



Institut für Sicherheitsforschung und Reaktortechnik

***Wärmetechnische Untersuchung eines
Transmutationssystems mit flüssigem
Brennstoff***

Hiie-Mai Unger

***Wärmetechnische Untersuchung eines
Transmutationssystems mit flüssigem
Brennstoff***

Hiie-Mai Unger

Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 4133

ISSN 0944-2952

Institut für Sicherheitsforschung und Reaktortechnik Jül-4133

D 82 (Diss., Aachen, RWTH, 2004)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek

D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

☎ 02461 61-5220 · Telefax: 02461 61-6103 · e-mail: zb-publikation@fz-juelich.de

Kurzfassung

Energie aus der Spaltung von schweren Kernen bietet als einzige versorgungssichere und technisch realisierte Energiequelle eine „CO₂-freie“ Energiebereitstellung. Allerdings ist die radiotoxische Belastung der bei der Kernumwandlung anfallenden Reststoffe nach derzeitigem Stand der Technik zu minimieren.

Heutige Entsorgungsstrategien müssen einen sicheren Einschluss der radioaktiven Reststoffe für eine sehr lange Zeit (>1 Mio. Jahre) gewährleisten. Dabei ist fraglich, inwieweit Einflüsse auf die Sicherheit des Lagerprinzips für diesen Zeitraum prognostizierbar sind. Ein Ansatz zur Verbesserung der Entsorgungsproblematik kann die Umwandlung (Transmutation) der langlebigen in kurzlebige Nuklide darstellen. Zusätzlich kann dadurch elektrische Energie erzeugt werden. Auf der Basis heutiger Entsorgungswege werden unterschiedliche Möglichkeiten im Umgang mit den anfallenden Reststoffen diskutiert und die Notwendigkeit eines geeigneten Systems zur Umwandlung der nuklearen Reststoffe verdeutlicht.

Den Schwerpunkt dieser Arbeit bildet die technische Analyse eines Systems zur Transmutation. Um zu verdeutlichen, welche Maßnahmen notwendig sind, um den aus technischer Sicht sicheren Betrieb einer solchen Anlage zu gewährleisten, wird zunächst ein mögliches Anlagenkonzept vorgestellt. Über eine detailliertere Betrachtung der einzelnen Anlagenkomponenten werden hochbelastete Bereiche lokalisiert, ihre Belastung aufgezeigt und Verbesserungsmöglichkeiten zur Belastungsreduktion aufgezeigt. In diesem Zusammenhang wird insbesondere auf die Wahl eines geeigneten Kühlmittels (Pb oder Pb/Bi) und dem damit verbundenen Korrosionsangriff eingegangen. Außerdem wird bei diesen Betrachtungen deutlich, dass der hier vorgesehene flüssige Brennstoff (gelöst in Pb/Bi) den Einsatz spezieller Brennelemente erfordert. Für diese wird untersucht, inwieweit die vorgesehenen Werkstoffe den auftretenden Belastungen für eine ausreichend lange Zeit stand halten können. Die Analysen konzentrieren sich auf die thermischen Belastungen der Brennelemente. Durch den flüssigen Zustand des Brennstoffes muss dabei eine sich ausbildende natürliche Konvektionsströmung berücksichtigt werden. Sie beeinflusst die entstehenden Belastungen signifikant und bildet den Fokus weiterer Untersuchungen. Auf der Basis der gewonnenen Erkenntnisse werden die auftretenden Belastungen ermittelt und gleichzeitig wichtige Einflussfaktoren auf die thermischen Belastungen der Strukturwerkstoffe verdeutlicht. Darauf aufbauend werden im weiteren Verlauf der Arbeit Verbesserungsmöglichkeiten für die Anlage vorgeschlagen und deren Effizienz untersucht.

Abstract

The only way to get a guaranteed supply and technically feasible solution to obtain electric energy without producing Carbondioxide is the fission of heavy nuclides. But the radiotoxicity of the remaining nuclear waste has to be minimized using techniques that are available today.

Today's nuclear waste disposal strategy requires a safe enclosure for a time period of at least 1 million years. It is questionable, how far any influences on the safety of the waste enclosure strategy can be prognosed for this time period. Another way to deal with the remaining waste is to transmute the long-lived nuclides into nuclides with a shorter half-life. Additional electric energy can be produced. Therefore, starting from today's strategies, different ways to deal with nuclear waste are discussed. The different possibilities show that there is the need for a suitable system to transmute the nuclear waste in any case.

Main focus of this thesis is the technical analysis of a system designed to transmute nuclear waste. To show which measures are necessary to ensure the technically safe operation of such a system, one possible system concept is presented. Through a detailed consideration of the single system components, highly loaded parts are identified, their load is shown and possible improvements for load reduction are presented. In this context especially the choice of a suitable cooling liquid (Pb or Pb/Bi) and the related corrosion processes are discussed. Moreover following these investigations it becomes obvious, that the liquid fuel to be used here (solved in Pb/Bi) requires the application of suitable fuel elements. For these fuel elements it is investigated, whether the materials to be used can stand the loads for a sufficiently long period of time. The analyses focus on the thermal loads on the fuel elements. Due to the liquid state of the fuel the developing natural convection flow has to be considered. This flow influences the resulting loads significantly and is the main part of the further investigations. Based on these results the actual loads are computed and simultaneously the most important influences on the thermal load of the structural materials are shown. These investigations are fundamental for further possible improvements of the system and their corresponding efficiency proposed in the last part of the work presented.

Vorwort

Diese Arbeit ist im Rahmen eines Promotionsstipendiums am Institut für Sicherheitsforschung und Reaktortechnik des Forschungszentrums Jülich entstanden.

An erster Stelle danke ich meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr.-Ing. P.-W. Phlippen für die Betreuung meiner Doktorarbeit, seine Unterstützung mit zahlreichen Anregungen sowie für die Übernahme des Referates. Weiterer Dank gebührt Herrn Prof. Dr.-Ing. K. Kugeler für die interessanten Fachgespräche während meiner Zeit am Institut für Sicherheitsforschung und Reaktortechnik und für die Übernahme des Korreferates. Ich danke Herrn Prof. Ph.D. G. Lohnert für das Interesse an meiner Arbeit und für die Übernahme des Korreferates sowie Herrn Prof. Dr.-Ing. E. A. El Magd für die Übernahme des Vorsitzes.

Weiter bedanke ich mich bei allen Kolleginnen und Kollegen des Institutes für Sicherheitsforschung und Reaktortechnik für die zahlreichen Fachgespräche, interessanten Hinweise und nicht zuletzt für die gute Zusammenarbeit. Besonders möchte ich mich bei Herrn Dr.-Ing Sven Tittelbach bedanken, der durch zielführende Diskussionen erheblich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat. Außerdem danke ich meinen Kollegen Tobias Bodewig, Alexander Kierdorf, Stefan Struth und Andreas Zucker für ihre freundliche Unterstützung.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Christian Schugger, der mir nicht nur in fachlicher Hinsicht ein wichtiger Diskussionspartner sondern auch darüber hinaus ein starker Rückhalt und eine große Hilfe war. Weiter danke ich Frau Ruth Heuss für ihre fachliche und freundschaftliche Beratung und nicht zuletzt meiner Familie. Sie hat mir während meiner Promotionszeit einen starken Rückhalt gegeben und damit zum Abschluss dieser Arbeit maßgeblich beigetragen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Weltweite Energiesituation	1
1.2	Anforderungen an eine zukünftige Energiebereitstellung	3
2	Einordnung von Partitioning & Transmutation	5
2.1	Heutige Entsorgungskonzepte	8
2.1.1	Direkte Endlagerung	8
2.1.2	Wiederaufarbeitung	8
2.2	Partitioning und Transmutation als zukünftiges Konzept für den Brennstoffkreislauf	10
2.2.1	Partitioning	12
2.2.2	Transmutation	12
3	Dimensionierung einer Transmutationsanlage	13
3.1	Geeignete Systemparameter für eine Transmutationsanlage	13
3.1.1	Bedeutung des Neutronenspektrums	13
3.1.2	Bedeutung der Kritikalität	14
3.1.3	Überlegungen zur Brennstoffwahl	16
3.2	Anlagenübersicht	17
3.3	Transmutationssystem	19
3.3.1	Blanket	22
3.3.2	Wahl des Kühlmittels	24
3.3.3	Korrosion im Primärkreislauf	28
3.3.4	Weitere Kreislaufkomponenten	34
3.4	Fazit	38

4	Wärmetechnische Analyse des Blankets	39
4.1	Einflussfaktoren auf die thermischen Belastungen	39
4.2	Leistungsverteilung im Blanket	43
4.2.1	Vergleich der Zonen im Blanket	43
4.2.2	Vergleich der Brennelemente	44
4.2.3	Axiale Leistungsverteilung	45
4.3	Einfluss des flüssigen Brennstoffs	47
4.3.1	Wärmeübertragungsmechanismen in einem Fluid mit innerer Wärmequelle	47
4.3.2	Simulation der Naturkonvektionsströmung im Brennstoff	50
4.3.3	Simulationsergebnisse für einen 2 m Brennstoffring	64
4.3.4	Einfluss der Leistungsdichte	69
4.3.5	Einfluss der Leistungsdichteverteilung	72
4.4	Einordnung der Ergebnisse	76
4.4.1	Maximale Brennstofftemperaturen	76
4.4.2	Strömungsgeschwindigkeiten im Brennstoff und in der Kühlung	77
4.4.3	Maximale Spannungen in den Brennelementen	79
5	Optimierungsmöglichkeiten für das Blanket	83
5.1	Geometrische Veränderung der Brennelemente	83
5.1.1	Zone 1	86
5.1.2	Zone 2	88
5.1.3	Zone 3	90
5.2	Umkehrung der Strömungsrichtung im Kühlmittel	91
5.3	Beurteilung der Modifikationen	95
5.3.1	Maximale Brennstofftemperaturen	95
5.3.2	Strömungsgeschwindigkeiten im Brennstoff und in der Kühlung	95
5.3.3	Maximale Spannungen in den Brennelementen	97
6	Zusammenfassung und Ausblick	101
6.1	Ausgangssituation	101
6.2	Systemanalyse und Belastungen der Brennelemente	102
6.3	Ausblick	105

A	Berechnungsmethoden	107
A.1	Konvektiver Wärmeübergangskoeffizient	107
A.1.1	Erzwungene Konvektion	107
A.1.2	Natürliche Konvektion	108
A.2	Simulation der Naturkonvektionsströmung	108
A.2.1	Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie	108
A.2.2	Turbulenzmodellierung in ANSYS FLOTTRAN	110
B	Ergebnisse	113
B.1	Simulationsergebnisse für das 25-cm-Modell	113
C	Stoffwerte und Ergänzungen	119
C.1	Temperaturabhängige Stoffwerte der verwendeten Flüssigmetalle	119
C.2	Funktionen für die Berechnung der Stoffwerte in ANSYS	121
C.3	Stoffwerte für den eingesetzten Stahl EP823	122
D	Nomenklatur	123
D.1	Lateinische Symbole	123
D.2	Griechische Symbole	124
D.3	Abkürzungen	125
	Literaturverzeichnis	127

1 Einleitung

1.1 Weltweite Energiesituation

Energie ist unverzichtbar, um unsere Lebensqualität zu erhalten. Der hohe Lebensstandard der Menschen in den westlichen Industriestaaten erfordert erhebliche Mengen an Energie pro Kopf und Jahr. Dabei ist zu bemerken, dass in den Industriestaaten nur etwa ein Sechstel der Weltbevölkerung von 6 Mrd. Menschen leben. Im Energieverbrauch verdeutlicht sich dieser Unterschied. So liegt der Energieverbrauch pro Kopf und Jahr in China bei durchschnittlich 0,8 tSKE und in Indien bei 0,3 tSKE. Im Gegensatz dazu werden in der Bundesrepublik Deutschland 6,2 tSKE pro Kopf und Jahr verbraucht /KP93/. Sollen auch die Menschen in den Entwicklungsländern von den Verbesserungen in der Lebensqualität durch die technische Entwicklung des letzten Jahrhunderts profitieren und sich damit ihr Lebensstandard dem der westlichen Industriestaaten angleichen, sind erhebliche Mengen an zusätzlicher Energie notwendig. Außerdem ist mit einem steigenden Energiebedarf allein durch die stetig wachsende Weltbevölkerung zu rechnen. Niedrige Prognosen für die Bevölkerungsentwicklung erwarten einen Anstieg auf knapp 8 Mrd., hohe gehen von einem Anstieg auf 11 Mrd. Menschen bis zum Jahr 2050 aus /DSW02/.

Beide Aspekte weisen auf eine deutliche Erhöhung des weltweiten Primärenergiebedarfs hin, und es sind daher mindestens konstante wenn nicht sogar exponentielle Zuwachsraten des Energiebedarfs zu erwarten. So zeigt die Entwicklung im letzten Jahrhundert einen exponentiell ansteigenden Verlauf (siehe Abbildung 1.1) und verdeutlicht, dass mit einem immensen Mehrbedarf, z.B. der Verdopplung in den nächsten Jahrzehnten /KP93/, für die Zukunft gerechnet werden muss.

Es ist jedoch zu hoffen, dass durch die intensive öffentliche Diskussion eine Sensibilisierung der Bevölkerung für diese Problematik erreicht und damit ein sorgsamerer Umgang mit dem „Rohstoff“ Energie erzielt werden kann. So ist in der Bundesrepublik ein stagnierender Energieverbrauch bei wachsendem Bruttosozialprodukt seit den achtziger Jahren zu verzeichnen. Diese Entwicklung kann jedoch zunächst nur bei den Ländern, in denen bereits ein hoher Lebensstandard erreicht worden ist, erwartet werden. Für Länder der 3. Welt stehen die Erhöhung der Lebensqualität und der damit verbundene steigende Energiebedarf an erster Stelle. Aspekte wie die Einsparung von Ressourcen und die Umweltschonung haben eine untergeordnete Bedeutung.

Der wachsende Bedarf an Energie kann durch die Nutzung verschiedener Primärenergieträger gedeckt werden. Zum einen können erneuerbare Primärenergieträger, die Energie aus laufender Sonneneinstrahlung gewinnen, genutzt werden. Zum anderen kann die Energie aus zeitlich zurückliegender Sonneneinstrahlung über den Einsatz sogenannter nicht erneuerbarer oder fossiler Primärenergieträger verwendet werden.

Zur Zeit wird der Energiebedarf der westlichen Industriestaaten fast ausschließlich von den Ener-

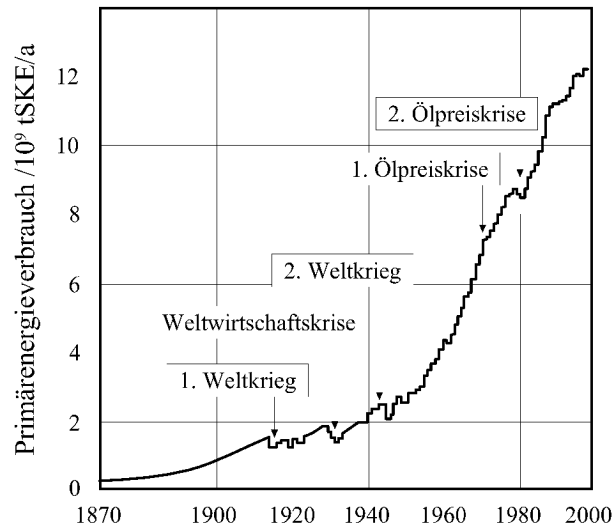


Abbildung 1.1: Entwicklung des weltweiten Primärenergieverbrauchs /AHK01/

gieträgern Kohle, Mineralöl, Erdgas, Uran und Wasserkraft bereitgestellt. Damit ist die Wasserkraft die einzige erneuerbare Energie, die einen merklichen Anteil zur Deckung des Primärenergiebedarfs beitragen kann (siehe Tabelle 1.1).

Fossile Primärenergieträger, zu denen auch die nuklearen gezählt werden, sind jedoch nur begrenzt verfügbar. Geht man von einem derzeitigen Energieverbrauch von 13 Mrd. tSKE/a aus, so würden die Reserven, d.h. die Primärenergieträger, die gegenwärtig entdeckt und mit heutiger Technik wirtschaftlich abbaubar sind, von 1 235 Mrd. tSKE für ca. 100 Jahre ausreichen /BGR98/. Bei der Berechnung dieser Reichweite ist jedoch noch nicht berücksichtigt worden, dass der weltweite Primärenergieverbrauch pro Kopf ansteigen und damit zu einer weiteren Reduktion der Reichweite führen wird. Auch ist nicht berücksichtigt worden, dass es zu einer Erhöhung der Reserven durch die Erschließung neuer Vorkommen durch neue Techniken kommen kann. Beide Aspekte sind gegenläufig und sollen an dieser Stelle die Problematik einer fundierten Prognose für die Reichweite der nicht erneuerbaren Energieträger aufzeigen. Sicher ist jedoch, dass diese endlich sind und absehbar den Primärenergiebedarf nicht mehr im derzeitigen Ausmaß decken können.

Tabelle 1.1: Weltweiter Primärenergieverbrauch in 2001, aufgeschlüsselt nach den unterschiedlichen Primärenergieträgern und ihren Anteilen/BP02/

Primärenergieträger	Öl	Erdgas	Kohle	Kernkraft	Wasserkraft	Summe
Menge /Mrd. tSKE	5,02	3,09	3,2	0,86	0,85	13
Anteil /%	38,5	23,7	24,7	6,6	6,5	100

Daraus ergeben sich aus technischer Sicht zwei Konsequenzen. Zum einem muss versucht werden, die Reichweite der Primärenergieträger durch effizientere Energieumwandlung und Nutzung aller Energieeinsparpotentiale zu erhöhen. Zum anderen müssen langfristig neue geeignete Möglichkeiten (z.B. die Kernfusion) erschlossen und entwickelt werden.

1.2 Anforderungen an eine zukünftige Energiebereitstellung

Vor dem Hintergrund der im vorhergehenden Abschnitt aufgeführten Argumente wäre es wünschenswert, den weltweiten Energiebedarf durch erneuerbare Energieträger zu decken. Damit würden neben der Problematik der begrenzten Ressourcen auch Schwierigkeiten wie z.B. die CO₂-Emissionen der fossilen Kraftwerke oder die Entsorgungsproblematik bei der Verwendung von kerntechnischen Anlagen entfallen.

Unabhängig von der in Frage zu stellenden Wirtschaftlichkeit dieser Energieerzeugung kann unter dem Gesichtspunkt der Ressourcenschonung von diesen Techniken profitiert werden (siehe z.B. /AHK01/). Soll jedoch neben den erheblichen Mengen an Energie auch eine kontinuierliche Versorgungssicherheit der Energiebereitstellung gewährleistet werden, so kann das nicht *ausschließlich* durch erneuerbare Energien realisiert werden. Aus diesem Grund müssen bis zur Entwicklung neuer Technologien die fossil oder nuklear betriebenen Anlagen zur Deckung des Energiebedarfs und damit zum Erhalt unserer Lebensqualität eingesetzt werden.

Um von diesen Primärenergieträgern möglichst lange profitieren zu können, gilt es einerseits, ihre Energieumwandlung in Nutzenergie hinsichtlich ihrer Effizienz zu optimieren, und andererseits *alle* zur Verfügung stehenden Techniken einzusetzen. Dabei sind Aspekte wie Umweltverträglichkeit, Versorgungssicherheit und Wirtschaftlichkeit nicht zu vernachlässigen. Welche Bedeutung das für die nicht erneuerbaren Primärenergieträger und deren Umwandlung in Nutzenergie hat, soll kurz erläutert werden.

Den größten Anteil an der Primärenergieerzeugung haben die fossilen Energieträger Kohle, Erdgas und Mineralöl. Somit haben Verbesserungen bei der Umwandlung dieser Primärenergieträger in Nutzenergie den größten Einfluss. Die Sensibilisierung in den Industrieländern für Umweltprobleme und Ressourcenknappheit hat zur kontinuierlichen Effizienzsteigerung dieser Umwandlungsprozesse geführt. Weitere Einsparpotentiale sind vorhanden und können durch eine verbesserte Nutzung oder die Anwendung neuer Techniken (z.B. Brennstoffzelle, hocheffiziente Kombikraftwerke, Kraft-Wärme-Kopplung) erschlossen werden.

Die Reduktion von bei der Verbrennung entstehenden Schadstoffemissionen ist in Deutschland selbstverständlich geworden und es wird versucht, die Umweltbelastung durch diese Techniken weiter zu minimieren. Weltweit stehen in diesem Bereich noch erhebliche Verbesserungen an. Die Emission von Kohlendioxid, das bei der Verbrennung fossiler Energieträger naturgemäß entsteht, ist allerdings nur schwer sowie unter erheblichem Kostenaufwand zu reduzieren. Wie stark dieses Verbrennungsprodukt auf den Wärmetransport in der Atmosphäre (sog. Treibhauseffekt) Einfluss nimmt, ist umstritten. Eine merkliche Einflußnahme kann jedoch nicht ausgeschlossen werden, und die damit verbundene globale Erwärmung könnte u.U. verheerende Folgen haben.

Energie aus der Spaltung von schweren Kernen bietet als einzige versorgungssichere und technisch realisierte Energiequelle eine „CO₂-freie“ Energiebereitstellung. Die Kernschmelzunfälle in Three Miles Island und Tschernobyl haben jedoch zu Akzeptanzschwierigkeiten seitens der Bevölkerung gegenüber dieser Technologie geführt. Damit ist gezeigt worden, dass Sicherheitseigenschaften von Kernkraftwerken verbessert werden müssen. Weiter verbindet die Öffentlichkeit mit dieser Technologie eine ungelöste Entsorgungsproblematik. Unabhängig von der subjektiven

Einschätzung dieser Problemstellungen müssen alle technisch möglichen und wirtschaftlich vertretbaren Anstrengungen unternommen werden, um höchstmögliche Sicherheit zu gewährleisten. Dies gilt für den gesamten Brennstoffkreislauf. So müssen die Reaktoren möglichst weitgehend inhärente Sicherheitseigenschaften, d.h. solche die ohne Hilfsenergien arbeiten, aufweisen, um künftig Katastrophen während des Betriebes auszuschließen. Weiterhin muss die radiotoxische Belastung der bei der Kernumwandlung anfallenden Reststoffe nach derzeitigem Stand der Technik minimiert und ständig verbessert werden.

Heutige Entsorgungsstrategien müssen einen sicheren Einschluss der radioaktiven Reststoffe für eine sehr lange Zeit (>1 Mio. Jahre) gewährleisten. Dabei ist fraglich, inwieweit Einflüsse auf die Sicherheit des Lagerprinzips für diesen Zeitraum prognostizierbar sind. Ein Ansatz zur Verbesserung der Entsorgungsproblematik kann die Umwandlung der langlebigen Nuklide in kurzlebige darstellen. Damit soll der Zeitraum, für den ein sicherer Einschluss der radioaktiven Abfälle gewährleistet werden muss, reduziert werden. Gleichzeitig wird dadurch der eingesetzte Brennstoff effizienter genutzt und es kann ein Gewinn hinsichtlich der erforderlichen Ressourcenschonung erzielt werden. Diese Arbeit möchte einen Beitrag zu diesem Verbesserungsansatz leisten.

Um die Entsorgungsproblematik zu analysieren und den Beitrag dieser Arbeit in dieses Spannungsfeld einzuordnen, wird unter der Zielsetzung der Minimierung des Langzeitgefährdungspotentials und einer damit verbundenen verbesserten Brennstoffausnutzung zunächst die heutige Entsorgungssituation dargestellt. Im Anschluss daran werden unterschiedliche Möglichkeiten im Umgang mit den anfallenden Reststoffen diskutiert und insbesondere die Notwendigkeit der Abtrennung (Partitioning) und Umwandlung (Transmutation) langlebiger Nuklide in kurzlebige, der im Folgenden als P&T bezeichnet wird, dargestellt.

Den Schwerpunkt dieser Arbeit bildet die technische Analyse eines geeigneten Systems zur Transmutation. Um zu verdeutlichen, welche Maßnahmen notwendig sind, um den aus technischer Sicht sicheren Betrieb einer solchen Anlage zu gewährleisten, wird zunächst ein mögliches Anlagenkonzept vorgestellt. Im Anschluss erfolgt eine Betrachtung der einzelnen Anlagenkomponenten mit dem Ziel, hochbelastete Bereiche zu lokalisieren und bei heutigem Stand der Technik realisierbare Verbesserungsmöglichkeiten einzuschätzen. In diesem Zusammenhang wird insbesondere auf die Wahl eines geeigneten Kühlmittels und dem damit verbundenen Korrosionsangriff eingegangen. Außerdem wird bei diesen Betrachtungen deutlich, dass der hier vorgesehene flüssige Brennstoff den Einsatz geeigneter Brennelemente erfordert. Für diese wird untersucht, inwieweit die vorgesehenen Werkstoffe den auftretenden Belastungen für eine ausreichend lange Zeit Stand halten können. Die Analysen konzentrieren sich auf die thermischen Belastungen der Brennelemente. Durch den flüssigen Zustand des Brennstoffes muss dabei eine sich ausbildende natürliche Konvektionsströmung mit berücksichtigt werden. Sie beeinflusst die entstehenden Belastungen signifikant und bildet den Fokus weiterer Untersuchungen. Auf der Basis der gewonnenen Erkenntnissen können die auftretenden Belastungen ermittelt und gleichzeitig wichtige Einflussfaktoren auf die thermischen Belastungen der Strukturwerkstoffe verdeutlicht werden. Darauf aufbauend werden im weiteren Verlauf der Arbeit Verbesserungsmöglichkeiten für die Anlage vorgeschlagen und deren Effizienz untersucht.

2 Einordnung von Partitioning & Transmutation in den nuklearen Brennstoffkreislauf

Wird in einem Kernkraftwerk Strom erzeugt, entsteht nicht nur elektrische Nutzenergie, sondern es fallen auch radioaktive Reststoffe an, z.B. in Form von abgebrannten Brennelementen. Die darin enthaltenen Nuklide sind in hohem Maße radiotoxisch und daher so lange sicher einzuschließen, bis sie keine Gefährdung mehr für die Umwelt darstellen. Um den Umfang und den Beitrag von P&T in diesem Problemfeld zu verdeutlichen, muss zunächst dargestellt werden, worin die Schwierigkeiten im Bezug auf die anfallenden Reststoffe bestehen. Allgemein werden radioaktive Reststoffe gemäß ihrer Radioaktivität bzw. der damit verknüpften Wärmeentwicklung in unterschiedliche Kategorien eingeteilt. Es wird zwischen solchen mit vernachlässigbarer Wärmeentwicklung und solchen mit Wärmeentwicklung unterschieden /Phl97/.

Die Reststoffe mit vernachlässigbarer Wärmeerzeugung tragen mit einem Anteil von ca. 95% zum anfallenden Abfallvolumen bei. Ihr Anteil an der gesamten Abfallradioaktivität liegt jedoch nur bei ca. 1%. In diese Kategorie werden unter anderem die während des Betriebes in einem Kernkraftwerk anfallenden Abfälle wie Filtereinsätze, Konzentrate oder Betriebskleidung eingestuft. Entsprechend den verbleibenden Anteilen an Volumen und Radioaktivität gilt für die wärmeentwickelnden Abfälle, dass hier 5% des anfallenden Abfallvolumens fast die gesamte Radioaktivität umfassen. Letztere sind also hinsichtlich der anfallenden Belastung für die Umwelt maßgebend.

Der größte Anteil dieser Abfälle, die während des Betriebes von Kernkraftwerken anfallen, wird durch die abgebrannten Brennelemente bestimmt. Ihr Aufkommen ist mit der Menge an erzeugter Leistung verbunden und daher direkt daraus ableitbar. Mit einer weltweit installierten Reaktorleistung von 370 GW_{el} betrug die nukleare Stromerzeugung 2 655 TWh im Jahr 2001 /Sch01/, /atw02/, /BP02/. Dadurch fallen momentan jährlich die in Tabelle 2.1 aufgeführten Mengen an Reststoffen an. Zusätzlich läßt sich ein Bestand von 220 000 t an nuklearen Reststoffen erfassen.

Unterteilen lassen sich die in aufgeführten Reststoffe in Spaltprodukte und Actiniden (Elemente mit einer Ordnungszahl zwischen 89 und 103). Da unter den Actiniden insbesondere die Transurane (TRU, Elemente mit einer Ordnungszahl größer 92) und unter den Transuranen die Plutoniumisotope von Bedeutung sind, werden diese Anteile explizit in Tabelle 2.1 aufgeführt.

Um einschätzen zu können, inwieweit die abgebrannten Brennelemente eine Gefahr für die Umwelt darstellen, wird nicht die Radioaktivität eines Nuklides als charakteristischer Wert verwendet, sondern das davon ausgehende Gefährdungspotential (hier: effektive Ingestionsdosis nach ICRP 68). Für das Gefährdungspotential der abgebrannten Brennelemente läßt sich der in Abbildung 2.1a dargestellte zeitliche Verlauf ermitteln. Dabei wird das Gefährdungspotential

Tabelle 2.1: Bis Ende 1999 vorhandene und zukünftig anfallende Mengen an nuklearen Reststoffen aus Kernkraftwerken nach /Heu00/, /ENE01/, /Keß01/, /KGB⁺01/, /Phl97/

Schwermetallmengen	Bestand		Zuwachs			
	gesamt	Plutonium	gesamt	Spaltprodukte	Transurane	Plutonium
Einheit	t	t	t/a	t/a	t/a	t/a
Welt	220 000	1400	9 500	280	80	70
Europa	nicht bekannt		2 500	100	28,5	25
Deutschland	8 400	83	450	19	5,5	4,7

eines Nuklids einschließlich des Gefährdungspotentials aller daraus entstehenden Tochterkerne berücksichtigt. Bezogen wird dieses Gefährdungspotential auf den dadurch gewonnenen Nutzen, in diesem Fall die erzeugte elektrische Energie.

Um die Erhöhung des Gefährdungspotentials durch den Einsatz im Reaktor einordnen zu können, ist in allen Graphen der frische Brennstoff als Bezugsniveau angegeben. Denn erst ab dem Einsatz im Reaktor erfolgt eine Kernumwandlung, und damit eine Erhöhung des Gefährdungspotentials durch den Menschen.

In Abbildung 2.1a wird deutlich, dass das Gefährdungspotential der nuklearen Reststoffe in den ersten 150 Jahren von den Spaltprodukten und später durch die Actiniden bestimmt wird. Ab 1000 Jahren dominiert das Gefährdungspotential der Actiniden. Deswegen verdeutlicht Abbildung 2.1b den Einfluss der relevanten Actinidennuklide (siehe Tabelle 3.1 auf Seite 14) auf das Gefährdungspotential. Der Grund dafür liegt in den vergleichsweise langen Halbwertszeiten dieser Nuklide oder der daraus entstehenden Zerfallsprodukte. Es wird deutlich, dass Plutonium das Gesamtgefährdungspotential über den gesamten Zeitraum bestimmt. Bis zu 10 000 Jahren tragen Curium und vor allem Americium mit einem nennenswerten Beitrag zum Gefährdungspotential bei. Ab einer Zeitspanne von ca. 200 000 Jahren verhindert der Beitrag von Uran, Neptunium und Americium das Unterschreiten des oben aufgeführten „Bezugsniveaus“. An dieser Stelle wird auch deutlich, dass das Gefährdungspotential der Actiniden nur unwesentlich von den Uranisotopen beeinflusst wird und somit unter den Actiniden insbesondere die Transurane und speziell Plutonium von Bedeutung sind.

Aus beiden Graphen geht jedoch deutlich hervor, dass bis zu einem Zeitraum von über 1 Mio. Jahren ein im Vergleich zum frischen Brennstoff erhöhtes Gefährdungspotential bei den abgebrannten Brennelementen vorliegt. Um unsere Biosphäre zu schützen, muss für diese Zeit ein sicherer Einschluss dieser Materialien gewährleistet werden. Es wird versucht, diesem Anspruch durch die Endlagerung in geologischen Formationen gerecht zu werden. Heute werden zwei unterschiedliche Entsorgungskonzepte besonders intensiv verfolgt. Das ist zum einen die direkte Endlagerung und zum anderen die Wiederaufarbeitung mit anschließender Endlagerung der Reststoffe, im wesentlichen Spaltprodukte und Minore Actiniden. Beide Konzepte werden im folgenden Kapitel 2.1 erläutert.

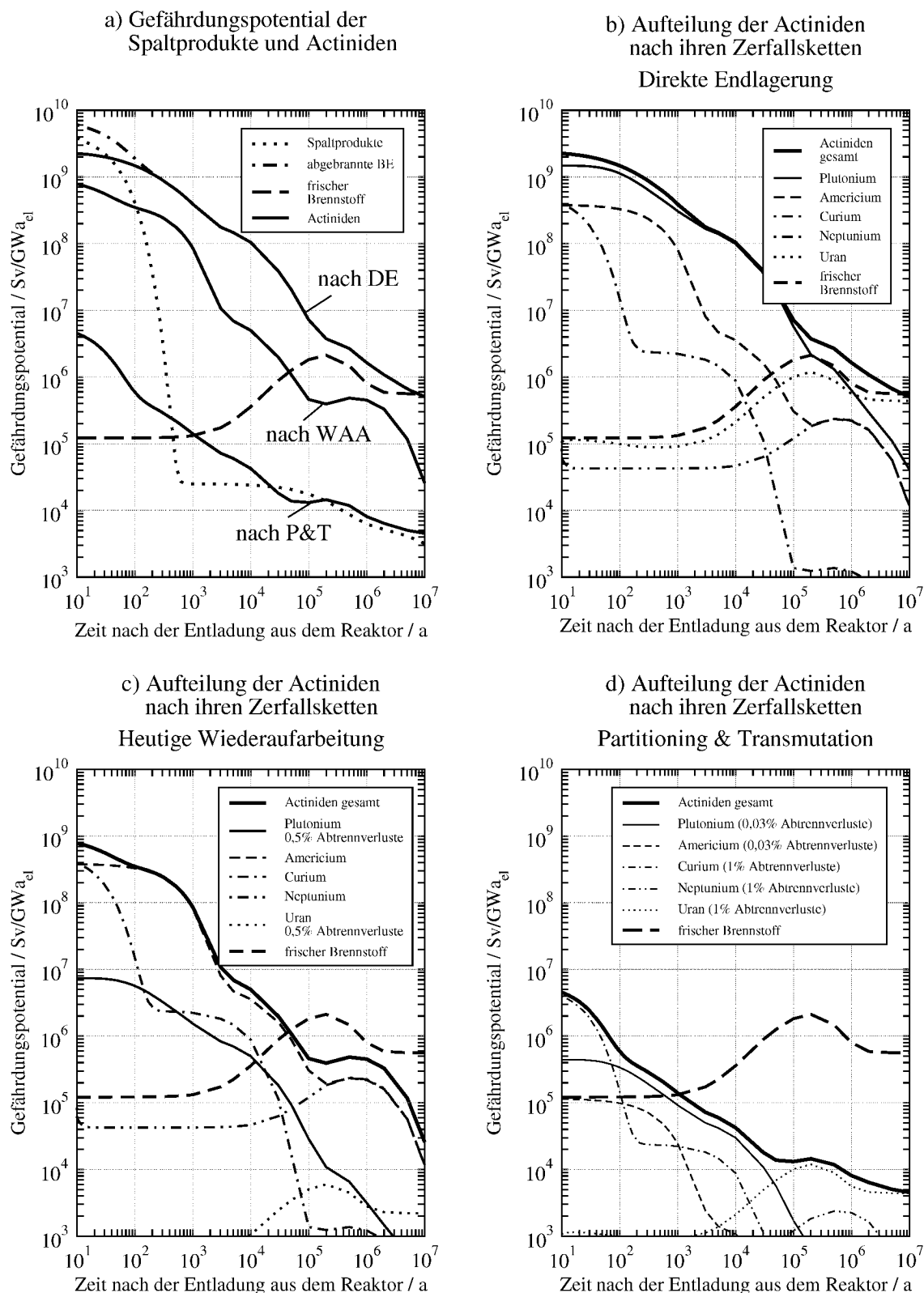


Abbildung 2.1: Gefährdungspotential von abgebranntem UO_2 -Brennstoff bei direkter Endlagerung (DE), nach der Wiederaufarbeitung (WAA) und nach P&T (a) mit einer detaillierten Aufschlüsselung der Actiniden für alle drei Fälle (b-d) (DWR BE, 47,5 GWd/t SM Abbrand, Dosiskoeffizienten für Ingestion nach ICRP 68 /ICR94/)/Tit02/

2.1 Heutige Entsorgungskonzepte

Nach dem Einsatz im Reaktor werden die abgebrannten Brennelemente zunächst in so genannten Kompaktlagern innerhalb des Reaktorschutzgebäudes eingelagert. Danach werden die abgebrannten Brennelemente in speziell dafür entwickelte Transportbehälter (z.B. vom Typ CASTOR) verladen und gegebenenfalls in Zwischenlagern untergebracht. Ab hier unterscheidet die weiterführende Prozesskette zwischen zwei Konzepten. Das erste Konzept sieht vor, die Brennelemente direkt endzulagern. Das zweite Konzept setzt vor die Endlagerung eine Wiederaufarbeitung der Brennelemente (siehe auch Abbildung 2.2).

2.1.1 Direkte Endlagerung

Nach dem Verladen der abgebrannten Brennelemente aus dem Kompaktlager werden diese zunächst für einige Jahrzehnte zwischengelagert. Danach werden sie konditioniert, d.h. in eine feste und möglichst stabile Form eingebettet. Abschließend sollen die konditionierten Reststoffe in Endlagerbehälter gefüllt und in geologisch stabile Formationen eingelagert werden.

Das Gefährdungspotential der abgebrannten Brennelemente wird durch diese Prozesse nicht beeinflusst (siehe Abbildung 2.1b). Damit muss mit der Endlagerung die Rückhaltung der Gefahrenstoffe für den **gesamten Zeitraum von über 1 Mio. Jahre** gewährleistet werden. Durch die Barrieren Konditionierungsmatrix, Endlagerbehälter und geologische Formation wird versucht, diesen Anforderungen zu genügen. Dabei werden die ersten Barrieren als *technische* Rückhaltungsmöglichkeiten angesehen, deren Funktion für bis zu 1000 Jahre garantiert werden kann. Ab diesem Zeitpunkt muss die geologische Formation den Einschluss der radioaktiven Stoffe übernehmen.

2.1.2 Wiederaufarbeitung

Unter dem Aspekt einer besseren Ressourcenausnutzung werden bei der Wiederaufarbeitung vor der Einbringung in ein Endlager die noch gut spaltbaren Materialien aus den abgebrannten Brennelementen herausgelöst und zu neuen U/Pu-MOX-Brennelementen verarbeitet. Diese werden dann wieder in einem Leistungsreaktor eingesetzt. Die bei der Verarbeitung verbleibenden Reststoffe werden in eine endlagerfähige Form gebracht (siehe Abbildung 2.2).

Im Gegensatz zur direkten Endlagerung wird bei der Wiederaufarbeitung das leistungsbezogene Gefährdungspotential der endzulagernden Reststoffe verringert. Das ist vor allem auf die Abtrennung von Plutonium zurückzuführen. Abbildung 2.1a auf Seite 7 zeigt das Gefährdungspotential der Reststoffe, die nach der Abtrennung von Plutonium und Uran aus der Wiederaufarbeitungsanlage endzulagern sind. Dabei bleibt unberücksichtigt, dass durch den Einsatz von U/Pu-MOX-Brennelementen in einem Druckwasserreaktor höherwertige Plutonium- und Americiumisotope aufgebaut werden, und sich das Gesamtgefährdungspotential der abgebrannten U/Pu-MOX-Brennelemente gegenüber dem der abgebrannten UO_2 -Brennelementen verändert. Außerdem wird davon ausgegangen, dass das abgetrennte Plutonium vollständig vernichtet wird.

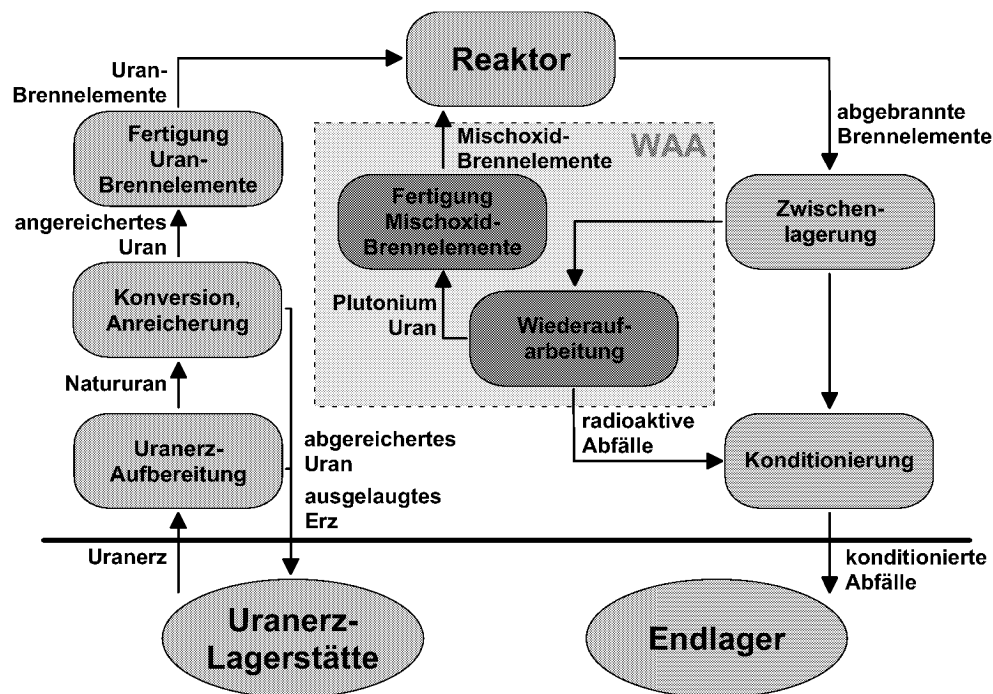


Abbildung 2.2: Darstellung der unterschiedlichen heute praktizierten Entsorgungskonzepte innerhalb des Kernbrennstoffkreislaufes

Unter diesen Voraussetzungen kann ein Unterschreiten des „Bezugsniveaus“ **bereits nach ca. 50 000 Jahren** erreicht werden. Damit hat sich der Einschlußzeitraum zwar reduziert, allerdings muss auch hier der sichere Einschluss der radioaktiven Reststoffe durch technische **und** geologische Maßnahmen gewährleistet werden. Wie auch bei der Direkten Endlagerung bleibt hinsichtlich der geologischen Maßnahmen zweifelhaft, ob heutige Einschätzungen eine geeignete Grundlage für Vorhersagen für 50 000 oder sogar 1 Mio. Jahre liefern können.

Soll diese Schwierigkeit umgangen und ein sicherer Einschluss der radioaktiven Reststoffe bis zum Unterschreiten des Bezugsniveaus gewährleistet werden, muss das durch Kernumwandlungen im Reaktor erzeugte Gefährdungspotential **bereits nach 1000 Jahren** abgeklungen sein. Dafür reicht die durch die heutige Wiederaufarbeitung realisierbare Abtrenngüte nicht aus. Abbildung 2.1c zeigt, welche Abtrennverluste für welche Fraktionen dafür notwendig sind. Außerdem müssen die relevanten Aktiniden nicht nur abgetrennt und zu neuen Brennelementen verarbeitet werden, sondern auch in einem geeigneten System gespalten und damit in Nuklide mit niedrigeren Halbwertszeiten umgewandelt werden.

Damit wird deutlich, dass der Kernbrennstoffkreislauf mit der folgenden Zielsetzung weiterentwickelt werden muss:

- Einschluss der radiotoxischen Reststoffe für einen Zeitraum, der mit technischen Barrieren beherrschbar bleibt, d.h. für 1000 Jahre.

Ansätze, wie eine Weiterentwicklung der Entsorgungssituation erfolgen kann, werden im folgenden Abschnitt dargestellt und verdeutlichen den Beitrag von P&T in diesem Zusammenhang.

2.2 Partitioning und Transmutation als zukünftiges Konzept für den Brennstoffkreislauf

Basis für alle Verbesserungsansätze bildet die Tatsache, dass durch die im Reaktor entstandenen Kernumwandlungen Transurane entstanden sind, die insbesondere langfristig das Gefährdungspotential bestimmen. Unter der oben genannten Zielvorgabe werden im Folgenden zwei Weiterentwicklungsmöglichkeiten für den Brennstoffkreislauf vorgestellt. Dabei wird auch berücksichtigt, inwieweit sich der bereits vorhandene Bestand an radiotoxischen Reststoffen (siehe Tabelle 2.1) reduzieren lässt.

Der erste Ansatz erweitert den bestehenden Brennstoffkreislauf und sieht neben der bereits bei der Wiederaufarbeitung praktizierten Abtrennung der Uran- und Plutoniumisotope eine zusätzliche Abtrennung der Americium-, Curium-, und Neptuniumisotope vor. Diese Minoren Actiniden müssen außerdem in einem geeigneten System in kurzlebigere bzw. stabile Nuklide umgewandelt werden. Dieser Ansatz wird als Partitioning und Transmutation bezeichnet.

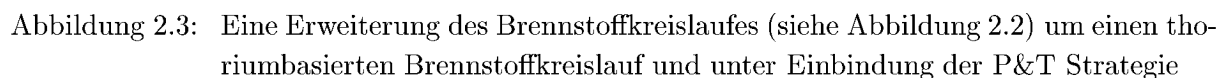
Der zweite Ansatz sieht vor, den Aufbau dieser Transurane durch den Einsatz von neuen Brennstoffen zu vermeiden. Damit würde der bisher uranbasierte Brennstoffkreislauf auf einen Kreislauf umgestellt, dessen Basis den Aufbau von Transuranen weitestgehend unterbindet. Vielversprechend ist in diesem Zusammenhang ein thoriumbasierter Brennstoffkreislauf (^{238}U -Substitution durch ^{232}Th). Dafür muss der neue Brennstoff in den bereits bestehenden Kreislauf implementiert und dieser sukzessive ersetzt werden. Untersuchungen zur Verwirklichung dieses fortschrittlichen Brennstoffkreislaufes werden weltweit durchgeführt /GS00/.

Unter Berücksichtigung beider Ansätze wäre es denkbar, zunächst die Potentiale der bestehenden Systeme (Leistungsreaktoren) hinsichtlich einer Reduzierung von Plutonium auch unter Verwendung neuer Brennstoffe auszuschöpfen. Danach könnte eine Umwandlung der verbleibenden Minoren Actiniden in einem speziell dafür entwickelten System erfolgen. Dabei muss berücksichtigt werden, inwieweit diese Ansätze in den schon vorhandenen Brennstoffkreislauf (vgl. Abbildung 2.2) eingebunden werden können und an welchen Stellen eine Erweiterung erfolgen muss. Einen vergleichenden Überblick über zukünftige Kernbrennstoffkreisläufe, insbesondere unter Einbeziehung eines Systems zur Transmutation mit einem schnellen Spektrum, gibt /NEA02/. Abbildung 2.3 zeigt eine mögliche Einbindung der oben aufgeführten Ansätze in den bestehenden Brennstoffkreislauf.

Hinsichtlich des Aufwands und der technischen Realisierbarkeit wäre die folgende zeitliche Reihenfolge für die Einbindung zukünftiger Brennstoffkreislaufoptionen denkbar:

Kurzfristig: *Der zusätzliche Einsatz von Th/Pu (Thorium/Plutonium)-MOX-Brennstoffen in bestehenden thermischen Systemen, um Plutonium zu spalten.*

Damit kann im Vergleich zur Wiederaufarbeitung eine größere Menge an Plutonium umgesetzt werden. Ob ein Gewinn hinsichtlich der Proliferationsgefahr ($^{239}\text{Pu} \rightarrow ^{233}\text{U}$) erreicht werden kann, ist noch zu prüfen. Wie auch bei der Wiederaufarbeitung kann damit elektrische Energie erzeugt werden, ohne das Gefährdungspotential durch den Einsatz in einem Leistungsreaktor signifikant zu erhöhen. Thorium ist dem Uran sowohl mechanisch als auch in vielen neutronenphysikalischen Eigenschaften sehr ähnlich und damit einfach in den bereits bestehenden Brennstoffkreislauf



Mittelfristig: Die Abtrennung und Umwandlung (P&T) der verbleibenden Transurane.

Langfristig: Vollständige Umstellung des Brennstoffkreislaufes auf z.B. Thorium-Basis.

Damit wird deutlich, dass die Implementierung eines **geeigneten Systems zur Transmutation** bei dem heute verwendeten uranbasierten Brennstoff notwendig ist, um das erhöhte Gefährdungspotential auf 1000 a einzugrenzen. Auch ist dieses System notwendig, um die bereits erzeugten Mengen an Transuranen (siehe Tabelle 2.1, Seite 6) abzubauen. Soll dieses System zum Einsatz kommen, muss zunächst geklärt werden, ob die dafür erforderlichen Abtrennraten der relevanten Nuklide in absehbarer Zeit erreicht werden können.

2.2.1 Partitioning

Bevor eine Umwandlung der langlebigen Actiniden erfolgen kann, müssen diese aus den abgebrannten Brennelementen (UO_2 , U/Pu-MOX oder Th/Pu-MOX) abgetrennt werden. Dieser Prozess wird als Partitioning bezeichnet und ist komplexer als eine Abtrennung im Sinne der heute praktizierten Wiederaufarbeitung. Über die unterschiedlichen chemischen Eigenschaften und die damit verbundenen Abtrennungsmöglichkeiten lassen sich die langlebigen Actiniden in die Gruppen U und Pu, Np, Am und Cm einteilen. Dabei wäre es wünschenswert, diese Nuklide selektiv abzutrennen, um sie dann variabel in einem Transmutationssystem einsetzen zu können. Heutige Techniken beschränken sich auf die Abtrennung von U und Pu (PUREX). Hierbei sind Abtrennraten von 99,88% (COGEMA) erreichbar. Für die Abtrennung von Np, Am und Cm bestehen vielversprechende Ansätze, geeignete Verfahren müssen jedoch noch weiterentwickelt und realisiert werden. Es ist allerdings davon auszugehen, dass bis zur Realisierung eines geeigneten Transmutationssystems auch diese Fragestellungen geklärt werden können. Einen Überblick über verschiedene Abtrennmöglichkeiten der langlebigen Actiniden gibt /OP96/. Können die in Abbildung 2.1d (siehe Seite 7) angegebenen Abtrennverluste der langlebigen Transurane erreicht werden, kann das „Bezugsniveau“ bereits nach 1000 Jahren unterschritten werden.

2.2.2 Transmutation

Nach der Abtrennung der langlebigen Actiniden gilt es, diese **vollständig** in einem dafür geeigneten System umzuwandeln. Ein Gewinn hinsichtlich der Langzeittoxizität kann allerdings nur dann gewährleistet werden, wenn außer den Abtrennverlusten keine weiteren Reststoffe endgelagert werden müssen. Hierbei ist bei einem einmaligen Einsatz in einem geeigneten Transmutationssystem nicht davon auszugehen, dass alle Actiniden vollständig umgewandelt werden können. Daher ist nach der Transmutation ein **wiederholtes Partitioning** notwendig (vgl. Abbildung 2.3). Das bedeutet, dass mit einem geeigneten System eine ausreichend hohe Umwandlungsrate der langlebigen Actiniden erreicht werden muss.

Um diese Anforderung zu erfüllen, muss ein geeignetes Transmutationssystem zunächst unter neutronenphysikalischen Gesichtspunkten eingegrenzt und untersucht werden. Arbeiten hierzu wurden von Tittelbach durchgeführt und bilden die Basis für die weiteren Untersuchungen aus technischer Sicht /Tit02/. Im folgenden Kapitel wird das System vorgestellt, aufgezeigt welche Vorteile sich aus dessen Eigenschaften ergeben und analysiert, welche Aspekte aus technischer Sicht zu berücksichtigen sind.

3 Dimensionierung einer unterkritischen Transmutationsanlage

3.1 Eingrenzung geeigneter neutronenphysikalischer Systemparameter für eine Transmutationsanlage

Weltweit werden verschiedene Systeme zur Transmutation diskutiert. Ihre wesentlichen Unterschiede, die Einfluss auf die Transmutationsrate nehmen, können auf drei Kriterien aus neutronenphysikalischer Sicht begrenzt werden, nämlich das Neutronenspektrum (thermisch $\leftrightarrow$ schnell), die Neutronenmultiplikation (kritisch $\leftrightarrow$ unterkritisch) und die Wahl des Brennstoffs (fest $\leftrightarrow$ flüssig). Ihre Bedeutung hinsichtlich einer möglichst effizienten Umwandlung der langlebigen Actiniden wird in den folgenden Abschnitten erläutert.

3.1.1 Bedeutung des Neutronenspektrums

Die bereits von Piontek aufgezeigten Grenzen für eine ausreichende Umwandlung insbesondere der Minoren Actiniden in heutigen Leistungsreaktoren sind, wie nachfolgend begründet wird, auf das thermische Neutronenspektrum zurückzuführen [Pio01].

Werden Nuklide einem Neutronenspektrum ausgesetzt, können unterschiedliche Kernumwandlungsprozesse ausgelöst werden. In einem Leistungsreaktor wird dieses Prinzip genutzt, um mit der Spaltung schwerer Kerne Energie freizusetzen. Neben diesem Kernumwandlungsprozess kann auch eine Neutroneneinfangreaktion (n,γ -Reaktion) stattfinden. Welche der beiden Reaktionen ausgelöst wird, ist vom Spektrum des Neutronenflusses und dem jeweiligen Nuklid abhängig. Hierbei beschreibt der Wirkungsquerschnitt für eine Reaktion, wie wahrscheinlich diese bei vorgegebenem Neutronenspektrum erfolgt. Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte (σ_γ für eine n,γ -Reaktion, σ_f für eine Spaltung) beider Reaktionen wird als α -Zahl bezeichnet. Es zeigt, ob ein Nuklid eher gespalten oder eher zu einem höherwertigen Nuklid aufgebaut wird.

Um die Actiniden ausreichend umwandeln zu können, müssen möglichst kleine α -Zahlen realisiert werden. Tabelle 3.1 zeigt die Wirkungsquerschnitte der relevanten Radionuklide in einem thermischen bzw. schnellen Reaktor. Die angegebenen Werte sind nach Gleichung 3.1 gemittelt und als gemittelte Wirkungsquerschnitte, die in einem thermischen bzw. schnellen Reaktor entstehen, zu verstehen [NEA99].

Die aufgelisteten α -Werte zeigen deutlich, dass eine Spaltung der relevanten Nuklide in einem schnellen Reaktor wahrscheinlicher ist als in einem thermischen. Vor diesem Hintergrund muss das System mit einem schnellen Neutronenspektrum arbeiten. Außerdem kann eine effizientere

Tabelle 3.1: Mittlere Wirkungsquerschnitte für Spaltungs- und Neutroneneinfang-Reaktionen einiger Actiniden und der α -Wert bei einem DWR-Neutronenspektrum (links) und einem schnellen Reaktor - Neutronenspektrum (rechts) /NEA99/

Wert	Halbwertszeit	Thermisches Spektrum			Schnelles Spektrum		
		$\bar{\sigma}_\gamma$	$\bar{\sigma}_f$	α	$\bar{\sigma}_\gamma$	$\bar{\sigma}_f$	α
Einheit	a	barn	barn	–	barn	barn	–
^{237}Np	$2,14 \cdot 10^6$	33,0	0,5	63,0	1,7	0,3	5,3
^{238}Pu	88	27,7	2,4	12,0	0,6	1,1	0,5
^{239}Pu	$2,14 \cdot 10^4$	58,7	102,0	0,6	0,6	1,9	0,3
^{240}Pu	6550	110,6	0,5	221,0	0,6	0,4	1,6
^{241}Pu	14	36,7	94,8	0,4	0,5	2,5	0,2
^{242}Pu	$3,76 \cdot 10^5$	29,0	0,4	67,0	0,4	0,2	1,9
^{241}Am	433	110,0	1,1	100,0	2,0	0,3	7,4
^{243}Am	7370	49,0	0,4	111,0	1,8	0,2	8,6
^{243}Cm	29	14,0	88,0	0,2	1,0	7,2	0,1
^{244}Cm	18	16,0	01,0	16,0	0,6	0,4	1,4

Umsetzung insbesondere der Minoren Actiniden erfolgen, da die Menge an Transuranen, die in einem schnellen System eingesetzt werden kann, höher als in einem thermischen System ist.

$$\bar{\sigma} = \frac{\int_{E_0}^{E_1} \sigma(E) \Phi(E) dE}{\int_{E_0}^{E_1} \Phi(E) dE} \quad (3.1)$$

mit: $E_0 = 0 \text{ MeV}$; $E_1 = 14 \text{ MeV}$ $\Phi(E)$: Neutronenflußdichte in einem thermischen Kernreaktor bzw. einem schnellen Reaktor

Allerdings muss dabei berücksichtigt werden, dass eine Auslegung hinsichtlich sicherheitstechnischer Aspekte mit großer Sorgfalt durchgeführt werden muss (z.B. positiver Void-Koeffizient bedingt einen erhöhten Dopplerkoeffizienten, erschwerte Regelung des Reaktors durch kürzere Lebensdauer der Neutronen und höheres Inventar) /NEA02/. Sollen diese sicherheitstechnischen Schwierigkeiten vermindert werden, ohne auf die Vorteile eines schnellen Spektrums zu verzichten, kann das durch eine unterkritische Anordnung erfolgen.

3.1.2 Bedeutung der Kritikalität

Zunächst ist es naheliegend, bei der Wahl eines geeigneten schnellen Systems auf bereits entwickelte bzw. betriebene Systeme zurückzugreifen. Dann kann von den langjährigen Erfahrungen bei der Entwicklung und dem Betrieb schneller natriumgekühlter Brutreaktoren profitiert werden. Diese Reaktoren arbeiten mit einer **kritischen** Anordnung. Allerdings haben die angesprochenen Schwierigkeiten hinsichtlich der sicherheitstechnischen Auslegung solcher Systeme, insbesondere bei einer Kühlung mit Natrium, weltweit dazu geführt, **unterkritische** Systeme als mögliche Transmutationssysteme zu bevorzugen.

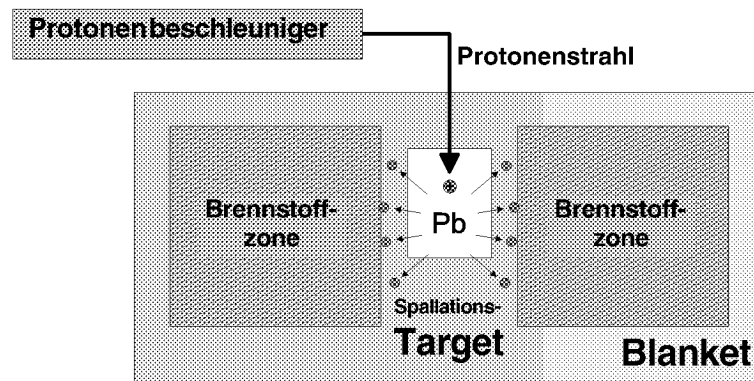


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung einer beschleunigergetriebenen Transmutationsanlage

Bei einer unterkritischen Anordnung muss die Aufrechterhaltung einer „Kettenreaktion“ über eine **zusätzliche** Quelle schneller Neutronen erfolgen. Neutronen können erzeugt werden, indem hochenergetische Protonen auf schwere Nuklide (z.B. Blei, Wismut oder Wolfram) geschossen werden. Die dadurch hochangeregten Kerne geben ihre Energie wieder durch das Ausdampfen von Nukleonen, u.a. auch Neutronen, ab. Diese erzeugten Spallationsneutronen treten dann in die unterkritische Anordnung ein.

Bei einem solchen System wird die unterkritische Anordnung als **Blanket** bezeichnet. Die Spallationsneutronenquelle besteht aus einem Teilchenbeschleuniger und einem Bereich in dem sich die schweren Nuklide für die Spallation befinden. Dieser Bereich wird als **Target** bezeichnet. Wegen der Bereitstellung der Neutronen über einen Beschleuniger werden diese Anlagen auch als Accelerator Driven System (ADS) bezeichnet. Abbildung 3.1 verdeutlicht das Prinzip einer solchen Anlage.

Durch die Bereitstellung von externen Neutronen muss die Kritikalitätsbedingung nicht eingehalten werden und es entstehen Freiräume bei der Auslegung des Systems. Diese können genutzt werden, um z.B. die Brennstoffwahl oder die Blanketkonfiguration flexibler zu gestalten. Dieser Vorteil kann für sicherheitstechnische Verbesserungen genutzt werden oder eröffnet die Möglichkeiten, Systemparameter so zu wählen, dass die Transurane effektiver umgesetzt werden können. Durch die Nutzung einer externen Neutronenquelle können auch die bereits angesprochenen Schwierigkeiten bei der Regelung schneller Systeme umgangen werden. Bei einer hinreichend unterkritischen Anordnung erfolgt die Regelung des Reaktors vorwiegend über die externe Neutronenquelle.

Bei allen Überlegungen zu unterkritischen Systemen ist zu berücksichtigen, dass bisher weltweit noch keine solche Anlage in Betrieb ist. Untersuchungen zum Einsatz geeigneter Brennstoffe in schnellen Systemen beschränken sich auf den Einsatz in schnellen kritischen Versuchsreaktoren, und Erkenntnisse über das Sicherheitsverhalten einer unterkritischen Transmutationsanlage basieren auf theoretischen Betrachtungen. Hier müssen noch erhebliche Erfahrungen im Betrieb solcher Anlagen gesammelt werden, da die Erfahrungen mit kritischen Reaktoren nur sehr begrenzt auf unterkritische Systeme übertragbar sind (siehe z.B. /Skr01/, /EC02/ und /NEA02/).

Abgesehen von diesem Aspekt ist der Einsatz einer unterkritischen Anordnung insbesondere als Transmutationssystem vielversprechend und soll daher im Rahmen dieser Arbeit für das unter-

suchte System eingesetzt werden. In diesem Zusammenhang nehmen insbesondere zwei Punkte Einfluss auf die im weiteren Verlauf der Arbeit durchgeführten Analysen. Das ist zum einen die durch die unterkritische Anordnung bewirkte stark inhomogene Leistungsverteilung im Blanket und zum anderen die hohen Belastungen durch Temperaturgradienten und Neutronenflüsse und Korrosionsangriff der mit der Neutronenquelle direkt verbundenen Anlagenteile.

3.1.3 Überlegungen zur Brennstoffwahl

Bisherige Überlegungen (siehe Kapitel 2) haben gezeigt, dass der Transmutation ein wiederholtes Partitioning vorgeschaltet werden muss. Dieser Schritt kann über ein geeignetes Trägermaterial für den Brennstoff vereinfacht werden.

So besteht neben der Möglichkeit eines festen Brennstoffes auch die, den Spaltstoff in einer Flüssigkeit zu lösen. Dadurch vereinfacht sich das Partitioning, da die Actiniden bereits in flüssiger Form vorhanden sind und nicht erst aus der Brennstoffmatrix herausgelöst werden müssen. Insbesondere aus diesem Grund soll in dem hier vorgestellten System ein flüssiger Brennstoff verwendet werden. Weitere Vorteile, die sich daraus ableiten lassen (z.B. kürzere Einsatzzeiten und dadurch Reduktion der Neutronengifte, des Inventars und der Nachzerfallswärme) werden von Lypsch untersucht /Lyp96/.

Hinsichtlich ihrer Eignung als Trägerstoff wurden unterschiedliche Flüssigmetalle von Tittelbach untersucht /Tit02/. Dabei wird unter Berücksichtigung verschiedener Aspekte wie der Löslichkeit der Actiniden und der physikalischen Eigenschaften das Eutektikum von Blei und Wismut als Trägerstoff favorisiert. Um darin eine ausreichende Menge an Actiniden lösen zu können, sollte der flüssige Brennstoff mindestens eine Temperatur von 600°C haben.

Soll ein flüssiger Brennstoff zum Einsatz kommen, müssen neben Einflüssen auf die Neutronenbilanz (z.B. Konzentrationsschwankungen) und sicherheitstechnische Aspekte (z.B. erhöhte Kontamination der mit dem Brennstoffsystem verbundenen Anlagenteile) auch Überlegungen zur Realisierung aus technischer Sicht getroffen werden. Aus diesem Grund ist insbesondere die Wärmeabfuhr aus dem flüssigen Brennstoff im Betrieb Gegenstand weiterer Analysen in Kapitel 4 und 5.

Mit diesen Überlegungen wurde in diesem Abschnitt gezeigt, welche neutronenphysikalischen Systemparameter eine möglichst effiziente Umwandlung insbesondere der Minoren Actiniden unterstützen. Um ein solches System realisieren zu können, sind insbesondere die folgenden Aspekte aus technischer Sicht näher zu untersuchen:

- Das **schnelle System** erfordert die Wahl eines geeigneten Kühlmediums und bewirkt eine erhöhte Neutronenversprödung. Beide Faktoren begrenzen die Wahl eines geeigneter Strukturwerkstoffe.
- Die **unterkritische Anordnung** verursacht eine sehr heterogene Leistungsverteilung im Blanket und hohe Temperaturgradienten sowie Neutronenflüsse im targetnahen Bereich.
- Der **flüssige metallische Brennstoff** bedingt ein hohes Temperaturniveau (mind. 600°C), Korrosions- und Erosionsprobleme, die Entwicklung eines geeigneten Brennele-

mentdesigns, eine detaillierte Betrachtung der Wärmeabfuhr aus den Brennelementen und den Einsatz geeigneter (kompatibler) Werkstoffe.

Ein mögliches System mit diesen Eigenschaften wird im weiteren Verlauf dieses Kapitels vorgestellt.

3.2 Anlagenübersicht

Kern der Anlage ist die unterkritische Anordnung zur Transmutation der langlebigen Actiniden. Hierbei werden die benötigten Neutronen durch die bereits erwähnte Spallationsneutronenquelle bereitgestellt (siehe Abbildung 3.1, Seite 15). Der dafür notwendige Protonenbeschleuniger ist der Anlage vorgeschaltet. Für den weiteren Verlauf der Arbeit werden die Anlagenteile Protonenbeschleuniger, Target und Blanket dem Transmutationssystem zugeordnet.

Durch die Kernspaltungen in der unterkritischen Anordnung werden nicht nur die langlebigen Actiniden in kurzlebige Spaltprodukte umgewandelt, sondern es wird auch Energie in Form von Wärme im Überschuss frei. Um diese zur Erzeugung von elektrischer Energie zu nutzen, ist dem Transmutationssystem ein Wärmeabfuhr- und Energienutzungssystem nachgeschaltet. Alle drei Systeme werden zu einer Transmutationsanlage zusammengefasst (siehe Abbildung 3.2).

Die erzeugte thermische Energie wird über das Primärkühlmittel aus den Brennelementen ab- und über den Zwischenwärmetauscher dem Zwischenkreislauf zugeführt. Dieser Kreislauf ist das aus sicherheitstechnischen Gründen zwischen das Transmutationssystem und das Energienutzungssystem geschaltete Wärmeabfuhrsystem. Über das Sekundärkühlmittel wird die Energie im Dampferzeuger an den Dampfprozess übertragen.

Ein Teil der erzeugten elektrischen Energie wird benötigt, um den Beschleuniger zu betreiben. Wie hoch dieser Anteil und damit auch der verbleibende Anteil an Energie ist, der zusätzlich bereitgestellt werden kann, ist von der Neutronenvermehrung (k) im Blanket abhängig. Über eine Energiebilanz um die Transmutationsanlage kann dieser Zusammenhang veranschaulicht werden.

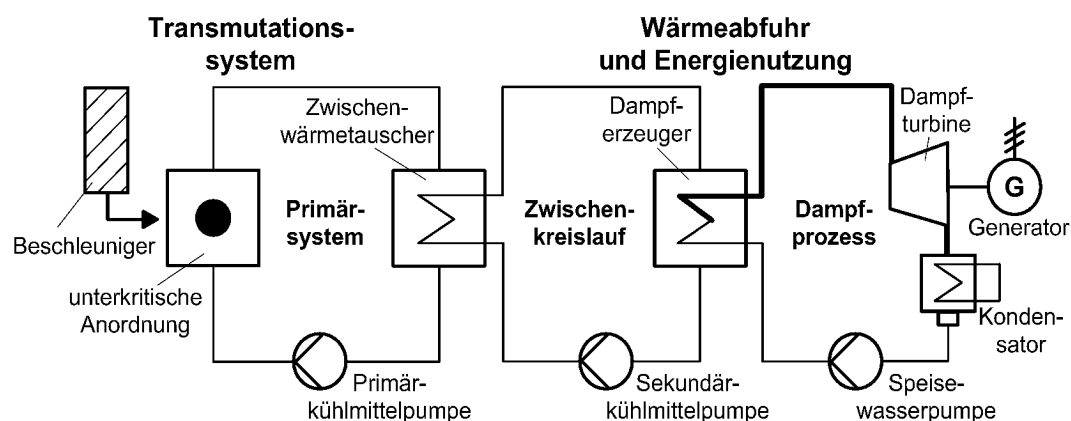


Abbildung 3.2: Schaltschema einer unterkritischen, beschleunigergetriebenen Transmutationsanlage

Die erzeugte thermische Leistung setzt sich aus der thermischen Leistung des Targets und der des Blankets zusammen. Die im Target freigesetzte Wärmeleistung ist der Anteil der Protonenstrahlenergie, der nicht in kinetische Energie der erzeugten Neutronen umgesetzt werden konnte. Er wird nach /Lyp96/ zu 50% gesetzt und lässt sich somit direkt aus der Leistung des Protonenbeschleunigers ableiten. Die im Blanket freigesetzte thermische Energie entsteht durch die Kernspaltungen. Sie ist abhängig von der Effizienz der Spallationsneutronenquelle (I und y) und des Blankets (ν, k und E_{fis}). Nach /Liz97/ kann daraus die folgende Formel zur Berechnung der gesamten thermischen Leistung in Abhängigkeit des Multiplikationsfaktors k hergeleitet werden:

$$P_{th,gesamt} = \underbrace{I \cdot E_{Proton} \cdot (1 - \eta_{Spall})}_{P_{th,Target}} + \underbrace{I \cdot y \cdot \frac{1}{\nu} \cdot \frac{k}{(1 - k)} \cdot E_{fis}}_{P_{th,Blanket}} \quad (3.2)$$

mit: $I = 15 \text{ mA}$ (Stromstärke Beschleuniger); $E_{Proton} = 1 \text{ 600 MeV}$ (Protonenenergie); $\eta_{Spall} = 50\%$ (Wirkungsgrad Spallationsprozess); $y = 34$ (Neutronenausbeute); $\nu = 2,5$ (Anzahl der pro Spaltung freigesetzten Neutronen); $E_{fis} = 200 \text{ MeV}$ (freigesetzte Energie pro Spaltung)

Der Gesamtwirkungsgrad der Transmutationsanlage lässt sich dann über den oben genannten Quotienten zu folgender Gleichung 3.3 ermitteln:

$$\eta_{gesamt} = \eta_{th} - \frac{I \cdot E_{Proton}}{P_{th,gesamt} \cdot \eta_{Beschl.}} \quad (3.3)$$

mit: $\eta_{th} = 40\%$ (Wirkungsgrad thermisch→elektrisch) und $\eta_{Beschl.} = 50\%$ (Wirkungsgrad elektrisch→kinetisch)

Über Gleichung 3.4 und 3.3 kann ermittelt werden, ab welchem Multiplikationsfaktor die Anlage in der Lage ist, die vom Beschleuniger benötigte Leistung selbst zu erzeugen:

$$k \geq \left(1 + \frac{E_{fis} \cdot y}{E_{Proton} \cdot \nu \cdot ((\eta_{Beschl.} \cdot \eta_{th})^{-1} - 1 - \eta_{Spall})} \right)^{-1}. \quad (3.4)$$

Mit den in Gleichung 3.2 angegebenen Werten für die einzelnen Größen können der Gesamtwirkungsgrad der Anlage sowie die erzeugten Leistungen der einzelnen Anlagenkomponenten als Funktion von k dargestellt werden. Sie zeigt (siehe Abbildung 3.3), dass ab einem Multiplikationsfaktor von ca. 0,72 die vom Beschleuniger benötigte Leistung durch die erzeugte elektrische Leistung des Dampfprozesses gedeckt werden kann. Gleichzeitig erhöht sich der Wirkungsgrad der Anlage, der sich mit steigendem k -Wert dem Wirkungsgrad der Energieumwandlung (thermisch→elektrisch) annähert. Die erzeugte thermische Leistung des Blankets nimmt mit einer Erhöhung von k exponentiell zu. Bei einer vorausgesetzten konstanten Leistung des Beschleunigers steigt damit die elektrische Nutzenergie ebenfalls exponentiell an. Damit steigt auch der Einfluss von k , je näher dieser bei eins liegt.

Vor diesem Hintergrund wäre ein k -Wert nahe eins anzustreben. Es muss jedoch berücksichtigt werden, dass die Vorteile einer unterkritischen Anordnung (siehe Kapitel 3.1) bei einer Annäherung von k an den Wert eins immer mehr an Bedeutung verlieren. Im diesen Zusammenhang ist die Lage des optimalen k -Wertes systemspezifisch und muss für jede Anlage über eine neutronenphysikalischen Auslegung individuell ermittelt werden.

So ist für das ATW-Salzschnmelzenkonzept des Los Alamos National Laboratory, USA (LANL) ein k -Wert von 0,95, für das am European Organization for Nuclear Research (CERN, CH)

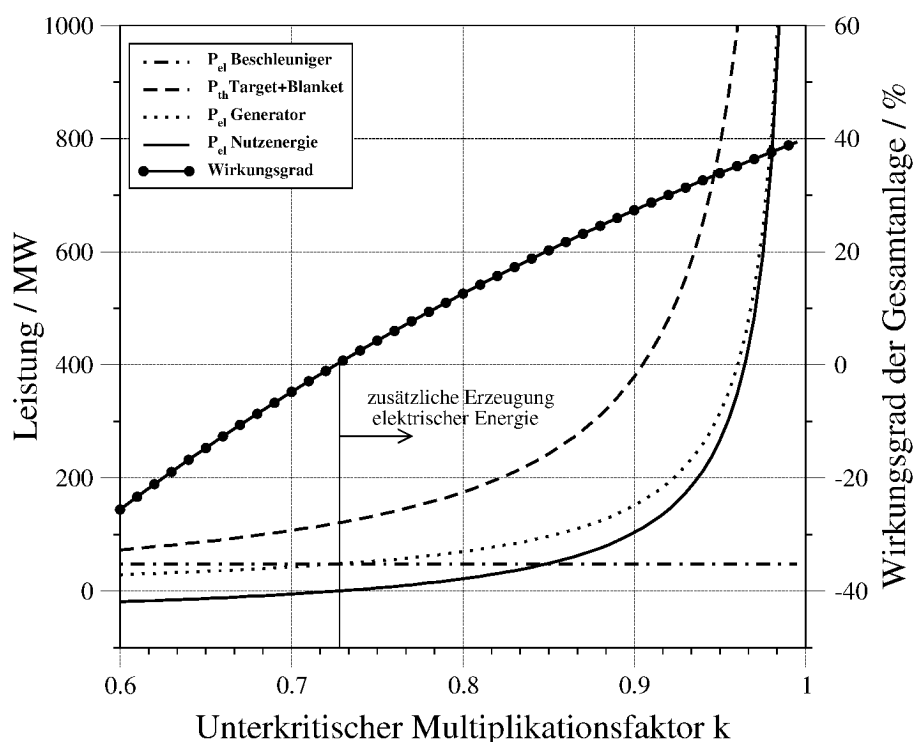


Abbildung 3.3: Leistungsverläufe der einzelnen Komponenten der Transmutationsanlage sowie der Gesamtwirkungsgrad in Abhängigkeit des Multiplikationsfaktors k

entwickelte Energy Amplifier-Konzept von 0,98 und für das Molten Salt-Konzept des Japan Atomic Energy Research Institute (JAERI) von 0,92 vorgesehen (siehe /BVW+97/, /RRB+95/, /Tak97/). Die ADS Experimental Facility (XADS) soll mit einem k -Wert von 0,97 betrieben werden /CG02/. Alle k -Werte beziehen sich dabei auf den Zustand mit frischer Brennstoffbeladung.

Diese Werte zeigen, dass Transmutationskonzepte mit k -Werten, die deutlich über 0,9 liegen, arbeiten und somit davon ausgegangen werden kann, dass zusätzlich elektrische Energie erzeugt wird. Auch die Ergebnisse einer neutronenphysikalischen Auslegung für das hier betrachtete System bestätigen das. Untersuchungen haben gezeigt, dass dieses mit einem k -Wert von 0,94 realisiert werden kann und dabei eine thermische Leistung von 500 MW freisetzt /Tit02/.

3.3 Transmutationssystem

Wie eingangs definiert, umfasst das Transmutationssystem den Beschleuniger, das Target und das Blanket. Weiter werden ihm alle Anlagenkomponenten des Primärkreislaufes zugeordnet. Abbildung 3.4 zeigt den Aufbau des Transmutationssystems und verdeutlicht die Position der einzelnen Systemkomponenten.

Das Prinzip der hier eingesetzten Spallationsneutronenquelle wurde bereits in Abschnitt 3.1.2 erklärt. Die dafür notwendigen hochenergetischen Protonen werden im Beschleuniger auf die benötigte Geschwindigkeit gebracht. Sie werden dann über Umlenkmagnete von oben auf das

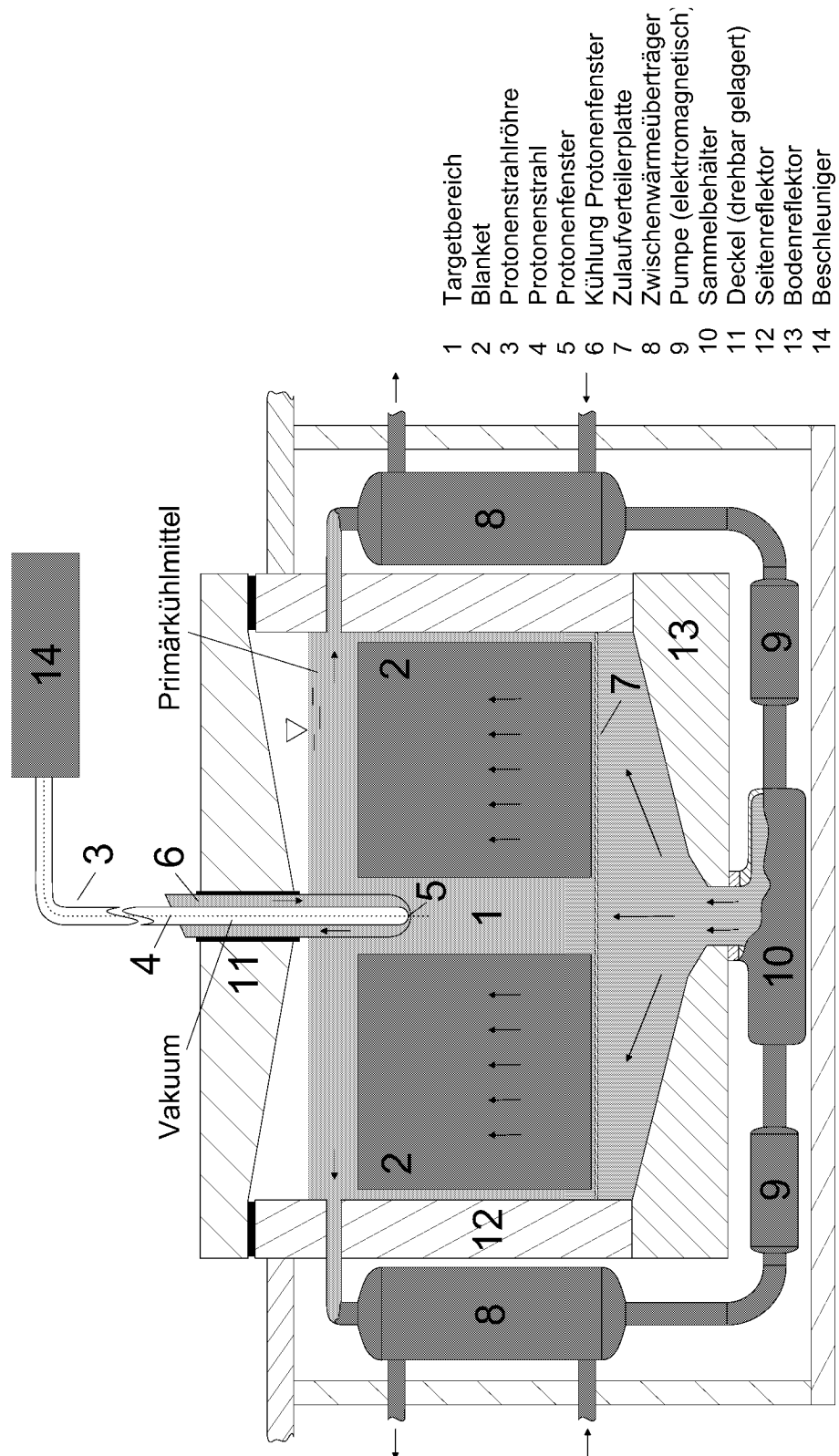


Abbildung 3.4: Systemzeichnung der unterkritischen Target-Blanket-Anordnung mit den wesentlichen Komponenten des Primärkreislaufes und dem Beschleuniger

Spallationstarget geleitet. Damit die Protonen auf diesem Weg möglichst wenig an Energie durch Interaktionen mit anderen Nukleonen verlieren, muss der Protonenstrahl durch eine evakuierte Strecke, die sog. Protonenstrahlröhre, geführt werden. Durch ein Protonenstrahlfenster trifft der Protonenstrahl dann auf das Target und erzeugt dort die erwünschten Spallationsneutronen. Dabei ist eine möglichst hohe Neutronenausbeute pro Spallationsreaktion zu erreichen. Sie ist u.a. von der Energie der beschleunigten Protonen sowie vom eingesetzten Target abhängig.

Energie der beschleunigten Protonen

Um eine ausreichende Neutronenausbeute zu erzielen, müssen Protonen mit einer Energie von 1 600 MeV erzeugt werden. Unabhängig vom eingesetzten Beschleunigerkonzept kann keine der heute betriebenen Anlagen diese Protonenenergie erzeugen. So kann mit dem leistungsstärksten Beschleuniger am Los Alamos National Laboratory eine Protonenenergie von 800 MeV bei einem Spitzenstrom von 17 mA realisiert werden. /ENE01/ geht jedoch davon aus, dass eine Energie von 600 – 1 000 MeV mit dem heutigen Stand der Technik erreicht werden kann. Studien zur Verwirklichung einer Spallationsneutronenquelle (SNQ) im Forschungszentrum Jülich haben schon 1981 eine Protonenenergie von 1 100 MeV bei einem Spitzenstrom von 100 mA vorgesehen /BSV⁺81/. Die Bereitstellung der oben geforderten Protonenenergie von 1 600 MeV bei einer Stromstärke von 10-15 mA stellt auch nach /Lyp96/ begründet durch die erheblichen Fortschritte auf diesem Gebiet in den letzten Jahren kein unüberwindbares Problem dar. Auch die benötigte Zeitverfügbarkeit des Protonenstrahls von 95 – 97% kann mit heutigen Systemen noch nicht erreicht werden. Internationale Studien rechnen jedoch unter der Voraussetzung weiterer Forschungsarbeiten mit den notwendigen Fortschritten bezüglich der zu erzeugenden Protonenenergie und der Zeitverfügbarkeit /RRB⁺95/.

Eingesetztes Target

Neben der Protonenenergie hat auch das Material des Spallationstargets Einfluss auf die Neutronenausbeute. Hierbei wird in Abhängigkeit von der Wahl des Targetmaterials in Feststofftargets und Flüssigmetalltargets unterschieden. Dabei sind alle bisher eingesetzten Targets Feststofftargets, die vorzugsweise aus Wolfram, Uran oder Tantal bestehen. Es würde sich anbieten, bei der Realisierung einer Transmutationsanlage relevante Erfahrungen zu nutzen. Deshalb hat man sich in den USA für ein natriumgekühltes Wolframtarget entschieden (ATW-Konzept).

Allerdings haben sich beim Betrieb eines Feststofftargets, insbesondere durch die hohe im Target deponierte Energie, einige gravierende Schwierigkeiten gezeigt (z.B. starkes Anschwellen durch Spaltprodukt disposition im Targetmaterial; hohe Wärmefreisetzung im Target (x-100 kW/l); hohe Nachzerfallswärme /NEA99/).

Weltweit werden daher für die Entwicklung von Transmutationskonzepten vorwiegend Flüssigmetalltargets bevorzugt. Ihr wesentlicher Vorteil besteht darin, dass das Spallationsmaterial auch gleichzeitig als Kühlmittel verwendet werden kann. Dadurch kann nicht nur eine sehr effiziente und einfache Kühlung realisiert, sondern auch eine kontinuierliche Entfernung der Spaltprodukte über die Gasphase ermöglicht werden. Das Anschwellen des Targetmaterials durch den starken Neutronenfluss entfällt ebenfalls. Neben diesen Vorteilen sind jedoch auch beim Einsatz eines Flüssigmetalltargets einige Aspekte zu beachten, die eng mit der Wahl des Targetmaterials verknüpft sind. Als mögliche Flüssigmetalle kommen Blei, Blei-Wismut-Eutektikum (Pb-Bi) oder Quecksilber in Frage. Letzteres wird im Rahmen von Entwicklungsstudien zu einer European

Spallation Source (ESS) als Targetmaterial bevorzugt /Gut99/. Wie in Abschnitt 3.3.2 gezeigt wird, soll Blei oder Pb-Bi als Primärkühlmittel eingesetzt werden. An dieser Stelle wird auf die Ergebnisse dieser Betrachtungen vorgegriffen, da das Primärkühlmittel das Target bildet. Damit können die im weiteren Verlauf der Arbeit intensiv diskutierten Vor- und Nachteile als Kühlmittel auch weitestgehend auf den Einsatz als Targetmaterial übertragen werden.

Bei einem Flüssigmetalltarget muss eine Trennung zwischen dem Targetmaterial und der evakuierten Protonenstrahlröhre vorgesehen werden. Dieses sogenannte Protonenfenster (siehe Abbildung 3.4) ist extrem hohen Belastungen ausgesetzt und seine Realisierung stellt eine große Herausforderung dar, soll im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht weiter untersucht werden und es wird an dieser Stelle auf die Arbeiten von Guttek sowie Jansen und Philippen verwiesen /Gut99/, /JP95/. Auch aktuelle Bemühungen auf diesem Gebiet (MEGAPIE) zeigen, dass mit einer zügigen Weiterentwicklung hinsichtlich der Realisierung eines Protonenfensters zu rechnen ist. Deswegen soll auch in dem hier untersuchten Transmutationssystem ein Flüssigmetalltarget eingesetzt werden, insbesondere vor dem Hintergrund, dass Target und Primärkühlung aus dem gleichen Material bestehen können.

Nachdem die Spallationsneutronen im Target erzeugt wurden, treten sie in das Blanket ein und initiieren dort u.a. Kernspaltungen. Die im Blanket erzeugte Wärmeenergie wird dann konvektiv über das Primärkühlmittel abgeführt, das anschließend aus dem Blanket in die um das Core angeordneten Zwischenwärmeübertrager geleitet wird. Hier wird die Wärmeenergie an den Sekundärkreislauf übertragen. Das abgekühlte Primärkühlmittel wird dann über Pumpen und einen Sammelbehälter wieder dem Blanket zugeführt. Damit eine gleichmäßige und ausreichende Kühlung aller Brennelemente sowie des Targets gewährleistet ist, kann über die Zulaufverteilerplatte ein Kühlmittelmassenstrom an jeder Stelle des Blankets individuell eingestellt werden.

Im Folgenden wird zunächst der Aufbau des Blankets detaillierter vorgestellt. Im Anschluss zeigen Überlegungen zu einem geeigneten Kühlmittel, dass sich Flüssigmetalle zwar gut für den Einsatz als Primärkühlmittel eignen, jedoch eine sorgfältige Untersuchung von Korrosionseinflüssen erfordern. Abschließend wird kurz auf die weiteren wesentlichen Komponenten des Primärsystems eingegangen. Dies erfolgt vorwiegend unter dem Aspekt der Vollständigkeit und soll zeigen, dass in diesen Bereichen der Anlage nicht mit unüberwindbaren Schwierigkeiten hinsichtlich einer technischen Realisierung des Systems gerechnet werden muss.

3.3.1 Blanket

Aufgrund der in Abschnitt 3.1.3 aufgezeigten Vorteile soll ein flüssiger Brennstoff in Brennelementen in diesem System zum Einsatz kommen. Da die in Leistungsreaktoren eingesetzte Brennelementform dafür nicht geeignet ist, wurde eine neue Brennelementstruktur entwickelt, die den Anforderungen eines flüssigen Brennstoffes gerecht wird. Damit von den Vorteilen des flüssigen Brennstoffes (vereinfachtes Partitioning) profitiert werden kann, ohne aus sicherheitstechnischer Sicht hohe Zugeständnisse hinnehmen zu müssen, ist die Brennelementgeometrie unter Berücksichtigung der folgenden Punkte entwickelt worden:

- Die Anzahl der Zu- und Abläufe für den flüssigen Brennstoff muss minimiert werden, um

die Anzahl der sicherheitstechnisch kritischen Stellen im Blanket so gering wie möglich zu halten. Dieser Aspekt fordert ein möglichst großes Volumen pro Beladungseinheit.

- Die Brennelemente müssen über eine entsprechend hohe Wärmeübertragungsfläche effizient gekühlt werden können.
- Strukturmaterialien sind zu minimieren, um eine parasitäre Absorption der Neutronen zu verringern.
- Teile des Blanket, die hohen Strahlungs- und Temperaturbelastungen ausgesetzt sind und damit kürzere Standzeiten haben, müssen selektiv ausgetauscht werden können.

Um diesen Anforderungen, insbesondere nach einem möglichst großem Volumen bei ausreichender Wärmeübertragungsfläche, zu entsprechen, werden **Brennstoffringe** eingesetzt, welche wiederum zu **Brennelementen** zusammengefasst sind. Wie auch in bestehenden Leistungsreaktoren werden dadurch kompakte Einheiten erzeugt, die innerhalb des Blankets nach Bedarf bewegt und selektiv ausgetauscht werden können. Abbildung 3.5 skizziert den Aufbau eines Brennelementes. Es besteht aus sechs konzentrisch angeordneten Brennstoffringen, die mit flüssigem Brennstoff gefüllt sind. Sie werden für weitere Betrachtungen von innen (kleinster Ring, Nr.1) nach außen (größter Ring, Nr.6) nummeriert.

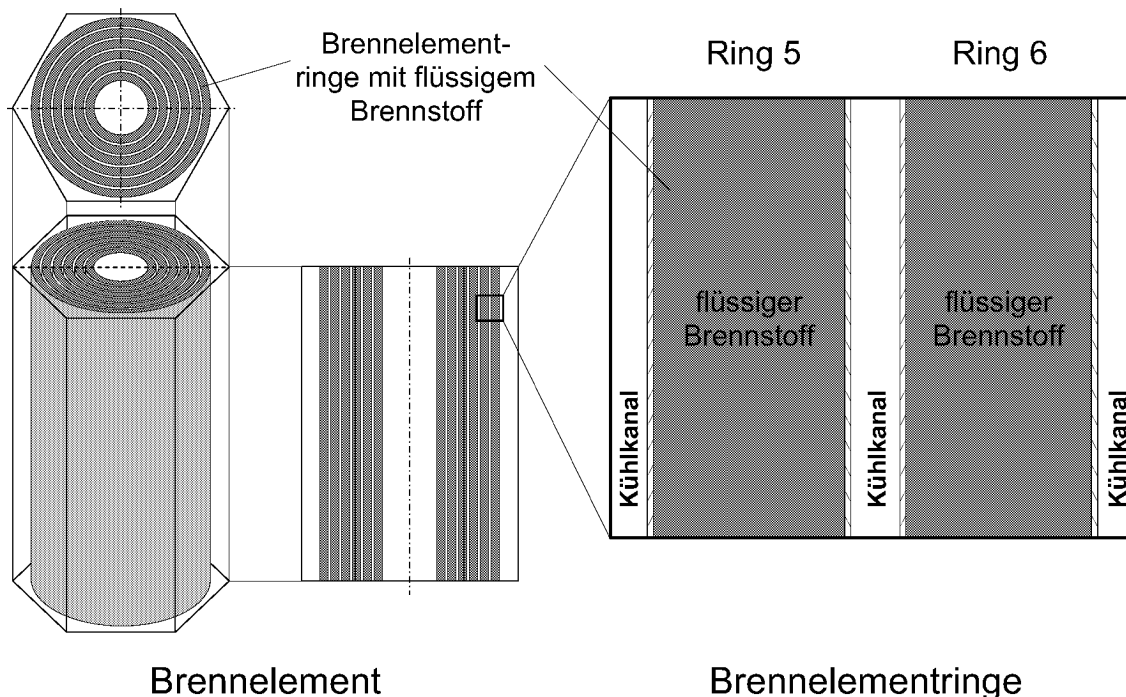


Abbildung 3.5: Konzept der Brennelemente mit einer Vergrößerung der Brennelementringe

Die Brennstoffringe werden über Abstandshalter innerhalb des Brennelementes positioniert. Die dafür vorgesehene Haltevorrichtung besteht aus hexagonal angeordneten Stegen und Stützen. Diese Brennelementstruktur ist in Abbildung 3.5 durch Sechsecke vereinfacht dargestellt. Die hexagonale Anordnung ermöglicht eine kompakte Positionierung der einzelnen Brennelemente

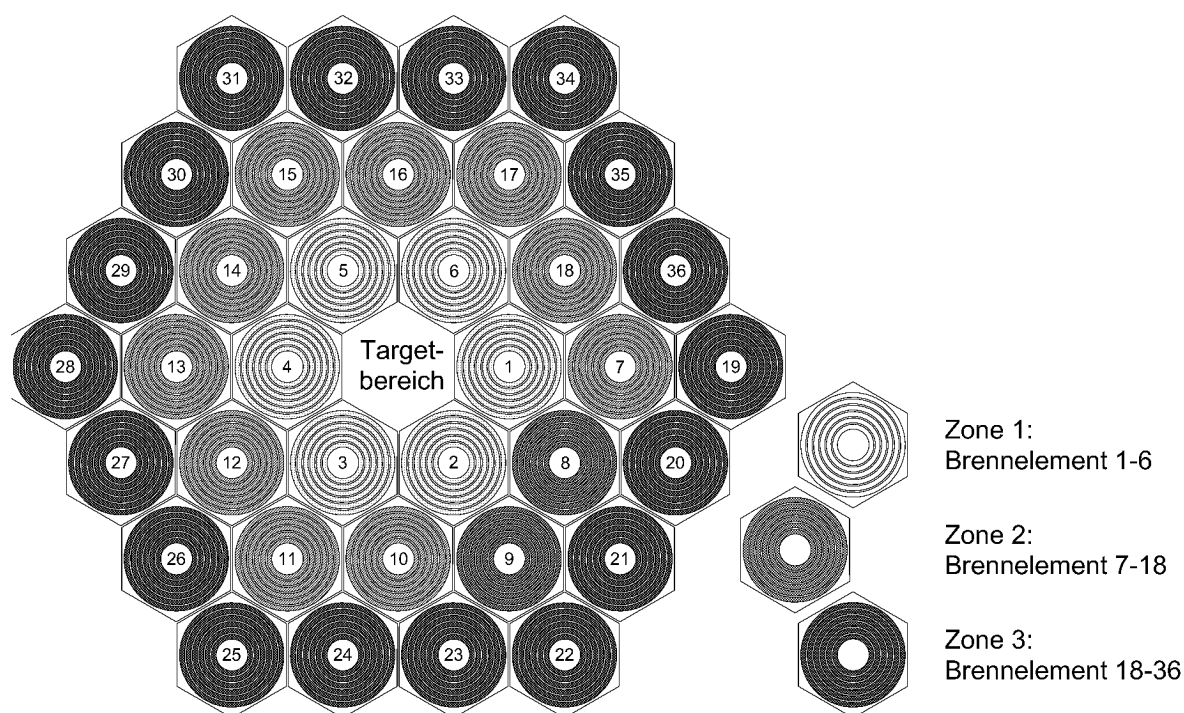


Abbildung 3.6: Anordnung der Brennelemente mit der Positionierung der einzelnen Brennelementzonen

im Blanket. Hierbei werden die Brennelemente ringförmig um den Targetbereich angeordnet. Je nach Abstand zum Targetbereich können sie in drei unterschiedliche Zonen eingeteilt werden. Abbildung 3.6 stellt einen horizontalen Schnitt durch die unterkritische Anordnung dar. Um die Position jedes Brennelementes zuordnen zu können, werden die einzelnen Brennelemente im Uhrzeigersinn von innen nach außen fortlaufend durchnummeriert. Die wesentlichen geometrischen Abmessungen der Anordnung sowie der Brennelemente und der Brennstoffringe sind in Tabelle 3.2 aufgelistet.

Die eingesetzten Brennelemente und Brennstoffringe sind erheblichen Belastungen ausgesetzt. Zum einen bewirkt die stark heterogene Leistungsverteilung im Blanket hohe lokale Temperaturgradienten und erfordert damit eine effiziente Kühlung. Zum anderen muss berücksichtigt werden, dass ein flüssiger Brennstoff eingesetzt werden soll. Dieser benötigt eine Minimaltemperatur von 600°C (siehe Seite 16) und erfordert dadurch ein entsprechend hohes Temperaturniveau im gesamten Blanket. Beide Aspekte verdeutlichen, dass eine genauere Untersuchung der eingesetzten Brennelemente erfolgen muss und ist Gegenstand der Analysen in Kapitel 4 und 5.

3.3.2 Wahl des Kühlmittels

Den oben angesprochenen zu erwartenden thermischen Belastungen in den Brennelementen kann durch eine möglichst effiziente Kühlung begegnet werden. Ein erster Schritt hierfür ist der Einsatz eines geeigneten Kühlmittels. Durch das schnelle Neutronenspektrum im Blanket beschränkt

Tabelle 3.2: Geometrische Abmessungen für das Blanket, die Brennelemente und die Brennstoffringe

Blanket	Gesamtanzahl Brennelemente	36	–
	Blanketradius bis Reflektor	233,00	cm
	Reflektordicke	50,00	cm
Brenn- element	Anzahl Brennstoffringe je Brennelement	6	–
	Höhe	200,00	cm
	Schlüsselweite	66,66	cm
	Eckmaß	76,96	cm
Brenn- stoffring	Innenradius (kleinster Brennstoffring, Ring 1)	10,00	cm
	Außenradius (größter Brennstoffring, Ring 6)	32,95	cm
	Kühlkanalbreite	0,75	cm
	Brennstoffdicke	3,00	cm
	Wandstärke	0,01	cm

sich die Auswahl an Kühlmitteln zunächst auf Gase (He oder CO₂) und Flüssigmetalle (Pb, Pb-Bi oder Na). Sollen Gase eingesetzt werden, müssen diese aufgrund ihrer geringen Dichte (siehe Tabelle 3.3) unter erhöhtem Druck (60 - 70 bar) arbeiten, um effizient kühlen zu können. Das bedeutet im Fall dieses Konzeptes, dass die Brennelementstruktur neben hohen thermischen Belastungen auch erheblichen mechanischen Beanspruchungen durch den Druck im Primärkreislauf ausgesetzt ist. Deswegen werden für das hier vorgestellte Konzept Gase als Kühlmittel ausgeschlossen.

Flüssigmetalle zeichnen sich durch ausgezeichnete Kühleigenschaften aus (vgl. Tabelle 3.3). Durch ihren hohen Wert für das Produkt aus Wärmekapazität und Dichte kann der Betrieb der Anlage bei nahezu Umgebungsdruck erfolgen. Höhere Drücke im Primärkreislauf sind vorwiegend auf den hydrostatischen Druckgradienten zurückzuführen, der für Blei bei ca. 1 bar pro Meter Tiefe liegt.

Allerdings sind mit dem Einsatz von Flüssigmetallen auch erhebliche Nachteile verbunden. Sie arbeiten je nach Schmelzpunkt des Metalls auf einem erhöhten Temperaturniveau. Dabei muss berücksichtigt werden, dass ein genügend großer Temperaturabstand zum Schmelzpunkt einzuhalten ist, um das „Einfrieren“ des Kühlmittels an jeder Stelle des Kühlkreislaufes zu verhindern. Auch erschwert die Undurchsichtigkeit flüssiger Metalle die kontinuierliche Überwachung sicherheitsrelevanter Bauteile und durch ihre hohe Dichte (bei Blei und Pb-Bi) müssen erhebliche Massen im Primärkreislauf bewegt werden. Weitere metallspezifische Aspekte werden wie folgt für die bereits vorgestellten Flüssigmetalle Natrium, Blei und Pb-Bi Eutektikum erörtert.

Natrium hat als Kühlmedium unter den angegebenen Flüssigmetallen die besten thermophysikalischen Eigenschaften. Der vergleichsweise niedrige Schmelzpunkt von 98°C erlaubt es, das System im Vergleich zu den anderen Flüssigmetallen bei geringen Temperaturen zu betreiben. Das hat in den USA und Europa dazu geführt, dass schnelle Brutreaktoren mit einer Natriumkühlung konzipiert und betrieben worden sind. Von diesen Erfahrungen möchte man z.B.

Tabelle 3.3: Thermophysikalische Eigenschaften bei 450°C und 70 bar (He und CO₂) der unterschiedlichen Kühlmedien für den Einsatz im Primärsystem /NSK00/, /Hof62/, /VDI91/, /VNV+96/, /BHH+78/

Größe	Einheit	Flüssigmetalle			Gase	
		Na	Pb	Pb-Bi	He	CO ₂
Ordnungszahl	–	11	82	82-83	2	6/8
Atommasse	u	23	207	207-209	4	12/16
Schmelztemperatur	°C	98	327	125	–	–
Siedetemperatur	°C	883	1740	1670	–	–
Schmelzenthalpie	kJ/kg	115	25	39	–	–
Verdampfungsenthalpie	kJ/kg	3871	857	852	–	–
Dichte	kg/m ³	845	10 520	10 150	46	51
Wärmekapazität	$\frac{\text{kJ}}{\text{kg}\cdot\text{K}}$	1,269	0,147	0,146	5,200	1,200
$c_p \cdot \rho$	$\frac{\text{kJ}}{\text{m}^3\cdot\text{K}}$	1 072	1 546	1 482	240	61
Wärmeleitfähigkeit	$\frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}}$	68,8	17,1	14,2	0,3	0,05
Dyn. Viskosität	10 ^{–3} Pa·s	0,25	2,0	1,5	0,37	0,03
Kin. Viskosität	10 ^{–6} m ² /s	0,34	0,19	0,15	7,8	6,5
Prandtl-Zahl	–	0,00468	0,0172	0,0146	6,4	0,8
Oberflächen- spannung	mN/m	163	480	392	–	–
Volumenänderung beim Schmelzen	%	+2,65	+3,6	+0,5	–	–
Chemisches Verhalten	–	stark exotherme Reaktion mit H ₂ O	sehr korrosiv	hoch- korrosiv	inert	inert

in den USA bei der Entwicklung eines schnellen unterkritischen Transmutationssystems profitieren. Natrium wird in einem schnellen System aktiviert (²⁴Na), zeichnet sich aber durch eine gute Verträglichkeit mit den Strukturwerkstoffen aus. Hier treten im Gegensatz zu den weiter betrachteten Flüssigmetallen keine signifikanten Korrosionsprobleme auf /NEA02/. Auch eignet sich Natrium durch seine hohe elektrische Leitfähigkeit gut für den Einsatz von elektromagnetischen Pumpen. So ist für Blei oder Pb-Bi die vierfache Pumpleistung gegenüber Natrium bei gleicher Wärmeabfuhr aufzubringen /LMM58/.

Trotzdem wird vom Kühlmedium Natrium zunehmend Abstand genommen, weil es stark exotherm mit Luft oder Wasser reagiert. Auch ist die niedrige Siedetemperatur von Natrium mit 883°C ein Sicherheitsrisiko. Um dieses Problem zu umgehen, ist in den USA bereits bei der

Entwicklung des Schnellen Brütters Blei oder Pb-Bi als Kühlmittel in Erwägung gezogen worden /DOE99/. Damals konnten jedoch Korrosionsschwierigkeiten nicht gelöst und damit Blei oder Pb-Bi nicht als Kühlmittel eingesetzt werden /GB⁺97/.

Blei reagiert im Gegensatz zu Natrium nicht exotherm mit Wasser oder Luft und hat damit aus sicherheitstechnischer Sicht einen erheblichen Vorteil. Auch Blei wird aktiviert. Hier entsteht als einziges Nuklid mit einer signifikant langen Halbwertszeit ^{205}Pb aus ^{204}Pb . Aufgrund des geringen Anteils von ^{204}Pb in Blei ist dieser Beitrag zur Aktivierung im Vergleich zu der später erwähnten Aktivierung von Wismut unbedeutend /Lyp96/. Blei hat die Eigenschaft, im festen Zustand relativ „weich“ zu sein. Dadurch können bei einer möglichen Verfestigung des Kühlmittels Spannungen in den Strukturwerkstoffen gering gehalten werden. Weiterhin zeichnet sich Blei durch eine hohe Siedetemperatur von 1740°C aus. Neben diesen Vorteilen als Kühlmittel hat Blei zusätzlich die bereits erwähnte hohe Neutronenausbeute und eignet sich daher gut als Spallationstarget.

Nachteilig bei einem Einsatz von Blei als Kühlmittel wirkt sich die hohe Schmelztemperatur von 327°C aus. Bei einem Sicherheitsabstand von ca. 25°C zur Schmelztemperatur liegt die Minimaltemperatur des Primärkühlsystems damit bei 350°C. So wird in der von der ENEA veröffentlichten Studie zu unterschiedlichen Transmutationssystemen mit einer Temperatur des Primärkreislaufes von 400 bis 600°C gerechnet, wenn reines Blei als Kühlmittel eingesetzt wird /ENE01/. Das bedeutendste Problem bei der Verwendung von Blei als Kühlmittel stellt allerdings der erhebliche Korrosionsangriff dar. Wie bereits erwähnt, hat dieser Nachteil bei der Entwicklung der Schnellen Brüter in den USA zu dessen Ausschluss als Kühlmittel geführt. In Russland ist diese Schwierigkeit gelöst worden. Dort ist schon Ende der 60er-Jahre zur Kühlung von U-Boot-Reaktoren das gegenüber Blei allerdings noch korrosivere Medium Pb-Bi erfolgreich als Kühlmittel eingesetzt worden. Aus diesem Grund werden in Russland zukünftig schnelle Reaktoren auch mit Bleikühlung (Brest Reaktor) ausgestattet /AOF⁺97/.

Pb-Bi besteht in der eutektischen Mischung zu 44% aus Blei und zu 56% aus Wismut. Der Einsatz von Pb-Bi soll die hohe Schmelztemperatur von Blei vermeiden, indem der niedrigere Schmelzpunkt (125°C) der eutektischen Mischung ausgenutzt wird und somit das erforderliche Mindesttemperaturniveau im Primärkreislauf erheblich reduziert werden kann. Außerdem weist dieser Legierung zusätzlich zu einem vergleichsweise „weichen“ Zustand des Feststoffes auch noch eine geringe Volumenänderung beim Schmelzen auf (vgl. Tabelle 3.3). Die physikalischen Eigenschaften von Pb-Bi sind denen von Blei sehr ähnlich und alle Gesichtspunkte hinsichtlich der Eignung als Primärkühlmittel lassen sich bis auf die folgenden Punkte übertragen.

So führt die Zulegierung von Wismut zu einer weiteren Erhöhung der Korrosivität dieses Mediums. Auch wird Wismut aktiviert und es entsteht ^{210}Po . Dieser α -Strahler mit einer hohen Toxizität ($T_{1/2}=138$ d) ist extrem flüchtig. „Alle mit Pb-Bi benetzten Teile dürften deshalb innerhalb kurzer Zeit mit ^{210}Po kontaminiert sein“ /Feu80/. Diese Problematik wird auch in /GBY⁺97/ sowie bei den unterschiedlichen internationalen Studien (siehe unten) zu möglichen Primärkühlmitteln für Transmutationssysteme als bedeutsam eingestuft.

Außerdem bleibt fraglich, ob von der geringeren Schmelztemperatur in vollem Umfang profitiert werden kann. So ist zu prüfen, ob bei Temperaturen zwischen 125°C (Schmelztemperatur Pb-Bi) und 327°C (Schmelztemperatur Blei) lokale Entmischungen der beiden Legierungselemente

auftreten. Ein weiterer Aspekt ist die weltweit geringe Gewinnung von Wismut (siehe /AO01/).

Unter Abwägung der Vor- und Nachteile werden bei internationalen Studien zu Transmutationssystemen alle hier vorgestellte Flüssigmetalle näher betrachtet und unterschiedlich favorisiert. Das gilt auch für Untersuchungen im Rahmen des Accelerator Transmutation of Waste (ATW)-Konzeptes des Department of Energy (DOE) in den USA. Hier soll einerseits von den Erfahrungen bei dem Betrieb schneller natriumgekühlter Reaktoren (LMFR – Liquid Metal Fast Reactor) profitiert und andererseits sollen auch die aufgeführten Vorteile von Blei oder Pb-Bi als Kühlmittel genutzt werden. Schwierigkeiten hinsichtlich der Korrosion auf diesem Gebiet (siehe Russland) werden als lösbar eingeschätzt, und mit diesem Kühlmittel könnten exotherme Reaktionen mit Luft oder Wasser ausgeschlossen werden. Deswegen wird in den USA zunächst intensiv die Eignung von Natrium und Pb-Bi als Primärkühlmittel untersucht (ATW-Konzept), um dann im Jahr 2009 zu entscheiden, welches der beiden als Kühlmittel eingesetzt werden soll /DOE99/.

Für das im Rahmen dieser Arbeit betrachtete System sollen Sicherheitsrisiken durch eine exotherme Reaktion des Kühlmittels mit Wasser vermieden werden. Damit verbietet sich der Einsatz von Natrium als Primärkühlmittel und beschränkt die Wahl eines geeigneten Kühlmittels auf Blei oder Pb-Bi. Wie bereits auf Seite 21 angesprochen, eignen sich auch beide Flüssigmetalle ausgesprochen gut als Targetmaterial. Für den weiteren Verlauf der Arbeit werden beide Flüssigmetalle als Kühlmittel untersucht.

Wie bereits angesprochen, sind diese Flüssigmetalle hochkorrosiv. Um sie als Kühlmittel einsetzen zu können, müssen daher einige Bedingungen berücksichtigt sowie Maßnahmen zur Korrosionsminderung ergriffen werden. In dem folgenden Abschnitt wird zunächst auf die Ursachen für den erhöhten Korrosionsangriff eingegangen, um darauf aufbauend mögliche Schutzmechanismen aufzuzeigen und Randbedingungen für den sicheren Einsatz dieser Kühlmittel festzusetzen.

3.3.3 Korrosion im Primärkreislauf

3.3.3.1 Relevante Korrosionsmechanismen

Bei technischen Anwendungen gibt es eine Vielzahl von unterschiedlichen Korrosionsmechanismen. Der hier auftretende Korrosionsangriff durch das Kühlmittel Blei oder Pb-Bi wird hauptsächlich durch ein thermodynamisches Ungleichgewicht an den Grenzflächen von Flüssigmetall und Festmetall verursacht. Er besteht aus der physikalischen Auflösung der metallischen Struktur in Flüssigmetall. Gründe hierfür liegen in der Ähnlichkeit der atomaren Dimensionen und der elektrochemischen Eigenschaften der Legierungsbestandteile und der Flüssigmetalle. Die relevanten Mechanismen dieses Korrosionsangriffes lassen sich wie folgt unterteilen /BP79/, /Sch83/, /Mül00a/:

Die als Abzehrung bezeichnete Lösung der Strukturwerkstoffe oder ihrer Legierungsbestandteile in der Schmelze ist von der Löslichkeit der einzelnen Legierungselemente im Werkstoff abhängig. In Blei ist z.B. Nickel mit über 2 at%, Chrom mit über 0,2 at% und Eisen mit über 10^{-3} at% bei einer Temperatur von 600°C lösbar /Mül00a/. Abbildung 3.7 zeigt die Löslichkeit dieser Elemente in Pb-Bi. Beide Angaben verdeutlichen, dass Legierungsbestandteile wie z.B. Nickel

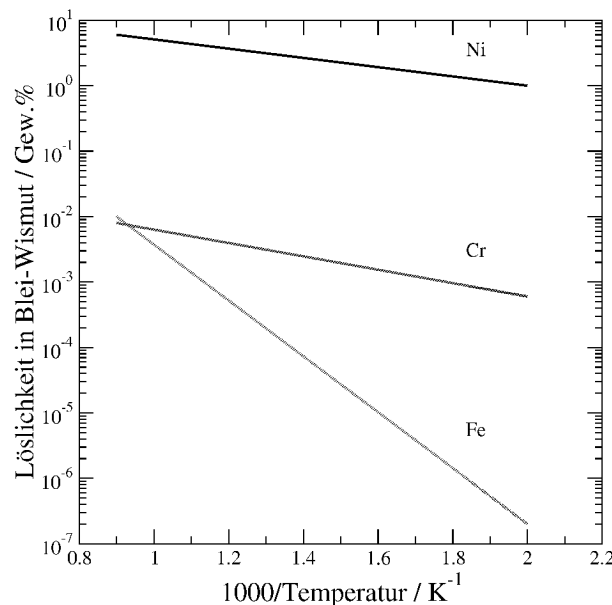


Abbildung 3.7: Die temperaturabhängige Löslichkeit einiger relevanter Legierungsbestandteile in Pb-Bi nach /Li02/

sehr gut in beiden Flüssigmetallen lösbar sind. Analog zur Lösung kann es zur Abscheidung der gelösten Legierungsbestandteile an den Strukturwerkstoffen in Abhängigkeit des thermodynamischen Gleichgewichts zwischen Struktur und Flüssigmetall kommen. Durch Diffusion an den Korngrenzen der Werkstoffoberfläche kann die Schmelze in den Werkstoff eindringen und dort z.B. Gefügeveränderungen auslösen. Weiter können Verunreinigungen in der Schmelze Verbindungen an der Metalloberfläche bilden. Sie sind bezüglich der Schädigung des Werkstoffes von eher untergeordneter Bedeutung, können aber die anderen Korrosionsmechanismen beeinflussen.

Die aufgeführten Korrosionsmechanismen führen zu teilweise erheblicher Schädigung insbesondere bei hochwarmfesten Stählen (siehe /KK70/). Dabei steigt der Korrosionsangriff mit steigenden Nickel- und sinkenden Chromanteil des Stahls an. Weitere Untersuchungen, die Korrosion durch z.B. das Aufbringen von Schutzmaterialien oder eine Sättigung der Schmelze mit Nickel zu reduzieren, haben nicht den gewünschten Effekt zeigen können (siehe /BMS⁺77/ und /Sch83/).

Wie stark der Strukturwerkstoff angegriffen wird, ist von unterschiedlichen Parametern abhängig, die die treibenden Kräfte bei der Lösung des Strukturwerkstoffes beeinflussen. Sie lassen sich auf die folgenden wesentlichen Einflussfaktoren für die technische Auslegung des Primärsystems zusammenfassen:

- Die Qualität des Kühlmittels (Sauerstoffgehalt oder Verunreinigungen),
- die Zusammensetzung und die Oberflächenbeschaffenheit (Korngröße oder Verbindungen) des eingesetzten Werkstoffes sowie
- Temperatur, Temperaturgradienten und Strömungsgeschwindigkeiten im Kühlmittel.

Um den erheblichen Korrosionsangriff zu minimieren und damit die gewünschten Flüssigmetalle Blei oder Pb-Bi als Primärkühlmittel einsetzen zu können, müssen die oben aufgeführten Einflussfaktoren untersucht werden. Im folgenden Abschnitt wird auf dieser Basis gezeigt, wie der Korrosionsangriff soweit minimiert werden kann, dass der Einsatz von Blei oder Pb-Bi als Kühlmittel mit vertretbarem Aufwand realisiert werden kann.

3.3.3.2 Maßnahmen zur Korrosionsminimierung

Aufgrund intensiver Untersuchungen in russischen Forschungseinrichtungen (z.B. am Institute for Physics and Power Engineering (IPPE) in Obninsk) seit 1952 für Pb-Bi-gekühlte U-Boot-Reaktoren /GOM⁺99/ sind unterschiedliche Methoden zur Minimierung der angeführten Korrosionsangriffe entwickelt worden. Basis für alle Schutzmaßnahmen ist hierbei die Bildung einer korrosionshemmenden Schutzschicht (Passivierung). Wie oben angesprochen, kann durch die Bildung von Verbindungen auf der Metalloberfläche die Korrosionsrate beschleunigt oder verzögert werden. Dieser Effekt wird hier gezielt zum Schutz des Werkstoffes eingesetzt, indem die Bildung einer **inhibierenden Oxidschicht** unterstützt wird. Diese Oxidschicht verhindert dann das Lösen der Strukturwerkstoffe im Flüssigmetall. Sie ist spröde und kann bei einer Verformung des Strukturwerkstoffes (z.B. Metall) abplatzen. Es ist daher wichtig, dass sie möglichst dicht und dünn ist.

Um die Funktion der Schutzschicht über lange Standzeiten bei einem erhöhten Temperaturniveau zu gewährleisten, muss die Bildung dieser Schicht mittels Eingrenzung der beiden ersten oben aufgeführten Einflussfaktoren (Qualität des Flüssigmetalls und eingesetzter Werkstoff) unterstützt werden. Außerdem wirken die zuletzt aufgeführten Einflussfaktoren (absolute Temperaturen, Temperaturgradienten und Strömungsgeschwindigkeiten) beschleunigend und müssen begrenzt werden. Auf die Wirkweise der beiden ersten Faktoren wird im Folgenden eingegangen und anschließend Grenzen für die zuletzt aufgeführten Faktoren erläutert.

Qualität des Primärkühlmittels

Zur Bildung der inhibierenden Oxidschicht ist der Sauerstoffgehalt ausschlaggebend. Abbildung 3.8 zeigt, dass sich die dabei relevanten Korrosionsmechanismen in zwei Bereiche unterteilen lassen. Liegt der Sauerstoffgehalt der Bleischmelze unter 10^{-7} at%, findet eine Abzehrung des festen Werkstoffes über Lösung in der Schmelze statt. Bei einer höheren Sauerstoffkonzentration oxidiert der Werkstoff und es bildet sich eine schützende Oxidschicht. Die Übergänge zwischen beiden Mechanismen sind fließend. Wird der Sauerstoffgehalt weiter erhöht, wächst die Dicke der Oxidschicht. Dies kann zum Abplatzen der Schutzschicht führen. Weiter bildet sich mit einem höheren Sauerstoffgehalt auch mehr Bleioxid in der Schmelze, verunreinigt diese und kann u. U. zur Verstopfung des Kreislaufes führen. Unter diesen Gesichtspunkten wird für den **Sauerstoffgehalt in der Schmelze ein Wert zwischen 10^{-6} at% und 10^{-5} at%** empfohlen /LKM01/.

Außer Sauerstoff können auch andere Verunreinigungen in der Schmelze den korrosiven Angriff der Strukturmaterialien beeinflussen. Nach /Sch83/ und /Hof62/ ist insbesondere auf Verunreinigungen der Schmelze mit Arsen, Selen oder Kupfer zu achten. Hingegen haben Verunreinigungen mit z.B. Titan oder Zirkon eine eher korrosionshemmende Wirkung.

Über die bereits angesprochenen Forschungsarbeiten auf diesem Gebiet in Russland können die wesentlichen Erkenntnisse hinsichtlich der Qualität des einzusetzenden Flüssigmetalls auf die folgenden Punkte zusammengefasst werden (siehe auch /GGD⁺99/):

- Ein definierter Sauerstoffgehalt muss im Kühlmittel eingestellt werden. Weiter ist zum Schutz des Primärsystems vor einer unkontrollierten Sauerstoffzufuhr ein Inertgassystem notwendig, insbesondere auch für Reparaturarbeiten und bei der Revision.
- Eine kontinuierliche Kontrolle der thermodynamischen Sauerstoffaktivität ist notwendig. Hier wurden Sonden entwickelt, die es ermöglichen, eine erhöhte Korrosion der Strukturwerkstoffe schon im Anfangsstadium zu erkennen.
- Es ist ein Aufbereitungssystem für das Primärkühlmittel einzusetzen.

Es wird deutlich, dass eine Kontrolle und Beeinflussung der Zusammensetzung des Kühlmittels unbedingt notwendig ist. Die Realisierung solcher Systeme in flüssigem Blei oder Pb-Bi ist jedoch noch mit erheblichen Schwierigkeiten verbunden. Die o.g. Untersuchungen in Russland haben zwar ein technisches Niveau erreicht, das den sicheren Betrieb der Kühlkreisläufe mit Pb-Bi über eine längere Zeit ermöglicht, jedoch kann von diesen Erfahrungen nicht in vollem Umfang profitiert werden. Detaillierte Informationen unterliegen immer noch der dortigen militärischen Geheimhaltung. Außerhalb von Russland ist noch erheblicher Forschungsbedarf insbesondere hinsichtlich einer Langzeitüberwachung notwendig /Mül00a/.

Durch weltweite Forschungsaktivitäten auf dem Gebiet der Transmutation ist jedoch das Interesse für die beschriebenen Methoden zur Minimierung der Korrosion bei der Verwendung von Blei oder Pb-Bi als Kühlmittel in den letzten Jahren verstärkt worden. So konnten im

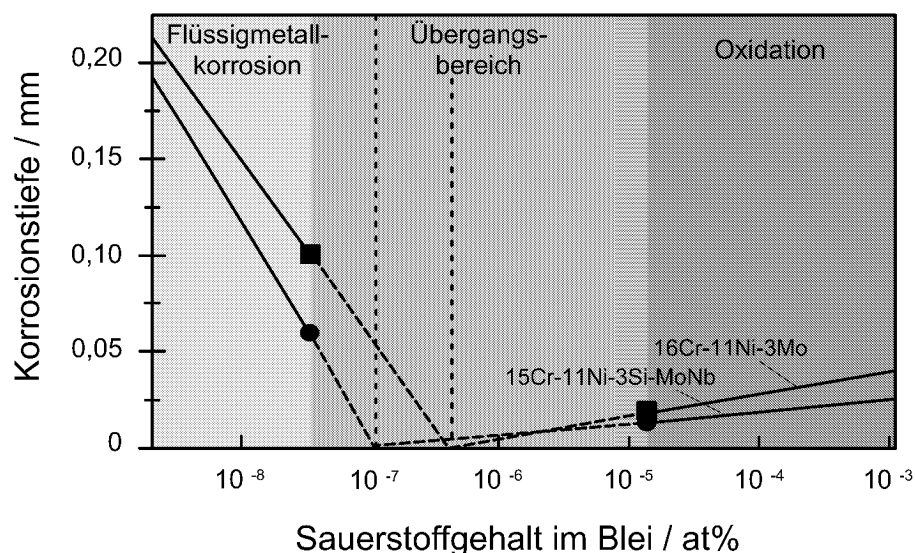


Abbildung 3.8: Korrosionsverhalten und Oxidschichtdicke für zwei unterschiedliche Stähle in flüssigem Blei in Abhängigkeit von der Sauerstoffkonzentration (3000 h Einsatzzeit, 550°C) /Mül00a/

Rahmen europäischer Studien erfolgreiche Tests zu elektrolytischen Sauerstoffmessgeräten am Forschungszentrum Karlsruhe durchgeführt werden /KMV⁺01/. Im Karlsruhe Lead Laboratory (KALLA) ist ein Versuchsbleikreislauf aufgebaut worden, um die optimalen Bedingungen für die Ausbildung einer oxidischen Schutzschicht zu analysieren /KCM⁺00/. An Instituten der Commissariat à l'Énergie Atomique (CEA) in Cadarache wird ebenfalls an dieser Problematik gearbeitet /CTL⁺02/. Auch in den USA (LANL) werden im Rahmen des ATW-Konzeptes Sauerstoffsensoren sowie eine Methodik zur Beeinflussung des Sauerstoffpotentials in Pb-Bi entwickelt /Li02/. Aufgrund dieser Aktivitäten ist davon auszugehen, dass das Problem einer ausreichenden Kontrolle der Sauerstoffkonzentration in einem Kühlkreislauf mit flüssigem Blei oder Pb-Bi in absehbarer Zeit gelöst sein wird.

Wahl eines geeigneten Werkstoffs

Die Bildung einer inhibierenden Oxidschicht kann durch den eingesetzten Werkstoff unterstützt werden. Bevor jedoch auf die Vorteile eines Werkstoffes hinsichtlich der Korrosionsminderung eingegangen werden kann, ist zunächst über weitere Anforderungen ein geeigneter Werkstoff für die Strukturen im Primärkreislauf einzugrenzen. Dieser muss vor allem gut verarbeitbar sein und bei Temperaturen bis zu 700°C ausreichende Festigkeitswerte aufweisen. Diese müssen zudem auch bei einem hohen Neutronenfluss und der daraus resultierenden Neutronenfluenz über den Betriebszeitraum Bestand haben. Weiter ist eine hohe Wärmeleitfähigkeit sowie ein geringer Wärmeausdehnungskoeffizient vorteilhaft, um thermische Spannungen zu minimieren. Da der gesamte Primärkreislauf (Rohre, Brennelemente etc.) aus diesem Material hergestellt werden muss, bietet sich Stahl als Werkstoff an.

Bei der Wahl einer geeigneten Stahlsorte würden sich zunächst aufgrund des hohen Temperaturniveaus im System austenitische Stähle oder Nickelbasislegierungen eignen. Diese weisen auch noch bei höheren Temperaturen (>500°C) gute Zeitstandfestigkeitswerte auf. Stähle mit hohem Nickelgehalt werden jedoch wegen ihrer bereits angesprochenen sehr guten Löslichkeit von Nickel in Blei oder Pb-Bi (vgl. Abbildung 3.7) stark angegriffen /BMS⁺77/, /BP79/, /KK70/, /BIK⁺99/. Ferritische Stähle zeigen eine bessere Korrosionsbeständigkeit gegenüber Blei oder Pb-Bi, haben allerdings nicht die gewünschte Hochtemperaturbeständigkeit. Hinsichtlich der thermischen Belastbarkeit sind beide Stähle vergleichbar. Ferritische Stähle haben zwar eine niedrigere Wärmeleitfähigkeit, jedoch einen kleineren Wärmeausdehnungskoeffizienten.

Neben der Gefügestruktur des Werkstoffes nehmen außer Nickel auch andere Legierungselemente Einfluss auf die Korrosionsbeständigkeit /Sch83/, /Mül00a/. Dabei kann durch Zulegieren von Chrom, Aluminium und Silizium eine erhöhte Korrosionsbeständigkeit erreicht werden. Über Chrom und insbesondere Aluminium werden damit zusätzliche Oxidationspartner für den Sauerstoff in der Schmelze angeboten, die in der Lage sind, an der Oberfläche des Werkstoffes eine sehr gute und dichte Oxidschicht zu bilden. Silizium unterstützt die Bildung dieser Schicht /BIK⁺99/.

Die Zulegierung dieser Elemente ist allerdings durch ihren negativen Einfluss auf die Verarbeitungseigenschaften des Stahls begrenzt. Um dieser Schwierigkeit zu begegnen, sind am Forschungszentrum Karlsruhe Untersuchungen zur Auflegung der obersten Materialschicht durchgeführt worden. Mit dieser Oberflächenauflegung zeigte der untersuchte Werkstoff auch nach 1 500 h noch keinen Korrosionsangriff /Mül00a/.

Unabhängig von diesen aktuellen Untersuchungen wurden in Russland spezielle Stähle für den Einsatz in einem Blei- oder Pb-Bi-gekühlten System entwickelt /BKP⁺99/. Daten zur Strahlungsbeständigkeit unter unterschiedlichen Neutronenflüssen belegen die Eignung dieser Stähle in einer nuklearen Anwendung /BIK⁺99/. Ihre physikalischen und mechanischen Eigenschaften sind ebenfalls veröffentlicht und zeigen ihre Eignung hinsichtlich eines Einsatzes in einer Blei oder Pb-Bi Kühlung /RTB⁺99/.

Unter Berücksichtigung der aufgeführten Kriterien eignet sich der 12%-Chromstahl EP823 besonders gut. Der Stahl weist bei einer vergleichsweise hohen Wärmeleitfähigkeit einen niedrigen thermischen Wärmeausdehnungskoeffizienten auf. Die für die Streckgrenze aufgelisteten Werte liegen für den angegebenen Temperaturbereich in etwa in der Höhe üblicher Werte für hochwarmfeste Stähle, die Zugfestigkeit und die Zeitstandfestigkeit liegen allerdings etwas darunter. Signifikant bessere Zeitstandfestigkeitswerte (z.B. 520 N/mm² bei 600°C für 2.4976) sind nur mit Stählen, die als Schaufelwerkstoffe für Gasturbinen eingesetzt werden, zu erzielen (vgl. /Weg01/). Die genaue Zusammensetzung des Stahls sowie die relevanten physikalischen und mechanischen Eigenschaften sind den Tabellen C.1 und C.2 im Anhang zu entnehmen.

Temperatur, Temperaturgradienten und Strömungsgeschwindigkeiten im Primärsystem

Die Temperatur des Kühlmediums wird durch den Werkstoff begrenzt. Ab 600°C muss mit einer erheblichen Reduktion der mechanischen Eigenschaften gerechnet werden. Hier hat die Temperatur einen überproportionalen Einfluss und führt z.B. bei der Zugfestigkeit zu einer Verringerung auf 180 N/mm² /RTB⁺99/. Das verdeutlicht sich auch in den Werten für die Zeitstandfestigkeit im Temperaturbereich zwischen 600°C und 650°C (vgl. Tabelle C.2). Aus diesem Grund sollte die **Temperatur im Werkstoff 650°C nicht überschreiten**.

Durch den Sauerstoffgehalt im Flüssigmetall kann es zur Bildung von Bleioxiden kommen. Diese werden an Stellen erhöhter Temperatur im Flüssigmetall gelöst und können dann an Stellen niedrigerer Temperatur wieder ausgeschieden werden. Letzteres kann zur Verstopfungen oder ungünstigen Beeinflussungen der Strömung durch Absonderungen führen. Deswegen sollte die **maximale Temperaturdifferenz in einem Blei- oder Pb-Bi Kühlkreislauf auf 150 K begrenzt** werden /KCM⁺00/. Einer Verschlackung des Primärkreislaufes sollte zusätzlich durch eine einfache Strömungsführung unter Vermeidung von Rezirkulationszonen entgegengewirkt werden.

Auch die Geschwindigkeit des Kühlmittels nimmt Einfluss auf die Intensität des Korrosionsangriffs. Ihre Erhöhung ist mit einem gesteigerten Stofftransport an den Werkstoffoberflächen und damit einer Erhöhung der Löslichkeit der einzelnen Elemente in der Schmelze verbunden. Experimente in russischen Versuchskreisläufen zeigen, dass die Korrosion bei Strömungsgeschwindigkeiten bis zu 2 m/s beherrschbar bleibt (vgl. Tabelle 3.4, Seite 34). Für höhere Geschwindigkeiten liegen keine gesicherten experimentellen Ergebnisse vor und in dieser Arbeit wird daher von **wesentlich höheren Geschwindigkeiten als 2 m/s** Abstand genommen.

Tabelle 3.4 gibt einen Überblick über Versuchskreisläufe mit Pb-Bi und verdeutlicht nicht nur die realisierbaren Parameter (Geschwindigkeit und Temperaturniveau) sondern zeigt auch die gemessenen Oxidschichtdicken nach unterschiedlichen Einsatzzeiten des Stahls EP823 .

Tabelle 3.4: Versuchsergebnisse zu passivierenden Oxidschichtdicke für unterschiedliche Einsatzzeiten von EP823 in anisothermen Pb-Bi Kreisläufen unter der Vorgabe eines definierten Sauerstoffgehalts /YRG⁺99/

Versuchskreislauf		SVR	TSU-1M	SM-1	
				Versuch 1	Versuch 2
Maximaltemperatur	°C	620	620	560	
Geschwindigkeit	m/s	1,2 - 1,5	2	1,8 - 2,0	
Sauerstoffgehalt	at%	$8 \cdot 10^{-7}$ - $5 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-7}$ - $5 \cdot 10^{-6}$	10^{-6} - $5 \cdot 10^{-6}$	
Versuchsdauer	h	2598	2300	8000	12 000
Maximale Oxidschichtdicke	μm	5	5	3	5
Extrapolierte Oxidschichtdicke nach 50 000 h	μm	20	23	8	10

3.3.4 Weitere Kreislaukomponenten

Neben Überlegungen zu einer geeigneten unterkritischen Anordnung sowie zum Protonenbeschleuniger und der Wahl eines geeigneten Kühlmittels müssen die weiteren wesentlichen Komponenten (siehe Abbildung 3.4 auf Seite 20) des Primärkreislaufes bezüglich ihrer Realisierbarkeit überprüft werden.

So soll der Massenstrom des Kühlmittels in den einzelnen Kühlkanälen der Brennelemente im Blanket über eine Zulaufverteilerplatte geregelt werden; diese kann auch als Befestigung für die Brennelemente gegen Auftrieb genutzt werden. Da im gesamten Primärkreislauf durch das eingesetzte Primärkühlmittel mit der Bildung einer Oxidschicht zu rechnen ist, muss die Verankerung der Brennelemente an der Platte über ein einfaches Prinzip (z.B. einem Bajonettverschluss) gewährleistet werden. Damit wird verhindert, dass durch Korrosion Schwierigkeiten bei der Be- und Entladung einzelner Brennelemente entstehen. Weiter muss die thermische Leistung nicht nur von den Brennelementen abgeführt, sondern auch dem Zwischenkreislauf zugeführt werden.

Zwischenwärmeübertrager

Zur Wärmeabfuhr aus dem Primärsystem sind die um die Reflektoren angeordneten Zwischenwärmetauscher (siehe Abbildung 3.4) vorgesehen. Angesichts der sehr guten Wärmeübertragungseigenschaften des eingesetzten Primärkühlmittels ist davon ausgegangen worden, dass die Wärmeabfuhr über die Wärmeübertrager an den Zwischenkreislauf sicher gewährleistet werden kann.

Um die erforderliche Anzahl und damit die Dimension der Anlagenkomponenten für die Übertragung der thermischen Leistung des Blankets von 500 MW einzuschätzen, erfolgt in diesem Abschnitt eine abschätzende Berechnung der notwendigen Wärmeübertragungsfläche. Auch als Sekundärkühlmittel soll Blei oder Pb-Bi eingesetzt werden, um Synergieeffekte zu nutzen und mögliche Unverträglichkeiten zwischen den Kühlmedien zu vermeiden. Die folgenden Berechnun-

gen werden für beide Flüssigmetalle analog durchgeführt und dabei jeweils das gleiche Kühlmittel als Primär- sowie als Sekundärkühlmittel angenommen.

Für die Berechnung der konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten können die meisten empirisch ermittelten Korrelationen (z.B. VDI-Wärmeatlas /VDI91/) nicht genutzt werden. Durch ihre sehr kleine Prandtl-Zahl gegenüber z.B. Wasser oder Luft liegen Flüssigmetalle außerhalb des Gültigkeitsbereiches. Worin diese Unterschiede liegen, wird an dieser Stelle nicht vertiefend betrachtet, sondern ist Gegenstand der Analysen in Kapitel 4. Deswegen muss zur Berechnung der Wärmeübergangskoeffizienten auf speziell für Flüssigmetalle entwickelte Gleichungen zurückgegriffen werden. So kann für die Berechnung des primärseitigen Wärmeübergangskoeffizienten die sog. Lyons-Martinelli-Gleichung (Gleichung A.2, siehe Anhang Seite 107) angewendet werden. Die Bestimmung des sekundärseitigen Wärmeübergangskoeffizienten kann nach /Dwy76/ erfolgen (Gleichung A.3, siehe Anhang Seite 107). Bei der Berechnung des Wärmeleitwiderstandes durch die Rohrwand muss berücksichtigt werden, dass die Oxidschicht im Primär- und Sekundärkreislauf Einfluss auf die Wärmeleitfähigkeit der Rohrwand nimmt.

In /Dwy76/ werden die charakteristischen Daten unterschiedlicher Flüssigmetall/Flüssigmetall Wärmeübertrager für Natrium aufgeführt. Dabei liegen die Temperaturdifferenzen zwischen Primärkühlmittel und Sekundärkühlmittel bei 34 K bzw. 44 K. Bei der folgenden Berechnung werden deshalb eine Maximaltemperatur des Primärkühlmittels von 700°C und eine Temperaturdifferenz von 50 K angenommen.

Unter diesen Annahmen ergeben sich die in Tabelle 3.5 aufgelisteten Werte für die charakteristischen Größen des Wärmeübergangs. Weitere Annahmen für ihre Berechnung sind ebenfalls mit aufgelistet.

Ist der Wärmedurchgangskoeffizient bekannt, kann unter Berücksichtigung der logarithmi-

Tabelle 3.5: Wärmeübergangs- und Wärmedurchgangskoeffizienten für die Dimensionierung der Zwischenwärmeübertrager für Blei oder Pb-Bi als Primär- und Sekundärkühlmittel

Blei		
Wärmeübergangskoeffizient Primärseite	W/(m ² ·K)	18 470
Wärmeübergangskoeffizient Sekundärseite	W/(m ² ·K)	37 260
Wärmedurchgangskoeffizient	W/(m ² ·K)	8 771
Benötigte Anzahl bei 2 m Höhe (Ø = 1,2;1,4;1,6 m)	–	8/6/5
Pb-Bi		
Wärmeübergangskoeffizient Primärseite	W/(m ² ·K)	15 940
Wärmeübergangskoeffizient Sekundärseite	W/(m ² ·K)	30 922
Wärmedurchgangskoeffizient	W/(m ² ·K)	7 782
Benötigte Anzahl bei 2 m Höhe (Ø = 1,2;1,4;1,6 m)	–	9/7/5
<i>Annahmen: Außendurchmesser der Wärmeübertragerrohre = 15 mm, Abstand der Rohre (versetzt angeordnet) = 22,5 mm, Wandstärke = 1 mm, Oxidschichtdicke der Rohre (vgl. Tabelle 3.4) = 0,01 mm, Strömungsgeschwindigkeit Primär- und Sekundärkühlmittel = 1 m/s, Korrekturfaktor nach /Dwy76/ für Blei bzw. Pb-Bi = 0,133 bzw. 0,241, Primärkühlmitteltemperatur ein/aus = 700/550° C, Sekundärkühlmitteltemperatur ein/aus = 450/600° C.</i>		

schen Temperaturdifferenz und der oben aufgeführten thermischen Leistung die benötigte Wärmeübertragungsfläche A berechnet werden; diese errechnet sich mit einer logarithmischen Temperaturdifferenz von 72 K zu 790 m^2 für Blei und 891 m^2 für Pb-Bi.

Aus der Anordnung der Rohre läßt sich das Verhältnis zwischen Wärmeübertragungsfläche zu Wärmeübertragervolumen zu $45 \text{ m}^2/\text{m}^3$ ermitteln. Damit wird für alle Wärmeübertrager ein Rohrbündelvolumen von $17,6 \text{ m}^3$ für Blei als Kühlmittel und von $19,8 \text{ m}^3$ für Pb-Bi benötigt.

Damit die Wärmeabfuhr auch bei der Verstopfung eines Wärmeübertragers gewährleistet ist, müssen mehrere Wärmeübertrager eingesetzt werden. Weiter sollen zylindrische Wärmeübertrager (siehe Abbildung 3.4, Seite 20) um die unterkritische Anordnung angeordnet sein. Unter diesen Vorgaben können die Dimensionen für das benötigte Rohrbündelvolumen und damit die Minimaldimensionen für die Wärmeübertrager abgeschätzt werden (siehe Tabelle 3.5)

Primärkühlmittelpumpen

Am tiefsten Punkt des Primärkreislaufes sind die Primärkühlmittelpumpen positioniert. Bei der Wahl der Pumpen müssen diese insbesondere für die Förderung von Flüssigmetallen geeignet sein. Bei dem Einsatz eines hochkorrosiven Flüssigmetalls (Blei oder Pb-Bi) als Primärkühlmittel eignet sich der Einsatz von elektromagnetischen Pumpen. Sie beruhen auf dem Prinzip der Krafteinwirkung (Lorentzkraft) auf einen stromdurchflossenen Leiter in einem Magnetfeld. Dabei strömt das Flüssigmetall durch ein einfaches, evtl. abgeflachtes Rohrstück und ein magnetisches Wanderfeld wird von außen auf das Flüssigmetall aufgebracht. Es gibt eine Vielzahl von unterschiedlichen Möglichkeiten, dieses Prinzip anzuwenden. Atz und Baker geben einen Überblick über verschiedene elektromagnetische Pumpen, die für Natrium entwickelt wurden /AB78/.

Durch den Aufbau der elektromagnetischen Pumpe kann die einfachste Strömungsführung realisiert werden. Dadurch wird die Verstopfungsgefahr beim Einsatz eines korrosiven Kühlmittel wie Blei oder Pb-Bi reduziert. Auch kann bei einem Ausfall diese außerhalb des Primärkreislaufes repariert werden.

Nachteilig wirkt sich jedoch der geringe Wirkungsgrad der Pumpe aus (zwischen 10 und 20% /Bro02/, /HW77/). Auch gibt es nach /Smi76/ Schwierigkeiten hinsichtlich der Realisierbarkeit dieser Pumpen für höhere Massenströme ($>0,3 \text{ t/s}$) und große Druckdifferenzen ($>10 \text{ bar}$). Nach /AB78/ werden allerdings einige Natriumpumpen, die in dieser Größenordnung arbeiten, aufgelistet. Sollen diese Erfahrungen auf Blei oder Pb-Bi übertragen werden, muss berücksichtigt werden, dass sich diese Flüssigmetalle aufgrund ihrer geringeren Leitfähigkeit schlechter fördern lassen. Ihre höhere Dichte hat ebenfalls einen negativen Einfluss, wenn Kavitation auftritt. Diese kann im Einlaufbereich der Pumpe entstehen und zu teilweise erheblichen Erschütterungen führen /Bar02/. Diesen Schwierigkeiten muss über eine angepasste Auslegung der Pumpe entgegengewirkt werden. Hierbei kann davon ausgegangen werden, dass weniger die Druckdifferenz als der erforderliche Massenstrom hinsichtlich des Einsatzes von elektromagnetischen Pumpen im Primärkreislauf Schwierigkeiten bereiten könnte.

Wärmeabfuhr- und Energienutzungssystem

Eine Energiebilanz über die Transmutationsanlage (siehe Kapitel 3.2) hat gezeigt, dass zusätzlich elektrische Nutzenergie mit dem Transmutationssystem erzeugt wird. Dafür wird die erzeugte thermische Leistung zunächst an den Zwischenkreislauf abgeführt.

Aus sicherheitstechnischen Gesichtspunkten ist zwischen die Transmutationsanlage und das Wärmenutzsystem (Dampfprozess) ein Zwischenkreislauf geschaltet (vgl. auch Abbildung 3.2, Seite 3.2). Damit kann der Dampfprozess als nicht nukleare Anlage ausgelegt werden, und damit verbundenen Genehmigungsverfahren entfallen /Kug88/. Damit erhöht sich zwar die Komplexität der Anlage erhöht und durch die zusätzliche Wärmeübertragung wird der Wirkungsgrad der Anlage reduziert, jedoch stehen diese Nachteile in keinem Verhältnis zu den sicherheitstechnischen Vorteilen, die durch einen Zwischenkreislauf erzielt werden können.

Aus Synergie- und Verträglichkeitsgründen wird im Sekundärkreislauf das gleiche Kühlmittel wie im Primärkreislauf eingesetzt. Damit gestaltet sich die Verbindung zwischen Primär- und Sekundärseite einfach. Sie wurde bereits in Abschnitt 3.3.4 erläutert. Allerdings muss hinsichtlich der Wärmeübertragung an den Wasser/Dampfprozess auf einige zusätzliche Punkte geachtet werden. So ist die maximale Temperaturdifferenz in einem Blei oder Pb-Bi-Kreislauf aus Korrosionsgründen auf 150 K begrenzt. Aus der Sicht des Wasser/Dampfprozesses ergibt sich daraus eine vergleichsweise geringe Temperaturdifferenz über den Dampferzeuger von 150 K für das wärmeabgebende – in diesem Fall das Sekundärkühlmittel – Medium. Wird die maximale Temperatur des Sekundärkreislaufes zu 600°C angenommen, so hat dieser bei Eintritt in den Dampferzeuger eine Temperatur von 450°C. An dieser Stelle ist eine Speisewassertemperatur von ca. 200°C zu erwarten, die damit zu einer Temperaturdifferenz von 250 K zwischen Sekundär- und Tertiärkreislauf an dieser Stelle führt. Bei der Auslegung eines Dampferzeugers muss daher besonders in diesem Bereich einerseits auf die hohe Temperaturdifferenz und andererseits auf die vergleichsweise niedrige Speisewassertemperatur geachtet werden.

Durch den Einsatz eines Zwischenkreislaufes kann der Dampfprozess (siehe auch Seite 17) in Anlehnung an kommerzielle, nicht nukleare Kraftwerkstechnik ausgelegt werden. Ausgehend von einer Maximaltemperatur des Sekundärkreislaufes von 600°C kann bei einer angenommenen Temperaturdifferenz am Austritt des Dampferzeugers (Frischdampfseite) von 50 K eine Frischdampf Temperatur von 550°C erreicht werden. Das entspricht den Frischdampf Temperaturen heutiger Dampfkraftwerke. Diese arbeiten zur Optimierung ihres Anlagenwirkungsgrades mit mehrfacher Zwischenüberhitzung sowie mehreren Vorwärmstufen und können damit Wirkungsgrade von deutlich über 40% erreichen.

Es ist abzuwägen, inwieweit sich Investitionen zu den oben aufgeführten Verbesserungen des Wirkungsgrades bei einer thermischen Leistung von maximal 500 MW rechtfertigen. Daher ist bei Berechnungen zur Energiebilanz der Transmutationsanlage in Kapitel 3.2 von einem Wirkungsgrad des Dampfprozesses von 40% ausgegangen worden.

3.4 Fazit

In diesem Kapitel wurden die einzelnen Systeme und Anlagenkomponenten der Transmutationsanlage vorgestellt und ihre Realisierbarkeit aus technischer Sicht untersucht. Dabei hat sich herausgestellt, dass für einige Anlagenkomponenten teilweise noch erheblicher Entwicklungsbedarf besteht, jedoch weltweite Forschungsaktivitäten auf dem Gebiet der Transmutation Lösungsmöglichkeiten in absehbarer Zeit vermuten lassen. Mit den bereits aus neutronenphysikalischen Überlegungen resultierenden Systemcharakteristika (siehe Abschnitt 3.1) lassen sich die wesentlichen Eigenschaften für die Anlage und ihre Komponenten zusammenfassen:

- unterkritisches, schnelles, beschleunigergetriebenes System mit flüssigem Brennstoff,
- Flüssigmetalltarget und Flüssigmetallkühlung (Blei oder Pb-Bi),
- heterogene Brennstoffanordnung im Blanket,

Weiter wurde aufgezeigt, welche Bedingungen mit diesen Eigenschaften für einen sicheren Betrieb eingehalten werden müssen. Es hat sich herausgestellt, dass bei Überlegungen zu hochbelasteten Anlagenteilen wie dem targetnahen Bereich insbesondere bei dem hier eingesetzten flüssigen Brennstoff eine detaillierte Untersuchung erforderlich ist. Bisherige Betrachtungen haben sich auf die Beschreibung der Brennelemente sowie ihrer Anordnung im Blanket beschränkt. Deswegen soll im folgenden Kapitel 4 aufgezeigt werden, inwieweit und an welchen Stellen sicherheitstechnische Schwierigkeiten unter dem Anforderungsprofil (Korrosion, Temperaturen, Leistungsverteilung) auftreten können.

Die dafür zu beachtenden Randbedingungen haben sich aus den Untersuchungen für das Transmutationssystem in diesem Kapitel ergeben und lassen sich auf die folgenden Punkte zusammenfassen:

- Flüssigmetallkühlung (Blei oder Pb-Bi):
Um den Korrosionsangriff zu minimieren muss EP823 als Werkstoff für alle Strukturen eingesetzt werden, die mit dem Kühlmittel in Verbindung kommen. Die Temperatur im Werkstoff sollte 650°C nicht überschreiten. Außerdem ist Aufheizspanne im Kühlmittel auf maximal 150 K zu begrenzen. Wesentlich höhere Kühlmittelgeschwindigkeiten als 2 m/s sind zu vermeiden.
- flüssiger Brennstoff:
Die Minimaltemperatur des Brennstoffes von 600°C sollte möglichst nicht unterschritten und ein ausreichender Abstand der Brennstofftemperatur von den Siedetemperatur des Trägerstoffes (Pb-Bi, 1670°C) muss eingehalten werden.

4 Wärmetechnische Analyse des Blankets

Die Ausführungen in Kapitel 3 haben die Notwendigkeit einer sicherheitstechnischen Analyse des Blankets verdeutlicht. Mit dieser soll gezeigt werden, ob die eingesetzten Strukturwerkstoffe für die Brennelemente den entstehenden Belastungen Stand halten. Die Materialeigenschaften des eingesetzten Stahls EP823 sind temperaturabhängig (vgl. Abbildung C.2, Seite 122). Um eine Aussage über die Belastbarkeit der Brennelemente treffen zu können, muss daher die Temperaturverteilung im Brennstoff, in den Strukturmaterialien und im Kühlmittel bekannt sein.

Des weiteren sind die auftretenden Belastungen festzustellen. Sie lassen sich prinzipiell in mechanische und thermische Belastungen unterteilen. Die mechanischen Belastungen werden vorwiegend durch den hydrostatischen Druck des Kühlmittels und den über die entstehenden Spaltprodukte erzeugten Druckaufbau in den Brennelementringen erzeugt. Der eingesetzte flüssige Brennstoff ermöglicht einen kontinuierlichen Abzug der entstehenden Spaltprodukte und ermöglicht es somit diesen Druckaufbau zu minimieren. Die Belastungen aufgrund des hydrostatischen Drucks ergeben sich aus der Druckdifferenz zwischen Brennstoff und Kühlmittel. Da der flüssige Brennstoff und das Kühlmittel nahezu identische Dichten haben, kann davon ausgegangen werden, dass die Belastungen durch hydrostatischen Druck während des Betriebs von untergeordneter Bedeutung sind. Außerdem sind Belastungen durch strömungsinduzierte Schwingungen nicht auszuschließen. Diese sollen jedoch im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht näher untersucht werden. Damit müssen insbesondere die thermischen Belastungen in der Brennelementstruktur analysiert werden.

Mit einer wärmetechnischen Untersuchung der Brennelemente können sowohl die Temperaturverteilung als auch die auftretenden Wärmeströme ermittelt werden. Über Letztere können die zu erwartenden thermischen Belastungen berechnet werden. Wie dieser Zusammenhang für die Brennelementstruktur zu verstehen ist, wird im folgenden Abschnitt verdeutlicht.

4.1 Einflussfaktoren auf die thermischen Belastungen im Brennelement

Die in den Brennelementen erzeugte thermische Leistung wird mittels erzwungener Konvektion an das Primärkühlmittel abgeführt. Dafür wird das Primärkühlmittel über die Zulaufverteilerplatte den einzelnen Kühlkanälen eines Brennelementes zugeführt und heizt sich auf. Da das Temperaturniveau im Brennelement von der Temperatur des Kühlmittels bestimmt wird, muss zunächst der Temperaturverlauf im Kühlmittel bekannt sein. Für die Ermittlung des Kühlmitteltemperaturverlaufes wird wie folgt vorgegangen:

Über die erzeugte Leistung kann mittels einer Energiebilanz der je Brennelement benötigte Kühlmittelmassenstrom $\dot{m}_{KM, BE}$ gemäß folgendem Zusammenhang

$$\dot{m}_{KM, BE} = \frac{\sum_{n=1}^6 P_{th, Ring\ n}}{c_{p, KM} \cdot \Delta T_{KM}} \quad (4.1)$$

mit: $P_{th, Ring}$ = thermische Leistung im Brennstoffring in MW; $c_{p, KM}$ = spezifische Wärmekapazität des Kühlmittels (siehe Tabelle 3.3) und ΔT_{KM} = Aufheizspanne des Kühlmittels in K.

ermittelt werden. Durch die Begrenzung der maximalen Temperaturdifferenz auf 150 K im Primärkreislauf aus Korrosionsgründen (siehe Kapitel 3.3.3) kann darüber der minimal benötigte Kühlmittelmassenstrom berechnet werden. Da auch die Kühlmittelgeschwindigkeit im Primärkreislauf Einfluss auf die Korrosion hat, sind minimale Strömungsgeschwindigkeiten anzustreben. Um diese einzustellen, muss der Massenstrom minimiert werden.

Analog zu den Betrachtungen für ein komplettes Brennelement kann die Berechnung der benötigten Kühlmassenströme für die einzelnen Brennstoffringe erfolgen. Hier muss berücksichtigt werden, dass jeder Brennstoffring von beiden Seiten gekühlt wird und wegen der Hohlzylindergeometrie unterschiedliche Anteile der erzeugten Leistung an den beiden Seiten abgeführt werden. Allerdings ist diese Differenz aufgrund der vergleichsweise kleinen Unterschiede der Krümmungsradien der wärmeübertragenden Flächen (Innenseite/Außenseite) eines Brennstoffringes gering. Für weitere Betrachtungen wird daher zunächst davon ausgegangen, dass die in einem Brennelementring erzeugte Leistung jeweils zu gleichen Teilen von den angrenzenden Kühlkanälen abgeführt wird. Über den so ermittelten Kühlmittelmassenstrom pro Kühlkanal kann dann der axiale, gemittelte Temperaturverlauf $T_{KM}(z)$ des Kühlmittels für jeden Kühlkanal berechnet werden. Bei vorgegebener Kühlmiteleintrittstemperatur gilt für den Temperaturverlauf im Kühlmittel die folgende Beziehung:

$$T_{KM}(z) = T_{KM, ein} + \int_{z=0}^z \frac{2 \cdot \pi \cdot r_m \cdot s}{c_p \cdot \dot{m}} \cdot \dot{q}'''(z) dz \quad (4.2)$$

mit: $T_{KM, ein}$ = Kühlmiteleintrittstemperatur in K; r_m = mittlerer Radius des Brennstoffringes in m; s = Dicke des Brennstoffringes in m und $\dot{q}'''(z)$ = Leistungsdichte in W/m³.

Abbildung 4.1 verdeutlicht diesen Zusammenhang. Für den dargestellten axialen Verlauf der Leistungsdichteverteilung (hier exemplarisch angegeben für Brennstoffring 1) ergibt sich der skizzierte Temperaturverlauf im Kühlmittel.

Da der Verlauf der Kühlmitteltemperatur das Niveau aller weiteren Temperaturen bestimmt, stellt sich in Abhängigkeit von den Wärmeübertragungsmechanismen in Kühlmittel, Wand und Brennstoff ein Temperaturverlauf im Brennstoffring ein. Abbildung 4.2 zeigt den prinzipiell zu erwartenden radialen Temperaturverlauf über einen Brennstoffring exemplarisch für den inneren Ring eines Brennelementes.

Auf Basis der Wärmeübertragungseigenschaften in der Wand (Wärmeleitung, λ_{Wand}) und von der Aussenwand an das Kühlmittel (erzwungene Konvektion, α_a) kann eine Temperaturdifferenz zwischen dem Kühlmittel und der Wandinnentemperatur ermittelt werden.

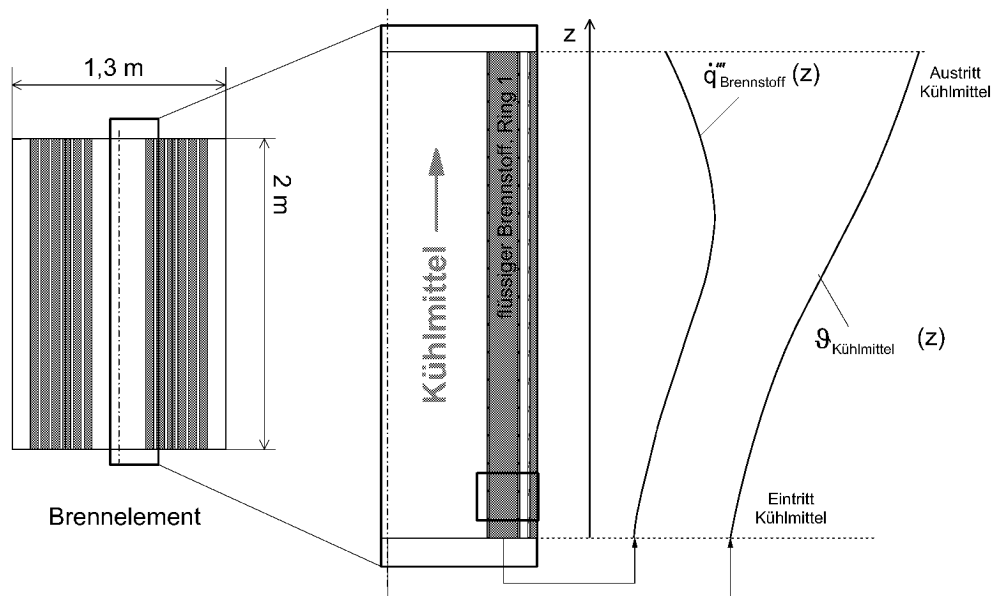


Abbildung 4.1: Zusammenhang zwischen axialer Leistungsdichteverteilung und dem gemittelten Temperaturverlauf im Kühlmittel, dargestellt für den inneren Kühlkanal eines Brennelements

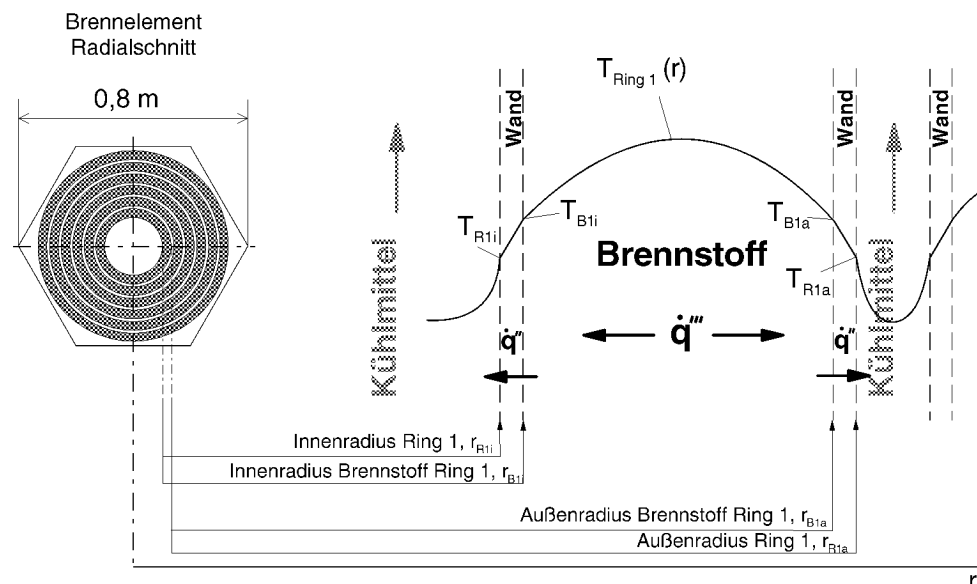


Abbildung 4.2: Prinzipskizze des radialen Temperaturverlaufes über einen Brennstoffring, dargestellt für den inneren Ring eines Brennelementes

Maßgebend für die auftretenden thermischen Spannungen, und damit für die thermische Belastung des Brennelementes, ist der Temperaturgradient in der Wand. Dieser stellt sich in Abhängigkeit von der über die Wand abzuleitenden Wärmestromdichte ein. Dominieren im Brennstoff die Wärmeübertragungseigenschaften in radialer Richtung, kann die Wärmestromdichte $q''(z)$ an der Innenseite der Wand mit dem in Gleichung 4.3 angegebenen Zusammenhang

berechnet werden:

$$\dot{q}_{Wand,innen}''(z) = \frac{\dot{q}'''(z) \cdot s}{2}. \quad (4.3)$$

Ist die Wärmestromdichte bekannt, kann der Temperaturgradient in der Wand eines Brennelementtringes über das Fourier'sche Gesetz, hier angewendet für Zylinderkoordinaten, mit der Wärmeleitfähigkeit des hier verwendeten Stahls EP823 ermittelt werden.

Durch die Temperaturdifferenz zwischen Wandaussen- und Wandinnenseite dehnt sich der Werkstoff unterschiedlich stark aus. Eine Druckspannung entsteht auf der Seite mit hoher Temperatur, und entsprechend stellt sich auf der Seite mit niedriger Temperatur eine Zugspannung ein. Über den Wärmeausdehnungskoeffizienten kann die Höhe der Dehnung in Abhängigkeit von der Temperaturdifferenz ermittelt werden. Wird außerdem das Hooke'sche Gesetz für den ebenen Spannungszustand angewandt, können die entstehenden Spannungen in der Wand σ_{Wand} mit Gleichung 4.4 ermittelt werden. Diese Gleichung wird exemplarisch für die innere Wand des ersten Brennstofftringes angegeben. Die verwendeten Bezeichnungen für die Abmessungen sind in Abbildung 4.2 angegeben.

$$\sigma_{Wand} = \frac{\alpha_{Stahl} \cdot E}{2(1-\nu)} \underbrace{\dot{q}_{B1i}'' \frac{r_{B1i} \cdot \ln\left(\frac{r_{B1i}}{r_{R1i}}\right)}{\lambda}}_{\Delta T_{Wand}} \quad (4.4)$$

mit: α_{Stahl} = Wärmeausdehnungskoeffizient von EP823 in K^{-1} ; E = Elastizitätsmodul von EP823 in MPa; ν = Querkontraktionszahl; λ = Wärmeleitfähigkeit von EP823 in $W/(m \cdot K)$; ΔT_{Wand} = Temperaturdifferenz über die Wand in K.

Gleichung 4.3 und 4.4 verdeutlichen den direkten Zusammenhang zwischen der im Brennstoffring erzeugten Leistung, der Dicke des Brennstofftringes und den daraus entstehenden Spannungen in der Wand. Die auftretenden Spannungen sind sog. sekundäre Spannungen. Sie können durch plastisches Kriechen bei hohen Temperaturen abgebaut werden. Damit kann hinsichtlich der Langzeitbeständigkeit von geringeren Spannungen ausgegangen werden, jedoch muss der Werkstoff zunächst den Belastungen Stand halten können. Damit müssen hinsichtlich der weiteren Analysen die folgenden Fragen beantwortet werden:

- Welche Temperaturen treten in der Wand auf?
→ Die Belastbarkeit des Stahls ist temperaturabhängig. Ist bekannt, welchen Temperaturen der Werkstoff ausgesetzt ist, kann der entsprechende Festigkeitswert (siehe Tabelle C.2) ausgewählt werden.
- Welche Wärmeströme müssen an diesen Stellen über die Wand abgeführt werden?
→ Sie geben Auskunft über die Größe der auftretenden thermischen Spannungen.
- Welche Temperaturen sind im Brennstoff zu erwarten?
→ Hier muss gewährleistet werden, dass die Siedetemperatur des Brennstoffes Pb-Bi von 1670° nicht überschritten wird (siehe Tabelle 3.3, Seite 26).
- Welche Geschwindigkeiten sind im Kühlmittel notwendig?
→ Wesentlich höhere Geschwindigkeiten als 2 m/s sollen aus Korrosionsgründen nicht überschritten werden.

Um diese Untersuchungen durchführen zu können, haben die in diesem Abschnitt aufgezeigten Betrachtungen verdeutlicht, dass neben den bereits vorgestellten Abmessungen für die Brennelemente die Leistungsverteilung im Blanket bekannt sein muss. Sie ergibt sich aus einer neutronenphysikalischen Auslegung, die bereits von Tittelbach für das hier betrachtete Blanketkonzept durchgeführt worden ist /Tit02/.

4.2 Leistungsverteilung im Blanket

Im Blanket werden insgesamt 500 MW an thermischer Leistung im Blanket erzeugt. Um einen Überblick über das Blanket zu erhalten, wird zunächst die zonengemittelte Leistungsverteilung (siehe Abbildung 3.6) angegeben. Im weiteren Verlauf wird dann auf Heterogenitäten der Leistungsdichteverteilung innerhalb eines Brennelementes eingegangen.

4.2.1 Vergleich der Zonen im Blanket

Durch eine Vielzahl von Einflüssen aus neutronenphysikalischer Sicht stellt sich im Blanket eine radiale Leistungsdichteverteilung ein. Tabelle 4.1 zeigt die Verteilung der Gesamtleistung auf die unterschiedlichen Zonen, die von den jeweiligen Brennelementen in einer Zone erzeugte thermische Leistung und ihre Leistungsdichte. Alle Angaben sind als über alle Brennelemente der entsprechenden Zone gemittelte Werte zu verstehen.

Tabelle 4.1: Leistungsverteilung des Blankets, aufgelistet für die Brennelemente der einzelnen Zonen /Tit02/

Bereich		Zone			Blanket
		1 (innen)	2 (mitte)	3 (außen)	
Anzahl der Brennelemente	–	6	12	18	36
Brennstoffvolumen	m ³	2,92	5,83	8,74	17,5
Leistung	MW	151,81	189,16	159,28	500,25
Leistung je BE	MW	25,30	15,76	8,85	13,90
Leistungsdichte je BE	MW/m ³	52,09	32,45	18,22	28,61
Peak-Faktor Blanket ¹	–	1,82	1,13	0,64	1
Neutronenfluss	1/(cm ² ·s)	2,55·10 ¹⁵	1,61·10 ¹⁵	8,52·10 ¹⁴	–

¹Peak-Faktor Blanket $\hat{=}$ Leistungsdichte je BE einer Zone / Leistungsdichte Blanket

Tabelle 4.1 zeigt, dass im Blanket eine stark ausgeprägte Heterogenität zwischen den drei Brennelementzonen vorliegt. Die Brennelemente der ersten Zone erzeugen mit einer gemittelten Leistung von 25,3 MW je Brennelement fast das Dreifache der Brennelemente der dritten Zone. Durch die identische Geometrie der Brennelemente ergibt sich die gleiche Verteilung für die

Leistungsdichte in den Brennelementen. Der Unterschied in den Leistungen spiegelt sich im angegebenen Peak-Faktor, dem Quotienten aus der gemittelten Leistungsdichte einer Zone und der über das gesamte Blanket gemittelten Leistungsdichte, wieder.

4.2.2 Vergleich der Brennelemente

Auch die Leistungsdichteverteilung der *Brennelemente einer Zone* sowie die Leistungsdichteverteilung der *Brennelementringe eines Brennelementes* unterscheiden sich voneinander. Signifikante Unterschiede zwischen den Brennelementen treten vor allem zwischen den unterschiedlichen Zonen auf. Deswegen wird eine detaillierte Aufschlüsselung der Leistungsdichteverteilung jeweils exemplarisch für eine Zone angegeben. Für Zone 1 wird das Brennelement 1, für Zone 2 das Brennelement 18 und für Zone 3 das Brennelement 35 betrachtet. Ihre Position innerhalb des Blankets ist in Abbildung 4.3 dargestellt.

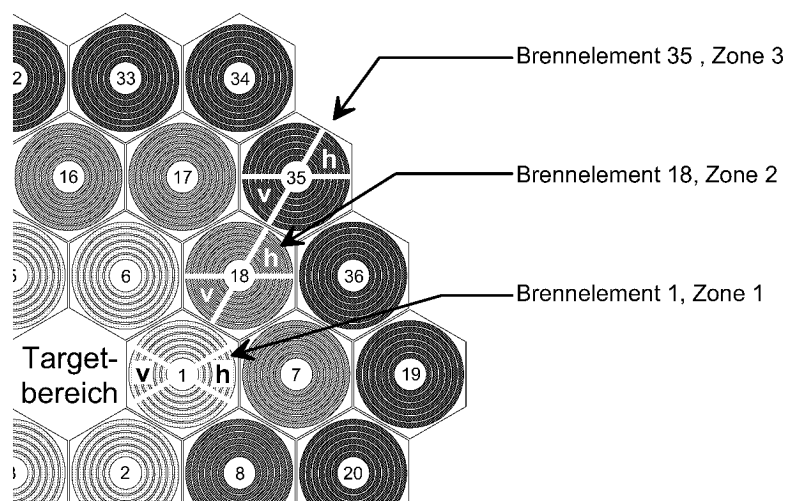


Abbildung 4.3: Ausschnitt des auf Seite 24 abgebildeten Blankets mit der Position der betrachteten Brennelemente je Zone incl. Kennzeichnung der näher betrachteten Ringsegmente

Um die Leistungsdichteverteilung innerhalb einzelner Brennstoffringe zu verdeutlichen, werden die Brennelementringe in einzelne Segmente unterteilt. Die in Abbildung 4.3 mit einem „v“ bzw. in den Tabellen 4.2 – 4.4 als „vorn“ gekennzeichneten Segmente beschreiben den Bereich eines Brennstoffringes, der dem Targetbereich zugewandt ist. Der abgewandte Bereich wird mit einem „h“, bzw. mit „hinten“ gekennzeichnet.

Die in den Tabellen 4.2 – 4.4 aufgelisteten Werte für die Leistungsdichte zeigen eine ausgeprägte Heterogenität. Die Peak-Faktoren der einzelnen Brennstoffringe verdeutlichen, dass insbesondere zwischen der „vorderen“ und der „hinteren“ Seite eines Brennstoffringes starke Unterschiede in der Leistungsdichte auftreten. Maximale Unterschiede treten dabei im äußeren Ring von Brennelement 1 auf.

Durch neutronenphysikalische Vorgänge (wie z.B. Ausfluss von Neutronen in axialer Richtung)

Tabelle 4.2: Azimutale Leistungsverteilung des Brennelementes 1, exemplarisch dargestellt für die Brennelemente der Zone 1 /Tit02/

Bereich			Brennstoffringe						BE 1
			1	2	3	4	5	6	
Volumen	$10^{-2} \cdot \text{m}^3$		4,37	5,86	7,35	8,84	10,30	11,80	48,52
Leistung	MW		2,15	2,90	3,66	4,42	5,18	6,02	24,33
Leistungs- dichte	MW/m^3	gesamt	49,13	49,50	49,79	50,02	50,14	50,93	49,92
		vorn	56,69	56,99	58,39	62,91	66,87	71,92	62,30
		hinten	49,84	49,24	45,56	43,37	42,45	42,40	45,48
Peak-Faktor BE 1 ¹	–	gesamt	0,98	0,99	0,99	1,00	1,00	1,02	1,00
		vorn	1,15	1,15	1,17	1,26	1,33	1,41	1,25
		hinten	1,01	0,99	0,91	0,87	0,85	0,83	0,91

¹Peak-Faktor BE 1 $\hat{=}$ lokale Leistungsdichte / gemittelte Leistungsdichte des gesamten BE 1

Tabelle 4.3: Azimutale Leistungsverteilung des Brennelementes 18, exemplarisch dargestellt für die Brennelemente der Zone 2 /Tit02/

Bereich			Brennstoffringe						BE 18
			1	2	3	4	5	6	
Volumen	$10^{-2} \cdot \text{m}^3$		4,37	5,86	7,35	8,84	10,30	11,80	48,52
Leistung	MW		1,52	2,04	2,51	3,02	3,54	4,09	16,72
Leistungs- dichte	MW/m^3	gesamt	34,72	34,72	34,11	34,20	34,26	34,60	34,44
		vorn	37,89	39,23	40,61	41,50	43,45	43,81	41,08
		hinten	30,35	29,80	28,89	27,79	26,46	25,91	28,2
Peak-Faktor BE 18 ¹	–	gesamt	1,01	1,01	0,99	0,99	1,00	1,01	1,00
		vorn	1,09	1,13	1,19	1,21	1,27	1,27	1,19
		hinten	0,87	0,86	0,85	0,81	0,77	0,75	0,82

¹Peak-Faktor BE 18 $\hat{=}$ lokale Leistungsdichte / gemittelte Leistungsdichte des gesamten BE 18

wird auch eine starke Heterogenität in axialer Richtung verursacht. Dabei werden Höhe und Lage des Maximums durch die Position der Spallationsneutronenquelle beeinflusst.

4.2.3 Axiale Leistungsverteilung

Die Analyse des axialen Leistungsdichteprofiles erfolgt für die bereits betrachteten Brennelemente 1, 18 und 35. Dabei stellt sich das ausgeprägteste Leistungsdichteprofil bei allen Brennelementen im zweiten Brennstoffring (Ring 2) von innen ein. Zur Verdeutlichung der zu erwartenden Leistungsdichteverteilung sind in Abbildung 4.4 die Peak-Faktoren in Abhängigkeit von der Brennelementhöhe dargestellt. Ihre Verläufe zeigen eine Abweichung von 24% (BE 1), 26% (BE 18) und 20% (BE 35) von der gemittelten Leistung des betrachteten Brennstoffringes. Da-

Tabelle 4.4: Azimutale Leistungsverteilung des Brennelementes 35, exemplarisch dargestellt für die Brennelemente der Zone 3 /Tit02/

Bereich			Brennstoffringe						BE 35
			1	2	3	4	5	6	
Volumen	$10^{-2} \cdot \text{m}^3$		4,37	5,86	7,35	8,84	10,30	11,80	48,52
Leistung	MW		0,85	1,15	1,44	1,73	2,07	2,39	9,63
Leistungs- dichte	MW/m^3	gesamt	19,52	19,67	19,59	19,53	20,00	20,21	19,75
		vorn	21,05	22,87	22,93	24,49	25,07	26,57	23,83
		hinten	18,09	18,08	17,09	15,75	16,71	17,47	17,20
Peak-Faktor BE 35 ¹	—	gesamt	0,98	0,99	0,99	0,99	1,01	1,02	1,00
		vorn	1,08	1,16	1,17	1,25	1,25	1,31	1,21
		hinten	0,93	0,92	0,87	0,81	0,84	0,86	0,87

¹Peak-Faktor BE 35 $\hat{=}$ lokale Leistungsdichte / gemittelte Leistungsdichte des gesamten BE 35

mit wird deutlich, dass in axialer Richtung ein Leistungsdichteprofil bei weiteren Berechnungen berücksichtigt werden muss.

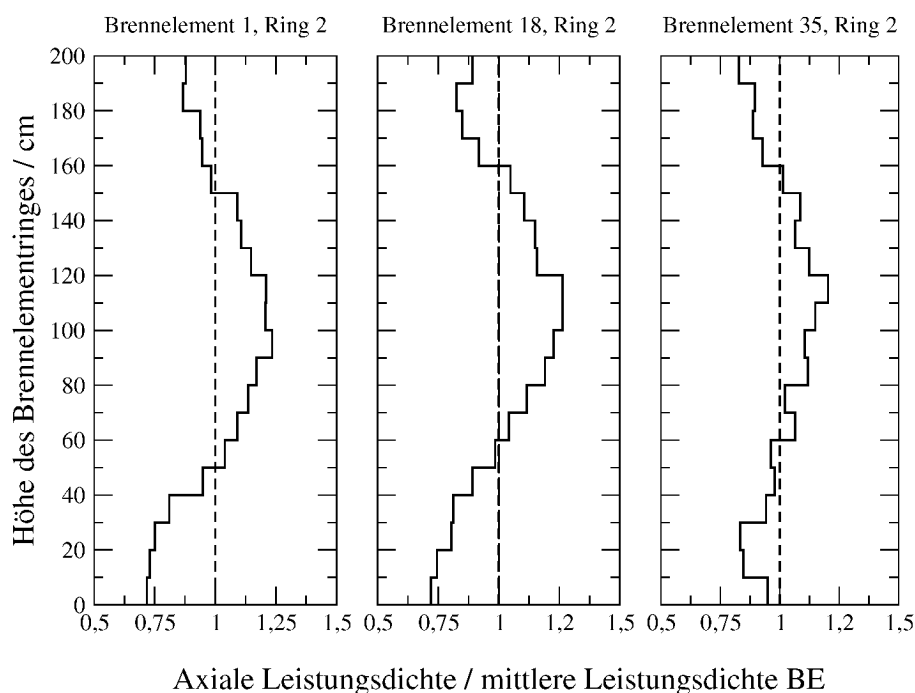


Abbildung 4.4: Axiale Leistungsdichteprofile der Brennelemente 1, 18 und 35, angegeben für den zweiten Brennstoffring

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass starke Heterogenitäten in axialer und radialer Richtung innerhalb des Blankets entstehen. Für eine sicherheitstechnische Betrachtung soll der Fall höchster zu erwartender Belastung analysiert werden. Entsprechend sind das für ra-

diale Betrachtungen die Brennelemente der Zone 1, die maximale Leistungsdichten von bis zu 72 MW/m^3 bei Peak-Faktoren für BE 1 (siehe Tabelle 4.2) von bis zu 1,41 aufweisen. Für die axiale Leistungsdichteverteilung treten Peak-Faktoren von bis zu 1,26 (siehe Abbildung 4.4) bei Brennelement 18 der zweiten Zone auf. Deswegen wird für die weiteren Analysen die Struktur der Brennstoffringe mit der azimuthalen Leistungsdichteverteilung von Ring 6 des Brennelementes 1 und dem axialen Leistungsdichteprofil des Ringes 2 in Brennelement 18 belastet.

Die in Abschnitt 4.1 erläuterten Zusammenhänge haben den Einfluss des flüssigen Brennstoffes auf eine wärmetechnische Betrachtung zunächst nicht dargestellt. Auf diesen Einfluss wird im folgenden Abschnitt eingegangen.

4.3 Einfluss des flüssigen Brennstoffs auf wärmetechnische Betrachtungen

Die Betrachtungen zur Einschätzung des Temperaturverlaufes über das Brennelement in Abschnitt 4.1 sind davon ausgegangen, dass die Wärmetransportmechanismen in radialer Richtung dominieren. Mit dieser Annahme ergibt sich der in Gleichung 4.3 dargestellte proportionale Zusammenhang zwischen der Leistungsdichte und der über die Brennstoffringwände abzuleitenden Wärmestromdichte. Sie ist zulässig, wenn es sich bei dem flüssigen Brennstoff um eine ruhende Flüssigkeitssäule handelt. Die Ermittlung der Temperaturverteilung unter dieser stark vereinfachten Modellbetrachtung wird in Abschnitt 4.3.1 zunächst vorgestellt um eine Vergleichsbasis zu liefern. Es ist jedoch davon auszugehen, dass sich in den Brennstoffringen eine Naturkonvektionsströmung ausbildet. Ihr Einfluss auf den Wärmetransport im Brennstoff wird in den Abschnitten 4.3.1 bis 4.3.5 untersucht. Damit können die Zulässigkeit einer vereinfachenden Betrachtung überprüft und gegebenenfalls für weitere Analysen sinnvolle Vereinfachungen getroffen werden.

4.3.1 Wärmeübertragungsmechanismen in einem Fluid mit innerer Wärmequelle

Für die vereinfachte Darstellung des Brennstoffringes kann dieser als abgeschlossener Raum angesehen werden, in dem sich eine freie, zirkulierende Konvektionsströmung aufgrund der durch den Temperaturgradienten (siehe Abbildung 4.2) verursachten Dichteunterschiede im Brennstoff einstellen wird. Durch diese Strömung wird der Wärmeübergang an die Wand verbessert.

Um diesen Einfluss zu berücksichtigen, kann in einem *einfachen Modell* (eindimensionale Betrachtung in radialer Richtung) zunächst der Brennstoff als eine ruhende Flüssigkeitssäule angenommen werden und der konvektive Wärmeübergang vereinfachend über die Erhöhung der Wärmeleitfähigkeit erfolgen. Überlegungen von Lypsch haben mit einer eindimensionalen Simulation der Transportmechanismen für Masse, Impuls und Energie über den Prandtl'schen Mischungswegansatz gezeigt, dass bei einer solchen Modellvorstellung mit einer Verdopplung der Wärmeleitfähigkeit zu rechnen ist [Lyp96].

Postuliert man diesen Fall, so ändert sich hinsichtlich der Dominanz der radialen Wärmeübertragungsmechanismen nichts. Im Gegenteil, die Erhöhung der radialen Wärmeleitung begünstigt

den Wärmefluss in radialer Richtung. Vor allem aber wird über die verbesserte Wärmeabfuhr die zentrale Brennstofftemperatur verringert. Vor diesem Hintergrund kann dann entsprechend dem Fourier'schen Gesetz bei vorgegebener Leistungsdichte der Temperaturverlauf im Brennstoff berechnet werden. Die Kühlmitteltemperatur, die hierbei das Temperaturniveau bestimmt, wird für die folgende Berechnung für beide angrenzenden Kühlkanäle als identisch angenommen. Die verwendete Leistungsdichte $\dot{q}'''$ von 30 MW/m^3 orientiert sich an der gemittelten Leistungsdichte des Blankets mit $28,61 \text{ MW/m}^3$ (siehe Tabelle 4.1). Damit kann die Berechnung des Temperaturverlaufes im Brennstoff mit der folgenden Polynomfunktion zweiter Ordnung unter Berücksichtigung der angegebenen Randbedingungen ermittelt werden:

$$T(r) = T_{KM} + \frac{\dot{q}'''}{2} \left(\frac{r_{B1a} - r_{B1i}}{\alpha} + \frac{1}{2\lambda} \cdot \left(r_{B1i}^2 - r^2 + \frac{(r_{B1i}^2 - r_{B1a}^2) \cdot \ln\left(\frac{r_{B1i}}{r}\right)}{\ln\left(\frac{r_{B1a}}{r_{B1i}}\right)} \right) \right) \quad (4.5)$$

mit: T_{KM} = Kühlmitteltemperatur (600°C); α = Wärmeübergangskoeffizient von der Aussenwand an das Kühlmittel ($10 \text{ kW}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$); λ = Wärmeleitfähigkeit des Brennstoffes ($14,5 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$); r_{B1i} = Innenradius des betrachteten Brennstoffringes 1 ($0,101 \text{ m}$); r_{B1a} = Außenradius des betrachteten Brennstoffringes 1 ($0,131 \text{ m}$).

Die Temperaturverläufe im Brennstoff sind in Abbildung 4.5 unter Annahme der einfachen und der doppelten Wärmeleitfähigkeit dargestellt. Durch die unterschiedlichen Wärmeübertragungsflächen an den beiden Seiten ist sie nicht symmetrisch. Ihr Scheitelpunkt ist vielmehr leicht in Richtung des kleineren Radius, also zur Innenseite des Brennstoffringes hin, verschoben. Dadurch stellt sich auch an der Seite der kleineren Wärmeübertragungsfläche (bei $r=r_{B1i}$) ein stärkerer Temperaturgradient ein. Entsprechend dem Verhältnis der Radien mit r_{B1i}/r_{B1a} kann an der Innenseite weniger Wärme abgeführt werden. Dieses Verhältnis kann über die Kühlmitteltemperatur beeinflusst werden. Die über die Wände abzuführende Wärmestromdichte ist entsprechend Gleichung 4.3 direkt proportional zur erzeugten Leistungsdichte. Bei der betrachteten Leistungsdichte von 30 MW/m^3 stellt sich eine Wärmestromdichte von $0,45 \text{ MW/m}^2$ an beiden Seiten ein.

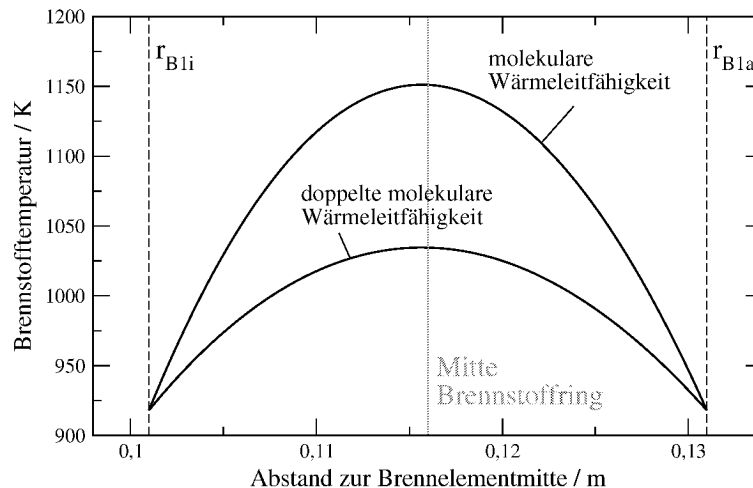


Abbildung 4.5: Temperaturverlauf im Brennstoff unter den in Gleichung 4.5 angegebenen Randbedingungen. Angaben für die vereinfachte Annahme einer stehenden Flüssigkeitssäule für die einfache und doppelte molekulare Wärmeleitfähigkeit im Brennstoff

Bei dieser eindimensionalen Betrachtung wird jedoch nicht berücksichtigt, dass neben den Wärmetransporteigenschaften in radialer Richtung ein zusätzlicher Wärmetransport infolge der Auftriebsströmung in axialer Richtung entsteht. Dieser Effekt kann zu einer sukzessiven Aufheizung im Zentrum der Auftriebsströmung und damit zu Temperaturspitzen am oberen Umkehrpunkt der Naturkonvektionsströmung führen.

Dieser Mechanismus ist von den radialen Wärmetransporteigenschaften abhängig. Denn je schlechter die Wärmeenergie in radialer Richtung abgeführt werden kann, desto höher ist der radiale Temperaturgradient. Damit erhöhen sich die Dichteunterschiede und die Auftriebskräfte im Brennstoffring. Letztere verstärken die sich einstellende Auftriebsströmung. Anhand einer einfachen Energiebilanz um ein Kontrollvolumen im Brennstoff werden die dabei relevanten Wärmeströme in Abbildung 4.6 dargestellt. Wenn gilt:

$$\dot{q}''' \cdot dV(z) = \dot{q}'' \cdot 2\pi (r_{B1i} + r_{B1a}) dz \quad (4.6)$$

wird die im Brennstoff erzeugte Wärmeleistung ausschließlich radial abgeleitet. Ist das nicht der Fall, heizt sich die Auftriebsströmung entsprechend des nicht abgeführten Anteils der erzeugten Wärme solange auf, bis über eine Erhöhung der maximalen Brennstofftemperatur und damit des radialen Temperaturgradienten, Gleichung 4.6 wieder erfüllt wird.

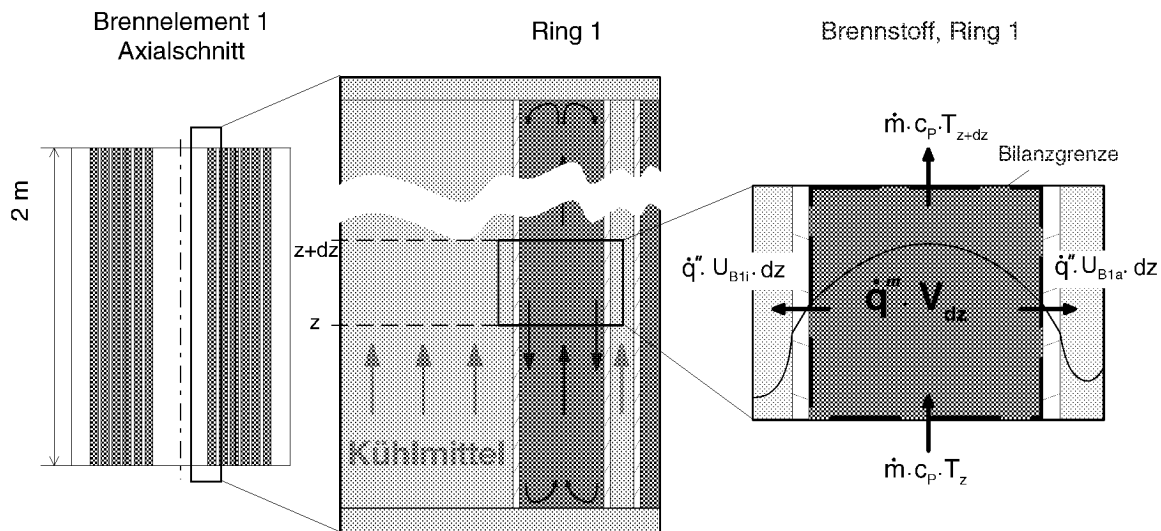


Abbildung 4.6: Skizze der zu erwartenden Strömungsverhältnisse im flüssigen Brennstoff eines Brennstoffringes und der Energieströme im flüssigen Brennstoff anhand einer Energiebilanz um das dargestellte Kontrollvolumen

Hinsichtlich einer sicherheitstechnischen Betrachtung muss sichergestellt werden, dass die auf Seite 42 aufgeführten Randbedingungen eingehalten werden. Hier muss insbesondere bestimmt werden, inwieweit mit einer Erhöhung der über die Wände abzuführenden Wärmestromdichte zu rechnen ist. Dabei vernachlässigt eine eindimensionale Betrachtung den Aufheizvorgang in der Brennstoffmitte durch die Auftriebsströmung und gibt nur Auskunft über den Zustand bei Erfüllung von Gleichung 4.6. Mit einer Simulation der Naturkonvektionsvorgänge im Brennstoff kann dessen gesamte Temperaturverteilung ermittelt werden.

Ein weiterer Punkt, der beachtet werden muss, ist die Korrosion durch den Brennstoff. Durch Pb-Bi als Trägermaterial für den Brennstoff muss auch an den Stellen der Struktur, die mit dem Brennstoff in Berührung kommen, der Korrosionsangriff beherrschbar bleiben. Das gilt in diesem Fall für die Innenwände der Brennstoffringe. Prinzipiell kann nicht ausgeschlossen werden, dass durch die Lösung des Brennstoffes, der aus Plutonium-, Americium-, Curium- und Uran-Isotopen besteht, der Korrosionsangriff maßgeblich beeinflusst wird. Aufgrund fehlender experimenteller Untersuchungen kann jedoch weder eine Aussage bzgl. eine Verstärkung noch eine Abschwächung des Korrosionsangriffes getroffen werden. Ausgehend von dem dominierenden Mechanismus des Korrosionsangriffes von Pb-Bi, der Lösung der Legierungsbestandteile des Strukturwerkstoffes in Pb-Bi, kann jedoch eine Einschätzung des Einflusses über die Elektronegativitäten der einzelnen Metalle durchgeführt werden. So lösen sich Metalle geringerer Elektronegativität in solchen mit einer höheren. Blei hat eine Elektronegativität von 1,8 und Wismuth eine von 1,9. Folglich können in Wismuth mehr Metalle gelöst werden, was durch die höhere Korrosivität von Bi bestätigt wird. Durch den Zusatz von Blei wird die Korrosivität von reinem Wismuth vermindert, was wiederum untermauert, dass die Korrosionswirkung eines Gemisches zwischen denen der einzelnen, reinen Bestandteile liegt. Vor diesem Hintergrund müsste sich der Zusatz von Metallen mit einer geringeren Negativität wie Plutonium (1,3), Americium (1,3), Curium (1,3) und Uran (1,7) hemmend auf die Lösung einzelner Legierungsbestandteile der Struktur in der Schmelze auswirken. Fraglich bleibt jedoch ihr Einfluss auf die Bildung einer inhibierenden Oxidschicht. Außerdem ist auch nicht auszuschließen, dass sie hinsichtlich der Lösung und auch hinsichtlich der Oxidschichtbildung einen katalytischen Effekt haben könnten. Diese Fragen können an dieser Stelle nicht beantwortet werden und müssen mit geeigneten Experimenten untersucht werden. Deswegen wird für die weiteren Untersuchungen davon ausgegangen, dass der gelöste Brennstoff keinen Einfluss auf die Korrosion des Trägerwerkstoffes Pb-Bi hat.

Mit einer Simulation der Naturkonvektion im Brennstoff kann hierbei die Geschwindigkeitsverteilung im Brennstoff bestimmt werden und darüber eingeschätzt werden, ob mit einer verstärkten Korrosion der Brennstoffringwände durch hohe Strömungsgeschwindigkeiten zu rechnen ist. Deswegen wird zusätzlich zu den auf Seite 42 aufgelisteten Punkten untersucht, :

- welche maximalen Brennstoffgeschwindigkeiten auftreten.
→ Analog zu den Randbedingungen für das Kühlmittel sollen 2 m/s nicht signifikant überschritten werden.

4.3.2 Simulation der Naturkonvektionsströmung im Brennstoff

Bei einer Strömungssimulation ist zunächst prinzipiell zu klären, ob es sich um eine laminare oder turbulente Strömung handelt. Bei der hier zu betrachtenden Naturkonvektionsströmung gibt die Grashof-Zahl Auskunft über den Strömungszustand $/Re_{02}/$. Ihre Ermittlung kann unter der Voraussetzung einer in axialer Richtung konstanten Wärmestromdichte über der Wand erfolgen. Diese Annahme soll zwar über die Strömungssimulation erst überprüft werden, reicht jedoch für eine Einschätzung des Strömungszustandes an dieser Stelle aus. Außerdem wird bei der Berechnung von Naturkonvektionsströmungen eine lineare Temperaturabhängigkeit der Dichte vorausgesetzt. Damit kann der volumetrische Ausdehnungskoeffizient β zu $1,41 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ ermittelt werden (siehe Gleichung A.5).

Die Temperaturabhängigkeit der relevanten Stoffgrößen von Blei, Pb-Bi und Wismuth sind im Anhang in den Abbildungen C.1 bis C.4 angegeben. Die hier dargestellte Abhängigkeit der Dichte von der Temperatur verdeutlicht die Zulässigkeit der hier getroffenen Annahme linearer Abhängigkeit. Die weiteren Stoffwerte zur Berechnung der Grashof-Zahl werden für eine Temperatur von 600°C eingesetzt. Sie berechnet sich zu $\text{Gr} = 2,2 \cdot 10^9$ (siehe Gleichung A.6). Mit diesem Wert kann anhand empirisch ermittelter Werte für die vorgegebene Geometrie festgestellt werden, welchen Zustand die Strömung hat.

Hinsichtlich der hier vorliegenden Rotationssymmetrie der Brennstoffringe und dem vergleichsweise kleinen Unterschied der Krümmungsradien zwischen Außen- und Innendurchmesser eines Brennstoffringes kann vereinfachend die Geometrie des Brennstoffringes als Rechteck mit einer Dicke von 3 cm ($\hat{=}$ der Brennstoffringdicke) und einer Höhe von 2 m ($\hat{=}$ der Brennstoffringhöhe) angenommen werden. Nach /Re02/ kann für geschlossene Räume ab einer Grashof-Zahl von $\text{Gr} = 2 \cdot 10^5$ von einer turbulenten Strömung ausgegangen werden. Diese Angabe gilt jedoch nur für ein Verhältnis zwischen Höhe und Breite von bis zu 42,2. Die hier vorliegende Geometrie hat ein Verhältnis von 67 und liegt damit außerhalb des Gültigkeitsbereichs. Durch die schmale Geometrie wird sich vermutlich erst bei höheren Grashof-Zahlen eine turbulente Strömung ausbilden. Letztendlich kann aufgrund fehlender empirischer Werte für die hier vorgegebene Geometrie für Flüssigmetalle jedoch keine sichere Aussage über den vorliegenden Strömungszustand getroffen werden. Angesichts des vergleichsweise hohen Wertes für die Grashof-Zahl kann jedoch davon ausgegangen werden, dass die sich einstellende Naturkonvektionsströmung zumindest über weite Bereiche turbulent sein wird. Damit kann eine vereinfachte laminare Betrachtung der Strömung nicht angewendet werden. Wie spätere Ergebnisse zeigen, kann der *turbulente* Zustand der Strömung über eine effektive Zähigkeit, die bis zu drei Größenordnungen über der molekularen Zähigkeit liegt, belegt werden.

Damit ist die turbulente Form der Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie (siehe Anhang Seite 108) zur Ermittlung der Geschwindigkeits- und Temperaturverteilung zu verwenden. Weiter ist ein Turbulenzmodell zur Schließung des Gleichungssystems erforderlich. Das für die weiteren Berechnungen in dieser Arbeit verwendete sog. Standard k - ϵ -Turbulenzmodell hat sich seit den 70er-Jahren bei der Anwendung von Strömungssimulationen etabliert und zeichnet sich durch eine hohe Verbreitung in der Simulation von technischen Strömungen aus. Das von Spalding und Launder /LS72/ entwickelte Modell löst ein Gleichungssystem bestehend aus den Reynolds-gemittelten Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie sowie den Transportgleichungen für k (turbulente kinetische Energie) und ϵ (Dissipation der turbulenten kinetischen Energie). Weiter müssen für die Lösung dieser Gleichungen Annahmen getroffen und empirisch ermittelte Konstanten verwendet werden. Eine genauere Beschreibung des verwendeten Turbulenzmodells erfolgt in Anhang A.2.2.

Hinsichtlich der hier betrachteten Naturkonvektionsströmung muss die Aussagefähigkeit des angewendeten Modells insbesondere für ein Flüssigmetall (= Fluid mit niedriger Prandtl-Zahl) untersucht werden. Das gilt einerseits für die vereinfachte Beschreibung des wandnahen Bereiches mit dem sog. logarithmischen Wandgesetz. Andererseits muss analysiert werden, inwieweit die Annahme einer konstanten Korrelation zwischen der turbulenten Impulsdiffusion und der turbulenten Wärmeleitung über die sog. turbulente Prandtl-Zahl zulässig ist.

4.3.2.1 Einfluss des Wandmodells

Turbulente Strömungen lassen sich in eine Schichtströmung im wandnahen Bereich (viskose Unterschicht) und in einen vollturbulenten Bereich unterteilen. Dabei können in der viskosen Unterschicht die turbulenten Transportmechanismen (turbulente Impulsdiffusion und turbulente Wärmeleitung) gegenüber den molekularen vernachlässigt werden (Prandtl-Analogie). Im vollturbulenten Bereich dominieren die turbulenten Transportmechanismen [Jis82]. Die Übergänge zwischen beiden Bereichen sind fließend. Entsprechend dieser Einteilung simuliert das k - ϵ -Modell den wandnahen Bereich mit einem logarithmischen Wandgesetz für die Geschwindigkeits- und daraus resultierend für die Temperaturverteilung (siehe Anhang A.2.2.2). Die Dimensionen der jeweiligen Bereiche sind strömungs- und stoffabhängig. Um einen allgemein gültigen Charakter für das Verhalten im wandnahen Bereich zu erhalten, können über die Schubspannungsgeschwindigkeit dimensionslose Werte für die Geschwindigkeit ($u \rightarrow u^+$) und den Wandabstand ($y \rightarrow y^+$) ermittelt werden (siehe Anhang A.2.2.2). Damit erfolgt die in Abbildung 4.7 exemplarisch für die Geschwindigkeitsverteilung dargestellte Einteilung des wandnahen Bereiches. Gleiches gilt für die Betrachtung der Temperatur.

Die in Abbildung 4.7 dargestellten Bereiche zeigen, dass y^+ -Werte von weniger als 5 den Bereich der viskosen Unterschicht charakterisieren. Zwischen 5 und 60 liegt ein Übergangsbereich vor, und ab $y^+ = 60$ kann von einer vollturbulenten Strömung ausgegangen werden. Das verwendete Wandgesetz zeigt gute Übereinstimmungen mit experimentell ermittelten Werten, wenn ein geeigneter Wandabstand für den wandnächsten Knoten gewählt wird. Ab diesem erfolgt dann die Strömungssimulation bis zur Wand über das Wandgesetz. Hat dieser z.B. einen y^+ -Wert kleiner als 5, so erfolgt eine Überschätzung der Werte für u^+ , entsprechend werden diese Werte unterschätzt, wenn y^+ zu große Werte annimmt. Es sei jedoch darauf hingewiesen, dass diese Zahlen nicht als absolute Grenzen anzusehen und Übergänge auch hier fließend sind [Jis82].

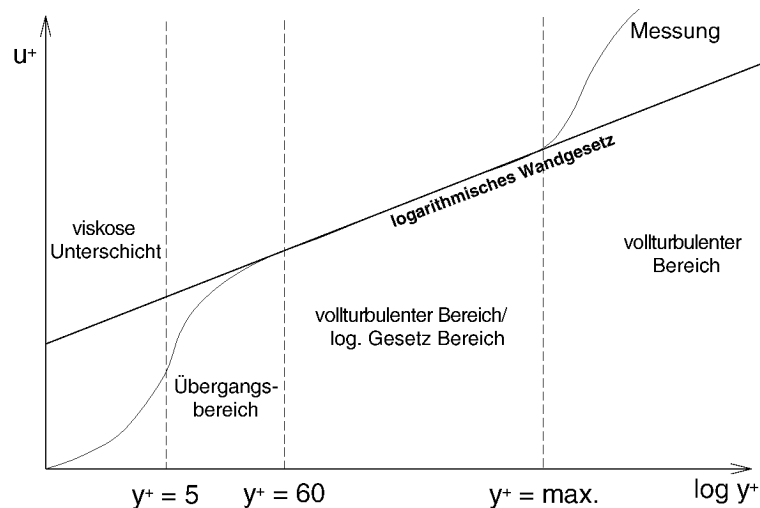


Abbildung 4.7: Unterteilung des Geschwindigkeitsverlaufes im wandnahen Bereich in Abhängigkeit von der dimensionslosen Geschwindigkeit (u^+) und des dimensionslosen Wandabstandes (y^+)

Voraussetzung für die Anwendung des Wandgesetzes ist allerdings, dass die hydraulische und die thermische Grenzschicht in etwa gleich groß sind. Dann kann über einen geeigneten Abstand des wandnahen Knotens die Gültigkeit des Wandgesetzes für die Simulation der Geschwindigkeit *und* Temperatur gewährleistet werden. Das Verhältnis zwischen den beiden Schichtdicken wird über die Prandtl-Zahl beschrieben. Ist diese gleich 1, liegen identische Grenzschichtdicken für Temperatur und Geschwindigkeit vor. Für Fluide mit sehr kleinen Prandtl-Zahlen (Flüssigmetalle) stellen sich jedoch stark unterschiedliche Profile und damit stark unterschiedliche Grenzschichtdicken ein. Hier führt die geringe Zähigkeit zu einem hohen Geschwindigkeitsgradienten im wandnahen Bereich sowie zu einer dünnen hydraulischen Grenzschicht. Die hohe molekulare Wärmeleitfähigkeit von Flüssigmetallen bewirkt einen kleinen Temperaturgradienten, der eine dickere thermische Grenzschicht verursacht.

Die in Abbildung 4.8 dargestellten Profile für die Verläufe der Geschwindigkeit und der Temperatur skizzieren den Unterschied für ein Fluid mit sehr kleiner Prandtl-Zahl und für ein Fluid mit einer Prandtl-Zahl von 1.

Somit kann ein optimaler Abstand des wandnächsten Knotens immer nur entweder für die Geschwindigkeits- oder die Temperaturverteilung gewählt werden. Das bedeutet, dass die Verwendung eines Wandgesetzes für die hydraulische *und* thermische Berechnung bei Flüssigmetallen im wandnahen Bereich zu falschen Simulationsergebnissen führen kann.

Mit sog. Low-Reynolds-Turbulenzmodellen wird auch die viskose Unterschicht aufgelöst und simuliert. Das bedeutet, dass diese Turbulenzmodelle mit y^+ -Werten im Bereich von 1 arbeiten und die Verwendung eines Wandgesetzes vermieden wird. Das verwendete Programm ANSYS bietet diese Methode jedoch nicht an. Deswegen wird hinsichtlich einer Aussagefähigkeit der ermittelten Ergebnisse in Zuge einer sicherheitstechnischen Betrachtung wie folgt vorgegangen.

Aus Korrosionsgesichtspunkten müssen die maximal auftretenden Geschwindigkeiten im Modell bekannt sein. Diese sind in der Nähe der gekühlten Wand zu erwarten. Um sicher zu sein, dass über die Verwendung des Wandgesetzes auch die Geschwindigkeitsspitzen im wandnahen Bereich erfasst werden, wird mit möglichst kleinen y^+ -Werten gearbeitet (d.h. nahe bei 5). Zusätzlich wird darauf geachtet, dass die maximale Geschwindigkeit möglichst *nicht* im wandnächsten Knoten auftritt. Durch eine entsprechend feine Netzstruktur im Wandbereich wird außerdem den

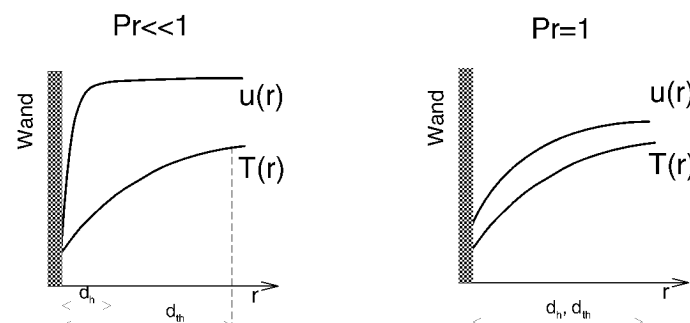


Abbildung 4.8: Temperatur- und Geschwindigkeitsverläufe in der Grenzschicht für Fluide mit unterschiedlichen Prandtl-Zahlen mit einer Verdeutlichung der hydraulischen (d_h) und der thermischen (d_{th}) Grenzschichtdicke

hohen Geschwindigkeitsgradienten Rechnung getragen. Diese hydraulischen Überlegungen bilden die Grundlage für die Wahl des y^+ -Wertes. Damit liegt der y^+ -Wert hinsichtlich thermischer Aspekte im Bereich der Grenzschicht und folglich zu nahe an der Wand. Dabei könnte durch eine zu frühe Wichtung der turbulenten Wärmeübertragungseigenschaften diese im wandnahen Bereich überschätzt werden. In Abschnitt 4.3.3 werden deswegen zusätzlich die Ergebnisse einer Vergleichsrechnung mit abweichender Vernetzung gezeigt. Dabei verdeutlicht sich, dass der Einfluss des y^+ -Wertes auf thermische Größen im Modell gering ist.

4.3.2.2 Einfluss der turbulenten Prandtl-Zahl

Am Anfang des vorangegangenen Abschnittes wurde darauf hingewiesen, dass nach der Prandtl-Analogie die turbulenten Transporteigenschaften gegenüber den molekularen im vollturbulenten Bereich dominieren. Diese Voraussetzung ist für Fluide mit einer Prandtl-Zahl $> 0,7$ gegeben und verdeutlicht sich in einem konstanten Verhältnis zwischen turbulenter Impulsdiffusion und turbulenter Wärmeleitung. Analog zu der Definition der „molekularen“ Prandtl-Zahl werden mit der „turbulenten“ Prandtl-Zahl die turbulenten Transporteigenschaften ins Verhältnis gesetzt:

$$Pr_{turb} = \frac{\eta_{turbulent} \cdot c_p}{\lambda_{turbulent}}. \quad (4.7)$$

Im Gegensatz zur molekularen Prandtl-Zahl ist die turbulente eine turbulenzabhängige Größe. Sie ist für Fluide mit molekularen Prandtl-Zahlen $> 0,7$ konstant. Je geringer jedoch diese Prandtl-Zahl eines Fluides ist, desto höher ist die Strömungsabhängigkeit der turbulenten Prandtl-Zahl. Deswegen zeigt sich bei Flüssigmetallen eine starke Sensibilität der turbulenten Prandtl-Zahl für den Turbulenzgrad. Abbildung 4.9 verdeutlicht diesen Zusammenhang für erzwungene Konvektionsströmungen. Hinsichtlich der zu betrachtenden Naturkonvektionsströmung wäre eine Korrelation für $Pr_{turb} = f(Pr, Gr)$ wünschenswert, um Aussagen über die Turbulenzabhängigkeit bei Naturkonvektionsströmungen treffen zu können. Jedoch konnten hierfür in der Literatur weder empirisch noch theoretisch ermittelte Werte gefunden werden. Die hier angegebenen Graphen können jedoch die Turbulenzabhängigkeit, wenn auch nur für erzwungene Konvektion, ausreichend verdeutlichen. Entsprechend ist hier die Reynolds-Zahl als Maß für die Turbulenz zu verstehen.

Werden die Werte von einer Quelle für unterschiedliche Reynolds-Zahlen verglichen, so ist erkennbar, dass mit steigendem Turbulenzgrad die turbulente Prandtl-Zahl sinkt. Verringert sich die turbulente Prandtl-Zahl, so steigen die turbulenten Wärmetransporteigenschaften in der Strömung an (siehe Gleichung 4.7).

Vor diesem Hintergrund muss in Abhängigkeit vom Turbulenzgrad eine **lokale** turbulente Prandtl-Zahl für die Strömungssimulation gebildet werden. Das hier verwendete Turbulenzmodell arbeitet jedoch mit einer für **das gesamte Modell** als Konstante vorgegebenen turbulenten Prandtl-Zahl. Für Flüssigmetalle werden dadurch Bereiche mit starken Turbulenzschwankungen nicht hinreichend genau abgebildet.

Bei der hier betrachteten Strömung kann jedoch durch die Geometrie der Brennstoffringe davon ausgegangen werden, dass sich in axialer Richtung ein gleichmäßiges Strömungsprofil ausbilden wird. Unter Vernachlässigung des oberen und unteren Bereiches der Brennstoffringe, in denen die

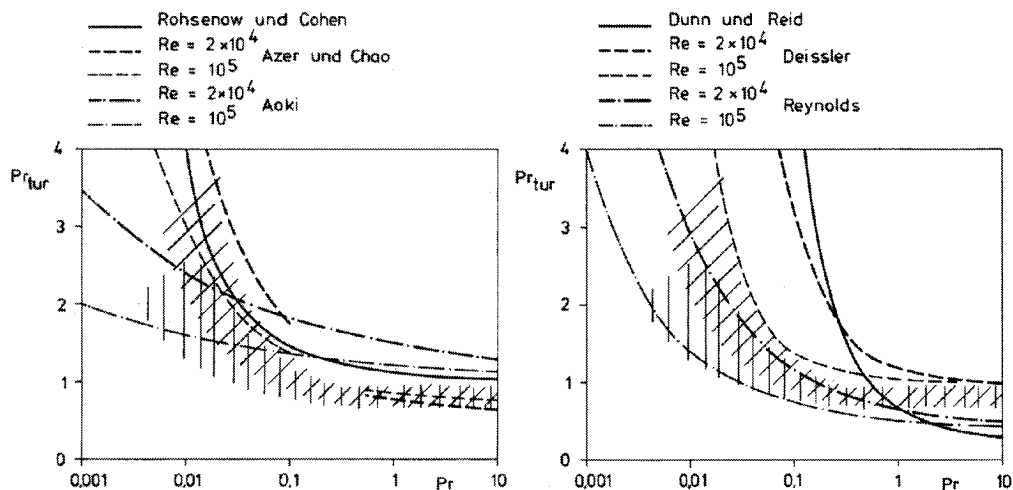


Abbildung 4.9: Abhängigkeit zwischen der molekularen (Pr) und der turbulenten (Pr_{turb}) Prandtl-Zahl bei unterschiedlichen Reynolds-Zahlen für empirisch ermittelte Werte /Jis82/

Strömung umgelenkt wird, kann der hier relevante Bereich (radiale Wärmeübertragung über die gesamte Länge des Brennstoffringes) über eine **konstante** turbulente Prandtl-Zahl hinreichend genau abgebildet werden.

Die Abbildung 4.9 zeigt allerdings die erhebliche Schwankungsbreite einzusetzender Werte für die turbulente Prandtl-Zahl und erschwert damit die Wahl eines geeigneten Wertes für die Simulation. Deswegen soll im weiteren Verlauf dieses Abschnittes zunächst aufgezeigt werden, welchen Einfluss der Wert der turbulenten Prandtl-Zahl auf die Simulationsergebnisse nimmt. Dafür wird eine Parametervariation mit den Werten $Pr_{turb} = 0,5; 1; 2; 5; 10; 20$ durchgeführt.

Da die Anzahl an Elementen des verwendeten Simulationsprogrammes limitiert und die Rechenzeit bis zur vollständigen Iteration des quasi-stationären Zustandes erheblich ist, wird die Einschätzung des Einflusses der turbulenten Prandtl-Zahl auf die Simulationsergebnisse anhand eines Modells durchgeführt. Dabei wird auch eine besonders feine Vernetzung in radialer Richtung eingesetzt, über die sehr genaue Ergebnisse im wandnahen Bereich ermittelt werden können. Damit kann zusätzlich zum Einfluss der turbulenten Prandtl-Zahl eine kritische Hinterfragung des verwendeten Turbulenzmodelles ermöglicht werden. Aufbauend auf den mit diesem Modell gewonnenen Erkenntnissen können dann Vereinfachungen getroffen werden, die für eine Simulation der realen Brennelementgeometrie mit vertretbarem Rechenaufwand aussagefähige Ergebnisse liefern können.

So ist es z.B. zunächst nicht notwendig die volle Brennelementhöhe von 2 m abzubilden, da davon ausgegangen werden kann, dass sich in axialer Richtung ein gleichmäßiges Strömungsprofil ausbilden wird. In radialer Richtung muss jedoch mit starke Richtungswechsel in den Endbereichen, die durch die Auftriebsströmung in der Mitte und die beiden Rückströmungen an den Aussenwänden hervorgerufen werden, gerechnet werden. Um diese Richtungswechsel in der Strömungen sowie den wandnahen Bereich hinreichend genau zu simulieren, kann durch die Vermeidung von Elementen in axialer Richtung dem Modell in radialer Richtung ein sehr feines

Netz aufgeprägt werden. Die Höhe des Modells muss jedoch so gewählt werden, dass Einflüsse über die Umlenkströmungen am oberen und unteren Ende des Modells keinen Einfluss auf die Strömungscharakteristik in der Mitte des Modells haben.

Das gewählte Modell wird im weiteren Verlauf der Arbeit als *25-cm-Modell* bezeichnet und ist wie folgt definiert:

- eine Modellhöhe von 25 cm und einer Breite von 3 cm (reale Brennstoffringbreite),
- 2D-achsensymmetrisch und
- 75 000 Elemente (600 radial, 125 axial).

Um die Ergebnisse mit der Berechnung für reine Wärmeleitung (siehe Abbildung 4.5) vergleichen und damit eine Aussage über den Einfluss der Strömung auf den radialen Wärmetransport treffen zu können, sind dem 25-cm-Modell die folgenden Randbedingungen aufgeprägt:

- innere volumetrische Wärmequelle von 30 MW/m^3 , äußerer Wärmeübergangskoeffizient von $10 \text{ kW}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ und einer Umgebungstemperatur von 600°C ,
- temperaturabhängige Stoffwerte für Dichte, Viskosität und Wärmeleitfähigkeit sowie einem konstanter Stoffwert für die Wärmekapazität (vgl. Abbildung C.1 bis C.4) und
- die in Gleichung 4.5 verwendeten Größen für Innen- und Außenradius.

Die Ergebnisse der Strömungssimulation zeigen, dass sich für alle turbulenten Prandtl-Zahlen die zu erwartende Auftriebsströmung in der Mitte des 25-cm-Modells ausbildet, die am oberen Ende umgelenkt und an den beiden Wänden zurückgeführt wird. Abbildung 4.10 verdeutlicht diese Geschwindigkeitsverteilung für eine turbulente Prandtl-Zahl von 2. Die übrigen Ergebnisse ($\text{Pr}_{\text{turb}} = 0,5; 1; 5; 10$ und 20) werden im Anhang in den Abbildungen B.1 bis B.5 dargestellt. Außerdem sind die wesentlichen Ergebnisse der Strömungssimulation sowie die Vergleichswerte bei einer vereinfachenden Betrachtung (ruhende Flüssigkeitssäule) in Tabelle 4.5 auf Seite 59 zusammengestellt.

Die in Abbildung 4.10 auf der linken Seite abgebildete Geschwindigkeitsverteilung verdeutlicht, dass im unteren Bereich partiell Rückflusszonen entstehen, sich aber über das gesamte Modell im Wesentlichen eine Konvektionszelle ausbildet. Diese Strömungscharakteristik wird durch die turbulente Prandtl-Zahl beeinflusst. Größere turbulente Prandtl-Zahlen bewirken größere radiale Temperaturgradienten und somit stärkere Auftriebskräfte. Diese forcieren wiederum die Stabilität der Hauptströmung, so dass bei höheren turbulenten Prandtl-Zahlen (>5) kaum mehr Rückflusszonen im unteren Bereich des 25-cm-Modells auftreten (siehe Abbildung B.1 bis B.5).

Die auf der rechten Seite von Abbildung 4.10 dargestellten Geschwindigkeitsprofile für drei Horizontalschnitte in unterschiedlichen Höhen stellen die axiale Entwicklung des Geschwindigkeitsprofils dar. Das Geschwindigkeitsprofil des unteren Bereiches zeigt einen deutlich laminaren Charakter. Die asymmetrische Verteilung wird durch den Einfluss der Rückflusszonen im unteren Bereich für den Fall $\text{Pr}_{\text{turb}} = 2$ erzeugt. Im Gegensatz dazu weist die Geschwindigkeitsverteilung

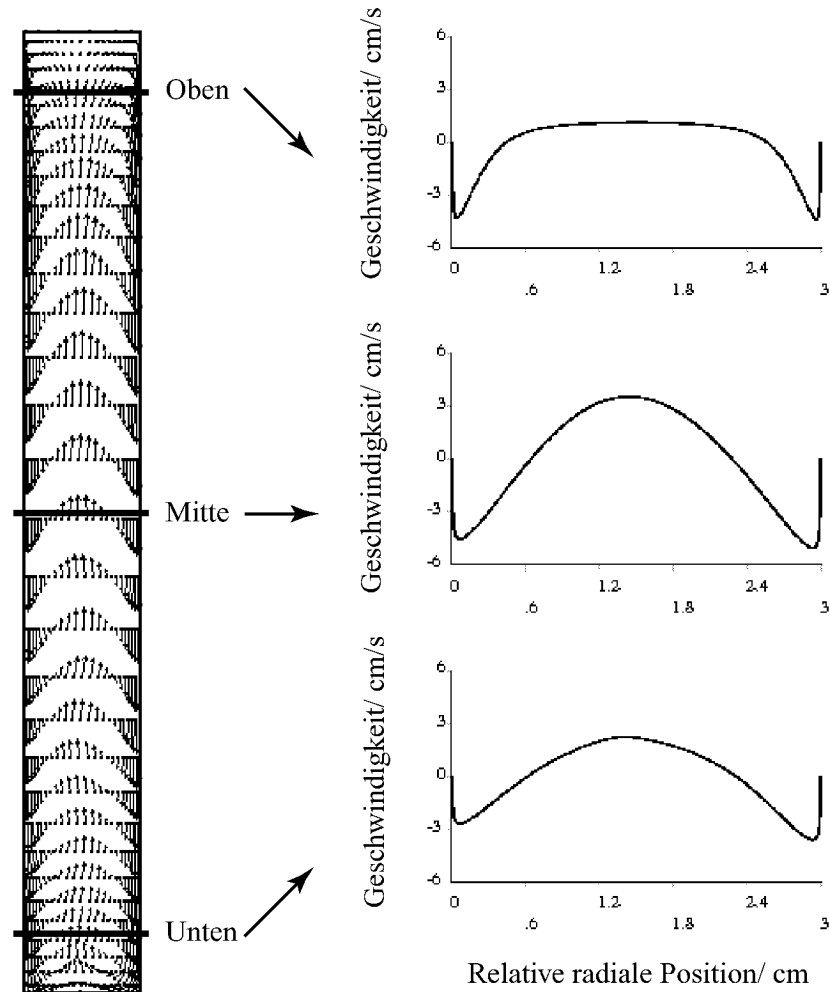


Abbildung 4.10: Geschwindigkeitsverteilung im 25-cm-Modell und radiale Schnittprofile der Strömungsgeschwindigkeit in Achsrichtung des Modells ($Pr_{turb} = 2$, $\dot{q}''' = 30 \text{ MW/m}^3$, $T_u = 600^\circ\text{C}$)

in der Mitte des Modells ein nahezu symmetrisches Verhalten auf. Sie verdeutlicht ebenso wie das Geschwindigkeitsprofil am oberen Ende den turbulenten Charakter der Strömung in diesen Bereichen. Hier treten maximale Geschwindigkeiten von bis zu $0,05 \text{ m/s}$ auf mit dem für eine Flüssigmetallströmung typischen hohen Geschwindigkeitsgradienten im wandnahen Bereich (vgl. Abbildung 4.8). Im oberen Bereich hat sich ein pfropfenförmiges Strömungsprofil ausgebildet. Dieses entsteht durch die Stauung der Auftriebsströmung, bevor sie am oberen Ende des Brennstoffringes umgelenkt wird.

Den Einfluss der Strömung auf die Temperaturverteilung im Modell zeigt Abbildung 4.11. Analog zu der Betrachtung der hydraulischen Parameter ist auf der linken Seite die Temperaturverteilung des gesamten Modells und auf der rechten das radiale Temperaturprofil auf drei ausgewähl-

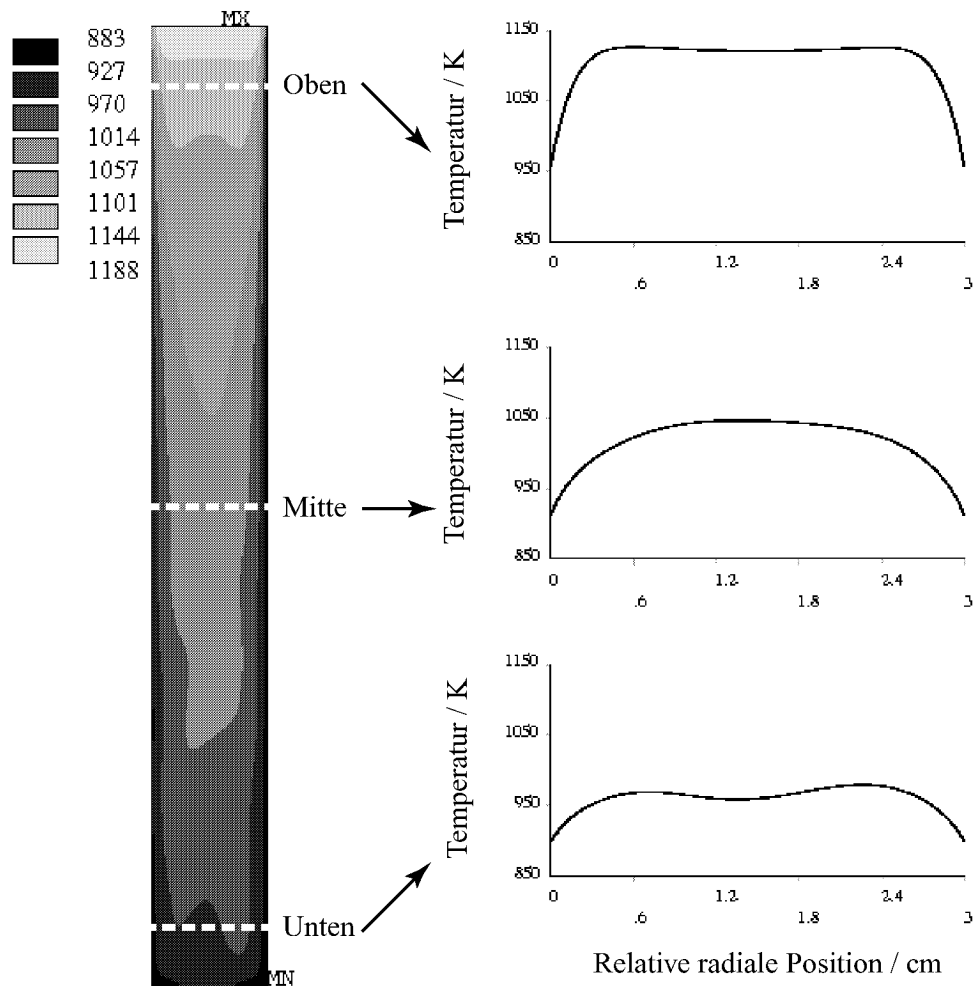


Abbildung 4.11: Temperaturverteilung im 25-cm-Modell und radiale Schnittprofile der Temperaturen im Modell ($Pr_{turb} = 2$, $\dot{q}''' = 30 \text{ MW/m}^3$, $T_u = 600^\circ\text{C}$)

ten Höhen dargestellt. Diese Profile zeigen deutlich die sukzessive Temperaturerhöhung in der Mitte der Auftriebsströmung. Bei gleicher Umgebungstemperatur von 600°C für das gesamte 25-cm-Modell entstehen somit Temperaturspitzen im oberen zentralen Punkt der Umlenkströmung.

Bezüglich des hier untersuchten Einflusses der turbulenten Prandtl-Zahl zeigt Tabelle 4.5 die Auswertung der Ergebnisse für ausgewählte hydraulische und thermische Größen für alle betrachteten turbulenten Prandtl-Zahlen. Die aufgelisteten Werte sind folgendermaßen zu verstehen:

- *gemittelte* Werte werden als über das gesamte Modell gemittelte Größen angegeben,
- *maximale* Werte sind die maximalen Größen für das gesamte Modell.

- *Modellmitte*: Um die Vergleichbarkeit der Ergebnisse zu erhöhen, werden die Maximalwerte einer Größe in dem in den Abbildungen 4.10 und 4.11 dargestellten Radialschnitt durch die Modellmitte angegeben.
- Prozentuale Temperaturveränderungen werden in Kelvin ins Verhältnis gesetzt.

Entsprechend dieser Einteilung werden die thermischen und hydraulischen Simulationsergebnisse für allen weiteren Berechnungen angegeben.

Die Ergebnisse zeigen, dass sich die Maximalwerte für die Brennstofftemperatur bei steigender turbulenter Prandtl-Zahl erhöhen. Noch deutlicher wird dieses Verhalten durch den in Abbildung 4.12 dargestellten axialen Temperaturverlauf. Ab einer turbulenten Prandtl-Zahl von 2 stellt sich eine starke Aufheizung der zentralen Brennstoffströmung ein.

Die Erhöhung der zentralen Brennstofftemperatur führt wiederum zu einer Erhöhung des radialen Temperaturgradienten und damit zu einer Erhöhung der über die Wand abzuleitenden Wärmestromdichte. Entsprechend des axialen Temperaturgradienten im Brennstoff steigt diese Wärmestromdichte an. Abbildung 4.13 verdeutlicht die Entwicklung der Wärmestromdichte über die Höhe des 25-cm-Modells für die betrachtete Parameterstudie. Die dargestellten Verläufe und die in Tabelle 4.5 angegebenen Werte zeigen, dass maximale Wärmestromdichten in der vierfachen Höhe der Wärmestromdichten bei reiner Wärmeleitung für die betrachteten turbulenten Prandtl-Zahlen auftreten können.

Tabelle 4.5: Einfluss der turbulenten Prandtl-Zahl auf die charakteristischen Größen für Wärmetransport und Strömung; gemittelte und maximale Werte für das gesamte Modell sowie in der Mitte des Modells

Größe		gemittelt	maximal			Modellmitte ³			
		$\dot{q}_W''$	T_B	T_W	$\dot{q}_W''$	η_{eff}	u_z	λ_{eff}	$\dot{q}_W''$
Einheit		$\frac{MW}{m^2}$	°C	°C	$\frac{MW}{m^2}$	Pa·s	m/s	$\frac{W}{m \cdot K}$	$\frac{MW}{m^2}$
–	RFS ¹	0,450	878	645	0,450	0,0012	–	14,7	0,450
$Pr_{turb} = 0,5$	25 cm	0,450	694	651	0,510	0,299	-0,0146	103,4	0,467
$Pr_{turb} = 1$		0,450	764	673	0,727	0,435	-0,0278	80,4	0,456
$Pr_{turb} = 2$		0,450	915	726	1,258	0,354	-0,0504	43,5	0,384
$Pr_{turb} = 5$		0,450	1113	770	1,695	0,153	-0,0723	23,0	0,375
$Pr_{turb} = 10$		0,450	1310	795	1,950	0,152	-0,0694	21,9	0,359
$Pr_{turb} = 20$		0,450	1577	815	2,150	0,134	-0,0686	22,0	0,346
$Pr_{turb} = 10$	mit ALZ ²	0,450	1074	721	1,210	0,181	-0,0762	22,4	0,331
$Pr_{turb} = 20$		0,450	1266	737	1,371	0,154	-0,0786	22,2	0,320

¹ ruhende Flüssigkeitssäule; ² 25-cm-Modell, erhöht um eine Auslaufzone von 5 cm

³ Die angegebenen Werte sind die Maximalwerte in einem Radialschnitt auf halber Höhe des Modells, d.h. 12,5 cm bei der RFS und dem 25-cm-Modell sowie 15 cm bei dem Modell mit ALZ

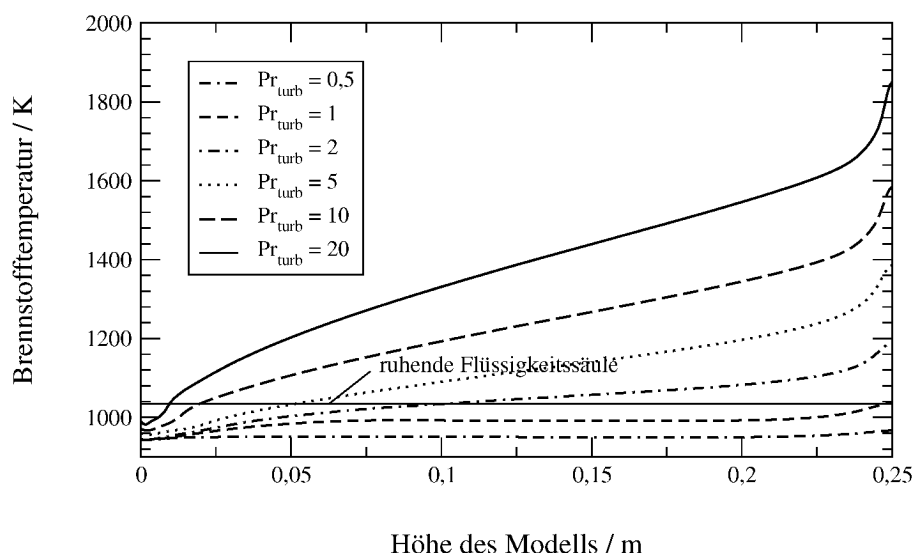


Abbildung 4.12: Axialer Temperaturverlauf der Brennstofftemperatur in der Mitte des 25-cm-Modells bei turbulenten Prandtl-Zahlen zwischen 0,5 und 20

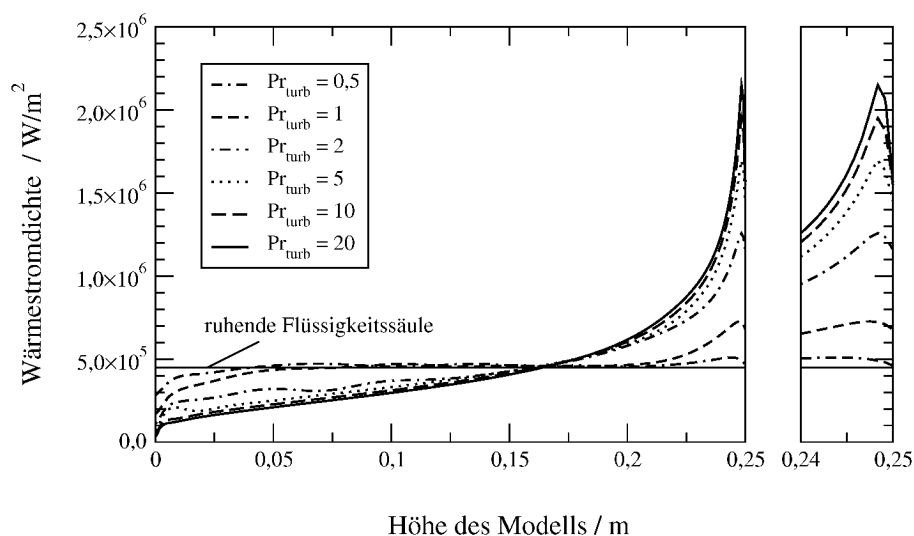


Abbildung 4.13: Axialer Wärmestromdichteverlauf an der linken Wandinnenseite des 25-cm-Modells bei turbulenten Prandtl-Zahlen zwischen 0,5 und 20 (links), vergrößerte Skalierung des oberen Modellbereiches (rechts)

Entsprechend der Entwicklung der Wärmestromdichten stellt sich in der Wand eine höhere Temperaturdifferenz ein, die zu einer höheren Temperatur an der Wandinnenseite führt. Die axiale Wandtemperaturverteilung ist in Abbildung 4.14 dargestellt. Sie zeigt, dass maximale Wandtemperaturen von bis zu 815°C auftreten können. Sie verdeutlicht auch den direkten proportionalen Zusammenhang zwischen der über die Wand abzuleitenden Wärmestromdichte und der Wandtemperatur bei konstanter Umgebungstemperatur.

Die Gründe für diese Verläufe liegen in den unterschiedlichen Wärmetransporteigenschaften in radialer Richtung. Durch die Naturkonvektionsströmung im Brennstoff erhöht sich der Wärme-

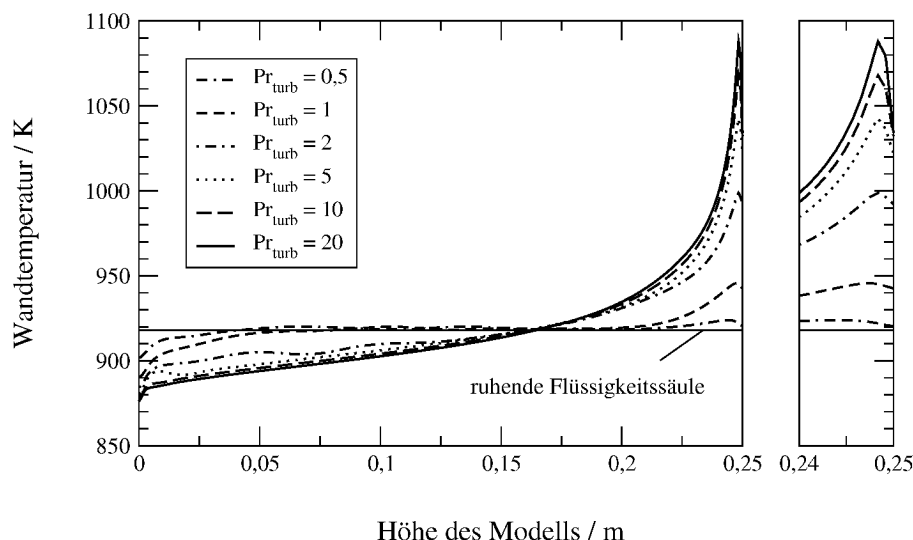


Abbildung 4.14: Axialer Temperaturverlauf an der linken Wandinnenseite des Modells bei turbulenten Prandtl-Zahlen zwischen 0,5 und 20 (links), vergrößerte Skalierung des oberen Modellbereiches (rechts)

transport (siehe Tabelle 4.5 $\lambda_{eff} > \lambda_{molekular}$). Werden diese Werte für unterschiedliche turbulente Prandtl-Zahlen verglichen, so nimmt die effektive Wärmeleitfähigkeit mit zunehmender turbulenter Prandtl-Zahl ab. Hier zeigt sich der in Gleichung 4.7 auf Seite 54 beschriebene, umgekehrt proportionale Zusammenhang der beiden Größen. Die effektive Wärmeleitfähigkeit erhöht sich von ihrem molekularen Wert von 14,7 W/(m·K) auf einen Werte von 103,4 W/(m·K) bei einer turbulenten Prandtl-Zahl von 0,5. Wird die turbulente Prandtl-Zahl zu 20 gewählt, beträgt der turbulente Anteil an der gesamten Wärmeübertragung lediglich 4,5% (die hohe Brennstofftemperatur bedingt an dieser Stelle eine molekulare Wärmeleitfähigkeit von 21,0 W/(m·K) bei einer effektiven Wärmeleitung von 22,0 W/(m·K)). Entsprechend schlecht kann die im Brennstoff erzeugte Wärme radial abgeleitet werden, und die Auftriebsströmung in der Mitte des Modells heizt sich auf (siehe Abbildung 4.12). Damit stellt sich eine maximale Brennstofftemperatur von bis zu 1577°C für den betrachteten Bereich turbulenter Prandtl-Zahlen ein.

Dies ist jedoch nicht der einzige Einfluss auf die starke Temperaturerhöhung im Brennstoff für dieses Modell. Durch die Stauung der Strömung im oberen Bereich des 25-cm-Modells wird die vollständige Ausbildung einer Naturkonvektionsströmung ab einer Prandtl-Zahl von 2 unterdrückt. Die Verläufe für die Wärmestromdichte in Abbildung 4.13 zeigen, dass hier die Effekte der Einlaufströmung direkt in die der Umlenkströmung am oberen Ende des 25-cm-Modells übergehen. Hier wird der durch Gleichung 4.6 (siehe Seite 49) beschriebene Zustand nicht erreicht. Die Ergebnisse für die effektive Zähigkeit in Tabelle 4.5 auf Seite 59 für die Modellmitte sinken daher ab einer turbulenten Prandtl-Zahl von 2. Könnte sich eine Naturkonvektionsströmung voll ausbilden, würden die Ergebnisse für die effektive Zähigkeit und folglich auch für die ermittelten Geschwindigkeiten steigen. Da die effektive Zähigkeit aber wiederum über den Proportionalitätsfaktor „turbulente Prandtl-Zahl“ mit der effektiven Wärmeleitfähigkeit verknüpft ist, müssten deren Wert ebenfalls steigen.

Vor diesem Hintergrund werden die Werte sowohl für die effektive Wärmeleitfähigkeit als auch für die effektive Zähigkeit und die Geschwindigkeit mit dem verwendeten 25-cm-Modell ab einer turbulenten Prandtl-Zahl von 2 unterschätzt. Damit können die absolut ermittelten Werte nicht mit den im weiteren Verlauf der Arbeit dargestellten Ergebnissen direkt verglichen werden. Der Einfluss der turbulenten Prandtl-Zahl auf die sicherheitsrelevanten Größen wird jedoch mit dieser Parameterstudie verdeutlicht.

So beeinflusst die Wahl der turbulenten Prandtl-Zahl die hinsichtlich einer sicherheitstechnischen Betrachtung relevanten Größen Temperatur und Wärmestromdichte signifikant. Hohe turbulente Prandtl-Zahlen verringern den radialen turbulenten Wärmetransport. Entsprechend dieser Erkenntnis würde z.B. bei Verwendung einer turbulenten Prandtl-Zahl von ∞ kein turbulenter Wärmetransport berücksichtigt. Da nach Abbildung 4.9 nicht klar ermittelt werden kann, welcher Wert für die turbulente Prandtl-Zahl einzusetzen ist, käme dies einer sehr konservativen Abschätzung der Wärmeübertragungseigenschaften gleich. Die hier vorgestellten Ergebnisse für $Pr_{turb} = 20$ mit einer effektiven Wärmeleitfähigkeit von $22,0 \text{ W/(m}\cdot\text{K)}$ zeigen annähernd einen solchen Fall. Hinsichtlich einer realistischen Abschätzung der auftretenden Phänomene ist jedoch davon auszugehen, dass turbulente Wärmetransporteigenschaften einen erheblichen Teil zum radialen Wärmetransport beitragen. An dieser Stelle sei auf die langjährige Erfahrung im Rahmen der Entwicklung der Natriumtechnologie für den „Schnellen Brüter“ am Forschungszentrum Karlsruhe verwiesen. Demnach ist mit einer turbulenten Prandtl-Zahl zwischen 1 und 3 zu rechnen, wobei Werte über 2 jedoch relativ unwahrscheinlich sind /Grö02/. Knebel geht für Natriumströmungen von einer turbulenten Prandtl-Zahl von mindestens 0,7 aus /Kne93/.

Ausgehend von diesen Erkenntnissen erfolgen weitere Simulationen des flüssigen Brennstoffes mit einer turbulenten Prandtl-Zahl von 2. Damit wird mit den möglichen Einschätzungen, d.h. für einen zu erwartenden Bereich zwischen 1 und 2, mit dem ungünstigsten Fall hinsichtlich der radialen Wärmetransporteigenschaften gerechnet. Es wird an dieser Stelle jedoch darauf hingewiesen, dass diese wichtige Einflussgröße letztendlich nur über ein geeignetes Experiment ausreichend zuverlässig bestimmt werden kann.

Unabhängig von der Problematik einer Abschätzung der auftretenden Temperaturen und Wärmestromdichten und der damit verbundenen hohen Schwankungsbreite der Ergebnisse kann über geometrische Maßnahmen möglichen Temperatur- und Wärmestromspitzen entgegengewirkt werden. So ist es zunächst naheliegend die Turbulenz der Strömung und damit den turbulenten Wärmetransport über Strömungswiderstände im Brennstoffring zu erhöhen. Dadurch kann auch die Bildung mehrerer Konvektionszonen bewirkt werden, was einen zusätzlichen Massenstrom an heißem Brennstoff aus der Brennstoffringmitte verursacht. Bei dieser Modifikation wäre allerdings zu beachten, dass dadurch eine komplexere Strömungsführung entsteht, die sich hinsichtlich der Korrosionsaspekte nachteilig auswirken kann.

Eine weitere Möglichkeit besteht in einer Auslaufzone. Dabei wird der Brennstoffring um einen inaktiven (Leistungsdichte = 0 MW/m^3) Bereich verlängert. In dem hier betrachteten System kann das annähernd durch eine leistungsneutrale Erhöhung der Brennstoffringe bei gleichbleibender Position des Targetbereiches realisiert werden. Um den Einfluss dieser Modifikation zu verdeutlichen, ist das hier betrachtete 25-cm-Modell um 20% erhöht worden (5 cm). An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass sich aus neutronenphysikalischen Gründen keine solche

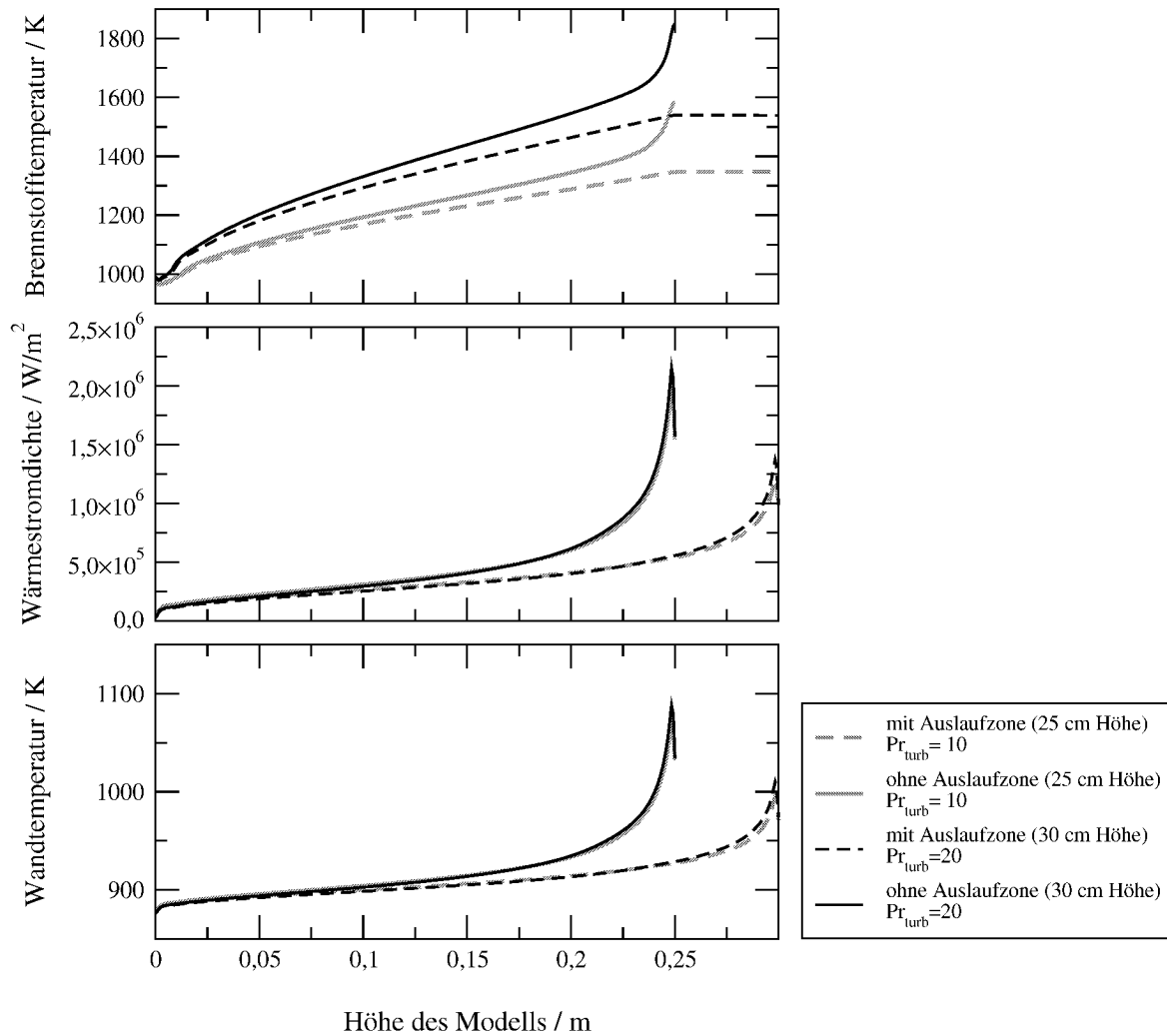


Abbildung 4.15: Vergleich der axialen Verläufe von Brennstofftemperatur, Wärmestromdichte und Wandtemperatur für das einfache Modell (Höhe 25 cm) und das Modell mit Auslaufzone (25+5 cm)

prompte Abnahme der Leistungsdichte einstellen wird, mit der Simulation dieser Strömung kann jedoch der Effekt auf die maximalen Temperaturen und Wärmestromdichten verdeutlicht werden.

Die Ergebnisse der Strömungssimulation des modifizierten Modells sind in Tabelle 4.5 und Abbildung 4.15 aufgeführt. Sie zeigen, dass durch diese Maßnahme für $Pr_{turb} = 10$ bzw. 20 die maximale Brennstofftemperatur um 236 K bzw. 311 K reduziert werden kann. Gleiches gilt für diesen Einfluss auf die maximale Wandtemperatur. Hier kann eine Reduktion um 74 K ($Pr_{turb} = 10$) und um 78 K ($Pr_{turb} = 20$) erreicht werden. Noch stärkere Verbesserungen lassen sich bezüglich des Wärmestromes erzielen. Mit der hier vorgestellten Auslaufzone kann die maximale Wärmestromdichte an der Wand auf 62,1% bzw. 63,8% des ursprünglichen Maximalwertes gesenkt werden. Die axiale Entwicklung beider Größen, jeweils für das 25-cm-Modell und für das Modell mit einer Auslaufzone.

Wie auch bei der Diskussion der Ergebnisse ohne Auslaufzone muss berücksichtigt werden, dass sich auch die Naturkonvektionsströmung durch die Erhöhung des Modells besser ausbilden kann. Die damit verbundene Erhöhung der effektiven Zähigkeiten führt zu einer zusätzlichen Verbesserung des radialen Wärmetransports über das gesamte Modell. Diesen Zusammenhang belegt die leichte Erhöhung der effektiven Wärmeleitfähigkeiten (siehe Tabelle 4.5, Seite 4.5). Dieser Effekt führt zwar zu einer leichten Überschätzung des Einflusses der hier berechneten Auslaufzonen, die signifikante Auswirkung dieser Modifikation wird dennoch verdeutlicht.

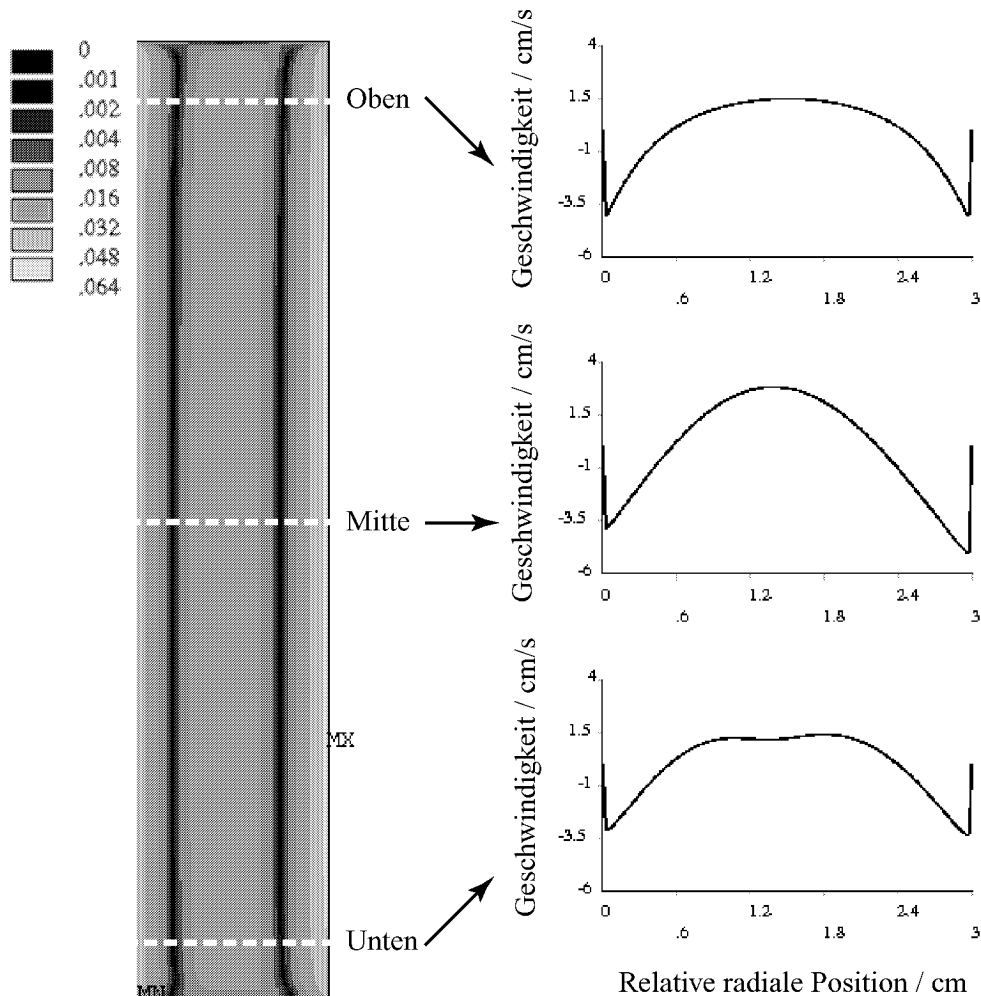
Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass bei Unterstellung einer sehr geringen Turbulenz in den Brennstoffringen hohe Temperatur- und Wärmestromspitzen im Zentrum des oberen Umkehrpunktes der Naturkonvektionsströmung auftreten können. Die damit verbundene drastische Minimierung der turbulenten Wärmetransporteigenschaften in radialer Richtung erscheint jedoch unwahrscheinlich. Sollte dieser Fall dennoch auftreten, kann über Auslaufzonen am oberen Ende der Brennstoffringe den Temperatur- und Wärmestromspitzen entgegengewirkt werden. So können die unzureichend modellierbaren evtl. auslegungsbegrenzenden Zustände vermieden werden, und stellen kein Ausschlusskriterium für weitere Betrachtungen dar.

Damit kann unter der Verwendung des k - ϵ -Modell die Simulation der kompletten Höhe der Brennstoffringe mit dem Ziel erfolgen, eine Aussage über den Einfluss der Naturkonvektionsströmung auf Temperaturen, Geschwindigkeiten, Wärmestromdichten und die turbulente Wärmeleitfähigkeit im Brennstoff treffen zu können.

4.3.3 Simulationsergebnisse für einen 2 m Brennstoffring

Analog zu den Modellbetrachtungen des vorherigen Abschnittes erfolgt nun die Simulation des gesamten Brennstoffringes mit einem *2-m-Modell*. Bis auf die Modellhöhe und die konstante Umgebungstemperatur können daher die auf Seite 56 aufgelisteten Randbedingungen übernommen werden. Die Kühlmitteltemperatur wird dabei durch eine sich in axialer Richtung ändernde Umgebungstemperatur dem Modell aufgeprägt. Vereinfachend wird hierbei ein linearer Temperaturverlauf des Kühlmittels von 550°C bis 700°C angenommen. Als Kühlmittelaufheizspanne wird die in Kapitel 3 aus Gründen der Korrosionsprobleme aufgeführte maximale Temperaturdifferenz im Primärkreislauf (150 K, siehe Seite 38) verwendet. Entsprechend den vorangegangenen Berechnungen wird zunächst ein Brennstoffring mit einer inneren volumetrischen Leistungsdichte von 30 MW/m^3 betrachtet. Am oberen Ende des Brennstoffrings werden adiabate Verhältnisse angenommen. Weiter hat sich aus Betrachtungen des vorangegangenen Abschnittes herausgestellt, dass die turbulente Prandtl-Zahl unter den erörterten Umständen mit einem konstanten Wert von 2 angenommen werden kann. Um die Rechenzeit zu limitieren und dennoch die volle Höhe der Brennstoffringe abbilden zu können wurde eine gröbere Vernetzung in radialer Richtung verwendet. So arbeitet das 2-m-Modell mit 87 Elementen in radialer und 1445 Elementen in axialer Richtung.

Unter diesen Annahmen bildet sich die in Abbildung 4.16 dargestellte Strömung aus. Sie zeigt, dass auch bei der Simulation der vollen Brennstoffringhöhe von 2 m *eine* Konvektionszelle entsteht. Dabei bildet sich in der Brennstoffmitte eine zentrale Auftriebsströmung, die am oberen und unteren Ende des Brennstoffringes umgelenkt wird. Der Radialschnitt am oberen Ende des

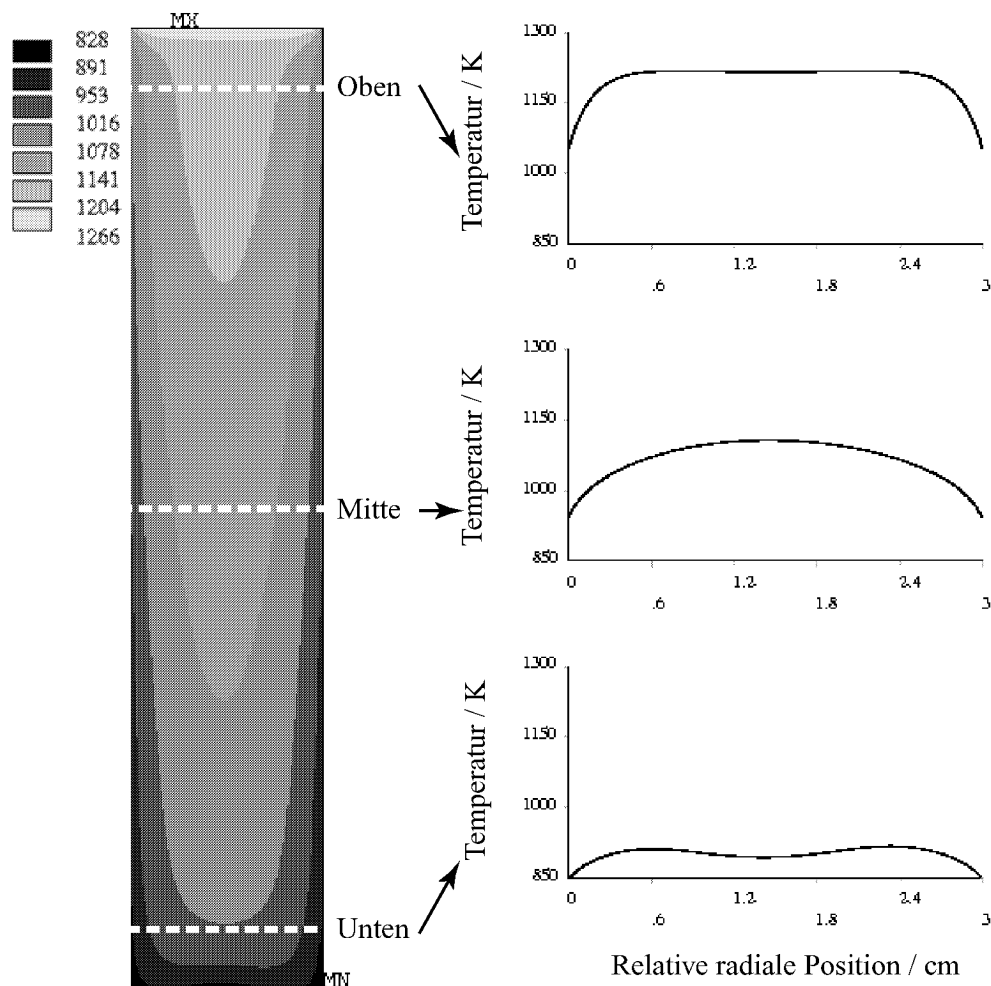


Darstellung verzerrt! Höhe/Breite Real: 200/3; Höhe/Breite Bild: 15/3

Abbildung 4.16: Geschwindigkeitsverteilung im Brennstoffring bei $\dot{q}''' = 30 \text{ MW/m}^3$ und radiale Schnittprofile der Strömungsgeschwindigkeit in Achsrichtung

Modells verdeutlicht, dass sich diese Auftriebsströmung im oberen Bereich vor dem Umlenkpunkt staut. Entlang der Höhe bildet sich ein gleichmäßiges Profil aus, das lediglich von den Umlenkbereichen am oberen und unteren Ende des Brennstoffringes beeinflusst wird. Mit einem Radialschnitt durch die Mitte des Modells wird dieses Geschwindigkeitsprofil in Abbildung 4.16 dargestellt. Es zeigt, wie auch schon die Ergebnisse des 25-cm-Modells, den hohen Geschwindigkeitsgradienten im wandnahen Bereich. In dieser abwärts gerichteten Strömung können Geschwindigkeiten von bis zu 5,0 cm/s auftreten.

Maximale Brennstofftemperaturen von bis zu 991°C treten dabei im oberen Staupunkt der Strömung auf. Die Temperaturverteilung über das gesamte Modell wird in Abbildung 4.17 links dargestellt und zeigt deutlich den Bereich maximaler Temperaturen am oberen Ende des Brenn-



Darstellung verzerrt! Höhe/Breite Real: 200/3; Höhe/Breite Bild: 15/3

Abbildung 4.17: Temperaturverteilung im Brennstoffring bei $\dot{q}''' = 30 \text{ MW/m}^3$ und radiale Schnittprofile der Temperatur im Modell

stoffringes. Die Radialschnitte für unterschiedliche Höhen im Modell zeigen die Entwicklung des Temperaturprofils. So verdeutlicht dieses Profil, dass am unteren Ende des Modells eine Verringerung der zentralen Brennstofftemperatur durch die abgekühlte und am unteren Ende umgelenkte Rückströmung entsteht. Dadurch führt ein Teil der erzeugten Wärmeleistung zur direkten Aufheizung der Auftriebsströmung. Wie in Abschnitt 4.3.1 erläutert, steigt die Temperatur so lange an, bis Gleichung 4.6 erfüllt ist. Verdeutlicht wird das durch ein Temperaturprofil, dessen maximale Temperaturen im Zentrum auftreten. Die Temperaturprofile in der Mitte und am oberen Ende des Modells zeigen diesen Verlauf. Noch deutlicher zeigt sich dies in den in Abbildung 4.18 dargestellten Verläufen der zentralen Brennstofftemperaturen. Sie nehmen im unteren Bereich sehr stark zu, bis zur Erfüllung von Gleichung 4.6 (siehe Seite 49) eine hinreichend große Temperaturdifferenz zwischen Brennstoff und Kühlmittel entstanden ist. Danach

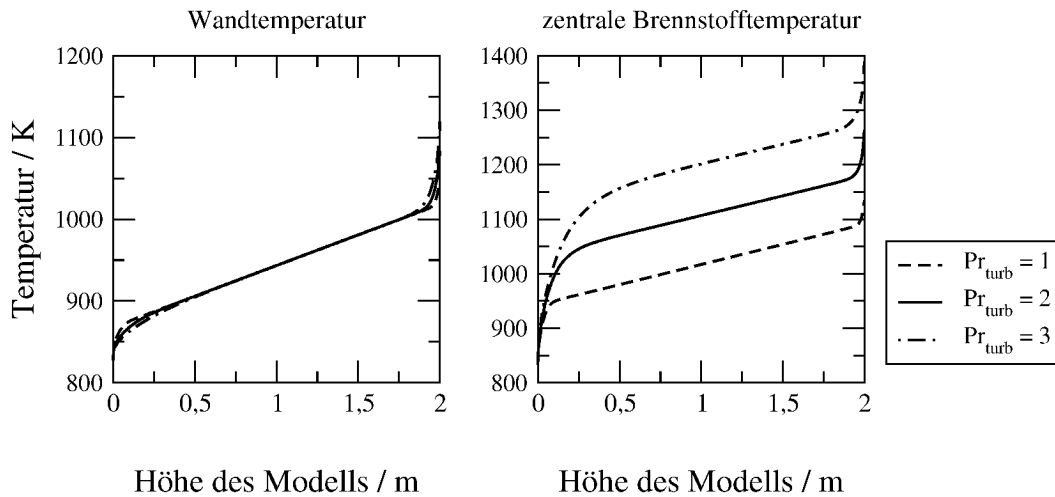


Abbildung 4.18: Unterschiedliche turbulente Prandtl-Zahlen: Vergleich der axialen Verläufe von Wand- sowie Brennstofftemperatur über die gesamte Höhe von 2 m eines Brennstoffringes ($\dot{q}''' = 30 \text{ MW/m}^3$)

bleibt diese Temperaturdifferenz in etwa konstant. Dementsprechend ist die Brennstofftemperatur nur noch von der Kühlmitteltemperatur abhängig. Am oberen Ende des Brennstoffringes wird dann die gesamte Energie, die im unteren Bereich nicht radial abgeführt werden konnte, durch die Umlenkung der Strömung an die Wand transportiert. In Abhängigkeit von der Effizienz der radiale Wärmeabfuhr über das gesamte Modell entstehen dadurch an dieser Stelle maximale Wärmestromdichten, die über die Wand abgeführt werden müssen.

Die radiale Wärmeabfuhr ist von der turbulenten Prandtl-Zahl abhängig. Überlegungen in Abschnitt 4.3.2.2 haben die Schwierigkeiten bei der Ermittlung eines geeigneten Wertes verdeutlicht. Deswegen wurden zusätzlich Berechnungen für eine turbulente Prandtl-Zahl von 1 (Mindestwert) und 3 (nach /Grö02/ erwarteter Maximalwert) durchgeführt. Die Ergebnisse sind zusätzlich in den Abbildungen 4.18 und 4.19 angegeben. Die bereits angesprochene, mit steigender turbulenter Prandtl-Zahl zunehmend schlechtere, radiale Wärmeabfuhr führt nicht nur zu höheren Aufheizlängen und maximalen Wärmestromdichten, sondern auch zu einer höheren zentralen Brennstofftemperatur. Wenn Aufheizlänge und Umlenkströmung nicht berücksichtigt werden, kompensiert bei gleicher radial abgeführter Wärmemenge der höhere Temperaturgradient die schlechtere effektive Wärmeleitfähigkeit. Auch die Höhe der Brennstofftemperaturspitzen ist von der turbulenten Prandtl-Zahl abhängig. So steigt die zentrale Brennstofftemperatur um 6% auf den oberen 25 cm bei $Pr_{turb} = 1$ um 9% bei $Pr_{turb} = 2$ und um 11% bei $Pr_{turb} = 3$. Die in Abbildung 4.18 rechts dargestellten Temperaturen für die zentrale Brennstoffströmung veranschaulichen diesen Effekt.

Der links in Abbildung 4.18 dargestellte Einfluss auf die Wandtemperatur zeigt für den mittleren Bereich ein direkt proportionales Verhältnis von der Wandtemperatur zur Aufheizspanne des Kühlmediums. In Abhängigkeit von der turbulenten Prandtl-Zahl zeigen sich Temperaturspitzen im oberen Bereich. So steigt die Wandtemperatur in den oberen 25 cm bei $Pr_{turb} = 1$ um 4% von 727°C auf 770°C , bei $Pr_{turb} = 2$ um 8% und bei $Pr_{turb} = 3$ um 12%.

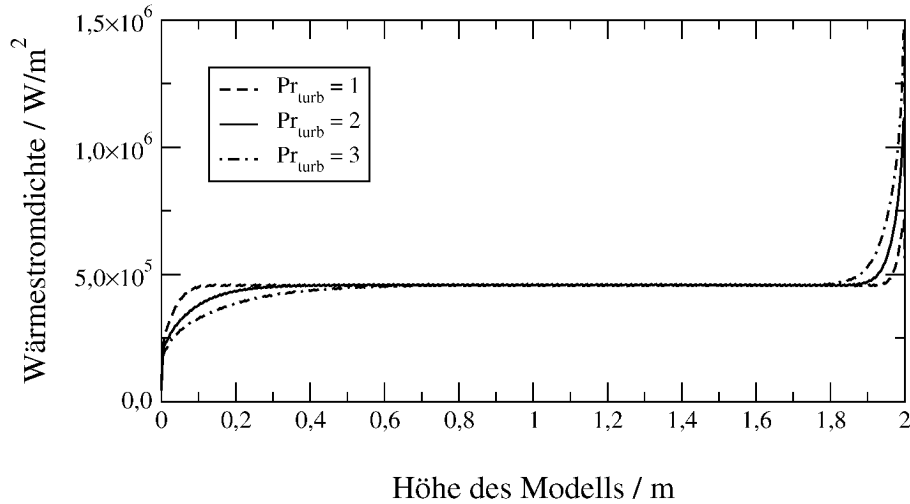


Abbildung 4.19: Unterschiedliche turbulente Prandtl-Zahlen: Verlauf der über die Wand abzuführenden Wärmestromdichte über die gesamte Höhe von 2 m eines Brennstoffringes ($\dot{q}''' = 30 \text{ MW/m}^3$)

Ebenso veranschaulicht der axiale Verlauf der Wärmestromdichte an der Wand in Abbildung 4.19, dass sich im oberen Bereich der Brennelemente Wärmestromspitzen einstellen. Ihre Höhe ist ebenfalls von den unterschiedlich großen Aufheizlängen im unteren Bereich abhängig. Sie verdeutlichen die unterschiedlich effiziente radiale Wärmeabfuhr bei verschiedenen turbulenten Prandtl-Zahlen. So ist ab einer Höhe von 10 cm bei $Pr_{turb} = 1$, ab einer Höhe von 30 cm bei $Pr_{turb} = 2$ und ab einer Höhe von 60 cm bei $Pr_{turb} = 3$ über die Erfüllung von Gleichung 4.6 (siehe Seite 49) mit einer konstanten Wärmestromdichte an der Wand zu rechnen.

Da die gesamte erzeugte Leistung über die Wände abgeführt werden muss, wird die Energie, die im unteren Bereich nicht abgeführt werden konnte, mit der Umlenkströmung am oberen Ende an die Wand transportiert. Die daraus entstehenden Peak-Faktoren für die Wärmestromdichte sind aus Tabelle 4.6 zu entnehmen. Sie können für den betrachteten Bereich turbulenter Prandtl-Zahlen zu einer Erhöhung der mittleren, über die Wand abzuführenden Wärmestromdichte um das 3,3-fache führen.

Zur Verdeutlichung der beschriebenen Effekte sind die charakteristischen hydraulischen und thermischen Größen der Simulationsergebnisse in Tabelle 4.6 für die drei betrachteten Prandtl-Zahlen zusammengestellt. So zeigen die hydraulischen Werte, dass im Vergleich zu den Ergebnissen des 25 cm Modells, die Strömung bei $Pr_{turb} = 2$ und 3 turbulenter ist (η_{eff} Tabelle 4.6 $> \eta_{eff}$ Tabelle 4.5). Entsprechend höher ist die effektive Wärmeleitfähigkeit, da der turbulente Wärmetransport mit dem Turbulenzgrad steigt.

Ein weiterer Einfluss auf die Erhöhung des Turbulenzgrades liegt in den unterschiedlichen Randbedingungen der beiden Modelle begründet. Im 2-m-Modell unterstützt die von aussen aufgeprägte Kühlmittelaufheizspanne zusätzlich die Naturkonvektion im Brennstoffring.

In Abschnitt 4.3.2 auf Seite 52 wurde auf Schwierigkeiten der Simulation im wandnahen Bereich eingegangen und die sich daraus ergebende Wahl des y^+ -Wertes. Er sollte so gewählt werden, dass maximale Geschwindigkeiten möglichst *nicht* am wandnächsten Knoten auftreten.

Durch die hier gewählte Vernetzung in radialer Richtung treten allerdings bei den vorgestellten Ergebnissen genau im wandnächsten Knoten Maximalgeschwindigkeiten auf. Dabei wurden bereits vergleichsweise kleine y^+ -Werte um 10 verwendet. Hier verdeutlicht sich die Schwierigkeit einer hinreichend genauen Simulation des wandnahen Bereiches. Deswegen wurde für den Fall von $Pr_{turb} = 2$ eine weitere Berechnung mit einer feineren Auflösung in radialer Richtung durchgeführt. Dabei tritt die maximale Geschwindigkeit *nicht* im wandnächsten Knoten auf, jedoch arbeitet diese Rechnung mit einem y^+ -Wert, der kleiner als 5 ist. Die Ergebnisse für diese Berechnung sind ebenfalls in Tabelle 4.6 dargestellt und zeigen den Einfluss auf die im Rahmen dieser Arbeit zu untersuchenden Größen. Sie verdeutlichen, dass mit Ausnahme der Maximalgeschwindigkeiten die Ergebnisse nur geringfügig voneinander abweichen. Hinsichtlich der Maximalgeschwindigkeit zeigt der berechnete Wert, dass dieser unter den Werten der Vergleichsrechnung liegt und somit bei der größeren Vernetzung überschätzt wird.

Neben diesen Erkenntnissen zu maximal auftretenden Belastungen geht außerdem deutlich aus dem Verlauf des Wärmestromes in Abbildung 4.19 hervor, dass sich im mittleren Bereich des Brennstoffringes ein konstanter über die Wand abzuleitender Wärmestrom einstellt. Gleiches gilt für die zentrale Brennstofftemperatur und die innere Wandtemperatur. Für diesen Bereich wird die erzeugte Wärmeleistung ausschließlich radial abgeleitet. Ob sich dieses Verhalten auf höhere innere Leistungsdichten übertragen lässt, soll im folgenden Abschnitt untersucht werden.

4.3.4 Einfluss der Leistungsdichte

Bisherige Berechnungen haben den Einfluss der Strömung ausschließlich für eine innere Wärmequelle von 30 MW/m^3 analysiert. Die in den Tabellen 4.1 – 4.4 (siehe Seite 46ff) dargestellten Ergebnisse zeigen jedoch, dass im Blanket sehr unterschiedliche Leistungsdichten von bis zu 72 MW/m^3 (BE 1 /Ring 6 /vorn, siehe Tabelle 4.2) auftreten können. In Anlehnung an die

Tabelle 4.6: Variation von Pr_{turb} : Simulationsergebnisse für einen 2 m Brennstoffring gemittelte und maximale Werte für das gesamte Modell sowie in der Mitte des Modells

Größe	gemittelt		maximal			Modellmitte (1 m Höhe)			
	$\dot{q}'''$	$\dot{q}''_W$	T_B	T_W	$PF(\dot{q}''_W)^1$	η_{eff}	u_z	λ_{eff}	$F(\dot{q}''_W)^2$
Einheit	$\frac{\text{MW}}{\text{m}^3}$	$\frac{\text{MW}}{\text{m}^2}$	$^{\circ}\text{C}$	$^{\circ}\text{C}$	–	$\text{Pa}\cdot\text{s}$	m/s	$\frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}}$	–
$Pr_{turb} = 1$	30	0,45	861	770	1,571	0,406	-0,033	76,5	1,013
$Pr_{turb} = 2$	30	0,45	991	810	2,455	0,624	-0,050	63,8	1,018
$Pr_{turb} = 2$ (feine Vernetzung ³)	30	0,45	991	813	2,548	0,612	-0,047	62,9	1,031
$Pr_{turb} = 3$	30	0,45	1117	846	3,264	0,792	-0,063	57,6	1,018

¹PF = Peak-Faktor $\doteq \dot{q}''_{W,maximal}/\dot{q}''_{W,gemittelt}$; ²F = Faktor $\doteq \dot{q}''_{W,Mitte}/\dot{q}''_{W,gemittelt}$

³Für die feine Vernetzung wurden 121 Elemente in radialen und 1440 Elemente in axialer Richtung verwendet. Dadurch verringert sich der y^+ -Wert von 9,0 auf 3,5.

maximale über eine Zone gemittelte Leistungsdichte (in Zone 1 mit 52 MW/m^3) und an die maximal auftretende Leistungsdichte je Brennelement von 72 MW/m^3 im Blanket werden diese Leistungsdichten dem 2-m-Modell aufgeprägt. Die Strömungssimulation erfolgt hierbei mit einer turbulenten Prandtl-Zahl von 2.

Mit diesen Annahmen können die in Abbildung 4.20 dargestellten Verläufe für Wand- und Brennstofftemperatur ermittelt werden. Sie verdeutlichen, dass bei einem Übergang zu höheren Leistungsdichten sich die Verläufe zu höheren Temperaturen hin verschieben. Dabei verlängert sich die Aufheizzone im unteren Bereich. Die Strömung braucht damit bei höheren Leistungsdichten länger, bis das durch Gleichung 4.6 auf Seite 49 beschriebene Gleichgewicht erreicht wird. Entsprechend verdeutlichen beide Temperaturverläufe in Abbildung 4.20, dass ausgeprägte Temperaturspitzen am oberen Ende des Brennstoffringes bei höheren Leistungsdichten auftreten. So steigt die Wandtemperatur auf den oberen 25 cm des Brennstoffringes um 8% bei 30 MW/m^3 , um 13% bei 52 MW/m^3 und um 16% bei 72 MW/m^3 an. Die Entwicklung der zentralen Brennstofftemperatur zeigt ein ähnliches Verhalten. Die zentrale Brennstofftemperatur erhöht sich um 9% bei 30 MW/m^3 , um 13% bei 52 MW/m^3 und um 12% bei 15 MW/m^3 auf den oberen 25 cm des Modells an. Die sich daraus ergebenden Maximalwerte für die Wand- und die Brennstofftemperaturen sind in Tabelle 4.7 zusammengestellt.

Der resultierende Verlauf der Wärmestromdichte ist in Abbildung 4.21 dargestellt und zeigt ebenfalls für alle Leistungsdichten ein ähnliches Verhalten. Wird der untere Bereich der Einlaufzone und der obere Bereich der Umlenkströmung vernachlässigt, stellt sich in Abhängigkeit von der Leistungsdichte eine konstante Wärmestromdichte an der Innenwand des Brennstoffringes ein. Analog zu den Erkenntnissen für die Temperaturverteilungen sollten sich dabei, bedingt durch die längere Aufheizphase, stärkere Wärmestromspitzen bei höheren Leistungsdichten einstellen. Allerdings wird die Strömung mit höherer innerer Wärmequelle zunehmend turbulenter. Das zeigen die in Tabelle 4.7 angegebenen Werte für die turbulente Zähigkeit. Dadurch erhöht sich gleichzeitig die effektive Wärmeleitfähigkeit. Dieser Effekt führt dazu, dass sich die in Ta-

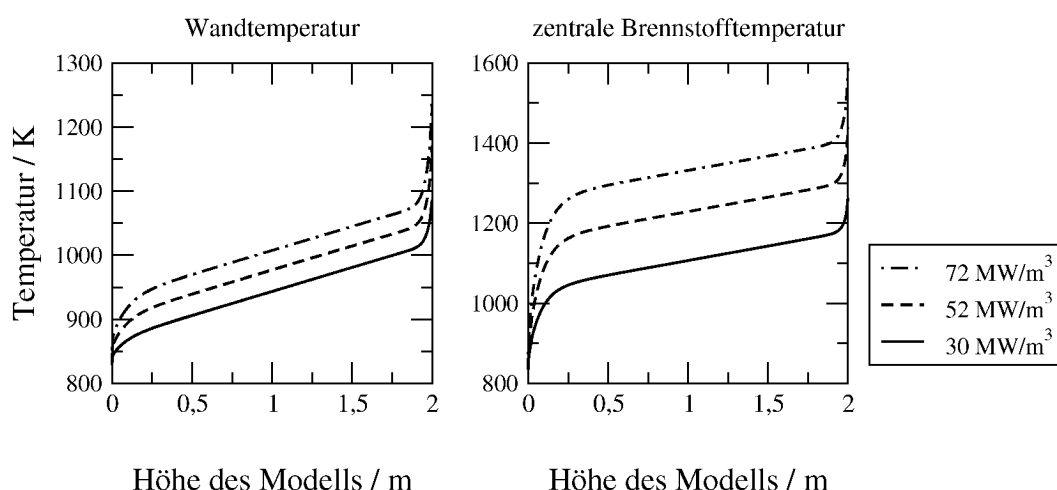


Abbildung 4.20: Unterschiedliche Leistungsdichten: Vergleich der axialen Verläufe von Wand- sowie Brennstofftemperatur über die gesamte Höhe von 2 m eines Brennstoffringes ($Pr_{turb} = 2$)

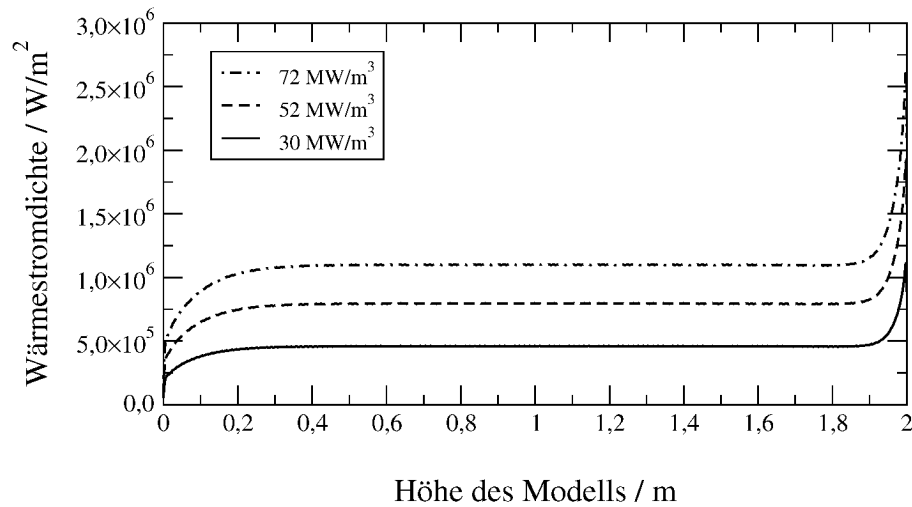


Abbildung 4.21: Unterschiedliche Leistungsdichten: Verlauf der über die Wand abzuführenden Wärmestromdichte über die gesamte Höhe von 2 m eines Brennstoffringes ($Pr_{turb} = 2$)

belle 4.7 angegebenen Peak-Faktoren für die Wärmestromdichte kaum unterscheiden.

Bisherige Überlegungen haben sich auf Betrachtungen für eine turbulente Prandtl-Zahl von 2 begrenzt. Die Ergebnisse des vorangegangenen Abschnittes haben allerdings verdeutlicht, dass unter der Annahme einer Prandtl-Zahl von 3 die Temperatur- und Wärmestromspitzen stärker ausgeprägt sind. Da hinsichtlich einer sicherheitstechnischen Betrachtung nachgewiesen werden

Tabelle 4.7: Variation von $\dot{q}'''$: Simulationsergebnisse für einen 2 m Brennstoffring gemittelte und maximale Werte für das gesamte Modell sowie in der Mitte des Modells

Größe	gemittelt		maximal			Modellmitte			
	$\dot{q}'''$	$\dot{q}_W''$	T_B	T_W	$PF(\dot{q}_W'')$ ¹	η_{eff}	u_z	λ_{eff}	$F(\dot{q}_W'')$ ²
Einheit	$\frac{MW}{m^3}$	$\frac{MW}{m^2}$	°C	°C	–	Pa·s	m/s	$\frac{W}{m \cdot K}$	–
$Pr_{turb} = 2$	30	0,45	991	810	2,465	0,624	0,050	63,8	1,018
$Pr_{turb} = 2$	52	0,78	1166	891	2,455	0,767	0,063	75,2	1,018
$Pr_{turb} = 2$	72	1,08	1314	963	2,440	0,861	0,072	82,9	1,018
$Pr_{turb} = 3^3$	72	1,08	1588	1068	3,418	1,055	0,088	72,8	1,030
$Pr_{turb} = 3^3$ (mit Auslaufzone) ⁴	72	1,08	1286	775	1,037	1,095	0,092	74,7	1,024

¹PF = Peak-Faktor $\hat{=}$ $\dot{q}_{W,maximal}''/\dot{q}_{W,gemittelt}''$; ²F = Faktor $\hat{=}$ $\dot{q}_{W,Mitte}''/\dot{q}_{W,gemittelt}''$

³Für diese Berechnungen wurde aus Gründen der numerischen Stabilität die feine Vernetzung verwendet (siehe auch Tabelle 4.6).

⁴2-m-Modell, erhöht um eine Auslaufzone von 20% $\hat{=}$ 40 cm

muss, dass der eingesetzte Werkstoff den maximal zu erwartenden Belastungen Stand halten kann, müssen die theoretisch maximal auftretenden Temperaturen und Wärmestromdichten ermittelt werden. Dabei muss untersucht werden, ob die oben gewonnenen Erkenntnisse sich auch für höhere Prandtl-Zahlen nachweisen lassen. Deswegen ist der Einfluss der Naturkonvektion für die maximal zu erwartende Leistungsdichte von 72 MW/m^3 und den ungünstigsten Wert für die turbulente Prandtl-Zahl von 3 simuliert worden.

Die in Tabelle 4.7 aufgeführten Werte für den Peak-Faktor zeigen hierbei, dass dieser sich im Vergleich zu den Ergebnissen aus Abschnitt 4.3.3 erhöht. Hier können die erhöhten Wärmestromspitzen nicht über eine Steigerung der Turbulenz und den damit verbundenen höheren radialen Wärmetransport ausgeglichen werden.

Neben dieser Erkenntnis wird schon mit dieser Simulation deutlich, dass unter den getroffenen Annahmen sehr hohe Werte für die maximale Wandtemperatur mit 1068°C und für die Brennstofftemperaturen mit 1588°C entstehen können. Deswegen wird die bereits in Abschnitt 4.3.2 vorgestellte Verbesserung der Brennstoffringgeometrie mit einer Auslaufzone für die Betrachtung des Modells hier angewendet. Sollte dieser Fall eintreffen, kann dann mit einer Auslaufzone von 40 cm eine Verringerung der maximalen Wandtemperatur um 27%, der Brennstofftemperatur um 19% und der Wärmestromdichte um 70% erreicht werden. Die Ergebnisse für diese Berechnungen sind in Tabelle 4.7 angegeben.

4.3.5 Einfluss der Leistungsdichteverteilung

Bisherige Betrachtungen der Naturkonvektionsströmung und ihr Einfluss auf die Temperatur- bzw. Wärmestromverteilung im Brennstoff haben die teilweise starken Heterogenitäten innerhalb der Brennstoffringe vernachlässigt. Auf ihren Einfluss wird in diesem Abschnitt näher eingegangen. Sie lassen sich analog zu der in Abschnitt 4.2 vorgestellten Leistungsverteilung in azimuthale und axiale Heterogenitäten einteilen.

4.3.5.1 Einfluss der azimuthalen Leistungsdichteverteilung

Überlegungen in Abschnitt 4.3.1 haben sich auf den Einfluss der zu erwartenden Konvektionsströmung auf den *radialen* Wärmetransport innerhalb eines Brennstoffringes konzentriert. Dabei wurde dem entsprechenden Modell eine gemittelte, konstante Leistungsdichte aufgeprägt. Die in Abschnitt 4.2 vorgestellten Ergebnisse für die Verteilung der erzeugten Leistungsdichten innerhalb des Blankets zeigen, dass die Leistungsdichte mit dem Abstand zur Spallationsneutronenquelle abnimmt. Weiter zeigen die detaillierter betrachteten Brennelemente starke Unterschiede in der erzeugten Leistung innerhalb eines Brennelementes und eines Brennelementtringes. Letztere treten in allen Brennelementtringen zwischen denen der Spallationsneutronenquelle zu- und abgewandten Seiten auf. Hier können Unterschiede in der erzeugten Leistungsdichte *eines* Brennelementtringes von bis zu 70% (vgl. Abbildung 4.2 bis 4.4) auftreten. Dabei wird in diesem Fall im äußeren Ring 6 des Brennelementes 1 in dem der Spallationsquelle zugewandten Segment (vorn) eine Leistungsdichte von 72 MW/m^3 und in dem abgewandten Segment (hinten) eine Leistungsdichte von 42 MW/m^3 erzeugt. Diese für jedes Segment gemittelten Werte spiegeln eine azimuthale Leistungsdichteverteilung im gesamten Brennstoffring wieder. Für die

weiteren Betrachtungen soll jedoch eine feinere Aufschlüsselung der Leistungsdichteverteilung in azimuthaler Richtung betrachtet werden. Sie erfolgt jeweils für 10° -Schritte.

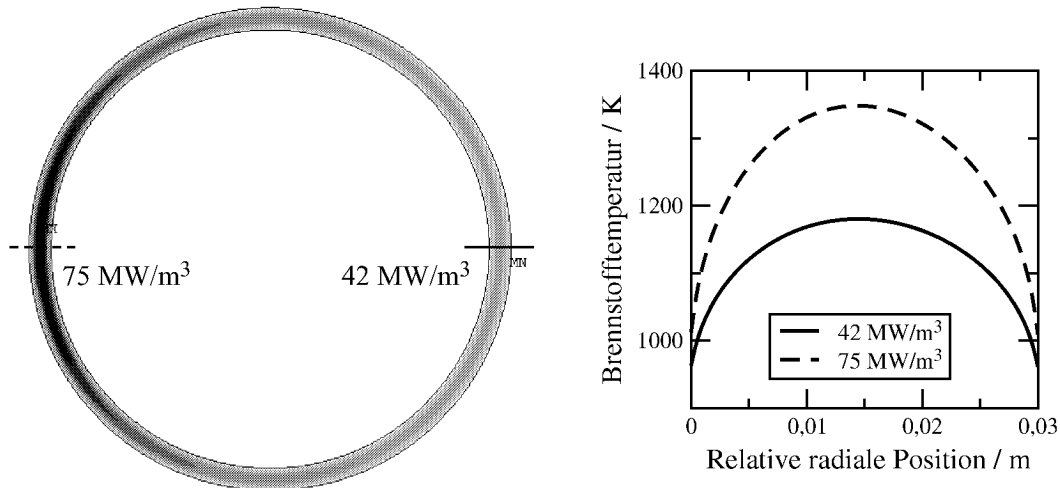


Abbildung 4.22: Links: Verdeutlichung der Temperaturverteilung in einem Radialschnitt (axiale Position 1 m) durch den äußeren Brennstoffring (Ring 6) des Brennelementes 1. Rechts: radiale Schnittprofile an der vorderen und hinteren Seite des Brennstoffringes (Ergebnisse aus einer 2D-achsensymmetrischen Strömungssimulation unter Anpassung der erzeugten Leistungsdichte)

Es entsteht an der vorderen Seite des Brennstoffringes eine maximale Leistungsdichte für den betrachteten Brennstoffring von 75 MW/m^3 und an der hinteren Seite eine minimale Leistungsdichte von 42 MW/m^3 . Diese Leistungsdichteunterschiede führen zu einer heterogenen Temperaturverteilung in azimuthaler Richtung. Um diese zu verdeutlichen, sind in Abbildung 4.22 auf der rechten Seite die Ergebnisse einer 2D-achsensymmetrischen Strömungssimulation für die beiden Extremwerte der Leistungsdichte dargestellt. Sie zeigt ebenfalls ausgeprägte Heterogenitäten, die z.B. zu Unterschieden in der maximalen Brennstofftemperatur von 168 K zwischen der vorderen und der hinteren Seite führen.

Wie schon Betrachtungen in Abschnitt 4.3.1 für den radialen Wärmetransport gezeigt haben, führen diese Temperaturdifferenzen zu Dichteunterschieden, die wiederum eine Naturkonvektionsströmung in azimuthaler Richtung erzeugen können. Diese Strömung führt zu einer Erhöhung des Wärmetransportes. In diesem Fall kann der Einfluss azimuthaler Heterogenitäten über eine einfache wärmetechnische Abschätzung hinreichend deutlich gemacht werden.

Maßgebend für die Effizienz des Wärmetransports aus dem Zentrum des Brennelementringes ist das Produkt aus Temperaturgradient und effektiver Wärmeleitfähigkeit in der entsprechenden Richtung. Soll die azimuthale Leistungsdichteverteilung Einfluss auf die bisherigen Betrachtungen nehmen, muss der in azimuthaler Richtung transportierte Wärmestrom eine ähnliche Größenordnung wie der in radialer Richtung erreichen. Nur dann könnte darüber ein Ausgleich der Heterogenitäten hinsichtlich der Brennstoff- und Wandtemperaturen und der über die Brennstoffring-

wand abzuführenden Wärmestromdichte erfolgen. Über die maximalen Brennstofftemperaturen der vorderen und der hinteren Seite kann ein Temperaturgradient in azimuthaler Richtung abgeschätzt werden:

$$\frac{dT}{d\varphi} = \frac{T_{max,v} - T_{max,h}}{\pi \cdot r_m} \quad (4.8)$$

mit: $T_{max,v}$ = maximale Brennstofftemperatur der vorderen Seite in K; $T_{max,h}$ = maximale Brennstofftemperatur der hinteren Seite in K; r_m = mittlerer Radius des Brennstoffringes.

Gleiches gilt für den Temperaturgradienten in radialer Richtung, hier exemplarisch angegeben für die vordere Seite des Brennelementringes:

$$\frac{dT}{dr} = \frac{T_{max,v} - T_{min,v}}{r_m - r_a} \quad (4.9)$$

mit: $T_{min,v}$ = minimale Brennstofftemperatur der vorderen Seite in K; r_a = Außenradius des Brennstoffringes in m.

Die über Gleichung 4.8 und 4.9 ermittelten Temperaturgradienten lassen sich zu 5 K/cm (azimutal), 226, K/cm (radial, vorne) und 147 (radial, hinten) ermitteln. Der signifikante Unterschied entsteht dabei vor allem durch die unterschiedlichen Bezugslängen ($dx = 0,36$ m, $dr = 0,015$ m). Da für die hier betrachtete Naturkonvektionsströmung die Temperaturgradienten bestimmend sind, werden auch die Geschwindigkeitskomponenten in radialer Richtung dominieren. Generell können Temperaturgradienten in azimuthaler Richtung durch ihre Orthogonalität zur Gravitationskraft keine azimuthalen Geschwindigkeiten induzieren. Jedoch können Geschwindigkeitsgradienten in azimuthaler Richtung aufgrund unterschiedlicher axialer Geschwindigkeiten ausgleichende Strömungen in azimuthaler Richtung bewirken. Aufgrund des kleineren azimuthalen Temperaturgradienten werden jedoch die azimuthalen Geschwindigkeitsgradienten und somit die azimuthalen Ausgleichsströmungen vernachlässigbar sein.

4.3.5.2 Einfluss der axialen Leistungsdichteverteilung

Die in Abschnitt 4.2.3 verdeutlichte Axialverteilung der Leistungsdichte zeigt Abweichungen von bis zu 26% von der gemittelten Leistungsdichte eines Brennelementes. Bisher wurde der Einfluss des flüssigen Brennstoffes unter Vernachlässigung des axialen Leistungsdichteprofiles analysiert. Dabei hat sich herausgestellt, dass Temperatur- und Wärmestromspitzen im oberen Bereich der Brennstoffringe zu erwarten sind. An diesen Stellen wird, wie die axialen Leistungsdichteverteilungen in Abbildung 4.4 auf Seite 46 zeigen, eine geringere Leistung erzeugt. Ob dieser Aspekt die maximalen Temperaturen sowie die abzuführenden Wärmeströme verringert, soll im folgenden untersucht werden. Dafür wurde dem bereits vorgestellten 2-m-Modell für die *gemittelten* Leistungsdichten von 30, 52 und 72 MW/m³ das in Abbildung 4.4 dargestellte Leistungsdichteprofil für Brennelement 1, Ring 2, als innere Wärmeleistungsquelle vorgegeben.

Die in Abbildung 4.23 dargestellten Temperaturverläufe zeigen deutlich den Einfluss der axialen Leistungsdichteverteilung. Entsprechend der geringeren erzeugten Leistung im oberen Bereich des Brennelementes liegen die maximalen Temperaturen für Wand und Brennstoff unter den im vorangegangenen Abschnitt berechneten Werten. So senkt sich die Wandtemperatur je nach

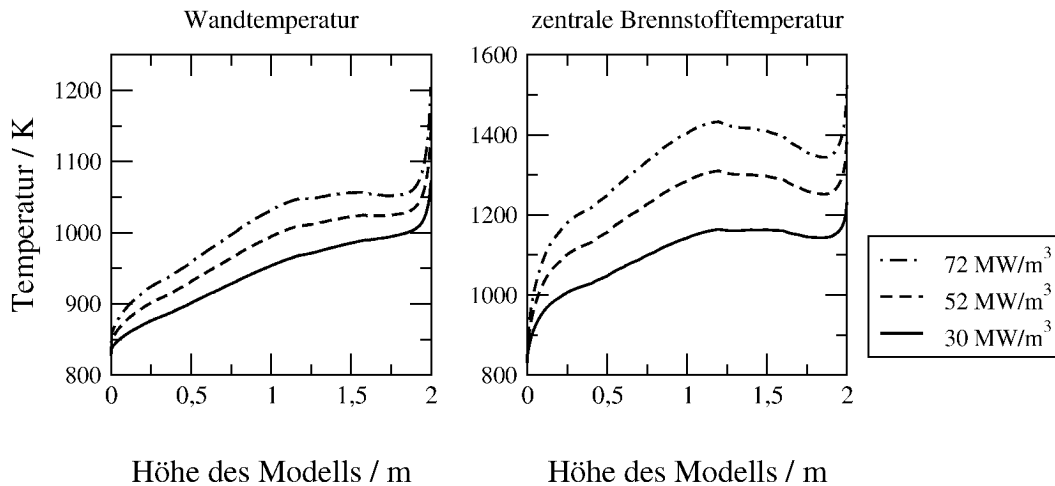


Abbildung 4.23: Einfluss des axialen Leistungsdichteprofiles: Vergleich der axialen Verläufe von Wand- sowie Brennstofftemperatur für unterschiedliche Leistungen

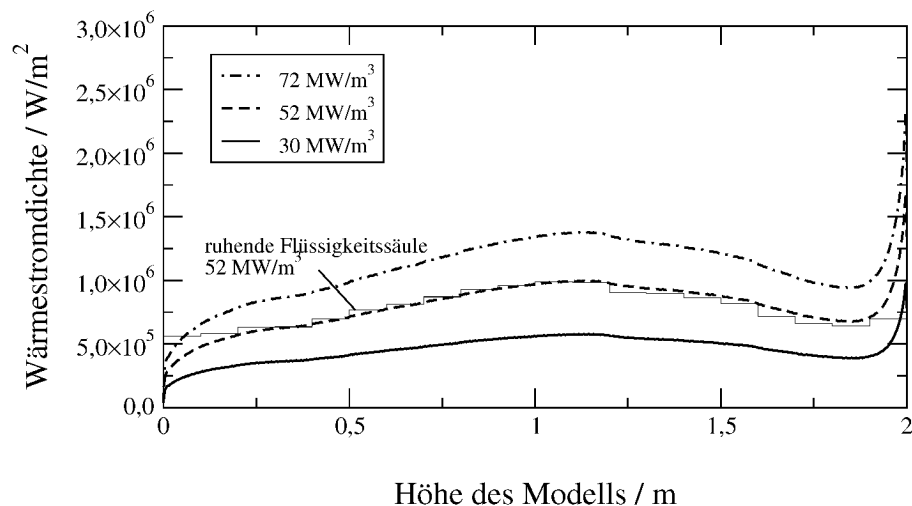


Abbildung 4.24: Einfluss des axialen Leistungsdichteprofiles: Verlauf der über die Wand abzuführenden Wärmestromdichten für unterschiedliche Leistungen

Leistungsdichte um 13/23/32 K. Ebenso verringert sich die maximale Brennstofftemperatur um jeweils 29/49/64 K (vgl. Tabelle 4.7 und 4.8).

Weiter geht aus Abbildung 4.24 hervor, dass die axiale Leistungsdichteverteilung auch Einfluss auf die Wärmestromdichte an der Wand hat. Unter Vernachlässigung der oberen und unteren Bereiche stellen sich dabei nach Gleichung 4.3 in Abhängigkeit von der axialen Leistungsdichteverteilung die Wärmestromdichten an der Wand ein. Das sich daraus ergebende Wärmestromdichteprofil für eine ruhende Flüssigkeitssäule verdeutlicht den Zusammenhang der axialen Profile beider Größen. So kann anhand der in Abbildung 4.24 dargestellten Profile für eine *gemittelte* Leistungsdichte von 52 MW/m³ gezeigt werden, dass eine signifikante Verschiebung in axialer Richtung nicht festzustellen ist. Damit ist das Wärmestromdichteprofil an der Wand direkt mit dem Profil der erzeugten Leistungsdichte verknüpft.

Tabelle 4.8: Einfluss des axialen Leistungsdichteprofiles: Simulationsergebnisse für einen 2 m Brennstoffring; gemittelte und maximale Werte für das gesamte Modell sowie in der Mitte des Modells

Größe	gemittelt		maximal			Modellmitte (1 m Höhe)			
	$\dot{q}'''$	$\dot{q}_W''$	T_B	T_W	$PF(\dot{q}_W'')^1$	η_{eff}	v_y	λ_{eff}	$F(\dot{q}_W'')^2$
Einheit	$\frac{MW}{m^3}$	$\frac{MW}{m^2}$	$^{\circ}C$	$^{\circ}C$	–	Pa·s	m/s	$\frac{W}{m \cdot K}$	–
$Pr_{turb} = 2$	30	0,450	960	797	2,167	0,662	0,055	66,8	1,244
$Pr_{turb} = 2$	52	0,780	1117	868	2,162	0,808	0,069	78,7	1,244
$Pr_{turb} = 2$	72	1,080	1251	931	2,150	0,905	0,078	86,6	1,241

¹PF = Peak-Faktor $\hat{=} \dot{q}_{W,maximal}'' / \dot{q}_{W,gemittelt}''$; ²F = Faktor $\hat{=} \dot{q}_{W,Mitte}'' / \dot{q}_{W,gemittelt}''$

Ebenso wie in den Ergebnissen aus Abschnitt 4.3.3 und 4.3.4, stellen sich auch unter Berücksichtigung der axialen Leistungsdichteverteilung maximale Wärmestromdichten im oberen Bereich der Brennstoffrings ein. Allerdings zeigen die in Tabelle 4.8 angegebenen Peak-Faktoren, dass die maximalen Wärmestromdichten bei allen analysierten gemittelten Leistungsdichten geringer sind. dadurch liegen diese Peak-Faktoren ca. 15% unten den in Abschnitt 4.3.4 berechneten Peak-Faktoren.

Unter Berücksichtigung der hier vorgestellten Ergebnisse ist gezeigt worden, dass die Berücksichtigung der axialen Leistungsdichte die hinsichtlich einer sicherheitstechnischen Betrachtung wichtigen Größen positiv beeinflusst. Vor diesem Hintergrund überschätzen die in den Abschnitten 4.3.3 und 4.3.4 diskutierten Ergebnisse die tatsächlich zu erwartenden Werte.

4.4 Einordnung der Ergebnisse hinsichtlich der sicherheitstechnisch relevanten Größen

In den vorangegangenen Abschnitten wurde der Einfluss der turbulenten Prandtl-Zahl, der Leistungsdichte und der azimuthalen sowie radialen Heterogenitäten auf die sicherheitstechnisch relevanten Größen Temperatur, Geschwindigkeiten und abzuführender Wärmestrom untersucht. Mit diesen Betrachtungen konnte auch gleichzeitig ermittelt werden, an welchen Stellen maximale Belastungen zu erwarten sind. Wie hoch diese Belastungen sind und inwieweit die auf Seite 42 angegebenen Randbedingungen für Brennstofftemperatur und Strömungsgeschwindigkeit eingehalten werden können, wird in den Abschnitten 4.4.1 bis 4.4.3 analysiert.

4.4.1 Maximale Brennstofftemperaturen

Hinsichtlich der eingangs in diesem Kapitel auf Seite 42 definierten Grenzen für die Brennstofftemperatur ist gefordert worden, dass die Siedetemperatur des Brennstoffes von 1670°C nicht erreicht werden soll. Die berechneten Ergebnisse haben gezeigt, dass auch unter der Annahme

einer maximal zu erwartenden Leistungsdichte von 72 MW/m^3 Brennstofftemperaturen von bis zu 1314°C entstehen. Wird zusätzlich die axiale Leistungsdichteverteilung in den Brennelementen berücksichtigt, sinkt diese Temperatur um über 60 K . Beide Werte liegen deutlich unter der Siedetemperatur des Brennstoffes und zeigen, dass eine Verletzung dieser Grenze mit hoher Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen werden kann.

An dieser Stelle muss überlegt werden, in welcher Höhe Rechenungenauigkeiten zu erwarten sind. Sollten die Berechnungen eine Abweichung von über 22% annehmen, kann die Siedetemperatur erreicht werden. Um diese Abweichung einschätzen zu können, sei an dieser Stelle auf /TR90/ verwiesen. Demnach ist selbst bei einem optimal für die Anwendung des k - ϵ -Modells geeigneten Fall mit Abweichungen von bis zu 10% zu rechnen. Hinsichtlich der hier betrachteten Flüssigmetallströmung müssen demnach noch weitere Abstriche bei der Genauigkeit der Rechnung hingenommen werden, so dass die Ungenauigkeit größer wird. Letztendlich kann jedoch nur über ein geeignetes Experiment die Abweichung und damit die Genauigkeit der Rechnungen hinreichend sicher bewertet werden.

In Abschnitt 4.3.3 ist der Einfluss der turbulenten Prandtl-Zahl auf die maximale Brennstofftemperatur gezeigt worden. Es sind Werte für diese von bis zu 3 untersucht worden. Sollte ein hoher und damit ungünstiger Werte für die turbulente Prandtl-Zahl von 3 entstehen und gleichzeitig die maximale Leistungsdichte von 72 MW/m^3 erzeugt werden, könnten Brennstofftemperaturen von bis zu 1588°C entstehen. Wird dieser Fall angenommen, liegt die maximale Brennstofftemperatur damit 4% unter der Siedetemperatur des Brennstoffes. Mit den oben angesprochenen zu erwartenden Abweichungen der Rechenergebnisse von mindestens 10% kann damit nicht mehr sicher gewährleistet werden, dass die Siedetemperatur von 1670°C nicht erreicht wird.

Sollte dieser Fall eintreffen, muss die Brennstoffgeometrie geändert werden, indem eine Auslaufzone vorgesehen wird. Diese Modifikation ist bereits in Abschnitt 4.3.3 erläutert worden und ermöglicht für den postulierten Fall eine Reduktion der maximalen Brennstofftemperatur auf einen sicherheitstechnisch unbedenklichen Wert von 1286°C .

4.4.2 Strömungsgeschwindigkeiten im Brennstoff und in der Kühlung

Mit der Simulation der Naturkonvektionsströmung in den Brennelementen für unterschiedliche Leistungsdichten und turbulente Prandtl-Zahlen ist gezeigt worden, dass die auf Seite 50 angegebenen Grenzen für die maximale Strömungsgeschwindigkeit im Brennstoff von 2 m/s nicht überschritten werden ist. Die auftretenden Strömungsgeschwindigkeiten im Brennstoff liegen dabei zwischen $0,03$ und $0,09 \text{ m/s}$. Diese Ergebnisse liegen bis zu zwei Größenordnungen unter dem geforderten Grenzwert. So kann selbst bei erheblichen Rechenungenauigkeiten sicher ausgeschlossen werden, dass hier sicherheitstechnisch bedenkliche Werte auftreten, die eine Verwendung des hier vorgestellten Blanketkonzeptes ausschließen.

Der angegebene Wert von 2 m/s gilt auch als Grenzwert für die Kühlmittelgeschwindigkeiten. Ob mit der gegebenen Brennstoffgeometrie die erzeugte Leistung mit einer Kühlmittelgeschwindigkeit von weniger als 2 m/s abgeführt werden kann, wird im Folgenden untersucht:

Die Ermittlung des notwendigen Kühlmittelmassenstroms ist in Abschnitt 4.1 erläutert worden. Unter Verwendung der in Abschnitt 4.2 angegebenen Leistungen, die je Brennelement und auch

je Brennstoffring erzeugt werden, kann der notwendige Kühlmittelmassenstrom in den einzelnen Kühlkanälen für die Brennelemente einer Zone ermittelt werden. Dabei muss eine Kühlmittel-aufheizspanne von maximal 150 K aus Gründen der Korrosionsvermeidung eingehalten werden (siehe Seite 38). Maximale Leistungen werden in den Brennelementen der ersten Zone erzeugt. Hier sind maximale Kühlmittelmassenströme und damit auch maximale Geschwindigkeiten im Kühlmittel für eine ausreichende Wärmeabfuhr notwendig. Deswegen werden die in Tabelle 4.9 angegebenen charakteristischen Werte für die Kühlung exemplarisch für ein Brennelement der ersten Zone angegeben. Tabelle 4.9 zeigt, dass für eine ausreichende Kühlung der Brennelemente

Tabelle 4.9: Benötigte Massenströme an Kühlmittel und Kühlmittelgeschwindigkeiten für die Brennelemente der ersten Zone (Kühlmittelseintrittstemperatur = 550°C)

Bereich		zentrale KMS ¹	Kühlkanal						BE Zone 1
			1	2	3	4	5	6	
Querschnitt	10 ⁻² m ²	3,142	0,640	0,826	1,012	1,198	1,384	0,781	8,983
abzuführende Leistung	MW	1,08	2,53	3,28	4,04	4,80	5,60	3,01	24,34
Massenstrom	kg/s	49,4	114	147,1	180,3	213,5	246,6	139,1	1090
Geschwindigkeit	m/s	0,15	1,7	1,7	1,7	1,7	1,7	1,7	–

¹Die zentrale Kühlmittelströmung fließt in der Mitte des Brennelementes.

der inneren Zone Kühlmittelgeschwindigkeiten von bis zu 1,7 m/s notwendig sind. Bis auf die zentrale Kühlmittelströmung tritt diese Geschwindigkeit in allen Kühlkanälen auf. Durch eine vergleichsweise hohe Querschnittsfläche in der zentralen Kühlmittelströmung ist hier lediglich eine Kühlmittelgeschwindigkeit von 0,15 m/s erforderlich. Die unterschiedlichen Geschwindigkeiten können über eine geeignete Drosselung im Zulauf eingestellt werden.

Allerdings wurden für die teilweise erheblichen Unterschiede in der Leistungsdichteverteilung eines Brennstoffringes bei der Bilanzierung nicht berücksichtigt. Um auch unter Berücksichtigung dieses Einflusses ein ausgeglichenes Temperaturprofil am Austritt des Kühlmittels zu erreichen, muss der Kühlmittelmassenstrom innerhalb eines Kühlkanals angepasst werden. Entsprechend der in Tabelle 4.2 auf Seite 45 angegebenen Peak-Faktoren für BE 1 muss an der vorderen Seite des Kühlkanals die 1,4-fache mittlere Leistung abgeführt werden. Soll dabei die gleiche Austrittstemperatur des Kühlmittels erreicht werden, muss der Kühlmittelmassenstrom und damit auch die Geschwindigkeit erhöht werden oder, um ersteres zu vermeiden, für eine azimuthale Verwirbelung gesorgt werden. Eine starke Erhöhung der Kühlmittelgeschwindigkeiten an diesen Stellen kann auch durch eine exzentrische Anordnung der Brennstoffringe in den Brennelementen erfolgen. Davon ausgehend, dass unter Verwendung dieser Modifizierung, der Einfluss der azimuthalen Leistungsdichteverteilung in den Brennelementen nur einen sehr geringen Einfluss auf die erforderliche Kühlmittelgeschwindigkeit nimmt, treten maximale Kühlmittelgeschwindigkeiten von 1,7 m/s im Blanket auf. Sie liegen 15% unter dem Grenzwert von 2 m/s.

Der angegebene Grenzwert von 2 m/s ergibt sich aus Korrosionsgründen. Wie in Kapitel 3 erörtert, verstärkt sich der ohnehin bedeutsame Korrosionsangriff durch das Kühlmittel im

Primärkreislauf bei höheren Geschwindigkeiten. Die angegebenen Grenzwerte sind somit als fließende Grenzen zu verstehen, was z.B. in diesem Fall bedeutet, dass schon Geschwindigkeiten von über 1 m/s zu einer erhöhten Korrosionsrate führen. Daher sind bereits die in Tabelle 4.9 angegebenen Geschwindigkeiten vergleichsweise hoch. Hier ist zu überlegen, ob diese Kühlmittelgeschwindigkeiten durch eine Modifizierung der Brennelementgeometrie verringert werden können. So kann z.B. über eine Verbreiterung der Kühlkanäle der Querschnitt erhöht und somit die gleiche Leistung bei kleineren Geschwindigkeiten abgeführt werden. Eine solche Veränderung würde allerdings Einfluss auf die Neutronenökonomie im Blanket nehmen, die zunächst hinsichtlich neutronenphysikalischer Gesichtspunkte untersucht werden sollte.

4.4.3 Maximale Spannungen in den Brennelementen

Wie einleitend in diesem Kapitel aufgezeigt worden ist, werden die in den Brennelementen zu erwartenden Belastungen vornehmlich durch thermische Spannungen erzeugt. Mit den aus den Strömungssimulationen ermittelten über die Wand abzuführenden Wärmestromdichten können mit Gleichung 4.4 (siehe Seite 42) die auftretenden thermischen Spannungen in der Brennstoffringwand ermittelt werden. Abbildung 4.25 zeigt diesen Zusammenhang.

Bei allen betrachteten Naturkonvektionsströmungen stellt sich unter Vernachlässigung des oberen und unteren Bereiches eine konstante Wärmestromdichte an der Wand ein. In Abhängigkeit von den betrachteten Leistungsdichten 30/52/72 MW/m³ sind so Wärmestromdichten von 0,46/0,79/1,10 MW/m² über die Wand abzuführen. Dadurch entstehen in den entsprechenden Wänden thermische Spannungen von bis zu 73 N/mm² (siehe Abbildung 4.25).

Neben dieser Betrachtung für den mittleren axialen Abschnitt der Brennelemente zeigt die axiale Wärmestromdichteverteilung allerdings eine starke Erhöhung auf den oberen 25 cm der Brennstoffringe. Hier treten bei allen betrachteten Strömungen Peak-Faktoren für die Leistungsdichte

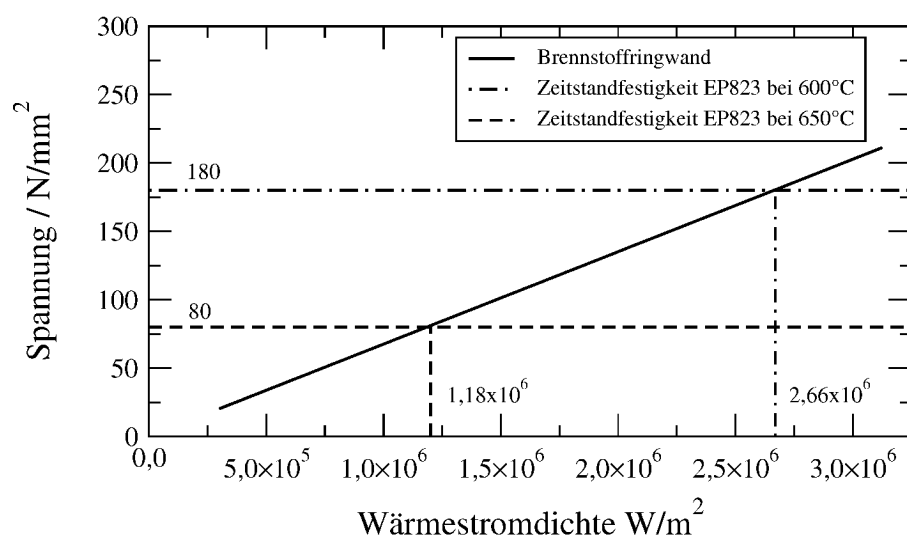


Abbildung 4.25: Thermospannungen in der Wand des Brennstoffringes in Abhängigkeit von der über die Wand abzuführenden Wärmestromdichte

von mindestens 1,6 ($\dot{q}''' = 30 \text{ MW/m}^3$, $\text{Pr}_{\text{turb}} = 1$) und maximal bis zu 3,4 ($\dot{q}''' = 72 \text{ MW/m}^3$, $\text{Pr}_{\text{turb}} = 3$) auf. Letztere führen zu maximalen Wärmestromdichten von $3,7 \text{ MW/m}^2$. Damit würden thermische Spannungen von 250 N/mm^2 entstehen.

Die ermittelten Spannungen sind sekundäre Spannungen, die bei höheren Temperaturen durch plastisches Verformen abgebaut werden. Mit diesem Spannungsabbau ist bei chromlegiertem Stahl ab einer Temperatur von 450°C zu rechnen. Maßgebend ist hierbei die Schmelztemperatur des eingesetzten Werkstoffes, der in Anlehnung an Stähle mit einer ähnlichen Zusammensetzung zu 1500°C angenommen wird /Czi96/. Dieser Effekt wird bei Temperaturen zwischen 450°C und 900°C langsam ablaufen. Es muss mit Zeiträumen von Stunden bis zu Monaten gerechnet werden. Sind die Wandtemperaturen höher, kann mit einem sehr schnellen Abbau der Spannungen in der Größenordnung von Minuten gerechnet werden /Hor91/.

Die Belastbarkeit des Werkstoffes ist temperaturabhängig und nimmt mit zunehmender Temperatur ab (siehe Tabelle C.2 auf Seite 122). Deswegen muss gleichzeitig die Temperatur der Wand bekannt sein, um eine Aussage darüber treffen zu können, ob der Werkstoff den thermischen Spannungen insbesondere an den Stellen maximaler Wärmestromdichten stand halten kann. Die dafür notwendige Temperaturverteilung der Wand kann ebenfalls aus den Ergebnissen der Strömungssimulationen entnommen werden. Die berechneten Werte für die Wandtemperatur in Tabelle 4.10 stellen sich an der Innenseite, also der Wand, die mit dem Brennstoff in Berührung kommt, ein. In der Wand wird sich ein lineares Temperaturprofil einstellen, dessen Maximaltemperatur sich an der Innenseite einstellt. Damit sind die angegebenen Wandtemperaturen als die maximal auftretenden zu verstehen.

Die temperaturabhängige Belastbarkeit (Zeitstandfestigkeit, 10 000 h) für den eingesetzten Stahl ist zusätzlich in Abbildung 4.25 angegeben. Sie verdeutlicht, dass er bei einer Temperatur von 600°C eine Spannung bis zu 180 N/mm^2 , bei einer Temperatur von 650°C jedoch nur noch eine Spannung von 80 N/mm^2 aushalten kann. Oberhalb dieser Temperaturen liegen keine gesicherten Werte für die Zeitstandfestigkeit für den hier verwendeten Stahl EP823 vor. Es ist jedoch zu erwarten, dass dieser 12%-Chromstahl ein ähnliches Verhalten wie bekannte hochchromhaltige Stähle zeigt, welchen eine starke Abnahme der Zeitstandfestigkeit im Temperaturbereich zwischen 700°C und 900°C aufweisen. Dabei verringert sich die Zeitstandfestigkeit jeweils um einen Faktor zwischen 1,5 und 2 je 50 K Temperaturerhöhung /Weg01/. Es muss also davon ausgegangen werden, dass die Werte für die Zeitstandfestigkeit bei Wandtemperaturen über 750°C deutlich unter dem in Tabelle 4.10 angegebenen und bekannten Wert von 80 N/mm^2 liegen.

Doch auch schon unter Verwendung dieser Obergrenze geht aus den Angaben in Tabelle 4.10 deutlich hervor, dass bei erzeugten Leistungsdichten von über 30 MW/m^3 ohne Auslaufzone die hohen Wandtemperaturen in Kombination mit hohen thermischen Spannungen zu kritischen Belastungen der Brennstoffringwände führen. Wird eine Auslaufzone vorgesehen, können die maximal auftretenden Belastungen zwar erheblich reduziert werden (siehe Zeile 4 und 5 in Tabelle 4.10), haben aber immer noch bedenklich hohe Werte. Außerdem treten bei der hier betrachteten Auslaufzone von 40 cm Instabilitäten in der Strömung am oberen Ende des Brennstoffringes auf. Hier ist u.U. mit verstärkten Druckschwankungen zu rechnen, die zu zusätzlichen mechanischen Belastungen im Brennstoffring führen können.

Abschließend muss darauf hingewiesen werden, dass allein die auftretenden Wandtemperaturen

Tabelle 4.10: Maximale Spannungen in der Brennstoffringwand für die untersuchten Naturkonvektionsströmungen

$\dot{q}'''$	Pr_{turb}	$T_{W,max}$	$\dot{q}''_{W,max}$	$\sigma_{max,EP823}$	σ_{real}	Einschätzung
MW/m ³	–	°C	MW/m ²	N/mm ²	N/mm ²	
Einfluss der turbulenten Prandtl-Zahl						
30	1	770	0,707	<80	47,78	akzeptabel
30	2	810	1,105	<80	74,68	bedenklich
30	3	846	1,469	<80	99,28	kritisch
72	3	1068	3,691	<80	249,46	kritisch
72 ¹	3	775	1,120	<80	75,7	bedenklich
Einfluss der erzeugten Leistungsdichte						
30	2	810	1,105	<80	74,68	bedenklich
52	2	891	1,915	<80	129,43	kritisch
72	2	963	2,635	<80	178,09	kritisch
Einfluss des axialen Leistungsdichteprofiles						
30	2	797	0,975	<80	65,90	akzeptabel
52	2	868	1,686	<80	113,95	kritisch
72	2	931	2,322	<80	156,94	kritisch

¹mit Auslaufzone

kritisch hohe Werte von deutlich über 650°C annehmen können. Die in Kapitel 3.3.3 auf Seite 38 zusammengestellten Randbedingungen für die Minimierung der Korrosion im Primärkreislauf haben veranschaulicht, dass diese Temperatur in den Strukturwerkstoffen möglichst nicht überschritten werden sollte.

Die Auswertung der Ergebnisse aus diesem Kapitel haben gezeigt, dass durch die auftretenden Temperaturen und Geschwindigkeiten im Brennstoff keine sicherheitstechnisch bedenklichen Werte zu erwarten sind. Allerdings zeigen die Ergebnisse für die maximalen Kühlmittelgeschwindigkeiten, die auftretenden Wandtemperaturen und die abzuführenden Wärmestromdichten, insbesondere im oberen Bereich der Brennelemente, bedenklich hohe Werte. Diese führen zu kritischen Belastungen des Werkstoffes und zu einem erhöhten Korrosionsangriff seitens des Kühlmittels.

Die hohen Wandtemperaturen und die über die Wand abzuführenden Wärmestromdichten lassen sich durch die schon vorgestellte Auslaufzone erheblich minimieren. Allerdings erhöht sich dabei nicht nur die im Blanket vorhandene Brennstoffmasse (erhöhtes Inventar), sondern das gesamte Blanket muss größer dimensioniert werden. Zusätzlich entstehen Schwingungen durch eine instabile Strömung, die sich im oberen Bereich der Brennstoffringe mit Auslaufzone einstellt. Diese können zu einer zusätzlichen mechanischen Belastung der Brennstoffringwände führen. Die dadurch entstehenden Kräfte dürfen aufgrund der hohen Dichte von Pb-Bi nicht vernachlässigt werden /Bar02/.

Neben dieser Modifikation können weitere Verbesserungsansätze aus wärmetechnischer Sicht vor-

geschlagen werden. Dabei soll die erzeugte thermische Leistung von 500 MW möglichst erhalten bleiben. Hinsichtlich der im weiteren Verlauf der Arbeit vorgestellten Verbesserungen gilt es in erster Linie, die über die Wand abzuführende Wärmestromdichte in der inneren Zone zu reduzieren. Dadurch verringern sich die Spannungen im Werkstoff, die vom Kühlmittel abzuführende Leistung und damit dessen erforderliche Geschwindigkeit sowie die Wandtemperaturen. Es gibt folgende unterschiedliche Ansätze, die Wärmestromdichte zu beeinflussen; eine Basis für beide bildet Gleichung 4.3 auf Seite 42, welche den Zusammenhang zwischen der Leistungsdichte, der Wärmestromdichte und der Dicke der Brennstoffringe beschreibt.

- Anpassung der Leistungsdichten

Durch den proportionalen Zusammenhang zwischen der erzeugten Leistungs- und der Wärmestromdichte kann über die Senkung ersterer in den Brennelementen der ersten Zone die Wärmestromdichte reduziert werden. Über die gleichzeitige Erhöhung der Leistungsdichte in den Brennelementen der äußeren beiden Zonen kann die damit verbundene Leistungseinbuße kompensiert werden.

- Anpassung der Brennstoffringgeometrie

Entsprechend Gleichung 4.3 kann die Wärmestromdichte über eine Reduzierung der Brennstoffringdicke verringert werden. Wird diese Dicke in den Brennelementen der ersten Zone reduziert, kann die Leistungseinbuße auch bei diesem Ansatz durch eine entsprechende Verdickung der Brennelemente der äußeren beiden Zonen kompensiert werden.

Mögliche Modifikationen zur Vermeidung dieser Belastungen für den Werkstoff gehen an dieser Stelle über eine einfache Verlängerung des Brennstoffringes um eine Auslaufzone hinaus und nehmen erheblichen Einfluss auf die Neutronenbilanz des Blankets.

Die in Abschnitt 4.3.4 durchgeführten Berechnungen haben allerdings gezeigt, dass die erzeugten Leistungsdichte auf z.B. die Peak-Faktoren der Wärmestromdichte keinen Einfluss nimmt. Aus diesem Grund kann hinsichtlich der wärmetechnischen Auswirkungen des ersten Ansatzes auf die in diesem Kapitel vorgestellten Ergebnisse weitestgehend zurückgegriffen werden. Mit dieser Überlegung ist eine Reduktion der Belastungen in den Brennelementen der ersten Zone nur über eine Reduktion der Leistungsdichte zu erzielen. Die in Tabelle 4.10 dargestellten Ergebnisse für Wandtemperaturen und Spannungen zeigen deutlich, dass lediglich mit einer erzeugten Leistungsdichte von 30 MW/m^3 unter Berücksichtigung des axialen Leistungsdichteprofiles Belastungen entstehen, die akzeptabel sind. Wie eine Anpassung der erzeugten Leistungsdichten realisiert werden kann wird u.A. durch den Einsatz unterschiedlicher Anreicherungen im Blanket in /Tit02/ untersucht.

Interessanter sind die Auswirkungen des zweiten Ansatzes auf sicherheits- und insbesondere wärmetechnische Fragestellungen. Um sie einzuschätzen, müssen Ergebnisse einer erneuten neutronenphysikalischen Auslegung vorliegen. Untersuchungen dazu werden im folgenden Kapitel 5 vorgestellt.

5 Optimierungsmöglichkeiten für das Blanket

Die Berechnungen in Kapitel 4 haben gezeigt, dass die im Blanket erzeugten Leistungen zu teilweise nicht akzeptablen Belastungen für die Brennelementstrukturen führen können. Die ausgeprägte Heterogenität innerhalb des Blankets und zwischen den einzelnen Zonen kann dabei gut über einen über die Zulaufverteilerplatte angepassten Kühlmittelstrom kompensiert werden. Allerdings muss den auftretenden thermischen Spannungen, den Wandtemperaturen und den entstehenden Kühlmittelgeschwindigkeiten entgegengewirkt werden. Ein Ansatz diese Werte zu verringern besteht in einer Anpassung der über die Wand abzuführenden Wärmestromdichte. Sie kann über die bereits angesprochene Veränderung der Brennelementgeometrie erreicht werden und ihre Auswirkungen auf die oben angesprochenen Werte untersucht werden.

Außerdem haben die Ergebnisse in Kapitel 4.3.3 bis 4.3.5 gezeigt, dass durch die Umlenkströmung am oberen Ende der Brennelemente hohe Werte für die Temperatur und die abzuführende Wärmestromdichte entstehen. An dieser Stelle hat auch das Kühlmittel die höchste Temperatur. Da die Kühlmitteltemperatur das Niveau aller Temperaturen in den Brennstoffringen vorgibt, soll im weiteren Verlauf überprüft werden, ob durch die Umkehrung der Strömungsrichtung und damit der Kühlmittelaufheizspanne diesen Maximalwerten entgegengewirkt werden kann.

Deswegen werden die Berechnungen für das modifizierte Blanket einmal mit der originalen Strömungsrichtung des Kühlmittels durchgeführt, damit der Einfluss der geometrischen Verbesserungen eingeordnet werden kann. Anschließend wird das modifizierte Blanket unter Berücksichtigung der veränderten Strömungsrichtung berechnet.

5.1 Geometrische Veränderung der Brennelemente

Ziel der bereits am Ende von Kapitel 4 vorgestellten Verbesserungsvorschläge ist die Anpassung der über die Wand abzuführenden Wärmestromdichte. Unter dieser Vorgabe wird die Brennelementgeometrie in den einzelnen Zonen modifiziert. Aus diesem Grund sind durch das stark heterogene radiale Leistungsdichteprofil im Blanket an Stellen mit hoher Leistungsdichte Brennstoffringe mit einer geringeren Breite einzusetzen. Entsprechend können die Brennstoffringe in Bereichen mit geringer erzeugter Leistungsdichte dicker ausgelegt werden. Dadurch erfolgt eine Angleichung der Wärmestromdichte zwischen den einzelnen Zonen. Aufgrund dieser Überlegungen werden die folgenden Geometrieänderungen im Blanket vorgenommen:

- In **Zone 1** wird einerseits die Brennstoffringdicke von 3 cm auf 1,5 cm verringert und andererseits die Kühlmittelspaltweite von 0,75 cm auf 2 cm erhöht.
- In **Zone 2** bleibt die Geometrie unverändert.

- In **Zone 3** wird die Brennstoffringdicke von 3 cm auf 6 cm erhöht und die Anzahl der Ringe je Brennelement von 6 auf 3 reduziert.

Alle weiteren Abmessungen (vgl. Abbildung 3.2) werden nicht verändert. Das veränderte Blanketkonzept wird im weiteren Verlauf als *modifiziertes Blanket* gegenüber der unveränderten Brennelementgeometrie, die als *ursprüngliches Blanket* gezeichnet wird.

Unter diesen Voraussetzungen stellen sich die in Tabelle 5.1 zusammengestellten Werte für die unterschiedlichen Zonen im Blanket ein. Verglichen mit der in Tabelle 4.1 dargestellten ursprünglichen Leistungsverteilung erhöhen sich die Leistungsdichten in allen drei Zonen. Diese Erhöhung wird über die Steigerung des Neutronenflusses (stärkere Neutronenquelle) realisiert und ermöglicht es auch mit einem geringeren Brennstoffvolumen im modifizierten Blanket die gleiche thermische Gesamtleistung von 500 MW wie im ursprünglichen Blanket zu erzeugen.

Analog zu der Leistungsdichteverteilung des ursprünglichen Blankets treten auch im modifizierten Heterogenitäten in azimuthaler und axialer Richtung auf. Wie ausgeprägt diese dort in azimuthaler Richtung sind, verdeutlichen die Peak-Faktoren in Tabelle 5.1 für ausgewählte Brennelemente je Zone (zur Nomenklatur und Einordnung der Brennelemente innerhalb des Blankets wird auf die ausführliche Beschreibung der Leistungsdichteverteilung in Kapitel 4.2 verwiesen).

Berechnungen in Abschnitt 4.3.5 haben den Einfluss der *axialen* Leistungsdichteverteilung auf die Temperaturen und die Wärmestromdichte gezeigt. Durch die Änderung der Geometrie im modifizierten Blanket zeigen auch die axialen Profile der Leistungsdichte Abweichungen zu den ursprünglichen Werten. Um ihren Einfluss auf die Wand- und Brennstofftemperaturen sowie auf die Wärmestromdichte nicht zu vernachlässigen, werden die folgenden Simulationen der Naturkonvektionsströmungen direkt unter Berücksichtigung der axialen Leistungsdichteverteilung durchgeführt.

Wie die Ergebnisse aus Abschnitt 4.3.5 gezeigt haben, verringern sich die Werte der maximalen Temperaturen und Wärmestromdichten bei der Berücksichtigung des axialen Profils. Das liegt an der Absenkung der erzeugten Leistungsdichte im oberen Bereiche der Brennstoffringe. Damit hat sich hinsichtlich einer sicherheitstechnischen Abschätzung gezeigt, dass nicht maximale *axiale* Heterogenitäten, sondern hohe Leistungsdichten in den oberen Bereichen der Brennstoffringe zu maximalen Belastungen führen.

Unter diesem Gesichtspunkt wurde jeweils das axiale Leistungsdichteprofil unter den Brennstoffringen einer Zone ausgewählt, welches in den oberen 20 cm maximale Leistungsdichten erzeugt. Damit ist sichergestellt, dass die maximal zu erwartenden Belastungen berücksichtigt werden. Die sich daraus ergebenden axialen Profile für die Analysen des modifizierten Blankets sind in Abbildung 5.1 dargestellt.

Wie stark sich diese Verbesserungen hinsichtlich der thermisch relevanten Größen Brennstoff- und Wandtemperaturverteilung sowie der Wärmestromdichte auswirken, wird in den folgenden beiden Abschnitten aufgezeigt. Dabei beeinflusst die modifizierte Geometrie (vgl. Gleichung 4.3 auf Seite 42) die über die Wand abzuführende Wärmestromdichte. Aus diesem Grund kann nicht analog zu Betrachtungen in Kapitel 4 davon ausgegangen werden, dass maximale Belastungen aus maximalen Leistungsdichten resultieren und sich damit die sicherheitstechnischen Betrachtungen auf die Brennelemente der ersten Zone beschränken lassen.

Tabelle 5.1: Leistungsverteilung des modifizierten Blankets, aufgelistet für die Brennelemente der einzelnen Zonen /Tit02/

Bereich		Zone			Blanket
		1 (innen)	2 (mitte)	3 (außen)	
Anzahl der Brennelemente	–	6	12	18	36
Brennstoffringe je BE	–	6	6	3	–
Brennstoffringdicke	10^{-2} m	1,5	3	6	–
Volumen BE	m^3	1,36	5,83	8,16	15,36
Leistung	MW	107,76	224,24	168,3	500,3
Leistung je BE	MW	17,96	18,69	9,35	13,9
Leistungsdichte je BE	MW/m^3	79,00	38,47	20,62	36,3
Peak-Faktor Blanket	–	2,18	1,06	0,57	1
Peak-Faktor BE	–	1,50	1,35	1,28	
Neutronenfluss	$1/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$	$3,35 \cdot 10^{15}$	$1,84 \cdot 10^{15}$	$9,66 \cdot 10^{14}$	–

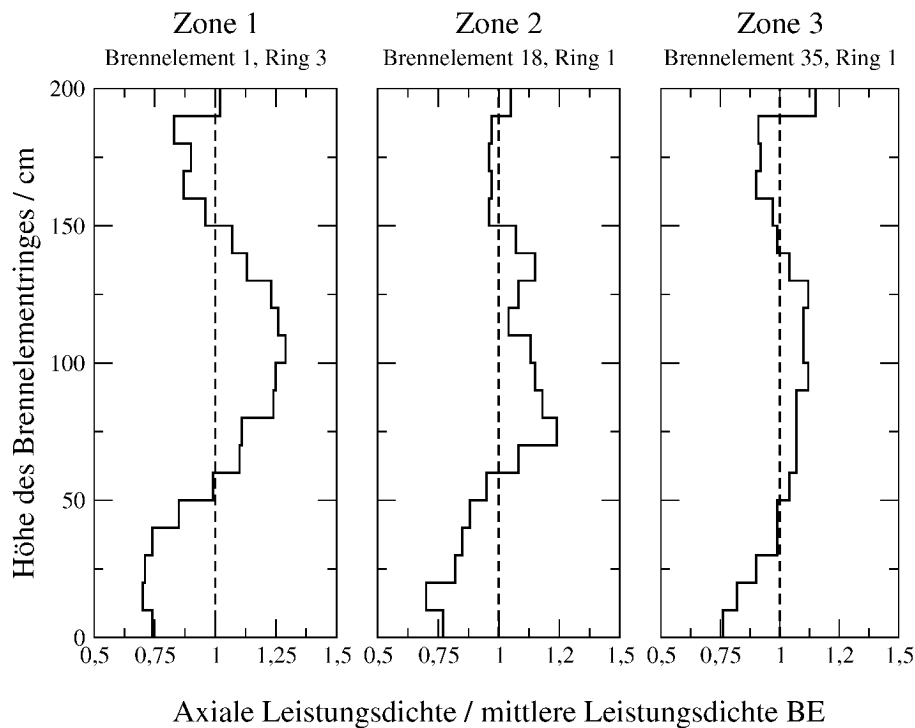


Abbildung 5.1: Axiale Leistungsdichteprofile der unterschiedlichen Zonen im modifizierten Blanket

Außerdem nimmt die Veränderung der Brennstoffringdicke Einfluss auf die Naturkonvektionsströmung. Bisherige Betrachtungen in Kapitel 4 haben den Einfluss des flüssigen Brennstoffes

auf die Wand- und Brennstofftemperaturverteilung sowie die Wärmestromdichte für eine Brennstoffringdicke von 3 cm analysiert. Da die charakteristische Länge der betrachteten Naturkonvektionsströmung darstellt, können die gewonnenen Erkenntnisse nicht auf die neuen Brennstoffringdicken von 1,5 in Zone 1 bzw. 6 cm in Zone 3 übertragen werden.

Aus diesen Gründen muss eine erneute Simulation der Naturkonvektionsströmung für alle drei Zonen durchgeführt werden. Das erfolgt in diesem Abschnitt jeweils für die gemittelte und die maximale Leistungsdichte je Zone.

5.1.1 Zone 1

Durch die Halbierung der Brennstoffringdicke kann bei den Brennelementen der ersten Zone die über die Wand abzuführende Wärmestromdichte verringert werden. Weiter ist davon auszugehen, dass sich die durch Naturkonvektion im Brennstoff entstehenden Temperatur- und Wärmestromspitzen am oberen Ende des Brennelementes vermindern werden. Das ist auf den verkürzten Wärmeübertragungsweg in radialer Richtung zurückzuführen, der eine über die gesamte Höhe verbesserte Wärmeabfuhr ermöglicht. Dem entgegen stehen die höheren erzeugten Leistungsdichten im Vergleich zum ursprünglichen Blanket ($52 \text{ MW/m}^3 \rightarrow 79 \text{ MW/m}^3$). Um diesen Einfluss zu analysieren wurde entsprechend die Naturkonvektionsströmung mit einer Leistungsdichte von 79 MW/m^3 (gemittelte Leistungsdichte der Brennelemente in Zone 1) und einer Leistungsdichte von $118,5 \text{ MW/m}^3$ (maximale Leistungsdichte der Brennelemente in Zone 1) simuliert.

Die Ergebnisse für die axialen Verläufe der Wand- und Brennstofftemperatur in Abbildung 5.2 zeigen den schon bekannten, mit der Höhe ansteigenden Verlauf. Er wird über die Kühlmittelaufheizspanne, die vom axialen Leistungsdichteprofil der Brennstoffringe überlagert wird, bestimmt. Durch die geringere Brennstoffringdicke nimmt das ausgeprägtere Profil der axialen Leistungsdichteverteilung (vgl. Abbildung 5.1) mehr Einfluss auf die Temperaturverläufe von Wand- und Brennstofftemperatur. Dieser Effekt verdeutlicht sich in den wellenförmigen Verläufen der Temperaturen und der Wärmestromdichte in den Abbildungen 5.2 und 5.3.

Die in Tabelle 5.2 zusammengestellten Ergebnisse zeigen, dass in der ersten Zone im oberen Umlenkpunkt der Strömung maximale Wandtemperaturen von 811 bzw. 866 °C bei 79 bzw. 119 MW/m^3 erreicht werden. Im Vergleich dazu wurden mit der ursprünglichen Blanketgeometrie Wandtemperaturen von bis zu 868 bzw. 931 °C bei einer gemittelten Leistungsdichte von 52 MW/m^3 bzw. einer maximalen Leistungsdichte von 72 MW/m^3 erreicht (vgl. Tabelle 4.8).

Analog zu den Ergebnissen der axialen Temperaturverläufe in der Wand und in der zentralen Brennstoffströmung ergibt sich der in Abbildung 5.3 dargestellte axiale Verlauf der über die Wand abzuführenden Wärmestromdichte. Der Einfluss der geringeren Dicke der Brennstoffringe zeigt sich hier in einer kürzeren Aufheizzone im unteren und kleineren Peak-Faktoren der Wärmestromdichte im oberen Bereich. So sinken die Peak-Faktoren der ersten Zone um 12% durch die Veränderung der Brennelementgeometrie.

Nur der Einfluss der geringeren Dicke der Brennstoffringe würde zu einer stärkeren Senkung der Peak-Faktoren führen. Aber hier wirken die beiden Einflussfaktoren „Bezugslänge“ und „effektive Wärmeleitfähigkeit“ gegenläufig auf den radialen Wärmetransport (siehe auch Kapitel 4.3.5).

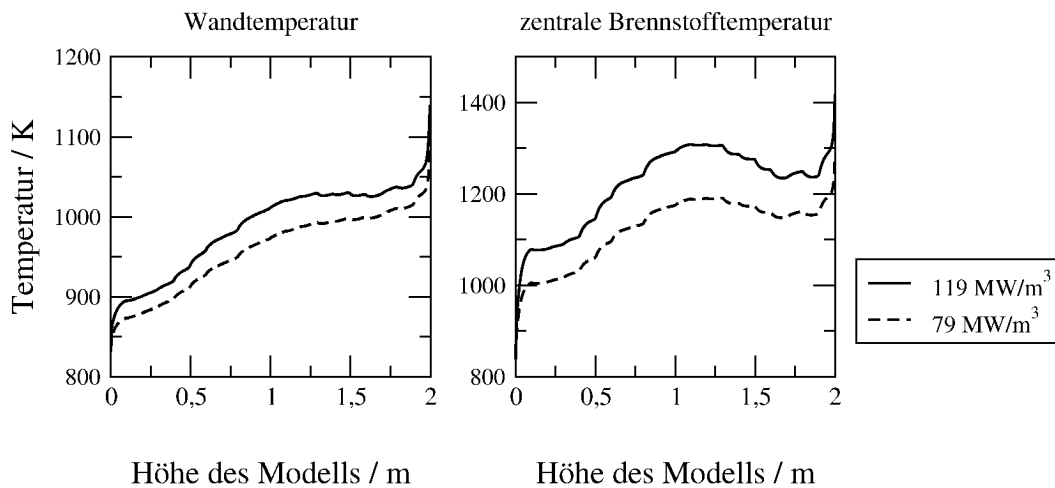


Abbildung 5.2: Axiale Verläufe der Wand- und Brennstofftemperatur für die gemittelte und die maximale Leistungsdichte von Brennelement 1, exemplarisch dargestellt für die Brennelemente der Zone 1

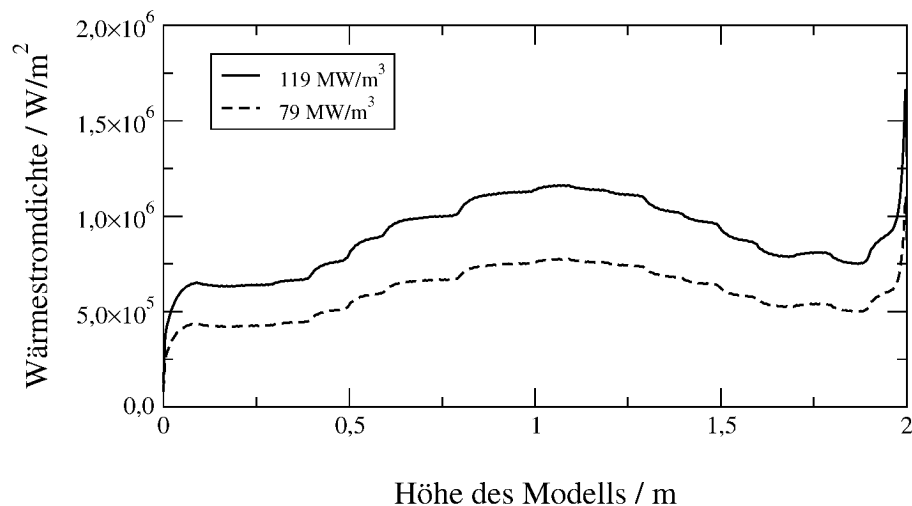


Abbildung 5.3: Axiale Verläufe der über die Wand abzuführenden Wärmestromdichte für die gemittelte und die maximale Leistungsdichte von Brennelement 1, exemplarisch dargestellt für die Brennelemente der Zone 1

Die Bezugslänge halbiert sich durch die veränderte Brennstoffringdicke und erhöht damit den Wärmetransport. Die effektive Wärmeleitfähigkeit vermindert sich, wie die Werte in Tabelle 5.2 zeigen. Die Reduktion der effektiven Wärmeleitfähigkeit ist auf einen verminderten Turbulenzgrade der Strömung zurückzuführen (siehe η_{eff} -Werte in Tabelle 5.2). Diese wird wiederum durch einen besseren radialen Wärmetransport bzw. den sich daraus ergebenden kleineren Temperaturgradienten und den stärkeren Einfluss der Wandreibung gehemmt. Trotz dieses Effekts erhöht sich der radiale Wärmetransport, da der erste Einfluss so dominant ist, dass selbst die kleinen Werte für die effektive Wärmeleitfähigkeit überkompensiert werden.

Neben diesen Überlegungen muss außerdem im direkten Vergleich der Peak-Faktoren zwischen

Tabelle 5.2: Simulationsergebnisse für die modifizierte Geometrie der Brennelemente; gemittelte und maximale Werte für das gesamte Modell sowie in der Mitte des Modells

Größe	gemittelt		maximal			Modellmitte			
	$\dot{q}'''$	$\dot{q}_W''$	T_B	T_W	$PF(\dot{q}_W'')$ ¹	η_{eff}	u_z	λ_{eff}	$F(\dot{q}_W'')$ ²
Einheit	$\frac{MW}{m^3}$	$\frac{MW}{m^2}$	°C	°C	–	Pa·s	m/s	$\frac{W}{m \cdot K}$	–
Zone 1	79,0	0,59	1011	811	1,90	0,2501	-0,0365	37,1	1,287
	118,5	0,89	1145	866	1,90	0,2913	-0,0431	41,1	1,279
Zone 2	38,5	0,58	1072	845	2,53	0,7303	-0,0596	72,3	1,165
	51,9	0,78	1180	896	2,53	0,8147	-0,0674	79,1	1,169
Zone 3	20,6	0,62	1177	881	2,92	1,8950	-0,0862	157,1	1,092
	26,4	0,79	1291	932	2,95	2,0800	-0,0948	171,5	1,098

¹PF = Peak-Faktor $\hat{=} \dot{q}_{W,maximal}'' / \dot{q}_{W,gemittelt}''$; ²F = Faktor $\hat{=} \dot{q}_{W,Mitte}'' / \dot{q}_{W,gemittelt}''$

dem ursprünglichen und dem modifizierten Blanket berücksichtigt werden, dass die axiale Leistungsdichteverteilung höhere Werte am oberen Ende (vgl. Abbildung 5.1, BE 1 Ring 3, und Abbildung 4.4, BE 2 Ring 2) aufweist. Dadurch wird die zentrale Brennstoffströmung des modifizierten BE 1 kurz vor der Umlenkströmung stärker aufgeheizt.

Durch die größere spezifische Wärmeübertragungsfläche (gleiche Zylindermantelfläche bei geringerem Brennstoffvolumen) sinkt allerdings der absolute Wert für die Wärmestromspitzen stärker als die Peak-Faktoren. Er reduziert sich von 1,68 bzw. 2,32 MW/m² auf 1,12 bzw. 1,69 MW/m² im Vergleich zu den Brennelementen von Zone 1. Das bedeutet, dass durch die Verringerung der Brennstoffringdicke die über die Wand abzuführende Wärmestromdichte in der ersten Zone um ca. ein Drittel reduziert wird.

5.1.2 Zone 2

Da die Brennelemente der zweiten Zone ihre Geometrie beibehalten, nehmen nur die Höhe der Leistungsdichte und das neue Axialprofil Einfluss auf die wärmetechnischen Belastungen. Die Auswirkungen unterschiedlicher Leistungsdichten auf diesen Aspekt wurden bereits ausführlich in Kapitel 4.3.4 behandelt. Interessanter ist daher hier der Einfluss des axialen Leistungsdichte-profils.

Wie eingangs erwähnt, ist in diesem Zusammenhang nicht die Heterogenität des Leistungsdichte-profils maßgebend für den Zustand maximaler Belastung, sondern der Wert der Leistungsdichte im oberen Bereich der Brennelemente. Das zeigt sich deutlich in den in Tabelle 5.2 aufgelisteten Peak-Faktoren für die Wärmestromdichte.

Wie Untersuchungen in Abschnitt 4.3.4 gezeigt haben, nimmt die Höhe der Leistungsdichte so gut wie keinen Einfluss auf die Höhe der Peak-Faktoren für die Wärmestromdichte. Aus diesem Grund sollten die hier ermittelten Peak-Faktoren (siehe Tabelle 5.2) mit denen des ursprünglichen Blankets in etwa übereinstimmen (vgl. Tabelle 4.24 auf Seite 75). Sie steigen jedoch um

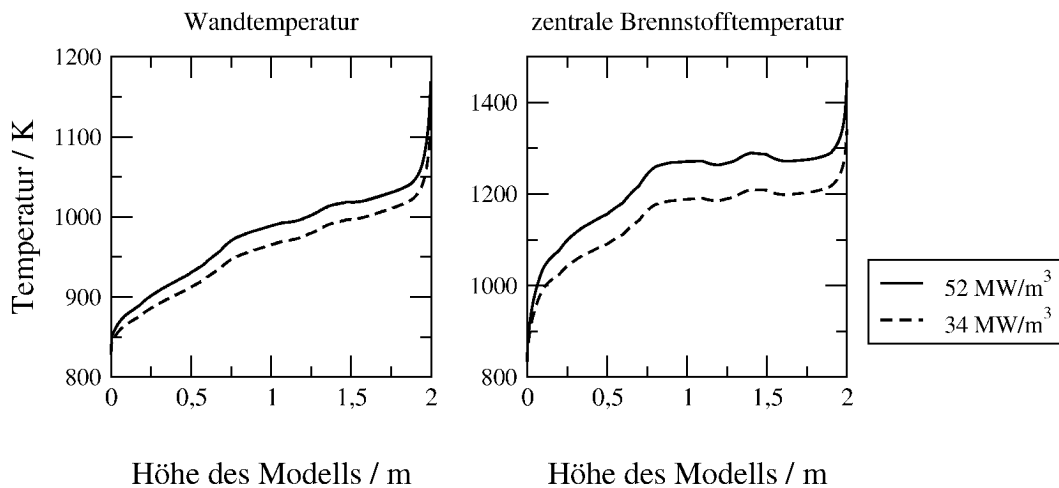


Abbildung 5.4: Axiale Verläufe der Wand- und Brennstofftemperatur für die gemittelte und die maximale Leistungsdichte von Brennelement 18, exemplarisch dargestellt für die Brennelemente der Zone 2

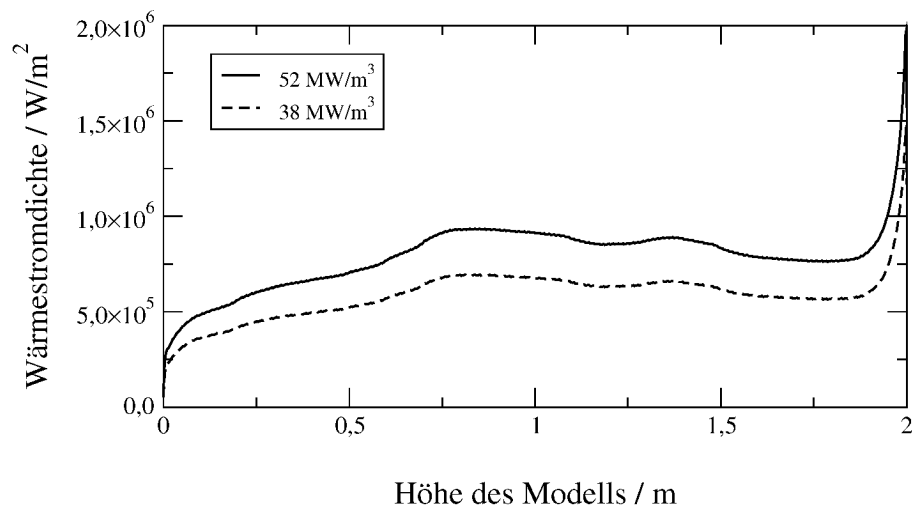


Abbildung 5.5: Axiale Verläufe der über die Wand abzuführenden Wärmestromdichte für die gemittelte und die maximale Leistungsdichte von Brennelement 18, exemplarisch dargestellt für die Brennelemente der Zone 2

17%, verursacht durch die Unterschiede im axialen Profil der Leistungsdichte auf den oberen 20 cm (vgl. Abbildung 4.4 auf Seite 46 und 5.1 auf Seite 85). Die sich daraus ergebenden axialen Verläufe für Wand- und Brennstofftemperatur sowie der über die Wand abzuführenden Wärmestromdichte sind in den Abbildungen 5.4 und 5.5 dargestellt. Die charakteristischen Werte sind in Tabelle 5.2 aufgelistet.

5.1.3 Zone 3

Um der geringeren erzeugten Leistungsdichte in den Brennelementen der dritten Zone hinsichtlich wärmetechnischer Gesichtspunkte Rechnung zu tragen, wurde die Dicke der Brennstoffringe vergrößert (vgl. Gleichung 4.3 auf Seite 42). Dadurch erhöht sich die über die Wand abzuführende Wärmestromdichte und gleicht sich den Werten in Zone 1 und 2 an (vgl. Tabelle 5.2). Die Angleichung der Wärmestromdichte führt zu einer gleichmäßigeren Leistung, die je Kühlkanal (in diesem Fall im Vergleich der Brennelemente unterschiedlicher Zonen) vom Kühlmittel abgeführt werden muss. Entsprechend der in Tabelle 5.1 angegebenen Werte für die Leistungsdichte der dritten Zone erfolgt die Strömungssimulation jeweils mit einer Leistungsdichte von $20,6 \text{ MW/m}^3$ (gemittelte Leistungsdichte) bzw. $26,4 \text{ MW/m}^3$ (Produkt aus gemittelter Leistungsdichte und dem Peak-Faktor der Zone). Die axiale Verteilung des ersten Ringes von Brennelement 35 (siehe Abbildung 5.1) wird als axiales Leistungsdichteprofil verwendet.

Die Ergebnisse zeigen, dass in diesen Brennelementen maximale Werte für die Wand- und die Brennstofftemperatur innerhalb des gesamten Blankets auftreten (siehe Abbildung 5.6 und Tabelle 5.2). Das liegt an der größeren Aufheizlänge im unteren Bereich der Brennstoffringe, die durch eine schlechtere radiale Wärmeabfuhr zu einer hohen zentralen Brennstofftemperatur und damit zu hohen Temperaturen im oberen Bereich führt. Dieser Effekt führt auch zu dem in Abbildung 5.7 dargestellten starken Anstieg der über die Wand abzuführenden Wärmestromdichte im oberen Bereich der Brennstoffringe dieser Zone. Die Kurven für Temperaturen und Wärmestromdichte zeigen außerdem einen glatteren Verlauf. Durch die höhere Breite der Brennstoffringe nimmt das axiale Leistungsdichteprofil, das als Treppenprofil aufgebracht wurde, weniger Einfluss als z.B. bei den Brennstoffringen der ersten Zone mit einer Breite von 1,5 cm.

Die Verschlechterung der radialen Wärmetransporteigenschaften stellt sich entsprechend den bereits in Abschnitt 5.1.1 beschriebenen Einflussfaktoren ein, da diese hier den entgegengesetzten Einfluss auf den radialen Wärmetransport haben. So erhöht sich die effektive Wärmeleitfähigkeit

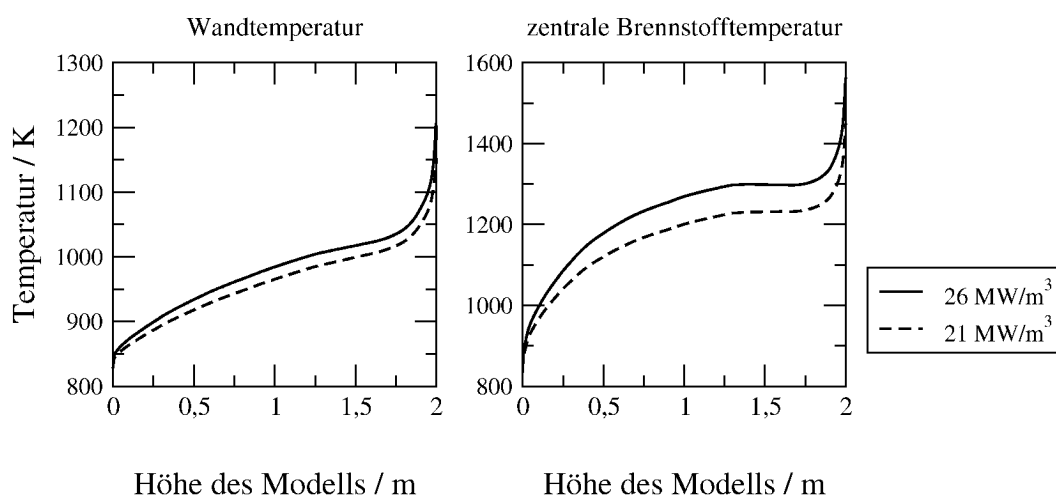


Abbildung 5.6: Axiale Verläufe der Wand- und Brennstofftemperatur für die gemittelte und die maximale Leistungsdichte von Brennelement 35, exemplarisch dargestellt für die Brennelemente der Zone 3

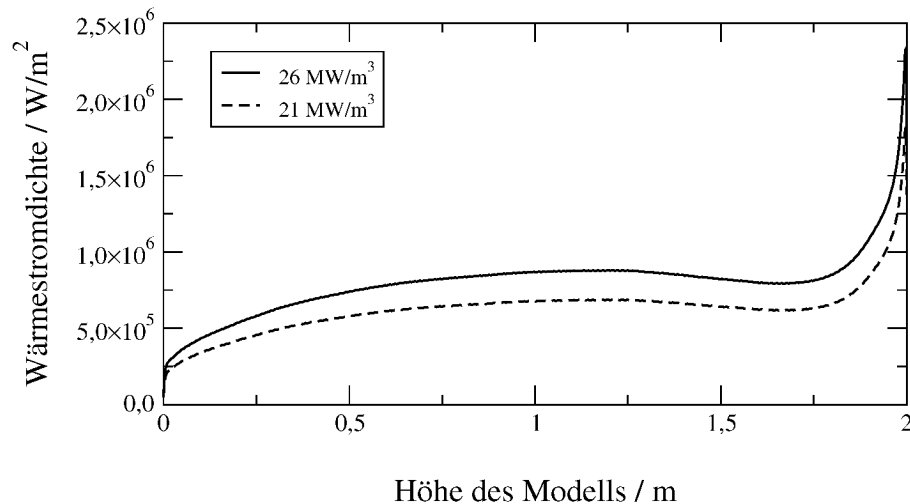


Abbildung 5.7: Axiale Verläufe der über die Wand abzuführenden Wärmestromdichte für die gemittelte und die maximale Leistungsdichte von Brennelement 35, exemplarisch dargestellt für die Brennelemente der Zone 3

erheblich auf Werte über $150 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$, kann aber dennoch nicht dem über die Verdopplung der Bezugslänge reduzierten Wärmetransport entgegenwirken. Dadurch treten in diesen Brennelementen auch die maximalen Peak-Faktoren für die Wärmestromdichte innerhalb aller Zonen auf. Die charakteristischen Werte für Strömung und Wärmetransport aus Tabelle 5.2 belegen diesen Zusammenhang.

Wie auch in Zone 1 unterstützt die in Abbildung 5.1 dargestellte axiale Leistungsdichteverteilung, die im oberen Bereich des Brennelementes hohe Werte annimmt, die auftretenden Maximalwerte für Temperatur und Wärmestromdichte an dieser Stelle.

Mit den in diesem Abschnitt vorgestellten Ergebnissen ist gezeigt worden, dass die Maxima für Temperatur und Wärmestromdichte in den Brennelementen der ersten Zone reduziert werden können, allerdings auf Kosten eines Anstiegs in der äußeren Zone. Die Auswertung dieser Ergebnisse hinsichtlich sicherheitstechnischer Aspekte erfolgt in Abschnitt 5.3, nachdem der Einfluss der umgekehrten Strömungsführung im Kühlmittel auf Temperatur und abzuführenden Wärmestrom im folgenden Abschnitt untersucht wurde.

5.2 Umkehrung der Strömungsrichtung im Kühlmittel

Alle bisherigen Ergebnisse haben gezeigt, dass im oberen Bereich der Brennstoffringe Spitzenwerte für die Temperaturen sowie für die über die Wand abzuführenden Wärmeströme auftreten. An dieser Stelle hat auch die Temperatur des Kühlmittels ihren höchsten Wert. Wie bereits erwähnt, gibt diese das Temperaturniveau für die Temperaturverteilung in Wand und Brennstoff vor. Mit einer Veränderung der Strömungsrichtung kann an diesen Stellen das Temperaturniveau und damit die Temperatur im Brennstoff und insbesondere in der Wand reduziert werden. Außerdem ist zu erwarten, dass über die der Naturkonvektionsströmung entgegenwirkende Aufheizspanne diese

unterdrückt wird. Einerseits wird dadurch die effektive Wärmeleitfähigkeit und damit auch der radiale Wärmetransport reduziert. Andererseits werden geringere Brennstoffgeschwindigkeiten in der zentralen Auftriebsströmung auftreten. Dies könnte zu einer wünschenswerten Reduktion der maximalen Brennstofftemperaturen und damit auch der abzuführenden Wärmestromdichte im oberen Bereich der Brennstoffringe führen.

Abgesehen von diesen Überlegungen aus wärmetechnischer Sicht muss außerdem in Betracht gezogen werden, dass durch die Umkehrung der Strömungsrichtung der Einlauf des Kühlmittels im oberen Bereich des Blankets erfolgt. Das bedeutet z.B. das die Zulaufverteilerplatte oberhalb der Brennelemente positioniert oder in die Brennelementstruktur integriert werden muss. Beides

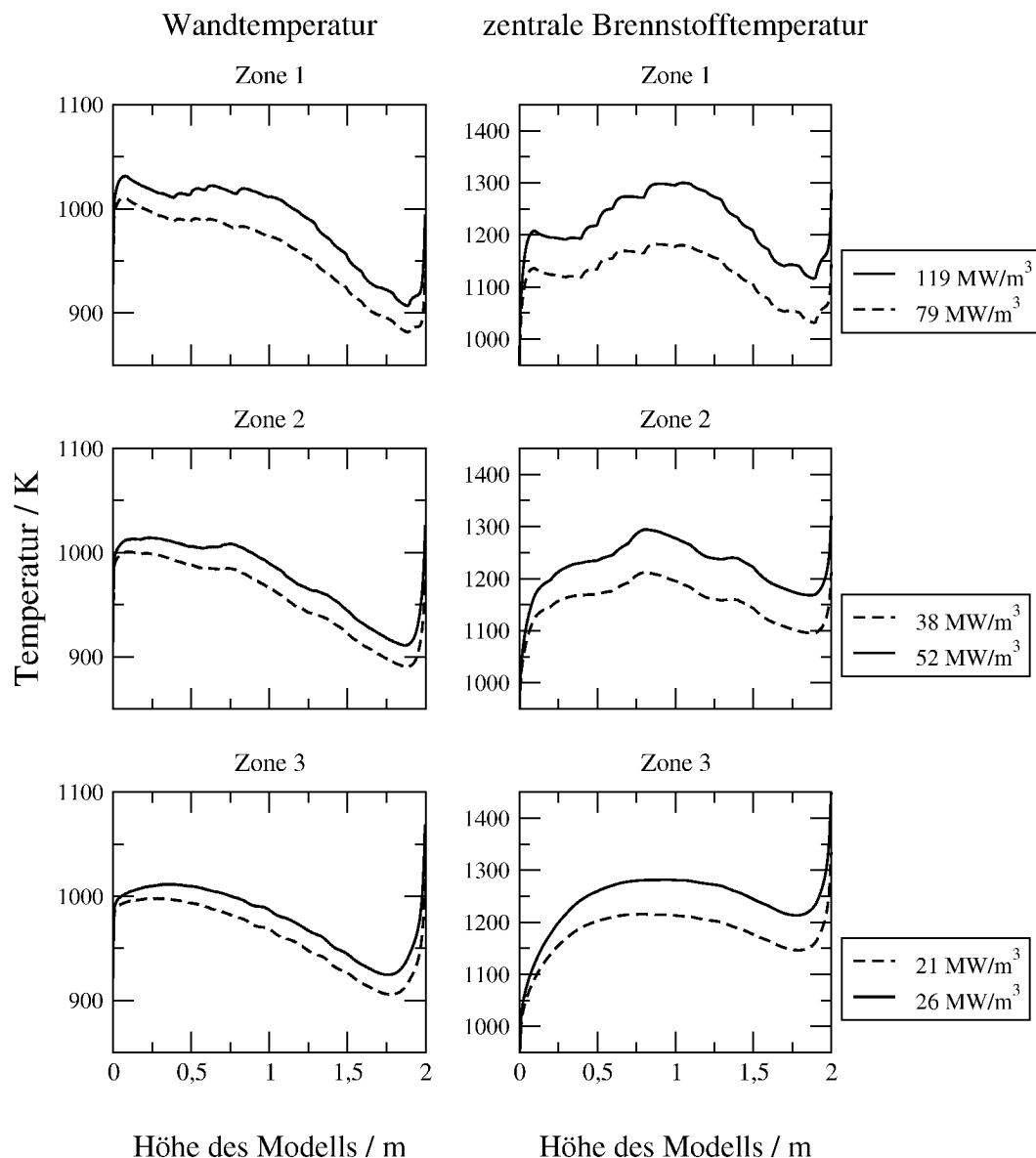


Abbildung 5.8: Einfluss der Strömungsrichtung im Kühlkanal: Vergleich der axialen Verläufe von Wand- und Brennstofftemperatur für die unterschiedlichen Zonen

erschwert die in diesem System vorgesehene Be- und Entladung der Brennelemente und auch des flüssigen Brennstoffes (siehe Kapitel 3.3.4).

Um die Vergleichbarkeit der Ergebnisse mit den Werten im vorangegangenen Abschnitt zu gewährleisten, wurden die gleichen Randbedingungen für die Berechnungen verwendet. Die Kühlmitteltemperatur wird dabei dem Simulationsmodell entsprechend von 550°C (oben) linear zunehmend bis 700°C (unten) aufgeprägt.

Abbildung 5.8 zeigt, dass die maximalen Werte für Wand- und Brennstofftemperatur durch die Richtungsänderung der Kühlmittelströmung vermindert werden. So steigt die Wandtemperatur nicht sukzessive bis zu einem Maximalwert an. Sie hat vielmehr bereits am unteren Ende der Brennstoffringe eine hohe Temperatur von ca. 730°C. Diese Temperatur verringert sich mit steigender Brennstoffhöhe auf ca. 630°C und nimmt dann am oberen Ende durch die Umlenkströmung stark zu (je nach Brennelement bis zu 800°C). Wie auch bei den Ergebnissen aus Abschnitt 5.1 treten diese maximalen Wandtemperaturen in den Brennelementen der äußeren Zone 3 auf. Sie sind in Tabelle 5.3 für alle Berechnungen angegeben und zeigen, dass sie ca. 100 K unter den Werten des modifizierten Blankets mit der ursprünglichen Strömungsrichtung liegen.

Der Verlauf der zentralen Brennstofftemperatur verhält sich ähnlich. Er steigt im unteren Bereich an, sinkt dann je nach Zone mehr oder weniger stark ab, bevor er in der Umlenkströmung Maximalwerte annimmt. Diese Werte liegen ebenfalls ca. 100 K unter den im vorangegangenen Abschnitt vorgestellten Ergebnissen.

Die Temperaturverläufe in Abbildung 5.8 belegen erneut den Einfluss der Brennstoffringdicke auf die Ausprägung des axialen Leistungsdichteprofiles. Je kleiner die Brennstoffringdicke ist, desto deutlicher zeigt sich das aufgeprägte Treppenprofil der axialen Leistungsdichteverteilung.

Die axiale Temperaturentwicklung der zentralen Brennstoffströmung müsste zu einer Ab-

Tabelle 5.3: Einfluss der Strömungsrichtung im Kühlkanal: Simulationsergebnisse für die modifizierte Geometrie der Brennelemente; gemittelte und maximale Werte für das gesamte Modell sowie in der Mitte des Modells

Größe	gemittelt		maximal			Modellmitte			
	$\dot{q}'''$	$\dot{q}_W''$	T_B	T_W	$PF(\dot{q}_W'')$ ¹	η_{eff}	u_z	λ_{eff}	$F(\dot{q}_W'')$ ²
Einheit	$\frac{MW}{m^3}$	$\frac{MW}{m^2}$	°C	°C	—	Pa·s	m/s	$\frac{W}{m \cdot K}$	—
Zone 1	79,0	0,59	909	737	1,949	0,2533	-0,0369	37,3	1,281
	118,5	0,89	1027	759	1,944	0,2941	-0,0435	41,3	1,280
Zone 2	38,5	0,58	942	728	2,638	0,7649	-0,0625	74,8	1,173
	51,9	0,78	1052	754	2,615	0,8468	-0,0702	81,5	1,176
Zone 3	20,6	0,62	1062	743	3,113	2,1630	-0,0944	177,0	1,141
	26,4	0,79	1178	795	3,101	2,3180	-0,1027	188,9	1,128

¹PF = Peak-Faktor $\hat{=}$ $\dot{q}_{W,maximal}''/\dot{q}_{W,gemittelt}''$; ²F = Faktor $\hat{=}$ $\dot{q}_{W,Mitte}''/\dot{q}_{W,gemittelt}''$

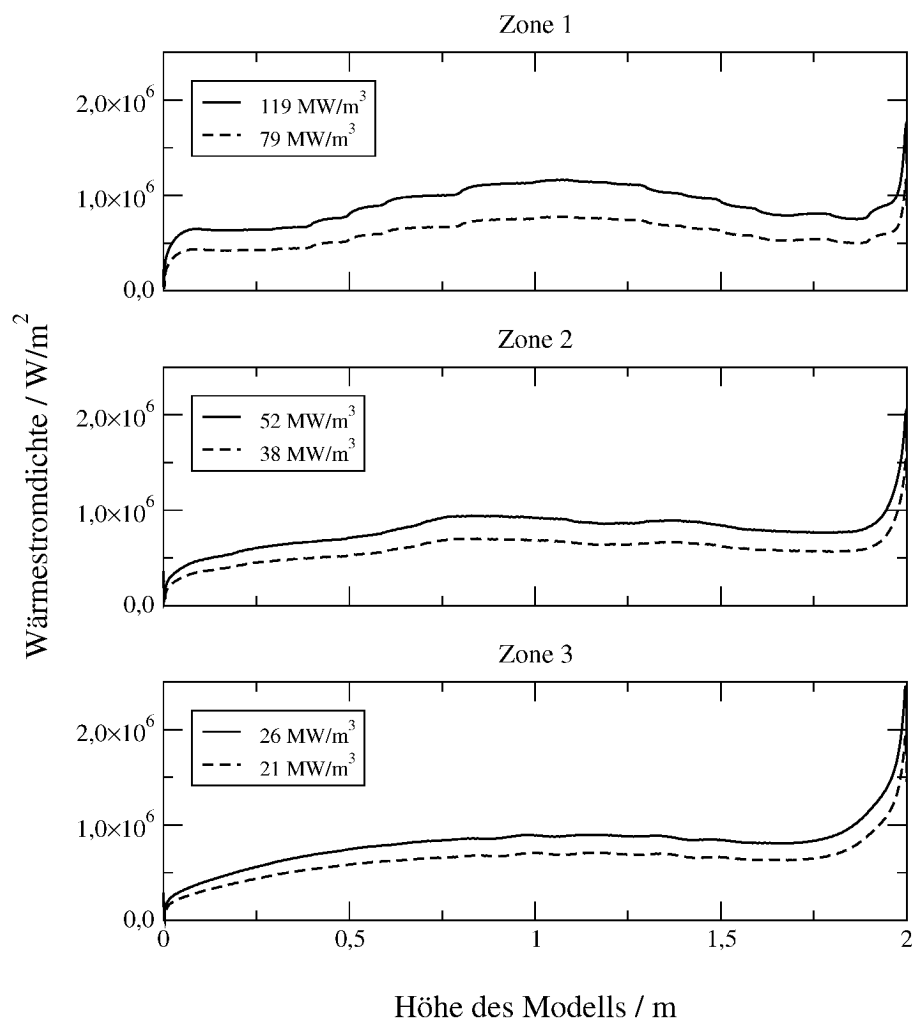


Abbildung 5.9: Einfluss der Strömungsrichtung im Kühlkanal: Verlauf der über die Wand abzuführenden Wärmestromdichten für die unterschiedlichen Zonen

schwächung der Naturkonvektionsströmung führen, da der Temperaturgradient in der oberen Hälfte des Brennstoffringes negativ ist und damit der Dichtegradient positiv wird. Entsprechend müssten geringere Werte für die Strömungsgeschwindigkeit, die effektive Viskosität und damit auch für die effektive Wärmeleitfähigkeit erreicht werden. Der Vergleich der Werte aus Tabelle 5.3 mit den Werten aus Tabelle 5.2 (siehe Seite 88) zeigt jedoch, dass sich diese leicht *erhöhen*.

Die Ursache dafür wird in der Sogwirkung am oberen Ende der Brennstoffringe vermutet. Da das Modell zur Simulation der Naturkonvektionsströmung ein geschlossener Raum ist, wird diese einerseits durch die durch Dichteunterschiede ausgelöste Auftriebsströmung in der Mitte des Modells beeinflusst. Andererseits treten ebenfalls Dichteunterschiede in der Rückströmung an den kalten Wänden auf. Bei den hier betrachteten Strömungen entsteht die kälteste Stelle entsprechend am Eintritt des Kühlmittels an den Brennstoffringwänden im obersten Bereich der Brennstoffringe. Die starke Abkühlung des Brennstoffes an dieser Stelle führt zu einer starken Erhöhung der Dichte. Durch Gravitationskräfte sinkt der Brennstoff und heißer Brennstoff in der Mitte des Brennstoffringes füllt den vakanten Platz. Dieser Effekt trägt zur Unterstützung

der Naturkonvektionsströmung bei und scheint einen signifikanten Einfluss zu haben, was die erhöhten Beträge für η_{eff} und u_z belegen.

Im Vergleich zu den Ergebnissen aus Abschnitt 5.1 zeigt die axiale Verteilung der Wärmestromdichte wenig Abweichungen. Die in den Abbildungen 5.3, 5.5 und 5.7 dargestellten axialen Verläufe sind fast identisch mit den Verläufen aus Abbildung 5.9. Die Peak-Faktoren nehmen dabei je nach Zone um 2% (Zone 1), um 4% (Zone 2) und um 6% (Zone 3) zu.

5.3 Beurteilung der Modifikationen hinsichtlich sicherheitstechnischer Aspekte

5.3.1 Maximale Brennstofftemperaturen

Es ist gezeigt worden, dass die Brennstofftemperaturen für alle drei Zonen auf 1291°C durch die Änderung der Geometrie begrenzt werden können. Entgegen den Ergebnissen aus Kapitel 4 treten diese maximalen Brennstofftemperaturen in den Brennelementen der äußeren Zone auf. Mit diesem Maximalwert kann auch unter der Annahme erheblicher Ungenauigkeiten der Ergebnisse davon ausgegangen werden, dass die Siedetemperatur von Pb-Bi mit 1670°C nicht erreicht wird. Vergleicht man diesen Wert mit dem entsprechenden Ergebnis aus Kapitel 4, d.h. dem Wert unter Berücksichtigung des axialen Leistungsdichteprofiles für die maximale Leistungsdichte von 72 MW/m³ mit 1251°C, so wird durch die Geometrieänderung der Brennelemente die maximale Brennstofftemperatur leicht erhöht. Die Ursache hierfür liegt vor allem im ungünstigeren Axialprofil der Leistungsdichte in der äußeren Zone.

Diese Brennstofftemperatur kann durch die Umlenkung der Strömung um 100 K reduziert werden. Bei dieser Modifikation ist jedoch fraglich, ob die damit verbundenen Aufwendungen eines geregelten Zulaufs der Strömung zu rechtfertigen sind, zumal die berechneten maximalen Brennstofftemperaturen ohne diese Verbesserung weit unter dem Wert der Siedetemperatur von Pb-Bi liegen.

5.3.2 Strömungsgeschwindigkeiten im Brennstoff und in der Kühlung

Wie auch die Brennstoffgeschwindigkeiten im ursprünglichen Blanket, liegen diese im modifizierten Blanket ebenfalls zwei Größenordnungen unter der aus Korrosionsgründen festgesetzten Maximalgeschwindigkeit von 2 m/s.

Zur Abschätzung der im Kühlmittel auftretenden Geschwindigkeiten müssen diese über die in Kapitel 4.1 beschriebenen Zusammenhänge berechnet werden. Da einerseits die Kühlkanäle in Zone 1 vergrößert worden sind und sich andererseits ein abweichendes Verhältnis zwischen Brennstoffvolumen und Wärmeübertragungsfläche durch dickere Brennstoffringe in Zone 3 eingestellt hat, muss diese Betrachtung für alle drei Zonen durchgeführt werden. Die Ergebnisse sind in den Tabellen 5.4 bis 5.6 zusammengestellt. Die dabei zur Erzielung einer gleichmäßigen Aufheizspanne benötigten unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten können über die Zulaufverteilerplatte verwirklicht werden.

Tabelle 5.4: Kühlmittelmassenströme und -geschwindigkeiten für die Brennelemente der Zone 1 des modifizierten Blankets (Kühlmitteleintrittstemperatur = 550°C)

Bereich		zentrale KMS ¹	Kühlkanal						BE
			1	2	3	4	5	6	
Querschnitt	10 ⁻² m ²	3,142	1,600	2,061	2,526	2,991	3,456	1,929	17,705
abzuführende Leistung	MW	0,80	1,86	2,42	2,97	3,56	4,21	2,26	18,07
Austritts-temperatur	°C	700,0	700,4	701,5	701,5	700,6	701,3	701,2	700,9
Massenstrom	kg/s	36,5	85,3	110,2	135,0	163,0	191,9	103,1	825
Geschwindigkeit	m/s	0,11	0,51	0,51	0,51	0,52	0,53	0,51	–

¹Die zentrale Kühlmittelströmung fließt in der Mitte des Brennelementes.

Tabelle 5.5: Kühlmittelmassenströme und -geschwindigkeiten für die Brennelemente der Zone 2 des modifizierten Blankets (Kühlmitteleintrittstemperatur = 550°C)

Bereich		zentrale KMS ¹	Kühlkanal						BE
			1	2	3	4	5	6	
Querschnitt	10 ⁻² m ²	3,142	0,640	0,826	1,012	1,198	1,384	0,781	8,983
abzuführende Leistung	MW	0,92	2,12	2,74	3,39	4,04	4,69	2,51	20,4
Austritts-temperatur	°C	699,7	701,4	701,3	701,0	702,0	700,6	701,1	701,0
Massenstrom	kg/s	42,1	96,5	124,6	154,8	183,3	214,7	114,6	930,6
Geschwindigkeit	m/s	0,13	1,44	1,44	1,46	1,46	1,48	1,4	–

¹Die zentrale Kühlmittelströmung fließt in der Mitte des Brennelementes.

So zeigen die in Tabelle 5.4 angegebenen Werte, dass die Brennelemente der Zone 1 mit einer Geschwindigkeit von ca. 0,5 m/s ausreichend gekühlt werden können. Hier ist durch die Reduzierung der erzeugten Leistung und die Erhöhung des Kühlkanalquerschnitts die Geschwindigkeit des Kühlmittels von 1,7 m/s auf 0,5 m/s verringert worden. Damit liegen die Werte für die Kühlmittelgeschwindigkeit in einem Bereich, der eine durch Strömungsgeschwindigkeiten signifikante Erhöhung der Korrosion ausschließt.

Dagegen erreichen die Geschwindigkeitswerte für den Kühlmittelmassenstrom in den Brennelementen der zweiten Zone Werte von ca. 1,5 m/s. Damit liegen die notwendigen Kühlmittelgeschwindigkeiten lediglich 15% unter den Maximalgeschwindigkeiten des ursprünglichen Blanketkonzeptes. Die Strömungsgeschwindigkeiten nehmen zwar nicht mehr Werte von 1,7 m/s an, sind aber dennoch hinsichtlich Korrosionsaspekten relativ hoch. Für diese Brennelemente wäre zu überlegen, ob der Strömungsquerschnitt nicht über eine Verkleinerung der Brennstoffringdicke

Tabelle 5.6: Kühlmittelmassenströme und -geschwindigkeiten für die Brennelemente der Zone 3 des modifizierten Blankets (Kühlmitteleintrittstemperatur = 550°C)

Bereich		zentrale KMS ¹	Kühlkanal			BE
			1	2	3	
Querschnitt	10 ⁻² m ²	3,142	0,781	1,109	1,436	6,468
abzuführende Leistung	MW	1,12	2,85	4,10	2,37	10,43
Austritts-temperatur	°C	700,4	700,1	701,9	701,4	701,0
Massenstrom	kg/s	51,4	131,0	185,9	107,7	476
Geschwindigkeit	m/s	0,16	1,60	1,60	1,44	–

¹Die zentrale Kühlmittelströmung fließt in der Mitte des Brennelementes.

bei damit einhergehender Leistungsreduktion vergrößert werden sollte. Die damit verbundene Leistungseinbuße könnte durch eine Verbreiterung der Brennelemente der ersten Zone teilweise kompensiert werden.

Gleiches gilt für die Brennelemente der dritten Zone. Dort muss eine so hohe Leistung von den einzelnen Kühlkanälen abgeführt werden, dass dazu bis zu 1,6 m/s an Kühlmittelgeschwindigkeit notwendig sind. Hier treten die maximalen Geschwindigkeiten im modifizierten Blanket auf, die gegenüber den Spitzenwerten im ursprünglichen Blanket nur um 6% reduziert werden konnten. Demnach ist auch an dieser Stelle über die gleichen Maßnahmen wie bei den Brennelementen der zweiten Zone nachzudenken.

5.3.3 Maximale Spannungen in den Brennelementen

Bereits die gemittelten Werte für die Wärmestromdichte aus Tabelle 5.2 zeigen die Anpassung der Wärmestromdichte der unterschiedlichen Zonen im modifizierten Blanket. Im Gegensatz zum ursprünglichen Blanket, das mit *gemittelten* Leistungsdichten von 0,27 bis 1,08 MW/m² arbeitet, entstehen im modifizierten gemittelte Wärmestromdichten zwischen 0,58 und 0,89 MW/m². Zunächst sollen die sich daraus ergebenden maximalen Wärmestromdichten für die *geometrischen* Modifizierungen analysiert werden.

Die in Tabelle 5.7 aufgelisteten Werte veranschaulichen, dass maximale Wärmestromdichten von 2,3 MW/m² zu maximalen Spannungen von 157 N/mm² in den Brennelementen der äußeren Zone führen. Diese Werte müssen mit den entsprechenden maximalen Werten für Zone 1 unter der Berücksichtigung des axialen Leistungsdichteprofiles aus Tabelle 4.10 verglichen werden. Hier treten ebenfalls Wärmestromdichten von 2,3 MW/m² auf, die zu den gleichen thermischen Spannungen führen. Auch die an dieser Stelle auftretenden Wandtemperaturen sind mit 932°C bzw. 931°C identisch. Somit sind die Spannungen und Wandtemperaturen der ersten Zone zwar mit dieser Modifizierung reduziert worden, jedoch sind diese Werte in der dritten Zone auf die ursprünglichen Werte der ersten Zone angestiegen.

Tabelle 5.7: Modifiziertes Blanket: Maximale Spannungen und Temperaturen in der Brennstoffringwand unter Berücksichtigung der axialen Leistungsdichteverteilung

Zone	$\dot{q}'''$	$T_{W,max}$	$\dot{q}_{W,max}''$	$\sigma_{max,EP823}$	σ_{real}	Einschätzung
–	MW/m ³	°C	MW/m ²	N/mm ²	N/mm ²	
1	79,5	811	1,121	<80	75,76	bedenklich
	118,5	866	1,691	<80	114,29	kritisch
2	38,5	845	1,467	<80	99,15	kritisch
	51,9	896	1,973	<80	133,15	kritisch
3	20,6	881	1,810	<80	122,33	kritisch
	26,4	932	2,331	<80	157,54	kritisch

¹unter Berücksichtigung der axialen Leistungsdichteverteilung, ²mit Auslaufzone

Tabelle 5.8: Umkehrung der Strömungsrichtung: Maximale Spannungen und Temperaturen in der Brennstoffringwand unter Berücksichtigung der axialen Leistungsdichteverteilung

Zone	$\dot{q}'''$	$T_{W,max}$	$\dot{q}_{W,max}''$	$\sigma_{max,EP823}$	σ_{real}	Einschätzung
–	MW/m ³	°C	MW/m ²	N/mm ²	N/mm ²	
1	79,5	737	1,540	<80	104,08	kritisch
	118,5	759	1,730	<80	116,92	kritisch
2	38,5	728	1,530	<80	103,41	kritisch
	51,9	754	2,040	<80	137,88	kritisch
3	20,6	743	1,930	<80	130,44	kritisch
	26,4	795	2,450	<80	165,59	kritisch

¹unter Berücksichtigung der axialen Leistungsdichteverteilung, ²mit Auslaufzone

Mit einer Veränderung der Strömungsrichtung konnten die maximalen Temperaturen in der Wand um ca. 100 K reduziert werden. Allerdings muss mit höheren über die Wand abzuführenden Wärmestromdichten gerechnet werden. Der sich daraus ergebende Maximalwert für die Wärmestromdichte liegt mit 2,5 MW/m² knapp 6% über den bisherigen Ergebnissen für das ursprüngliche und das modifizierte Blanket. Auch die maximalen Wärmestromdichten in den beiden inneren Zonen erhöhen sich.

Insgesamt können die in diesem Kapitel vorgestellten Modifikationen für das Blanket folgendermaßen eingeschätzt werden:

Geometrieänderung:

- Die maximalen Brennstofftemperaturen haben sich gegenüber dem ursprünglichen Blanketkonzept um ca. 3% erhöht. Die sich daraus ergebenden maximalen Temperaturen liegen jedoch weit unterhalb des Siedepunktes für den Brennstoff.

- Die auftretenden Geschwindigkeiten im Brennstoff stellen auch weiterhin keine Probleme hinsichtlich Korrosionsunterstützung dar.
- Die Kühlmittelgeschwindigkeiten sind in allen drei Zonen reduziert worden. Dabei ist die Reduktion in der ersten Zone mit über 70% erheblich und muss nicht weiter verringert werden. In den beiden äußeren Zonen konnte eine Verminderung um 15% (Zone 2) und 6% (Zone 3) erreicht werden. Die auftretenden Geschwindigkeiten sind aber mit ca 1,6 m/s immer noch bedenklich hoch.
- Hinsichtlich der auftretenden thermischen Spannungen ist keine Verbesserung der absoluten Werte erreicht worden. Das gleiche gilt für die maximalen Wandtemperaturen. Hier hat insbesondere die Höhe der Leistungsdichte im oberen Bereich der Brennstoffringe der äußeren Zone zu ungünstigen Werten geführt.

Umkehrung der Kühlmittelströmung

- Die maximalen Brennstofftemperaturen sind über diese Maßnahme um ca. 100 K für alle drei Zonen gesenkt worden.
- Für die auftretenden Geschwindigkeiten in Brennstoff und Kühlmittel gelten die zuvor aufgeführten Aussagen.
- Auch die Wandtemperaturen konnten um ca. 100 K reduziert werden. Allerdings haben sich gleichzeitig die auftretenden thermischen Spannungen in allen drei Zonen erhöht. Da keine gesicherten Festigkeitswerte für den eingesetzten Stahl ab einer Temperatur von 650°C vorliegen, soll über die folgenden Überlegungen eingeschätzt werden, ob hiermit eine Verbesserung erzielt werden kann. Die Zunahme der Festigkeitswerte ist quadratisch bei einer Temperaturabnahme (siehe Seite 80, ca. um einen Faktor 1,5 – 2 je 50 K). Damit kann bei einer Verringerung der Temperatur um 100 K mit einer Erhöhung der Festigkeitswerte um 300% gerechnet werden. Da sich die Spannungen jedoch nur um maximal 37% erhöhen, wird durch die Strömungsumkehr eine Verbesserung erzielt.

Aus diesen Untersuchungen zeigt sich, dass die gemittelte Leistungsdichte zwar das Niveau für die auftretenden maximalen Belastungen im oberen Bereich vorgibt, jedoch insbesondere zwei Faktoren die Maximalwerte für Temperatur und Wärmestromdichte maßgeblich beeinflussen. Einmal bewirkt die Naturkonvektionsströmung, dass in den oberen Bereichen Maximalwerte auftreten. Zum anderen werden diese Maximalwerte stark über das axiale Leistungsdichteprofil beeinflusst werden. Beide Faktoren sind in den Brennelementen der dritten Zone ungünstig.

Der erste Faktor wird über den verminderten radialen Wärmetransport beeinflusst. Dieser sinkt in diesem Fall nicht aufgrund der effektiven Wärmeleitfähigkeit, sondern wegen der größeren Distanz von der Mitte des Brennstoffes zu den Brennstoffringwänden. Außerdem hat der zweite Faktor über eine zunehmende Leistungsdichteverteilung im oberen Bereich der Brennelemente der dritten Zone negativen Einfluss. Diese Tatsache verstärkt die bereits hohe thermische Belastung an diesen Stellen. Im Gegensatz zu den anderen Leistungsdichteprofilen zeigt das Leistungsdichteprofil für die dritte Zone allerdings auch einen sehr starken Anstieg auf den oberen

10 cm. Hier wäre zu überlegen, diesen Wert über eine weitere neutronenphysikalische Untersuchung abzusichern.

Werden diese Einflüsse nicht berücksichtigt, zeigen die beiden untersuchten Blanketkonzepte zwei Extrembetrachtungen für die geometrischen Modifikationsmöglichkeiten im Blanket und gibt damit die Grenzen der geometrischen Variationsmöglichkeiten vor. Im ursprünglichen Konzept sind maximale thermische Belastungen in den Brennelementen der ersten Zone aufgetreten. Um diesen entgegenzuwirken, wurde die Blanketgeometrie modifiziert. Die Veränderung hat zu maximalen Belastungen in der dritten Zone geführt, die in der Höhe der ursprünglichen Belastung liegen. Damit sind diese Brennelemente zu stark vergrößert worden, sie zeigen damit aber auch, welche Brennstoffringdicke nicht überschritten werden darf. Hinsichtlich einer weiteren Optimierung wäre über eine Verringerung der Brennstoffringdicke dieser Brennelemente ein Gewinn bezüglich der maximalen thermischen Belastungen zu erzielen. Außerdem kann dadurch gleichzeitig der Querschnitt des Kühlkanals vergrößert werden. Aus letzterem Grund sollte über eine solche Veränderung auch für die Brennelemente der zweiten Zone nachgedacht werden. Der damit verbundene Verlust an Leistung kann teilweise über eine Verdickung der Brennelemente der ersten Zone kompensiert werden.

Bei allen untersuchten Konzepten für das Blanket entstehen hohe Wandtemperaturen in den Brennelementen. Diese lassen sich durch die Umkehrung der Kühlmittelströmung erheblich reduzieren. Aber selbst mit dieser Maßnahme muss mit Wandtemperaturen zwischen 700°C und 800°C gerechnet werden. Eine weitere Reduktion der Temperaturen wäre über die Erhöhung der Wärmeübertragungsflächen möglich, aber wegen der Steigerung des Strukturwerkstoffanteils neutronenphysikalisch fragwürdig.

Erfolgversprechender wäre die Senkung der Kühlmitteltemperatur. Wird ihr Niveau z.B. um 100 K reduziert, sinken auch die maximalen Temperaturen in der Wand um den gleichen Wert. Dabei sinken allerdings nicht nur die maximalen Wandtemperaturen, sondern auch die minimalen Brennstofftemperaturen. Hierfür müssen jedoch die für den Einsatz des flüssigen Brennstoffes in den Kapiteln 2 erörterten Randbedingungen hinterfragt werden. Nach /Tit02/ sollte, um eine ausreichende Löslichkeit der Spaltstoffe in Pb-Bi zu gewährleisten, eine Brennstofftemperatur von 600°C nicht unterschritten werden. Dabei muss berücksichtigt werden, dass für die Abschätzung der Löslichkeit der Transurane nur wenige Daten bekannt sind, und die in /Tit02/ gewählte Minimaltemperatur aus diesem Grund auch eine Abschätzung mit entsprechendem Sicherheitsabstand darstellt. In diesem Zusammenhang muss durch geeignete Löslichkeitsexperimente eine fundiertere Datenbasis bereitgestellt werden. Damit bliebe die Frage zu klären, ob die Minimaltemperatur für den Brennstoff von 600°C u.U. gesenkt werden kann, ohne die Löslichkeit unzulässig zu reduzieren. Dann könnte das gesamte System auf einem niedrigerem Temperaturniveau arbeiten.

Weiter wurde in dieser Arbeit aufgezeigt, dass aufgrund fehlender experimenteller Daten nur schwer eingeschätzt werden kann, wie die Lösung des Brennstoffes auf die Korrosionseigenschaften von Pb-Bi wirkt. Es ist unbedingt experimentell zu bestimmen, ob hierdurch der Korrosionsangriff erheblich verstärkt wird.

6 Zusammenfassung und Ausblick

6.1 Ausgangssituation

Heutige Entsorgungsstrategien müssen einen sicheren Einschluss der radioaktiven Reststoffe für eine sehr lange Zeit (>1 Mio. Jahre) gewährleisten. Dabei ist fraglich, inwieweit Einflüsse auf die Sicherheit des Lagerprinzips für diesen Zeitraum prognostizierbar sind. Ein Ansatz zur Verbesserung der Entsorgungsproblematik kann die Transmutation der langlebigen Nuklide in kurzlebige darstellen. Damit soll der Zeitraum, für den ein sicherer Einschluss der radioaktiven Abfälle gewährleistet werden muss, auf einen nur mit technischen Barrieren beherrschbaren von z.B. 1000 Jahren, reduziert werden.

Um dieses Ziel zu erreichen muss zur Transmutation der langlebigen Actiniden, die nicht ausreichend in den bestehenden *thermischen* Reaktoren umgewandelt werden können, ein speziell mit dieser Zielsetzung entwickeltes System eingesetzt werden. Neutronenphysikalische Überlegungen zeigen, dass sich ein unterkritisches schnelles System gut für diesen Zweck eignet. Zusätzlich kann durch den Einsatz eines flüssigen metallischen Brennstoffs von einem vereinfachten Partitioning profitiert werden.

Soll ein solches System realisiert werden, muss einerseits aus neutronenphysikalischer Sicht gewährleistet werden, dass ein Fortschritt hinsichtlich der oben aufgeführten Zielvorgabe erreicht wird und das System betrieben werden kann. Andererseits muss untersucht werden, ob aus sicherheitstechnischer Sicht Fragestellungen auftreten, die die Verwirklichung eines solchen Systems prinzipiell ausschließen. Dabei hat sich gezeigt, dass diesbezüglich insbesondere auf die folgenden Aspekte, die in den oben genannten neutronenphysikalischen Systemcharakteristika begründet sind, geachtet werden muss.

- Das *schnelle System* erfordert die Wahl eines geeigneten Kühlmediums und bewirkt eine erhöhte Neutronenversprödung; beide Faktoren begrenzen die Wahl eines geeigneten Werkstoffs.
- Die *unterkritische Anordnung* verursacht eine sehr heterogene Leistungsverteilung im Blanket sowie hohe Temperaturgradienten und Neutronenflüsse im targetnahen Bereich.
- Der *flüssige metallische Brennstoff* bedingt Korrosions- und Erosionsprobleme, erfordert ein hohes Temperaturniveau, die Entwicklung eines geeigneten Brennelementdesigns, eine besondere Beeinflussung der Wärmeabfuhr aus den Brennelementen und den Einsatz geeigneter (kompatibler) Werkstoffe.

6.2 Systemanalyse und Belastungen der Brennelemente

Um diese Aspekte zu untersuchen, wurde zunächst ein mögliches *Konzept* für eine Transmutationsanlage und ihre einzelnen Systeme vorgestellt. Anhand einer Energiebilanz konnte gezeigt werden, dass mit der Transmutation der langlebigen Actiniden nicht nur die von der Anlage benötigte Energie zum Betrieb des Beschleunigers, sondern zusätzlich elektrische Nutzenergie erzeugt werden kann. Im weiteren Verlauf der Arbeit wurden anschließend die einzelnen Anlagenkomponenten des Transmutationssystems vorgestellt und hinsichtlich ihrer Realisierbarkeit aus technischer Sicht untersucht. Dabei wurde festgestellt, dass für einige Anlagenkomponenten teilweise noch erheblicher Entwicklungsbedarf besteht, jedoch weltweite Forschungsaktivitäten auf dem Gebiet der Transmutation eine Lösung dieser Fragestellungen in absehbarer Zeit vermuten lassen.

In diesem Zusammenhang wurde insbesondere auf die Wahl eines geeigneten Kühlmittels eingegangen und Flüssigmetalle hinsichtlich ihrer Eignung als Primärkühlmittel untersucht. Dabei hat sich gezeigt, dass Blei oder Pb-Bi gut geeignet sind, ihr Einsatz allerdings mit einem *erhöhten Korrosionsangriff* der Strukturwerkstoffe verbunden ist. Dieser wird zusätzlich durch das brennstoffbedingte hohe Temperaturniveau verstärkt. Diesem Korrosionsangriff kann jedoch über den gezielten Aufbau von inhibierenden Oxidschichten entgegengewirkt werden. Der Aufbau dieser Oxidschicht muss durch den Einsatz eines speziellen Stahls und eines definierten Sauerstoffgehalts im Flüssigmetall unterstützt werden. Langjährige Erfahrungen in Russland auf diesem Gebiet haben zur Entwicklung spezieller Stähle für den Einsatz mit Pb-Bi oder mit Blei gekühlten Reaktoren geführt. Aus diesen Stählen wird der 12%-Chromstahl EP823 ausgewählt. Weitere Einflussfaktoren auf die Korrosionsrate sind die Kühlmittelgeschwindigkeit, die Temperatur und die Temperaturdifferenz im Primärkreislauf. Hier konnte festgestellt werden, dass wesentlich höhere Geschwindigkeiten als 2 m/s und eine absolute Temperaturdifferenz im Kühlmittel von über 150 K zu vermeiden sind. Auch sollen die Temperaturen im Werkstoff 650°C nicht überschreiten.

Es wurde im Rahmen der Systembetrachtung deutlich, dass die targetnahen Bereiche hohen Belastungen ausgesetzt sind. Außer für das Protonenfenster gilt das insbesondere für die Brennelemente an diesen Stellen. Sie müssen nicht nur hohen Belastungen stand halten, sondern auch den sicheren Einsatz des flüssigen Brennstoffs garantieren. Die für diese Anforderungen entwickelte Brennelementgeometrie wurde im Rahmen der Systemuntersuchungen vorgestellt und bildet die Basis für weitere Betrachtungen. Es muss nachgewiesen werden, dass der vorgesehene Werkstoff den auftretenden Belastungen für eine ausreichend lange Zeit stand halten kann. Die Analysen haben sich hierbei primär auf die thermischen Belastungen in den Brennelementen konzentriert.

Untersuchungen zu Einflussfaktoren auf die Brennelementstruktur haben gezeigt, dass durch den flüssigen Zustand des Brennstoffes eine sich ausbildende *natürliche Konvektionsströmung* im Brennstoff berücksichtigt werden muss. Sie beeinflusst die entstehenden Belastungen signifikant und hat den Fokus der weiteren Untersuchungen gebildet. Um ihren Einfluss hinreichend genau abbilden zu können ist die Simulation der Strömung unter Verwendung eines Turbulenzmodells durchgeführt worden. Das Trägermaterial des Brennstoffes ist Pb-Bi mit der charakteristisch niedrigen molekularen Prandtl-Zahl von Flüssigmetallen. Für diesen Fall wurde daher zunächst

gewährleistet, dass unter der Verwendung des *Turbulenzmodells* und den damit verbundenen *Vereinfachungen* die Naturkonvektionsströmung hinreichend genau simuliert werden kann. Dabei hat sich gezeigt, dass das verwendete Wandmodell und auch die Verwendung einer konstanten Korrelation zwischen der turbulenten Impulsdiffusion und der turbulenten Wärmeleitung für das gesamte Strömungsmodell zu höheren Ungenauigkeiten führt. Jedoch liefern die damit berechneten Werte für eine Aussage über die Tendenz und die Bereiche, in denen maximale Belastungen zu erwarten sind, eine geeignete Basis.

Mit dieser Erkenntnis sind die unterschiedlichen *Einflussfaktoren* auf die belastungsrelevanten Größen – die Temperaturen in Brennstoff und Strukturmaterial sowie die über die Strukturwand abzuführenden Wärmeströme – analysiert worden. Es war nicht nur sicherzustellen, dass die oben aufgeführten Randbedingungen für die Kühlung und für den Brennstoff eingehalten werden können, sondern auch dass die Siedetemperatur des Trägermaterials Pb-Bi für den Brennstoff in jedem Fall deutlich unterschritten wird.

Als mögliche Einflussfaktoren auf diese sicherheitsrelevanten Größen sind unterschiedliche turbulente Prandtl-Zahlen, unterschiedliche Leistungsdichten und ihre Verteilung in azimuthaler und axialer Richtung untersucht worden. Die Ergebnisse zeigen, dass in den oberen Bereichen der Brennelemente durch eine sich ausbildende Umlenkströmung maximale Werte für Temperatur und Wärmestromdichte auftreten. Diese Maximalwerte werden in ihren Ausprägungen maßgeblich durch die turbulente Prandtl-Zahl beeinflusst. Unterschiedliche Leistungsdichten haben Einfluss auf die absolute Höhe aller sicherheitstechnisch relevanten Werte, jedoch sind die Relationen der entsprechenden Werte zueinander unabhängig von der Höhe der erzeugten Leistungsdichte. Allerdings hat ihre axiale Verteilung großen Einfluss auf die auftretenden Maximalwerte. Zeigt die axiale Leistungsdichteverteilung niedrige relative Leistungsdichten in den oberen Bereichen der Brennelemente, können die im Bereich der Umlenkströmung auftretenden Maximalwerte an diesen Stellen reduziert werden.

Mit diesen Ergebnissen konnte auch gezeigt werden, dass durch die Temperaturen und Geschwindigkeiten im Brennstoff keine sicherheitstechnisch bedenklichen Situationen entstehen. Allerdings zeigen die Ergebnisse für die maximalen Kühlmittelgeschwindigkeiten, die auftreten, die Wandtemperaturen und die abzuführenden Wärmestromdichten, insbesondere im oberen Bereich der Brennelemente, sehr hohe Werte. Diese führen zu kritischen Belastungen des Werkstoffes und temperaturbedingt zu einem erhöhten Korrosionsangriff seitens des Kühlmittels.

Die hohen Wandtemperaturen und die über die Wand abzuführenden Wärmestromdichten lassen sich durch eine *Auslaufzone* am oberen Ende der Brennelemente erheblich reduzieren. Allerdings erhöht sich dabei nicht nur die im Blanket vorhandene Brennstoffmasse (erhöhtes Inventar), sondern das gesamte Blanket muss größer dimensioniert werden.

Neben der Verwendung einer Auslaufzone wurden daher weitere *Verbesserungsansätze* aus wärmetechnischer Sicht vorgeschlagen mit dem Ziel, die über die Wand abzuführende Wärmestromdichte in den Brennelementen des targetnahen Bereichs zu reduzieren. Dadurch wird eine Verringerung der Spannungen im Werkstoff, der vom Kühlmittel abzuführenden Leistung und damit den erforderlichen Kühlmittelgeschwindigkeiten sowie eine Reduktion der Wandtemperaturen erzielt (siehe Kapitel 4).

Zur *Anpassung der Wärmestromdichte* können zwei Ansätze gewählt werden. Ein Ansatz zielt

auf eine Anpassung der Leistungsdichten in den unterschiedlichen Bereichen des Blankets ab. Da bereits die Auswirkungen einer Veränderung in der Leistungsdichte in Abschnitt 4.3 untersucht worden sind, wurde dieser Ansatz nicht weiter untersucht. Ein weiterer besteht in einer *Veränderung der Brennelementgeometrie*. Zur Anpassung der über die Wand abzuführenden Wärmestromdichte ist dafür die Dicke der Brennstoffringe in den maximal belasteten Brennelementen reduziert und in den weniger belasteten vergrößert worden. Parallel dazu wurde untersucht, ob die thermischen Belastungen durch eine *Umkehrung der Strömungsrichtung im Kühlmittel* und einer damit verbundenen Verringerung der Kühlmitteltemperatur an den hochbelasteten Stellen reduziert werden kann.

Der Einfluss beider Veränderungen auf sicherheitstechnische Aspekte, der im Rahmen der vorliegenden Arbeit ermittelt werden konnten, läßt sich wie folgt zusammenfassen:

Geometrieänderung:

Die maximalen Brennstofftemperaturen haben sich gegenüber dem ursprünglichen Blanketkonzept um knapp 3% erhöht. Die sich daraus ergebenden maximalen Temperaturen liegen jedoch weiterhin deutlich unterhalb des Siedepunktes für den Trägerstoff Pb-Bi des Brennstoffs.

Die maximalen Kühlmittelgeschwindigkeiten sind im gesamten Blanket geringer als die ursprünglichen Maximalwerte. Dabei konnte eine erhebliche Reduktion im targetnahen Bereich erzielt werden, so dass eine signifikante Erhöhung der Korrosionsrate über eine hohe Kühlmittelgeschwindigkeit für diesen Bereich ausgeschlossen werden kann. Für die weiteren Bereiche im Blanket liegen Maximalwerte für die Kühlmittelgeschwindigkeit zwar 15% bzw. 6% unterhalb der ursprünglichen, erreichen jedoch immer noch 80% der gesetzten Obergrenze von 2 m/s.

Hinsichtlich der auftretenden thermischen Spannungen ist keine Verbesserung erreicht worden. Das gleiche gilt für die maximalen Wandtemperaturen. Hier hat insbesondere die Höhe der Leistungsdichte im oberen Bereich der verbreiterten Brennstoffringe zu ungünstigen Werten geführt.

Die auftretenden Geschwindigkeiten im Brennstoff bleiben auch weiterhin unbedenklich.

Umkehrung der Kühlmittelströmung:

Die maximalen Brennstofftemperaturen konnten über diese Maßnahme um ca. 100 K für alle Brennelemente gesenkt werden.

Auch die Wandtemperatur der Brennelemente konnte um ca. 100 K reduziert werden. Allerdings haben sich gleichzeitig die auftretenden thermischen Spannungen in allen Brennelementen erhöht. Da jedoch bei einer Verringerung der Temperatur um 100 K mit einer Erhöhung der Festigkeitswerte um 300% erwartet werden kann und sich die Spannungen nur um maximal 37% erhöhen, wird hier durch die Strömungsumkehr eine Verbesserung erzielt.

Für die auftretenden Geschwindigkeiten in Brennstoff und Kühlmittel gelten die zuvor aufgeführten Aussagen.

Aus diesen Untersuchungen wird deutlich, dass die gemittelte Leistungsdichte zwar das Niveau für die auftretenden maximalen Belastungen im oberen Bereich vorgibt, jedoch insbesondere

zwei Faktoren die Maximalwerte für Temperatur und Wärmestromdichte maßgeblich beeinflussen. Einmal bewirkt die *Naturkonvektionsströmung*, dass in den oberen Bereichen kritisch hohe Werte auftreten. Zum anderen werden diese Werte stark über das *axiale Leistungslichtprofil* beeinflusst. Beide Faktoren wirken sich in den Brennelementen im äußeren Bereich ungünstig aus und führen zu den unerwartet hohen Werten für die Wärmestromdichte und die Wandtemperaturen nach Veränderung der Geometrie. Allerdings sind die erzeugten Leistungsdichten in diesen Brennelementen vergleichsweise hoch. Hier wäre zu überlegen, ob diese Werte über eine weitere neutronenphysikalische Untersuchung abgesichert werden sollten, um eine Fehleinschätzung auszuschließen.

Die beiden betrachteten Blanketkonzepte zeigen *Grenzbetrachtungen* für die geometrischen Modifikationsmöglichkeiten im Blanket. Im ursprünglichen Konzept sind maximale Belastungen in den targetnahen Brennelementen aufgetreten. Um diesen entgegenzuwirken, wurde die Blanketgeometrie modifiziert. Die Verdickung der Brennelemente in den weniger belasteten Bereichen hat jedoch zu maximalen Belastungen geführt, die so hoch wie im ursprünglichen Design liegen. Damit sind diese Brennelemente zu stark vergrößert worden.

6.3 Ausblick

Hinsichtlich einer weiteren Optimierung wäre ein Kompromiss aus den dargestellten Grenzbetrachtungen bezüglich der maximalen thermischen Belastungen anzustreben. Außerdem kann dadurch gleichzeitig der Querschnitt der Kühlkanäle vergrößert werden. Der damit verbundene Verlust an Leistung kann teilweise über eine Verdickung der Brennelemente im targetnahen Bereich kompensiert werden.

Bei allen untersuchten Konzepten für das Blanket entstehen selbst bei einer Umkehrung der Kühlmittelströmung hohe Wandtemperaturen zwischen 700°C und 800°C. Diese für den eingesetzten Stahl kritisch hohen Wandtemperaturen sind nur über eine *Verringerung der Kühlmitteltemperatur* wesentlich reduzierbar. Wird diese z.B. auf eine Aufheizspanne von 450°C bis 600°C reduziert, sinken auch die maximalen Temperaturen in der Wand um 100 K.

Wird die Kühlmitteltemperatur reduziert, sinken nicht nur die maximalen Wandtemperaturen, sondern auch die *minimalen* Brennstofftemperaturen. Hierfür müssen jedoch die für den Einsatz des flüssigen Brennstoffes in den Kapiteln 2 erörterten Randbedingungen hinterfragt werden. Demnach sollte, um eine ausreichende Löslichkeit der Spaltstoffe in Pb-Bi zu gewährleisten, eine Brennstofftemperatur von 600°C nicht unterschritten werden. Dabei muss berücksichtigt werden, dass für die Abschätzung der Löslichkeit der Transurane nur wenige Daten bekannt sind und die gewählte Minimaltemperatur aus diesem Grund auch eine Abschätzung mit entsprechendem Sicherheitsabstand darstellt. Über geeignete Löslichkeitsexperimente kann an dieser Stelle eine fundiertere Datenbasis bereitgestellt werden, um eine bessere Abschätzung der Löslichkeit der Transurane im Temperaturbereich zwischen 500°C und 600°C zu ermöglichen.

Des Weiteren hat sich gezeigt, dass Ungenauigkeiten bei der Simulation des wandnahen Bereiches durch Detailanalysen abgesichert werden sollten. Dies könnte durch eine Simulation der Naturkonvektionsströmung im Brennstoff mit einem sog. Low-Reynolds-Turbulenzmodell erfolgen. Außerdem ist die Simulation unter der Annahme einer konstanten Korrelation zwischen der

turbulenten Impulsdiffusion und der turbulenten Wärmeleitung über die sog. turbulente Prandtl-Zahl erfolgt. Es hat sich herausgestellt, dass diese als konstanter Wert für den hauptsächlich relevanten Bereich der Brennelemente angenommen werden kann, jedoch die *Höhe* dieser Konstante einen erheblichen Einfluss auf die sicherheitstechnisch relevanten Größen hat. Da weder über empirische noch über experimentelle Daten ein hinreichend genauer Wert ermittelt werden konnte, muss diese Größe unbedingt durch ein geeignetes Experiment abgesichert werden. Das Gleiche gilt für die ermittelten Simulationsergebnisse. Sie haben eine geeignete Basis für die Analyse unterschiedlicher Einflussfaktoren auf die sicherheitstechnisch relevanten Größen liefern können, jedoch ist die Absicherung dieser Ergebnisse ebenfalls über ein Experiment anzustreben.

A Berechnungsmethoden

A.1 Konvektiver Wärmeübergangskoeffizient

Der konvektive Wärmeübergang wird durch das verwendete Strömungsmedium sowie die vorherrschende Strömungscharakteristik beeinflusst. Er kann über empirisch ermittelte Korrelationen (siehe z.B. /VDI91/) berechnet werden. Die dimensionslose Kennzahl, über die der Wärmeübergangskoeffizient ermittelt wird, ist die Nusselt-Zahl.

Je nachdem, ob eine erzwungene oder eine natürliche Konvektionsströmung vorliegt, werden unterschiedliche dimensionslose Kennzahlen für die Strömungscharakteristik verwendet. Die molekularen Stoffeigenschaften des Fluides werden in beiden Fällen über die Prandtl-Zahl beschrieben. Da in dieser Arbeit Flüssigmetalle als Kühlmittel eingesetzt werden, sind die hier aufgeführten Korrelationen speziell für die Anwendung auf Fluide mit kleinen Prandtl-Zahlen entwickelt worden.

A.1.1 Erzwungene Konvektion

Bei der erzwungenen Konvektion ist die Reynolds-Zahl die maßgebliche dimensionslose Kennzahl. Damit kann für die Nusselt-Zahl die folgende Abhängigkeit angegeben werden:

$$Nu = f(Re, Pr). \quad (A.1)$$

In Abhängigkeit der Geometrie können unterschiedliche empirisch ermittelte Gleichungen für die Berechnung der Nusselt-Zahl angewendet werden. Über die bekannteste Gleichung für Flüssigmetalle, die sog. Lyons-Martinelli-Formel /ED72/, wird der Wärmeübergang für eine voll ausgebildete, turbulente Rohrströmung für $0,003 < Pr < 0,06$ beschrieben:

$$Nu = 7 + 0,025 (Re \cdot Pr)^{0,8}. \quad (A.2)$$

Für den Wärmeübergang an ein Rohrbündel kann in Abhängigkeit von der geometrischen Anordnung nach /Dwy76/ die folgende Gleichung zur Berechnung der Nusselt-Zahl für Flüssigmetalle verwendet werden:

$$Nu = 6,66 + 3,126 \frac{s}{d} + 1,184 \left(\frac{s}{d}\right)^2 + 0,0155 (\bar{\psi} Re \cdot Pr)^{0,86}. \quad (A.3)$$

Dabei wird mit $\bar{\psi}$ die Anordnung der Rohre zueinander berücksichtigt, sowie mit d der Außendurchmesser der Rohre und mit s der Abstand der Rohrachsen bezeichnet. Die Berechnung der Reynolds-Zahl erfolgt hierbei mit der maximal auftretenden Geschwindigkeit, d.h. der Geschwindigkeit zwischen den Rohren, ermittelt.

A.1.2 Natürliche Konvektion

Bei der natürlichen Konvektion ist die Grashof-Zahl (siehe Gleichung A.6) die maßgebliche dimensionslose Kennzahl für die Strömung. Damit kann für die Nusselt-Zahl einer durch Auftriebskräfte dominierten Strömung die folgende Abhängigkeit angegeben werden:

$$Nu = f(Gr, Pr). \quad (\text{A.4})$$

Über den volumetrischen Ausdehnungskoeffizienten β :

$$\beta = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p. \quad (\text{A.5})$$

kann dann die Grashof-Zahl berechnet werden:

$$Gr = \frac{g \cdot \beta \cdot \dot{q}'' \cdot L^4}{\lambda \cdot (\eta/\rho)^2} \quad (\text{A.6})$$

mit: β = volumetrischer Ausdehnungskoeffizient ($1,41 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$; $\dot{q}''$ = über die Wand abzuführende Wärmestromdichte ($0,45 \text{ MW/m}^2$) und L = charakteristische Größe (hier: Brennstoffringdicke, 3 cm)

Sie dient im Rahmen dieser Arbeit jedoch nur zur Ermittlung des Strömungszustandes. Zur Ermittlung des Wärmeübergangs werden keine empirischen Gleichungen verwendet, sondern es wird die Naturkonvektionsströmung im flüssigen Brennstoff simuliert.

A.2 Simulation der Naturkonvektionsströmung im flüssigen Brennstoff

A.2.1 Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie

Die in dieser Arbeit untersuchte inkompressible und anisotherme Strömung kann vollständig durch die Kontinuitätsgleichung, die Navier-Stokes Gleichungen und die Energiegleichung beschrieben werden. Da es sich um eine Naturkonvektionsströmung mit innerer Wärmequelle handelt, müssen in den Navier-Stokes Gleichungen die Gewichtskraft und in der Energiegleichung eine innere Wärmequelle durch entsprechenden Terme berücksichtigt werden. Das sich aus dieser Beschreibung ergebende System partieller, nichtlinearer Differentialgleichungen lautet in Tensorschreibweise:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (\text{A.7})$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial (u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] + g_i, \quad (\text{A.8})$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial (u_j T)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu}{Pr} \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + \frac{\dot{q}'''}{c_p \rho}. \quad (\text{A.9})$$

Dieses Gleichungssystem kann in naher Zukunft für turbulente technische Strömungen nicht direkt numerisch gelöst werden, wie im folgenden gezeigt werden soll.

Turbulente Strömungen zeichnen sich durch Wirbelstrukturen aus, deren Größenklassen sich über einige Längenskalen erstrecken. Die großen Wirbel erzeugen hierbei durch ihre Rotation kleinere in der Strömung und tragen zu ihrer Streckung bei. Durch die Streckung entstehen noch kleinere Wirbel mit höherer Rotationsgeschwindigkeit. Dieser Prozess setzt sich über verschiedene Größenklassen fort, bis die Rotationsenergie in den kleinsten Wirbelstrukturen aufgrund der molekularen Viskosität in Wärme umgesetzt wird (Dissipation).

Die direkte Lösung der Navier-Stokes Gleichungen mittels der direkten numerischen Simulation (DNS) müsste alle Wirbelstrukturen bis hin zu den kleinsten, schnell rotierenden Strukturen auflösen. Das Verhältnis des Längenmaßes des größten Wirbels l_{max} zum Längenmaß des kleinsten Wirbels l_{min} in einer Strömung lässt sich durch die Reynolds-Zahl ausdrücken, siehe /FP99/,

$$\frac{l_{max}}{l_{min}} \approx konst \cdot Re^{\frac{3}{4}}. \quad (A.10)$$

Zur Simulation eines einzigen Wirbelzerfalls der Abmessung l_{max} müssen die kleinsten Wirbel der Länge l_{min} mit zumindest 10 Zellen in jeder Raumkoordinate aufgelöst werden. Daraus ergibt sich eine minimale Zellenanzahl N .

$$N \approx konst \cdot Re^{\frac{9}{4}} \cdot 10^3. \quad (A.11)$$

Für eine vergleichsweise geringe Reynolds-Zahl von 5000 ergibt sich hierbei eine Zahl von 10^6 Zellen für die Simulation eines einzigen Wirbels, womit erkennbar ist, dass in naher Zukunft eine vollständige Lösung der Navier-Stokes Gleichungen für technisch relevante Strömungen mit der verfügbaren Rechnerleistung nicht möglich ist.

Eine vereinfachte Berechnung ist durch eine örtliche oder zeitliche Mittelung der Navier-Stokes Gleichungen möglich. Bei einer örtlichen Mittelung werden Wirbelstrukturen bis zu einem durch die Gittergröße vorgegebenen Längenmaß aufgelöst. Der Einfluss kleinerer Strukturen wird bei diesem als Grobstruktursimulation („Large Eddy Simulation“, LES) bezeichneten Ansatz durch Modelle berücksichtigt. Da hierbei immer noch sehr viele Zellen und eine instationäre Lösung benötigt werden, ist diese Methode für Rechengebiete mit großen Abmessungen zu aufwändig.

Für die Strömungssimulation von technischen Anwendungen ist die zeitliche Mittelung der Navier-Stokes Gleichungen der auch in naher Zukunft praktikabelste Ansatz. Hierbei werden alle Variablen durch ihren Mittelwert $\bar{\phi}$ und ihren Schwankungsanteil ϕ' ausgedrückt.

$$\phi = \bar{\phi} + \phi'; \quad \bar{\phi} = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{\tau} \int_{t_0}^{t_0+\tau} \phi \, d\tau; \quad \bar{\phi}' = 0. \quad (A.12)$$

Die gemittelte Impuls- und Energiegleichung lässt sich auf folgende Weise schreiben:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u'_i u'_j}) + g_i. \quad (A.13)$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_j \bar{T})}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu}{Pr} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u'_j T'}) + \frac{\dot{q}'''}{c_p \rho}. \quad (A.14)$$

Es treten hierbei unbekannte Korrelationen der Schwankungsterme auf, die nicht berechnet werden können, sondern modelliert werden müssen. Da diese Korrelationen mathematisch den viskosen Termen der Navier-Stokes Gleichung entsprechen, hat Boussinesq /Bou77/ die Einführung

einer Wirbelviskosität ν_t vorgeschlagen, welche durch Einführung einer Proportionalitätskonstante, der turbulenten Prandtl-Zahl Pr_{turb} , auch in der Energiegleichung verwendet werden kann.

$$-\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{u'_i u'_j} \right) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} \left(\overline{u'_i u'_j} \right) \delta_{ij} \right], \quad (\text{A.15})$$

$$-\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{u'_i T'} \right) = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu_t}{Pr_{turb}} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \right). \quad (\text{A.16})$$

Diese Formulierung nach dem Wirbelviskositätsprinzip setzt voraus, dass die Größe der Schwankungsterme proportional zu den Gradienten der gemittelten Größen ist. Das Problem der unbekannten turbulenten Spannungen hat sich auf die Bestimmung der Proportionalitätskonstanten ν_t verlagert. Die turbulente Viskosität beschreibt das statistische Mittel des Impuls- und Wärmeaustausches in Strömungen durch Wirbelstrukturen.

Ein erster erfolgreicher Modellierungsversuch ist von Prandtl 1925 unternommen worden (Prandtl'scher Mischungswegansatz),

$$\nu_t = l_m^2 \left| \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial y} \right|. \quad (\text{A.17})$$

Bei diesem Modell werden Fluidballen betrachtet, die sich über eine Distanz l_m , dem Mischungsweg, in andere Strömungsregionen bewegen und sich dort mischen. Die Geschwindigkeitsdifferenz zwischen Ausgangs- und Zielort in der Strömung lässt sich mit $\pm l_m \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial y}$ abschätzen. Das Modell ist allerdings erst vollständig, wenn die Ortsfunktion von $l_m(x, y)$ angegeben werden kann. Dieses ist für komplexe Geometrien nur schwierig zu gewährleisten.

A.2.2 Turbulenzmodellierung in ANSYS FLOTRAN

Um eine von der Raumgeometrie unabhängige Beschreibung der turbulenten Viskosität ν_t zu erhalten, ist mindestens ein Zweigleichungsmodell erforderlich. Dafür bietet das Programmpaket ANSYS FLOTRAN unter anderem das Standard k- ϵ -Modell an. Eine umfassende Analyse zur numerischen Simulation von Strömungen mit kleinen Reynolds-Zahlen findet sich in /Mül00b/.

A.2.2.1 Das k- ϵ -Turbulenzmodell

Die erste Gleichung enthält hierbei Informationen über die Größe der Geschwindigkeitsschwankungen. Die zweite Gleichung modelliert das turbulente Längenmaß oder eine Kombination aus Längen- und Geschwindigkeitsmaß. Als Geschwindigkeitsmaß wird in der Regel die turbulente kinetische Energie k verwendet. Diese ergibt sich aus der Summe der Produkte der turbulenten Normalspannungen, d.h.

$$k = \frac{1}{2} \left(\overline{u'_i u'_i} \right). \quad (\text{A.18})$$

Die Annahme einer turbulenten Viskosität ν_t und die Einführung der turbulenten kinetischen Energie k setzen eine isotrope Turbulenz voraus. Die Wirkung der Turbulenz ist demnach zwar eine Funktion des Ortes, sie ist aber an jedem Ort unabhängig von den Koordinatenrichtungen. Diese eigentlich nur für ausgebildete Turbulenzen, die nicht durch Anisotropien wie z.B.

Wände beeinflusst werden, gültige Annahme hat jedoch für viele technische Anwendungen gute Ergebnisse erzielt.

Eine Transportgleichung für die Berechnung der turbulenten kinetischen Energie k lässt sich aus den Navier-Stokes Gleichungen herleiten. Diese lautet in ihrer endgültigen Form:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \underbrace{\bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j}}_{\text{Konvektion}} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right)}_{\text{Diffusion}} + \underbrace{\nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i}}_{\text{Produktion}} + \underbrace{\beta g_i \frac{\nu_t}{Pr_{turb}} \frac{\partial T}{\partial x_i}}_{\text{Auftriebs-einfluss}} - \underbrace{\epsilon}_{\text{Dissipation}}. \quad (\text{A.19})$$

Der Konvektions- und der Diffusionsterm werden hierbei entsprechend den jeweiligen Termen in den Navier-Stokes Gleichungen modelliert, wobei für den Diffusionsterm die Wirbelviskosität ν_t verwendet wird. Der Produktionsterm beschreibt die Erzeugung von turbulenter kinetischer Energie aufgrund von Gradienten der mittleren Geschwindigkeiten. Potenzialkräfte, wie z.B. der Auftrieb, können die Turbulenz in einer Strömung beeinflussen. So wird sie z.B. durch eine stabile Temperaturschichtung gedämpft. Die hier wiedergegebene, einfachste Modellierung des Auftriebseinflusses beruht auf dem Wirbelviskositätsprinzip.

Die Dissipation ϵ beschreibt die viskose Vernichtung der turbulenten kinetischen Energie. Entsprechend der Vorstellung der Energiekaskade geben große Wirbel ihre Rotationsenergie durch Zerfall und Wirbelstreckung an kleine Wirbel mit höherer Geschwindigkeit ab. In den kleinsten Wirbeln, den sog. Kolmogorov-Wirbeln, wird die noch verbleibende Restenergie in Reibungswärme umgesetzt.

Aufgrund ihrer entscheidenden Bedeutung für die turbulenten Austauschprozesse wird die Dissipation ϵ mit einer separaten Transportgleichung modelliert. Die großen Unterschiede in den Längenskalen von den groben Strömungsstrukturen bis zu den kleinsten Wirbeln erschweren die direkte Modellierung dieser Transportgleichung. Deshalb erfolgt die Modellierung relativ intuitiv und ist an der Modellierung der k -Gleichung orientiert.

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \underbrace{\bar{u}_j \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j}}_{\text{Konvektion}} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right)}_{\text{Diffusion}} + \underbrace{C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i}}_{\text{Produktion}} - \underbrace{C_{2\epsilon} \frac{\epsilon^2}{k}}_{\text{Dissipation}}. \quad (\text{A.20})$$

Aus den Werten für die turbulente kinetische Energie und ihrer Dissipation wird analog zum Mischungswegansatz von Prandtl die turbulente Viskosität mit einem Geschwindigkeits- und einem Längenmaß gebildet. Als Geschwindigkeitsmaß dient die turbulente kinetische Energie $k^{1/2}$, das Längenmaß ergibt sich aus einer Dimensionsanalyse zu $k^{3/2}/\epsilon$,

$$\nu_t = C_\nu \frac{k^2}{\epsilon}. \quad (\text{A.21})$$

Die eingeführten Konstanten werden aus experimentellen Daten oder anhand von vereinfachten theoretischen Analysen bestimmt. Tabelle A.1 gibt die Konstanten für das Standard k - ϵ -Modell an.

Die hier angegebene Form des k , ϵ -Modells gilt nur für vollturbulente Strömungen, in denen die molekulare Viskosität ν vernachlässigt werden kann. In der Nähe fester Wände überwiegen jedoch die viskosen Effekte die turbulenten. Diese Regionen werden mit Hilfe von Wandfunktionen behandelt.

Tabelle A.1: Konstanten des Standard $k - \epsilon$ -Modells nach /LS74/

$C_{1\epsilon}$	$C_{2\epsilon}$	C_ν	σ_k	σ_ϵ
1,44	1,92	0,09	1,0	1,3

A.2.2.2 Logarithmische Wandgesetze für Geschwindigkeit und Temperatur

Geschwindigkeit

Um ein charakteristisches Verhalten der Strömung im wandnahen Bereich stoff- und strömungsunabhängig darzustellen, können über die Schubspannungsgeschwindigkeit ein dimensionsloser Wandabstand y^+ und eine dimensionslose Geschwindigkeit u^+ ermittelt werden /Jis82/. Hierbei ist zunächst die Schubspannungsgeschwindigkeit mit

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_{Wand}}{\rho}} \quad (A.22)$$

zu ermitteln. Wir diese in Bezug zur Geschwindigkeit an der entsprechenden Stelle gesetzt, kann daraus die dimensionslose Geschwindigkeit errechnet werden:

$$u^+ = \frac{u}{u_\tau}. \quad (A.23)$$

Die Berechnung des dimensionslosen Wandabstandes erfolgt ebenfalls über die Schubspannungsgeschwindigkeit. Hier jedoch nicht über die Geschwindigkeit u , sondern über den Abstand zur Wand y . Über

$$y^+ = \frac{y \cdot \rho \cdot u_\tau}{\eta} \quad (A.24)$$

lässt sich daraus der logarithmische Zusammenhang beider Größen formulieren /ANS01b/:

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \log y^+ + 5,0. \quad (A.25)$$

Temperatur

Wie auch bei der Simulation der Geschwindigkeit wird für die Temperatur im wandnahen Bereich ein logarithmisches Wandgesetz verwendet:

$$T^+ = \frac{T}{T_\tau} = \frac{1}{\chi} \ln y^+ + 5,0 + f(Pr). \quad (A.26)$$

Hierbei entspricht T_τ der sog. Wandreibungstemperatur und hängt von der in Gleichung A.22 definierten Schubspannungsgeschwindigkeit über die folgende Gleichung zusammen:

$$T_\tau = \frac{\dot{q}_{Wand}''}{\rho \cdot c_p \cdot u_\tau}. \quad (A.27)$$

Über die van Driest'sche Dämpfungsfunktion wird hierbei die Abhängigkeit von der molekularen Prandtl-Zahl über die Funktion

$$f(Pr) = \frac{\pi/4}{\sin(\pi/4)} \cdot \left(\frac{A}{\kappa}\right)^{1/2} \cdot \left(\frac{Pr}{Pr_{turb}} - 1\right) \cdot \left(\frac{Pr}{Pr_{turb}}\right)^{-1/4}, \quad (A.28)$$

mit $A = 26$

berücksichtigt /ANS01a/.

B Ergebnisse

B.1 Simulationsergebnisse für das 25-cm-Modell

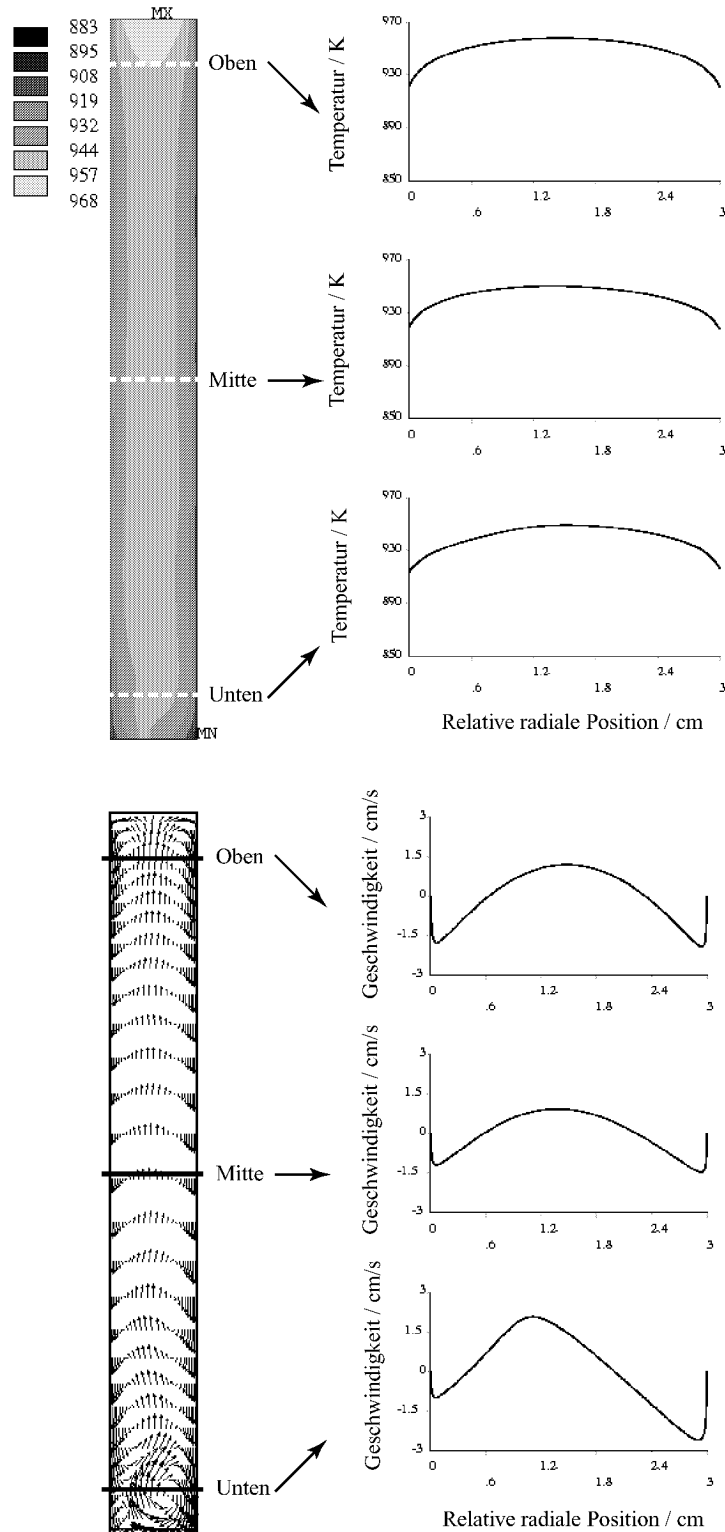


Abbildung B.1: $Pr_{turb} = 0,5$: Ergebnisse für die Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung im Brennstoffring bei $\dot{q}''' = 30 \text{ MW/m}^3$ und radiale Schnittprofile der Temperatur und der Strömungsgeschwindigkeit in Achsrichtung im Modell

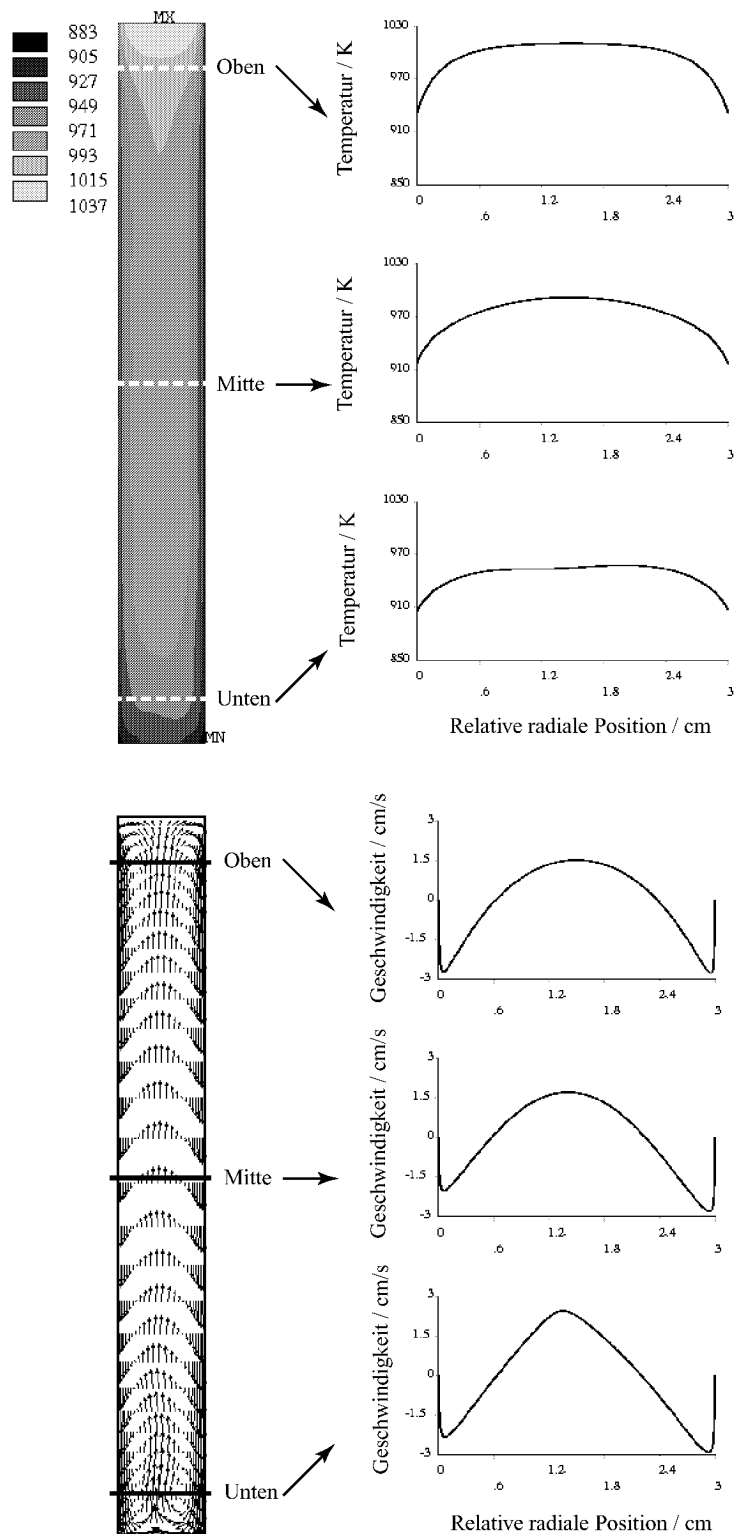


Abbildung B.2: $Pr_{turb} = 1$: Ergebnisse für die Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung im Brennstoffring bei $\dot{q}''' = 30 \text{ MW/m}^3$ und radiale Schnittprofile der Temperatur und der Strömungsgeschwindigkeit in Achsrichtung im Modell

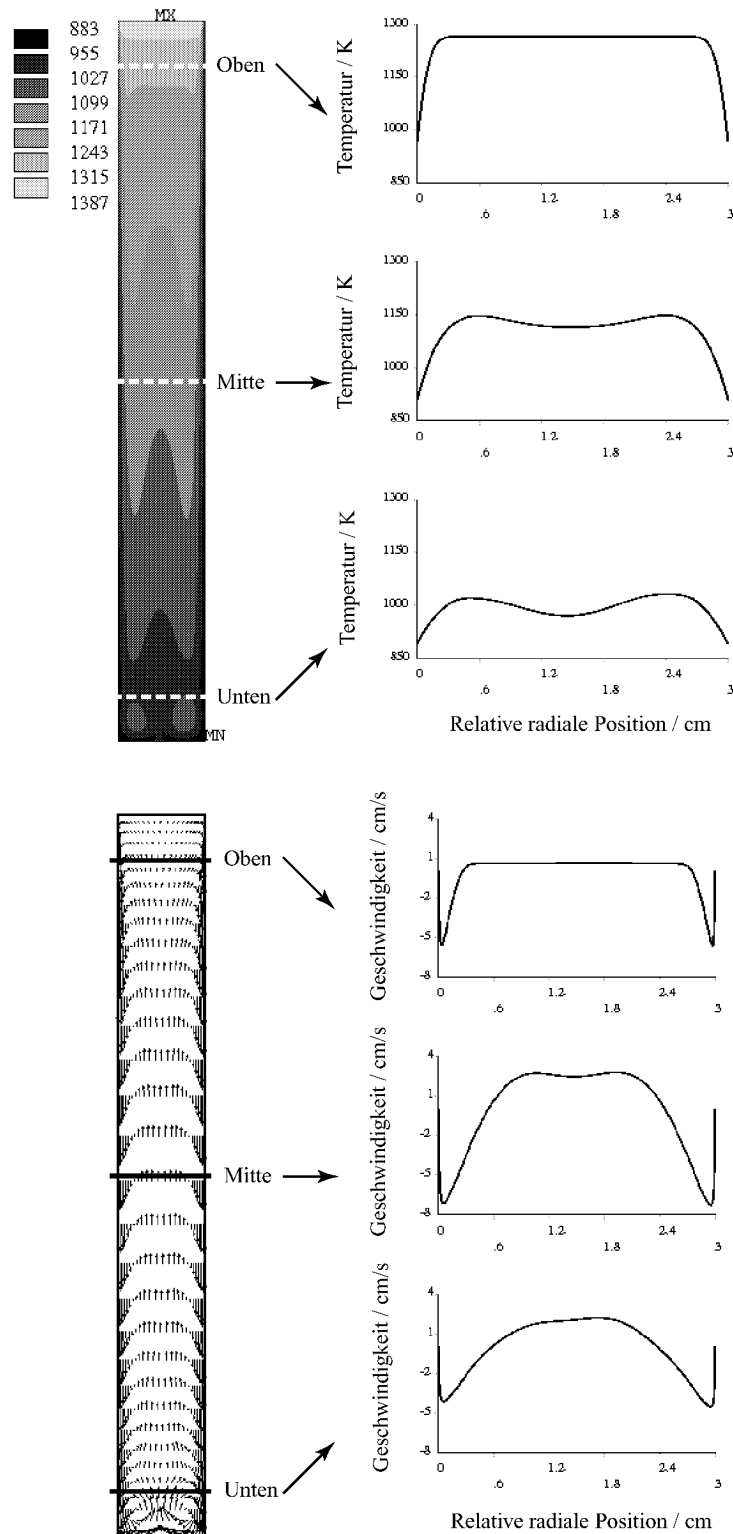


Abbildung B.3: $Pr_{turb} = 5$: Ergebnisse für die Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung im Brennstoffring bei $\dot{q}''' = 30 \text{ MW/m}^3$ und radiale Schnittprofile der Temperatur und der Strömungsgeschwindigkeit in Achsrichtung im Modell

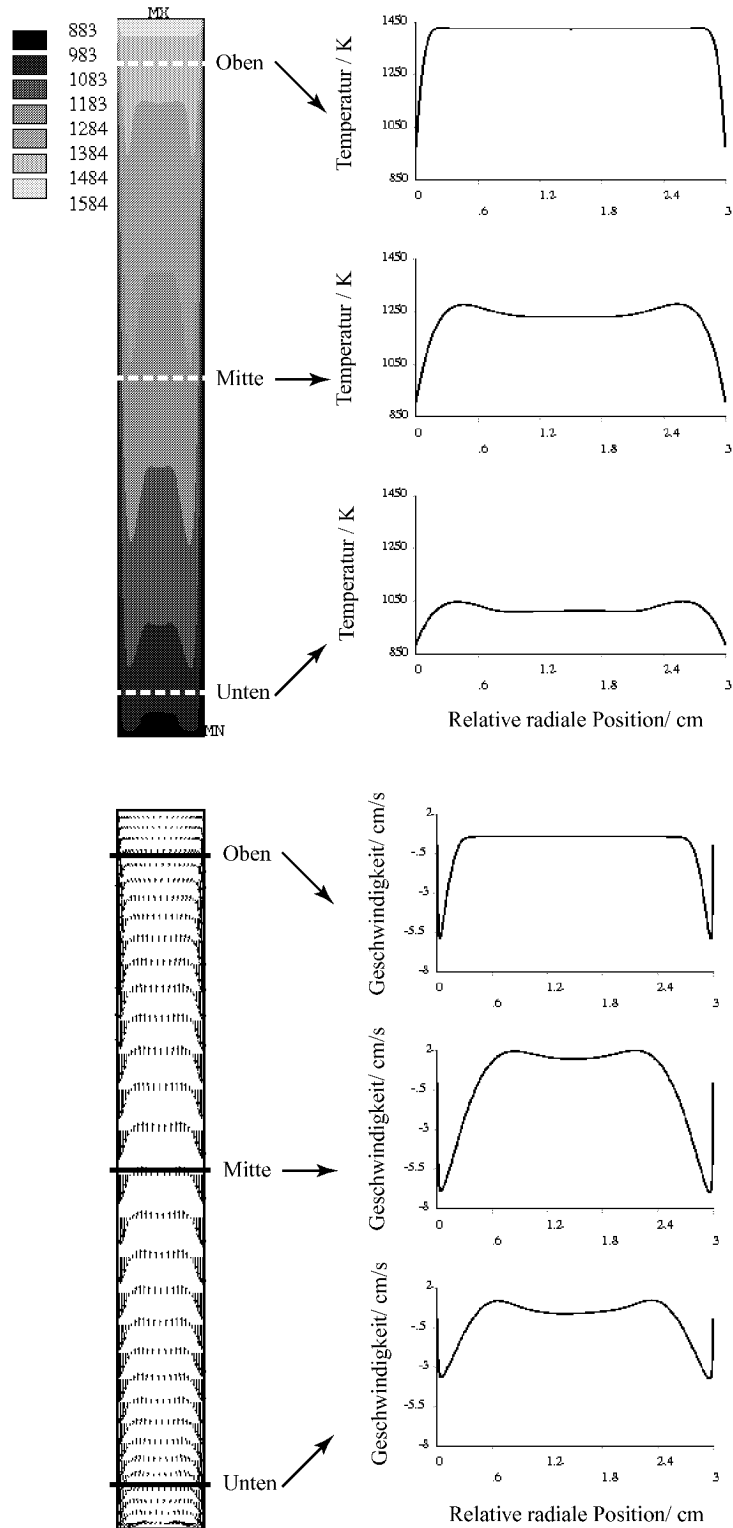


Abbildung B.4: $Pr_{turb} = 10$: Ergebnisse für die Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung im Brennstoffring bei $\dot{q}''' = 30 \text{ MW/m}^3$ und radiale Schnittprofile der Temperatur und der Strömungsgeschwindigkeit in Achsrichtung im Modell

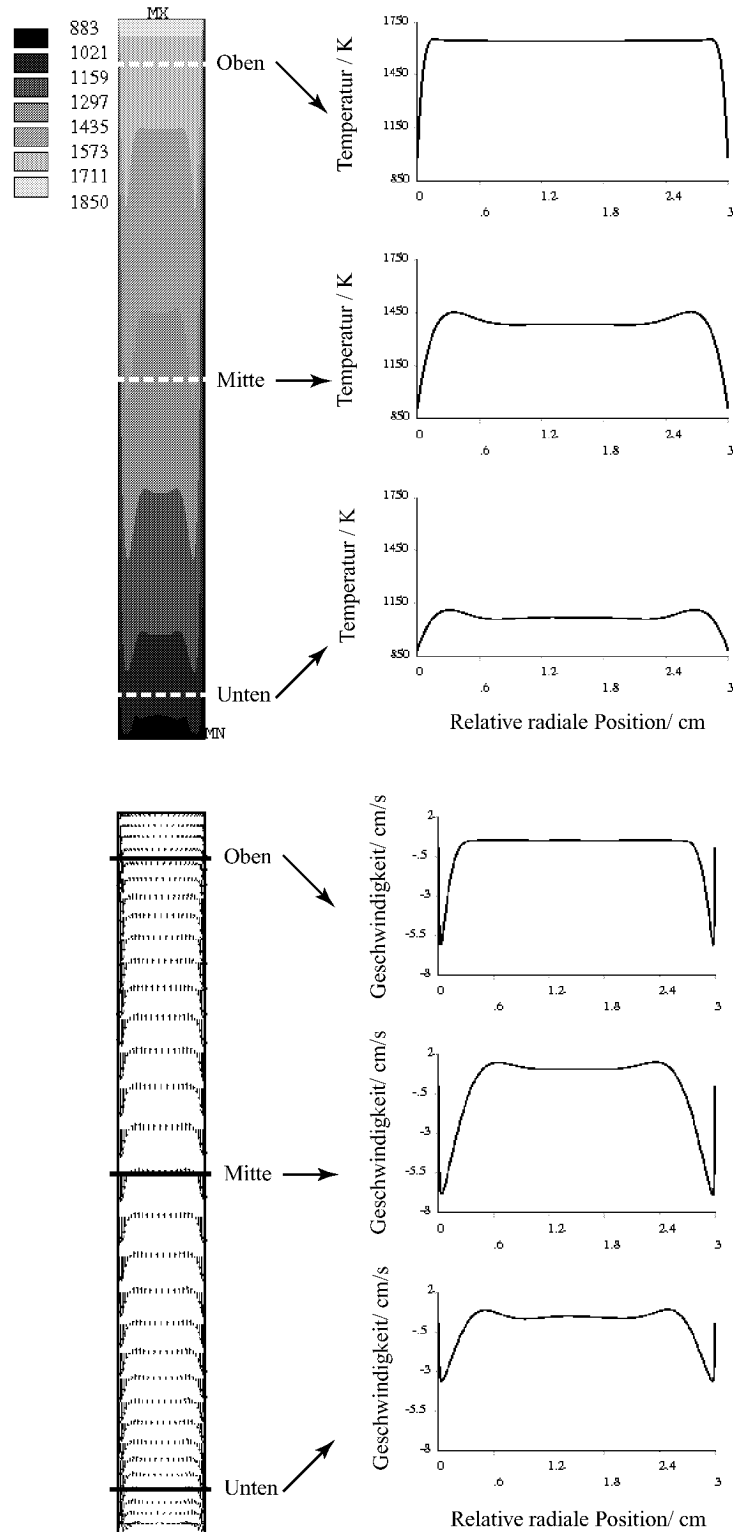


Abbildung B.5: $Pr_{turb} = 20$: Ergebnisse für die Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung im Brennstoffring bei $q''' = 30 \text{ MW/m}^3$ und radiale Schnittprofile der Temperatur und der Strömungsgeschwindigkeit in Achsrichtung im Modell

C Stoffwerte und Ergänzungen

C.1 Temperaturabhängige Stoffwerte der verwendeten Flüssigmetalle

Da in den betrachteten Naturkonvektionsströmungen dieser Arbeit teilweise erhebliche Temperaturunterschiede auftreten, muss die Temperaturabhängigkeit der Stoffwerte für die verwendeten Flüssigmetalle mit berücksichtigt werden. Die folgenden Graphen verdeutlichen diesen Zusammenhang für die Werte von Dichte, Wärmeleitfähigkeit, Viskosität und Wärmekapazität aus unterschiedlichen Quellen. Dabei werden nicht nur die Daten von Blei und Pb-Bi aufgeführt sondern zum Vergleich auch die Stoffwerte von Wismut.

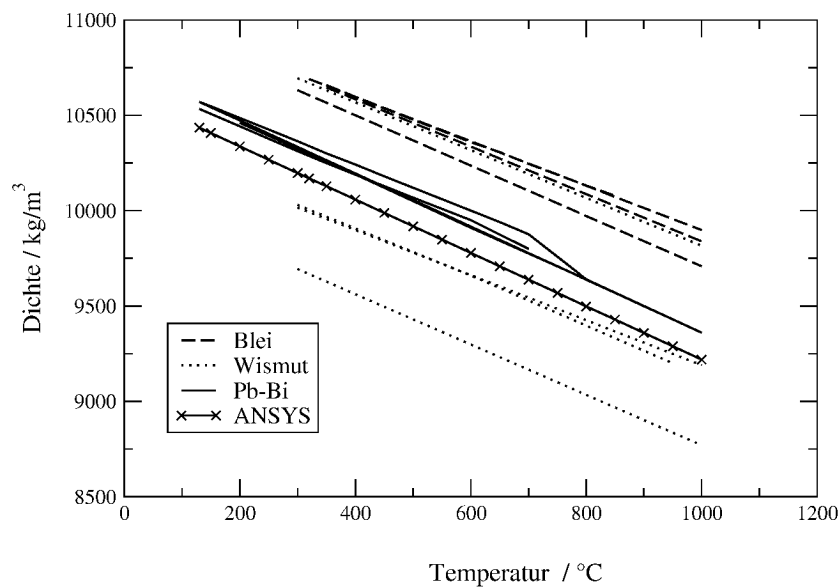


Abbildung C.1: Temperaturabhängige Dichte für Blei (/VNV⁺96/, /Bla89/, /Hof62/, /IG88/), Wismut (/Lyo52/, /IG88/, /VNV⁺96/, /Eth58/) und Pb-Bi (/Lyp96/, /VNV⁺96/, /Tip60/, /Eth58/)

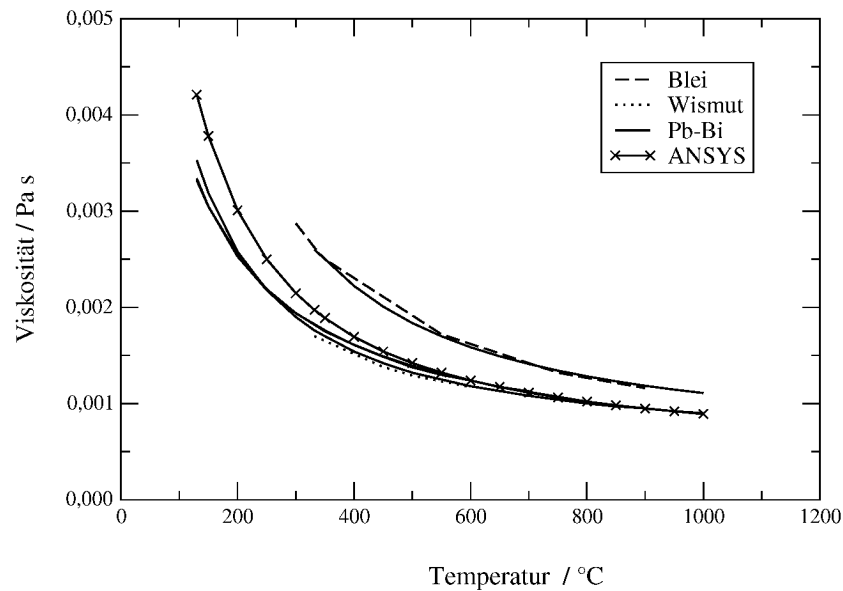


Abbildung C.2: Temperaturabhängige Viskosität für Blei (/Lyp96/, /Bla89/, /IG88/), Wismut (/Tip60/) und Pb-Bi (/Lyp96/, /VNV⁺96/)

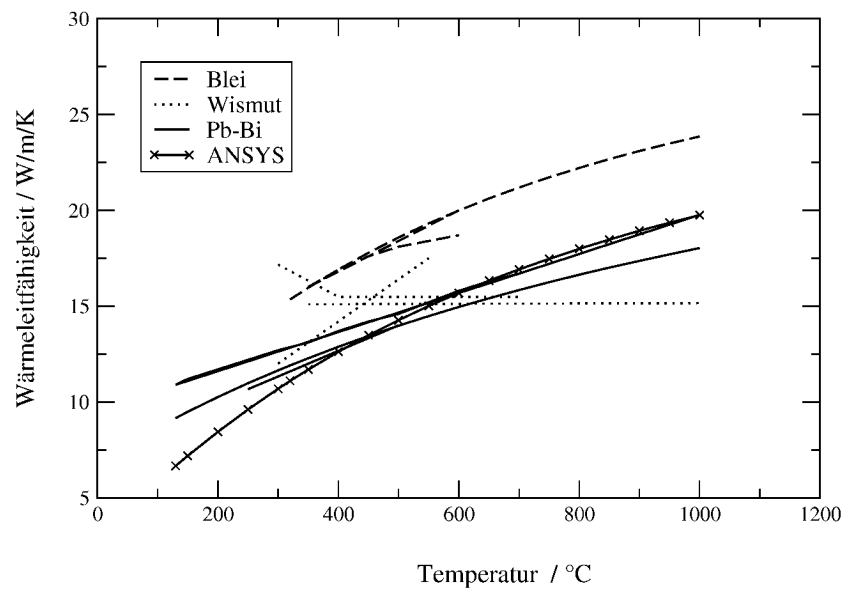


Abbildung C.3: Temperaturabhängige Wärmeleitfähigkeit für Blei (/VNV⁺96/, /Lyp96/, /Hof62/, /IG88/), Wismut (/Lyo52/, /IG88/, /VNV⁺96/, /BHH⁺72/) und Pb-Bi (/Lyp96/, /VNV⁺96/, /IG88/)

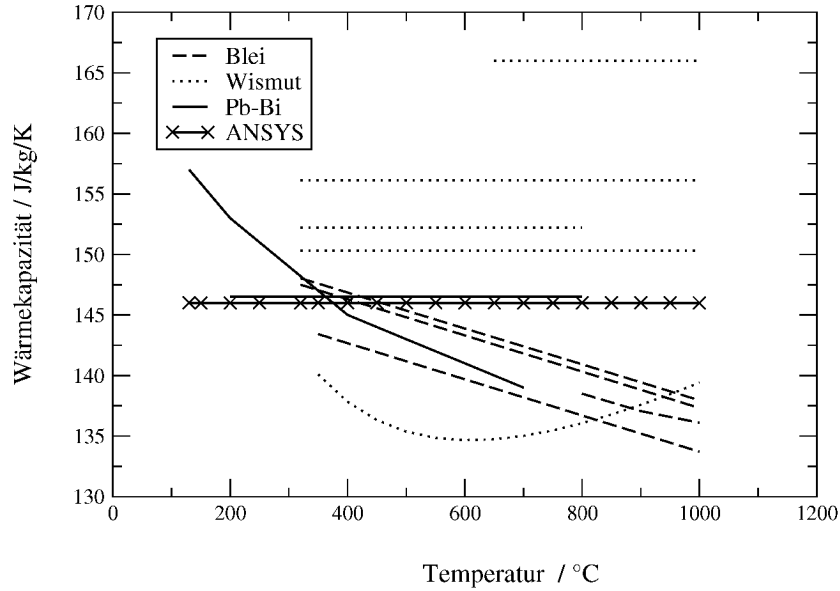


Abbildung C.4: Temperaturabhängige Wärmekapazität für Blei (/VNV⁺96/, /Lyp96/, /Hof62/, /IG88/), Wismut (/Lyo52/, /IG88/, /IG88/, /Wea81/) und Pb-Bi (/Lyp96/, /VNV⁺96/, /Eth58/)

C.2 Funktionen für die Berechnung der Stoffwerte in ANSYS

Die in dieser Arbeit simulierte Naturkonvektionsströmung unterliegt teilweise erheblichen Temperaturdifferenzen innerhalb eines Modells. Deswegen wird für die Simulation der Naturkonvektionsströmung nicht die Boussinesq-Overbeck Approximation (d.h. konstante Stoffwerte bis auf die Dichte im Auftriebsterm) angewendet. Bei allen Berechnungen werden zusätzlich die Temperaturabhängigkeiten der Viskosität und Wärmeleitfähigkeit berücksichtigt. Das ist insbesondere für die Wärmeleitfähigkeit (vgl. Abbildung C.3) wichtig.

Entsprechend den Vorgaben des FEM-Programmes ANSYS werden die folgenden Funktionen zur Berechnung der Stoffwerte verwendet. Die sich daraus ergebende Temperaturabhängigkeit ist in den Abbildungen C.1 – C.4 mit dargestellt.

Dichte:

$$\rho(T) = \rho_0 + K_1 \cdot (T - T_0), \quad (\text{C.1})$$

dabei ist: $\rho_0 = \rho(T_0) \hat{=} 9778 \text{ kg/m}^3$; $T_0 = 873 \text{ K}$ und $K_1 = -1,3908$.

Viskosität:

$$\eta(T) = \eta_0 \cdot e^{K_1 \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right)}, \quad (\text{C.2})$$

dabei ist: $\eta_0 = \eta(T_0) \hat{=} 0,00124 \text{ Pa} \cdot \text{s}$; $T_0 = 873 \text{ K}$ und $K_1 = -915$.

Wärmeleitfähigkeit:

$$\lambda(T) = \lambda_0 \cdot e^{K_1 \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right) + K_2 \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)^2}, \quad (\text{C.3})$$

dabei ist: $\lambda_0 = \lambda(T_0) \hat{=} 15,69 \text{ W/(m} \cdot \text{K)}$; $T_0 = 873 \text{ K}$; $K_1 = -640$ und $K_2 = 70,7$.

Wärmekapazität:

$$c_p(T) = \text{konstant} \quad (\text{C.4})$$

mit: $c_p = 146 \text{ kJ/(kg} \cdot \text{K)}$.

C.3 Stoffwerte für den eingesetzten Stahl EP823

Tabelle C.1: Legierungsanteile des in Russland entwickelten 12%-Chromstahls EP823 /RTB⁺99/

Stahl	Anteile des Elements in Gewichtsprozent												
	C	Si	Mn	S	P	W	Cr	Ni	Mo	V	Nb	B	Ce
EP823	0,4	1,0	0,6	$\leq$ 0,01	$\leq$ 0,02	0,5	10	0,5	0,6	0,2	0,2	$<$ 0,006	$<$ 0,1
	-	-	-			-	-	-	-	-	-		
	0,8	1,3	0,9			0,8	12	0,8	0,9	0,4	0,4		

Tabelle C.2: Physikalische und mechanische Eigenschaften des in Russland entwickelten 12%-Chromstahls EP823 /BIK⁺99/,/RTB⁺99/

Kriterium		Geltungsbereich in °C	Wert
Thermischer Ausdehnungskoeffizient	10^{-6} K^{-1}	200-700	13,0-14,0
Wärmeleitfähigkeit	$\text{W/(m} \cdot \text{K)}$	200-700	23,3-27,3
Elastizitätsmodul	10^4 MPa	200-700	23,5-16,0
Streckgrenze	N/mm^2	300-600	520-370
Zugfestigkeit	N/mm^2	300-600	900-400
Dehnung	%	300-600	17,0-27,0
Zeitstandfestigkeit $\sigma_{10\,000\,h}$	N/mm^2	600-650	180-80

D Nomenklatur

D.1 Lateinische Symbole

Formelzeichen	SI-Einheit	Bezeichnung
c_p	J/(kg·K)	spezifische Wärmekapazität
d	m	Durchmesser
d_h	m	1. hydraulischer Durchmesser
	m	2. hydraulische Grenzschichtdicke
d_{th}	m	thermische Grenzschichtdicke
E	N/m ²	Elastizitätsmodul
E_{fis}	eV	Energie, die pro Spaltung freigesetzt wird (200 MeV)
E_{Proton}	eV	Protonenenergie
I	A	Stromstärke (Protonenstrom)
k	m ² /s ²	turbulente kinetische Energie
k	W/(m ² ·K)	Wärmedurchgangskoeffizient
k	–	unterkritischer Multiplikationsfaktor
L	m	charakteristische Länge
l_m	m	Mischungsweglänge
M	kg	Transmutationsinventar
$\dot{m}$	kg/s	Massenstrom
P		Leistung
Pr_{turb}	–	Prandtl-Zahl (turbulent)
$\dot{Q}$	W	Wärmestrom
$\dot{q}'''$	W/m ³	Leistungsdichte
$\dot{q}''$	W/m ²	Wärmestromdichte
r	m	Radius; radiale Position
r_m	m	mittlerer Radius des Brennstoffringes
s	m	Dicke des Brennstoffringes
T	K	Temperatur
T_B	K	Brennstofftemperatur
T_W	K	Wandtemperatur
T_∞	K	Umgebungstemperatur
T_τ	K	Wandreibungstemperatur
T^+	–	dimensionslose Temperatur
$\Delta T_{Austritt}$	K	Temperaturdifferenz zwischen Primär- und

		Sekundärmedium am Austritt des wärme- abgebenden Mediums
$\Delta T_{Eintritt}$	K	Temperaturdifferenz zwischen Primär- und Sekundärmediums am Eintritt des wärme- abgebenden Mediums
ΔT_{KM}	K	Aufheizspanne des Kühlmittels
ΔT_{log}	K	logarithmische Temperaturdifferenz
U	m	Umfang
u	m/s	lokale Geschwindigkeit der Strömung
u_τ	m/s	Schubspannungsgeschwindigkeit
u^+	–	dimensionslose Geschwindigkeit
y	Neutronen/Proton	effektive Neutronenausbeute (Neutronenyield)
y^+	–	dimensionsloser Wandabstand

D.2 Griechische Symbole

Formelzeichen	SI-Einheit	Bezeichnung
α	W/(m ² ·K)	konvektiver Wärmeübergangskoeffizient
α	–	Neutroneneinfang-/Spaltwirkungsquerschnitt
α_{Stahl}	1/K	thermischer Wärmeausdehnungskoeffizient
β	1/K	volumetrischer Ausdehnungskoeffizient
δ	%	Dehnung
ϵ	m ² /s ³	Dissipation der turb. kin. Energie k
η	Pa·s	dynamische Viskosität
η_{turb}	m ² /s	tubulente Viskosität
η_{eff}	m ² /s	effektive Viskosität (Summe aus η und η_{turb})
η	%	Wirkungsgrad
λ	W/(m·K)	Wärmeleitfähigkeit
λ_{turb}	W/(m·K)	tubulente Wärmeleitfähigkeit
λ_{eff}	W/(m·K)	effektive Wärmeleitfähigkeit (Summe aus λ und λ_{turb})
ν	–	Querkontraktionszahl
ν	m ² /s	kinematische Viskosität
ν	–	Anzahl der pro Spaltung freigesetzten Neutronen
ν_t	m ² /s	Wirbelviskosität
Φ	n/(m ² ·s)	Neutronenfluss
ρ	kg/m ³	Dichte
σ	N/m ²	Belastung
σ_{10000h}	N/m ²	Zeitstandfestigkeit 10000 Stunden

σ_f	barn	Wirkungsquerschnitt für eine Spaltreaktion
$\sigma_{n,\gamma}$	barn	Wirkungsquerschnitt für eine n, γ -Reaktion
τ_{Wand}	N/m ²	Wandschubspannung

D.3 Abkürzungen

Abkürzung	Bezeichnung
ADS	Accelerator Driven System
ATW	Accelerator Transmutation of Waste
BE	Brennelement
CEA	Commissariat à l' Energie Atomique
CERN	European Organization for Nuclear Research
DE	Direkte Endlagerung
DNS	Direkte Numerische Simulation
DWR	Druckwasserreaktor
ENEA	European Nuclear Energy Agency
ESS	European Spallation Source
HAW	hochradioaktiver Abfall (high active waste)
HTR	Hochtemperaturreaktor
IPPE	Institute for Physics and Power Engineering, Obninsk, Russland
JAERI	Japan Atomic Energy Research Institute
KALLA	Karlsruhe Lead Laboratory
KKW	Kernkraftwerk
LAW	schwachradioaktiver Abfall (low active waste)
LANL	Los Alamos National Laboratory, USA
MA	Minore Aktiniden (Np, Am, Cm)
MAW	mittelradioaktiver Abfall (medium active waste)
MOX	Mischoxidbrennstoff
PSI	Paul-Scherrer Institut, Schweiz
P&T	Partitioning und Transmutation
PUREX	Plutonium-Uranium-Recovery by Extraction
SINQ	Spallations-Neutronenquelle am PSI
SM	Schwermetall
SKE	Steinkohleeinheit (1 tSKE $\hat{=}$ 29 300 MJ)
TMI	Three Miles Island, KKW in USA
TRU	Transurane (Np, Pu, Am, Cm)
WAA	Wiederaufbereitungsanlage
XADS	ADS Experimental Facility

Literaturverzeichnis

- /AB78/ ATZ, R.W.; BAKER, R.S.: *Pumps*. In: Sodium-NaK Engineering Handbook, Band 4, New York, London, Paris: Gordon and Breach, Science Publisher, Inc., 1978
- /AHK01/ ALKAN, ZEYNEL; HEUSS, RUTH; KUGELER, KURT (Hrsg.): *Energiewirtschaft*. RWTH Aachen, Lehrstuhl für Reaktorsicherheit und -technik, Vorlesungsskript, 2001
- /ANS01a/ KOHENKE, PETER (EDITOR): *ANSYS Inc. Theory – Release 5.7*. Canonsburg (PA 15317), Manual, 2001
- /ANS01b/ BÄUMER, VOLKER: *Strömungsberechnungen mit ANSYS/FLOTTRAN – Wärmeübertragung*. Garching, Vortragsunterlagen, 2001
- /AO01/ ADAMOV, E.; ORLOV, V.: *Naturally safe Lead-Cooled fast Reactor for Large-Scale Nuclear Power*. Moscow, 2001, www.neutron.kth.se/downloads/LeadCoolants.pdf, Oktober 2002
- /AOF⁺97/ ADAMOV, E.; ORLOV, V.; FILIN, A.; SILA-NOVITSKI, A.; SMIRNOV, V.; TSISKUNOV, V.: *The next generation of fast reactors*. Elsevier, Nuclear Engineering and Design 173 (1997) 145-150
- /atw02/ ATW: *Betrieb der Kernkraftwerke in der Bundesrepublik Deutschland im Monat Dezember*. In: Atomwirtschaft 47. Jg, Heft 2 (2002), Februar, S. 124
- /Bar02/ BARZANTNY : *Persönliche Information*. Firma Brosinsky (25.10.2002)
- /BGR98/ BUNDESANSTALT FÜR GEOWISSENSCHAFTEN UND ROHSTOFFE: *Reserven, Ressourcen und Verfügbarkeit von Energierohstoffen 1998*. Zusammenfassung. Hannover, 1999
- /BIK⁺99/ BIBILASHVILI, U.K.; IOLTUKHOVSKY, A.G.; KAZENNOV, Y.I.; LEONT'EVA, M.V.; ISTISHOV, N.A.; KONDRAT'EV, V.P.: *12% Chromium Steels Working Characteristics with Reference to the Condition of Operating the core Elements of Reactor Using Lead and Lead-Bismuth Coolants*. In: *HLMC – Heavy Liquid Metal Coolants*. Vol. 2, IPPE, Obninsk, Russia, 1999
- /BHH⁺72/ BORCHES, H.; HAUSEN, H.; HELLWEGE, K.-H.; SCHÄFER, KL.; SCHMIDT, E. (Hrsg.): *Landolt-Börnstein: Zahlenwerke und Funktionen*. 6. Aufl., Bd.4, 4. Teil: Wärmetechnik, Berlin, Springer, 1972

- /BHH⁺78/ BANERJEA, A.; HAMMEKE, K.; HÜPPING, N.; KIPKE, H.E.; STOEHR, A.: *Thermodynamische Stoffwerte von Helium im Bereich von 20 bis 1500 °C und von 1 bis 100 bar*. Eine tabellarische Bearbeitung der Sicherheitstechnischen Regel des Kerntechnischen Ausschusses (KTA 3102.1), 1978 (Jül-1562), –Berichte des Forschungszentrums Jülich
- /BKP⁺99/ BESPALOV, A.G.; KONOBEV, Y.V., POROLLO, C.I.; RUDENKO, V.A.; KHABAROV, V.C.; SHULEPIN, C.V.: *Irradiation Performance of Structure Materials in Reactors with the Pb-Bi Coolant*. In: *HLMC – Heavy Liquid Metal Coolants*. Vol. 2, IPPE, Obninsk, Russia, 1999
- /Bla89/ BLANKE, W.: *Thermophysikalische Stoffdaten*. Berlin, Springer, 1989.
– ISBN 3-540-18495-3
- /BMS⁺77/ BLOCK, F.-R.; MÜLLER, W.; SCHNEIDER, J.; STOLZENBER, G.: *Korrosionsverhalten verschiedener Stähle gegenüber Bleischmelzen bei Temperaturen bis 1400 K und Möglichkeiten des Korrosionsschutzes*. RWTH Aachen, Archiv Eisenhüttenwesen 48 (1977) Nr. 6
- /Bou77/ BOUSSINESQ, J.: *Essai Sur la Théorie Des Eaux Courantes*. Band 23, Mem. Présentés Acad. Sci., Paris, 1877
- /BP79/ BORGSTEDT, H.U.; POLITIS, C.: *Bleiwismutkorrosion von Werkstoffen für das Target der Spallationsquelle*. Realisierungsstudie zur Spallations-Neutronenquelle Teil III, Annex E, Untersuchte Alternative: Flüssigmetalltarget. 1980
- /BP02/ BP: *BP Statistical review of world energy 2002*. www.bp.com/centres/energy2002, August 2002
- /Bro02/ BROSINSKY, ELEKTROTECHNIK: *Produktinformation Flüssigmetallpumpe Fluctostat R76 S82*, Köln, 2002
- /BSV⁺81/ BAUER, G.S.; SEBENING, H.; VETTER, J.E.; WILLAX, H. (Hrsg.): *Realisierungsstudie zur Spallations-Neutronenquelle*. Teil I, Jülich, Forschungszentrum, 1981 (Jül-3175). –Berichte des Forschungszentrums Jülich
- /BVW⁺97/ BOWMAN, CHARLES D.; VENNERI, F.; WILLIAMSON, M. A.; NING, L.; WENDER, S.; ET AL.: *Los Alamos National Laboratory ADS projects*. Vienna: IAEA, 1997 (IAEA-TECDOC-985), S. 139-187. – Accelerator driven systems: Energy generation and transmutation of nuclear waste.
- /CG02/ CINOTTI, LUCIANO; GHERARDI, GUISEPPE : *The Pb-Bi cooled XADS status of development*. Elsevier, J. of Nuclear Materials 301 (2002) 8-14
- /CTL⁺02/ COUROUAU, J.-L.; TRABUC, P.; LAPLANCHE, G.; DELOFFRE, PH.; TARAUD, P.; OLLIVER, M.; ADRIANO, R.; TRAMBEUD, S.: *Impurities and oxygen control in lead alloys*. J. of Nuclear Materials, Elsevier, 301 (2002) S. 53-59

- /Czi96/ CZICHOS, HORST (Hrsg.): *Hütte: Die Grundlagen der Ingenieurwissenschaften*. 30. Aufl., Springer, Heidelberg, 1996. – ISBN 3-540-58740-3
- /DSW02/ DEUTSCHE STIFTUNG WELTBEVÖLKERUNG: *Weltbevölkerungsprojektionen für das Jahr 2050*. www.dsw-online.de, August 2002
- /DOE99/ DOE (Hrsg.): *A Roadmap for Developing Accelerator Transmutation of Waste (ATW) Technology*. Department of Energy (DOE) of the United States of America. Washington, U.S.A., 1999 (DOE/RW-0519). –A Report to Congress
- /Dwy76/ DWYER, O. E.: *Liquid Metal Heat Transfer*. In: Sodium-NaK Engineering Handbook, Band 2, New York, London, Paris: Gordon and Breach, Science Publisher, Inc., 1976
- /EC02/ ERIKSSON, M.; CAHALAN, J.E.: *Inherent shutdown capabilities in accelerator-driven systems*. Pergamon, Annals of Nuclear Energy 29 (2002) 1689-1706
- /ED72/ ECKERT, E.R.G.; DRAKE, R.M.: *Analysis of Heat and Mass Transfer*. New York, McGraw-Hill, 1972
- /ENE01/ ENEA (Hrsg.): *A European Roadmap for Developing Accelerator Driven Systems (ADS) for Nuclear Waste Incineration*. ENEA, 2001. –ISBN 88-8286-008-6
- /Eth58/ ETHERINGTON, HAROLD: *Nuclear Engineering Handbook*. New York, McGraw-Hill, 1958
- /Feu80/ FEUERSTEIN, H.: *Radiochemische Probleme bei Flüssig Blei-Bismut-Target für die Spallationsneutronenquelle*. Realisierungsstudie zur Spallations-Neutronenquelle Teil III, Annex E, Untersuchte Alternative: Flüssigmetalltarget. 1980
- /FP99/ FERZIGER, H. F.; PERIC, M.: *Computational Methods for Fluid Dynamics*. Heidelberg, Springer, 1999. – ISBN 3-540-65373-2
- /GBY⁺97/ GROMOV, B.F.; BELOMITCEV, YU.S.; YEFIMOV, E.I.; LEONCHUK, M.P.; MARTYNOV, P.N.; ORLOV, Y.I.; PANKRATOV, D.V., PASHKIN, YU.G.; TOSHINSKI, G.I.; CHEKUNOV, V.V.; SHMATKO, B.A.; STPHANOV, V.S.: *Use of lead-bismuth coolant in nuclear reactors an accelerator-driven systems*. Elsevier, Nuclear Engineering and Design 173 (1997) 207-217
- /GGD⁺99/ GROMOV, B.F.; GRIGORIEV, O.G.; DEDOUL, A.V.; TOSHINSKY, G.I.: *The Analysis of Operating Experience of Reactor Installations using Lead-Bismuth Coolant and Accidents happened*. In: *HLMC – Heavy Liquid Metal Coolants*. Vol. 1, IPPE, Obninsk, Russia, 1999
- /GOM⁺99/ GROMOV, B.F.; ORLOV, Y.I.; MARTYNOV, P.N.; GULEVSKY, V.A.: *The Problems of Technology of the heavy liquid Metal Coolants (Lead-Bismuth, Lead)*. In: *HLMC – Heavy Liquid Metal Coolants*. Vol. 1, IPPE, Obninsk, Russia, 1999

- /GS00/ GRUPPELAR, H.; SCHAPIRA, J.P. (Hrsg.): *Thorium as waste management option*. Brüssel: European Commission, 2000 (Project report: Nuclear Science and Technology). – EUR 19142 EN
- /Grö02/ GRÖTZBACH, G.: *Persönliche Information*. Forschungszentrum Karlsruhe (27.11.2002)
- /Gut99/ GUTTEK, B.: *Ingenieurtechnische Auslegung eines Flüssigmetall-Spallationstarget am Beispiel der Europäischen Spallations-Neutronenquelle ESS*. Jülich, Forschungszentrum, 1999 (Jül-3737). –Berichte des Forschungszentrums Jülich
- /Heu00/ HEUSENER, G.: *Transmutation – ein alternativer Weg der Entsorgung?* Bonn, Vortrag im Informationskreis Kernenergie, März 2000
- /Hof62/ HOFMANN, WILHELM: *Blei und Bleilegierungen*. 2. Aufl. Heidelberg, Springer, 1962
- /Hor91/ HORNOGEN, EDUARD: *Werkstoffe – Aufbau und Eigenschaften von Keramik, Metallen, Polymer- und Verbundwerkstoffen*. 5. Aufl. Heidelberg, Springer, 1991. – ISBN 3-340-53938-7
- /HW77/ HANS, R.; WEISS, H.: *Induction Pumps for Liquefied Metal*. Siemens Review XLIV (1977) No. 5
- /ICR94/ ICRP: *Dose Coefficients for Intakes of Radionuclides by Workers: A Replacement of ICRP Publication 61 / ICRP*. 1994 (Annals of the ICRP 24, No. 4). –ICRP Publication 68
- /ILK00/ ILK (Hrsg.): *ILK – Stellungnahme zur Endlagerung von radioaktiven Abfällen*. Baden-Württemberg, Internationale Länderkommission Kerntechnik, 2000
- /IG88/ IIDA, TAKAMICHI; GUTHRIE, RODERICK I. L.: *The Physival Properties of Liquid Metals*. Oxford, Clarendon Press, 1988. – ISBN 0-19-856331-0
- /Jis82/ JISCHA, M.: *Konvektiver Impuls-, Wärme- und Stoffaustausch*. Braunschweig, Vieweg, 1982. – ISBN 3-528-08144-9
- /JP95/ JANSSEN, C.; PHILIPPEN, P.-W.: *Protonenfenster und Flüssigmetalltarget für eine beschleunigergetriebene Transmutationsanlage*. Jülich, Forschungszentrum, Institut für Sicherheitsforschung und Reaktortechnik, 1995 (Jül-3152). –Berichte des Forschungszentrums Jülich
- /KCM⁺00/ KNEBEL, J.U.; CHENG, X.; MÜLLER, G.; SCHUMACHER, G.; KONYS, O.; WEDEMEYER, O.; GRÖTZBACH, G.; CARTECIANO, L.: *Thermalhydraulic and Material Specific Investigations into the Realization of an Accelerator Driven System (ADS) to Transmute Minor Actinides*. Karlsruhe, Forschungszentrum, Institut für Kern- und Energietechnik, 2000 (FZKA 6506). – Wissenschaftliche Berichte
- /Keß01/ KESSLER, G.: *Requirements for Nuclear Energy in the 21st Century*. In: Atomwirtschaft 46. Jg, Heft 2 (2001), S. 118

- /KGB⁺01/ KESSLER, G.; GOMPPER, K.; BROEDERS, C.; KIEFHABER, E.: *Moderne Strategien zur Beseitigung von Plutonium*. In: Atomwirtschaft 46. Jg, Heft 1 (2001), S. 32
- /KK70/ KHAN, A.; KRAWCZYNSKI, S.: *Korrosionsverhalten von Stählen und hochschmelzenden Metallen gegenüber Blei in anisothermen Kreislaufsystemen*. Jülich, Forschungszentrum, Institut für Reaktorwerkstoffe, 1970 (Jül-721). – Berichte des Forschungszentrums Jülich
- /KMV⁺01/ KONYS, J.; MUSCHER, H.; VOSS, Z.; WEDEMEYER, O.: *Development of oxygen meters for the use in lead-bismuth*. J. of nuclear materials, Elsevier, 296 (2001) S. 289-294
- /Kne93/ KNEBEL, J.U.: *Experimentelle Untersuchungen in turbulenten Auftriebsstrahlen in Natrium*. Karlsruhe, Universität, Fakultät für Maschinenbau, Dissertation, 1993
- /KP93// KUGELER, KURT; PHILIPPEN, PETER-W.: *Energietechnik: technische, ökonomische und ökologische Grundlagen*. 2. Aufl. Heidelberg, Springer, 1993. – ISBN 3-540-52865-2
- /Kug88/ KUGELER, KURT: *Einsatz von nuklearer Prozesswärme aus Kugelhaufen-Hochtemperaturreaktoren zur Gewinnung von Öl durch tertiäre Fördermethoden*. Duisburg, Universität, Fachgebiet Energietechnik, 1988 (Interner Bericht FB 7 – FG 2 – 7/88)
- /Li02/ LI, N.: *Active Control of oxygen in molten lead-bismuth eutectic systems to prevent steel corrosion and coolant contamination*. J. of Nuclear Materials, Elsevier, 300 (2002) S. 73-81
- /Liz97/ LIZANA-ALLENDE, PABLO: *Unterkritische Systeme in der Nukleartechnik – Energieproduktion, Transmutation und Spaltstofferzeugung*. Jülich, Forschungszentrum, Institut für Sicherheitsforschung und Reaktortechnik, 1997 (Jül-3387). – Berichte des Forschungszentrums Jülich
- /LKM01/ LEFHALL, C.H.; KNEBEL, J.U.; MACK, K.J.: *Kinetik des Sauerstoffkontrollsystems (OCS) für stagnierende Blei-Wismut Systeme*. Karlsruhe, Forschungszentrum, Institut für Kern- und Energietechnik, 2001 (FZKA 6610). – Wissenschaftliche Berichte
- /LMM58/ LANE, J.A.; MACPHERSON, H.G.; MASLAN, F.: *Fluid Fuel Reactors*. reading Massachusetts: Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1958
- /LS72/ LAUNDER, B.E.; SPALDING, D.B.: *Mathematical Models of Turbulence*. New York, Academic Press Inc., 1972. – ISBN 0-12-438050-6
- /LS74/ LAUNDER, B.E.; SPALDING, D.B.: *The Numerical Computation of Turbulent Flows*. Comp. Meth. in Appl. Mech. and Eng., Vol. 3, S. 269-289, 1974
- /Lyo52/ LYON, RICHARD N.: *Liquid-Metals Handbook*. Washington D. C., Atomic Energy Commission, Dep. of the Navy, 1952, second edition

- /Lyp96/ LYPSCHE, FRANK: *Aspekte des Einsatzes von Systemen zur Transmutation radioaktiver Stoffe – Neutronik, Technik, Sicherheitsverhalten*. Jülich, Forschungszentrum, Institut für Sicherheitsforschung und Reaktortechnik, 1996 (Jül-3181). –Berichte des Forschungszentrums Jülich
- /Mül00a/ MÜLLER, G.: *Korrosionsverhalten von Stählen in flüssigem Blei nach Behandlung mit hochenergetisch gepulsten Elektronenstrahlen*. Karlsruhe, Forschungszentrum, 2000 (FZK 6422). –Wissenschaftliche Berichte
- /Mül00b/ MÜLLER, D.: *Optische Erfassung und numerische Berechnung von zwei- und dreidimensionalen Geschwindigkeitsfeldern mit niedrigen turbulenten Reynolds-Zahlen*. Aachen, Hochschule, Fakultät für Maschinenwesen, Dissertation, 2000
- /Neu99/ NEUHAUS, INGO: *Plutoniumverbrennung mittels Thorium Einsatz im Druckwasserreaktor*. Jülich, Forschungszentrum, Institut für Sicherheitsforschung und Reaktortechnik, 1999 (Jül-3740). –Berichte des Forschungszentrums Jülich
- /NEA99/ NEA (Hrsg.): *Actinide and Fission Product Partitioning and Transmutation*. NEA-OECD, 1999.- Status and Assessment Report
- /NEA02/ NEA (Hrsg.): *Accelerator-driven Systems (ADS) and Fast Reactors (FR) in Advanced Nuclear Fuel Cycles – A Comparative Study*. NEA, 2002.- Report No. 3109
- /NSK00/ NINOKATA, H.; SOROKIN, A.P.; KIRILLOV, P.L.: *Comparison of Sodium and Lead/Lead-Bismuth as a Coolant and LMFR Safety*. Proceedings of ICONS 8, Vol. 6, Part B Thermal Hydraulics, Baltimore, April 2000
- /OP96/ ODOJ, R.; PHILIPPEN, P.-W.: *Ist die Transmutation ein Weg, die langfristigen Entsorgungsfragen zu lösen?* VDI Bericht, Nr. 1271, 1996, S. 87-99
- /Phl97/ PHILIPPEN, PETER-W.: *Sicherheitsfragen im nuklearen Brennstoffkreislauf*. RWTH Aachen, Lehrstuhl für Reaktorsicherheit und -technik, Vorlesungsunterlagen, 1997
- /Pio01/ PIONTEK, MICHAEL: *Actinidenumwandlung in thermischen unterkritischen Systemen*. Jülich, Forschungszentrum, Institut für Sicherheitsforschung und Reaktortechnik, 2001 (Jül-3886). –Berichte des Forschungszentrums Jülich
- /Re02/ RENZ, U.: *Wärme- und Stoffübertragung*. RWTH Aachen, Lehrstuhl für Wärmeübertragung und Klimatechnik, Vorlesungsskript, 2002
- /RRB⁺95/ RUBBIA, C.; RUBIO, J. A.; BUONO, S.; CARMINATI, F.; FIETIER, N.; GALVEZ, J.; GELES, C.; KADI, Y.; KLAPISCH, R.; REVOLT, J. P.; ROCHE, CH.: *Conceptual Design of a Fast Neutron Operated High Power Energy Amplifier*. Genf: European Organization for Nuclear Research – CERN, 1995 (CERN-AT-95-44)
- /RTB⁺99/ RUSANOV, A.E.; TROYANOV, V.M.; BELOMYTSCEV, U.S.; SMIRNOV, A.A.; YACHMENYOV, G.S.; GIBADULLIN, R.H.; SUGANYAEV, V.N.; PYTHIN, V.M.: *Developing and Studying the Cladding Steels for the Fuel Elements of the NPIs with*

- Heavy Coolant*. In: *HLMC – Heavy Liquid Metal Coolants in Nuclear Technology*. Vol. 2. IPPE, Obninsk, Russia, 1999
- /Sch83/ SCHWICH, V.: *Untersuchungen zur Korrosion hochwarmfester Stähle in Bleischmelzen und deren Schutz durch thermisch gespritzte Schichten*. RWTH Aachen, Fakultät für Bergbau und Hüttenwesen, Dissertation, 1983
- /Sch01/ SCHILLING, H.- D.: *Welche Bedeutung hat die Kernenergie für die Welt?*, www.energie-daten.de, 2001
- /SG97/ SCHLICHTING, H.; GERSTEN, K.: *Grenzschicht-Theorie*. 9. Auflage. Heidelberg, Springer, 1997. – ISBN 5-540-55744-X
- /Skr01/ SCHIKORR, W. M.: *Assessments of the kinetic and dynamic transient behaviour of sub-critical systems (ADS) in comparison to critical reactor systems*. Nuclear Engineering and Design, Elsevier, 210 (2001) S. 95-123
- /Smi76/ SMIDT, D.: *Reaktortechnik*. Band 2: Anwendungen, Karlsruhe, Braun, 1976. – ISBN 3-7650-2019-2
- /Tak97/ TAKIZUKA, TAKAKAZU: *JAERI Accelerator driven System Project*. Vienna: IAEA, 1997 (IAEA-TECDOC-985), S. 87-106. – Accelerator driven systems: Energy generation and transmutation of nuclear waste.
- /Tip60/ TIPTION, C.R. (Hrsg.): *Reactor Handbook*. Bd. I-Materials. New York: Interscience Publisher, Inc., 1960
- /Tit02/ TITTELBACH, SVEN: *Konzept eines unterkritischen Transmutationssystems mit schnellem Neutronenspektrum und flüssigem Brennstoff*. Jülich, Forschungszentrum, Institut für Sicherheitsforschung und Reaktortechnik, 2002 (Jül-4011). – Berichte des Forschungszentrums Jülich
- /TR90/ TERHAAG, U.; RENZ, U.: *Prediction of Air Flow Pattern in a Room Ventilated by an Air Jet*. Roomvent 1990, Second international Conference, Oslo, Juni1990
- /VNV⁺96/ VARGAFTIK, NATAN B.; VINOGRADOV, YURII K.; YARGIN, VADIM S.: *Handbook of Physical Properties of Liquids and Gases*. New York, Wallingford: begell house, 1996. – ISBN 1-56700-063-0
- /VDI91/ VEREIN DEUTSCHER INGENIEURE (Hrsg.): *VDI Wärmeatlas: Berechnungsblätter für den Wärmeübergang*. 6. erw. Aufl., VDI-Verlag, Düsseldorf, 1991. – ISBN 3-18-401083-X
- /Weg01/ WEGST, C.W.: *Stahlschlüssel*. 19. Auflage. Marbach, Stahlschlüssel Wegst, 2001. – ISBN 3-922599-17-6
- /YRG⁺99/ YACHMENYOV, G.S.; RUSANOV, A.Y.; GROMOV, B.F.; BELOMYTSEV, Y.S.; SKVORTSOV, N.S.; DEMISHONKOV, A.P.: *Problems of Structural Materials' Corrosion in Lead-Bismuth Coolant*. In: *HLMC – Heavy Liquid Metal Coolants in Nuclear Technology*. Vol. 1. IPPE, Obninsk, Russia, 1999

Forschungszentrum Jülich
in der Helmholtz-Gemeinschaft



Jül-4133
Mai 2004
ISSN 0944-2952