterer Grenzwert u. G. 14 MW). Bei einem Schmelzevolumen von  $25 \text{ m}^3$  ergibt sich damit zu Beginn der Phase 3 eine spezifische Nachwärmeleistung von  $1,1 \text{ MW/m}^3$  (o. G.  $1,5 \text{ MW/m}^3$ ; u. G.  $0,5 \text{ MW/m}^3$ )<sup>1</sup>, die während des

---

<sup>1</sup> Die Variation des Schmelzevolumen ist nicht erforderlich, da über die Variation der Nachwärmeleistung ein weiterer Parameterbereich der Werte der spezifischen Nachwärmeleistung abgedeckt ist.

weiteren Unfallverlaufs abnimmt. In Abb. 8.1. ist der Temperaturverlauf des tiefsten Knotenpunktes der Bodenkälte für Referenzwert, oberen Grenzwert und unteren Grenzwert der spezifischen Nachwärmeleistung aufgezeigt. Es ist erkennbar, dass die Temperaturen beim oberen Grenzwert höhere Werte erreichen als im Referenzfall (ca. +70 K nach 5.700 s)<sup>1</sup>. Dies ist darauf zurückzuführen, dass bei einer höheren spezifischen Nachwärmeleistung mehr Wärme in der Schmelze freigesetzt wird und dass dadurch der Wärmestrom durch die Kernschmelze in die Kruste und in die Druckbehälterwand höher ist. Versagen der Bodenkälte tritt deshalb früher ein.

Dieses Ergebnis zeigt, dass der Unfallablauf durch die Verringerung der spezifischen Nachwärmeleistung verlangsamt wird. Diese Verringerung könnte z.B. durch zusätzliche Einbauten, die während eines Störfalls abschmelzen und dadurch das Schmelzevolumen erhöhen, erreicht werden. Zusätzliche Einbauten hätten außerdem den positiven Effekt, den vorangehenden Unfallablauf zu verlangsamen, da ein Teil der produzierten Nachwärme in Phase 1 und 2 genutzt würde, um die Einbauten aufzuheizen und aufzuschmelzen.



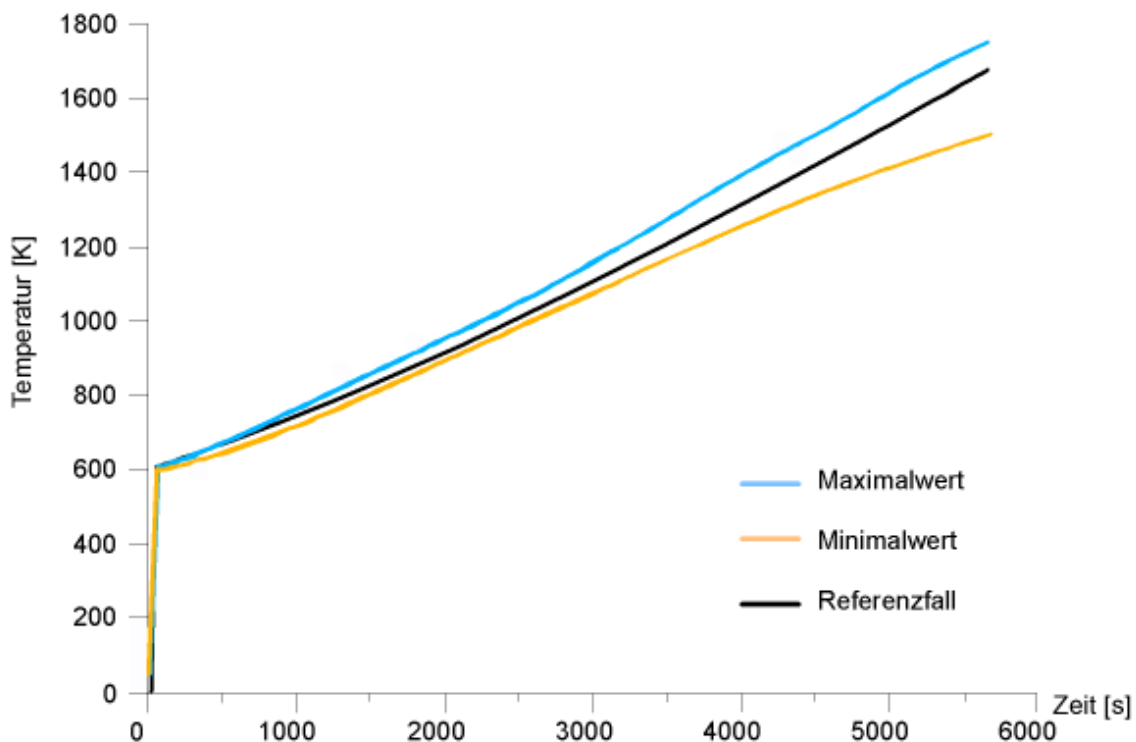
**Abb. 8.1.** Einfluss der Nachwärmeleistung auf den Temperaturverlauf des tiefsten Knotenpunktes der Bodenkälte

<sup>1</sup> Die Ausführungen gelten analog für den unteren Grenzwert, bei dem die Temperaturen deutlich niedriger als im Referenzfall sind (ca. -300 K nach 5.700 s); Referenzfall: 1.650 K nach 5.700 s.

## 8.2 Stoffwerte der Kernschmelze

### 8.2.1 Wärmeleitfähigkeit

Der Referenzwert der Wärmeleitfähigkeit der Kernschmelze beträgt  $6 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$  (o. G.  $9 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ ; u. G.  $3 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ ; siehe Kap. 6.2). In Abb. 8.2. sind die Ergebnisse der Berechnung für diese drei Werte aufgezeigt. Es zeigt sich, dass die Temperaturen beim oberen Grenzwert der Wärmeleitfähigkeit höhere Werte erreichen als im Referenzfall (ca.  $+100 \text{ K}$  nach  $5.700 \text{ s}$ )<sup>1</sup>. Dies ist darauf zurückzuführen, dass bei einer hohen Wärmeleitfähigkeit der Wärmestrom durch die Kernschmelze in die Kruste und in die Druckbehälterwand höher ist. Dadurch werden höhere Temperaturen schneller erreicht und der Versagenszeitpunkt der Bodenkalotte tritt früher ein.

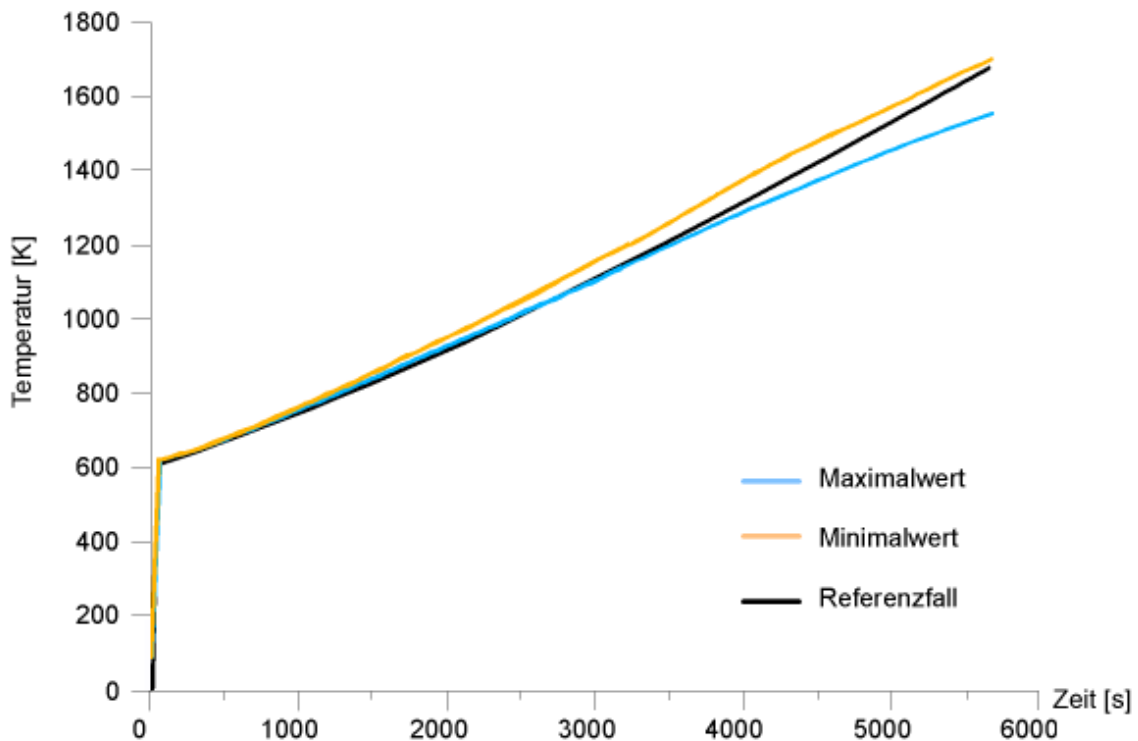


**Abb. 8.2.** Einfluss der Wärmeleitfähigkeit auf den Temperaturverlauf des tiefsten Knotenpunktes der Bodenkalotte

<sup>1</sup> Die Ausführungen gelten analog für den unteren Grenzwert, bei dem die Temperaturen deutlich niedriger als im Referenzfall sind (ca.  $-150 \text{ K}$  nach  $5.700 \text{ s}$ ); Referenzfall:  $1.650 \text{ K}$  nach  $5.700 \text{ s}$ .

## 8.2.2 Spezifische Wärmekapazität

Abb. 8.3. zeigt den Temperaturverlauf des tiefsten Knotenpunktes der Bodenkalotte für den Referenzwert der spezifischen Wärmekapazität der Kernschmelze ( $450 \text{ J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$ , siehe Kap. 6.2) sowie oberen Grenzwert ( $550 \text{ J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$ ) und unteren Grenzwert ( $400 \text{ J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$ ). Beim oberen Grenzwert der Wärmeleitfähigkeit erreichen die Temperaturen niedrigere Werte als im Referenzfall (ca.  $-100 \text{ K}$  nach  $5.700 \text{ s}$ )<sup>1</sup>. Dies ist darauf zurückzuführen, dass bei einer höheren spezifischen Wärmekapazität eine höhere Wärmemenge erforderlich ist, um die Temperatur innerhalb der Kernschmelze zu erhöhen. Es wird also mehr Wärme in der Schmelze selbst gespeichert und dadurch wird die Wärmeabgabe an die Umgebung verzögert. Dies hat zur Folge, dass der Versagenszeitpunkt der Bodenkalotte später eintritt.

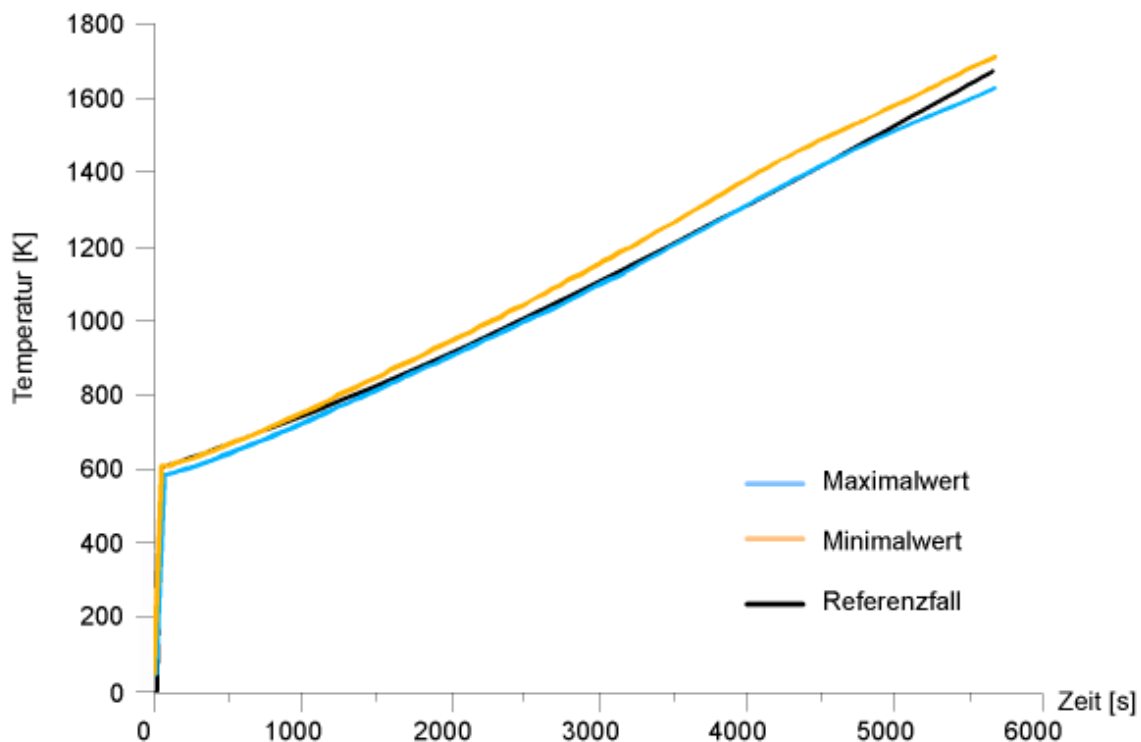


**Abb. 8.3.** Einfluss der spezifischen Wärmekapazität auf den Temperaturverlauf des tiefsten Knotenpunktes der Bodenkalotte

<sup>1</sup> Die Ausführungen gelten analog für den unteren Grenzwert, bei dem die Temperaturen geringfügig höher (ca.  $+40 \text{ K}$  nach  $5.700 \text{ s}$ ) sind; Referenzfall:  $1.650 \text{ K}$  nach  $5.700 \text{ s}$ .

### 8.2.3 Dichte

Der Referenzwert der Dichte beim Referenzschmelzpunkt der Kernschmelze von 2.673 K beträgt  $8.000 \text{ kg/m}^3$ , der obere Grenzwert  $8.500 \text{ kg/m}^3$  und der untere Grenzwert  $7.300 \text{ kg/m}^3$ . In Kapitel 6.2 sind die aus diesen Werten abgeleiteten temperaturabhängigen Dichtewerte für die ANSYS-Berechnungen aufgeführt. In Abb. 8.4. ist zu erkennen, dass die Temperaturen beim oberen Grenzwert der Dichte niedrigere Werte als im Referenzfall erreichen (ca. -30 K nach 5.700 s)<sup>1</sup>. Dies beruht darauf, dass bei einer höheren Dichte eine höhere Wärmemenge erforderlich ist, um die Temperatur innerhalb der Kernschmelze zu erhöhen. Es wird also mehr Wärme in der Schmelze selbst gespeichert und dadurch wird die Wärmeabgabe an die Umgebung verzögert. Deshalb tritt das Versagen der Bodenkalotte später ein.

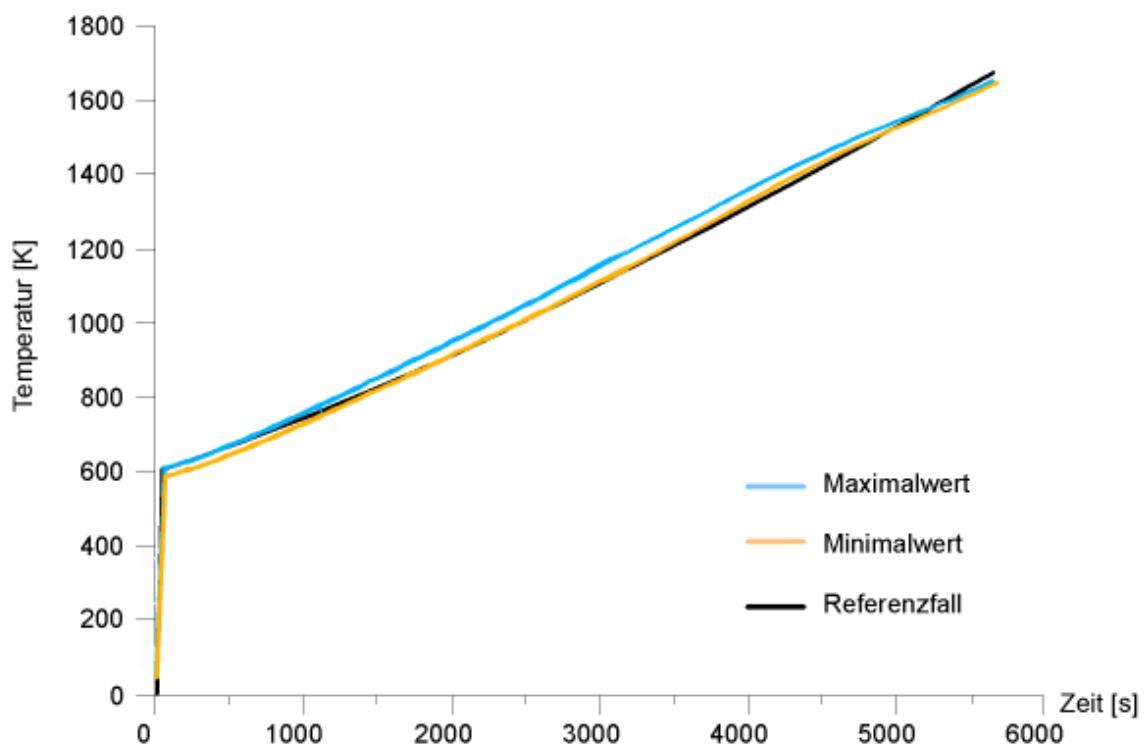


**Abb. 8.4.** Einfluss der Dichte auf den Temperaturverlauf des tiefsten Knotenpunktes der Bodenkalotte

<sup>1</sup> Die Ausführungen gelten analog für den unteren Grenzwert, bei dem die Temperaturen höher als im Referenzfall (ca. +30 K nach 5.700 s) sind; Referenzfall: 1.650 K nach 5.700 s.

## 8.2.4 Kinematische Viskosität

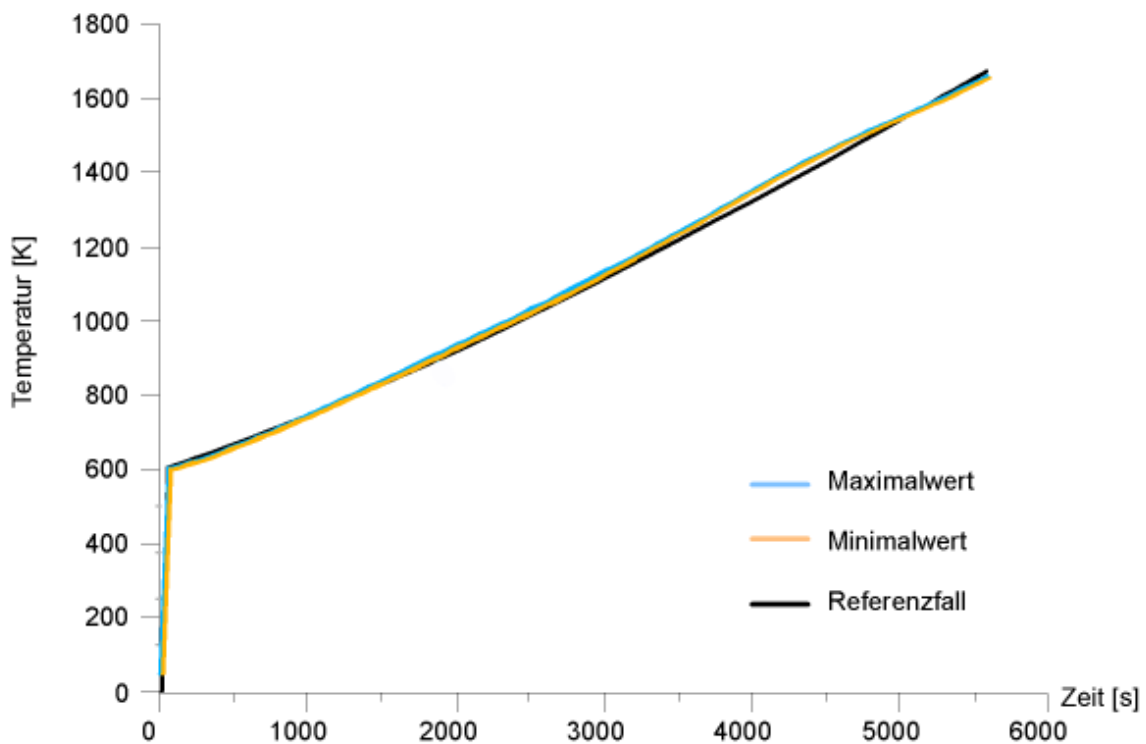
Wie bereits in Kapitel 6.2 erläutert, beträgt der Referenzwert der kinematischen Viskosität der Kernschmelze  $7 \cdot 10^{-7} \text{ [m}^2/\text{s]}$ , der obere Grenzwert  $8 \cdot 10^{-7} \text{ [m}^2/\text{s]}$  und der untere  $5 \cdot 10^{-7} \text{ [m}^2/\text{s]}$ . Aus Abb. 8.5. ist zu erkennen, dass der Temperaturverlauf des tiefsten Knotenpunktes der Bodenkalotte für diese drei Werte fast identisch ist (Temperatur nach 5.700 s bei oberem Grenzwert: 1.644 K, bei unterem Grenzwert: 1.643 K, im Referenzfall: ca. 1.650 K). Das bedeutet, dass der Wert der kinematischen Viskosität einen äußerst geringen Einfluss auf den Versagenszeitpunkt der Bodenkalotte hat.



**Abb. 8.5.** Einfluss der kinematischen Viskosität auf den Temperaturverlauf des tiefsten Knotenpunktes der Bodenkalotte

### 8.2.5 Thermischer Ausdehnungskoeffizient

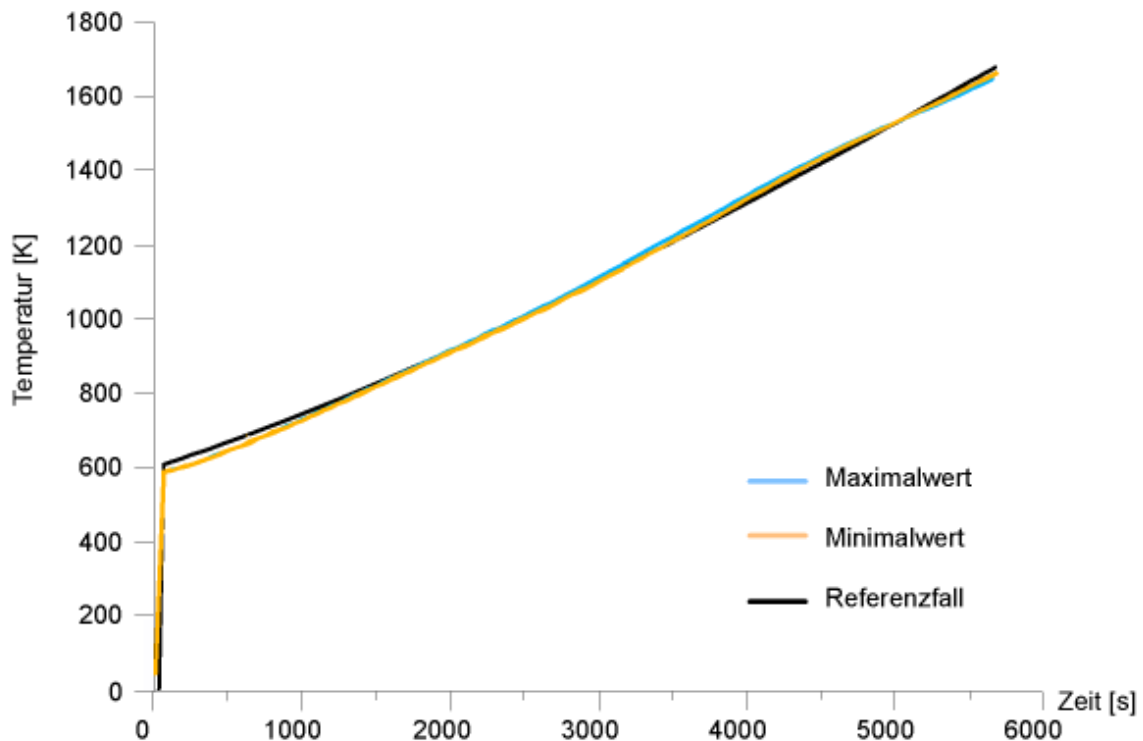
In Kapitel 6.2 wurde der Referenzwert des thermischen Ausdehnungskoeffizienten mit  $1,1 \cdot 10^{-4} \text{ 1/K}$  angegeben, der obere Grenzwert mit  $1,4 \cdot 10^{-4} \text{ 1/K}$  und der untere mit  $0,95 \cdot 10^{-4} \text{ 1/K}$ . Die in Abb. 8.6. dargestellten Ergebnisse lassen erkennen, dass auch hier der Temperaturverlauf des tiefsten Knotenpunktes der Bodenkalotte für diese drei Werte fast identisch ist (Temperatur nach 5.700 s bei oberem Grenzwert: 1.651 K, bei unterem Grenzwert: 1.646 K, im Referenzfall: ca. 1.650 K). Das heißt, dass auch der Wert des thermischen Ausdehnungskoeffizienten einen äußerst geringen Einfluss auf den Versagenszeitpunkt der Bodenkalotte hat.



**Abb. 8.6.** Einfluss des thermischen Ausdehnungskoeffizienten auf den Temperaturverlauf des tiefsten Knotenpunktes der Bodenkalotte

## 8.2.6 Emissivität

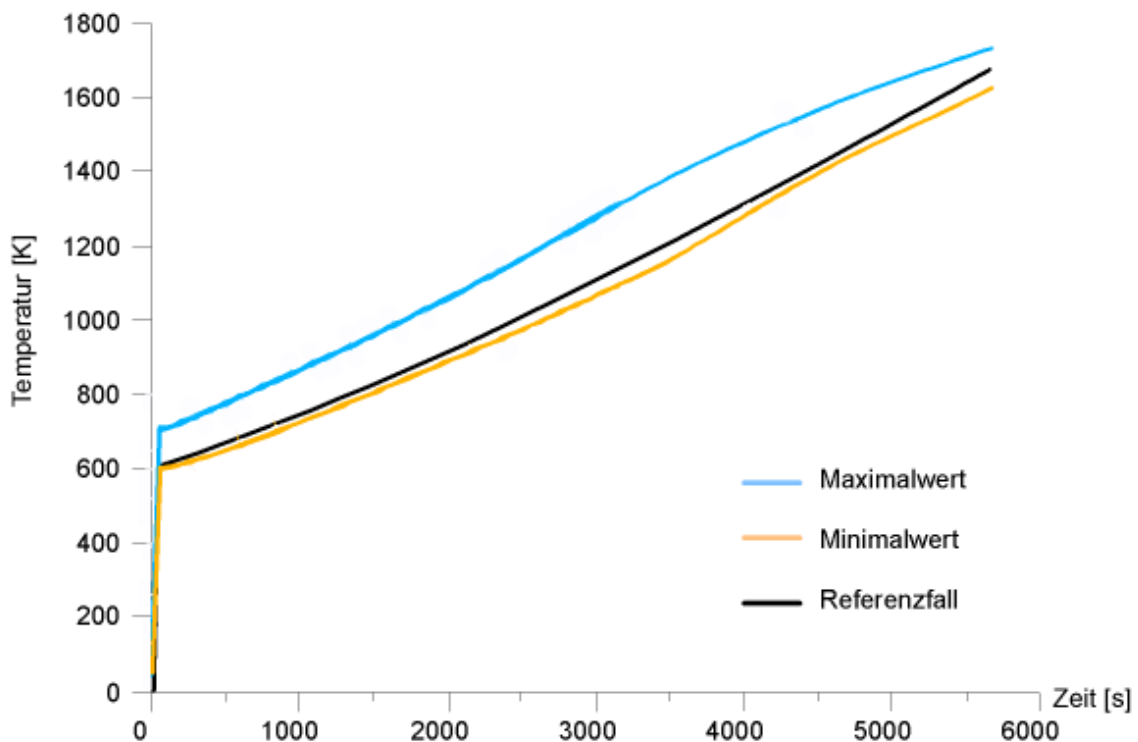
Der Referenzwert der Emissivität der Kernschmelze beträgt 0,85, der obere Grenzwert 1,0 und der untere Grenzwert 0,3 (vgl. Kap. 6.2). Abb. 8.7. zeigt, dass die Temperaturverläufe für diese drei Werte fast identisch ist (Temperatur nach 5.700 s bei oberem Grenzwert: 1.640 K, bei unterem Grenzwert: 1.663 K, im Referenzfall: ca. 1.650 K). Das bedeutet, dass der Wert der Emissivität einen äußerst geringen Einfluss auf den Versagenszeitpunkt der Bodenkalotte hat. Dies ist darauf zurück zu führen, dass die Wärme in den Bereichen der Bodenkalotte über Wärmeleitung aus der unteren Kruste in die Reaktordruckbehälterwand einfließt. Die Emissivität des Coriums beeinflusst nur den Wärmefluß an der Oberfläche der oberen Kruste bzw. des Schmelzesees und dies hat keinen nennenswerten Einfluss auf die Temperaturen des tiefsten Punktes der Bodenkalotte.



**Abb. 8.7.** Einfluss der Emissivität der Kernschmelze auf den Temperaturverlauf des tiefsten Knotenpunktes der Bodenkalotte

### 8.2.7 Wärmeleitfähigkeit der Kruste

Der Referenzwert der Wärmeleitfähigkeit der Kruste wurde in Kapitel 6.2 mit  $2,5 \text{ W/(m}\cdot\text{K)}$  angegeben (o. G.  $3,4 \text{ W/(m}\cdot\text{K)}$ ; u. G.  $1,8 \text{ W/(m}\cdot\text{K)}$ ). Abb. 8.8. lässt erkennen, dass die Temperaturen beim oberen Grenzwert der Wärmeleitfähigkeit höhere Werte erreichen als im Referenzfall (ca.  $+80 \text{ K}$  nach  $5.700 \text{ s}$ )<sup>1</sup>. Dies lässt sich darauf zurückführen, dass bei einer hohen Wärmeleitfähigkeit der Wärmestrom durch die Kruste in die Druckbehälterwand höher ist. Daraus folgt, dass der Versagenszeitpunkt der Bodenkalotte früher eintritt.

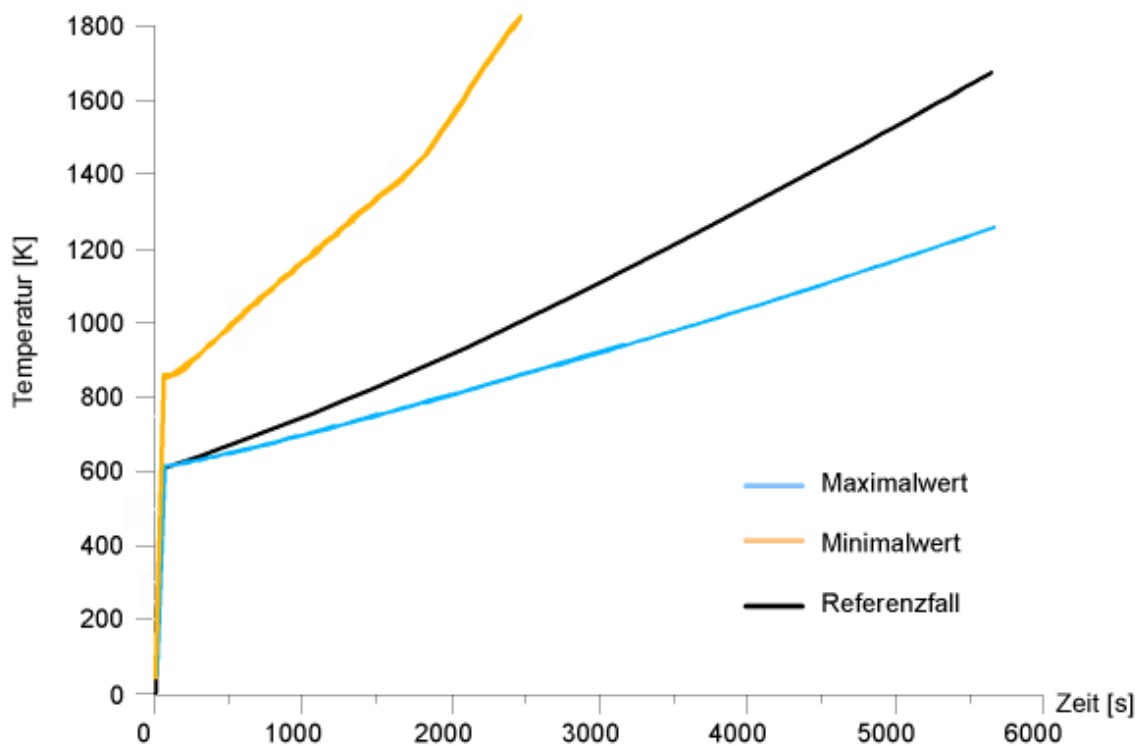


**Abb. 8.8.** Einfluss der Wärmeleitfähigkeit der Kruste auf den Temperaturverlauf des tiefsten Knotenpunktes der Bodenkalotte

<sup>1</sup> Die Ausführungen gelten analog für den unteren Grenzwert, bei dem die Temperaturen niedriger als im Referenzfall (ca.  $-40 \text{ K}$  nach  $5.700 \text{ s}$ ) sind; Referenzfall:  $1.650 \text{ K}$  nach  $5.700 \text{ s}$ .

### 8.3 Dicke der Corium-Kruste in der Bodenkcalotte

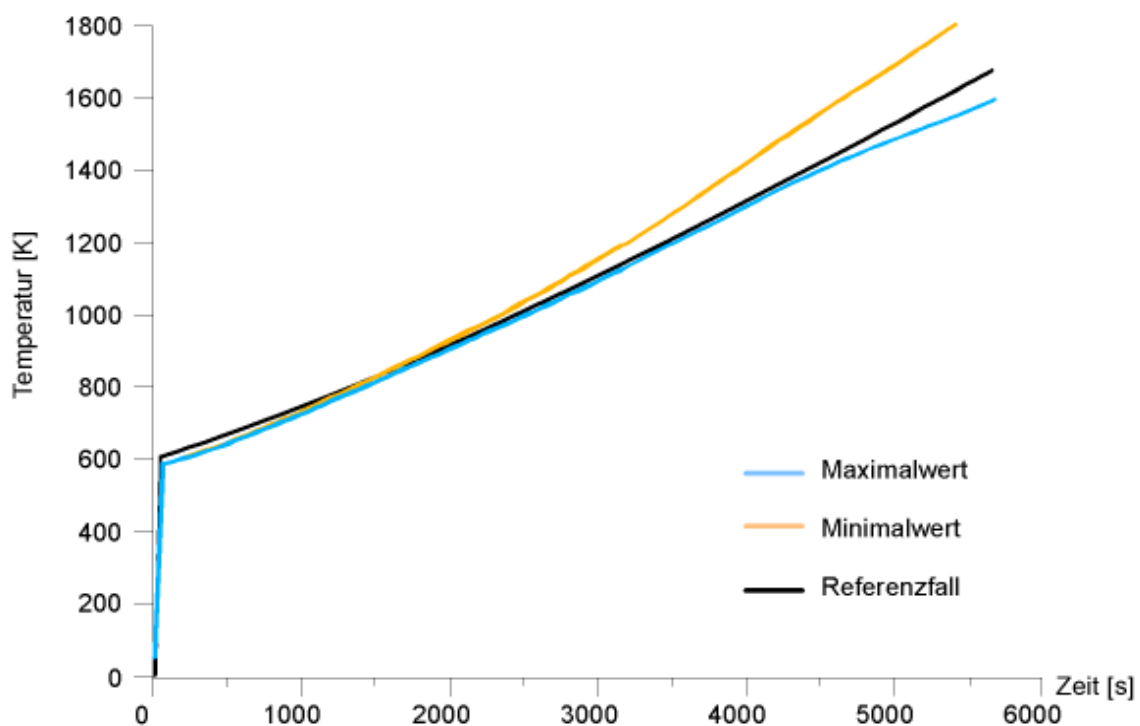
Wie bereits in Kapitel 6.3 erläutert, beträgt der Referenzwert der Dicke der Corium-Kruste in der Bodenkcalotte 40 mm, der obere Grenzwert 100 mm und der untere Grenzwert 0 mm. In Abb. 8.9. ist der Temperaturverlauf des tiefsten Knotenpunktes der Bodenkcalotte für diese drei Werte aufgezeigt. Es ist erkennbar, dass die Dicke der Corium-Kruste einen starken Einfluss auf den Temperaturverlauf des Knotenpunktes hat. Falls sich eine dickere Kruste ausbildet als im Referenzfall sind die Temperaturen deutlich geringer als im Referenzfall (beim oberen Grenzwert der Dicke ca. -400 K nach 5.700 s). Wenn die Kruste jedoch geringer ist, als im Referenzfall, schmilzt die Reaktordruckbehälterwand der Bodenkcalotte bis zu 3.000 s (wenn sich keine Kruste bildet) früher ab. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Kruste eine geringe Wärmeleitfähigkeit aufweist und somit einen erheblichen Wärmeleitwiderstand darstellt. Wenn dieser wegfällt kann die Wärme schneller in die Reaktordruckbehälterwand eindringen.



**Abb. 8.9.** Einfluss der Dicke der Corium-Kruste in der Bodenkcalotte auf den Temperaturverlauf des tiefsten Knotenpunktes der Bodenkcalotte

## 8.4 Eigenschaften des Reaktordruckbehälterstahls

Die Eigenschaften des Reaktordruckbehälterstahls sind im Gegensatz zu den Eigenschaften der Kernschmelze gut bekannt. Deshalb ist eine Variation der Werte für fast alle in Kapitel 6.2 aufgeführten Einflußparameter nicht notwendig. Der einzige Wert, in dem unterschiedliche Quellen stark unterschiedliche Werte angeben ist die Emissivität des Stahls. Dabei beträgt der Referenzwert 0,6 der obere Grenzwert 0,8 und der untere Grenzwert nur 0,1 (siehe Kap. 6.4). Abb. 8.10. zeigt die Ergebnisse der Berechnungen für die verschiedenen Werte. Die Temperaturen erreichen beim oberen Grenzwert geringfügig geringere Werte als im Referenzfall (ca. -50 K nach 5.700 s)<sup>1</sup>. Dies lässt sich darauf zurückführen, dass der Wärmeübergang an der Behälteraussenwand durch Strahlung dominiert ist (siehe Kap. 7.2.1). Bei einer höheren Emissivität wird mehr Wärme durch Strahlung abgegeben. Dadurch steigen die Temperaturen der Behälterwand langsamer an. Da die Wärmeabgabe durch Strahlung mit zunehmender Wandtemperatur steigt, wirken sich verschiedene Emissivitäten bei höheren Wandtemperaturen stärker aus.



**Abb. 8.10.** Einfluss der Emissivität des Stahls auf den Temperaturverlauf des tiefsten Knotenpunktes der Bodenkalotte

<sup>1</sup> Die Ausführungen gelten analog für den unteren Grenzwert, bei dem die Temperaturen deutlich höher als im Referenzfall (ca. +200 K nach 5.700 s) sind; Referenzfall: 1.650 K nach 5.700 s.

## 8.5 Zusammenfassende Bewertung

In Tab. 8.1. sind die in den Kapiteln 8.1 bis 8.4 beschriebenen Ergebnisse im Vergleich dargestellt. Die Tabelle verdeutlicht die Sensitivität der Ergebnisse des Referenzfalles gegenüber den untersuchten Einflussparametern. Dabei hat eine Veränderung des Wertes der sich im früheren Unfallverlauf ausbildenden Coriumkruste die größte Auswirkung auf den Zeitpunkt des thermischen Versagens der Bodenkalotte. Weitere wichtige Einflussparameter sind die Höhe der Nachwärmeleistung und die Emissivität des Stahls. Die Stoffwerte der Kernschmelze sind von geringerer Bedeutung als diese drei genannten Parameter, dabei sind die Stoffwerte mit dem größten Einfluss die Wärmeleitfähigkeit und die spezifische Wärmekapazität.

**Tab. 8.1.** Auswirkungen veränderter Einflussparameter auf Versagenszeit (Zusammenfassung)

| <b>Einflussparameter</b>           | <b>Schwankungsbreite des Wertebereichs ggü. Referenzwert [%]</b> | <b>Rechnung mit oberem Grenzwert</b> | <b>Rechnung mit unterem Grenzwert</b> |
|------------------------------------|------------------------------------------------------------------|--------------------------------------|---------------------------------------|
| Spezifische Nachwärmeleistung      | - 65 bis + 35                                                    | -- <sup>a</sup>                      | +++                                   |
| Wärmeleitfähigkeit                 | - 50 bis + 50                                                    | --                                   | ++                                    |
| Spezifische Wärmekapazität         | - 10 bis + 20                                                    | ++                                   | -                                     |
| Dichte                             | - 10 bis + 5                                                     | +                                    | -                                     |
| Kinematische Viskosität            | - 30 bis + 15                                                    | o                                    | o                                     |
| Thermischer Ausdehnungskoeffizient | - 15 bis + 30                                                    | o                                    | o                                     |
| Emissivität Kernschmelze           | - 65 bis + 20                                                    | +                                    | -                                     |
| Wärmeleitfähigkeit Kruste          | - 30 bis + 35                                                    | --                                   | +                                     |
| Dicke der Corium-Kruste            | - 100 bis + 150                                                  | +++                                  | ---                                   |
| Emissivität des RDB-Stahls         | - 80 bis + 35                                                    | ++                                   | ---                                   |

<sup>a</sup> -: Bodenkalotte schmilzt früher, +: Bodenkalotte schmilzt später,  
o: geringe Beeinflussung der Ergebnisse

Aufgrund dieser Ergebnisse lassen sich Ideen für Maßnahmen zur Verlängerung der Versagenszeiten ableiten. Eine mögliche Maßnahme wurde bereits in Kapitel 8.1 genannt: die Verringerung der spezifischen Nachwärmeleistung durch die Erhöhung der Schmelzmasse durch zusätzliche Einbauten, die während eines Störfalls abschmelzen.

Der hohe Einfluss der Emissivität des Stahl auf den Temperaturverlauf in der Bodenkalotte zeigt, dass die Wärmeabfuhr aus der Bodenkalotte in die Umgebung einen wichtigen Einfluß auf die Versagenszeit ausübt. Deshalb ergeben sich weitere Maßnahmen durch die Optimierung der Kühltechnik an der äußeren Reaktordruckbehälterwand.

Eine zusätzliche Möglichkeit ist das Einbringen einer Schutzschicht in der Bodenkalotte des Reaktordruckbehälters, die eine ähnliche Funktion erfüllt, wie die sich ausbildende Coriumkruste.

In Kapitel 9 werden die verschiedenen Verbesserungsmaßnahmen untersucht, dabei wird die Möglichkeit der Verringerung der spezifischen Nachwärmeleistung nicht weiter untersucht, da in Kapitel 8.1 bereits ein weiter Wertebereich der spezifischen Nachwärmeleistung abgedeckt wurde.



# **9 Maßnahmen zur Verlängerung der Versagenszeit**

In den Kapiteln 7 und 8 wurde das Verhalten der Bodenkalotte im Referenzfall und bei veränderten Einflussparametern untersucht. Die Ergebnisse zeigen, dass der Behälter in allen untersuchten Fällen nach wenigen Stunden thermisch versagt. In diesem Kapitel werden die in Kapitel 8 vorgestellten Ideen zur Verlängerung der Versagenszeit untersucht. Zunächst werden die Maßnahmen zur Optimierung der Kühltechnik an der äußeren Reaktordruckbehälterwand (Wasser- bzw. Bleikühlung) betrachtet. Anschließend werden die Auswirkungen des Einbringens einer Schutzschicht in die Bodenkalotte dargestellt.

## **9.1 Optimierung der Kühlung der äußeren Druckbehälterwand**

Im Referenzfall wurde die Wärme an der Reaktordruckbehälterausenwand hauptsächlich durch Strahlung abgeführt. In Kapitel 8.4 wurde anhand der Untersuchung des Einflusses der Emissivität des Stahls auf den Temperaturverlauf in der Bodenkalotte deutlich, dass die Wärmeabfuhr aus der Bodenkalotte einen wichtigen Einfluß auf die Versagenszeit hat. Eine Verbesserung der Wärmeabfuhr lässt sich z.B. durch Wasserkühlung (siehe Kap. 9.1.1) oder Bleikühlung (siehe Kap. 9.1.2) der Aussenwand erreichen, da in diesem Fall deutlich höhere Wärmeübergangskoeffizienten als bei der Wärmeabfuhr durch Strahlung erzielt werden.

### 9.1.1 Kühlung des Reaktordruckbehälters durch einen äußeren Wasserpool

Eine nahe liegende Lösung zur Optimierung der Kühlung des Reaktordruckbehälters im Störfall stellt das Fluten der Reaktorgrube mit Wasser dar. Diese Methode wird heute bereits in Reaktoren niedrigerer Leistungsdichte als Notfallsystem genutzt [57]. Falls der Reaktordruckbehälter jedoch trotz Kühlung versagt, ergibt sich im weiteren Verlauf des Störfalles eine erhöhte Wasserstofffreisetzung, falls heiße Kernschmelze in das Kühlwasser fließt und mit diesem reagiert. Dies führt zu einer erhöhten Gefahr durch eine Wasserstoffdetonation; die Bewertung dieser Gefahr ist ebenso wie die der thermischen Schmelze-Wasser-Reaktion (Dampfexplosion) nicht Gegenstand dieser Arbeit<sup>1</sup>.

#### 9.1.1.1 Modellierung

Die Simulation der Vorgänge in der Bodenklotte mit Wasserkühlung der äußeren Wand wird analog zu der des Referenzfalles durchgeführt. Gegenüber dem Referenzfall wird nur die Randbedingung an der Außenwand geändert. Statt des effektiven Wärmeübergangskoeffizienten, der in der Berechnung des Referenzfalles verwendet wird (Kap. 7.2.1), wird ein Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha_W$  [W/(m<sup>2</sup>·K)] in Abhängigkeit der Wandtemperatur definiert<sup>2</sup>. Dieser wird mit den von Churchill und Churchill [68, 19] und Dhiri [68, 21, 22] aufgestellten Beziehungen für den Wärmeübergang bei konvektivem Sieden, bei Blasensieden und bei Filmsieden berechnet (Gleichungen (9.1), (9.2) und (9.3)).

$$\alpha_W = 0,135 \cdot \left[ 1,414 + 21,76 \cdot (T_W - T_{H_2O})^{\frac{1}{6}} \right]^2 \quad \text{für } 323 \text{ K} < T_W < 410 \text{ K} \quad (9.1)$$

$$\alpha_W = 0,55 \cdot \frac{(T_W - T_{H_2O, sat})}{(T_W - T_{H_2O})} \quad \text{für } 410 \text{ K} < T_W < 633 \text{ K} \quad (9.2)$$

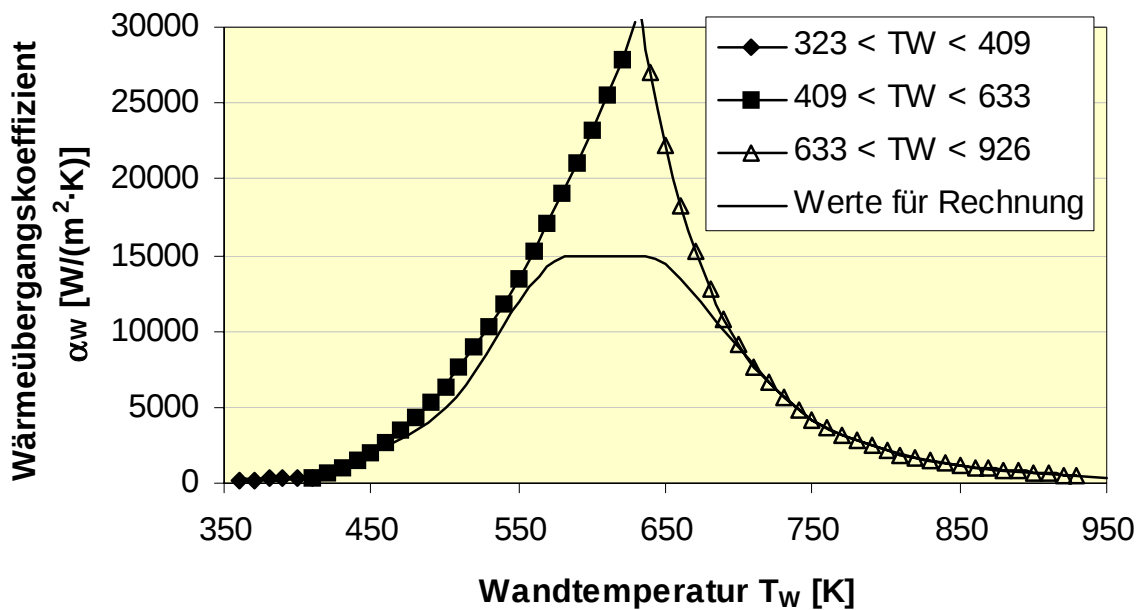
$$\alpha_W = 532,5 \cdot \left( \frac{533}{(T_W - T_{H_2O, sat})} \right)^{5,393} \quad \text{für } 633 \text{ K} < T_W < 926 \text{ K} \quad (9.3)$$

In den Gleichungen symbolisiert  $T_W$  [K] die Oberflächentemperatur der Reaktordruckbehälterwand,  $T_{H_2O}$  [K] die Temperatur des Kühlwassers und  $T_{H_2O, sat}$  [K]

<sup>1</sup> Vor einem Einsatz dieser Kühlungsmethode müssen die erhöhte Gefahren durch Wasserstoffdetonation und Dampfexplosion und deren Auswirkungen untersucht werden.

<sup>2</sup> Die zusätzlichen Befehle im Makro für die Berechnung der Vorgänge in der Bodenklotte mit Wasserkühlung sind im Anhang, Kap. 12.4.2 aufgelistet.

die Sättigungstemperatur von Wasser bei gegebenem Druck. Die Wärmeübergangskoeffizienten für die Bodenkalotte werden auch für den zylindrischen Teil des Reaktordruckbehälters verwendet. Dies ist eine konservative Annahme, da die Nusseltgesetze für den Wärmeübergang an vertikalen Zylindern höhere Wärmeübergangskoeffizienten ergeben würden [78]. In Abb. 9.1. sind die Werte des Wärmeübergangskoeffizienten dargestellt, die sich bei der Annahme von einem Druck von 1 bar und einer Wassertemperatur von 50°C ergeben. Da die Unstetigkeit nicht im Rechenmodell nachgebildet werden kann, werden in der Rechnung Näherungswerte verwendet, deren Verlauf ebenfalls in Abb. 9.1. dargestellt ist.

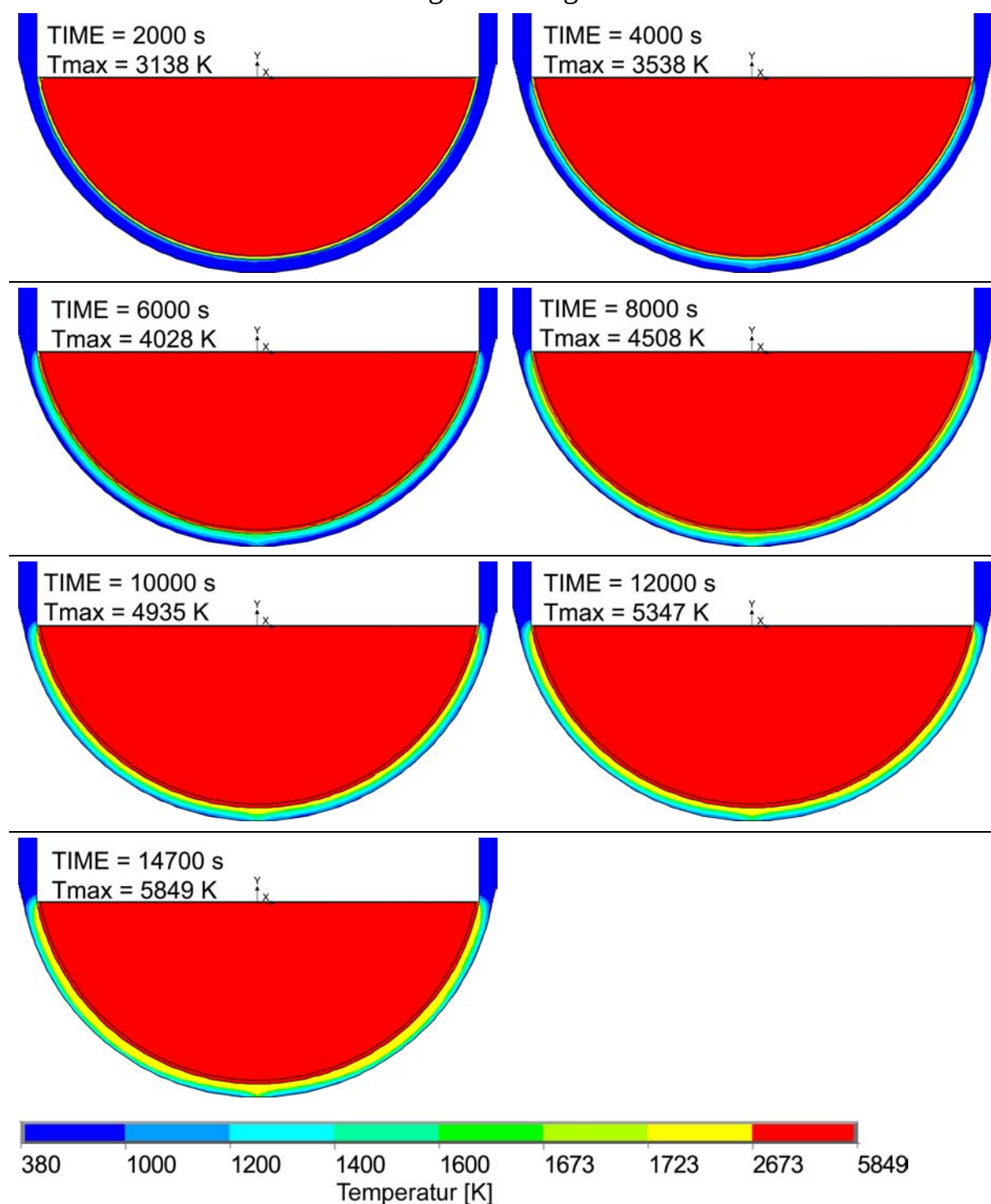


**Abb. 9.1.** Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha_w$  an der Außenseite des Druckbehälters bei Kühlung mit Wasser als Funktion der Wandtemperatur

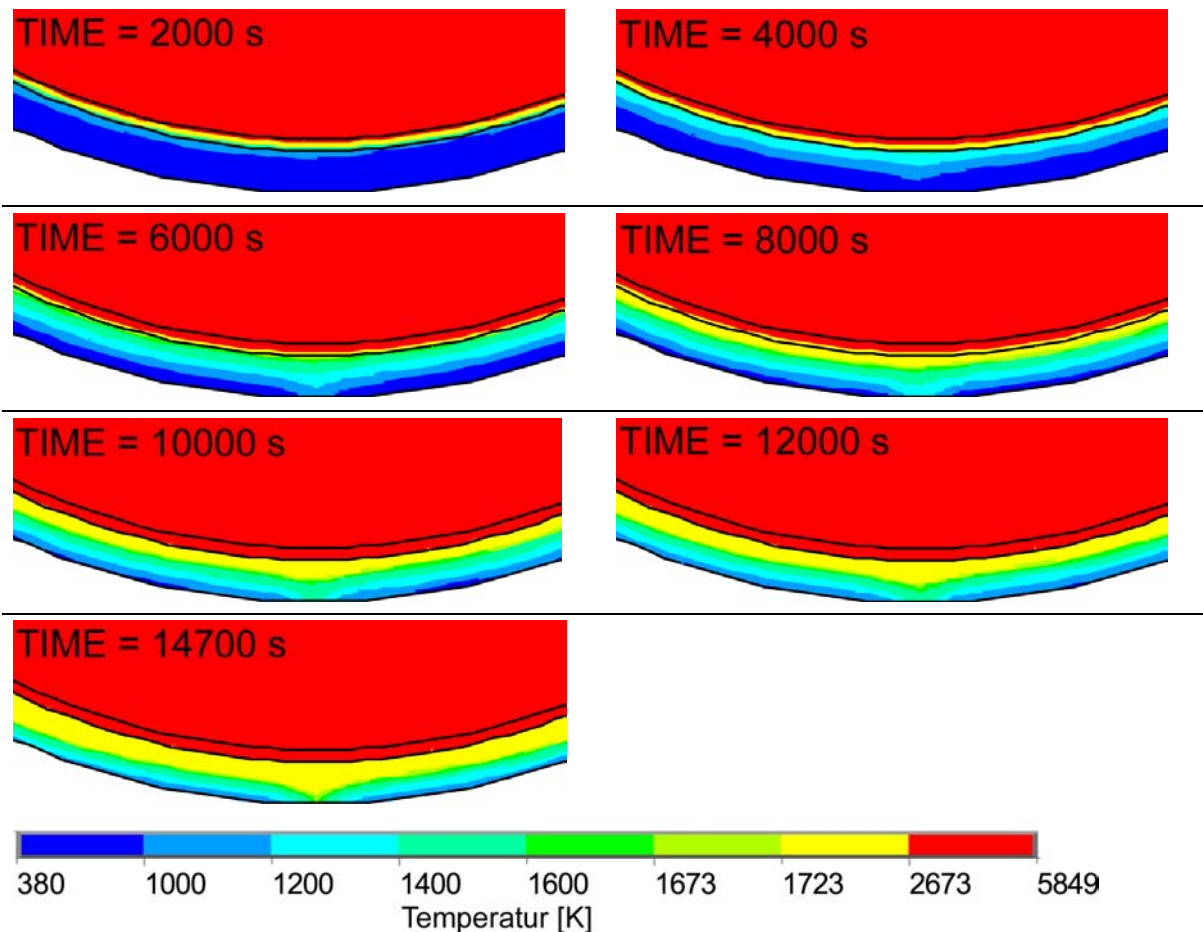
### 9.1.1.2 Ergebnisse

Bei der Simulation der Strömungen der Kernschmelze treten die gleichen Phänomene wie im Referenzfall auf. Während der gesamten Simulationszeit ist in der rechten und linken Hälfte der zweidimensionalen Kalotte je ein Wirbel zu erkennen. Die Strömungsgeschwindigkeiten nehmen, wie im Referenzfall, mit zunehmender Analysezeit ab. Auf eine genaue Darstellung der berechneten Strömungsfelder wird hier und bei den weiteren Analysen verzichtet, da die Phänomene bereits in Kap. 7.2.2 erläutert wurden und da die Strömungsanalyse nur die Randbedingungen für die Berechnung der Temperaturfelder liefert. Abb. 9.2. zeigt die Temperaturfelder in Schmelze, Kruste und Reaktordruckbehälterwand zu verschiedenen Zeiten. Das thermische Versagen tritt in diesem Fall nach 14.700 s am tiefsten Punkt der Bodenkalotte ein. Im Vergleich zu der Simulation

des Referenzfalls ergibt sich ein deutlicher Zeitgewinn von 9.050 s bis zum thermischen Versagen der Bodenkalotte. Für den Versagensbereich sind die Ergebnisse in Abb. 9.3. noch einmal vergrößert dargestellt.

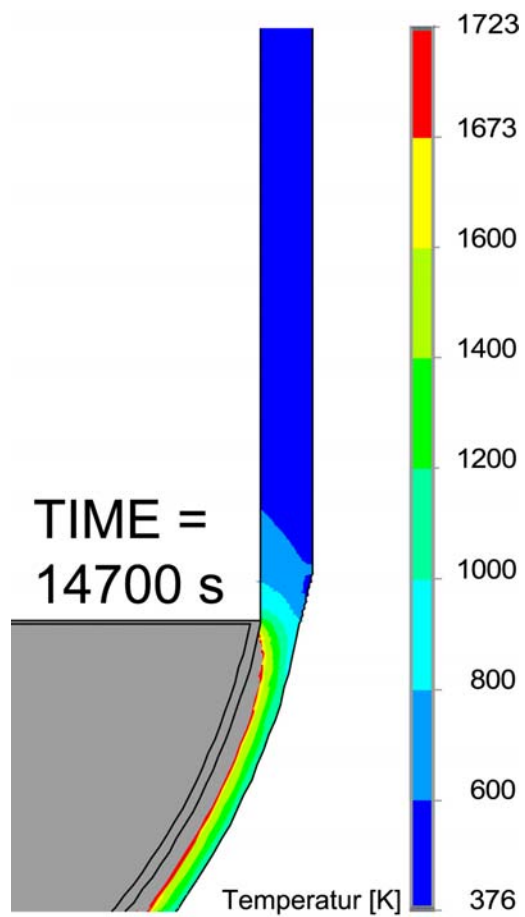


**Abb. 9.2.** Temperaturen in Schmelze, Kruste und Reaktordruckbehälter zu verschiedenen Zeitpunkten der Analyse mit Wasserkühlung

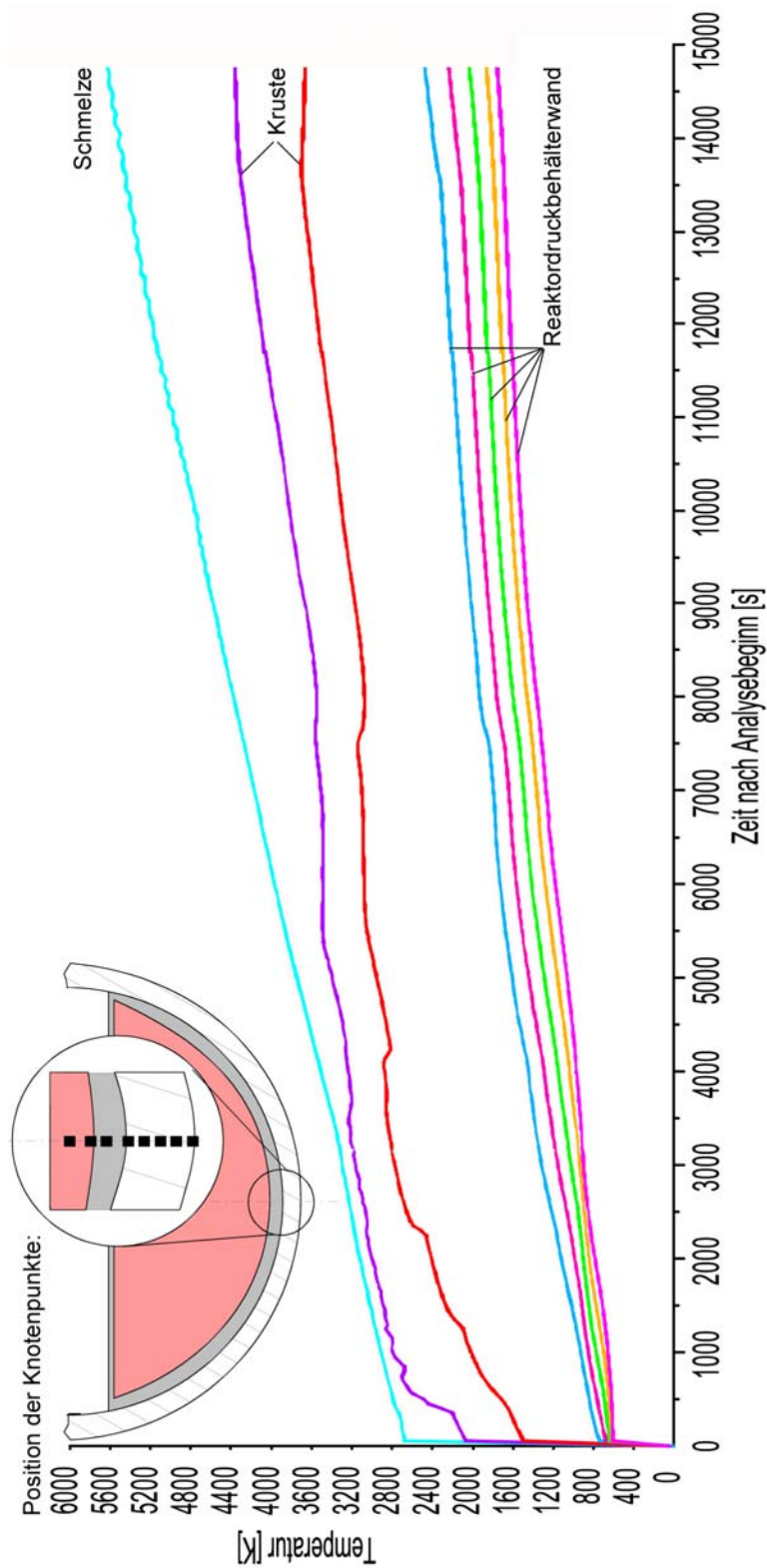


**Abb. 9.3.** Temperaturen in Schmelze, Kruste und Reaktordruckbehälter zu verschiedenen Zeitpunkten der Analyse mit Wasserkühlung - Ausschnitt in der Nähe des tiefsten Punktes

In Abb. 9.4. ist die Temperaturverteilung im oberen Bereich der Bodenkalotte für den Zeitpunkt des Versagens dargestellt. Im oberen Bereich der Bodenkalotte ist etwa die Hälfte der Druckbehälterwand abgeschmolzen und nur eine geringe Schichtdicke der Wand weist Temperaturen unter 1.200 K auf. Oberhalb der Oberfläche des Schmelzesees nehmen die Temperaturen in der Druckbehälterwand schnell auf Werte unter 600 K ab. Dies ist auf die guten Kühlbedingungen bei der Wasserkühlung mit extrem hohen Wärmeübergangskoeffizienten in diesem Temperaturbereich zurückzuführen. In Abb. 9.5. ist der zeitliche Verlauf der Temperatur für die gleichen Knotenpunkte wie in Kap. 7.2.2.2, Abb. 7.15. dargestellt. Die Temperaturverläufe gleichen denen im Referenzfall, allerdings sind bei der Simulation mit Wasserkühlung die Steigungen geringer (und damit der Versagenszeitpunkt später), da aufgrund der höheren Wärmeübergangskoeffizienten mehr Wärme an die Umgebung abgeführt wird.



**Abb. 9.4.** Wandtemperaturen im oberen Bereich der Bodenkalotte zum Zeitpunkt  $t = 14.700$  s nach Analysebeginn



**Abb. 9.5.** Zeitlicher Verlauf der Temperatur von Knotenpunkten in Schmelze, Kruste und Reaktordruckbehälterwand, Ebene:  $y = 0$

## 9.1.2 Kühlung des Reaktordruckbehälters durch einen äußeren Bleipool

In Kap. 9.1.1 wurde gezeigt, dass durch die Kühlung der Außenwand mit Wasser das Versagen der Bodenkalotte hinausgezögert werden kann. Der Wärmeübergang bei der Wasserkühlung hängt jedoch in starkem Maße von der Temperatur der Reaktordruckbehälteraußenwand ab (vgl. Abb. 9.1.). Ab einer Temperatur von 630 K sinken die Wärmeübergangskoeffizienten rapide. Für eine effizientere Kühlung des Reaktordruckbehälters wäre ein hoher Wärmeübergangskoeffizient über den gesamten Temperaturbereich, den die Behälteraußenwand annimmt, wünschenswert. Deshalb<sup>1</sup> wird in dieser Arbeit Blei<sup>2</sup> als alternatives Kühlmedium untersucht. Im Rahmen der Arbeit wird nicht auf die konstruktive Gestaltung und auf die Risiken<sup>3</sup> einer Bleikühlung eingegangen.

### 9.1.2.1 Modellierung

Analog zur Simulation der Vorgänge mit Wasserkühlung der äußeren Wand wird ein Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha_B$  [W/(m<sup>2</sup>·K)] definiert<sup>4</sup>, der mit Hilfe eines Nusselgesetzes berechnet wird. Da die freie Konvektion um Kugeln durch die für senkrechte Platten gültigen Beziehungen erfaßt werden kann [46, 95], wenn als Anströmlänge  $l$  der Durchmesser  $D$  der Kugel eingesetzt wird, wird die für senkrechte Platten gültige Beziehung angewandt (Gleichung (9.4)):

$$Nu = 0,56 \cdot \left[ \left( \frac{Pr}{0,846 + Pr} \right) \cdot Ra \right]^{\frac{1}{4}} + 2 \quad (9.4)$$

Der Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha_B$  läßt sich nach Gleichung (9.5) aus der berechneten Nusseltzahl  $Nu$ , der Wärmeleitfähigkeit des Bleis  $\lambda_B$  und dem Durchmesser der Bodenkalotte  $D$  berechnen:

$$\alpha_B = \frac{Nu \cdot \lambda_B}{D} \quad (9.5)$$

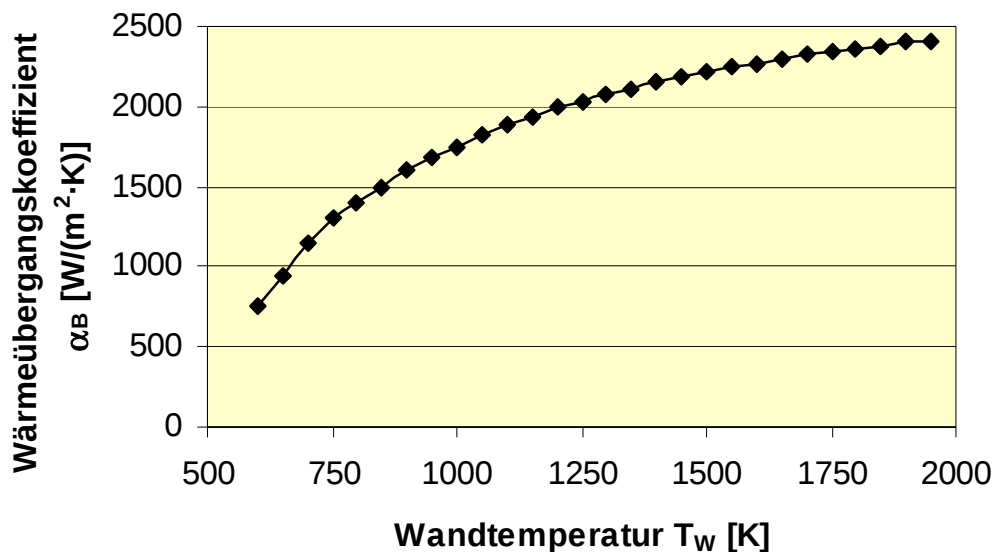
<sup>1</sup> Ein weiterer Grund für die Untersuchung von alternativen Kühlmedien ist die Verringerung der Gefahr einer Wasserstoffdetonation gegenüber einer Wasserkühlung der Aussenwand.

<sup>2</sup> Flüssigmetallkühlungen gewährleisten über einen hohen Temperaturbereich gute Kühlungseigenschaften; mit Blei als Kühlmedium wurden am Lehrstuhl für Reaktorsicherheit und -technik der RWTH Aachen bereits positive Erfahrungen gesammelt [23].

<sup>3</sup> Z.B. Toxizität von Blei; vollständiger Verlust der Anlage nach Aktivierung der Bleikühlung. Gestaltung und Risiken müssen vor einem Einsatz dieser Kühlungsmethode untersucht werden.

<sup>4</sup> Im Makro ist der Wärmeübergangskoeffizient für die Berechnung der Vorgänge in der Bodenkalotte mit Bleikühlung als Funktion der Temperatur angegeben. Die zusätzlichen Befehle sind im Anhang, Kap. 12.4.3 aufgelistet.

Die sich ergebenden temperaturabhängigen Werte für  $\alpha_B$  sind in Abb. 9.6. dargestellt. Im Gegensatz zu Abb. 9.1. liegt in Abb. 9.6. keine Unstetigkeit vor. Die Werte der Wärmeübergangskoeffizienten bei Bleikühlung nehmen über einen Bereich bis etwa  $2.000\text{ K}^1$  kontinuierlich zu. Bei der Wasserkühlung sind die Wärmeübergangskoeffizienten im Temperaturbereich zwischen 500 und 800 K etwa um das zehnfache höher als bei der Bleikühlung und damit in diesem Temperaturbereich besonders gut geeignet die Wärme abzuführen. Ab einer Wandtemperatur von ca. 630 K sinken die Werte der Wärmeübergangskoeffizienten bei Wasserkühlung jedoch rapide ab. Bei 850 K unterschreiten sie das Niveau der Werte bei Bleikühlung und fallen danach noch weiter ab. Die Bleikühlung ist also bei Temperaturen oberhalb von 850 K besser geeignet die Wärme abzuführen. Da die Reaktordruckbehälterwand relativ schnell Temperaturen von über 850 K ausgesetzt ist, scheint eine Bleikühlung gegenüber einer Wasserkühlung vorteilhaft.



**Abb. 9.6.** Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha_w$  an der Außenseite des Reaktordruckbehälters bei Kühlung mit Blei als Funktion der Wandtemperatur

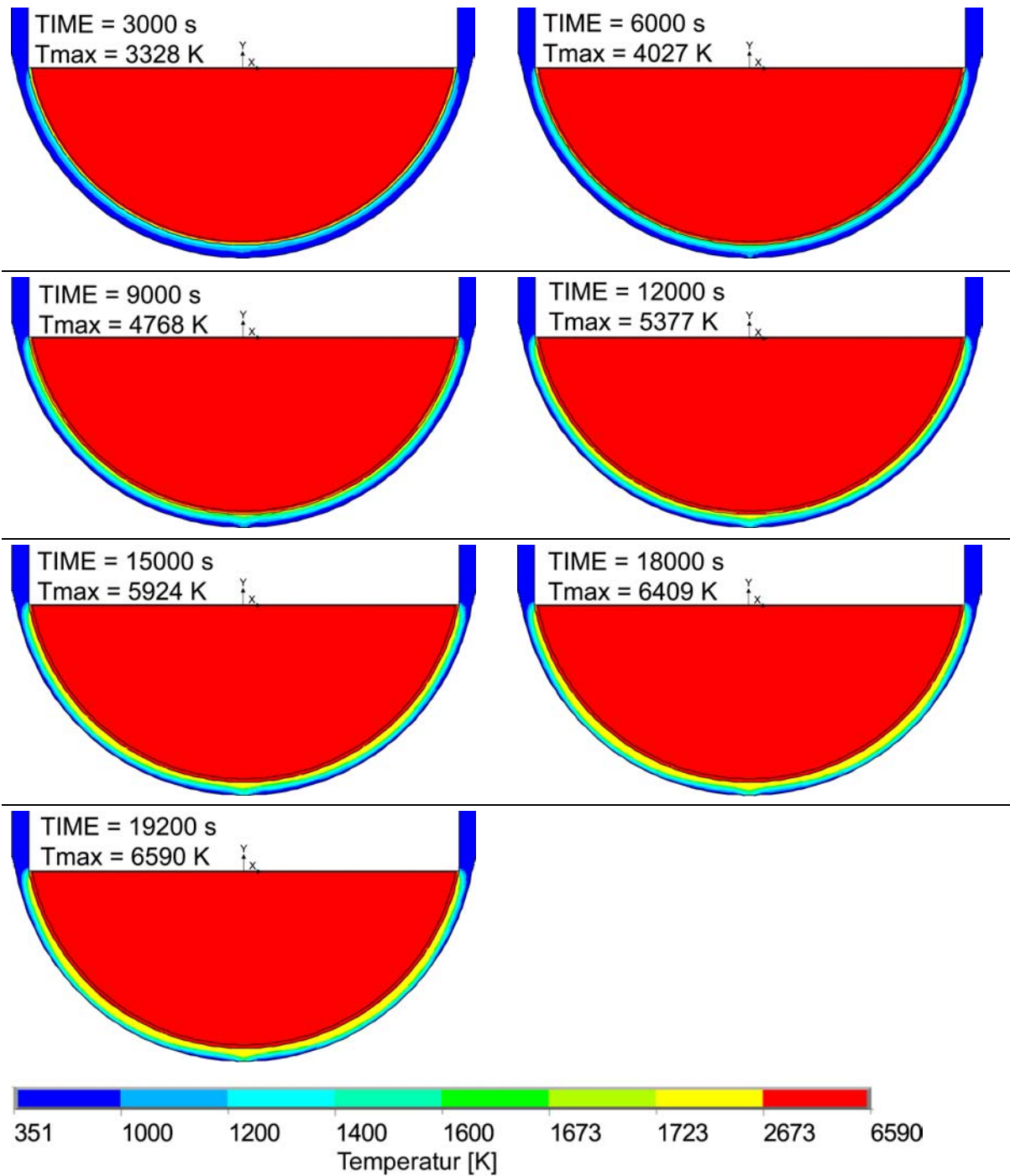
Die berechneten Wärmeübergangskoeffizienten werden nicht nur im Bereich der Bodenkalotte sondern auch im zylindrischen Teil des Reaktordruckbehälters verwendet. Dies ist für den zylindrischen Teil eine konservative Annahme, da die Nusseltgesetze für den Wärmeübergang an vertikalen Zylindern höhere Wärmeübergangskoeffizienten ergeben würden [78, 95].

<sup>1</sup> In diesem Bereich beginnt die Verdampfung des Bleis.

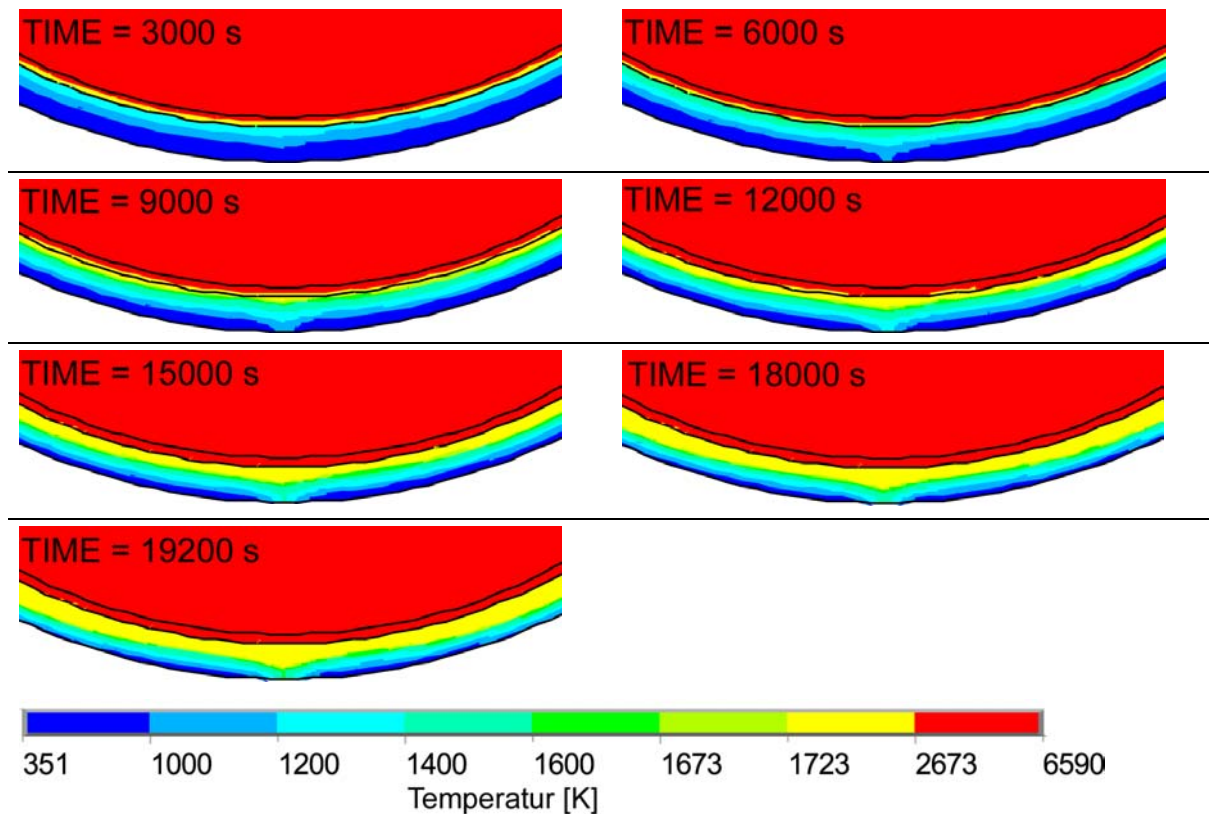
### 9.1.2.2 Ergebnisse

Abb. 9.7. zeigt die Temperaturfelder in Schmelze, Kruste und Reaktordruckbehälterwand für verschiedene Zeiten bis zum thermischen Versagen, welches nach 19.200 s am tiefsten Punkt der Bodenkalotte eintritt. Bei der Implementierung einer Bleikühlung ergeben sich also deutliche Zeitgewinne gegenüber dem Referenzfall (13.550 s Zeitgewinn) und gegenüber dem Fall mit Wasserkühlung (4.500 s Zeitgewinn). In Abb. 9.8. sind die Ergebnisse für den Versagensbereich noch einmal vergrößert dargestellt.

Abb. 9.9. zeigt den zeitlichen Verlauf der Temperatur für die gleichen Knotenpunkte wie in Kap. 7.2.2.2, Abb. 7.15. und Abb. 9.5. Im Vergleich zum Referenzfall (Abb. 7.15.) sind sowohl bei Wasser- (Abb. 9.5.) als auch bei Bleikühlung die Steigungen der Temperaturgeraden geringer (und damit der Versagenszeitpunkt später), da aufgrund der höheren Wärmeübergangskoeffizienten mehr Wärme an die Umgebung abgeführt wird. Ein Vergleich zwischen Wasser- und Bleikühlung zeigt, dass die Steigung der Temperaturgeraden bei der Bleikühlung zunächst höher ist als bei der Wasserkühlung. Ab einem Zeitpunkt von etwa 3.000 s nach Analysebeginn ist die Steigung der Temperaturgeraden bei Bleikühlung niedriger als bei Wasserkühlung. Dies ist auf den in Kap. 9.1.2.1 erläuterten Unterschied zwischen den temperaturabhängigen Verläufen der Wärmeübergangskoeffizienten bei Blei- und Wasserkühlung zurück zu führen: die Wasserkühlung ist vorteilhaft bei Wandtemperaturen bis etwa 800 K, bei darüber hinaus gehenden Temperaturen ist die Wärmeabfuhr bei Bleikühlung besser. Da die Reaktordruckbehälterwand relativ schnell Temperaturen von über 850 K ausgesetzt ist, wird durch den Einsatz einer Bleikühlung der Versagenszeitpunkt gegenüber dem Einsatz einer Wasserkühlung hinaus gezögert.



**Abb. 9.7.** Temperaturen in Schmelze, Kruste und Reaktordruckbehälter zu verschiedenen Zeitpunkten der Analyse mit Bleikühlung

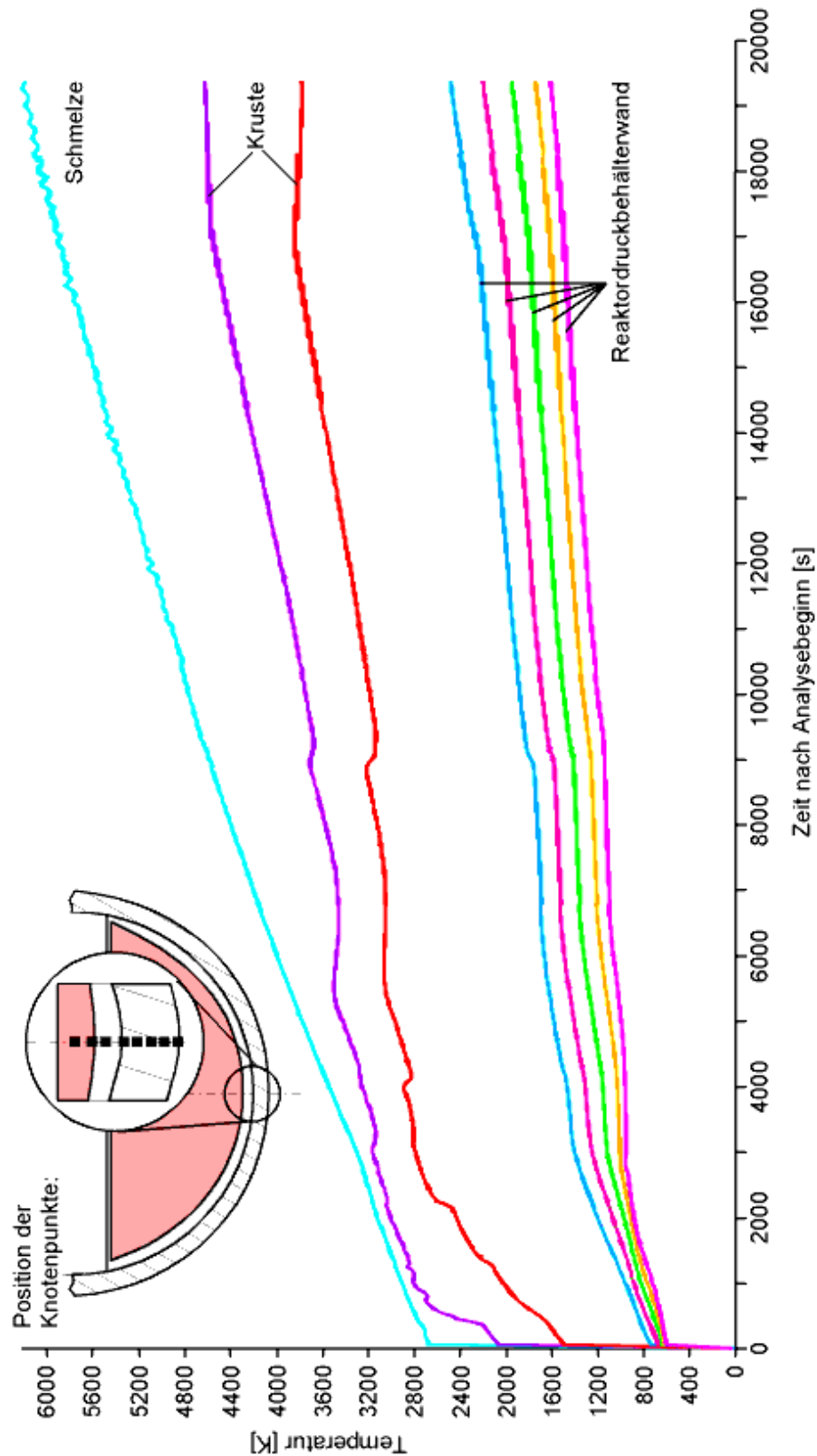


**Abb. 9.8.** Temperaturen in Schmelze, Kruste und Reaktordruckbehälter zu verschiedenen Zeitpunkten der Analyse mit Bleikühlung - Ausschnitt in der Nähe des tiefsten Punktes

## 9.2 Einbringen einer Schutzschicht

In Kapitel 8.3 wurde gezeigt, dass die Dicke der Corium-Kruste einen entscheidenden Einfluss auf die Versagenszeit hat. Aufgrund des erhöhten Wärmeleitwiderstandes bei dickerer Kruste tritt das Versagen der Bodenkalotte erst später ein, die Druckbehälterwand wird durch die Corium-Kruste geschützt. Da die Bildung und Ausprägung dieser Kruste stark vom Unfallhergang abhängt und wenig beeinflussbar ist, ist ein zuverlässigerer, besser vorhersag- und beeinflussbarer Schutzmechanismus wünschenswert. Eine Möglichkeit eines solchen Schutzes besteht im Einbringen einer zusätzlichen Schicht in die Bodenkalotte des Reaktordruckbehälters, die eine ähnliche Funktion erfüllt.

Die Anforderungen an eine solche Schutzschicht sind hoch, das Material muss den Bedingungen im normalen Reaktorbetrieb standhalten und darf seine Schutzfunktion auch über längere Zeit nicht einbüßen. Der normale Betrieb darf dabei durch die zusätzliche Schicht nicht beeinträchtigt werden. Außerdem muss das

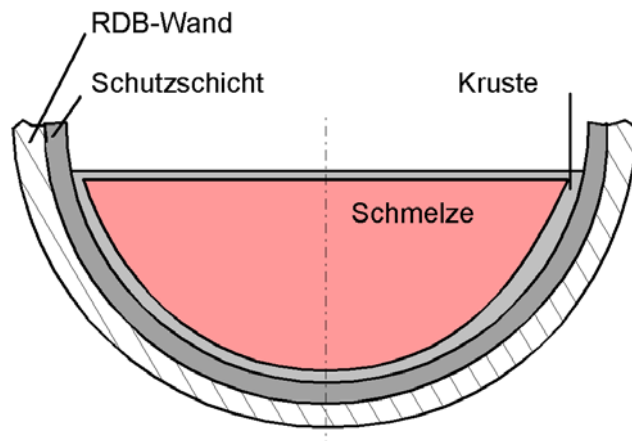


**Abb. 9.9.** Zeitlicher Verlauf der Temperatur von Knotenpunkten in Schmelze, Kruste und Reaktordruckbehälterwand, Ebene:  $y = 0$

Material im Störfall den chemischen Angriffen von oxidischen und metallischen Schmelzen widerstehen und die thermischen und mechanischen Lasten aushalten. Im Rahmen der „Concerted Action on In-Vessel Core Retention Strategies“ [35] wurden die wesentlichen Anforderungen an ein solches Material definiert: sehr hoher Schmelzpunkt, chemische Resistenz gegen heiße metallische und oxidische Schmelzen, chemische „Kompatibilität“ mit Corium (d.h. keine exotherme Reaktion mit Corium, keine Gasbildung bei Reaktion mit Corium), hohe Schmelzenthalpie und hohe Wärmekapazität, geringe Wärmeleitfähigkeit, hohe Dichte, hohe Thermoschockbeständigkeit, keine Reaktion mit Primärkühlmittel im Normalbetrieb, Resistenz gegenüber hohen Neutronenflüssen, Langzeitstabilität. Außerdem darf das Material nicht giftig oder radioaktiv sein und sollte möglichst kostengünstig sein. Nach einem Screening der möglichen Materialien<sup>1</sup> wurde Zirkondioxid ( $\text{ZrO}_2$ ) als aussichtsreichstes Material für eine Schutzschicht identifiziert. Deshalb wird dieses Material im Rahmen dieser Arbeit verwendet.

### 9.2.1 Modellierung

Die Simulation der Vorgänge in der Bodenkcalotte mit Schutzschicht wird analog zu der Simulation des Referenzfalles durchgeführt. Die Berechnung unterscheidet sich vom Referenzfall nur durch die Einführung einer 5cm dicken  $\text{ZrO}_2$ -Schicht zwischen Druckbehälterwand und Kruste<sup>2</sup> (siehe Abb. 9.10. und Quellcode für die Berechnung im Anhang, Kapitel 12.4.4).



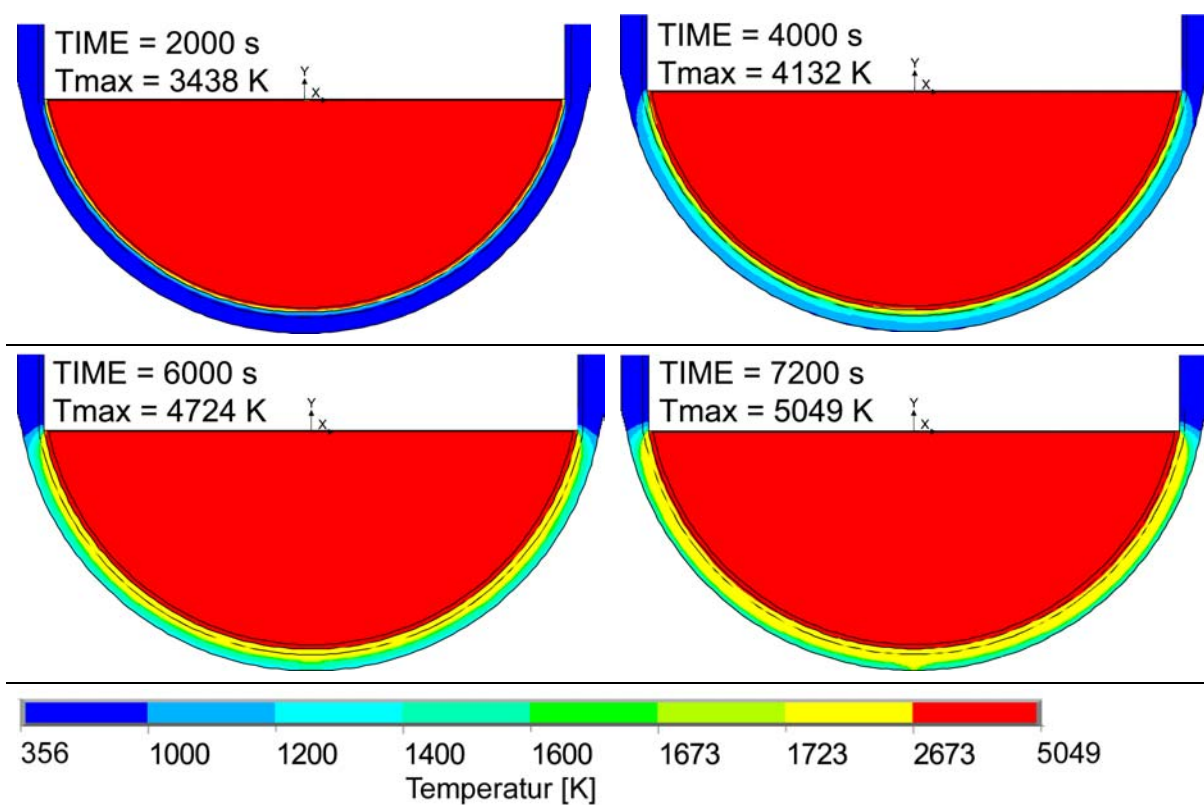
**Abb. 9.10.** Schematische Darstellung der Bodenkcalotte mit Schutzschicht

<sup>1</sup> In dem Screening wurden Metalle (z.B. Mo, Re, Ta, W), Oxide (z.B.  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Y}_2\text{O}_3$ , SrO, CaO, BeO, MgO,  $\text{CeO}_2$ ,  $\text{ZrO}_2$ ,  $\text{HfO}_2$ ,  $\text{UO}_2$ ,  $\text{ThO}_2$ ), Karbide (z.B. SiC, BC, TiC, TaC), Boride (z.B.  $\text{MoB}_2$ , WB,  $\text{TiB}_2$ ), Nitride (z.B. BN, ZrN, TaN) sowie graphitischer Kohlenstoff bewertet.

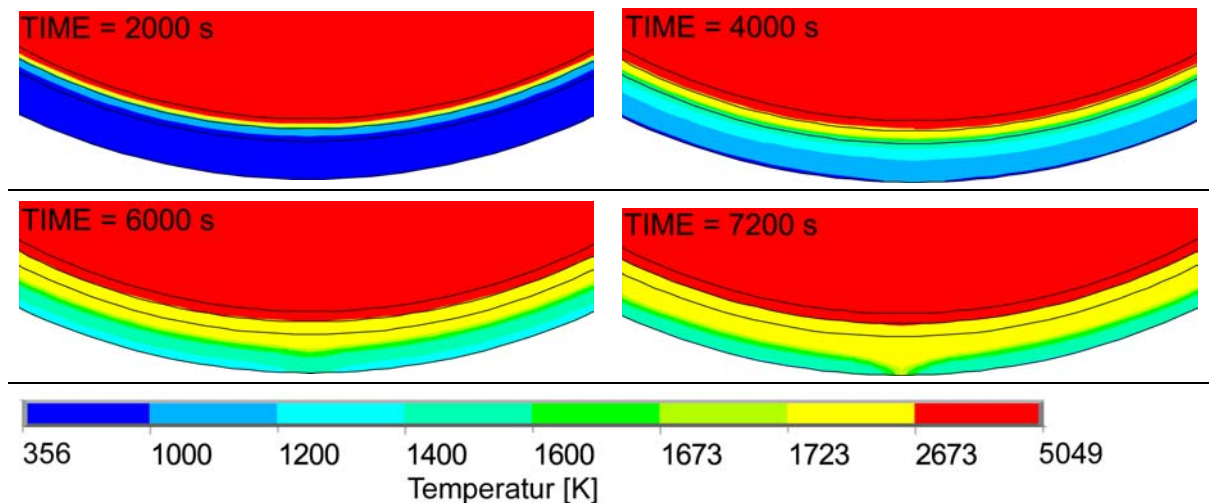
<sup>2</sup> Wie im Referenzfall wurde keine Kühlung der Reaktordruckbehälteraußenwand mit Wasser oder Blei vorgesehen. Die Wärme wird ausschließlich durch Strahlung und freie Konvektion abgeführt.

### 9.2.2 Ergebnisse

Die Temperaturfelder in Schmelze, Kruste und Reaktordruckbehälterwand sind in Abb. 9.11. für verschiedenen Zeiten des Unfallablaufes dargestellt. Thermisches Versagen tritt nach 7.200 s am tiefsten Punkt der Bodenkalotte ein. Durch das Einbringen einer  $\text{ZrO}_2$ -Schutzschicht ergeben sich Zeitgewinne bis zum thermischen Versagen der Bodenkalotte gegenüber dem Referenzfall (1.550 s Zeitgewinn). Der erzielte Zeitgewinn ist jedoch deutlich geringer als im Fall der Wasserkühlung (4.500 s Zeitgewinn) und dem Fall der Bleikühlung (13.550 s Zeitgewinn). Für den Versagensbereich sind die Ergebnisse in Abb. 9.12. noch einmal vergrößert dargestellt.



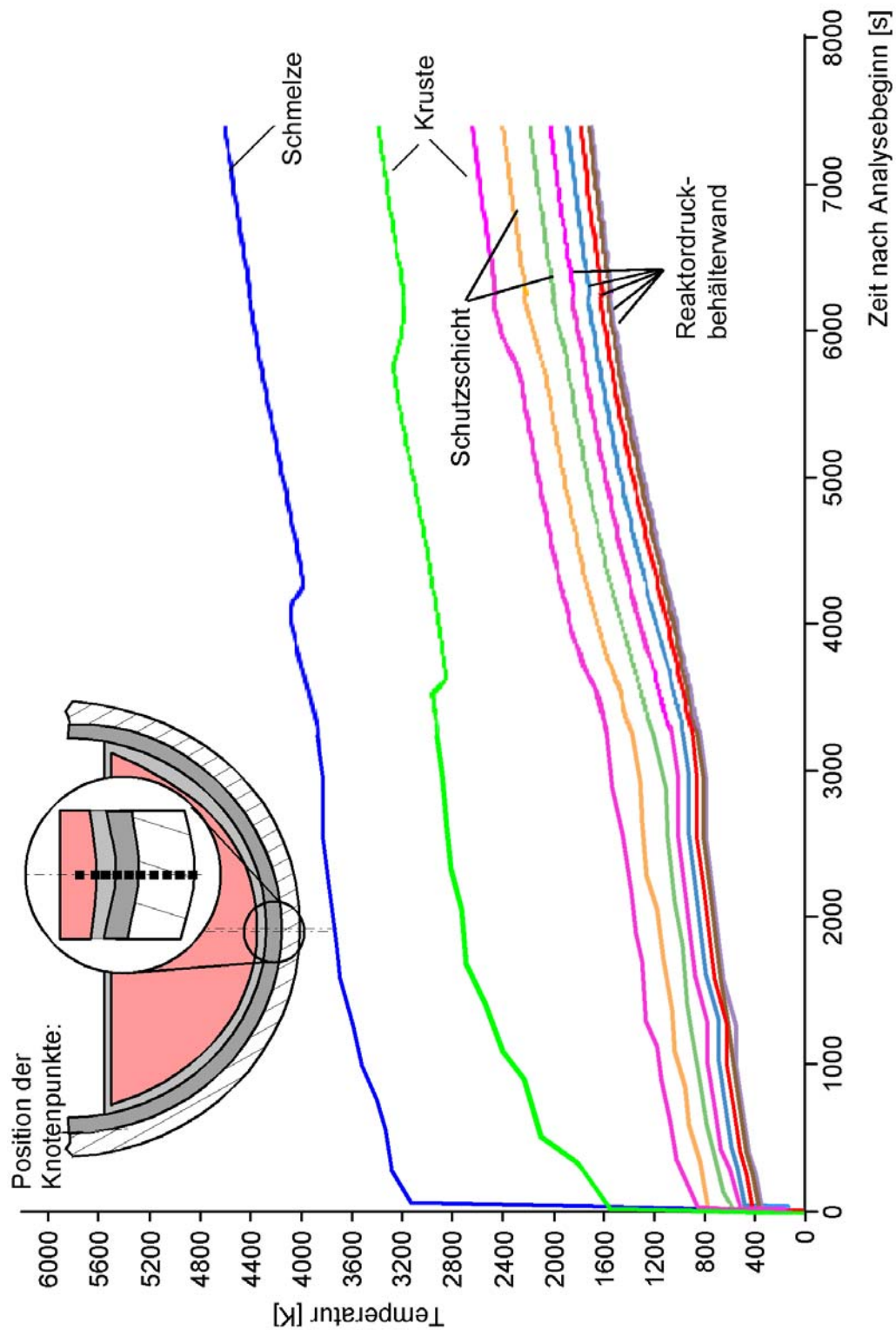
**Abb. 9.11.** Temperaturen in Schmelze, Kruste und Reaktordruckbehälter zu verschiedenen Zeitpunkten der Analyse mit Schutzschicht



**Abb. 9.12.** Temperaturen in Schmelze, Kruste und Reaktordruckbehälter zu verschiedenen Zeitpunkten der Analyse mit Schutzschicht - Ausschnitt in der Nähe des tiefsten Punktes

In Abb. 9.13. ist der zeitliche Verlauf der Temperatur für einige Knotenpunkte aus Schmelze, Kruste, Schutzschicht und Reaktordruckbehälterwand in der Symmetrieebene  $y = 0$  dargestellt. Die ausgewählten Knotenpunkte sind vergleichbar mit den für die Abb. 7.15., Abb. 9.5. und Abb. 9.9. ausgewählten Knotenpunkten. Es zeigt sich, dass die Steigungen der Temperaturgeraden im Vergleich zum Referenzfall (Abb. 7.15.) geringer sind, da aufgrund des höheren Wärmeleitwiderstandes ein geringerer Wärmestrom aus der Schmelze in die Reaktordruckbehälterwand eindringt. Dadurch tritt das Versagen der Bodenkalotte später ein als im Referenzfall.

Ein Vergleich mit den Ergebnissen bei veränderten Kühlbedingungen (Wasser- oder Bleikühlung) zeigt, dass die Steigung der Temperaturgeraden bei der Modellierung mit Schutzschicht und den gleichen Wärmeabfuhrmechanismen wie im Referenzfall (Strahlung und natürliche Konvektion) deutlich höher ist als bei veränderten Kühlbedingungen. Die Zeit bis zum Versagen des Reaktordruckbehälters ist dadurch deutlich geringer, als bei den Rechnungen mit Wasser- oder Bleikühlung.



**Abb. 9.13.** Zeitlicher Verlauf der Temperatur von Knotenpunkten in Schmelze, Kruste und Reaktordruckbehälterwand, Ebene:  $y = 0$

### 9.3 Zusammenfassende Bewertung

Tab. 9.1. zeigt eine Übersicht über die Ergebnisse der vorgeschlagenen Maßnahmen zur Verlängerung der Versagenszeit. Es ist zu erkennen, dass durch veränderte Kühlungsbedingungen an der äußeren Reaktordruckbehälterwand ein deutlich höherer Zeitgewinn erzielt werden kann, als durch das Einbringen einer  $\text{ZrO}_2$ -Schutzschicht. Die Bleikühlung ermöglicht dabei auf Grund des höheren Wärmeübergangskoeffizienten über den gesamten Temperaturbereich, den die Behälterausenwand annimmt, eine gegenüber der Wasserkühlung weitere deutliche Verlängerung der Versagenszeit. Durch Kombination einer verbesserten äußeren Kühlung mit dem Einbringen einer zusätzlichen  $\text{ZrO}_2$ -Schutzschicht würde sich ein zusätzlicher Zeitgewinn bis zum Versagen der Bodenkalotte erzielen lassen, ein Versagen der Reaktordruckbehälterwand kann vermutlich jedoch nicht vollständig verhindert werden.

**Tab. 9.1.** Übersicht über Ergebnisse der vorgeschlagenen Maßnahmen zur Verlängerung der Versagenszeit

| Maßnahme                                       | Zeitgewinn bis zum Versagen <sup>a</sup> |
|------------------------------------------------|------------------------------------------|
| Kühlung des RDB durch äußeren Wasserpool       | 9.050 s (+160%)                          |
| Kühlung des RDB durch äußeren Bleipool         | 13.550 s (+240%)                         |
| Einbringen einer $\text{ZrO}_2$ -Schutzschicht | 1.550 s (+27%)                           |

<sup>a</sup> Gemessen gegenüber Referenzfall

In allen durchgeführten Berechnungen sind die innerhalb der Schmelze berechneten Maximaltemperaturen extrem hoch (Referenzfall: 4.280 K, Wasserkühlung: 5.849 K, Bleikühlung: 6.590 K, Schutzschicht: 5.049 K). Dies läßt vermuten, dass der Wärmeübergang zwischen Schmelze und Kruste unterschätzt wird und dass die Reaktordruckbehälterwand in der Realität schneller abschmelzen würde<sup>1</sup>. Die Modellierung des Wärmeübergangs läßt sich jedoch nicht verbessern (siehe Kap. 7.2.2.3). Dieser Unterschätzung des Wärmeübergangs wirkt ein anderes Phänomen entgegen: Teile der Schmelze verdampfen bei solch hohen Temperaturen, wodurch die Wärmefreisetzung im Druckbehälter vermindert wird. Dieses Phänomen konnte im Rahmen dieser Arbeit mit dem vorliegenden Programmcode ebenfalls nicht modelliert werden.

<sup>1</sup> Allerdings wird wie im Referenzfalls eine weitere Ausdampfung von Nachwärme produzierenden Spaltprodukten bei hohen Schmelzetemperaturen nicht berücksichtigt (Kap. 7.2.2.2).

Da alle Analysen dieser Arbeit mit den gleichen Unsicherheiten und Restriktionen berechnet werden, ist eine gewisse Vergleichbarkeit der Ergebnisse gegeben. Das bedeutet einerseits, dass durch die vorgeschlagenen Verbesserungen in jedem Falle deutliche Zeitgewinne erreicht werden, dass jedoch andererseits die Absolutwerte der Zeitgewinne und des Versagenszeitpunktes mit starken Unsicherheiten behaftet sind.



# 10 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Barrierenfunktion des Reaktordruckbehälters während eines schwerwiegenden Unfalls untersucht. Dazu wurde zunächst der Referenzfall für das gewählte konservative Unfallszenario definiert und mit dem FEM-Programm ANSYS modelliert und berechnet. Die Ergebnisse der ANSYS-Berechnung des Referenzfalls zeigen, dass thermisches Versagen 5.650 s nach Bildung des Schmelzesees am tiefsten Punkt der Bodenkalotte eintritt. Der Vergleich mit einer groben Abschätzung der Versagenszeit sowie mit Ergebnissen aus der Literatur zeigt, dass der mit ANSYS berechnete Wert für den Versagenszeitpunkt in der richtigen Größenordnung liegt. Der absolute Wert des Versagenszeitpunktes ist jedoch mit Unsicherheiten behaftet, da der Unfallablauf sehr komplex ist und sich deshalb Anfangs- und Randbedingungen für die Berechnung nicht genau bestimmen lassen. Außerdem weist ANSYS einige Restriktionen auf, so dass die physikalischen Phänomene nicht exakt nachgebildet werden können. Da alle Analysen dieser Arbeit mit den gleichen Restriktionen berechnet wurden, ist die Vergleichbarkeit der Ergebnisse jedoch gegeben und die aufgezeigten Tendenzen beim Vergleich der Ergebnisse sind zutreffend.

Aufgrund der Unsicherheiten des komplexen Unfallablaufs wurden neben der Berechnung des Referenzfalles weitere Berechnungen durchgeführt, um den Einfluss der Veränderung wesentlicher Parameter auf die Versagenszeit zu ermitteln. Die Ergebnisse zeigen, dass eine Veränderung des Wertes der sich im frühen Unfallverlauf ausbildenden Coriumkruste die größte Auswirkung auf den Zeitpunkt des thermischen Versagens der Bodenkalotte hat - ohne Kruste tritt das Versagen der Kalotte 3.000 s früher ein als im Referenzfall, die Zeit bis zum Versagen des Reaktordruckbehälters würde dadurch um mehr als 50 % verringert. Weitere signifikante Einflussparameter sind die Höhe der Nachwärmeleistung und die Emissivität des Stahls und damit die Kühlungseigenschaften an der Reaktordruckbehälteraußenwand. Die Stoffwerte der Kernschmelze haben einen deutlich geringeren Einfluss auf die Versagenszeit des Reaktordruckbehälters.

Auf Basis dieser Ergebnisse wurden Ideen zur Verlängerung der Versagenszeiten abgeleitet und unabhängig voneinander analysiert:

- die Verringerung der spezifischen Nachwärmeleistung,
- die Optimierung der Kühlungsbedingungen an der äußeren Reaktordruckbehälterwand (Wasserkühlung, Bleikühlung),
- das Einbringen einer  $\text{ZrO}_2$ -Schutzschicht in die Bodenkalotte des Reaktordruckbehälters, die eine ähnliche Funktion erfüllt, wie die Coriumkruste.

Die Ergebnisse der Analysen zeigen, dass sich durch diese Maßnahmen beträchtliche Zeitgewinne bis zum Versagen der Bodenkalotte erzielen lassen:

- Durch eine Verringerung der spezifischen Nachwärmeleistung z.B. durch die Erhöhung der Schmelzemasse durch zusätzliche Einbauten, die während eines Störfalls abschmelzen, verzögert sich der Ablauf des Kernschmelzens um etwa 15 bis 20 %<sup>1</sup>, da die Aufheizung größerer Massen länger dauert.
- Durch den Einsatz einer Wasserkühlung wird die Wärmeabfuhr an der Außenwand des Reaktordruckbehälters verbessert (im Referenzfall erfolgt die Wärmeabfuhr ausschliesslich durch Strahlung). Diese Maßnahme ermöglicht eine Verlängerung der Versagenszeit um etwa 160 %.
- Der Einsatz einer Bleikühlung ermöglicht auf Grund des höheren Wärmeübergangskoeffizienten über den gesamten Temperaturbereich, den die Behälterausenwand annimmt, eine gegenüber der Wasserkühlung weitere deutliche Verlängerung der Versagenszeit (etwa 240 % länger als im Referenzfall).
- Durch das Einbringen einer  $\text{ZrO}_2$ -Schutzschicht in die Bodenkalotte wird der Wärmeleitwiderstand zwischen Schmelze und Druckbehälterwand erhöht. Dadurch wird die Versagenszeit um etwa 30% verlängert.

Das Durchschmelzen der Kalotte und damit das Eindringen von Schmelze in das Containment kann durch diese Maßnahmen jedoch nicht vollständig verhindert werden. Im Rahmen dieser Arbeit konnten diverse Möglichkeiten zur Verlängerung der Zeit bis zum thermischen Versagen der Kalotte und damit zur Verbesserung der Anlagensicherheit im Störfall gefunden werden: durch sie kann ein Eindringen der Kernschmelze in das Containment jedoch nicht verhindert werden. Die konstruktive Ausarbeitung der Verbesserungsvorschläge sowie die Untersuchung der Implikationen bei deren Umsetzung (z.B. Kosten, Auswirkungen auf Normalbetrieb) war, ebenso wie die Untersuchung der mechanischen Versagensmechanismen, nicht Gegenstand dieser Arbeit. Die Anwendung der Konzepte erfordert vielmehr weiterführende detaillierte Untersuchungen dieser Punkte. Parallel zu weiteren Simulationsrechnungen müssen außerdem Versuche durchgeführt werden, an denen die Simulationsergebnisse validiert werden können.

---

<sup>1</sup> Diese Möglichkeit wurde in Kap. 9 nicht weiter untersucht, da in Kap. 8 bereits ein weiterer Wertebereich der spezifischen Nachwärmeleistung analysiert wurde.

# 11 Literaturverzeichnis

- 1 Akers, D.W., McCardell, R.K.:  
Core materials inventory and behaviour, in: Nuclear Technology, Journal of the American Nuclear Society, Special issue on Three Mile Island, Vol. 87, 08/1998, Nr. 1, NUTYBB 87 (1), S. 214-223
- 2 Albrecht, H.:  
Freisetzung von Spalt- und Aktivierungsprodukten beim LWR-Kernschmelzen, Abschlußbericht des SASCHA-Programmes, Forschungszentrum Karlsruhe, KfK 4264, 1987
- 3 Alkan, Z.:  
Untersuchungen zum Korrosionsschutz graphitischer Hochtemperatur-Brennelemente unter Verwendung drucklos gesinterter SiC-Umhüllungen mit Polycarbosilan als Ausgangsstoff, Dissertation an der RWTH Aachen, 1994
- 4 Alsmeyer, H.:  
Ein Modell zur Beschreibung der Wechselwirkung einer Kernschmelze mit Beton, Forschungszentrum Karlsruhe, KfK 2395, 1977
- 5 ANSYS, Inc.:  
ANSYS Theory Reference, Release 5.6, Canonsburg, USA, mitgelieferte CD zur Research-Version
- 6 ANSYS, Inc.:  
ANSYS 5.7.1 Help, Online-Hilfe zum ANSYS Programm, Version 5.7.1, Canonsburg, USA, 2001
- 7 Aquaro, D., Forasassi, G., Harghel, C.:  
Thermal fluid dynamic analysis of a core catcher inside an nuclear power plant pressure vessel in a core meltdown scenario, Präsentation im Rahmen der: In-Vessel Corium Retention Strategies Concerted Action (IVCRS CA), gefördert innerhalb des Fourth Framework Programme on Nuclear Fission Safety der Kommission der Europäischen Union
- 8 Asfia, F.J., Dhir, V.K.:  
Natural Convection Heat Transfer in Volumetrically Heated Spherical Pools, in: Proceedings of the OECD/NEA Workshop on Large Molten Pool Heat Transfer, NEA/CSNI/R(94).11, S. 229 - 251, Grenoble, 03/1994
- 9 Bandini, G., Meloni, P.:  
Thermal-hydraulics of Corium Pools, Präsentation im Rahmen der: In-Vessel Corium Retention Strategies Concerted Action (IVCRS CA), gefördert innerhalb des Fourth Framework Programme on Nuclear Fission Safety der Kommission der Europäischen Union

- 10 Barleou, L., Dalle Donne, M., Dorner, S.:  
Temperature and heat-flux distribution in the molten core mass of a GCFR after a hypothetical melt-down accident,  
Paper presented at the specialist Meeting on GCFR Safety, Brussels, 1972, published as KfK 1755, Forschungszentrum Karlsruhe, 1972
- 11 Becker, E.:  
Technische Strömungslehre - Eine Einführung in die Grundlagen und technischen Anwendungen der Strömungsmechanik, 5. überarbeitete Auflage, Teubner Studienbücher Mechanik, Teubner Verlag, Stuttgart, 1982
- 12 Beitz, W., Küttner, K.-H. (Hrsg.):  
Dubbel - Taschenbuch für den Maschinenbau, 18. Auflage, Springer Verlag Berlin Heidelberg New York, 1995
- 13 Bird, R.B., Stewart, W.E., Lightfoot, E.-N.:  
Transport Phenomena, John Wiley & Sons Verlag, 1960
- 14 Bonnet, J.M., Rouge, S., Seiler, J.M.:  
Large Scale Experiments for Core Melt Retention: BALI: Corium Pool Thermalhydraulics, SULTAN: Boiling under Natural Convection, in: Proceedings of the OECD/NEA Workshop on Large Molten Pool Heat Transfer, NEA/CSNI/R(94).11, S. 503 - 512, Grenoble, 03/1994
- 15 Bracht, K.-F., Javeri, V., Keusenhoff, J., Meier, S., Röhrs, W., Scharfe, A., Tiltmann, M., (Angehörige der Gesellschaft für Reaktorsicherheit), sowie Mayinger, F.:  
Fachband 5 „Untersuchungen von Kernschmelzunfällen“ der Deutschen Risikostudie - Kernkraftwerke, Studie im Auftrag des Bundesministeriums für Forschung und Technologie, Verlag TÜV Rheinland, 1980
- 16 Braun (Bereichsleiter Bereich R, KWU Reaktortechnik); Hassmann, K., Artnik, J., Badur, A., Petri, W.:  
Theoretische Aufstellung der Energiebilanzen, Bilanzgrenze RDB-Wand (RS 72 b) und Bilanzgrenze Containment-Wand (RS 72 a) für DWR und SWR, Förderungsvorhaben BMFT RS 72 a, RS 72 b, 1975
- 17 Braun (Bereichsleiter Bereich R, KWU Reaktortechnik); Hassmann, K.:  
Auswertung von WASH 1400 bezüglich der Energiebilanzen im deutschen Kernschmelzprogramm, Förderungsvorhaben BMFT RS 72 c, Abschlussbericht, 1976
- 18 Breidenbach, L., Hurtado, A., Struth, S.:  
Untersuchungen zum Kernschmelzverhalten von Leichtwasserreaktoren - Entwurf und Berechnung eines Corecatcher-Systems, Institut für Sicherheitsforschung und Reaktortechnik, Forschungszentrum Jülich, Interner Bericht KFA-ISR-IB-5/94, 1994
- 19 Churchill, S.W., Churchill, R.U.:  
A Comprehensive Correlating Equation for Heat and Component Transfer by Free Convection, in: Journal of the American Institute of Chemical Engineers (AIChE Journal), Vol. 21, 1975, Nr. 3, S. 604 ff.

- 20 Dinh, T.N., Bui, V.A., Nourgaliev, R.R., Okkonen, T., Sehgal, B.R.:  
Modelling of heat and mass transfer processes during core melt discharge from a reactor pressure vessel,  
in: Nuclear Engineering and Design, Vol. 163, 1996, S. 191 - 206
- 21 Dhir, V.K.:  
Study of Transient Transitional Boiling Heat Fluxes from Spheres Subjected to Forced Vertical Flow, Technical Paper presented at the  
International Heat Transfer Conference, Toronto, Canada, 1978
- 22 Dhir, V.K., Purohit, G.P.:  
Subcooled Film-Boiling Heat Transfer from Spheres, in Nuclear Engineering and Design, Vol. 47, 1978, S. 49 ff.
- 23 Elicker, M.:  
Konzeptvorschlag für einen schwerwassergekühlten Kugelhaufenreaktor neuer Sicherheitsqualität, Dissertation RWTH Aachen, Aachen, 2000, erschienen im Shaker Verlag, Reihe Energietechnik
- 24 Fichot, F., Babik, F., Zabiégo, M., Barrachin, M., Chatelard, P., Lefèvre, B.:  
Simulation of the arrival and evolution of debris in a PWR lower head with the SFD ICARE2 code, in: Workshop Proceedings „In-Vessel Core Debris Retention and Coolability“, 1998, Garching near Munich, Germany, published as OECD Nuclear Safety Report NEA/CSNI/R(98)18, S. 153 - 159
- 25 Frantz, B., Dhir, V.K.:  
Experimental investigation of natural convection in spherical segments of volumetrically heated pools, in: Proceedings of the National Heat Transfer Conference, San Diego, Kalifornien, 9. - 12. 08. 1992, Vol. 192, S. 69 - 76
- 26 Gabor, J.D., Ellison, P.G., Cassulo, J.C.:  
Heat Transfer from Internally Heated Hemispherical Pools, Presented at the 19th National Heat Transfer Conference, Orlando, Florida, USA, 1980
- 27 Gersten, Klaus:  
Einführung in die Strömungsmechanik, 3. Auflage,  
Studienbücher Naturwissenschaft und Technik Band 20,  
Vieweg Verlag, Braunschweig, Wiesbaden, 1984
- 28 Gesellschaft für Reaktorsicherheit:  
Deutsche Risikostudie Kernkraftwerke, Hrsg.: Der Bundesminister für Forschung und Technologie, Verlag TÜV Rheinland, 1979
- 29 Gesellschaft für Reaktorsicherheit:  
Deutsche Risikostudie Kernkraftwerke - Phase B, Hrsg.: Der Bundesminister für Forschung und Technologie, Verlag TÜV Rheinland, 1990
- 30 Ginsberg, T. et al.:  
A Review of the Current Understanding of the Potential for Containment Failure Arising from In-Vessel Steam Explosions, NUREG-1116, 1985
- 31 Grassmann, P.:  
Physikalische Grundlagen der Verfahrenstechnik,  
2. Auflage, Sauerländer Verlag, 1970

- 32 Groth, C., Müller, G.:  
FEM für Praktiker - Band 3: Temperaturfelder - Basiswissen und  
Arbeitsbeispiele zu FEM-Anwendungen der Temperaturfeldberechnung,  
Lösung mit dem Programm ANSYS 5.5, 3., aktualisierte Auflage,  
Edition expertsoft Nr. 45, expert-Verlag, Renningen-Malmsheim, 2000
- 33 Hassmann, K., Hosemann, J.P., Peehs, M.:  
Spaltproduktfreisetzung bei Kernschmelzen: methodische Bestimmung und  
experimentelle Absicherung,  
Hrsg.: Kerntechnische Gesellschaft e.V., Verlag TÜV Rheinland, Köln, 1987
- 34 Helle, M., Kymäläinen, O., Tuomisto, H.:  
Experimental data on heat flux distribution from a volumetrically heated pool  
with frozen boundaries, in: Workshop Proceedings „In-Vessel Core Debris  
Retention and Coolability“, 1998, Garching near Munich, Germany, pu-  
blished as OECD Nuclear Safety Report NEA/CSNI/R(98)18, S. 173 - 183
- 35 Hellmann, S.:  
Corium/core catcher material interaction, in: IVCRS Project (IVCRS = In-  
Vessel Core Retention Strategy), EU-Contract: FI4S-CT98-0057
- 36 Henry, R.E., Dube, D.A.:  
Water in the reactor pressure vessel (RPV): a mechanism for cooling debris  
in the RPV lower head,  
OECD-CSNI Specialist Meeting on Accident Management, Stockholm, 1994
- 37 Herwig, H.:  
Wärmeübertragung A-Z, Systematische und ausführliche Erläuterung wich-  
tiger Größen und Konzepte, Springer Verlag, 2000
- 38 Hörtnner, H., Meißner, R., Ullrich, R. (Gesellschaft für Reaktorsicherheit):  
Fachband 1 „Ereignisablaufanalyse“ der Deutschen Risikostudie - Kernkraft-  
werke, Studie im Auftrag des Bundesministeriums für Forschung und Tech-  
nologie, Verlag TÜV Rheinland, 1980
- 39 Hofmann, P., Hagen, S.J.L., Schanz, G., Skokan, A.:  
Reactor core materials interactions at very high temperatures, in: Nuclear  
Technology, Journal of the American Nuclear Society, Special issue on Three  
Mile Island, Vol. 87, 08/1998, Nr. 1, NUTYBB 87 (1), S. 146 - 186
- 40 Hosemann, J.P., Peehs, M., Hassmann, K., Reineke, H.H.:  
BETA-Vorprojekt: Experimente zur Wechselwirkung zwischen Stahl-  
schmelze und Beton, Kernforschungszentrum Karlsruhe, August 1979
- 41 Hurtado, A.M.:  
Untersuchungen zu innovativen Konzepten in der Kerntechnik - Beiträge zur  
zukünftigen Energieversorgung, Habilitationsschrift, RWTH Aachen, 1996
- 42 Institut für Reaktorsicherheit der Technischen Überwachungsvereine e.V.:  
Statusbericht Reaktordruckbehälter, Band 2 - Ausführliche Darstellung der  
Technik von Reaktordruckbehältern, Bericht SB 4, Köln, 12/1976

- 
- 43 Jaffe, L.:  
Technical Aspects and Chronology of the Three Mile Island Accident,  
in: The Three Mile Island nuclear accident: lessons and implications,  
Annals of the New York Academy of Sciences, Vol. 365, 1981, S. 37 - 47,  
Result of a conference held on April 8-10 1980
  - 44 Jahn, M., Reineke, H.H.:  
Free Convection Heat Transfer with Internal Heat Sources, in: Proceedings of  
the Fifth International Heat Transfer Conference, Tokyo, 1974
  - 45 Jahn, M.:  
Holographische Untersuchung der freien Konvektion mit inneren Wärme-  
quellen, BMFT RS 48/1, 1975
  - 46 Kast, W., Krischer, O., Reinicke, H. Wintermantel, K.:  
Konvektive Wärme- und Stoffübertragung  
Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1974
  - 47 Kayser, G.:  
The SCARABEE BF1 experiment with a molten  $\text{UO}_2$  pool and its inter-  
pretation, in: Proceedings of the OECD/NEA Workshop on Large Molten  
Pool Heat Transfer, NEA/CSNI/R(94).11, S. 207 - 225, Grenoble, 03/1994
  - 48 Knoche, K.F.:  
Technische Wärmestrahlung, Vorlesungsskript RWTH Aachen, 1995/1996
  - 49 Koelzer, W.:  
Lexikon zur Kernenergie, Hrsg.: Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH,  
Hauptabteilung Sicherheit
  - 50 Kolb, H.A.:  
Konzepte zur passiven Nachwärmeabfuhr aus Kernrückhaltevorrichtung und  
Containment für innovative Leichtwasserreaktoren,  
Dissertation, RWTH Aachen, 1997
  - 51 Kugeler, K., Alkan, Z., Phlippen, P.-W., Kugeler, M.:  
Sicherheitsanforderungen für zukünftige Kernkraftwerke,  
in: Berichte des Forschungszentrums Jülich - Jül-3785,  
Institut für Sicherheitsforschung und Reaktortechnik, 2000
  - 52 Kugeler, K.:  
Reaktorsicherheit, Vorlesungsskript RWTH Aachen, 1991
  - 53 Kugeler, K.:  
Reaktortechnik II, Vorlesungsskript RWTH Aachen, 1994
  - 54 Kugeler, K.:  
Energiewirtschaft, Vorlesungsskript RWTH Aachen, 2001
  - 55 Kulacki, F.A., Goldstein, R.J.:  
Thermal Convection in a Horizontal Fluid Layer with Uniform Volumetric  
Energy Sources,  
in: Journal of Fluid Mechanics, Vol. 55, 1972, Heft 4, S. 271 - 287

- 56 Kymäläinen, O., Tuomisto, H., Hongisto, O., Theofanous, T.G.:  
Hest Flux Distribution from a Volumetrically Heated Pool with High Rayleigh Number,  
in: Nuclear Engineering and Design, Vol. 149, 1994, S. 401 - 408
- 57 Kymäläinen, O., Tuomisto, H., Theofanous, T.G.:  
In-vessel retention of corium at the Loviisa plant,  
in: Nuclear Engineering and Design, Vol. 169, 1997, S. 109 - 130
- 58 Manderbach, T.:  
Gestaltung und Dimensionierung einer Kernrückhaltevorrückung für einen innovativen Druckwasserreaktor, Dissertation, RWTH Aachen, 1997
- 59 Mayinger, F., Jahn, M., Reineke, H.H., Steinberner, U.:  
Untersuchung thermohydraulischer Vorgänge sowie Wärmeaustausch in der Kernschmelze - Zusammenfassende Darstellung der Ergebnisse,  
BMFT 48/1, Abschlußbericht Teil I, Juni 1975
- 60 Mayinger, F.:  
Theoretische und experimentelle Untersuchung des Verhaltens eines geschmolzenen Kerns im Reaktordruckbehälter und auf dem Betonfundament,  
Fachbericht BMFT-FB RS 166-79-05, Band V,  
Technische Universität Hannover, 1980
- 61 Müller, G., Groth, C.:  
FEM für Praktiker - Die Methode der Finiten Elemente mit dem FE-Programm ANSYS, 4., aktualisierte Auflage,  
Edition expertsoft Nr. 23, expert-Verlag, Renningen-Malmsheim, 1999
- 62 Nazaré, S., Ondracek, G., Schulz, B.:  
Über theoretische und experimentelle Möglichkeiten zur Bestimmung der Stoffwerte von Corium, Forschungszentrum Karlsruhe, KfK 2217, 1975
- 63 Nazaré, S., Ondracek, G., Schulz, B.:  
Properties of light water reactor core melts,  
in: Nuclear Technology, Vol. 32, 03/1977, S. 239 - 246
- 64 N.N.:  
ANS-5.1, Decay Energy Release Rates Following Shut Down of Uranium Fueled Thermal Reactors, 1971
- 65 N.N.: Der Störfall von Harrisburg - der offizielle Bericht der von Präsident Carter eingesetzten Kommission über den Reaktorunfall auf Three Mile Island - mit Stellungnahmen von Robert Junck und Wolfgang D. Müller,  
Erb Verlag, Düsseldorf, 1979
- 66 Normenausschuss Kerntechnik im DIN Deutsches Institut für Normung e.V.:  
DIN 25 463, Berechnung der Nachzerfallsleistung der Kernbrennstoffe von Leichtwasserreaktoren, Mai 1990
- 67 Nourgaliev, R.R., Dinh, T.N., Sehgal, B.R.:  
Effect of fluid Prandtl number on heat transfer characteristics in internally heated liquid pools with Rayleigh numbers up to  $10^{12}$ ,  
in: Nuclear Engineering and Design, Vol. 169, 1997, S. 165-184

- 
- 68 Park, H., Dhir, V.K.:  
Effect of outside cooling on the thermal behaviour of a pressurized water reactor vessel lower head,  
in: Nuclear Technology, Vol. 100, 12/1992, S. 331 - 346
- 69 Petti, D.A.:  
Analysis of fission product release behaviour from the Three Mile Island Unit 2 Core, in: Nuclear Technology, Vol. 87, 08/1989, S. 243 - 263
- 70 Pigny, S.:  
Thermal hydraulic study of a corium molten pool,  
in: Proceedings of the OECD/NEA Workshop on Large Molten Pool Heat Transfer, NEA/CSNI/R(94).11, S. 253 - 267, Grenoble, 03/1994
- 71 Rasmussen, N.C.:  
Reactor Study - An Assessment of Accidental Risks in Commercial Nuclear Power Plants, United States Nuclear Regulatory Commission,  
WASH.1400 (NUREG-75/014), 1975
- 72 Reimann, M.:  
DEHDIS - Ein Berechnungsmodell zur Aufteilung der Nachwärmeleistung in der metallischen und der oxidischen Phase einer LWR-Kernschmelze und im Containment, Primärbericht PNS - Nr. 614/81,  
Forschungszentrum Karlsruhe, 1981
- 73 Reimann, M., Stiefel, S.:  
The WECHSL-Mod. 2 Code - A computer program for the interaction of a core melt with concrete including the long term behaviour,  
Forschungszentrum Karlsruhe, KfK 4477, 1989
- 74 Reineke, H.H., Rinkleff, U., Schramm, R., Steinberner, U.:  
Verhalten der Kernschmelze beim hypothetischen Störfall,  
Jahresbericht 1977 des vom Bundesministerium für Forschung und Technologie geförderten Vorhabens BMFT RS 166
- 75 Reineke, H.H.:  
Numerische Untersuchung der thermohydraulischen Vorgänge und des Wärmeübergangs in einer Kernschmelze bei kugelsegmentförmiger Geometrie und bei zufließendem Material von oben,  
BMFT RS 166-79-05, Band II A1, 1979
- 76 Rempe, J.L., Thinnies, G.L., Allison, C.M.:  
Light water reactor lower head failure analysis,  
published as NUREG / CR-5642, EGC-2618, Idaho, 12/1990
- 77 Rensing, B.:  
Untersuchungen zum Wechselwirkungsverhalten keramischer Schutzschichten und Betonen mit Hochtemperatur-Metallschmelzen,  
Dissertation an der RWTH Aachen, 2004
- 78 Renz, U.:  
Grundlagen der Wärmeübertragung, Vorlesungsskript RWTH Aachen

- 79 Richard, P. et al.:  
Final Report, technical report INV - IVCRS (2000) P020 to the European Community, 07/2000, Cadarache
- 80 Ritter, B.:  
On the load carrying capacity of a pressurized and externally cooled reactor pressure vessel,  
in: Proceedings of the OECD/NEA Workshop on Large Molten Pool Heat Transfer, NEA/CSNI/R(94).11, S. 111 - 139, Grenoble, 03/1994
- 81 Schaaf, K.:  
Uncertainty and Sensitivity Analysis of the Heat Transfer Mechanisms in the Lower Head, in: Workshop Proceedings „In-Vessel Core Debris Retention and Coolability“, 1998, Garching near Munich, Germany, published as OECD Nuclear Safety Report NEA/CSNI/R(98)18, S. 143 - 152
- 82 Seghal, B.R. (Coordinator) et.al.:  
Melt-Vessel Interactions, Final Report of the Experimental Programm, European 4<sup>th</sup> Framework Program Contract Nr. FI4S-CT95-0007, Stockholm, 1998
- 83 Sievers, J., Liu, X.:  
Parametric Studies on Creep Behaviour of a Reactor Pressure Vessel Lower Head, in: Workshop Proceedings „In-Vessel Core Debris Retention and Coolability“, 1998, Garching near Munich, Germany, published as OECD Nuclear Safety Report NEA/CSNI/R(98)18, S. 325 - 334
- 84 Sonnenkalb, M.:  
Summary of Previous German Research Activities and Status of GRS Program on In-Vessel Molten Pool Behaviour and Ex-Vessel Coolability, in: Proceedings of the OECD/NEA Workshop on Large Molten Pool Heat Transfer, NEA/CSNI/R(94).11, S. 143 - 182, Grenoble, 03/1994
- 85 Steinberner, U, Reineke, H.H.:  
Turbulent Buoyancy Convection Heat Transfer with Internal Heat Sources, in: Proceedings of the Sixth International Heat Transfer Conference, Toronto, 1978
- 86 Stempniewicz, M.M.:  
Analysis of reactor vessel lower head penetration tube failure, in: Workshop Proceedings „In-Vessel Core Debris Retention and Coolability“, 1998, Garching near Munich, Germany, published as OECD Nuclear Safety Report NEA/CSNI/R(98)18, S. 401 - 413
- 87 Theofanous, T.G.:  
In-vessel retention as a severe accident management strategy, in: Workshop Proceedings „In-Vessel Core Debris Retention and Coolability“, 1998, Garching near Munich, Germany, published as OECD Nuclear Safety Report NEA/CSNI/R(98)18, S. 53 - 74
- 88 Theofanous, T.G. et al.:  
An Assessment of Steam Explosion Induced Containment Failure, in: Nuclear Science and Engineering, Vol. 97, 1987, S. 259 - 326

- 
- 89 Theofanous, T.G., Liu, C., Angelini, S., Kymäläinen, O., Tuomisto, H., Addition, S.:  
Experiences from the first two integrated approaches to in-vessel retention through external flooding,  
in: Proceedings of the OECD/NEA Workshop on Large Molten Pool Heat Transfer, NEA/CSNI/R(94).11, S. 45 - 76, Grenoble, 03/1994
- 90 Theofanous, T.G., Maguire, M., Angelini, S., Salmassi, T.:  
The First Results from the ACOPO Experiments,  
in: Nuclear Engineering and Design, Vol. 169, 1997, S. 49 - 57
- 91 Theofanous, T.G., Syri, S.:  
The coolability limits of a reactor pressure vessel lower head,  
in: Nuclear Engineering and Design, Vol. 169, 1997, S. 59 - 76
- 92 Toulouakin, Y.S., Powell, R.W., Ho, C.Y., Klemens, P.G.:  
Thermophysical Properties of Matter - Nonmetallic Solids, The TPRC Data Series, 1970
- 93 Turland, B.:  
In-vessel phenomena relevant to the achievement of debris coolability by ex-vessel flooding for a PWR,  
in: Proceedings of the OECD/NEA Workshop on Large Molten Pool Heat Transfer, NEA/CSNI/R(94).11, S. 77 - 94, Grenoble, 03/1994
- 94 Unger, H., Koch, M.K., Linnemann, Th., Steinrötter, Th., Weißelmann, Chr.:  
Key Phenomena of Late Phase Core Melt Progression, Accident Management Strategies and Status of Severe Fuel Damage Codes,  
in: Workshop Proceedings „In-Vessel Core Debris Retention and Coolability“, 1998, Garching near Munich, Germany, published as OECD Nuclear Safety Report NEA/CSNI/R(98)18, S. 25 - 51
- 95 VDI - Verein Deutscher Ingenieure, VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen (Hrsg.):  
VDI-Wärmeatlas - Berechnungsblätter für den Wärmeübergang,  
5. erweiterte Auflage, VDI-Verlag, Düsseldorf, 1988
- 96 Weil, L.: Charakterisierung der Risiken der Kernenergienutzung,  
Habilitationsschrift, RWTH Aachen, 2003
- 97 Weißelmann, C.:  
Kernenergie Weltreport 1999, in: atw (atomwirtschaft - atomtechnik) - Internationale Zeitschrift für Kernenergie, Vol. 45, 2000, Heft 4, S. 242 - 247
- 98 Wünschmann, A.:  
Umwelt und Verantwortung - der energetische Imperativ, in: Schriftenreihe zur Akzeptanz der Kerntechnik und moderner Technologien, Studienverlag Wünschmann, Kirchheimbolanden, 1998



# 12 Anhänge

## 12.1 Einflussparameter

### 12.1.1 Eigenschaften der Kernschmelze

In Tab. 12.1. sind die Stoffwerte homogen vermischter Coriumschmelzen unterschiedlicher Zusammensetzung aufgeführt. Die Zusammensetzung des Coriums der Quellen [33], [60] stimmt in etwa mit Corium A überein. Die Quellen [17], [68], [81] spezifizieren die Coriumzusammensetzung nicht genau. Die Coriumzusammensetzung der Quellen [74], [62] ist charakteristisch für Corium E.

**Tab. 12.1.** Stoffeigenschaften für unterschiedliche homogene Coriumphasen  
(Angabe der Zusammensetzung in Gewichtsprozent)

| Quelle | Zusammensetzung<br>homogene Schmelze                                | $\lambda^a$<br>[W/(m·K)] | $c_p^b$<br>[J/(kg·K)] | $\rho^c$<br>[kg/m <sup>3</sup> ] | $\nu^d$<br>[m <sup>2</sup> /s] | $\beta^e$<br>[1/K]          |
|--------|---------------------------------------------------------------------|--------------------------|-----------------------|----------------------------------|--------------------------------|-----------------------------|
| [33]   | 72 % UO <sub>2</sub> , 9 % Zr,<br>13 % ZrO <sub>2</sub> , 6 % Stahl | 8                        | 455                   | 8.900                            | k.A. <sup>f</sup>              | k.A.                        |
| [60]   | 76 % (U,Zr)O <sub>2</sub> ,<br>24 % Fe                              | 7,4                      | 401                   | 7.375                            | $7,2 \cdot 10^{-7}$            | $1 \cdot 10^{-4}$           |
| [68]   | k.A. flüssig<br>k.A. Kruste                                         | 3,6<br>8                 | 470<br>520            | 8.200<br>8.100                   | $4 \cdot 10^{-7}$<br>k.A.      | $1,4 \cdot 10^{-4}$<br>k.A. |
| [81]   | k.A.                                                                | 3,2                      | 620                   | 7.820                            | $7,2 \cdot 10^{-7}$            | $1,05 \cdot 10^{-4}$        |
| [17]   | k.A.                                                                | 2,1                      | 520                   | 8.700                            | k.A.                           | k.A.                        |
| [74]   | 34 % UO <sub>2</sub> , 10 % Zr,<br>56 % Stahl                       | 10,39                    | 464                   | 7.300                            | $7,5 \cdot 10^{-7}$            | $1 \cdot 10^{-4}$           |
| [62]   | 15,7 % U, 8,7 % Zr,<br>52,4 % Fe, 8,4 % Ni,<br>14,7 % Cr            | 20,5                     | 540                   | 8.300                            | $6,5 \cdot 10^{-7}$            | k.A.                        |

<sup>a</sup> Wärmeleitfähigkeit

<sup>d</sup> kinematische Viskosität

<sup>b</sup> spezifische Wärmekapazität

<sup>e</sup> thermischer Ausdehnungskoeffizient

<sup>c</sup> Dichte

<sup>f</sup> keine Angabe

Tab. 12.2. gibt die Stoffwerte von oxidischen und Tab. 12.3. die Stoffwerte von metallischen Coriumschmelzen unterschiedlicher Zusammensetzung an.

**Tab. 12.2.** Stoffeigenschaften für unterschiedliche oxidische Coriumphasen  
(Angabe der Zusammensetzung in Gewichtsprozent)

| Quelle           | Zusammensetzung<br>oxidische Schmelze                    | $\lambda^a$<br>[W/(m·K)] | $c_p^b$<br>[J/(kg·K)] | $\rho^c$<br>[kg/m <sup>3</sup> ] | $\eta^d$<br>[kg/(m·s)]        | $\beta^e$<br>[1/K]                       |
|------------------|----------------------------------------------------------|--------------------------|-----------------------|----------------------------------|-------------------------------|------------------------------------------|
| [62]             | 63,5 % U, 20,7 % Zr,<br>15,8 % O <sub>2</sub>            | 3,4                      | 335                   | k.A. <sup>f</sup>                | $5,7 \cdot 10^{-3}$           | k.A.                                     |
| [62]             | 69,3 % U, 18,3 % Zr,<br>12,4 % O <sub>2</sub>            | k.A.                     | 297                   | k.A.                             | $5,7 \cdot 10^{-3}$           | $1 \cdot 10^{-4}$                        |
| [69]             | stöchiometrisches<br>(U,Zr)O <sub>2</sub> bei<br>2780 °C | 4<br>± 25 %              | 500<br>± 50 %         | 8.700<br>= $\rho_{\text{UO}_2}$  | $5,1 \cdot 10^{-3}$<br>± 25 % | $9,3 \cdot 10^{-5}$<br>+ 100 %<br>- 50 % |
| [4] <sup>g</sup> | 75,4 % UO <sub>2</sub> ,<br>24,6 % ZrO <sub>2</sub>      | 3,4                      | 500                   | 7.800                            | $4,3 \cdot 10^{-3}$           | k.A.                                     |
| [79]             | 85,3% UO <sub>2</sub> ,<br>14,7% ZrO <sub>2</sub>        | fest: 4<br>flüssig: 2    | 600                   | 10.500                           | k.A.                          | k.A.                                     |
| [33]             | 85,2% UO <sub>2</sub> ,<br>14,8% ZrO <sub>2</sub>        | 3,2                      | 297                   | 7.600                            | $5,3 \cdot 10^{-3}$           | k.A.                                     |
| [7]              | k.A.                                                     | 7                        | 485                   | 8.740                            | $5,1 \cdot 10^{-3}$           | $1,05 \cdot 10^{-4}$                     |
| [73]             | k.A.                                                     | 3,0                      | 517                   | 8.763                            | $5,7 \cdot 10^{-3}$           | k.A.                                     |
| [18]             | k.A.                                                     | 3,3                      | 335                   | 7.500                            | k.A.                          | k.A.                                     |
| [86]             | k.A.                                                     | 5,5                      | 967                   | 8.544                            | k.A.                          | k.A.                                     |
| [74]             | k.A.                                                     | 3,3                      | 611                   | 7.550                            | $5,7 \cdot 10^{-3}$           | $1,0 \cdot 10^{-4}$                      |

<sup>a</sup> Wärmeleitfähigkeit

<sup>b</sup> spezifische Wärmekapazität

<sup>c</sup> Dichte

<sup>d</sup> dynamische Viskosität

<sup>e</sup> thermischer Ausdehnungskoeffizient

<sup>f</sup> keine Angabe

<sup>g</sup> die Dichte ist proportional zu den Gewichtsprozenten aus UO<sub>2</sub> und ZrO<sub>2</sub> gemittelt, die anderen Werte sind die Stoffwerte von flüssigem UO<sub>2</sub> bei Schmelztemperatur

**Tab. 12.3.** Stoffeigenschaften für unterschiedliche metallische Coriumphasen  
(Angabe der Zusammensetzung in Gewichtsprozent)

| Quelle | Zusammensetzung<br>oxidische Schmelze          | $\lambda^a$<br>[W/(m·K)] | $c_p^b$<br>[J/(kg·K)] | $\rho^c$<br>[kg/m <sup>3</sup> ] | $\eta^d$<br>[kg/(m·s)] | $\beta^e$<br>[1/K]  |
|--------|------------------------------------------------|--------------------------|-----------------------|----------------------------------|------------------------|---------------------|
| [18]   | 60,0 % Fe,<br>20,4 % Zr,<br>12,4 % Cr, 7,2 % N | 20,5                     | 611                   | 7.000                            | k.A.                   | k.A.                |
| [79]   | 46,6 % Stahl,<br>53,6 % Zr                     | flüssig: 15<br>fest: 30  | 600                   | 7.400                            | k.A. <sup>f</sup>      | k.A.                |
| [79]   | 87 % Stahl, 13 % Zr                            | flüssig: 15<br>fest: 30  | 600                   | 7.400                            | k.A.                   | k.A.                |
| [33]   | 57,2 % Stahl,<br>42,8 % Zr                     | 18,4                     | 356                   | 6.400                            | $3,4 \cdot 10^{-3}$    | k.A.                |
| [7]    | k.A.                                           | 31                       | 835                   | 7.020                            | $1,98 \cdot 10^{-3}$   | $1,1 \cdot 10^{-4}$ |
| [86]   | k.A.                                           | 31,8                     | 674                   | 7.640                            | k.A.                   | k.A.                |
| [74]   | k.A.                                           | 20,5                     | 335                   | 6.987                            | $5,4 \cdot 10^{-3}$    | $1,0 \cdot 10^{-4}$ |

<sup>a</sup> Wärmeleitfähigkeit<sup>d</sup> dynamische Viskosität<sup>b</sup> spezifische Wärmekapazität<sup>e</sup> thermischer Ausdehnungskoeffizient<sup>c</sup> Dichte<sup>f</sup> keine Angabe

Ausgehend von den Tab. 12.1. bis Tab. 12.3. wurden für diese Arbeit die in Tab. 12.4. angegebenen Referenzwerte der Stoffwerte festgelegt. In dieser Tabelle sind außerdem die Ober- und Untergrenzen der Werte für eine Parametervariation der Stoffeigenschaften angegeben. Diese Tabelle bildet die Grundlage für die Angaben in Kapitel 6.

In Tab. 12.5. sind die Werte für den Schmelzpunkt und die Schmelzenthalpie der Kernschmelze sowie die Emissivitäten und die in dieser Arbeit verwendete Wärmeleitfähigkeit der Kruste dargestellt.

**Tab. 12.4.** Referenzwerte, obere und untere Grenzwerte der Stoffeigenschaften homogen vermischter, oxidischer und metallischer Coriumschmelzen

| Stoffeigenschaft                              | Einheit              | Referenzwert                               | unterer GW <sup>a</sup>                      | oberer GW                                  |
|-----------------------------------------------|----------------------|--------------------------------------------|----------------------------------------------|--------------------------------------------|
| $\lambda_{\text{hom}}^b$ Corium A<br>Corium E | [W/(m·K)]            | 6<br>10                                    | 3<br>8                                       | 9<br>15                                    |
| $c_{p\text{-hom}}^c$ Corium A<br>Corium E     | [J/(kg·K)]           | 450<br>500                                 | 400<br>450                                   | 550<br>550                                 |
| $\rho_{\text{hom}}^d$ Corium A<br>Corium E    | [kg/m <sup>3</sup> ] | 8.000<br>8.000                             | 7.300<br>7.300                               | 8.500<br>8.500                             |
| $\nu_{\text{hom}}^e$ Corium A<br>Corium E     | [m <sup>2</sup> /s]  | $7,0 \cdot 10^{-7}$<br>$7,0 \cdot 10^{-7}$ | $5,0 \cdot 10^{-7}$<br>$5,0 \cdot 10^{-7}$   | $8,0 \cdot 10^{-7}$<br>$8,0 \cdot 10^{-7}$ |
| $\beta_{\text{hom}}^f$ Corium A<br>Corium E   | [1/K]                | $1,1 \cdot 10^{-4}$<br>$1,1 \cdot 10^{-4}$ | $0,95 \cdot 10^{-4}$<br>$0,95 \cdot 10^{-4}$ | $1,4 \cdot 10^{-4}$<br>$1,4 \cdot 10^{-4}$ |
| $\lambda_{\text{ox}}$                         | [W/(m·K)]            | 3,5                                        | 2                                            | 5                                          |
| $c_{p\text{-ox}}$                             | [J/(kg·K)]           | 500                                        | 250                                          | 700                                        |
| $\rho_{\text{ox}}$                            | [kg/m <sup>3</sup> ] | 8.500                                      | 7.500                                        | 9.000                                      |
| $\eta_{\text{ox}}^g$                          | [kg/(m·s)]           | $5,3 \cdot 10^{-3}$                        | $5,0 \cdot 10^{-3}$                          | $6,0 \cdot 10^{-3}$                        |
| $\beta_{\text{ox}}$                           | [1/K]                | $1,0 \cdot 10^{-4}$                        | $0,9 \cdot 10^{-4}$                          | $1,1 \cdot 10^{-4}$                        |
| $\lambda_{\text{met}}$                        | [W/(m·K)]            | 20                                         | 15                                           | 32                                         |
| $c_{p\text{-met}}$                            | [J/(kg·K)]           | 600                                        | 350                                          | 850                                        |
| $\rho_{\text{met}}$                           | [kg/m <sup>3</sup> ] | 7.000                                      | 6.500                                        | 7.500                                      |
| $\eta_{\text{met}}$                           | [kg/(m·s)]           | $3,0 \cdot 10^{-3}$                        | $2,0 \cdot 10^{-3}$                          | $5,0 \cdot 10^{-3}$                        |
| $\beta_{\text{met}}$                          | [1/K]                | $1,0 \cdot 10^{-4}$                        | $0,9 \cdot 10^{-4}$                          | $1,1 \cdot 10^{-4}$                        |

<sup>a</sup> GW = Grenzwert<sup>b</sup> Wärmeleitfähigkeit<sup>c</sup> spezifische Wärmekapazität<sup>d</sup> Dichte<sup>e</sup> kinematische Viskosität<sup>f</sup> thermischer Ausdehnungskoeffizient<sup>g</sup> dynamische Viskosität

hom = homogene Schmelze ox = oxidische Schmelze

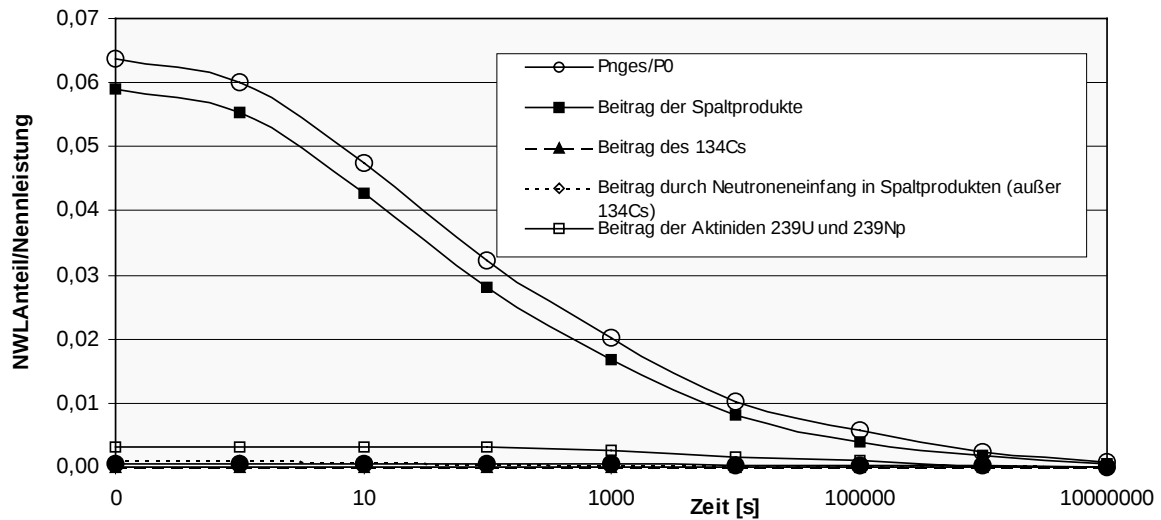
met = metallische Schmelze

**Tab. 12.5.** Weitere Charakteristika der Kernschmelze sowie von erstarrter Schmelze (Kruste)

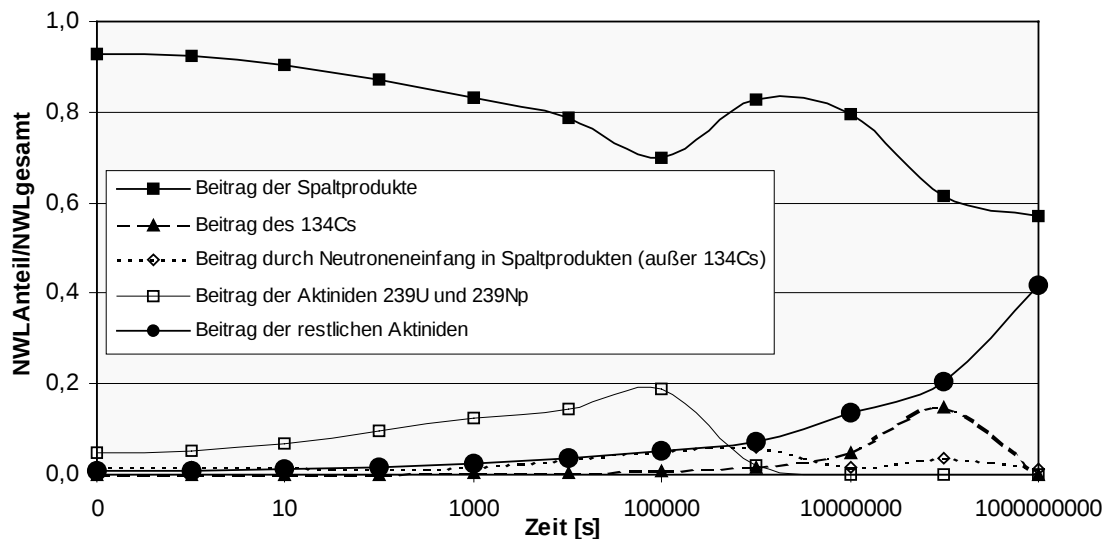
| <b>Stoffeigenschaft</b>                  | <b>Einheit</b> | <b>Referenzwert</b> | <b>unterer GW</b> | <b>oberer GW</b> |
|------------------------------------------|----------------|---------------------|-------------------|------------------|
| Schmelzpunkt <sub>hom</sub> <sup>a</sup> | [K]            | 2.673               | 2.400 [62, 33]    | 2.840K [47, 70]  |
| Schmelzpunkt <sub>ox</sub>               |                | 2.800 [79]          |                   |                  |
| Schmelzpunkt <sub>met</sub>              |                | 2.273 [79]          |                   |                  |
| Schmelzenthalpie <sub>hom</sub>          | [kJ/kg]        | 270 [68]            | 250 [20]          | 515 [81]         |
| Schmelzenthalpie <sub>ox</sub>           |                | 320 [86]            |                   |                  |
| Schmelzenthalpie <sub>met</sub>          |                | 230 [86]            | 198 [62]          |                  |
| Emissivität <sub>hom</sub>               | [-]            | 0,85 [81, 47]       | 0,3 [93]          | 1 [70]           |
| Emissivität <sub>ox</sub>                |                | 0,88 [47]           | 0,4 [4]           | 1 [70]           |
| Emissivität <sub>met</sub>               |                | 0,6                 | 0,5 [89, 80]      | 0,6 [89]         |
| Wärmeleitfähigkeit der Kruste            | [W/(m·K)]      | 2,5 [47]            | 1,8 [81]          | 3,4 [81]         |

<sup>a</sup> hom = homogene Schmelze, ox = oxidische Schmelze, met = metallische Schmelze

### 12.1.2 Nachwärmeleistung



**Abb. 12.1.** Anteil der verschiedenen Beiträge zur Nachwärmeleistung bezogen auf die Nennleistung



**Abb. 12.2.** Anteil der verschiedenen Beiträge zur Nachwärmeleistung bezogen auf die gesamte erzeugte Nachwärmeleistung

## 12.2 Wärmeübergangsgesetze

Aufgrund der in der Kernschmelze freigesetzten Wärme ergeben sich lokale Temperatur- und damit Dichteunterschiede in der Schmelze, die in Bereichen höherer Temperatur Aufwärts- und in Bereichen niedrigerer Temperatur Abwärtsströmungen (freie Konvektion) verursachen. Der Wärmetransport bei freier Konvektion mit inneren Wärmequellen wird durch die Nusseltzahl  $Nu^1$ , die Grashofzahl  $Gr^2$ , die Prandtlzahl  $Pr^3$  und die Damköhlerzahl  $Da^4$  charakterisiert. Dabei wird die Nusseltzahl als Funktion der Grashof-, Prandtl- und Damköhlerzahl angegeben, die Konstanten  $a$ ,  $b$ ,  $c$  und  $d$  werden in der Regel experimentell ermittelt:

$$Nu = a \cdot Gr^b \cdot Pr^c \cdot Da^d \quad (12.1)$$

$$Nu = \frac{\alpha \cdot L}{\lambda} = \frac{\dot{q}'' \cdot L}{\Delta T \cdot \lambda} \quad (12.2)$$

$$Gr = \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot L^3}{\left(\frac{\eta}{\rho}\right)^2} = \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot L^3}{\nu^2} \quad (12.3)$$

$$Pr = \frac{\eta \cdot c_p}{\lambda} = \frac{\nu \cdot c_p \cdot \rho}{\lambda} = \frac{\nu}{a} \quad (12.4)$$

$$Da = \frac{\dot{q}''' \cdot L^2}{\lambda \cdot \Delta T} \quad (12.5)$$

In diesen Gleichungen kennzeichnet  $\alpha$  [W/(m<sup>2</sup>·K)] den Wärmeübergangskoeffizienten,  $L$  [m] die charakteristische Länge,  $\lambda$  [W/(m·K)] die Wärmeleitfähigkeit,  $\dot{q}''$  [W/m<sup>2</sup>] den Wärmestrom,  $\Delta T$  [K] die charakteristische Temperaturdifferenz,  $g$  [m/s<sup>2</sup>] die Erdbeschleunigung,  $\beta$  [1/K] den thermischen Ausdehnungskoeffizienten,  $\eta$  [kg/(m·s)] die dynamische Viskosität,  $\rho$  [kg/m<sup>3</sup>] die Dichte,  $\nu$  [m<sup>2</sup>/s] die kinematische Viskosität ( $\nu = \eta / \rho$ ),  $c_p$  [kJ/(kg·K)] die spezifische Wärmekapazität,  $a$  [m<sup>2</sup>/s] die „Temperaturleitfähigkeit“ (auch: thermischer Diffusionskoeffizient  $a = \lambda / (\rho \cdot c_p)$ ) und  $\dot{q}'''$  [W/m<sup>3</sup>] die volumetrische Wärmefreisetzung.

<sup>1</sup> Dimensionsloses Maß für die Güte des Wärmeübergangs [37].

<sup>2</sup> Dimensionslose Kennzahl zur Charakterisierung von Auftriebsströmungen [37].

<sup>3</sup> Dimensionslose Kombination von Stoffwerten, die damit selbst ein Stoffwert ist und bei diversen physikalischen Fragestellungen als dimensionslose Kennzahl im Sinne der Ähnlichkeitstheorie benötigt wird [37].

<sup>4</sup> Dimensionslose Kennzahl zur Charakterisierung des Verhältnisses zwischen volumetrischer Wärmequelle und abgeführtem Wärmestrom [31].

Wenn die Einflüsse der verschiedenen Kennzahlen in Kombination erfasst werden können, vereinfacht sich der Ansatz zur Berechnung der Nusseltzahl. Dabei ergibt sich durch Kombination von Grashof- und Prandtlzahl die Rayleighzahl  $Ra$  [12]. Aus unten angegebenen Kombination von Grashof, Prandtl- und Damköhlerzahl resultiert die modifizierte Rayleighzahl  $Ra'$ , die in volumetrisch beheizten Systemen in der Regel genutzt wird, da in diesen Systemen die Leistungsdichte und nicht die Temperaturdifferenz die unabhängige Variable ist:

$$Ra = \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot L^3}{\nu^2} \cdot \frac{\eta \cdot c_p}{\lambda} = \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot L^3 \cdot c_p \cdot \rho}{\nu \cdot \lambda} = \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot L^3}{\nu \cdot a} \quad (12.6)$$

$$\text{damit: } Nu = a \cdot Ra^b \cdot Da^d \quad (12.7)$$

bzw.:

$$Ra' = \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot L^3}{\nu^2} \cdot \frac{\eta \cdot c_p}{\lambda} \cdot \frac{\dot{q}''' \cdot L^2}{\lambda \cdot \Delta T} = \frac{g \cdot \beta \cdot \dot{q}''' \cdot L^5 \cdot c_p \cdot \rho}{\nu \cdot \lambda^2} \quad (12.8)$$

$$Ra' = \frac{g \cdot \beta \cdot \dot{q}''' \cdot L^5}{\nu \cdot \lambda \cdot a} \quad (12.9)$$

$$\text{und damit: } Nu = a \cdot Ra'^b \quad (12.10)$$

Bereits seit 1970 werden durch volumetrische Wärmequellen hervorgerufene Konvektionsströmungen, experimentell und theoretisch erforscht. Zunächst wurden dabei Gesetze für den Wärmeübergang in Fluidschichten mit inneren Wärmequellen aufgestellt. Als Beispiel für diese Gesetze ist die Beziehung von Kulacki & Goldstein in Tab. 12.6. angegeben. Später wurden Zusammenhänge für den Wärmeübergang in Hohlräumen mit innerer Wärmeproduktion gefunden. Von Mayinger, Jahn, Reineke & Steinberger wurden bis 1980 mehrere Gesetze für rechteckige Hohlräume, halbkreisförmige Hohlräume und kugelförmige Hohlräume ermittelt. In den 90er Jahren wurden weitere Experimente (COPO, BALI, UCLA) mit halbkugelförmigen Hohlräumen und maßstäblichen Ausschnitten aus Reaktordruckbehältern durchgeführt. In diesen Experimenten konnten modifizierte Rayleighzahlen bis  $10^{17}$  realisiert werden, was den Verhältnissen in einer realen Kernschmelze entspricht (bei dem in dieser Arbeit betrachteten Kernschmelzunfall ergeben sich, je nach Stoffwerten und Randbedingungen, modifizierte Rayleighzahlen im Bereich zwischen  $1 \cdot 10^8$  und  $5 \cdot 10^{17}$ )<sup>1</sup>.

<sup>1</sup> Homogene Schmelze:  $5 \cdot 10^{14} < Ra' < 5 \cdot 10^{17}$ ;  
Oxidische Schmelze:  $10^{14} < Ra' < 2 \cdot 10^{17}$ ; Metallische Schmelze:  $1 \cdot 10^8 < Ra' < 1 \cdot 10^{16}$ .

In Tab. 12.6. sind einige der experimentell ermittelten Wärmeübergangsgesetze für verschiedene Geometrien aufgeführt. Dabei beschreibt die Größe  $Nu_{up}$  den Wärmeübergang von der Schmelze an die Pooloberfläche,  $Nu_s$  den Wärmeübergang an die Seitenwände (Reaktordruckbehälter: zylindrischer Teil oberhalb der Bodenkalotte) und  $Nu_{dn}$  beschreibt den Wärmeübergang an die Wandungen der Bodenkalotte bzw. an die unteren Wände. In einigen Experimenten wurde festgestellt, dass der Wärmeübergang an die unteren Wände von dem Verhältnis der Füllhöhe der Schmelze  $H$  zum Radius der Bodenkalotte  $R$  abhängt (Tab. 12.6.).

**Tab. 12.6.** Experimentell bestimmte integrale Nusseltgesetze für Konvektionsströmungen mit inneren Wärmequellen

| Quelle                                   | Gesetz <sup>a</sup>                                                                                        | Geltungsbereich                                        | B. <sup>b</sup> |
|------------------------------------------|------------------------------------------------------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------|-----------------|
| Kulacki [9]<br>Goldstein [55]            | $Nu_{up} = 0,436 \cdot Ra^{0,228}$<br>$Nu_{dn} = 1,503 \cdot Ra^{0,095}$                                   | $10^4 < Ra < 10^7$                                     | FS,<br>1972     |
| Jahn<br>Reineke<br>[44, 9]               | $Nu_{up} = 0,345 \cdot Ra^{0,233}$<br>$Nu_s = 0,6 \cdot Ra^{0,19}$<br>$Nu_{dn} = 1,289 \cdot Ra^{0,095}$   | $5 \cdot 10^5 < Ra < 5 \cdot 10^8$                     | R. H.,<br>1974  |
| Steinberner<br>Reineke<br>[85, 9]        | $Nu_{up} = 0,345 \cdot Ra^{0,233}$<br>$Nu_s = 0,85 \cdot Ra^{0,19}$<br>$Nu_{dn} = 1,389 \cdot Ra^{0,095}$  | $5 \cdot 10^{12} < Ra < 3 \cdot 10^{13}$               | R. H.,<br>1978  |
| Mayinger<br>Jahn [45, 59]<br>Reineke [9] | $Nu_{up} = 0,36 \cdot Ra^{0,23}$<br>$Nu_{dn} = 0,54 \cdot Ra^{0,18}$                                       | $10^7 < Ra < 5 \cdot 10^{10}$<br>$H/R = 1^c$           | Hk. H.,<br>1976 |
| Mayinger<br>Jahn [45, 59]<br>Reineke [9] | $Nu_{up} = 0,36 \cdot Ra^{0,23}$<br>$Nu_{dn} = 0,54 \cdot Ra^{0,18} \cdot (H/R)^{0,26}$                    | $10^7 < Ra < 5 \cdot 10^{10}$<br>$0,3 < H/R < 1$       | Hk. H.,<br>1976 |
| Reineke<br>[75, 84]                      | $Nu_{dn} = 0,49 \cdot Ra^{0,18} \cdot (H/R)^{0,29}$<br>$Nu_{dn} = 0,64 \cdot Ra^{0,18} \cdot (H/R)^{0,29}$ | $10^7 < Ra < 10^{10}$<br>$H/R \geq 0,2$<br>$H/R < 0,2$ | Kg. H.,<br>1979 |
| Gabor [26, 8]                            | $Nu_{dn} = 0,55 \cdot Ra^{0,15} \cdot (H/R)^{1,1}$                                                         | $2 \cdot 10^{10} < Ra < 2 \cdot 10^{11}$               | Kg. H.,<br>1980 |
| Frantz<br>Dhir [2567]                    | $Nu_{dn} = 0,55 \cdot Ra^{0,2}$                                                                            | $10^{12} < Ra < 10^{13}$                               | Kg. H.,<br>1992 |

**Tab. 12.6.** Experimentell bestimmte integrale Nusseltgesetze für Konvektionsströmungen mit inneren Wärmequellen

| Quelle                         | Gesetz <sup>a</sup>                                                                                                                                 | Geltungsbereich                                                                                                                                                     | B. <sup>b</sup>         |
|--------------------------------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-------------------------|
| Asfia <sup>d</sup><br>Dhir [8] | $Nu_{dn} = 0,54 \cdot Ra^{0,2} \cdot (H/R)^{0,25}$                                                                                                  | $10^{11} < Ra < 10^{14}$<br>$0,26 < H/R < 1$                                                                                                                        | Kg. H.,<br>1994         |
| ACOPO<br>[90, 9]               | $Nu_{up} = 1,95 \cdot Ra^{0,18}$<br>$Nu_{dn} = 0,3 \cdot Ra^{0,22}$                                                                                 | $10^{14} < Ra < 10^{16}$                                                                                                                                            | Hkg. H.,<br>1997        |
| BALI [14, 9]<br>COPO II [56]   | $Nu_{up} = 0,736 \cdot Ra^{0,216}$<br>$Nu_{dn} = 0,131 \cdot Ra^{0,25} \cdot (H/R)^{0,19}$                                                          | $10^{16} < Ra < 10^{17}$                                                                                                                                            | RDB<br>Scheibe,<br>1994 |
| Kulacki [67]                   | $Nu_{up} = 2,278 \cdot Ra^{0,127}$<br>$Nu_{up} = 2,53 \cdot Ra^{0,125}$<br>$Nu_{up} = 1,225 \cdot Ra^{0,166}$<br>$Nu_{up} = 0,328 \cdot Ra^{0,227}$ | $5 \cdot 10^7 < Ra < 6 \cdot 10^9$<br>$2 \cdot 10^8 < Ra < 2 \cdot 10^{11}$<br>$2 \cdot 10^{10} < Ra < 7 \cdot 10^{12}$<br>$3 \cdot 10^{11} < Ra < 8 \cdot 10^{13}$ | Z. + Kgs.<br>1978       |

<sup>a</sup>  $Nu_{up}$ : Wärmeübergang an die Pooloberfläche,  $Nu_s$ : Wärmeübergang an die Seitenwände (bei Reaktordruckbehälter zylindrischer Teil der Anordnung, oberhalb der Bodenkalotte),  
 $Nu_{dn}$ : Wärmeübergang an die Wandungen der Bodenkalotte bzw. an die unteren Wände.

<sup>b</sup> B. = Bemerkungen, FS = Fluidschicht, R. H. = Rechteckiger Hohlraum,  
Hk. H. = Halbkreisförmiger Hohlraum, Kg. H. = Kugelförmiger Hohlraum,  
Hkg. H. = Halbkugelförmiger Hohlraum, RDB = Reaktordruckbehälter,  
Z. + Kgs. = Zylinder mit Kugelsegment abgeschlossen.

<sup>c</sup>  $H/R$  = Verhältnis der Füllhöhe der Schmelze innerhalb des Hohlraums zum Radius des Hohlraums.

<sup>d</sup> Bei dem Gesetz werden Schwankungsbreiten von +5 % bis -10 % für die Nusseltzahlen angegeben.

## 12.3 Strömungssimulation mit ANSYS

Grundlegend für die Strömungssimulation sind die Differentialgleichungen für die Erhaltung von Masse, Impuls und Energie, die sogenannten Navier-Stokes-Gleichungen. Dies sind (in kartesischen Koordinaten) [5] :

- die Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \cdot u_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho \cdot u_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho \cdot u_z)}{\partial z} = 0 \quad (12.11)$$

- die drei Impulserhaltungsgleichungen:

$$\frac{\partial(\rho \cdot u_x)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \cdot u_x \cdot u_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho \cdot u_x \cdot u_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho \cdot u_x \cdot u_z)}{\partial z} = \quad (12.12)$$

$$\rho \cdot g_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \mu \cdot \frac{\partial u_x}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \cdot \frac{\partial u_x}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \cdot \frac{\partial u_x}{\partial z} \right) + B_x$$

$$\frac{\partial(\rho \cdot u_y)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \cdot u_y \cdot u_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho \cdot u_y \cdot u_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho \cdot u_y \cdot u_z)}{\partial z} = \quad (12.13)$$

$$\rho \cdot g_y - \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \mu \cdot \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \cdot \frac{\partial u_y}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \cdot \frac{\partial u_y}{\partial z} \right) + B_y$$

$$\frac{\partial(\rho \cdot u_z)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \cdot u_z \cdot u_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho \cdot u_z \cdot u_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho \cdot u_z \cdot u_z)}{\partial z} = \quad (12.14)$$

$$\rho \cdot g_z - \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \mu \cdot \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \cdot \frac{\partial u_z}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \cdot \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + B_z$$

- die Energiegleichung (für inkompressible Fluide):

$$\frac{\partial(\rho \cdot c_p \cdot T)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \cdot c_p \cdot T \cdot u_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho \cdot c_p \cdot T \cdot u_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho \cdot c_p \cdot T \cdot u_z)}{\partial z} = \quad (12.15)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \dot{q}'''_v$$

In diesen Gleichungen bezeichnet  $\rho$  [kg/m<sup>3</sup>] die Dichte,  $u_x$ ,  $u_y$ ,  $u_z$  [m/s] die Geschwindigkeiten in die jeweilige Koordinatenrichtung,  $\partial/\partial t$  die Ableitung nach der Zeit,  $\partial/\partial x$ ,  $\partial/\partial y$ ,  $\partial/\partial z$  die Ableitungen nach dem Ort,  $g_x$ ,  $g_y$ ,  $g_z$  [m/s<sup>2</sup>] die Komponenten der Gravitation,  $p$  [N/m<sup>2</sup>] den Druck,  $\mu$  [kg/(m·s)] die dynamische Viskosität,  $B_x$  [N/m<sup>3</sup>] die zusätzlichen Kräfte, die der Benutzer definieren möchte

(z.B. Fliehkraft bei rotierenden Systemen)<sup>1</sup>,  $c_p$  [J/(kg·K)] die spezifische Wärmekapazität,  $T$  [K] die Temperatur,  $\lambda$  [W/(m·K)] die isotrope Wärmeleitfähigkeit und  $\dot{q}_V'''$  [W/m<sup>3</sup>] die volumetrische Wärmeproduktion (Wärmequelle).

### 12.3.1 Turbulenzmodellierung

Eine turbulente Strömung ist eine instationäre Strömung, bei der die Geschwindigkeit der einzelnen Flüssigkeitsteilchen stark unregelmäßig schwankt. Diese Schwankungen sind der geordneten Grundströmung überlagert. Dies führt zu einer Ablenkung der Flüssigkeitsteilchen und damit zu einer intensiven Vermischung quer zur Strömungsrichtung [11, 27]. Die Geschwindigkeit des Flüssigkeitsteilchens in eine Koordinatenrichtung  $i$  und seine Temperatur können durch einen zeitlichen Mittelwert  $\bar{u}_i$  bzw.  $\bar{T}$  und eine Schwankungskomponente  $u'_i$  bzw.  $T'$  beschrieben werden [5]:

$$\begin{aligned} u_i &= \bar{u}_i + u'_i \\ T &= \bar{T} + T' \end{aligned} \quad (12.16)$$

mit:

$$\frac{1}{t} \cdot \int_0^t u_i dt = \bar{u}_i \quad \frac{1}{t} \cdot \int_0^t T dt = \bar{T} \quad (12.17)$$

$$\frac{1}{t} \cdot \int_0^t u'_i dt = 0 \quad \frac{1}{t} \cdot \int_0^t T' dt = 0 \quad (12.18)$$

Durch das Einsetzen der Momentanwerte der Geschwindigkeit in die Navier-Stokes-Gleichungen und durch die zeitliche Mittelung der Gleichungen ergeben sich zusätzlich auf der rechten Seite der Impulsgleichungen die folgenden Terme  $\sigma^R$ , die „Reynolds-Spannungs-Terme“ genannt werden [5]:

$$\begin{aligned} \sigma_x^R &= -\frac{\partial}{\partial x}(\overline{\rho \cdot u'_x \cdot u'_x}) - \frac{\partial}{\partial y}(\overline{\rho \cdot u'_x \cdot u'_y}) - \frac{\partial}{\partial z}(\overline{\rho \cdot u'_x \cdot u'_z}) \\ \sigma_y^R &= -\frac{\partial}{\partial x}(\overline{\rho \cdot u'_y \cdot u'_x}) - \frac{\partial}{\partial y}(\overline{\rho \cdot u'_y \cdot u'_y}) - \frac{\partial}{\partial z}(\overline{\rho \cdot u'_y \cdot u'_z}) \\ \sigma_z^R &= -\frac{\partial}{\partial x}(\overline{\rho \cdot u'_z \cdot u'_x}) - \frac{\partial}{\partial y}(\overline{\rho \cdot u'_z \cdot u'_y}) - \frac{\partial}{\partial z}(\overline{\rho \cdot u'_z \cdot u'_z}) \end{aligned} \quad (12.19)$$

<sup>1</sup> In den Berechnungen dieser Arbeit ist  $B_x = B_y = B_z = 0$ .

Die einzelnen Terme dieser Gleichung werden als „turbulente Schubspannungen“ (Reynoldsspannungen) bezeichnet [13]:

$$\begin{aligned}\tau_{xx} &= \rho \cdot u'_x \cdot u'_x \quad \text{etc.} \\ \tau_{xy} &= \rho \cdot u'_x \cdot u'_y\end{aligned}\quad (12.20)$$

In der Energiegleichung ergibt sich auf der rechten Seite der folgende zusätzliche Term [13]:

$$\dot{q}_t = -\frac{\partial}{\partial x}(\overline{\rho \cdot c_p \cdot u'_x \cdot T'}) - \frac{\partial}{\partial y}(\overline{\rho \cdot c_p \cdot u'_y \cdot T'}) - \frac{\partial}{\partial z}(\overline{\rho \cdot c_p \cdot u'_z \cdot T'}) \quad (12.21)$$

mit den Komponenten  $\dot{q}_i^{t''}$ , die als „turbulente Wärmeströme“ bezeichnet werden:

$$\begin{aligned}\dot{q}_x^{t''} &= \overline{\rho \cdot c_p \cdot u'_x \cdot T'} \\ \dot{q}_y^{t''} &= \overline{\rho \cdot c_p \cdot u'_y \cdot T'} \\ \dot{q}_z^{t''} &= \overline{\rho \cdot c_p \cdot u'_z \cdot T'}\end{aligned}\quad (12.22)$$

Für die turbulenten Schubspannungen und die turbulenten Wärmeströme wurden verschiedene halbempirische Ansätze entwickelt. ANSYS nutzt den sogenannten „Eddy-Viscosity“ Ansatz nach Boussinesq [13, 5], in dem in Analogie zum molekularen Transport von Impuls und Wärme eine turbulente Zähigkeit  $\mu_t$  und eine turbulente Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_t$  definiert werden:

$$\tau_{yx} = -\mu_t \cdot \frac{d\bar{u}_x}{dy} \quad (12.23)$$

$$\dot{q}_y^{t''} = -\lambda_t \cdot \frac{d\bar{T}}{dy} \quad (12.24)$$

Die molekularen Transporteigenschaften und der Einfluß der turbulenten Schwankungsbewegung lassen sich damit zu effektiven Transporteigenschaften zusammenfassen [5, 78]:

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_t, \quad \lambda_{eff} = \lambda + \lambda_t \quad (12.25)$$

Diese effektiven Transporteigenschaften werden zur Simulation turbulenter Strömungen in die ursprüngliche Form der Navier-Stokes-Gleichungen eingesetzt. ANSYS stellt verschiedene Möglichkeiten zur Berechnung der turbulenten Zähigkeit und der turbulenten Wärmeleitfähigkeit zur Verfügung. In dieser Arbeit wird das sogenannte „Standard k-ε Modell“ nach Spalding und Launder verwendet, deshalb wird dieses kurz vorgestellt. Weitere Informationen über dieses und

die anderen Modelle finden sich im ANSYS Theory Reference Manual [5].

Im Standard  $k$ - $\varepsilon$  Modell werden die turbulente Zähigkeit und die turbulente Wärmeleitfähigkeit über die turbulente kinetische Energie  $k$  und die turbulente kinetische Energiedissipationsrate  $\varepsilon$  berechnet:

$$\mu_t = C_\mu \cdot \rho \cdot \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad \lambda_t = \frac{\mu_t \cdot C_p}{Pr_t} \quad (12.26)$$

Die turbulente kinetische Energie  $k$  und die turbulente kinetische Energiedissipationsrate  $\varepsilon$  werden über die folgenden Gleichungen berechnet:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \cdot k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \cdot u_x \cdot k)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho \cdot u_y \cdot k)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho \cdot u_z \cdot k)}{\partial z} = \\ \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\mu_t}{\sigma_k} \cdot \frac{\partial k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\mu_t}{\sigma_k} \cdot \frac{\partial k}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\mu_t}{\sigma_k} \cdot \frac{\partial k}{\partial z} \right) \\ - \rho \cdot \varepsilon + \frac{C_4 \cdot \beta \cdot \mu_t}{\sigma_t} \cdot \left( g_x \cdot \frac{\partial T}{\partial x} + g_y \cdot \frac{\partial T}{\partial y} + g_z \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (12.27)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \cdot \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \cdot u_x \cdot \varepsilon)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho \cdot u_y \cdot \varepsilon)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho \cdot u_z \cdot \varepsilon)}{\partial z} = \\ \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \cdot \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \cdot \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \cdot \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right) \\ - C_2 \cdot \rho \cdot \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{C_\mu \cdot (1 - C_3) \cdot \beta \cdot \rho \cdot k}{\sigma_t} \cdot \left( g_x \cdot \frac{\partial T}{\partial x} + g_y \cdot \frac{\partial T}{\partial y} + g_z \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (12.28)$$

In diesen Gleichungen bezeichnen  $\sigma_k$ ,  $C_4$ ,  $\beta$ ,  $\sigma_t$ ,  $\sigma_\varepsilon$ ,  $C_2$ ,  $C_\mu$  und  $C_3$  Berechnungskonstanten, deren Werte vordefiniert sind (siehe [5]).

## 12.4 ANSYS-Makros

### 12.4.1 Referenzfall

```

!Berechnung des Referenzfalles - homogene Schmelze im RDB
!FLOTTRAN - SI-Einheiten werden verwendet
!-----
/clear                                !bisherige Daten löschen
/fil,FLSYM                            !Festlegen des Jobnamens
/prep7                                !Aufruf des Preprozessors
!-----
!Generelle Einstellungen - insbesondere für FLOTTRAN
!-----
/NOPR
/PMETH,OFF,1
KEYW,PR_SET,1
KEYW,PR_STRUC,0
KEYW,PR_THER,1
KEYW,PR_FLUID,0
KEYW,PR_ELMAG,0
KEYW,MAGNOD,0
KEYW,MAGEDG,0
KEYW,MAGHFE,0
KEYW,MAGELC,0
KEYW,PR_MULTI,0
KEYW,PR_CFD,1
/GO
!*
/COM,
/COM,preferences for GUI filtering have been set to display:
/COM, FLOTTRAN CFD

!-----
!FLOTTRAN-Einstellungen
!-----
!zunächst Berechnung eines stationären Anfangszustandes
                                !FLDATA1 welche Komponenten des
                                !Lösungsalgorithmus werden genutzt
FLDATA1,SOLU,FLOW,F            !Druck und Momentengleichungen
                                !Anfangszustand! Deshalb False!
FLDATA1,SOLU,TEMP,TRUE         !Energiegleichung
                                !FLDATA2 Iterations- und Ausgabekon-
                                !trolle
FLDATA2,ITER,EXEC,1            !Anzahl der globalen Iterationen
FLDATA7,PROT,DENS,TABLE        !FLDATA7 - Art der Fluideigenschaften
FLDATA7,PROT,VISC,TABLE        !für die gesamte Berechnung
                                !hier definiert

FLDATA7,PROT,COND,TABLE
FLDATA7,PROT,SPHT,TABLE
FLDATA13,VARY,DENS,1           !FLDATA13 Fluideigenschaften variabel
FLDATA13,VARY,VISC,1
FLDATA13,VARY,COND,1
FLDATA13,VARY,SPHT,1
FLDATA18,METH,TEMP,3
FLDATA25,RELX,TEMP,1.0         !Anfangszustand Temperaturrelax.: 1.0
!-----

```

**!MATERIALEIGENSCHAFTEN!!!!**

!homogene Kernschmelze temperaturabhängigen Eigenschaften

```

MPTEMP,          1,2673 ,2674 ,2700 , 2800 , 2900, 3000,
MPDATA,DENS,1,1,8000 ,8000 ,7976 , 7890 , 7805, 7722,
MPDATA,C ,1,1, 450 , 450 , 450 , 450 , 450, 450,
MPDATA,KXX ,1,1, 6 , 6, 6, 6 , 6, 6,
MPDATA,EMIS,1,1, 0.85, 0.85, 0.85, 0.85 , 0.85, 0.85,
MPDATA,VISC,1,1,5.6e-3,5.6e-3,5.6e-3,5.6e-3,5.6e-3,5.6e-3,
MPTEMP,          7,3400 ,3800 ,
MPDATA,DENS,1,7,7408 ,7118 ,
MPDATA,C ,1,7, 450 , 450 ,
MPDATA,KXX ,1,7, 6 , 6 ,
MPDATA,EMIS,1,7, 0.85, 0.85,
MPDATA,VISC,1,7,5.6e-3,5.6e-3,

```

!Kruste temperaturabhängige Eigenschaften

```

MPTEMP,          1, 0 ,1500 ,1600 ,1700 ,1800 ,1900 ,
MPDATA,DENS,3, 1,8000 ,8000 ,8000 ,8000 ,8000 ,8000 ,
MPDATA,C ,3, 1, 450 , 450 , 450 , 450 , 450 , 450 ,
MPDATA,KXX ,3, 1, 2.5 , 2.5, 2.5, 2.5, 2.5, 2.5,
MPDATA,EMIS,3, 1, 0.85, 0.85, 0.85, 0.85, 0.85, 0.85,
MPDATA,VISC,3, 1, 0 , 0 , 0 , 0 , 0 , 0 ,
MPTEMP,          7,2000 ,2100 ,2200 ,2300 ,2400 ,2500 ,
MPDATA,DENS,3, 7,8000 ,8000 ,8000 ,8000 ,8000 ,8000 ,
MPDATA,C ,3, 7, 450 , 450 , 450 , 450 , 450 , 450 ,
MPDATA,KXX ,3, 7, 2.5 , 2.5, 2.5, 2.5, 2.5, 2.5,
MPDATA,EMIS,3, 7, 0.85, 0.85, 0.85, 0.85, 0.85, 0.85,
MPDATA,VISC,3, 7, 0 , 0 , 0 , 0 , 0 , 0 ,
MPTEMP,          13,2600 ,2671 ,2672 ,2673 ,2674 ,2700 ,
MPDATA,DENS,3,13,8000 ,8000 ,8000 ,8000 ,8000 ,7976 ,
MPDATA,C ,3,13, 450 , 450 , 450 , 450 , 450 , 450 ,
MPDATA,KXX ,3,13, 2.5 , 2.5, 2.5, 2.5, 2.5, 6 ,
MPDATA,EMIS,3,13, 0.85, 0.85, 0.85, 0.85, 0.85, 0.85,
MPDATA,VISC,3,13, 0 , 0 , 0 ,5.6e-3,5.6e-3,5.6e-3,
MPTEMP,          19,2800 ,2900 ,3000 ,3400 ,3800 ,
MPDATA,DENS,3,19,7890 ,7805 ,7722 ,7408 ,7118 ,
MPDATA,C ,3,19, 450 , 450 , 450 , 450 , 450 ,
MPDATA,KXX ,3,19, 6 , 6 , 6 , 6 , 6 ,
MPDATA,EMIS,3,19, 0.85, 0.85, 0.85, 0.85, 0.85,
MPDATA,VISC,3,19,5.6e-3,5.6e-3,5.6e-3,5.6e-3,5.6e-3,

```

!Stahl - Definition der temperaturabhängigen Materialeigenschaften

```

MPTEMP,          1, 0 , 293 , 873 ,1073 ,1273 ,1473 ,
MPDATA,DENS,2,1,7850 ,7850 ,7850 ,7850 ,7850 ,7850 ,
MPDATA,C ,2,1, 435 , 435 , 585 , 678 , 669 , 646 ,
MPDATA,KXX ,2,1, 44 , 44 , 33 , 27 , 27 , 30 ,
MPDATA,EMIS,2,1, 0.6, 0.6, 0.6 , 0.6 , 0.6 , 0.6 ,
MPDATA,EX ,2,1, 210 , 210 , 179 , 79 , 30 , 11 ,
MPDATA,PRXY,2,1, 0.3, 0.3, 0.307, 0.315, 0.323, 0.331,
MPDATA,ALPX,2,1, 12e-6, 12e-6,14.9e-6 ,11.1e-6 ,12.7e-6 ,14.3e-6 ,
MPDATA,HF ,2,1, 1 , 1 , 39 , 61 , 92 , 135 ,
MPTEMP,          7,1673 ,1719 , 1720, 1730,1731,2500,
MPDATA,DENS,2,7,7850 ,7850 , 7850, 6900,6900,6900,
MPDATA,C ,2,7, 628 , 628 ,21000,21000, 720, 720,
MPDATA,KXX ,2,7, 32 , 32 , 32, 34, 34, 34,
MPDATA,EMIS,2,7, 0.6 , , , , , ,
MPDATA,EX ,2,7, 1 , , , , , ,
MPDATA,PRXY,2,7, 0.339, , , , , ,
MPDATA,ALPX,2,7,15.9e-6 ,15.9e-6, , , , ,
MPDATA,HF ,2,7, 190 , 205 , , , , ,

```

**!Geometrie:**

et,1,fluid141

!Definition des Elementtyps

K, 1,2.5 , 0,0

K, 2,2.65, 0,0

K, 3, 0,-2.05,0

K, 4, 0,-2.2 ,0

CLOCAL,11,1,0,0,0

**!Definition RDB-Flaeche**

!Keypoints fuer die Bodenkalotte

CSYS,11

!Definition eines zylindrisches Koordina-  
!tensystems zur Definition der Begren-  
!zungslinien und Flaechen der Kalotte

L, 1, 2

!Umschalten auf das  
!zylindrische Koordinatensystem

CSYS,0

!Linie Nr. 1

!Umschalten auf urspruengliches

!Koordinatensystem

!Keypoints fuer die obere Kalotte

K, 5, 0, 9.6,0

K, 6, 0, 9.7,0

K, 7,2.5 , 7.5,0

K, 8,2.65, 7.5,0

CLOCAL,12,1,0,7.5,0

!neues zylindrisches Koordinatensystem

CSYS,12

!Umschalten

L, 7, 8

!Linie Nr. 2

CSYS,0

!Umschalten urspruengl. Koordinatensystem

K, 9,2.7, 0.2,0

!Uebergang von 15cm Wandstaerke der

K,10,2.7, 7.3,0

!Kalotten auf 20cm des zylindrischen Teils

K,11,2.5, 7.3,0

K,12,2.5, 0.2,0

L,11,12

!Linie Nr. 3

L, 2, 9

!Linie Nr. 4

L, 9,10

!Linie Nr. 5

L,10, 8

!Linie Nr. 6

L,11,10

!Linie Nr. 7

L,12, 9

!Linie Nr. 8

L, 7,11

!Linie Nr. 9

L, 1,12

!Linie Nr. 10

allsel

lsymm,x,all,,,

!Erzeugen der Linien 11-20 durch spiegeln

larc,7,15,5,

!Linie Nr. 21

larc,8,16,6,

!Linie Nr. 22

larc,1,13,3,

!Linie Nr. 23

larc,2,14,4,

!Linie Nr. 24

AL,22,21,12, 2

!RDB-Flaeche obere Kalotte Flaeche Nr. 1

AL, 2, 9, 6, 7

!RDB-Flaeche oberer Uebergang Flaeche Nr. 2

AL, 7, 5, 8, 3

!RDB-Flaeche Flaeche Nr. 3

AL,10, 8, 4, 1

!RDB-Flaeche unterer Uebergang Fl. Nr. 4

AL,12,16,17,19

!RDB-Flaeche oberer Uebergang Fl. Nr. 5

AL,17,13,15,18

!RDB-Flaeche Zylinder Flaeche Nr. 6

AL,18,14,20,11

!RDB-Flaeche unterer Uebergang Fl. Nr. 7

**!Vorgabe der Netzdichte RDB (meshen)**

lesize, 1,,,10

!meshen der Linie 1 - Bodenkalotte

lesize,11,,,10

!meshen der Linie 11 - Bodenkalotte

```

lesize,22,,,24      !meshen der Linie 22 - obere Kalotte
lesize,21,,,24      !meshen der Linie 21 - obere Kalotte
lesize, 2,,,10      !meshen der Linie 2 - obere Kalotte
lesize,12,,,10      !meshen der Linie 12 - obere Kalotte

lesize, 3,,,28      !meshen der Linie 3 - Zylinder
lesize, 5,,,28      !meshen der Linie 5 - Zylinder
lesize,15,,,28      !meshen der Linie 15 - Zylinder
lesize,13,,,28      !meshen der Linie 13 - Zylinder
lesize, 8,,,10      !meshen der Linie 8 - Zylinder
lesize, 7,,,10      !meshen der Linie 7 - Zylinder
lesize,17,,,10      !meshen der Linie 17 - Zylinder
lesize,18,,,10      !meshen der Linie 18 - Zylinder
lesize, 6,,, 1      !meshen der Linie 6 - Zylinder
lesize, 9,,, 1      !meshen der Linie 9 - Zylinder
lesize,16,,, 1      !meshen der Linie 16 - Zylinder
lesize,19,,, 1      !meshen der Linie 19 - Zylinder
lesize,10,,,20      !meshen der Linie 10 - Zylinder
lesize, 4,,,20      !meshen der Linie 4 - Zylinder
lesize,20,,,20      !meshen der Linie 20 - Zylinder
lesize,14,,,20      !meshen der Linie 14 - Zylinder

K,21, 2.5 , 0.01,0  !Definition der Kruste - Referenzfall -
K,22, 2.46, 0 ,0    !untere Kruste 40mm dick, Poolober-
K,23, 2.46, 0.01,0  !flaeche:10mm fuer den stationaeren Fall -
K,24,-2.5 , 0.01,0  !im ersten Rechenschritt bildet sich dann
K,25,-2.46, 0 ,0    !eine untere Kruste von etwa 10cm und eine
K,26,-2.46, 0.01,0  !obere Kruste von etwa 7-8cm aus
K,27, 0 , -2.01,0   !vgl. Veroeffentlichung Park und Dhir

L,22,25             !Linie Nr. 25
L,23,26             !Linie Nr. 26
L,25,26             !Linie Nr. 27
L,25,13             !Linie Nr. 28
L,24,13             !Linie Nr. 29
L,24,26             !Linie Nr. 30
L,22,23             !Linie Nr. 31
L,23,21             !Linie Nr. 32
L,21, 1             !Linie Nr. 33
L, 1,22             !Linie Nr. 34
larc,22,25,27,      !Linie Nr. 35

lesize,25,,,120,    !meshen der Linie 25 - obere Kruste
lesize,26,,,120,    !meshen Linie 26 - obere Kruste/Schmelze
lesize,27,,,1       !meshen der Linie 27 - obere Kruste
lesize,31,,,1       !meshen der Linie 31 - obere Kruste
lesize,29,,,1       !meshen der Linie 29 - obere Kruste
lesize,28,,,5       !meshen der Linie 28 - obere Kruste
lesize,30,,,5       !meshen der Linie 30 - untere Kruste
lesize,33,,,1       !meshen der Linie 33 - obere Kruste
lesize,32,,,5       !meshen der Linie 32 - obere Kruste
lesize,34,,,5       !meshen der Linie 34 - untere Kruste

ldiv,23             !Linie 23 in 2 Linien zerlegen
ldiv,24             !Linie 24 in 2 Linien zerlegen
ldiv,35             !Linie 35 in 2 Linien zerlegen
ldiv,25             !Linie 25 in 2 Linien zerlegen

```

```

L,31,30      !Linie Nr. 40
L,30,28      !Linie Nr. 41
L,28,29      !Linie Nr. 42

lesize,23,,,60      !meshen der Linie 36
lesize,24,,,60      !meshen der Linie 36
lesize,35,,,60      !meshen der Linie 36
lesize,25,,,60      !meshen der Linie 36
lesize,36,,,60      !meshen der Linie 36
lesize,37,,,60      !meshen der Linie 37
lesize,38,,,60      !meshen der Linie 38
lesize,39,,,60      !meshen der Linie 39
lesize,40,,,60      !meshen der Linie 40
lesize,41,,, 5      !meshen der Linie 41
lesize,42,,,10      !meshen der Linie 42

AL,23,24, 1,42      !RDB-Flaeche Bodenkallotte Flaeche Nr. 8
AL,37,36,42,11      !RDB-Flaeche Bodenkallotte Flaeche Nr. 9
AL,27,28,29,30      !Flaeche der oberen Kruste Flaeche Nr. 10
AL,31,32,33,34      !Flaeche der oberen Kruste Flaeche Nr. 11
AL,27,26,31,25,39      !Flaeche der oberen Kruste Flaeche Nr. 12
AL,35,41,23,34      !Flaeche der unteren Kruste Flaeche Nr. 13
AL,38,41,36,28      !Flaeche der unteren Kruste Flaeche Nr. 14
AL,35,25,40      !Flaeche der Schmelze Flaeche Nr. 15
AL,38,39,40      !Flaeche der Schmelze Flaeche Nr. 16

mat,2      !Material 2 (Stahl) eingeschaltet
amesh,1      !Vernetzung des RDB
amesh,2      !Vernetzung des RDB
amesh,3      !Vernetzung des RDB
amesh,4      !Vernetzung des RDB
amesh,5      !Vernetzung des RDB
amesh,6      !Vernetzung des RDB
amesh,7      !Vernetzung des RDB
amesh,8      !Vernetzung des RDB
amesh,9      !Vernetzung des RDB

mat,3      !Material 3 (Kruste) eingeschaltet
amesh,10      !Vernetzung obere Kruste
amesh,11      !Vernetzung obere Kruste
amesh,12      !Vernetzung obere Kruste
amesh,13      !Vernetzung untere Kruste
amesh,14      !Vernetzung untere Kruste

mat,1      !Material 1 (Schmelze) eingeschaltet
amesh,15      !Vernetzung Schmelze
amesh,16      !Vernetzung Schmelze

nummrg,all

allsel,all,node
nummrg,node
allsel,all,kp
nummrg,kp

fini      !Exit aus dem Preprozessor

```





```

/solu
bfa,10,hgen,1.13e6
bfa,11,hgen,1.13e6
bfa,12,hgen,1.13e6
bfa,13,hgen,1.13e6
bfa,14,hgen,1.13e6
bfa,15,hgen,1.13e6
bfa,16,hgen,1.13e6

sfl, 3,hflux,2.41e4
sfl, 9,hflux,2.41e4
sfl,21,hflux,2.41e4
sfl,19,hflux,2.41e4
sfl,13,hflux,2.41e4

nsel,s,,,854
nsel,a,,,1164,1182
nsel,a,,,315
nsel,a,,,596,614
sf,all,hflux,2.41e4
allsel
solve

!Loesungsprozessor
!In der Schmelze und in der Kruste wird
!Waerme produziert -
!body force on area [W/m3]

!Im RDB werden im Referenzfall 10% der NWL
!freigesetzt - es wird angenommen, dass
!diese gleichmaessig verteilt freigesetzt
!wird. Aus dem Anteil der NWL und der
!freien Flaeche errechnet sich der
!Waermestrom ueber die RDB-Wand.
!Nur dieser Teil des unteren RDB erhaelt
!einen Waermestrom, die Elemente, die
!darunter liegen sind von der Kruste
!benachbart und deshalb verdeckt

!Lösung des Zeitschrittes

!-----
!jetzt: naechster Zeitschritt 200 - 700s
!es aendern sich in jedem Zeitschritt nur die Laenge des Zeitschritts
!sowie die Angaben fuer die Nachwaermeproduktion
!-----
/solu
FLDATA4,TIME,STEP, 1
FLDATA4,TIME,GLOB, 20
FLDATA4,TIME,NUMB,500
FLDATA4,TIME,APPE, 50
FLDATA4,TIME,SUMF, 50
FLDATA4,TIME,OVER, 1

bfa,10,hgen,1.12e6
bfa,11,hgen,1.12e6
bfa,12,hgen,1.12e6
bfa,13,hgen,1.12e6
bfa,14,hgen,1.12e6
bfa,15,hgen,1.12e6
bfa,16,hgen,1.12e6

sfl, 3,hflux,2.39e4
sfl, 9,hflux,2.39e4
sfl,21,hflux,2.39e4
sfl,19,hflux,2.39e4
sfl,13,hflux,2.39e4
nsel,s,,,854
nsel,a,,,1164,1182
nsel,a,,,315
nsel,a,,,596,614
sf,all,hflux,2.39e4
allsel

solve

!Lösung des Zeitschrittes

```

```

!-----
!naechste Zeitschritte:
! 700 - 1200s      bfa,all,hgen,1.099e6      sfl,all,hflux,2.345e4
!1200 - 1700s     bfa,all,hgen,1.080e6      sfl,all,hflux,2.304e4
!1700 - 2200s     bfa,all,hgen,1.063e6      sfl,all,hflux,2.268e4
!2200 - 2700s     bfa,all,hgen,1.047e6      sfl,all,hflux,2.234e4
!2700 - 3200s     bfa,all,hgen,1.033e6      sfl,all,hflux,2.204e4
!3200 - 3700s     bfa,all,hgen,1.020e6      sfl,all,hflux,2.175e4
!3700 - 4200s     bfa,all,hgen,1.007e6      sfl,all,hflux,2.149e4
!3700 - 4200s     bfa,all,hgen,1.007e6      sfl,all,hflux,2.149e4
!4200 - 4700s     bfa,all,hgen,0.996e6      sfl,all,hflux,2.125e4
!4700 - 5200s     bfa,all,hgen,0.985e6      sfl,all,hflux,2.102e4
!5200 - 5700s     bfa,all,hgen,0.975e6      sfl,all,hflux,2.080e4

```

## 12.4.2 Wasserkühlung

```

!-----
! Für die Berechnung mit Wasserkühlung an den RDB Aussenwänden
! wird die Strahlungsrandbedingung des Referenzfalles auskommentiert und statt
! dessen ein Wärmeübergangskoeffizient an der Aussenwand eingeführt
!-----

```

```

!lssel,s,,, 4      !Reine Strahlung an den RDB-Aussenwänden
!lssel,a,,, 5
!lssel,a,,, 6
!lssel,a,,,22
!lssel,a,,,16
!lssel,a,,,15
!lssel,a,,,14
!lssel,a,,,24
!lssel,a,,,37
!nsll
!stef,5.67e-8
!sf,all,rad,0.6,323      !Umgebung des RDB: 323K
!allsel

```

```

*dim,alphaw,table,18,2,,temp
alphaw(1,1) = 350, 400, 450, 500, 550, 600, 650, 700, 750, 800,
              850, 900, 950,1073, 1273, 1473, 1673,1719
alphaw(1,2)= 300, 300,2000,5000,12000,15000,15000,7000,4200,2100
              1100, 700, 300, 61, 92, 135, 190, 205

```

## 12.4.3 Bleikühlung

```

!-----
! Für die Berechnung mit Bleikühlung an den RDB Aussenwänden
! wird die Strahlungsrandbedingung des Referenzfalles auskommentiert und statt
! dessen ein Wärmeübergangskoeffizient an der Aussenwand eingeführt
!-----

```

```

!lssel,s,,, 4      !Reine Strahlung an den RDB-Aussenwänden
!lssel,a,,, 5
!lssel,a,,, 6
!lssel,a,,,22
!lssel,a,,,16
!lssel,a,,,15

```

```

!lssel,a,,,14
!lssel,a,,,24
!lssel,a,,,37
!nsl1
!stef,5.67e-8
!sf,all,rad,0.6,323          !Umgebung des RDB: 323K
!allsel

*dim,alphaw,table,18,2,,temp
alphaw(1,1) =    350, 400, 450, 500,  550,  600,  650, 700, 750, 800,
                850, 900, 950,1073, 1273, 1473, 1673,1719
alphaw(1,2)=    300, 300,2000,5000,12000,15000,15000,7000,4200,2100
                1100, 700, 300,   61,   92,  135, 190, 205

```

## 12.4.4 Einbringen einer Schutzschicht

```

!-----
!Generelle Einstellungen wie im Referenzfall
!-----
!MATERIALEIGENSCHAFTEN - wie im Referenzfall zusätzlich ZrO2 [92]:
!ZrO2 - Definition der temperaturabhängigen Materialeigenschaften
MPTEMP,      1,  0 , 293 , 873 , 1073 , 1273 , 1473 ,
MPDATA,DENS,4,1,6160 ,6160 ,6160 , 6160 , 6160 , 6160 ,
MPDATA,C    ,4,1, 454 , 454 , 603 ,  620 ,  635 ,  694 ,
MPDATA,KXX  ,4,1,  20 ,  20 ,  20 ,  20 ,  20 ,  20 ,
MPTEMP,      7,1673 , 1873 , 2073 , 2273 , 2473 ,
MPDATA,DENS,4,7,6160 , 6160 , 6160 , 6160 , 6160 ,
MPDATA,C    ,4,7, 748 ,  802 ,  895 , 1011 , 1047 ,
MPDATA,KXX  ,4,7,  20 ,  20 ,  20 ,  20 ,  20 ,
!-----

!Geometrie: - wie im Referenzfall zusätzlich ZrO2-Schicht
!Dadurch: Verschiebung von Kruste und Schmelze notwendig
!ZrO2 Layer einfügen
K,21, 2.45, 0.0 , 0.0
K,22, 2.45, 7.3 , 0.0
K,23,-2.45, 0.0 , 0.0
K,24,-2.45, 7.3 , 0.0
K,25, 0.0 ,-2.00, 0.0
K,26, 2.45, 0.2 , 0.0
K,27,-2.45, 0.2 , 0.0
L,11,22          !Linie Nr. 25
L,22,26          !Linie Nr. 26
L, 1,21          !Linie Nr. 27
L,17,24          !Linie Nr. 28
L,27,23          !Linie Nr. 29
L,13,23          !Linie Nr. 30
L,26,21          !Linie Nr. 31
L,27,24          !Linie Nr. 32
L,18,27          !Linie Nr. 33
L,12,26          !Linie Nr. 34
larc,21,23,25,   !Linie Nr. 35

AL,25, 3,26,34   !ZrO2-Flaeche Zylinder Flaeche Nr. 8
AL,31,27,34,10   !ZrO2-Flaeche Zylinder Flaeche Nr. 9
AL,13,32,33,28   !ZrO2-Flaeche Zylinder Flaeche Nr. 10
AL,33,20,30,29   !ZrO2-Flaeche Zylinder Flaeche Nr. 11

```

```

!Vorgabe der Netzdichte ZrO2 (meshen)
lesize,25,,, 7      !meshen der Linie 25 - Zylinder
lesize,26,,,28      !meshen der Linie 26 - Zylinder
lesize,27,,, 7      !meshen der Linie 27 - Zylinder
lesize,28,,, 7      !meshen der Linie 28 - Zylinder
lesize,29,,,20      !meshen der Linie 29 - Zylinder
lesize,30,,, 7      !meshen der Linie 30 - Zylinder
lesize,31,,,20      !meshen der Linie 31 - Zylinder
lesize,32,,,28      !meshen der Linie 32 - Zylinder
lesize,33,,, 7      !meshen der Linie 33 - Zylinder
lesize,34,,, 7      !meshen der Linie 34 - Zylinder
lesize,35,,, 1      !meshen der Linie 35 - Bodenkalotte

!Ab hier alle x-Koordinaten um Layerdicke verschieben!
K,28, 2.45, 0.01,0
K,29, 2.41, 0 ,0
K,30, 2.41, 0.01,0
K,31,-2.45, 0.01,0
K,32,-2.41, 0 ,0
K,33,-2.41, 0.01,0
K,34, 0 , -1.96,0
L,29,32      !Linie Nr. 36 (25) 22-29, 25-32
L,30,33      !Linie Nr. 37 (26) 23-30, 26-33
L,32,33      !Linie Nr. 38 (27) 25-32, 26-33
L,32,23      !Linie Nr. 39 (28) 25-32,
L,31,33      !Linie Nr. 40 (30) 24-31, 26-33
L,29,30      !Linie Nr. 41 (31) 22-29, 23-30
L,30,28      !Linie Nr. 42 (32) 21-28, 23-30
L,21,29      !Linie Nr. 43 (34) 22-29
larc,29,32,34, !Linie Nr. 44 (35) 27-34, 25-32, 22-29

lesize,36,,,120,   !meshen Linie 36 (25) - obere Kruste
lesize,37,,,120,   !meshen Linie 37 (26) - obere Kruste/Schmelze
lesize,38,,,1      !meshen Linie 38 (27) - obere Kruste
lesize,41,,,1      !meshen Linie 41 (31) - obere Kruste
lesize,39,,,5      !meshen Linie 39 (28) - obere Kruste
lesize,40,,,5      !meshen Linie 40 (30) - untere Kruste
lesize,42,,,5      !meshen Linie 42 (32) - obere Kruste
lesize,43,,,5      !meshen Linie 43 (34) - untere Kruste

!Durch die ldiv-Befehle werden neue Knotenpunkte und neue Linien erzeugt
ldiv,23      !Linie 23 in 2 Linien zerlegen
ldiv,24      !Linie 24 in 2 Linien zerlegen
ldiv,44      !Linie 46 (35) in 2 Linien zerlegen
ldiv,36      !Linie 36 (25) in 2 Linien zerlegen
ldiv,35      !Linie 35 in 2 Linien zerlegen
L,35,36      !Linie Nr. 50 (42)
L,35,39      !Linie Nr. 51 (41)
L,39,37      !Linie Nr. 52
L,37,38      !Linie Nr. 53 (40)
L,31,23      !Linie Nr. 54 (Ecke Kruste)
L,21,28      !Linie Nr. 55 (Ecke Kruste)

lesize,23,,,60     !meshen der Linie 23 Rundung
lesize,24,,,60     !meshen der Linie 24 Rundung
lesize,35,,,60     !meshen der Linie 35 Rundung
lesize,44,,,60     !meshen der Linie 44 Rundung
lesize,48,,,60     !meshen der Linie 25 obere Kruste

```

```

lesize,47,,,60      !meshen der Linie 47 (36) Rundung
lesize,49,,,60      !meshen der Linie 49 (37) Rundung
lesize,45,,,60      !meshen der Linie 45 (38) Rundung
lesize,46,,,60      !meshen der Linie 46 (35) Rundung
lesize,36,,,60      !meshen der Linie 39 obere Kruste
lesize,53,,,60      !meshen der Linie 53 (40) Mitte
lesize,51,,, 7      !meshen der Linie 51 (41) Mitte
lesize,50,,,10      !meshen der Linie 50 (42) Mitte
lesize,52,,, 5      !meshen der Linie 52 Mitte
lesize,54,,, 1      !meshen der Linie 52 Mitte
lesize,55,,, 1      !meshen der Linie 52 Mitte

AL,23,24, 1,50      !RDB-Flaeche Bodenkalotte Flaeche Nr.12
AL,50,11,45,46      !RDB-Flaeche Bodenkalotte Flaeche Nr.13
AL,30,45,49,51      !ZrO2-Flaeche Bodenkalotte Flaeche Nr.14
AL,27,23,35,51      !ZrO2-Flaeche Bodenkalotte Flaeche Nr.15
AL,40,38,39,54      !Flaeche der oberen Kruste Flaeche Nr.16
AL,41,42,43,55      !Flaeche der oberen Kruste Flaeche Nr.17
AL,41,36,37,48,38   !Flaeche der oberen Kruste Flaeche Nr.18
AL,35,44,43,52      !Flaeche der unteren Kruste Flaeche Nr.19
AL,39,49,47,52      !Flaeche der unteren Kruste Flaeche Nr.20
AL,47,48,53         !Flaeche der Schmelze Flaeche Nr.21
AL,44,36,53         !Flaeche der Schmelze Flaeche Nr.22

mat,2               !Material 2 (Stahl) eingeschaltet
amesh,1             !Vernetzung des RDB
amesh,2             !Vernetzung des RDB
amesh,3             !Vernetzung des RDB
amesh,4             !Vernetzung des RDB
amesh,5             !Vernetzung des RDB
amesh,6             !Vernetzung des RDB
amesh,7             !Vernetzung des RDB
amesh,12            !Vernetzung des RDB
amesh,13            !Vernetzung des RDB
mat,4               !Material 4 (ZrO2) eingeschaltet
amesh,8             !Vernetzung des Layers
amesh,9             !Vernetzung des Layers
amesh,10            !Vernetzung des Layers
amesh,11            !Vernetzung des Layers
amesh,14            !Vernetzung des Layers
amesh,15            !Vernetzung des Layers
mat,3               !Material 3 (Kruste) eingeschaltet
amesh,16            !Vernetzung obere Kruste
amesh,17            !Vernetzung obere Kruste
amesh,18            !Vernetzung obere Kruste
amesh,19            !Vernetzung untere Kruste
amesh,20            !Vernetzung untere Kruste
mat,1               !Material 1 (Schmelze) eingeschaltet
amesh,21            !Vernetzung Schmelze
amesh,22            !Vernetzung Schmelze

nummrg,all
allsel,all,node
nummrg,node
allsel,all,kp
nummrg,kp

fini               !Exit aus dem Preprozessor

```

```

!-----
! Randbedingungen/Lasten... aufbringen, Loesung
! Berechnung der Anfangstemperaturverteilung
!-----
/solu                                !Aufruf des Lösungsprozessors

nsel,all                             !Festlegung der Geschwindigkeiten der
nsel,s,ext                           !Schmelze an den auesseren Knoten (=0)
d,all,vx,0
nsel,all

da,21,temp,2700,0                    !Temperatur in der Schmelze wird festgelegt (15)
da,22,temp,2700,0                    ! (22)

dl, 4,,temp, 323,0                   !gesetzte Randbedingung zur Berechnung der
dl, 5,,temp, 323,0                   !Anfangstemperaturverteilung (wird fuer
dl, 6,,temp, 323,0                   !instationaere Rechnung benoetigt)
dl,22,,temp, 323,0                   !Annahme: die Aussenwand besitzt eine
dl,16,,temp, 323,0                   !Temperatur von 323K
dl,15,,temp, 323,0                   !In Kruste und RDB-Wand stellt sich dann
dl,14,,temp, 323,0                   !ein stationaeres Temperaturprofil ein,
dl,24,,temp, 323,0                   !da noch ohne Waermeproduktion
dl,46,,temp, 323,0                   !gerechnet wird (37)

lssel,s,,,26                         !Strahlung von der Krustenoberfläche in den
lssel,a,,,32                         !Darueber liegenden Raum - noch keine
lssel,a,,,31                         !Strahlungsaustauschrechnung wie im
lssel,a,,,29                         !instationaeren Teil
lssel,a,,,9
lssel,a,,,19
lssel,a,,,21
nsll
stef,5.67e-8                         !Umgebung: 800K - konservativ, da die
sf,all,rad,0.85,800                 !RDB-Wand eine geringere Temperatur
allsel                               !aufweist

solve                                !Loesen lassen

!-----
!Bis hierher: Anfangstemperaturverteilung
!Allgemeine Einstellungen fuer instationaere Rechnung wie im Referenzfall
!-----
!RANDBEDINGUNGEN:                Loeschen der alten Randbedingungen
dadele,all,temp                     !Temperaturrandbed. auf allen Flaechen
dldele,all,temp                     !Temperaturrandbed. auf allen Linien
ddele,all,all                       !Geschwindigkeiten und Temperaturen
                                     !auf den Knoten

nsel,all                             !Festlegung der Geschwindigkeiten der
nsel,s,ext                           !Schmelze an den auesseren Knoten (=0)
d,all,vx,0
nsel,all

lssel,s,,, 4                         !Reine Strahlung an den RDB-Aussenwänden
lssel,a,,, 5
lssel,a,,, 6
lssel,a,,,22
lssel,a,,,16

```

```

lssel,a,,,15
lssel,a,,,14
lssel,a,,,24
lssel,a,,,46
nsll
stef,5.67e-8
sf,all,rad,0.6,323
allssel

bfa,16,hgen,1.13e6
bfa,17,hgen,1.13e6
bfa,18,hgen,1.13e6
bfa,19,hgen,1.13e6
bfa,20,hgen,1.13e6
bfa,21,hgen,1.13e6
bfa,22,hgen,1.13e6

sfl,26,hflux,2.41e4
sfl, 9,hflux,2.41e4
sfl,21,hflux,2.41e4
sfl,19,hflux,2.41e4
sfl,32,hflux,2.41e4
allssel
solve

```

! (37)

!Umgebung des RDB: 323K

!In der Schmelze und in der Kruste wird  
!Waerme produziert -

!Im RDB werden im Referenzfall 10% der NWL (3)  
!freigesetzt - es wird angenommen, dass  
!diese gleichmaessig verteilt freigesetzt  
!wird. Aus dem Anteil der NWL und der  
!freien Flaechen errechnet sich der  
!Waermestrom ueber die RDB-Wand.

!Lösung des Zeitschrittes

## **Lebenslauf**

### **Person**

Name: Ruth Heuss

Geburtsdatum: 19. Oktober 1972

Geburtsort: Mayen

Familienstand: ledig

Staatsangehörigkeit: deutsch

### **Ausbildung**

Schule: 09/79 - 07/83 Grundschule Monreal

09/83 - 06/92 Staatlich Neusprachliches Gymnasium Mayen

Studium: 10/92 - 09/98 Maschinenbaustudium an der RWTH Aachen  
Vertiefung Energietechnik

05/98 - 09/98 Diplomarbeit an der ETH Zürich

04/94 - Magisterstudium an der RWTH Aachen  
Wirtschaftsgeographie, Internationale technische  
und wirtschaftliche Zusammenarbeit (ITWZ)  
05/96 Zwischenprüfung absolviert

### **Berufstätigkeit**

01/95 - 12/97 Studentische Hilfskraft am Lehrstuhl für  
Reaktorsicherheit und -technik, RWTH Aachen

11/98 - 09/01 Wissenschaftliche Mitarbeiterin am Lehrstuhl für  
Reaktorsicherheit und -technik, RWTH Aachen

Seit 11/01 Consultant bei McKinsey&Company, Inc.