



Forschungszentrum Karlsruhe
in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 7248

Auslegung eines Brennelements für einen Leichtwasserreaktor mit überkritischen Dampfzuständen

J. Hofmeister

Institut für Kern- und Energietechnik

Juli 2006

Forschungszentrum Karlsruhe

in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 7248

Auslegung eines Brennelements für einen
Leichtwasserreaktor mit überkritischen
Dampfzuständen

Jan Hofmeister

Institut für Kern- und Energietechnik

Von der Fakultät Maschinenbau der Universität Stuttgart
genehmigte Dissertation

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

2006

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe

Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft
Deutscher Forschungszentren (HGF)

ISSN 0947-8620

urn:nbn:de:0005-072482

Auslegung eines Brennelements für einen Leichtwasserreaktor mit überkritischen Dampfzuständen

Von der Fakultät Maschinenbau der Universität Stuttgart
zur Erlangung der Würde eines Doktors der
Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.) genehmigte Abhandlung

Vorgelegt von
Jan Friedrich Hofmeister
aus Karlsruhe

Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. habil. E. Laurien
Universität Stuttgart

Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. T. Schulenberg
Forschungszentrum Karlsruhe GmbH

Tag der mündlichen Prüfung: 13.07.2006

**Fakultät für Maschinenbau der Universität Stuttgart
Institut für Kernenergetik und Energiesysteme (IKE)
Abteilung Thermofluidynamik (TFD)**

**Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Institut für Kern- und Energietechnik (IKET)**

2006

Vorwort

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Eckart Laurien, dem Leiter der Abteilung Thermofluidodynamik des Instituts für Kernenergetik und Energiesysteme an der Universität Stuttgart, für die fachliche und die persönliche Betreuung sowie die Übernahme des Hauptberichters.

Für die Anregung dieser Arbeit und die Möglichkeit, diese am Forschungszentrum Karlsruhe anzufertigen sowie die stets vorhandene Diskussionsbereitschaft, die sehr persönliche Betreuung und für die Übernahme des Mitberichters möchte ich mich ganz besonders bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Thomas Schulenberg, dem Leiter des Instituts für Kern- und Energietechnik am Forschungszentrum Karlsruhe, bedanken.

Ein großer Dank gebührt Herrn Dr.-Ing. habil. Andreas Class für die vielen Anregungen und Vorschläge, die ich in zahlreichen Diskussionen erhalten habe, sowie Herrn Dr.-Ing. Jörg Starflinger für die Beantwortung vieler kerntechnischer Fragen und die freundliche Betreuung.

Ich möchte mich bei allen Mitarbeitern am Institut für Kern- und Energietechnik, insbesondere bei meinen Kollegen des HPLWR-Teams für die vielen Diskussionen, die gute Zusammenarbeit und die außerordentlich freundschaftliche Atmosphäre herzlich bedanken.

Mein aufrichtiger Dank gilt der Firma RWE Power AG, die die vorliegende Arbeit durch die finanzielle Unterstützung erst ermöglichte.

Vor allem möchte ich mich aber bei meiner Frau Stefanie bedanken, die in allen Lebenslagen immer an mich geglaubt, mich unterstützt und zu mir gehalten hat, sowie meiner Tochter Saskia, die mich abends nach der Arbeit immer noch mit einem Lachen begrüßt hat, auch wenn sie in den letzten Wochen der Promotion viel auf mich verzichten musste.

Rastatt, im April 2006

Jan Hofmeister

Zusammenfassung

Das Konzept des europäischen Leichtwasserreaktors mit überkritischem Wasser (HPLWR – High Performance Light Water Reactor) zeigt gegenüber einem aktuellen Leichtwasserreaktor grundsätzliche Unterschiede. So herrscht im Reaktor ein Systemdruck von ca. 25 MPa und das Kühlmedium wird von 280 °C um mehr als 220 °C aufgeheizt. Auf diese Weise erreicht es eine Austrittstemperatur von mehr als 500 °C und das Kraftwerk damit einen thermischen Wirkungsgrad von etwa 44 %. Das Kühlmedium verlässt den Kern aufgrund seines überkritischen Zustandes einphasig. Wasserabscheider, Dampftrockner oder Systeme für die Rezirkulation des Kühlmediums, wie bei laufenden Siedewasserreaktoranlagen üblich, sind somit nicht mehr notwendig. Des Weiteren wird der HPLWR wie ein Siedewasserreaktor nur mit einem Kühlkreislauf und einem Flusswasser- oder Kühlturmkreislauf betrieben, so dass auch auf Dampferzeuger, Druckhalter und Primärkreispumpen, wie sie in Druckwasserreaktoren gängig sind, verzichtet werden kann. Die Motivation, ein neuartiges Brennelement für den Leichtwasserreaktor mit überkritischen Dampfzuständen zu entwickeln, liegt in den außergewöhnlichen Betriebszuständen des Reaktors. Beispielsweise variiert die Dichte im Kern bis zu einem Faktor sieben. Aufgrund der sehr niedrigen Dichte des Kühlmediums im oberen Bereich der Brennelemente wäre beispielsweise die Moderation der Neutronen mit einem konventionellen Brennelement nicht mehr ausreichend.

Die Auslegung eines Brennelements mit Kopfstück, Fußstück und Abstandshalter für einen Leichtwasserreaktor mit überkritischen Dampfzuständen wurde durchgeführt. Dabei wurde aufbauend auf den Vorüberlegungen in den Bereichen Neutronik und Thermohydraulik erstmals ein konkreter Entwurf für ein Brennelement und die dazugehörige Strömungsführung im Kern des HPLWR konzipiert. Zunächst wurde anhand einer Festigkeitsanalyse eine Durchbiegung von maximal 0,2 mm der Wände des Kastens eines Referenzbrennelements berechnet. Mit Hilfe dieser Durchbiegung und den geometrischen Abmessungen des Referenzbrennelements wurden anschließend die Wandstärken verschiedener Konzepte von quadratischen und hexagonalen Brennelementtypen mit jeweils einer oder zwei Brennstoffreihen bestimmt. Eine systematische Analyse hat gezeigt, dass ein quadratisches, zweireihiges Brennelement mit einem zentralen Wasserkasten den anderen untersuchten Konzepten überlegen ist. Um auf bewährte Technologien bestehender Anlagen zurückgreifen zu können, wurden neun dieser Brennelemente in einem 3x3-Brennelementbündel quadratisch angeordnet, so dass die Außenlänge des quadratischen Bündels den typischen Brennelementabmessungen von Druck- und Siedewasserreaktoren ähnelt. Für dieses Brennelementbündel wurden ein geeignetes Steuerstabkonzept, ein Kopfstück, ein Fußstück, ein Dampfplenum und das untere Plenum mit Kerntrageplatte und Lochplatte entwickelt. Des Weiteren wurde mittels einer Strömungsanalyse des unteren Plenums und des Fußstücks gezeigt, dass die annähernd homogene Kühlmitteltemperatur am Brennelementeintritt die Anforderungen erfüllt.

Design of a fuel assembly for a reactor with supercritical water

Abstract

The European light water reactor concept, denoted as High Performance Light Water Reactor (HPLWR), differs from current light water reactors in a higher system pressure (about 25 MPa), a higher heat-up of the coolant (more than 200 °C) within the core and higher outlet temperatures of the coolant (over 500 °C) achieving a thermal efficiency of up to 44 %. Due to supercritical conditions, a phase change does not occur during heat-up of the coolant within the fuel assemblies of the HPLWR core. Therefore, common features in boiling water reactors like recirculation pumps, steam separators and dryers are not necessary, but the HPLWR can still be operated in a once-through cycle. Additionally, steam generators, pressurizers and primary loop pumps, which are used in pressurized water reactors, are not required either. The idea to develop a novel fuel assembly for the light water reactor with supercritical steam conditions is caused by the extreme operating conditions of this reactor as, for example, the high variation of coolant density in the core by more than a factor of seven. Due to the low density of the coolant at the upper part of the fuel assemblies, moderation would not be sufficient there using a current fuel assembly design.

A design of a fuel assembly with head piece, foot piece and grid spacers for a light water reactor with supercritical steam conditions has been carried out. Using preliminary neutronic and thermal-hydraulic investigations, a concrete design of a fuel assembly of the HPLWR, including inlet and outlet plenum, has been conceived for the first time. Initially, a maximum deflection of the box of a reference fuel assembly has been predicted by a mechanical analysis resulting in a deflection of 0.2 mm. With this deflection, using dimensions of the reference fuel assembly, the box wall thickness of square and hexagonal fuel assembly designs with one or two rows of fuel pins could be determined. A systematic analysis showed that the square fuel assembly with two rows of fuel pins and a central water box was better than other considered fuel assembly designs. Nine of these square fuel assemblies have been arranged in a square 3x3 cluster, to use existing technologies of current pressurized and boiling water reactors due to the similar size. Moreover, a concept for the control rods, the head piece, the foot piece, the steam plenum and the lower plenum with lower core plate and orifices has been developed for this fuel assembly cluster. Finally, a turbulent mixing analysis within the lower plenum and the foot piece confirmed an almost homogenous coolant temperature distribution at the fuel assembly inlet satisfying the design requirements.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Kernenergie als Teil des künftigen globalen Energiemix.....	1
1.2	Brennelementkonzepte für einen Leichtwasserreaktor mit überkritischen Dampfzuständen	3
1.2.1	Hexagonale Brennelemente	4
1.2.2	Quadratische Brennelemente.....	7
1.2.3	Analyse der bisherigen Brennelementkonzepte	11
1.3	Ziel der Arbeit.....	11
2	Auslegung eines Brennelements für den HPLWR	14
2.1	Konstruktionssystematik	14
2.2	Festigkeitsanalysen für ein Brennelement unter überkritischen Bedingungen	15
2.2.1	Verformung des Brennelementkastens durch thermische Belastung	18
2.2.2	Verformung durch Druckdifferenz über die Kastenwand	19
2.3	Verallgemeinerung der Ergebnisse auf andere Brennelementtypen	20
2.4	Analyse der untersuchten Brennelementtypen	24
2.4.1	Verhältnis Strukturmaterial zu Brennstoff	25
2.4.2	Verhältnis Moderator/Kühlmittel zu Brennstoff	27
2.4.3	Vereinfachte Analyse der Unterkanäle	30
2.5	Vergleich der Brennelementtypen.....	36
2.6	Konzept eines Abstandshalters für das Brennelement „sq2.1“	37
2.7	Brennelementbündel „sq2.1“ und Steuerstabkonzept	40
3	Entwurf eines Kopfstücks und eines Fußstücks für das Brennelementbündel	44
3.1	Kopfstückplatte	44
3.2	Übergangselement und Fensterelement	44
3.2.1	Übergangselement mit C- und Sicherheitsring.....	46
3.2.2	Fensterelement mit C-Ring.....	47
3.3	Kopfstückbuchse.....	48
3.4	Fußstück des Brennelementbündels.....	49
3.4.1	Fußstückplatte.....	49
3.4.2	Diffusor	52
4	Temperaturverlauf im Kopfstück	53
4.1	Brennelementbündel als Gegenstromwärmeübertrager.....	54
4.1.1	Wärmeübergangszahl α_D des Frischdampfes.....	55
4.1.2	Wärmeübergangszahl α_{WK} des Moderators im Wasserkasten.....	57
4.1.3	Wärmedurchgangszahl k_W und Temperaturverlauf	57
4.2	Brennelementbündel als Kreuzstromwärmeübertrager	58

4.2.1	Wärmeübergangszahl α_D des Frischdampfes.....	59
4.2.2	Wärmeübergangszahl α_{WK} des Moderators	61
4.2.3	Wärmedurchgangszahl k_W und Temperaturverlauf	61
4.3	Brennelement mit doppelter Wasserkastenwand	62
4.3.1	Wärmeübergangszahl α_D des Frischdampfes.....	63
4.3.2	Wärmeleitfähigkeit des inneren Rohres λ_{iR} , des Dampfspalts λ_{Ds} und des äußeren Rohres λ_{aR}	64
4.3.3	Wärmeübergangszahl α_{WK}	64
4.3.4	Wärmedurchgangszahl k_W und Temperaturverlauf	65
5	Konstruktion von Kernkomponenten	66
5.1	Anordnung der Brennelemente	66
5.2	Dampfplenum.....	66
5.3	Unteres Plenum	68
6	Strömungstechnische Optimierung.....	70
6.1	Simulation turbulenter Strömungen.....	71
6.1.1	Grundgleichungen der Strömungsmechanik	71
6.1.2	Turbulenzmodellierung	73
6.1.3	Zeitliche Mittelung der Navier-Stokes-Gleichungen.....	73
6.1.4	Konzept der Wirbelviskosität	76
6.1.5	k- ϵ -Modell	76
6.1.6	Reynolds-Spannungsmodelle.....	77
6.1.7	Algebraische Turbulenzmodellierung des Temperaturfelds	78
6.1.8	Logarithmisches Wandgesetz	79
6.2	Geometrie und Netzgenerierung.....	80
6.2.1	Geometrie.....	80
6.2.2	Netzgenerierung.....	82
6.3	Randbedingungen und Zustandsgrößen.....	82
6.4	Fehler und Fehlerkontrolle bei numerischen Verfahren	85
6.5	Zur Genauigkeit der Software FLUENT und der verwendeten Turbulenzmodelle	86
6.6	Ersatzgeometrie für Verifikation und Validierung	88
6.7	Verifikation	91
6.7.1	Konvergenzstudie.....	91
6.7.2	Netzverfeinerungsstudie.....	91
6.8	Validierung	94
6.9	Strömungstechnische Analyse des unteren Plenums und des Fußstücks.....	95
6.10	Verbesserung der Temperatureintrittsbedingungen in das Brennelementbündel.....	97
6.11	Untersuchung des Auftriebs.....	98

6.12 Einfluss der turbulenten Prandtl-Zahl Pr_t	99
6.13 Niederfrequente Temperaturfluktuationen.....	100
6.14 Ergebnis der strömungstechnischen Optimierung	102
7 Schlussfolgerungen	103
8 Nomenklatur	105
8.1 Lateinische Buchstaben	105
8.2 Griechische Buchstaben	107
8.3 Indizes	107
9 Literatur.....	109

Tabellenverzeichnis

Tab. 2.1	Geometrie quadratischer und hexagonaler Brennelemente in mm	22
Tab. 2.2	Verhältnis Strukturmaterial zu Brennstoff.....	26
Tab. 2.3	Volumenverhältnis Moderator/Kühlmittel zu Brennstoff	28
Tab. 2.4	Verlauf der Dichte des Wassers im Kern	28
Tab. 2.5	Massenverhältnis Moderator/Kühlmittel zu Brennstoff	29
Tab. 2.6	Moderator/Kühlmittel zu Brennstoff (Variation der Spaltbreite)	30
Tab. 2.7	Verhältnis der Enthalpiedifferenzen	34
Tab. 2.8	Qualitativer Vergleich der untersuchten Brennelemente.....	36
Tab. 4.1	Stoffwerte von Frischdampf und Moderator /6/	53
Tab. 6.1	Empirische Konstanten innerhalb des k- ϵ -Modells [FLUENT Inc. /82/]	77
Tab. 6.2	Massenströme und skalare Eigenschaften der Einlassströme.....	83
Tab. 6.3	Randbedingungen für das k- ϵ - und das Reynolds-Spannungsmodell.....	85
Tab. 6.4	Randbedingungen für den unteren Einlass der Ersatzgeometrie.....	89
Tab. 6.5	Ergebnisse der Konvergenzstudie der Kontinuitätsgleichung (\sqrt{k} [m ² /s ²])	91

Abbildungsverzeichnis

Abb. 1.1	Verlauf der Dichte in Abhängigkeit der Temperatur /6/	3
Abb. 1.2	Hexagonales Brennelement von Dobashi et al. /21/	5
Abb. 1.3	Hexagonales Brennelement von Bittermann et al. /9/	6
Abb. 1.4	Hexagonales Brennelement von Buongiorno /25/.....	7
Abb. 1.5	Quadratisches Brennelement von Yamaji et al. /27/	8
Abb. 1.6	Quadratisches Brennelement von Oka et al. /31/.....	9
Abb. 1.7	1/8 des hexagonalen Brennelements von Joo et al. /39/	10
Abb. 2.1	Brennelemente „sq1.1“ und „sq2.1“ (oben) sowie „hex1.1“ und „hex2.1“ (unten)	14
Abb. 2.2	Abmaße des Brennelementtyps „sq2.1“ in mm	15
Abb. 2.3	Kühlwassertemperaturen im 1/8-Brennelement entlang der aktiven Höhe [Waata et al. /48/].....	16
Abb. 2.4	Moderatortemperaturen im 1/8-Brennelement entlang der aktiven Höhe /48/	16
Abb. 2.5	150-fach überhöhte Darstellung der Verformung des Außenkastens aufgrund der Temperatur /45/	18
Abb. 2.6	Druckverlust entlang der Höhe des Brennelementkastens /48/	19
Abb. 2.7	150-fach überhöhte Darstellung der Verformung des Außenkastens aufgrund des Druckes /45/	20
Abb. 2.8	Ersatzsystem des Biegebalkens (links) und Definition der Wandstärke.....	21
Abb. 2.9	Beziehung zwischen Seitenlänge und Wandstärke	23
Abb. 2.10	Anzahl und gesamte Wandfläche der Brennelementkästen pro m ²	24
Abb. 2.11	Details eines Brennelements	25
Abb. 2.12	Verhältnis Strukturmaterial zu Brennstoff der betrachteten Brennelemente	27
Abb. 2.13	Massenverhältnis Moderator/Kühlmittel zu Brennstoff der betrachteten Brennelemente.....	29
Abb. 2.14	Unterkanäle im Brennelement „sq2.1“	33

Abb. 2.15	Unterkanäle im Brennelement „hex2.1“	33
Abb. 2.16	Unterkanalanalyse ohne zweiten Unterkanal	35
Abb. 2.17	Treppenabstandshalter /65/	38
Abb. 2.18	Wärmeübergangskoeffizient über die Versperrung ω für eine Geschosshöhe $H = 0,3$ m und bei einer Temperatur von $T = 405^\circ\text{C}$ /65/	39
Abb. 2.19	Druckgradient bei einer Versperrung von $\omega = 0,5$ und $\omega = 1$ und einer Geschosshöhe $H = 0,3$ m /65/	40
Abb. 2.20	3x3-Brennelementbündel „sq2.1“	41
Abb. 2.21	Wasserkasten eines Eckbrennelements und Brennelementbündel (rechts)	42
Abb. 2.22	Steuerelement (links), in Untersicht (rechts oben) und Fingersteuerstäbe eingefahren in die Wasserkästen des Brennelementbündels (rechts unten)	42
Abb. 3.1	Brennelementbündel mit Kopfstück-Platte	44
Abb. 3.2	Leckagen innerhalb des RDB nach Bittermann et al. /9/	45
Abb. 3.3	C-Ringe für Innendruck, Außendruck, für Axialdruck und Radialabdichtung ...	45
Abb. 3.4	Selbstverstärkende Dichtung des C-Rings	46
Abb. 3.5	Übergangselement mit C- und Sicherheitsring	46
Abb. 3.6	Fensterelement mit C-Ring	47
Abb. 3.7	Kopfstückbuchse	48
Abb. 3.8	Kopfstück mit Brennelementbündel	49
Abb. 3.9	Fußstückplatte mit C- und Sicherheitsringen	50
Abb. 3.10	Fußstückplatte mit Brennelementbündel	50
Abb. 3.11	Zentrales Brennelement verbunden mit der Fußstückplatte über Bolzen und Muttern	51
Abb. 3.12	Fußstück bestehend aus Platte und Diffusor	52
Abb. 4.1	Brennelementbündel im Zentrum des Kerns als Gegenstromwärmeübertrager	54
Abb. 4.2	Kopfstück am Rand des Kerns als Kreuzstromwärmeübertrager und durchströmte Fläche A_{ers} (rechts)	59
Abb. 4.3	Wasserkasten mit Doppelwand und Spalt	63
Abb. 4.4	Fluchtende Anordnung der doppelwandigen Wasserkästen	64
Abb. 5.1	Anordnung der 88 Brennelementbündel mit Kopfstücken (Draufsicht)	66
Abb. 5.2	Dampfplenum mit Brennelementbündel und Kopfstück	67
Abb. 5.3	Unteres Plenum mit Kerntrageplatte, Blenden und Lochplatte	68
Abb. 5.4	Brennelementbündel und Kerneinbauten	69
Abb. 6.1	Massenströme innerhalb des HPLWR-Reaktordruckbehälterkonzepts	70
Abb. 6.2	Brennelementbündel-Fußstück und dazugehöriger Teil des unteren Plenums als 3D-CAD-Geometrie (links) und CFD-Geometrie [Hofmeister et al. /85/]	81
Abb. 6.3	Ersatzgeometrie für Verifikation und Validierung	88
Abb. 6.4	x-y-Schnitt durch das Geschwindigkeitsprofil [m/s] der Originalgeometrie (k- ϵ -Modell, Aufwind-Verfahren 1. Ordnung, ca. 355000 Zellen)	89
Abb. 6.5	Qualitativer Vergleich der Original- (links) mit der Ersatzgeometrie (x-y- Schnitt durch das Profil der turbulenten kinetischen Energie k [m ² /s ²]; Reynolds-Spannungsmodell)	90
Abb. 6.6	Verfeinerung des Gitters innerhalb der Ersatzgeometrie	92
Abb. 6.7	Ergebnisse der Netzverfeinerungsstudie, Ermittlung des numerischen Fehlers bei einem Rechnetz der Gitterweite $\Delta x = 0,0016$ m im Vergleich	

	zu einem beliebig feinen Gitter mit $\Delta x \rightarrow 0$ m und Konfidenzintervalle (k- ϵ -Modell)	93
Abb. 6.8	Ermittlung des Modellfehlers zwischen k- ϵ -Modell und Reynolds-Spannungsmodell	95
Abb. 6.9	Temperaturverlauf [K] (RS-Modell; links: x-y-Schnitt; rechts: x-z-Schnitt).....	96
Abb. 6.10	Modifizierte Fußstückkonstruktion mit verlängerten Einlässen des Moderators aus den Wasserkästen	97
Abb. 6.11	Temperaturverlauf [K] der modifizierten Geometrie (RS-Modell; links: x-y-Schnitt; rechts: x-z-Schnitt)	98
Abb. 6.12	Temperaturfluktuationen innerhalb der Ersatzgeometrie von $t = 0,153$ s bis $t = 0,186$ s (Grobstruktursimulation).....	101

1 Einleitung

1.1 Kernenergie als Teil des künftigen globalen Energiemix

In den letzten zehn Jahren ist die Weltbevölkerung um fast eine Milliarde Menschen gewachsen. Sie nahm von 5,5 Milliarden Menschen im Jahr 1994 auf heute etwa 6,4 Milliarden Menschen zu. Nach Vorausberechnungen der Vereinten Nationen werden im Jahr 2013 sieben Milliarden Menschen auf der Erde leben. Mit dem Wachstum der Weltbevölkerung steigt auch der Bedarf an Energie. Allein Deutschland benötigt viel Energie: Rund 500 Millionen Tonnen Steinkohleeinheiten pro Jahr sind nötig, um den Energiebedarf der deutschen Industrie und seiner rund 82 Millionen Einwohner zu decken. Mit diesem Verbrauch ist der deutsche Energiemarkt der fünftgrößte der Welt. Nach dem Bundesministerium für Wirtschaft und Technologie /1/ lag die Bruttostromerzeugung in Deutschland 2005 bei insgesamt 616,5 Milliarden Kilowattstunden (kWh). Davon entfielen auf Kernenergie 26,4 %, Braunkohle 25,1 %, Steinkohle 21,7 %, Erdgas 11,4 %, Wasserkraft 4,5 %, Windkraft 4,3 %, Mineralöl 1,9 % und übrige Energieträger 4,7 %. Dabei zählen Braunkohle, Steinkohle, Erdgas und Mineralöl zu den Kohlendioxid (CO₂) emittierenden Energieträgern, die 2002 rund 40 % der gesamten CO₂-Emissionen in Deutschland ausgemacht haben. Viele Klimaforscher führen die globale Erwärmung mit Folgen wie den Meeresspiegelanstieg oder die Ausbreitung der Wüsten auf diese zusätzliche Freisetzung von CO₂ zurück. Aus diesem Grund haben Deutschland und weitere Länder beschlossen, neben anderen Treibhausgasen auch die Reduktion der CO₂-Emissionen voranzutreiben. Die Kernenergie ist dabei eine wichtige Option und könnte zur Minderung von CO₂-Emissionen beitragen. Auf diese Weise haben die Kernreaktoren in der Europäischen Union mit damals noch 15 Mitgliedsstaaten vor der Osterweiterung im Jahre 2004 die Freisetzung von 800 Millionen Tonnen CO₂ pro Jahr vermieden. Neben dem Aspekt der Reduktion von CO₂-Emissionen bietet die Kernenergie auch weitere Optionen wie beispielsweise die Herstellung von Wasserstoff als Benzinersatz. Aus diesen und weiteren Gründen beschlossen 10 Nationen (Argentinien, Brasilien, Kanada, Frankreich, Japan, Südkorea, Südafrika, Schweiz, Großbritannien und die USA) und ab 2003 die Europäische Atomgemeinschaft (Euratom) ein neues, weltweites Forschungs- und Entwicklungsprogramm unter dem Titel „Generation IV“, um die Kernenergie auch in Zukunft nachhaltig, wirtschaftlich, sicher und zuverlässig, ohne Möglichkeiten der Proliferation und mit physikalischem Selbstschutz nutzen zu können [Schulenberg et al. /2/]. Diese Ziele sollen durch sechs nach einem Evaluationsverfahren ausgewählte Reaktortypen erreicht werden, für die im Jahr 2002 unter der Federführung des Department of Energy (DOE) der USA /3/ eine „Technology Roadmap“ aufgestellt wurde.

Einer der sechs potentiellen Reaktortypen und Ausgangspunkt dieser Arbeit ist der Leichtwasserreaktor (LWR) mit überkritischen Dampfungständen, der innerhalb des fünften Rahmenprogramms der europäischen Kommission unter dem Namen High Performance Light Water Reaktor (HPLWR) untersucht wurde [Heusener et al. /4/, Squarer et al. /5/]. Das Kühlmittel wird in dieser Arbeit als „überkritischer Dampf“ bezeichnet, wenn sowohl Temperatur als auch Druck des Kühlmittels oberhalb des kritischen Punktes von Wasser liegen. Dieser befindet sich bei einem Druck von 22,1 MPa und einer Temperatur von 374 °C [Wagner und Kruse /6/]. Im Vergleich zu aktuellen Leichtwasserreaktoren soll dieser zu-

künftige Leichtwasserreaktor bei einem wesentlich höheren Systemdruck und Kühlmittelaustrittstemperatur betrieben werden. Erfahrungen mit überkritischen Drücken und Temperaturen in Dampfprozessen wurden bereits in Kohlekraftwerken gemacht [Squarer et al. /7/].

Beim HPLWR verlässt das Kühlmedium den Kern aufgrund seines überkritischen Zustandes einphasig. Wasserabscheider, Dampftrockner oder Systeme für die Rezirkulation des Kühlmediums, wie bei laufenden Siedewasserreaktoranlagen (SWR) üblich, sind somit nicht mehr notwendig. Dadurch können Steuerstäbe wie bei einem Druckwasserreaktor (DWR) von oben in den Kern eingefahren werden. Des Weiteren wird der HPLWR wie ein Siedewasserreaktor nur mit einem Kühlkreislauf und einem Flusswasser- oder Kühlturmkreislauf betrieben, so dass auch auf Dampferzeuger, Druckhalter und Kühlmittelpumpen, wie sie in Druckwasserreaktoren gängig sind, verzichtet werden kann. Der Wegfall dieser Bauteile sorgt für eine kompaktere Bauweise und eine Reduktion der Kapitalkosten. Die Einsparungen in den Kapitalkosten entstehen aber vor allem durch die fast 1,5fache höhere spezifische Leistung $P_{el} / \dot{M}_{\text{Kühlmittel}}$ der Dampfturbinen als Folge der höheren Dampfenthalpie des Kühlmittelmassenstroms. Nach Bittermann et al. /8/ ergibt die spezifische Leistung im Falle des HPLWR einen Wert von ungefähr 900 kWe/(kg/s) und im Falle eines aktuellen Siedewasserreaktors 620 kWe/(kg/s). Bittermann et al. /9/ schätzten die zu erwartenden Kosten für den Betrieb des HPLWR mit 1000 €/kWe und 3-4 Cent/kWh ab. Weiterhin liegt infolge der hohen Frischdampfenthalpie der thermische Wirkungsgrad des HPLWR mit einer thermischen Leistung von ca. 3000 MW_{th} bei 44 %, was gegenüber den aktuellen Leichtwasserreaktoren der 3. Generation, wie beispielsweise dem europäischen Druckwasserreaktor EPR (European Pressurized Water Reactor), eine Verbesserung um bis zu 8 % darstellt [Oka et al. /10/]. Zu guter Letzt kann im Bereich von Sicherheitssystemen auf modernste Erkenntnisse beispielsweise durch den EPR oder den Siedewasserreaktor SWR 1000 zurückgegriffen werden. Aksan et al. /11/ und Ishiwatari et al. /12/ beschrieben Möglichkeiten der Übertragung von fortgeschrittenen Sicherheitskonzepten auf den LWR mit überkritischen Dampfzuständen.

Die Motivation, ein neuartiges Brennelement für den Leichtwasserreaktor mit überkritischen Dampfzuständen zu entwickeln, liegt in den außergewöhnlichen Betriebszuständen des Reaktors. Das Kühlmittel, das mit einer Eintrittstemperatur von 280 °C in den RDB strömt, wird innerhalb des Brennelements auf eine Austrittstemperatur von 500 °C bei einem Betriebsdruck von 25 MPa aufgeheizt [Oka et al. /13/]. Dabei variiert die Dichte des Kühlmittels innerhalb des Kerns bis zu einem Faktor sieben. In Abb. 1.1 ist die Dichte über der Temperatur bei Drücken von 21 MPa, 23 MPa und 25 MPa aufgetragen.

Die Moderation im oberen Bereich der Brennelemente wäre aufgrund der niedrigen Dichte durch das Kühlmedium mit einem konventionellen Brennelement nicht mehr gewährleistet. Eine Moderation der Neutronen ist aber im Falle eines thermischen Kernreaktors wie dem HPLWR notwendig, um die höheren Wirkungsquerschnitte thermischer Neutronen bei der Spaltung von U-235 nutzen zu können [Smidt /14/]. Ebenso wie beim Siedewasserreaktor würde ein Mangel an Moderator im oberen Kernbereich dazu führen, dass die Leistung nur im unteren Bereich des Kerns erzeugt wird und folglich nur dort der Brennstoff abbrennt. Neben dem Kühlmittel muss daher das Brennelement zusätzlichen Moderator im gesamten Kernbereich bereitstellen.

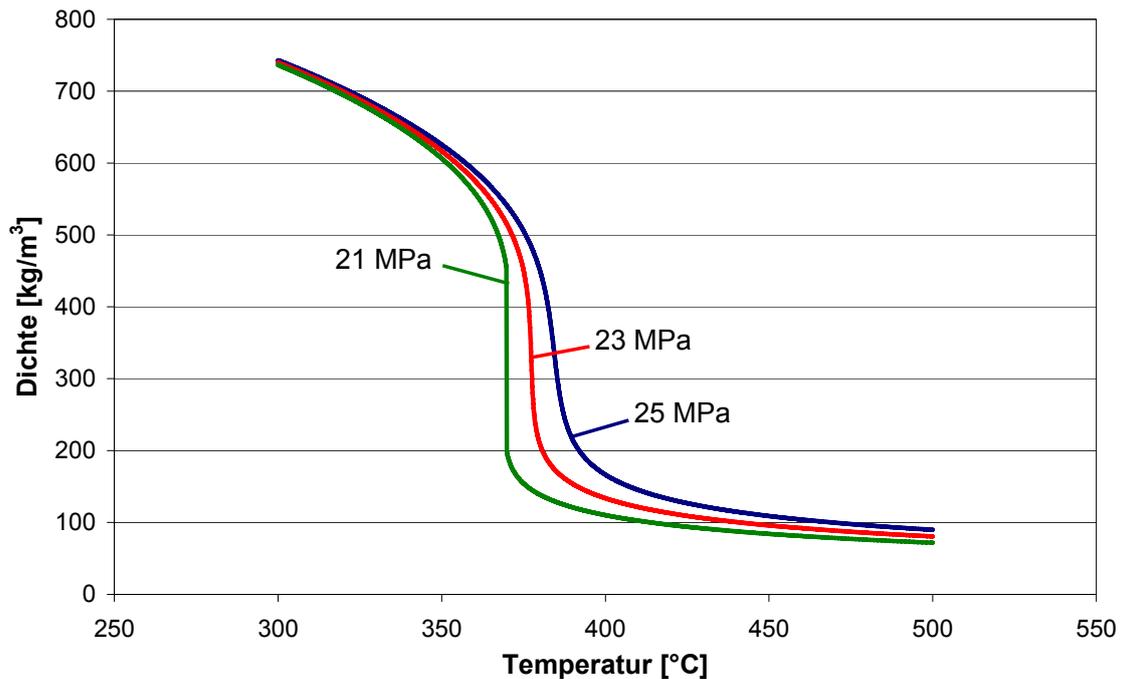


Abb. 1.1 Verlauf der Dichte in Abhängigkeit der Temperatur /6/

Neutronische und thermohydraulische Optimierungen müssen dafür sorgen, dass die Austrittstemperaturen des überkritischen Dampfes über die Unterkanäle eines Brennelements möglichst homogen verteilt sind. Das heißt, dass es zu keinen lokalen Temperaturspitzen des Kühlmittels innerhalb der Unterkanäle und damit zu keiner Reduzierung der mittleren Kühlmittelaustrittstemperatur kommt. Die Kühlmittelaustrittstemperatur müsste dann verringert werden, sobald die Gefahr bestünde, die in einer ersten Werkstoffstudie für den HPLWR festgelegte maximale Temperatur der Brennstabhüllrohre von 620 °C durch heiße Strahlen zu überschreiten [Ehrlich et al. /15/].

Neben der Neutronik, der Thermohydraulik und der Strömungsmechanik muss auch die Festigkeitsmechanik beachtet werden. Beispielsweise kann es zu unzulässigen Verformungen der Brennelementkastenwände durch eine axiale und radiale Wandtemperaturverteilung kommen. Gegen diese Verformungen muss ein Brennelement ausgelegt werden.

1.2 Brennelementkonzepte für einen Leichtwasserreaktor mit überkritischen Dampfzuständen

Bereits in den 1950ern kamen zum ersten Mal Konzepte für Reaktoren mit überkritischem Kühlmedium auf [Oka /16/]. Beispielsweise stellte 1957 Westinghouse einen Leichtwasserreaktor mit überkritischem Kühlmedium vor. Aufgrund der Angst vor Instabilitäten infolge des schnellen Wechsels der physikalischen Wassereigenschaften in der Nähe des kritischen Punktes, entschieden sich die Entwickler für zwei unabhängige Kreisläufe innerhalb des Druckbehälters: einen Moderatorkreislauf mit einer konstanten Temperatur von 260 °C und einen überkritischen Kühlmittelkreislauf. Da die Entwickler neben den zwei unabhängigen Kreisläufen innerhalb des RDB noch einen Sekundärkreislauf wie bei einem Druckwasserreaktor vorgesehen hatten, lag der thermische Wirkungsgrad bei nur 30,3 %. Die

befürchteten Instabilitäten beim Phasenwechsel vom unterkritischen in den überkritischen Zustand wurden von den damaligen Konstrukteuren überschätzt. Dies wurde allerdings erst erkannt, nachdem der SWR unter schwierigeren Bedingungen (Wechsel von einphasigen in den zweiphasigen Zustand) stabil betrieben werden konnte. Die Forschungen im Bereich der Reaktoren mit überkritischem Kühlmedium wurden 1965 eingestellt, da inzwischen die Konzepte des Druckwasserreaktors und des Siedewasserreaktors entwickelt und für den kommerziellen Betrieb einsatzbereit waren.

1992 wurde an der Universität Tokio unter der Leitung von Yoshiaki Oka /17/ das Konzept eines Leichtwasserreaktors mit überkritischen Dampfzuständen vor allem aufgrund der Erfahrungen mit modernsten, fossilgefeuerten Anlagen wieder aufgegriffen. Oka und Koshizuka /18/ stellten bereits im selben Jahr erste Überlegungen für einen LWR mit überkritischen Dampfzuständen vor. Unter anderem betrachteten sie das Problem der Moderation im oberen Bereich des Kerns aufgrund der niedrigen Dichte. Um die Dichteabnahme im Kern zu kompensieren, schlugen sie einen zusätzlichen Moderator neben dem Kühlmittel vor. Sie betrachteten insbesondere zwei unterschiedliche Möglichkeiten der Moderation: einen festen Moderator aus Zirkoniumhydrid und einen im Brennelement integrierten Wasserkasten. Sowohl das Zirkoniumhydrid als auch die Wasserkästen waren als Stäbe mit dem Durchmesser der Brennstoffstäbe gedacht. Aufgrund der Betrachtung der Kosten, der Freisetzung von H_2 aus Zirkoniumhydrid im Störfall und der besseren Handhabung des Abfalls bevorzugten Oka und Koshizuka /18/ schlussendlich die Lösung mit Wasser als Moderator. Aktuell gibt es ebenfalls Beispiele für Brennelemente mit Wasserkästen. So kommt beispielsweise das ATRIUM-Brennelement von Framatome ANP mit einem Wasserkasten in Siedewasserreaktoren zum Einsatz [Urban /19/].

Grundsätzlich muss bei der Brennelemententwicklung darauf geachtet werden, dass physikalische, wärmetechnische, werkstofftechnische, sicherheitstechnische und wirtschaftliche Forderungen erfüllt werden [Ziegler /20/]. Eine physikalische Forderung ist, dass der Moderator und das Strukturmaterial möglichst wenige Neutronen absorbieren dürfen. Um eine wärmetechnische Forderung zu erfüllen, muss die Hüllrohrtemperatur unter einem zulässigen Wert bleiben. Dagegen muss unter dem Gesichtspunkt der Werkstofftechnik beispielsweise das Brennstabhüllrohr die innerhalb des Brennelements auftretenden Belastungen ertragen. Um der sicherheitstechnischen Anforderung zu genügen, dürfen die Brennelemente sich nicht nennenswert verformen, damit die Struktur gleichmäßig kühlbar bleibt, und die wirtschaftliche Betrachtungsweise verlangt, dass die Kühlmitteltemperatur möglichst hoch sein muss. Einige dieser Forderungen wurden bereits mit Hilfe von hexagonalen und quadratischen Brennelemententwürfen untersucht.

1.2.1 Hexagonale Brennelemente

Dobashi et al. /21/ präsentierten 1998 auf der Grundlage des von Oka und Koshizuka /18/ und Okano et al. /22/ vorgestellten Konzepts ein hexagonales Brennelement, welches aus einem Brennelementkasten, 258 Brennstäben, 30 runden Wasserkästen, neun Steuerstäben und einem Instrumentierungsstab in der Brennelementmitte bestand. Neben dem Moderator waren in einigen Wasserkästen auch die Steuerstäbe vorgesehen. Das Brennelement von Dobashi et al. /21/ ist in Abb. 1.2 dargestellt.

Der Brennelementkasten teilte den Speisewassermassenstrom auf die einzelnen Brennelemente auf. Die Wandstärke des Brennelementkastens war 1,5 mm und der Abstand zwischen den Brennelementkästen lag bei 2 mm. Die Wasserkästen hatten einen Durchmesser von 22 mm und eine Wandstärke von 0,2 mm. Der Brennstab hatte einen Durchmesser von 8 mm. Als Brennstabhüllrohrmaterial wurden Ni-Basis-Werkstoffe mit einer Wandstärke von 0,29 mm vorgeschlagen. Die Teilung zwischen zwei Brennstäben betrug 9,5 mm. Diese sehr dichte Anordnung der Brennstäbe sollte die Kühlmittelgeschwindigkeit zwischen den Brennstäben stark beschleunigen, um so die Kühlung der Hüllrohre zu verbessern.

Dobashi et al. /21/ verglichen einen innerhalb der Wasserkästen abwärts- mit einem aufwärtsfließenden Moderatorstrom. Dabei fanden sie heraus, dass mittels einer Moderatorströmung im Wasserkasten von oben nach unten die mittlere Kernaustrittstemperatur aufgrund der verbesserten Moderation im oberen Bereich im Vergleich zur umgekehrten Strömungsrichtung stark erhöht werden konnte. Der von oben kommende Moderator sollte sich dann im unteren Plenum des Reaktordruckbehälters (RDB) mit dem Speisewasser aus dem Ringraum vermischen, bevor der gesamte Massenstrom als Kühlmittel zwischen den Brennstäben nach oben strömt. Auf diese Weise konnte eine Austrittstemperatur des Kühlmittels von 508 °C und ein thermischer Wirkungsgrad des Reaktors von 44 % bei einer elektrischen Leistung von 1610 MWe berechnet werden. Im Vergleich dazu lag die mittlere Austrittstemperatur eines Elementes mit Wasserkästen mit nach oben fließendem Wasser bei nur 455 °C.

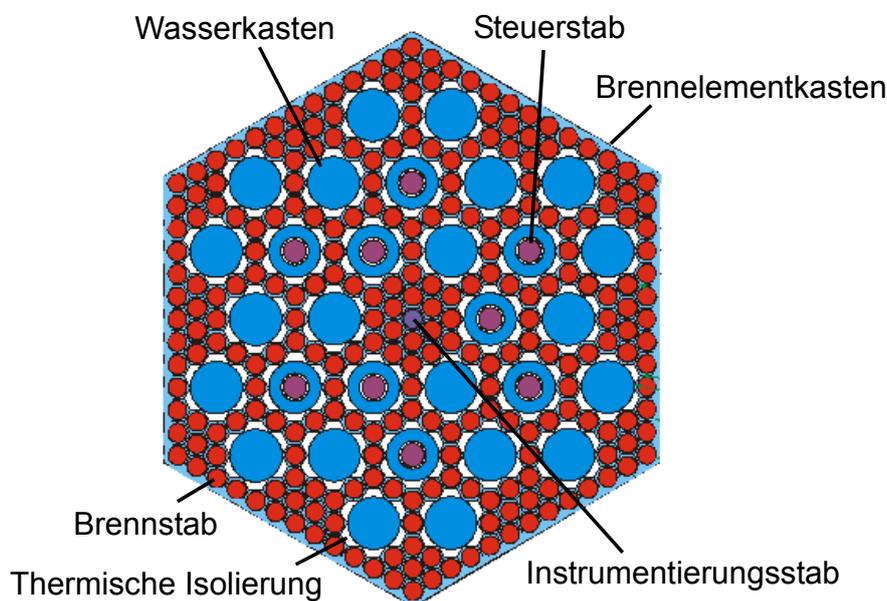


Abb. 1.2 Hexagonales Brennelement von Dobashi et al. /21/

Damit der Moderator innerhalb der Wasserkästen beim Durchströmen des Kerns nicht aufgeheizt wird und dadurch an Moderationswirkung verliert, schlugen Dobashi et al. /21/ eine thermische Isolierung durch stagnierendes Wasser vor, das die Wasserkästen umgeben sollte.

Rimpault /23/ und Cheng et al. /24/ stellten bei der Analyse des von Dobashi et al. /21/ vorgeschlagenen Entwurfs eines Brennelements fest, dass es aufgrund der Anordnung

der Wasserkästen und der Brennstäbe zu untermoderierten Regionen innerhalb des hexagonalen Brennelements kam. Infolge der untermoderierten Regionen entstanden heiße und kalte Unterkanäle, so dass die Austrittstemperatur des Kühlmittels nach Cheng et al. /24/ stark inhomogen war. Dies bedeutete wiederum ein Absinken der Austrittstemperatur des Kühlmittels. Um dieses zu vermeiden, hätte der Brennstoff innerhalb des Brennelementkonzepts von Dobashi et al. /21/ bis zu 7 % angereichert werden müssen. Rimpault /23/ schlug weiterhin vor, auf Nickel-Basis-Werkstoffe als Strukturmaterial zu verzichten, da deren Absorptionsverhalten gegenüber Neutronen sehr schlecht war.

In Europa wurde 2003 auf die inhomogene Moderation des Entwurfs eines hexagonalen Brennelements von Dobashi et al. /21/ zunächst mit 12 zusätzlichen Wasserkästen in einem hexagonalen Brennelementtyp mit 31 hexagonalen Wasserkästen reagiert. In Abb. 1.3 ist dieses Brennelement von Bittermann et al. /9/ und die zusätzlichen Wasserkästen in einem Ausschnitt auf der rechten Seite dargestellt.

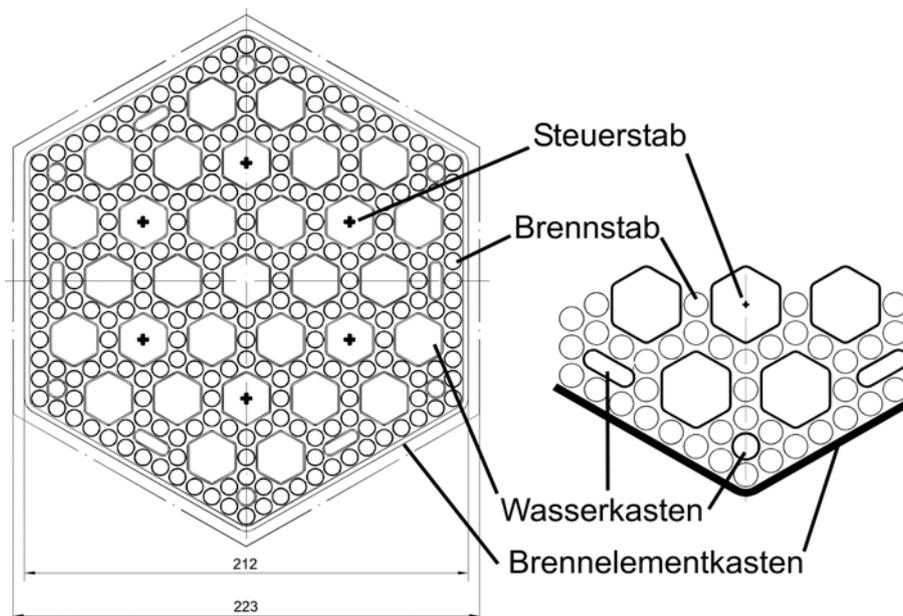


Abb. 1.3 Hexagonales Brennelement von Bittermann et al. /9/

Um die untermoderierten Zonen des Brennelements von Dobashi et al. /21/ zu vermeiden, tauschten Bittermann et al. /9/ die Brennstäbe durch Wasserkästen im Bereich dieser Zonen aus (Abb. 1.3, rechts). In diesem Konzept hatten die Brennstäbe einen Durchmesser von 8 mm und eine Teilung von 9,5 mm. Die Wandstärke der Wasserkästen betrug 0,7 mm und die des Brennelementkastens 2,5 mm.

Nachteilig ist die komplexe Geometrie dieses hexagonalen Brennelements mit zusätzlichen Wasserkästen.

Wie Abb. 1.4 zeigt, sah Buongiorno /25/ Ende 2003 in seinem Brennelementkonzept keine Wasserkästen vor. Das Konzept waren kleine hexagonale Brennelemente mit 19 Brennstäben. Die Brennstäbe hatten einen Außendurchmesser von 9,5 mm, die Wandstärke des Hüllrohrmaterials war 0,57 mm, das Verhältnis aus Teilung zu Durchmesser war 1,105 und die Wandstärke des Brennelementkastens variierte je nach Strukturmaterial von 0,5 mm

bis 1,5 mm. Der zusätzliche Moderator befand sich ausschließlich außerhalb des Brennelementkastens.

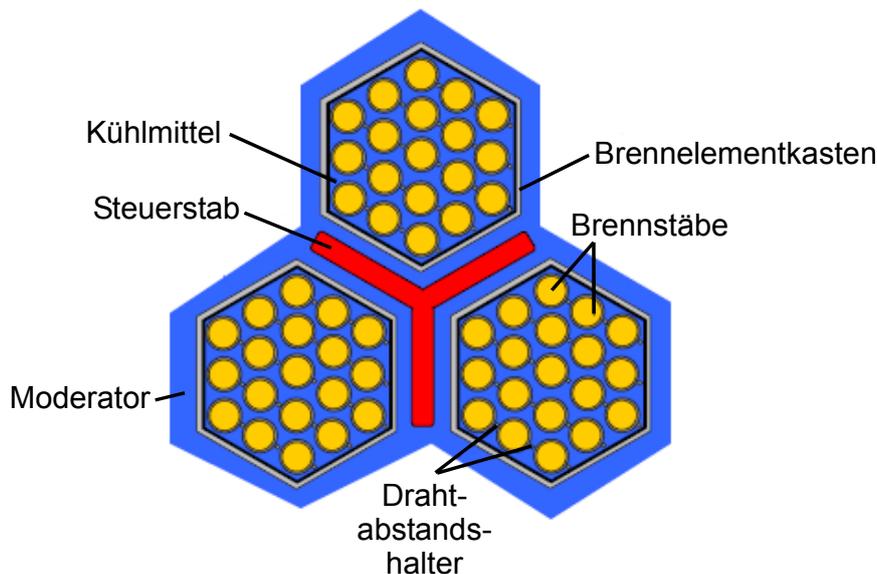


Abb. 1.4 Hexagonales Brennelement von Buongiorno /25/

Einerseits vereinfachte sich ohne Wasserkästen der Gesamtentwurf des Kerns, und es waren höhere Leistungsdichten möglich, andererseits benötigte der zentrale Brennstab des Brennelements aufgrund des großen Abstandes von Brennstab zu Moderator eine Anreicherung von über 7 %. Ein weiterer Nachteil dieses Konzepts ist, dass die Y-förmigen Steuerstäbe zwischen den Brennelementen von unten in den Kern wie bei einem SWR eingefahren werden, da diese Steuerstäbe bei Einsatz von oben schlecht gegen den heißen Dampf abgedichtet werden können.

1.2.2 Quadratische Brennelemente

Die Vorteile eines quadratischen gegenüber einem hexagonalen Brennelement liegen laut Oka et al. /26/ in einer gleichmäßigeren Moderation, in exakteren Unterkanalgeometrien und in minimierten Quermassenströmen zwischen den Unterkanälen.

Ein erster Entwurf für ein quadratisches Brennelement (Abb. 1.5) wurde von Yamaji et al. /27/ im Jahr 2001 veröffentlicht. Der thermische Wirkungsgrad des Reaktors mit den quadratischen Brennelementen wurde bei einer elektrischen Leistung von 1000 MWe und einer Austrittstemperatur von 476 °C bei 43,4 % abgeschätzt. Das Brennelement hatte eine aktive Länge von 4,2 m und bestand aus 185 Brennstäben und 16 quadratischen Wasserkästen. Zwischen den Wasserkästen und den Brennstäben befand sich wie bei Dobashi et al. /21/ eine thermische Isolierung durch stagnierendes Wasser.

Der Brennstabdurchmesser war 10,2 mm und die Wandstärke des Hüllrohrs 0,4 mm. Die Teilung zwischen den Brennstäben betrug 11,2 mm. Als Material für den Brennelementkasten wurden Nickel-Basis-Werkstoffe bei einer Wandstärke von 1,5 mm vorgesehen. Der Abstand zwischen den Brennstäben war 1 mm und zwischen Brennstab und Wand 0,5 mm. Die mittlere Anreicherung des Brennstoffs lag bei 6,05 %.

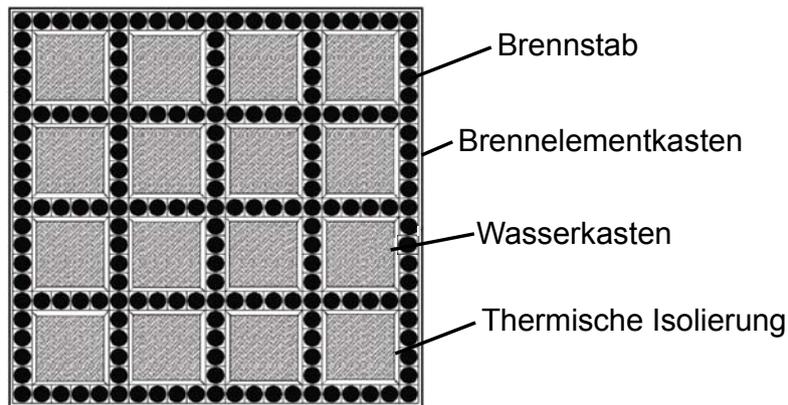


Abb. 1.5 Quadratisches Brennelement von Yamaji et al. /27/

Aksan et al. /28/ präsentierten 2002 ebenfalls ein quadratisches Brennelement mit 16 Wasserkästen. In diesem Konzept lag der Brennstabdurchmesser bei 8 mm und die Teilung zwischen den Brennstäben betrug 9,6 mm. Die mittlere Anreicherung des Brennstoffs wurde mit 5 bis 6 % angegeben.

Oka et al. /29/ stellten bereits 2002 eine Weiterentwicklung des quadratischen Brennelements mit 16 Wasserkästen von Yamaji et al. /27/ vor. Es handelte sich dabei um ein quadratisches Brennelement mit 301 Brennstäben und 36 Wasserkästen, wodurch es mit einer Seitenlänge von ca. 300 mm den Abmessungen eines aktuell in DWR eingesetzten Brennelements entsprach. Die elektrische Leistung lag in diesem Fall bei 1000 MWe und der thermische Wirkungsgrad erreichte bei einer Austrittstemperatur von 508 °C einen Wert von 44 %. In der gleichen Veröffentlichung stellten Oka et al. /29/ zum ersten Mal neben den Wasserkästen innerhalb des Brennelements auch Wasserkästen vor, die jeweils auf Höhe der inneren Wasserkästen außerhalb um das quadratische Brennelement angeordnet wurden, um auf diese Weise einen noch gleichmäßigeren Verlauf der Moderation zu erhalten.

Im Jahr 2003 änderten Oka et al. /26/ die Moderation außerhalb des Brennelements ab. Statt in Wasserkästen außerhalb des Brennelements nach unten zu strömen, durchquerte der Moderator den Kern sowohl durch die Wasserkästen innerhalb des Brennelements als auch durch den kompletten Spalt zwischen den einzelnen Brennelementen. Die thermische Isolierung durch stagnierendes Wasser entfiel in diesem Konzept erstmals. Es hat sich herausgestellt, dass die Temperatur des stagnierenden Wasser schwer zu regeln war.

Analysen dieses Brennelementtyps von Oka et al. /29/ durch Sakurai et al. /30/ erforderten infolge der hohen Neutronenabsorption durch das Strukturmaterial eine Anreicherung des Brennstoffs bis zu 6,2 %. Des Weiteren empfahlen sie, an bestimmten Stellen im Brennelement die Brennstäbe zusätzlich mit dem abbrennbaren Neutronengift Gadoliniumoxid Gd_2O_3 zu versehen, um das Leistungsprofil in axialer Richtung abzuflachen. Auf diese Weise ist beispielsweise ein gleichmäßigerer Abbrand des Brennstoffs entlang der Höhe möglich. In Abb. 1.6 ist das modifizierte Brennelement von Oka et al. /31/ mit den teilweise veränderten Brennstäben und dem Spalt zwischen den Brennelementen dargestellt.

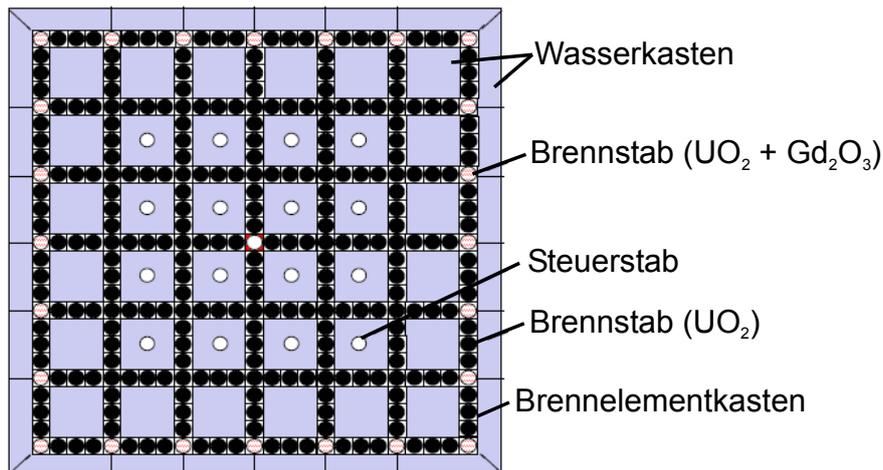


Abb. 1.6 Quadratisches Brennelement von Oka et al. /31/

Im Jahr 2005 kamen Kamei et al. /32/ noch einmal auf die thermische Isolierung der Wasserkästen und auf das Strukturmaterial des Brennelements zurück. Im Falle der thermischen Isolierung schlugen sie eine keramische Beschichtung mit Zirkoniumoxid vor. Die Moderatortemperatur konnte auf die Weise über die Kernhöhe zwar relativ konstant gehalten werden, es wurde aber nicht untersucht, ob diese Beschichtung den mechanischen und thermischen Belastungen unter überkritischen Bedingungen standhalten würde. Bei der Werkstoffauswahl für das Strukturmaterial entschieden sich Kamei et al. /32/ für Edelstahl, da dieser wesentlich weniger Neutronen absorbiert als Nickel-Basis-Werkstoffe.

Cheng et al. /33/ führten 2003 auf Basis einer Literaturrecherche /34/ und eines eigens dafür entwickelten Computerprogramms eine Unterkanalanalyse für das hexagonale Brennelement von Bittermann et al. /9/ (ohne die zusätzlichen Wasserkästen) und für ein quadratisches Brennelement mit 25 Wasserkästen durch. Sie fanden heraus, dass die Hüllrohrtemperatur unter anderem abhängig ist von dem Verhältnis Teilung zu Durchmesser und dem Abstand zwischen Wand und Brennstab, welcher mit 1 mm angenommen wurde. Im Hinblick auf das Verhältnis von Teilung zu Durchmesser hatte das quadratische Brennelement bei einem Wert von 1,15 die niedrigsten Hüllrohrtemperaturen und minimale Unterschiede der Hüllrohrtemperaturen. Im Falle des hexagonalen Brennelements hatte das beste Verhältnis von Teilung zu Durchmesser einen Wert von 1,3.

Ein weiterer Vorteil des quadratischen Brennelementtyps waren die höheren Massendichten und eine wesentlich homogenere Verteilung der Kühlmittelaufheizung. Beide Punkte führten zu einer Reduzierung der maximalen Hüllrohrtemperaturen. Ein Vorteil des hexagonalen Brennelementkonzepts war ein gleichmäßigerer Verlauf der Dichte in axialer Richtung. Bei beiden Anordnungen wurden die Temperaturen des Kühlmittels innerhalb der Unterkästen in den Ecken der Brennelemente so hoch, dass Cheng et al. /33/ vorschlug, die Brennstäbe in den Ecken durch Attrappen, welche Brennstabgeometrie besaßen, zu ersetzen.

Seit 2002 beteiligt sich das koreanische Forschungsinstitut für Atomenergie (KAERI) an der Entwicklung eines Leichtwasserreaktors mit überkritischen Dampfzuständen [Bae /35/, /36/]. Basierend auf den Überlegungen von Buongiorno und McDonalds /37/, ein Brennelementkonzept mit einem festen Moderator aus Zirkoniumhydrid zu entwickeln, präsen-

tierten Joo et al. /38/ ein Jahr später einen Brennelemententwurf mit festem Moderator. Dieser bestand aus 316 Brennstäben und 25 kreuzförmigen Moderatorstäben. Die Teilung zwischen den Brennstäben betrug 11,5 mm, der Spalt zwischen den Brennelementen 10 mm und der Durchmesser des Hüllrohrmaterials 9,5 mm. Das koreanische Brennelementkonzept wird in Abb. 1.7 gezeigt.

Durch den festen Moderator musste das Speisewasser nach Eintritt in den RDB nicht mehr in Moderator und Kühlmittel aufgeteilt werden, was die Konstruktion des Brennelements und der Innenbauten des RDB vereinfachte. Ferner fiel auch die Mischung von Moderator und Speisewasser im unteren Bereich des RDB weg.

Joo et al. /39/ stellten 2005 eine weitere Version dieses Brennelements vor. In diesem Konzept wurden einzelne Brennelemente durch Gadoliniumstäbe, die bei geringem Abbrand eine sehr hohe Absorption thermischer Neutronen aufweisen, ersetzt. Diese Stäbe sollten eine größere Überschussreaktivität zu Beginn des Abbrands ermöglichen und die Leistungsverteilung in axialer Richtung verbessern.

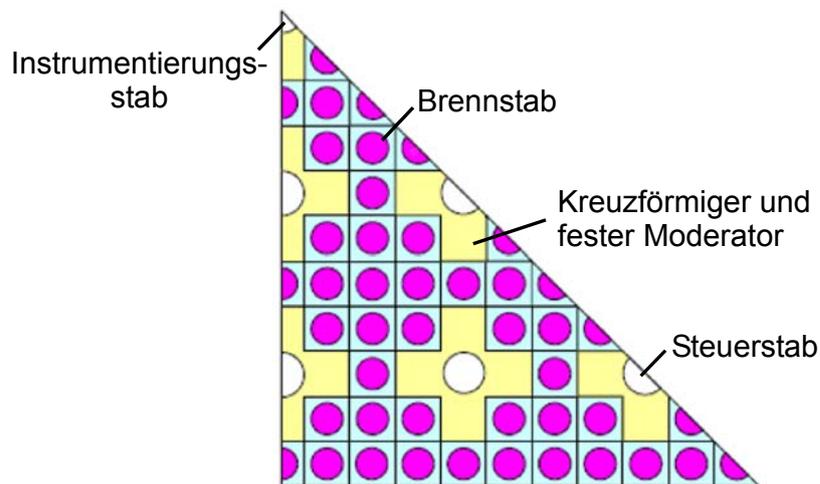


Abb. 1.7 1/8 des hexagonalen Brennelements von Joo et al. /39/

Hinsichtlich der Sicherheit ist bei einem Reaktorkonzept mit festem Moderator immer nachzuweisen, dass der Reaktor trotz eines festen Moderators einen negativen Dampfblasenkoeffizient hat [Smidt /40/]. Joo et al. /39/ haben gezeigt, dass der Dampfblasenkoeffizient nur während des normalen Betriebs negativ ist. Bei höheren Abbrandraten wird der Koeffizient dagegen positiv. Weiterhin ist nach Yamaji et al. /27/ Zirkoniumhydrid aufgrund des schlechteren Absorptionsverhaltens als Moderator weniger wirksam als Wasser, und es entsteht zusätzlich mehr hochradioaktiver Abfall. Außerdem gab es schon die bereits erwähnten Bedenken von Oka und Koshizuka /18/ bezüglich der Betrachtung der Kosten und der Freisetzung von H_2 im Störfall.

In Russland und Kanada wurden ebenfalls Brennelemente für Reaktoren mit überkritischen Dampfzuständen untersucht. Allerdings sind die russischen Röhrenbrennelemente für graphitmoderierte und wassergekühlte Reaktoren vorgesehen [Kuznetsov /41/]. In Kanada liegt der Schwerpunkt der Entwicklung auf Brennelementen für den Einsatz in schwerwassermodierten Druckröhrenreaktoren vom Typ CANDU [Duffey /42/]. Da beide

Brennelementkonzepte in dem in dieser Arbeit behandelten Leichtwasserreaktor nicht verwendet werden können, wird auf diese im Folgenden nicht näher eingegangen.

1.2.3 Analyse der bisherigen Brennelementkonzepte

Die Untersuchung der Brennelementkonzepte zeigt, dass sowohl die hexagonalen als auch die quadratischen Konzepte im Hinblick auf eine gleichmäßige Moderation der Neutronen, eine homogene Aufheizung des Kühlmittels und möglichst geringe Hüllrohrtemperaturen in Frage kommen. Bei den Analysen von Brennelementkonzepten mit Wasserkästen wurden bisher jedoch nur thermohydraulische und neutronische Aspekte betrachtet.

Die mechanische Auslegung beispielsweise der Wandstärken der Brennelementkästen wurde bislang vernachlässigt. Weitere Bauteile eines Brennelements wie das Kopfstück und das Fußstück wurden in den bisherigen Veröffentlichungen nicht berücksichtigt. Ebenfalls wurden bis zum jetzigen Zeitpunkt keine konstruktiven Vorschläge für einen Abstandshalter und keine Möglichkeiten einer konstruktiven Integration des Brennelements in den Kern behandelt.

Der Moderator heizt sich beim Durchströmen der Wasserkästen entlang der Höhe des Dampfplenums auf. Eine zu starke Aufheizung des Wassers vor dem aktiven Teil wirkt sich negativ auf seine Moderationseigenschaften aus. Diese Aufheizung wurde bislang ebenfalls nicht untersucht.

Im oberen Teil des Reaktordruckbehälters, wo die Brennelemente durch das Dampfplenum gesteckt werden, wurde kein Vorschlag herausgearbeitet, wie der Moderator mit einer Temperatur von 280 °C vom Frischdampf mit einer Temperatur von ca. 500 °C konstruktiv getrennt werden kann. Dies ist notwendig, da sonst der Wirkungsgrad durch die Abkühlung des Frischdampfes reduziert werden würde.

Ebenso war die Vermischung der Massenströme aus dem Spalt zwischen den Brennelementen, den Wasserkästen, dem Reflektor und dem Ringraum bisher nicht Gegenstand von Untersuchungen. Diese sind bezüglich der Kühlmittleintrittsbedingungen in die Unterkanäle der Brennelemente zwingend erforderlich.

1.3 Ziel der Arbeit

Diese Arbeit hat das Ziel, eine erste Auslegung eines Brennelements mit Kopfstück, Fußstück und Abstandshalter für einen Leichtwasserreaktor mit überkritischen Dampfzuständen durchzuführen. Dabei wird aufbauend auf den Vorüberlegungen in den Bereichen Neutronik und Thermohydraulik erstmals ein konkreter Entwurf für ein Brennelement und die dazugehörige Strömungsführung im Kern des HPLWR konzipiert. Die Realisierbarkeit wird durch Festigkeits- und Strömungsanalysen unterstützt.

Zunächst werden verschiedene Konzepte von quadratischen und hexagonalen Brennelementtypen mit jeweils einer oder zwei Brennstoffreihen zwischen Wasserkästen und Brennelementkästen vorgestellt. Die Wände der Brennelementkästen und der Wasserkästen dieser Brennelementkonzepte sind aufgrund von hohen Temperatur- und Druckdiffe-

renzen zwischen Moderator und Kühlmittel großen Druck- und Zugspannungen in axialer und radialer Richtung ausgesetzt. Die dadurch hervorgerufenen Durchbiegungen der Wände müssen begrenzt werden, da diese die Kühlmittelmassenströme in den Unterkanälen ändern und damit die Reaktivität beeinflussen. Aus diesem Grund wird zunächst ein Brennelementtyp stellvertretend für alle Brennelemente unter überkritischen Bedingungen anhand von Festigkeitsanalysen mit Hilfe eines Finite-Elemente-Softwarepakets analysiert und ausgelegt. Für die Berechnungen der Festigkeit wird eine Werkstoffauswahl für das Strukturmaterial des Brennelements durchgeführt. Ergebnisse dieser festigkeitsmechanischen Betrachtungen sind Wandstärken der Brennelement- und Wasserkästen, die der hohen Beanspruchung unter überkritischen Bedingungen standhalten.

Die genauere Festigkeitsrechnung wird daraufhin mit Hilfe der maximalen Durchbiegung der Kastenwand des untersuchten Brennelements verallgemeinert, um verschiedene hexagonale und quadratische, einreihige und zweireihige Brennelemente auf Vor- und Nachteile zu überprüfen. Kriterien für diese Analyse sind das Verhältnis von Strukturmaterial zu Brennstoff, das Verhältnis Moderator zu Brennstoff und eine vereinfachte Analyse der Aufheizung innerhalb der Unterkanäle der betrachteten Brennelemente. Mittels dieser systematischen Untersuchung wird ein für den HPLWR geeignetes Brennelement mit Hilfe der oben genannten Gesichtspunkte für weitere Optimierungen ausgewählt.

Nach der Festlegung auf einen Brennelementtypen und den Konstruktionen des dazugehörigen Kopfstücks und des Fußstücks wird die Integration des Brennelements in das Konzept des Reaktordruckbehälters von Bittermann et al. /9/ vorgenommen. Dazu werden passend zu diesem RDB und dem ausgewählten Brennelement Entwürfe für ein Dampfplenum und eine untere Kerntrageplatte entwickelt. Unter anderem wird eine Möglichkeit der Reduzierung von Leckagen von Moderator in das Dampfplenum durch eine geeignete Abdichtung erörtert.

Zu berücksichtigen ist bei einer solchen Konstruktion die Aufheizung des Moderators beim Durchströmen der Wasserkästen innerhalb des Dampfplenums. Eine zu starke Aufheizung des Wassers wirkt sich negativ auf seine Moderationseigenschaften aus. Ferner bedeutet ein hoher Wärmeübergang eine Abkühlung des Frischdampfes im Dampfplenum. Die Aufheizung des Moderators bzw. die Abkühlung des Frischdampfes über die Höhe des Dampfplenums wird mittels einer Modifizierung der vorhandenen Konstruktion so ausgeführt, dass die Temperaturerhöhung des Moderators über die Höhe des Dampfplenums gering ist.

Schließlich wird eine strömungstechnische Optimierung der Vermischung der verschiedenen Massenströme aus Spalt, Wasserkästen, Reflektor und Ringraum im unteren Plenum und im Fußstück des Brennelemententwurfs durchgeführt. Ein homogener Verlauf der Eintrittstemperatur des Kühlmittels in die Unterkanäle des Brennelements muss garantiert sein, um heiße Strahlen im Brennelement zu minimieren. Da der heißeste Brennstab im Kern die mittlere Austrittstemperatur des Dampfes begrenzt, hilft die Optimierung der Temperaturverteilung am Brennelementeintritt sogar den thermischen Wirkungsgrad der Anlage zu verbessern.

Es wird an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass die Kernausslegung nicht Gegenstand dieser Arbeit ist. Die Frage, welche mittlere Kernaustrittstemperatur möglich ist, ohne die Materialgrenzen einzelner Brennstäbe des Kerns zu überschreiten, kann durch Betrachtung eines einzelnen Brennelements nicht beantwortet werden. Die hier vorgestellte Brennelementauslegung ist daher nur als ein wichtiger Baustein im Gesamtprozess der Kernausslegung zu sehen.

2 Auslegung eines Brennelements für den HPLWR

2.1 Konstruktionssystematik

Ausgangspunkt zur Brennelementoptimierung sind Konstruktionsentwürfe verschiedener quadratischer und hexagonaler Brennelementtypen, welche im Folgenden anhand mehrerer Kriterien untereinander verglichen werden.

Sowohl die quadratischen (sq) als auch die hexagonalen (hex) Brennelementtypen bestehen aus $n \times n$ Wasserkästen und aus m Brennstoffreihen zwischen Wasser- und Brennelementkästen. Die zu untersuchenden Brennelemente werden mit „sq m.n“ bzw. „hex m.n“ bezeichnet.

Zum besseren Verständnis der anschließenden Kapitel werden die 3D-Modelle zweier quadratischer („sq1.1“ und „sq2.1“) und zweier hexagonaler Brennelemente („hex1.1“ und „hex2.1“) in Abb. 2.1 vorgestellt.

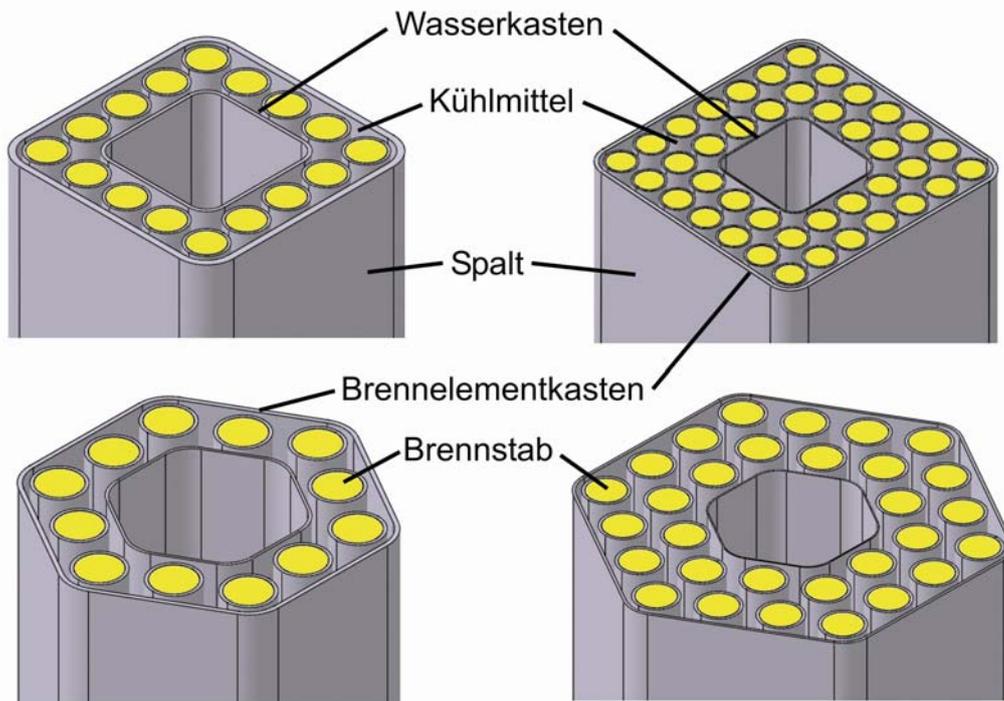


Abb. 2.1 Brennelemente „sq1.1“ und „sq2.1“ (oben) sowie „hex1.1“ und „hex2.1“ (unten)

Die Brennelementkästen umschließen die Brennstäbe. Das Kühlmittel strömt zwischen den Brennstäben, die entweder in einer oder zwei Reihen angeordnet sind, nach oben. Dagegen strömt der Moderator innerhalb des Wasserkastens und des Spalts zwischen den Brennelementen nach unten.

Nach ersten Untersuchungen von Cheng et al. /33/ wurde ein Durchmesser des Brennstabs von 8 mm und ein Abstand zwischen Brennstab und Wand von 1 mm gewählt. Das Verhältnis der Teilung zum Durchmesser ist 1,15 für quadratische und 1,3 für hexagonale

Brennelemente. Die Brennstabgeometrie und die Abstände der Brennstäbe zueinander und zur Wand sind bei allen Brennelementen gleich.

2.2 Festigkeitsanalysen für ein Brennelement unter überkritischen Bedingungen

Die Durchbiegung der Wände des Brennelementkastens und des Wasserkastens aufgrund von Druckdifferenzen dient als Kriterium zur Auslegung der Brennelement- und Wasserkästen, da die über vier Meter langen Kästen während des Einsatzes einer fortwährenden Durchbiegung unterliegen. Die Ursache der Durchbiegung der Kastenwände liegt im Druckunterschied zwischen Moderator und Kühlmittel über die Kastenlängsseiten. Es gilt, die Durchbiegung zu begrenzen, da jede Abweichung von der idealen Kastengeometrie zu einer Änderung der Kühlmittelströmung und der Reaktivität führt. Aus diesem Grund sollten auch die Brennelementkästen und Wasserkästen so gerade wie möglich hergestellt werden [Urban /43/].

Anhand einer im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Festigkeitsanalyse mit Hilfe des Finite-Elemente-Softwarepakets ANSYS wurden von Himmel et al. /44/, /45/ untersucht, wie groß die Durchbiegung des betrachteten Referenzbrennelements „sq2.1“ bei den hohen thermischen und mechanischen Belastungen im Kern des HPLWR sein wird. Die zu erwartenden optimalen Eigenschaften des zweireihigen, quadratischen Referenzbrennelements „sq2.1“ wurden von Hofmeister et al. /46/ bereits mit vereinfachenden Abschätzungen ermittelt. Diese Abschätzungen wurden mit Hilfe des Elastizitätsmoduls von Edelstahl (200000 N/mm^2 [Czichos /47/]), einer maximalen Druckdifferenz von $0,1 \text{ MPa}$ zwischen Innen- und Außenseite des Brennelementkastens und einer maximalen Durchbiegung der Brennelementkastenwände von $0,26 \text{ mm}$ durchgeführt. Daraus ergaben sich die in der Abb. 2.2 gezeigten Abmaße des Brennelementtyps „sq2.1“.

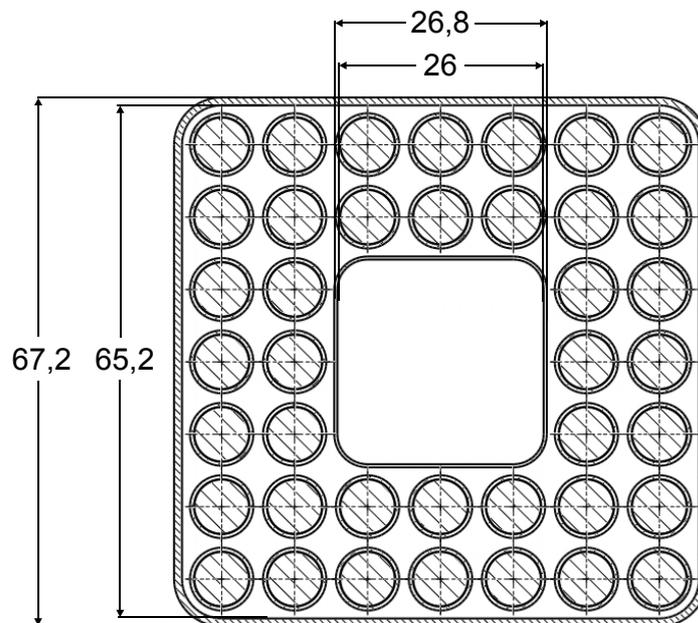


Abb. 2.2 Abmaße des Brennelementtyps „sq2.1“ in mm

Die Brennelement- und Wasserkästen werden bei Betrieb thermisch und mechanisch belastet.

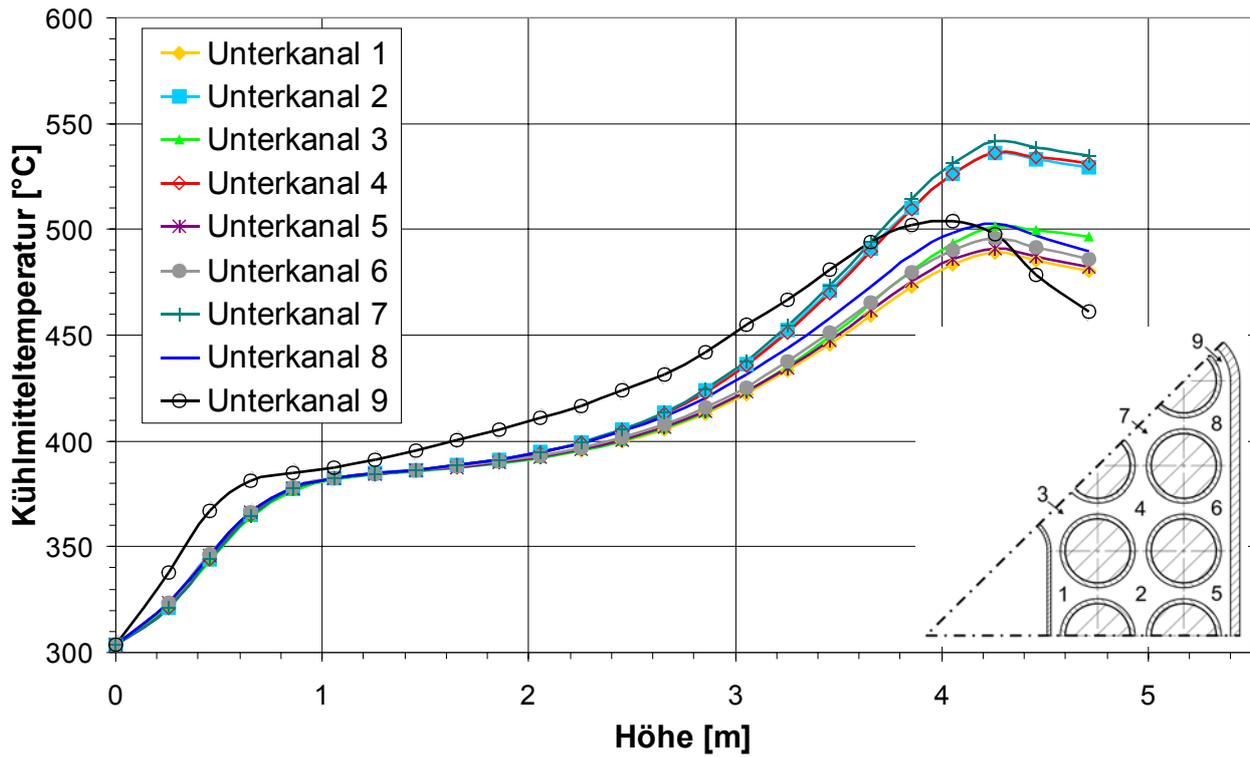


Abb. 2.3 Kühlwassertemperaturen im 1/8-Brennelement entlang der aktiven Höhe [Waata et al. /48/]

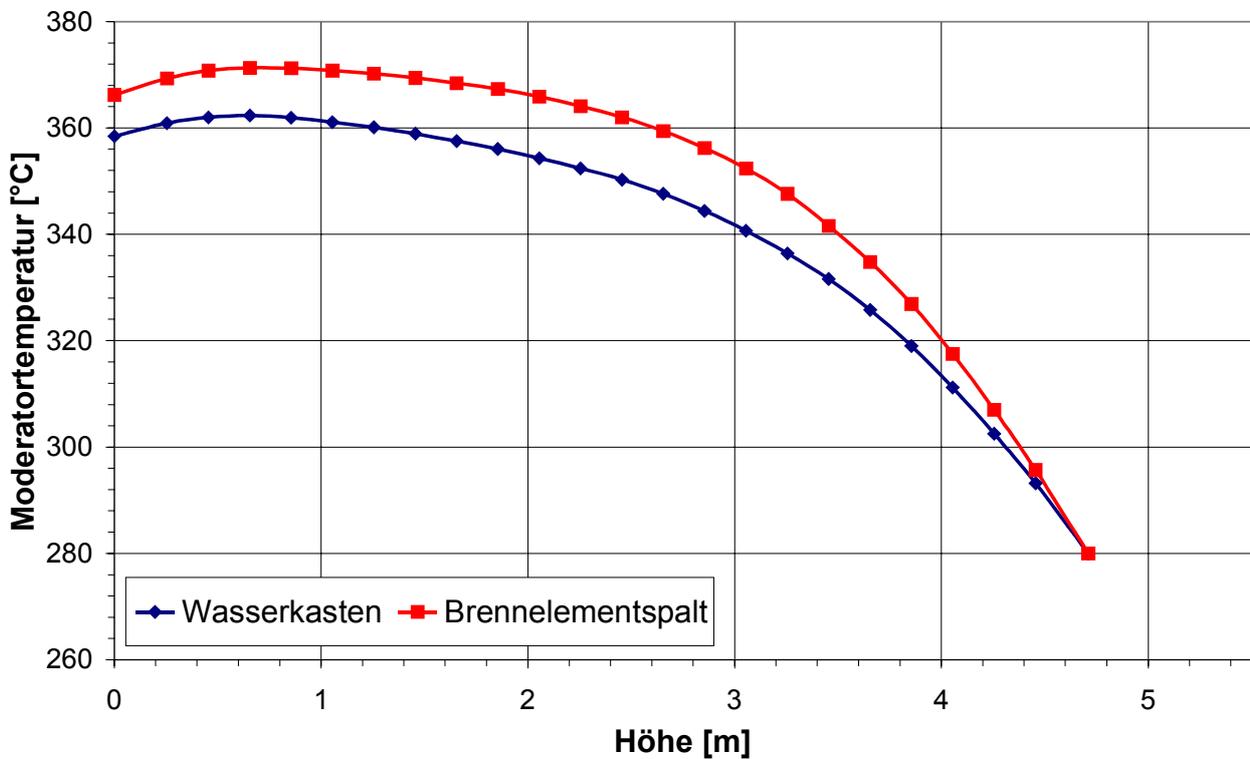


Abb. 2.4 Moderatortemperaturen im 1/8-Brennelement entlang der aktiven Höhe /48/

Diese Randbedingungen können mit der von Waata et al. /49/ durchgeführten Kopplung des von Cheng et al. /33/ entwickelten Thermohydraulik-Programms STAFAS (Sub-

channel Thermal-hydraulics Analysis of Fuel Assembly under Supercritical Conditions) mit der Neutronik-Simulation MCNP (Monte Carlo N-Particle) berechnet werden. Zwei Ergebnisse der gekoppelten Rechnung mit einem Achtel des Brennelements „sq2.1“ sind in Abb. 2.3 und Abb. 2.4 zu sehen /48/. Hierbei handelt es sich um die Kühlwasser- und Moderator-temperatur in einem Achtel des Brennelements „sq2.1“ entlang der aktiven Höhe von 4,2 m.

Ein weiterer wichtiger Punkt für die Festigkeitsanalyse ist die Wahl des Werkstoffs für Brennstabhüllrohre und Kästen. Deshalb wurden innerhalb des 5. Forschungsrahmenprogramms der europäischen Union geeignete Werkstoffe für die Anwendung gesucht, die unter den Bedingungen von überkritischem Wasser eingesetzt werden können. Klassische Zirkon-Legierungen, wie sie in aktuellen Leichtwasserreaktoren genutzt werden, können nicht eingesetzt werden, da ihre Zeitstandfestigkeit und Korrosionsfestigkeit für höhere Temperaturen (Hüllrohrtemperaturen bis zu 620 °C) nicht ausreichend ist [Kasahara et al. /50/]. Daher muss auf den Werkstoff Stahl zurückgegriffen werden, welcher hier in drei Hauptgruppen eingeteilt wird:

- Die erste Gruppe sind die ferritisch/martensitischen (F/M) Werkstoffe, wie sie beispielsweise in modernen Dampfturbinen als Schaufelwerkstoff eingesetzt werden /15/. Diese Werkstoffe besitzen eine hohe Zeitstandfestigkeit und eine ausreichende Risszähigkeit bei hohen Temperaturen. Unter einer Bestrahlung von mehr als 100 dpa zeigen die F/M Stähle bei Temperaturen von 400 °C bis 550-600 °C ein ausgezeichnetes Verhalten gegenüber Versprödung [Klueh et al. /51/, Brown et al. /52/]. Außerdem zeigt der Stahl in überkritischem Wasser bei Temperaturen von 500 °C, 550 °C und 600 °C keine Spannungsrissskorrosion [Hwang et al. /53/]. Ein großer Nachteil des Werkstoffs ist das schlechte Korrosionsverhalten bei Temperaturen von 550 bis 600 °C. Die Oxidschicht ist bei 550 °C dreimal dicker als bei 500 °C [/53/, Jang et al. /54/]. Eine Möglichkeit das schlechte Korrosionsverhalten zu verbessern, wäre den Anteil an Chrom zu erhöhen, wie es beim ODS (Oxide Dispersion Strengthened)-Stahl realisiert ist [Allen et al. /55/, Kaito et al. /56/]. Zudem haben diese Werkstoffe bei hohen Temperaturen eine sehr viel höhere Zeitstandfestigkeit. Sie kamen aber aufgrund ihrer hohen Kosten und geringen Duktilität in konventionellen Kraftwerken bisher nicht zum Einsatz.
- Die zweite Gruppe der möglichen Werkstoffkandidaten sind Nickel-Basis-Legierungen. Der Vorteil dieser Werkstoffgruppe liegt in einem sehr guten Korrosionsverhalten. Der Ni-Basis-Werkstoff zeigt im Gegensatz zu den F/M Stählen nur wenig Korrosion bei Temperaturen bis zu 650 °C /53/. Allerdings absorbiert das in dieser Legierung enthaltene Nickel sehr viele Neutronen, was wiederum eine höhere Anreicherung und damit ein wesentlich teureres Brennelement bedeuten würde /56/.
- Der austenitische Edelstahl gehört zur dritten Gruppe. Die austenitischen Stähle besitzen eine ausgezeichnete Zeitstandfestigkeit und wurden schon als Hüllrohrmaterial in europäischen schnellen Brütern mit Erfolg getestet /52/. Das Korrosionsverhalten ist nicht so gut wie das von Nickel-Basis-Legierungen, aber wesentlich besser als das der ferritisch/martensitischen Werkstoffe [Was und Allen /57/]. Auf-

grund des Molybdänabteils in austenitischen Stählen ist der Stahl gegen Spannungsrissskorrosion resistenter als Nickel-Basis-Legierungen [McKinley et al. /58/].

Aktuell werden noch Referenzmaterialien für jede dieser drei Gruppen untersucht. Bislang gibt es noch keine Empfehlung, welcher Werkstoff für den Brennelementkasten, Wasserkasten und Hüllrohr in überkritischem Wasser und unter Bestrahlung eingesetzt werden kann. Gegenwärtig wird der austenitische Edelstahl SS316L als bester Kompromiss der drei vorgestellten Werkstoffgruppen für weitere mechanische, neutronische und thermo-hydraulische Untersuchungen favorisiert. Innerhalb der austenitischen Edelstähle ist SS310S zwar am unempfindlichsten gegenüber Korrosion, aber der Nickel-Anteil ist gegenüber dem Anteil im SS316L wesentlich höher, was wiederum zu einer erhöhten Neutronenabsorption führen würde [Kaneda et al. /59/].

Mit Hilfe einer Finite-Elemente-Rechnung und den vorgestellten Randbedingungen werden die Verformungen der Brennelementkastenwand sowohl durch die Wandtemperaturverteilung als auch durch die Druckdifferenz über die Kastenwand vorgestellt.

2.2.1 Verformung des Brennelementkastens durch thermische Belastung

Grundlage zur Berechnung der Wandtemperaturverteilung sind die Ergebnisse der Rechnung der Moderator- und Kühlmitteltemperatur innerhalb des Brennelements von Waata et al. /49/. Die aus der Wandtemperaturverteilung resultierenden Thermospannungen erzeugen eine bananenförmige Durchbiegung des Brennelementkastens, veranschaulicht in einer 150-fach überhöhten Darstellung in Abb. 2.5.

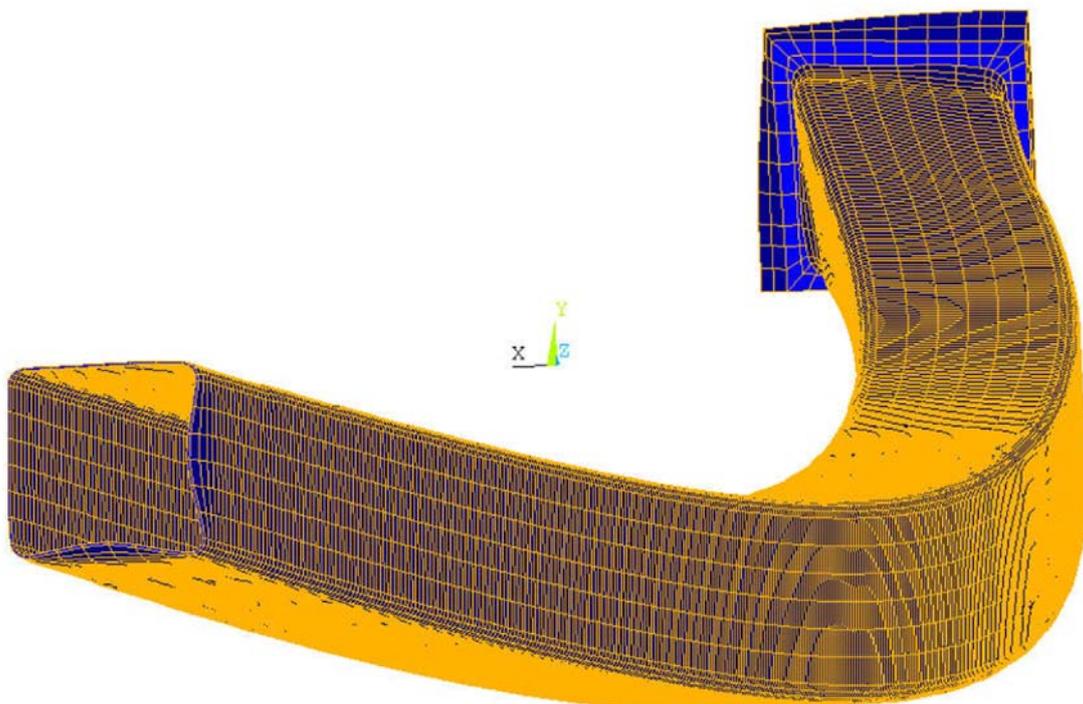


Abb. 2.5 150-fach überhöhte Darstellung der Verformung des Außenkastens aufgrund der Temperatur /45/

Die Durchbiegung erreicht eine maximale Auslenkung von ca. 2 mm auf einer Kastenhöhe von 2,9 m. Diese Durchbiegung ist jedoch nicht kritisch im Hinblick auf möglichen Kontakt mit benachbarten Brennelementkästen, da der Abstand zwischen den benachbarten Brennelementen jeweils 10 mm beträgt. Dank der Abstandshalter folgen die Brennstäbe dieser Kastendurchbiegung, so dass der Spalt zwischen den Brennstäben und der Kastenwand nicht beeinträchtigt wird. Des Weiteren sorgt die Wandtemperaturverteilung für zwei dellenartige Verformungen an der Unterseite des Kastens, die jedoch als eine Folge der dort aufgetragenen mechanischen Randbedingungen zu erklären sind.

In Abb. 2.5 sind keine weiteren Durchbiegungen der Brennelementkastenseiten in axialer Richtung über die Höhe des Kastens zu sehen, was dafür spricht, dass Einwölbungen der Wände vorwiegend durch die Druckdifferenz über die Kastenwände entstehen.

2.2.2 Verformung durch Druckdifferenz über die Kastenwand

Nach Waata et al. /48/ erreicht die maximale Druckdifferenz über die Brennelementkastenseitenwände einen Wert von ca. 0,5 bar (Abb. 2.6).

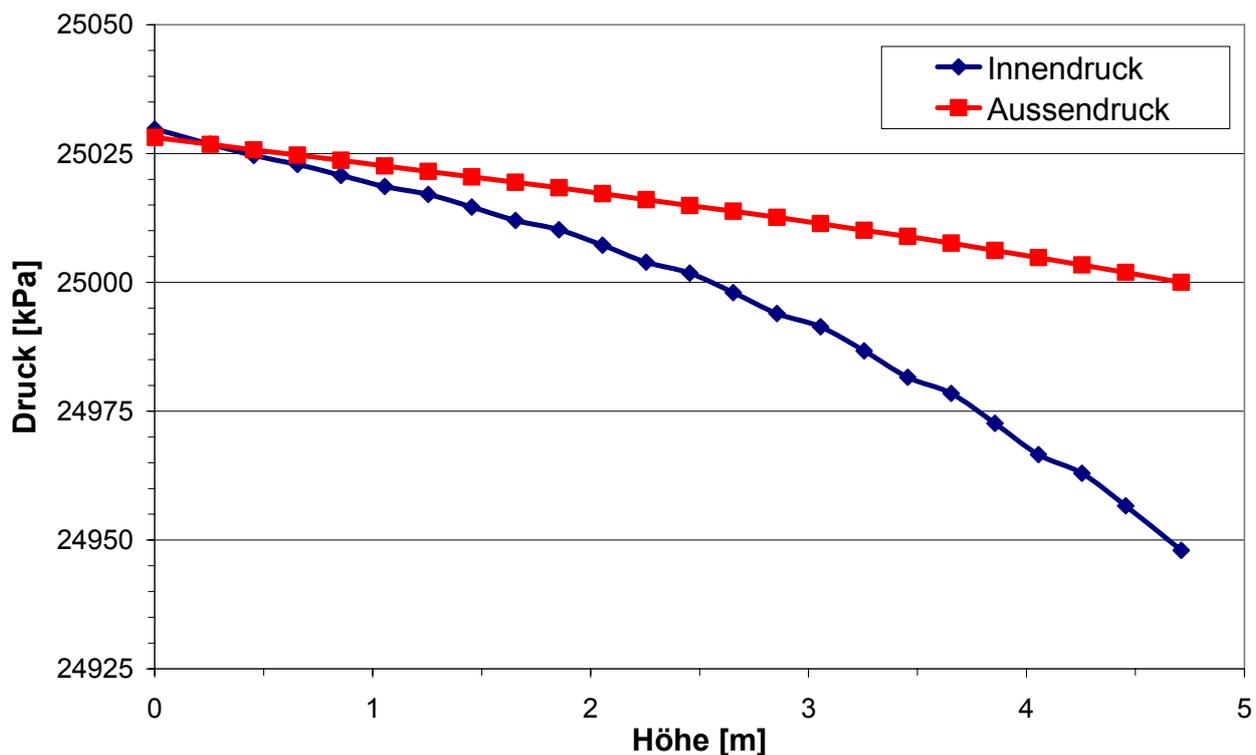


Abb. 2.6 Druckverlust entlang der Höhe des Brennelementkastens /48/

Aufgrund des niedrigeren Druckes des Kühlmittels innerhalb des Brennelementkastens wölben sich die Seitenmitten nach innen (Abb. 2.7).

Das Ergebnis der Festigkeitsanalyse von Himmel et al. /44/ mit dem Finite-Elemente-Softwarepaket ANSYS zeigt, dass sich die Kastenwand um maximal 0,2 mm auf einer Kastenhöhe von 4,5 m bei einer Temperatur von 450 °C durchbiegt. Der Spalt von 1 mm zwischen Brennstäben und Brennelementkastenwand wird dadurch bereits deutlich redu-

ziert, wodurch sich der Massenstrom an der Kasteninnenwand verringert und die Aufheizung sich erhöht.

Unter Verwendung der berechneten maximalen Durchbiegung der Kastenwand des Brennelements „sq2.1“ von 0,2 mm werden nun verschieden große hexagonale und quadratische Brennelemente ausgelegt und analysiert, um schlussendlich einen optimalen Brennelementtyp für weitere Untersuchungen auszuwählen.

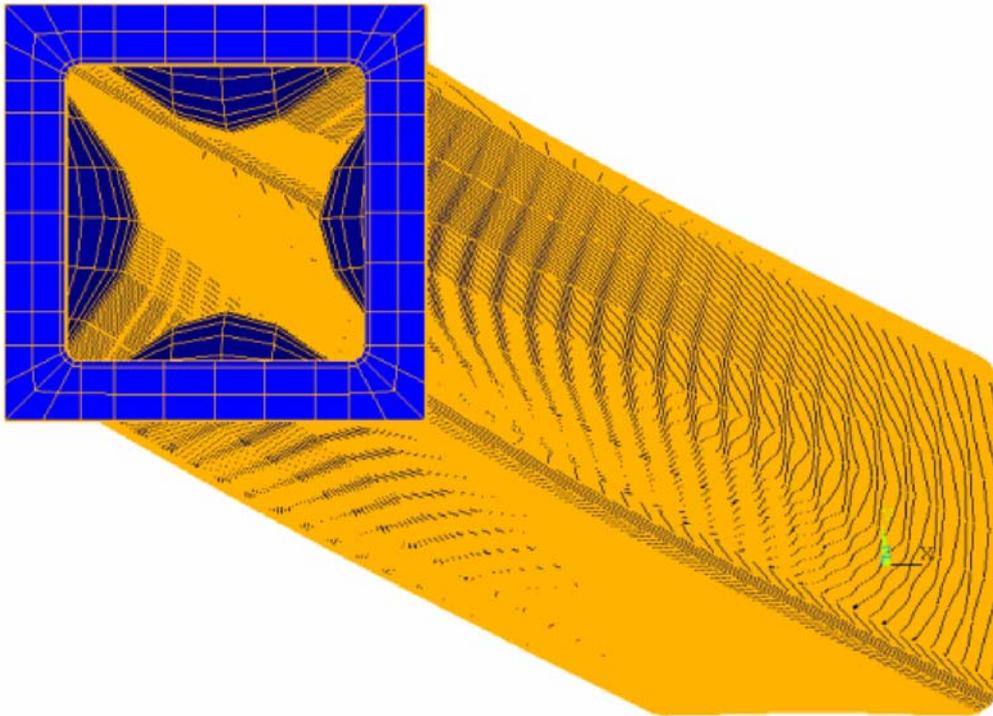


Abb. 2.7 150-fach überhöhte Darstellung der Verformung des Außenkastens aufgrund des Druckes /45/

2.3 Verallgemeinerung der Ergebnisse auf andere Brennelementtypen

Die Wandstärke wird mit Hilfe eines Ersatzsystems eines auf beiden Seiten fest eingespannten Biegebalkens berechnet. Dabei wird von der maximal möglichen Durchbiegung des Biegebalkens, der im aktuellen Fall eine Wand des Brennelementkastens und des Wasserkastens darstellt, ausgegangen.

Die Gleichung für die Durchbiegung für den Belastungsfall eines fest eingespannten Trägers mit konstantem Querschnitt ist folgendermaßen definiert [Beitz und Grote /60/].

$$f = \frac{q \cdot l^4}{384 \cdot E \cdot I_y} \quad (2.1)$$

Hierbei stellt f die Durchbiegung, q die Querkraft, l die Seitenlänge, E den E-Modul und I_y das axiale Flächenmoment 2. Grades dar.

Zur weiteren Erklärung der Variablen ist das Ersatzsystem eines auf beiden Seiten fest eingespannten Biegebalkens in Abb. 2.8 dargestellt:

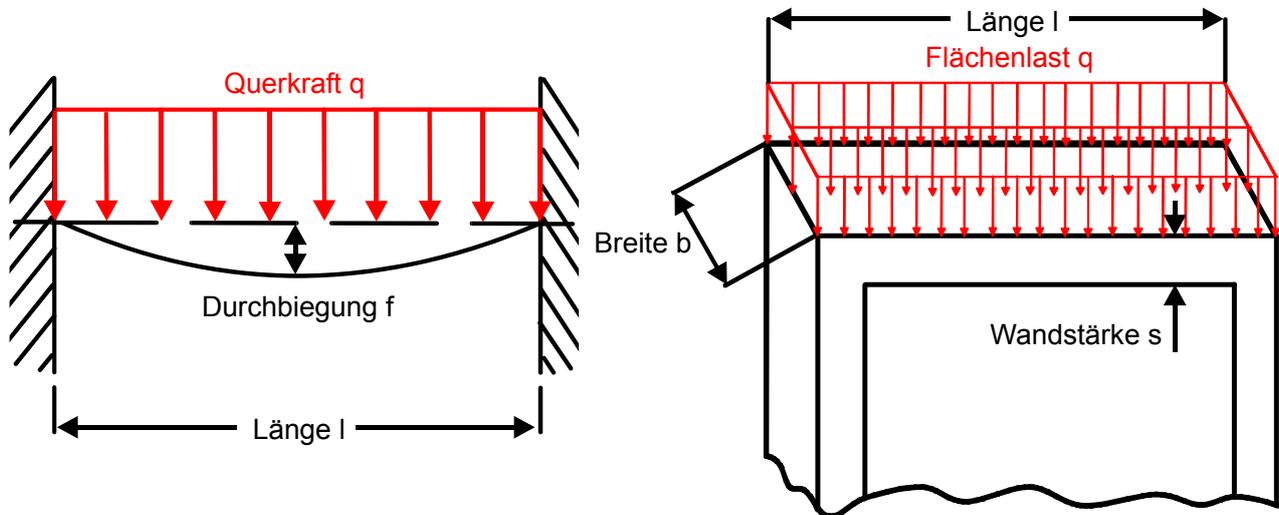


Abb. 2.8 Ersatzsystem des Biegebalkens (links) und Definition der Wandstärke

Mit den Variablen F = Kraft, A = Fläche, Δp = Druckabfall, b = Breite und s = Wandstärke folgt aus der Querkraft q

$$q = \frac{F}{l} = \frac{A \cdot \Delta p}{l} = \Delta p \cdot b \quad (2.2)$$

und dem axialen Flächenmoment 2. Grades

$$I_y = \frac{b \cdot s^3}{12} \quad (2.3)$$

die Wandstärke s (siehe Abb. 2.8) für eine vorgegebene Durchbiegung f :

$$s = \sqrt[3]{\frac{\Delta p \cdot l^4}{32 \cdot E \cdot f}} \quad (2.4)$$

Ausgehend von den gleichen Randbedingungen der Festigkeitsanalyse (Geometrie, Druckdifferenz), der bekannten maximalen Durchbiegung des Brennelement- und des Wasserkastens in einer Höhe von 4,5 m und einem Elastizitätsmodul des Stahles SS316L von 162000 N/mm^2 [Neubronner und Stübner /61/] bei einer Temperatur von 450 °C können die Wandstärken unterschiedlicher Brennelementtypen mit der Gleichung (2.4) berechnet werden. Abschließend wird anhand ausgewählter Kriterien das optimale Brennelement für weitere Untersuchungen ausgewählt.

Auslegung eines Brennelements für den HPLWR

Die zur Untersuchung stehenden Brennelemente können vereinfachend anhand der Wasserkästen in horizontaler bzw. vertikaler Richtung unterschieden werden. Das mit der Festigkeitsanalyse untersuchte Referenzbrennelement hat beispielsweise einen Kasten entlang einer Brennelementwand. Vier Kästen entsprechen dem Entwurf von Yamaji et al. /27/ (Abb. 1.5) und sechs Wasserkästen dem Entwurf von Oka et al. /31/ (Abb. 1.6).

Die innere Seitenlänge eines Brennelementkastens setzt sich aus der Anzahl der Brennstäbe entlang der Innenseite, ihres Abstandes voneinander und aus dem Abstand der beiden Außenstäbe von der Wand zusammen. Hierbei ist zusätzlich zu beachten, dass sich die Kastenlänge bei zwei Brennstoffreihen pro Brennelement („sq2.1“, „hex2.1“) dementsprechend vergrößert.

Die Ergebnisse der Berechnungen zu den untersuchten Brennelementen für den HPLWR sind in Tab. 2.1 zusammengefasst. Die Abkürzung Wk steht für Wasserkasten, Bk für Brennelementkasten, Brst für Brennstoff, Bs für Brennstab, Hr für Brennstoffhüllrohr, n für die Anzahl, t für Teilung und d für Durchmesser. Im oberen Abschnitt der Tabelle sind die zur Berechnung relevanten geometrischen Randbedingungen der untersuchten Brennelemente dargestellt; im unteren Abschnitt die sich mit Gleichung (2.4) ergebenden Wandstärken und Außenlängen.

Tab. 2.1 Geometrie quadratischer und hexagonaler Brennelemente in mm

Durchbiegung /44/	mm	0,2	0,2	0,2	0,2	0,2	0,2	0,2	0,2	0,2
HPLWR		sq1.1	sq2.1	sq1.2	sq1.3	sq1.4	sq1.5	sq1.6	hex1.1	hex2.1
n Wk	-	1	1	4	9	16	25	36	1	1
n vertikaler Wk	-	1	1	2	3	4	5	6	-	-
n horizontaler Wk	-	1	1	2	3	4	5	6	-	-
Durchmesser Brst /33/	mm	6,9	6,9	6,9	6,9	6,9	6,9	6,9	6,9	6,9
innerer Durchmesser Hr /33/	mm	7	7	7	7	7	7	7	7	7
Durchmesser Bs /33/	mm	8	8	8	8	8	8	8	8	8
Teilung / Durchmesser (t/D) /33/	-	1,15	1,15	1,15	1,15	1,15	1,15	1,15	1,3	1,3
Teilung /33/	mm	9,2	9,2	9,2	9,2	9,2	9,2	9,2	10,4	10,4
Abstand Bs / Wand /33/	mm	1	1	1	1	1	1	1	1	1
Abstand zw. Bs /33/	mm	1,2	1,2	1,2	1,2	1,2	1,2	1,2	2,4	2,4
n Bs (in 1 Reihe)	-	5	7	9	13	17	21	25	3	4
n Bs (in 1 Wk-Reihe)	-	3	3	3	3	3	3	3	-	-
n Bs	-	16	40	45	88	145	216	301	12	30
Druckdifferenz /49/	N/mm ²	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05
E-Modul SS316L /61/	N/mm ²	162000	162000	162000	162000	162000	162000	162000	162000	162000
Innere Seitenlänge Bk	mm	46,8	65,2	83,6	120,4	157,2	194	230,8	26,6	37
Wandstärke Bk Gl. (2.4)	mm	0,6	1	1,3	2,2	3,1	4,1	5,2	0,3	0,4
Äußere Seitenlänge Bk	mm	48	67,2	86,2	124,8	163,4	202,2	241,2	26,9	37,5
Äußere Seitenlänge Wk	mm	26,8	15,1	15,1						
Wandstärke Wk	mm	0,3	0,1	0,1						
Innere Seitenlänge Wk	mm	26,2	15	15						

Auf Untersuchungen mit dreireihigen Brennelementen wird verzichtet, da, wie bereits erwähnt, schon Buongiorno /25/ festgestellt hat, dass der Brennstoff infolge eines zu großen Abstands zum Moderator, eine höhere Anreicherung benötigen würde.

Nach Tab. 2.1 ergibt sich beispielsweise für den Kasten des Brennelements „sq1.1“ eine innere Seitenlänge von 46,8 mm und nach Gleichung (2.4) eine Wandstärke von 0,6 mm.

Mit steigender Anzahl von Brennstäben im Brennelement wächst die Wandstärke proportional zu $I^{7/6}$ (Abb. 2.9). Da mit steigender Wandstärke gleichzeitig mehr neutronenabsorbierendes Material in den Kern eingebracht wird, stellt das einen eindeutigen Nachteil für die großen Brennelemente dar.

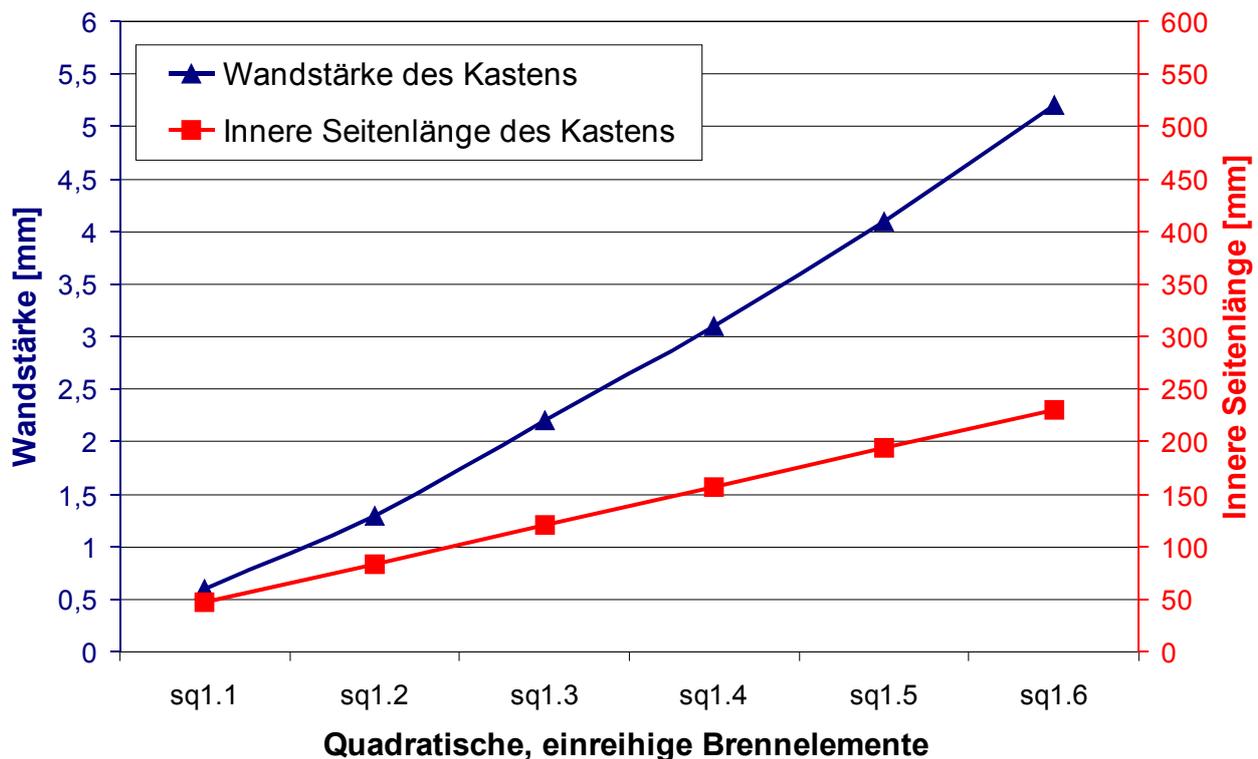


Abb. 2.9 Beziehung zwischen Seitenlänge und Wandstärke

Da bei den hexagonalen Brennelementkästen die inneren Seitenlängen bei 26,6 mm bzw. 37 mm liegen, sind die Wandstärken gegenüber einem quadratischen Element mit gleicher Anzahl an Brennstäben etwa 50 % geringer. So liegt die Wandstärke für das Brennelement „hex1.1“ bei 0,3 mm und für „hex2.1“ bei 0,4 mm (s. Tab. 2.1).

Die quadratischen Wasserkästen haben eine äußere Seitenlänge von 26,8 mm und eine Wandstärke von 0,3 mm. Die hexagonalen Wasserkästen besitzen eine äußere Seitenlänge von 15,1 mm und eine Wandstärke von 0,1 mm. Aufgrund von Oxidationsvorgängen auf der Oberfläche des Stahls SS316L in überkritischem Wasser reduziert sich die tragende Dicke des Wasserkastens /57/. Daher werden aus Sicherheitsgründen die Wasserkastenwandstärken im Falle der quadratischen Brennelemente auf 0,4 mm und der hexagonalen Brennelemente auf 0,2 mm erhöht.

Die Folgen für die Moderation durch die Absorption von Neutronen durch das Strukturmaterial der großen Brennelemente mit dickeren Brennelementkastenwänden wird in Abb. 2.10 deutlich. Aufgrund der kleineren Abmaße des Brennelementtyps „sq1.1“ finden bis zu 300 Brennelemente auf einem Quadratmeter Platz. Bei den größten hier untersuchten Geometrien, wie z.B. „sq1.6“, passen gerade 16 Brennelemente auf einen Quadratmeter. Wie in Abb. 2.10 durch die rote bzw. mit den Quadraten versehene Kurve dargestellt, liegt der Wandflächenanteil aller Brennelementkästen an einem Quadratmeter bei „sq1.1“ bei ca. 3,4%, bei „sq1.6“ bei 7,8%. Demnach bringen die kleineren Brennelemente trotz höherer Anzahl ein geringeres Strukturmaterialvolumen in den Kern ein als die großen.

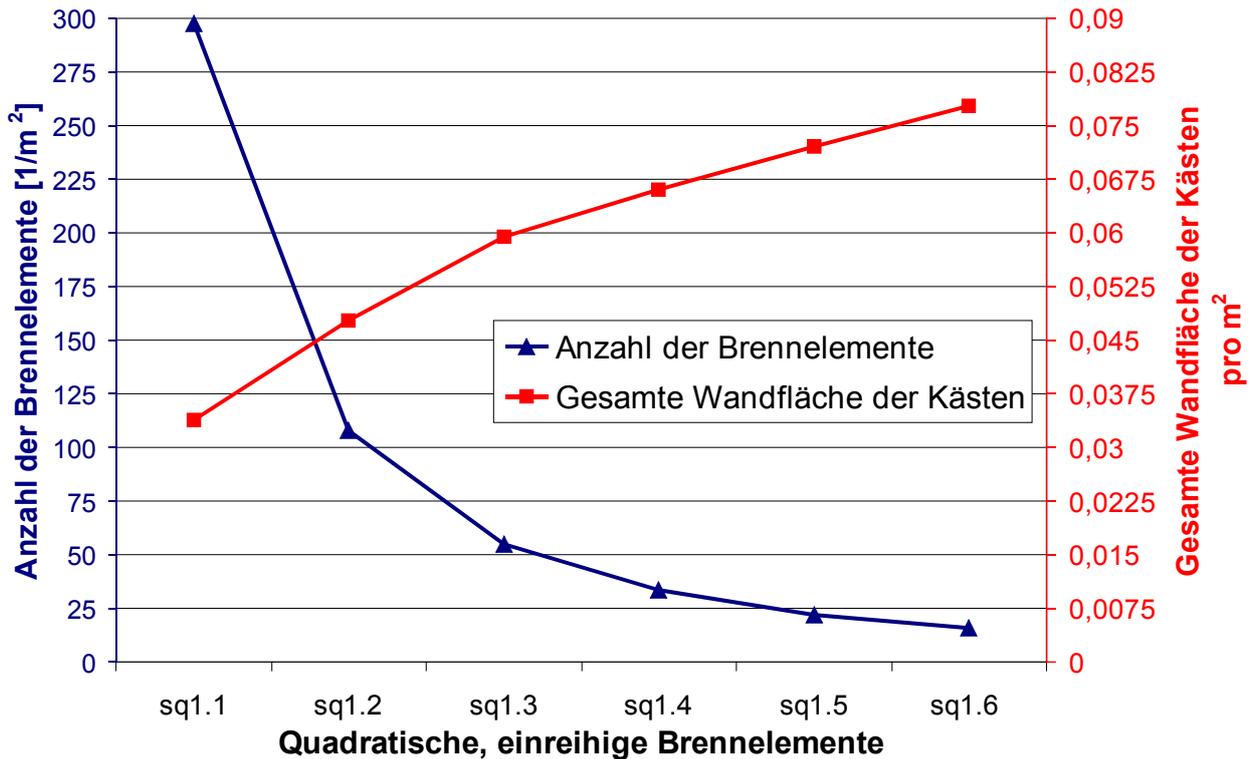


Abb. 2.10 Anzahl und gesamte Wandfläche der Brennelementkästen pro m²

Viel entscheidender hinsichtlich der neutronischen Auslegung sind die im nächsten Kapitel behandelten Verhältnisse Moderator/Kühlmittel zu Brennstoff und Strukturmaterial zu Brennstoff.

2.4 Analyse der untersuchten Brennelementtypen

Um die verschiedenen Brennelementkonstruktionen vergleichen zu können, werden die Verhältnisse Strukturmaterial zu Brennstoff und Moderator zu Brennstoff analysiert. Die darauf folgende Aufheizung des Kühlmittels der betrachteten Brennelemente mittels einer vereinfachten Analyse der Unterkanäle komplettiert die für die Auswahl des Brennelements untersuchten Kriterien.

2.4.1 Verhältnis Strukturmaterial zu Brennstoff

Mit der Gleichung (2.5) werden die Volumina der Struktur und des Brennstoffes des jeweiligen Brennelements aus den Daten der Tab. 2.1 berechnet. Zum Strukturmaterial gehören der Kasten, der die Brennstäbe ummantelt, der Kasten bzw. die Kästen des Moderatorkanals bzw. der Moderatorkanäle und die Hülle des Brennstoffs.

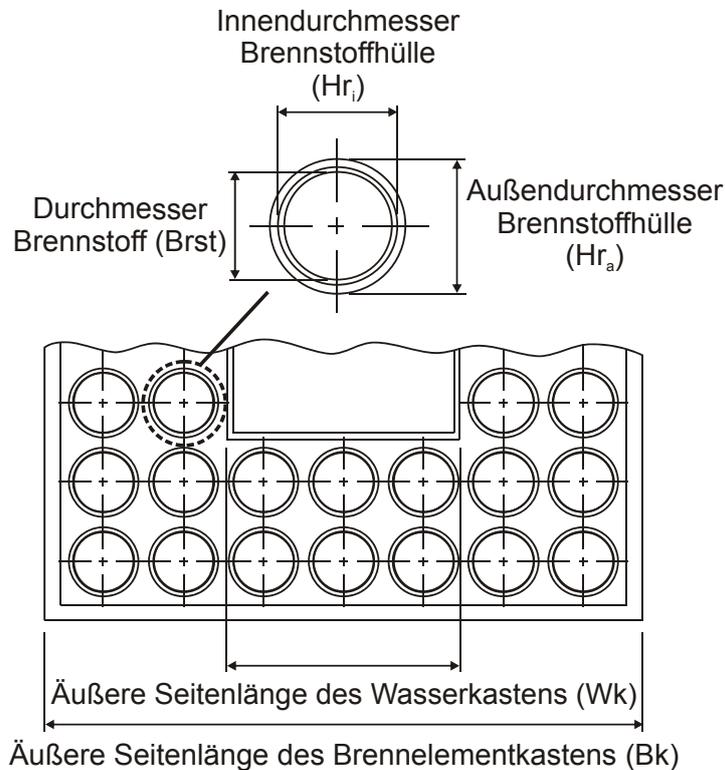


Abb. 2.11 Details eines Brennelements

Die Höhe aller Bauteile des Brennelements beträgt 4,5 m und ist deshalb aus den folgenden Gleichungen herausgekürzt.

$$\frac{V_{\text{Struktur}}}{V_{\text{Brennstoff}}} = \frac{V_{\text{Brennelementkasten}} + V_{\text{Wasserkasten}} + V_{\text{Brennstabhülle}}}{V_{\text{Brennstoff}}} \quad (2.5)$$

Für die quadratischen Brennelemente gilt:

$$\frac{V_{\text{Struktur}}}{V_{\text{Brennstoff}}} = \frac{[A_{\text{Bk}_a} - A_{\text{Bk}_i}] + n_{\text{Wk}} \cdot [A_{\text{Wk}_a} - A_{\text{Wk}_i}] + n_{\text{Bs}} \cdot \frac{\pi}{4} \cdot (d_{\text{Hr}_a}^2 - d_{\text{Hr}_i}^2)}{n_{\text{Bs}} \cdot \frac{\pi}{4} \cdot d_{\text{Brst}}^2} \quad (2.6)$$

Für die hexagonalen Brennelemente gilt:

$$\frac{V_{\text{Struktur}}}{V_{\text{Brst}}} = \frac{\left[6 \cdot \left(\frac{(l_{\text{Bk}_a} + l_{\text{Bk}_i})}{2} \cdot s_{\text{Bk}} \right) \right] + n_{\text{Wk}} \cdot \left[6 \cdot \left(\frac{(l_{\text{Wk}_a} + l_{\text{Wk}_i})}{2} \cdot s_{\text{Wk}} \right) \right] + n_{\text{Bs}} \cdot \frac{\pi}{4} \cdot (d_{\text{Hr}_a}^2 - d_{\text{Hr}_i}^2)}{n_{\text{Bs}} \cdot \frac{\pi}{4} \cdot d_{\text{Brst}}^2} \quad (2.7)$$

Der Index Wk steht für Wasserkasten, Bk für Brennelementkasten, Bs für Brennstab, Brst für Brennstoff, Hr für Brennstoffhüllrohr, s für die Wandstärke, n für die Anzahl, a für außen und i für innen (siehe Abb. 2.11).

Um das Volumenverhältnis als Massenverhältnis angeben zu können, wird das Volumen mit der jeweiligen Dichte multipliziert. Diese beläuft sich für das Strukturmaterial SS316L auf 8000 kg/m^3 /61/, wobei Hüllrohrmaterial und Material der Brennelement- und Wasserkästen als gleich angenommen werden. Der Brennstoff Urandioxid hat eine Dichte von ca. 11000 kg/m^3 [Gebhardt et al. /62/].

Das Ergebnis der Berechnungen ist in Tab. 2.2 dokumentiert.

Tab. 2.2 Verhältnis Strukturmaterial zu Brennstoff

	sq 1.1	sq 2.1	sq 1.2	sq 1.3	sq 1.4	sq 1.5	sq 1.6	hex 1.1	hex 2.1
Volumenverhältnis Struktur zu Brennstoff	0,576	0,52	0,678	0,758	0,806	0,848	0,886	0,462	0,411
Massenverhältnis Struktur zu Brennstoff	0,419	0,378	0,493	0,551	0,586	0,617	0,644	0,336	0,299

In Abb. 2.12 ist sowohl das Volumen- als auch das Massenverhältnis Strukturmaterial zu Brennstoff für die betrachteten Brennelemente dargestellt.

Wie die graphische Darstellung Abb. 2.12 der Werte aus Tab. 2.2 zeigt, existiert bei den quadratischen Brennelementen ein Minimum im Volumen- und Massenverhältnis bei der Brennelementversion vom Typ „sq2.1“. Im Vergleich zu „sq1.1“ sind beide Verhältnisse kleiner, da mehr Brennstäbe im Brennelement vorhanden sind.

Bei den hexagonalen Brennelementen ist ein ähnlicher Trend zu erkennen. Im Vergleich zu den quadratischen Brennelementen sind die absoluten Werte erwartungsgemäß geringer. Das Brennelement vom Typ „hex2.1“ hat das niedrigste Verhältnis von Strukturmaterial zu Brennstoff.

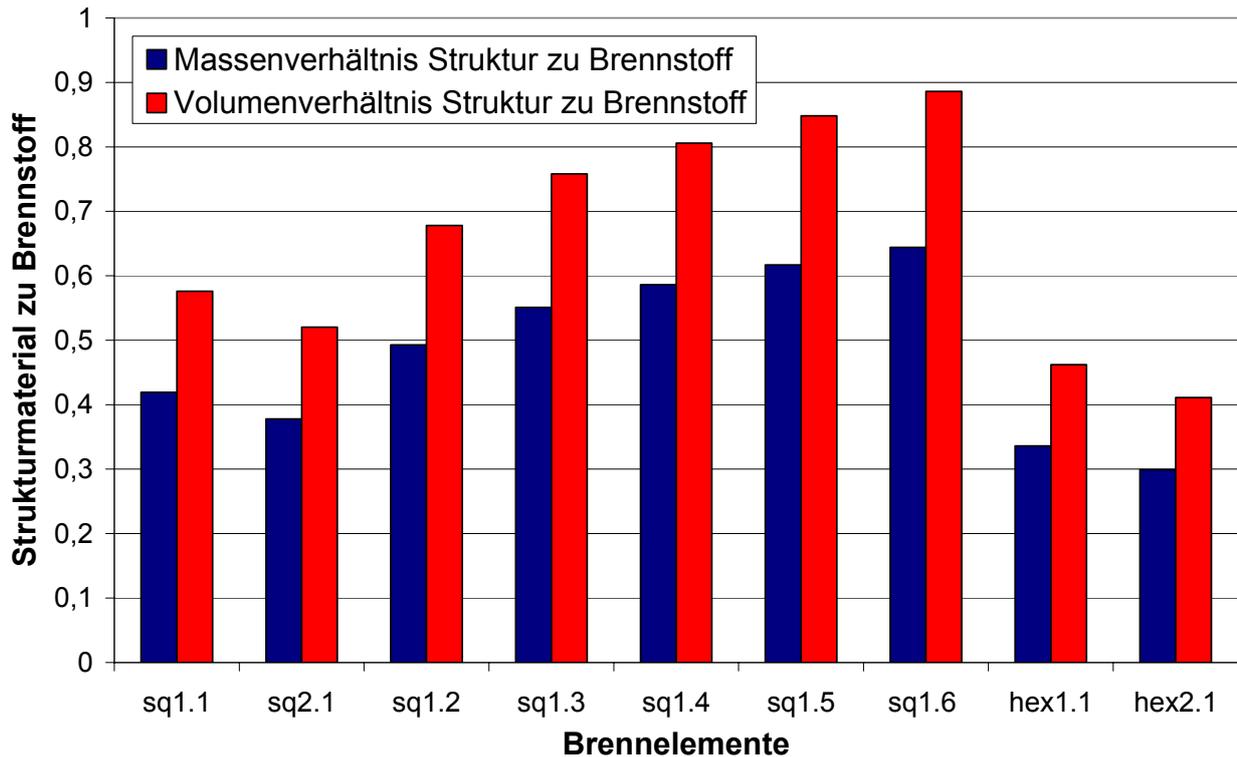


Abb. 2.12 Verhältnis Strukturmaterial zu Brennstoff der betrachteten Brennelemente

2.4.2 Verhältnis Moderator/Kühlmittel zu Brennstoff

Bei der Berechnung des Verhältnisses Moderator­masse zu Brennstoff­masse zählen zur Moderator­masse das Wasser, welches sowohl durch die Wasserkästen als auch um das Brennelement innerhalb des Spalts in Richtung unteres Plenum fließt, und das aufsteigende Kühl­mittel, welches neben der Kühlung auch zur Moderation der Neutronen beiträgt.

$$\frac{V_{\text{Moderator}}}{V_{\text{Brennstoff}}} = \frac{V_{\text{Moderator}} + V_{\text{Kühlmittel}}}{V_{\text{Brennstoff}}} \quad (2.8)$$

Gleichung (2.9) gilt für die quadratischen Brennelemente:

$$\frac{V_{\text{Mod}}}{V_{\text{Brst}}} = \frac{4 \cdot [(l_{\text{Wak}} + 0,5 \cdot b_{\text{Ws}}) \cdot 0,5 \cdot b_{\text{Ws}}] + n_{\text{Wk}} \cdot l_{\text{WiW}}^2 + [l_{\text{WiK}}^2 - n_{\text{Wk}} \cdot l_{\text{WaW}}^2 - n_{\text{Bs}} \cdot \frac{\pi}{4} \cdot d_{\text{Bs}}^2]}{n_{\text{Bs}} \cdot \frac{\pi}{4} \cdot d_{\text{Brst}}^2} \quad (2.9)$$

Die Fläche eines Sechsecks ist durch die Gleichung $A = 2,598 \cdot l^2$ definiert. Für die hexagonalen Brennelemente gilt somit:

$$\frac{V_{\text{Mod}}}{V_{\text{Brst}}} = \frac{2,598 \cdot \left[(l_{\text{Ws}_a}^2 - l_{\text{Bk}_a}^2) + n_{\text{Wk}} \cdot l_{\text{WiW}}^2 + (l_{\text{WiK}}^2 - n_{\text{Wk}} \cdot l_{\text{WaW}}^2) \right] - (n_{\text{Bs}} \cdot \frac{\pi}{4} \cdot d_{\text{Bs}}^2)}{n_{\text{Bs}} \cdot \frac{\pi}{4} \cdot d_{\text{Brst}}^2} \quad (2.10)$$

Der Index *Ws* steht für Wasserspalt (10 mm), *WaK* für Wandaußenseite des Brennelementkastens, *Bs* für Brennstab, *Brst* für Brennstoff, *WaW* für Wandaußenseite des Wasserkastens und *WiW* für Wandinnenseite des Wasserkastens.

Die Volumenverhältnisse Moderator/Kühlmittel zu Brennstoff der betrachteten Brennelemente sind in Tab. 2.3 aufgelistet.

Tab. 2.3 Volumenverhältnis Moderator/Kühlmittel zu Brennstoff

	sq 1.1	sq 2.1	sq 1.2	sq 1.3	sq 1.4	sq 1.5	sq 1.6	DWR	hex 1.1	hex 2.1
Volumenverhältnis Moderator/Kühlmittel zu Brennstoff	4,02	2,44	3,79	3,73	3,71	3,7	3,69	1,7	3,82	2,4

Das Volumenverhältnis eines Druckwasserreaktors ist Band 2 der Reaktortechnik von Smidt /40/ entnommen.

Mit der konstanten Brennstoffdichte ($\rho_{\text{Brst}} = 11000 \text{ kg/m}^3$), der Moderator- und Kühlmitteldichte (hexagonale Brennelemente /33/; quadratische Brennelemente /49/) ergeben sich folgende in Tab. 2.5 gezeigten Massenverhältnisse. Da der Dichteverlauf des Spalts zwischen den hexagonalen Brennelementen nicht bekannt ist, wird angenommen, dass der Dichteverlauf des Moderators im Spalt und im Wasserkasten gleich ist.

Tab. 2.4 Verlauf der Dichte des Wassers im Kern

		quadratisch	DWR	hexagonal
Dichte des Moderators				
unten	kg/m ³	600	745	612
Mitte	kg/m ³	620	705	602
oben	kg/m ³	730	665	783
Dichte des Kühlmittels				
unten	kg/m ³	740	745	728
Mitte	kg/m ³	170	705	249
oben	kg/m ³	90	665	89

Tab. 2.5 Massenverhältnis Moderator/Kühlmittel zu Brennstoff

	sq 1.1	sq 2.1	sq 1.2	sq 1.3	sq 1.4	sq 1.5	sq 1.6	DWR	hex 1.1	hex 2.1
Massenverhältnis Moderator/ Kühlmittel zu Brennstoff										
unten	0,233	0,146	0,221	0,218	0,216	0,216	0,215	0,115	0,277	0,175
Mitte	0,181	0,096	0,169	0,166	0,164	0,164	0,163	0,109	0,212	0,117
oben	0,202	0,102	0,188	0,184	0,183	0,182	0,181	0,103	0,245	0,124
Wasserspalt zwi- schen den Brenn- elementen [mm]	10	10	10	10	10	10	10	-	10	10

Die grafische Darstellung der Tab. 2.5 in Abb. 2.13 zeigt, dass bei den untersuchten Brennelementen im unteren Teil (blau) des Kerns die Moderation im Vergleich zu oben (rot) und der Mitte (gelb) am größten ist. Hier befinden sich der von oben herabströmende, erwärmte Moderator und das frische Kühlwasser. In der Mitte des Kerns ist die Moderation in jedem Brennelement minimal. Oben liegen der frische Moderator mit hoher Dichte und das Kühlmittel mit einer sehr geringen Dichte vor.

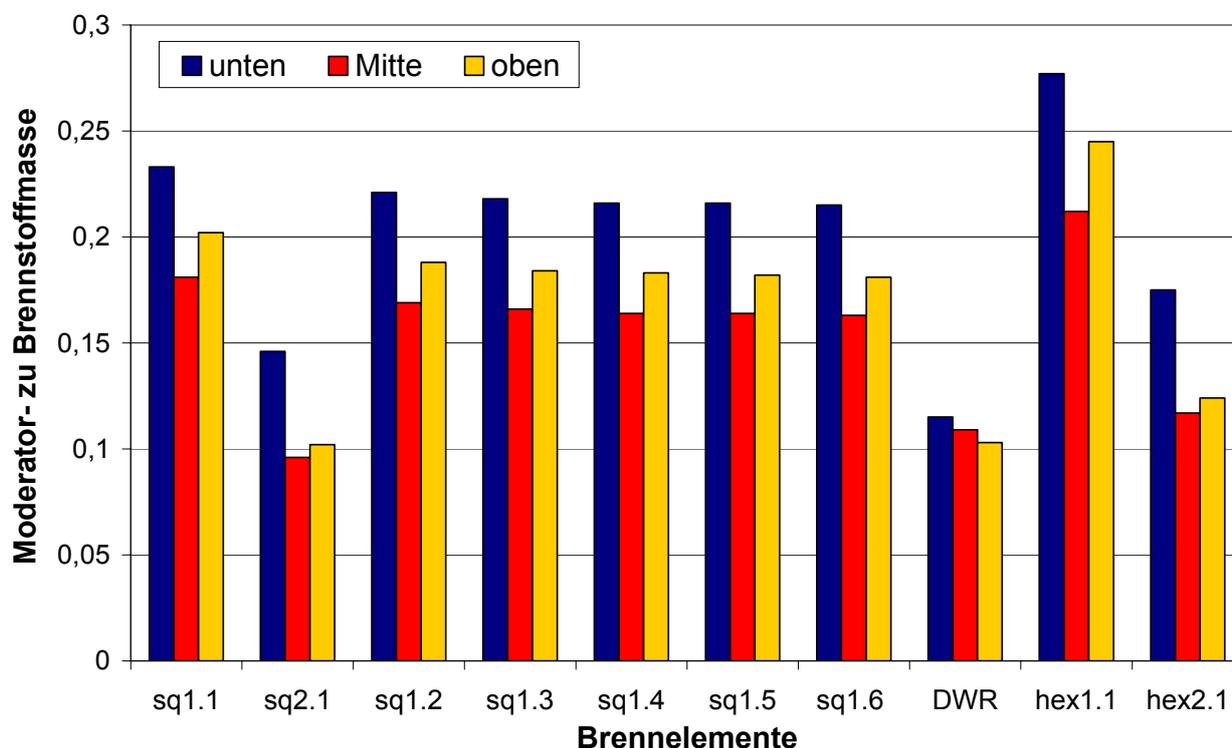


Abb. 2.13 Massenverhältnis Moderator/Kühlmittel zu Brennstoff der betrachteten Brennelemente

Unter den quadratischen Brennelementen hat das kleinste Massenverhältnis Moderator/Kühlmittel zu Brennstoff der quadratische Brennelementtyp „sq2.1“ und unter den he-

xagonalen Brennelementen der Brennelementtyp „hex2.1“. Dies ist dadurch zu erklären, dass bei beiden Typen verhältnismäßig mehr Brennstäbe im Brennelement durch die zwei Brennstoffreihen vorhanden sind.

Die Wahl eines Spalts von 10 mm mag an dieser Stelle willkürlich erscheinen. Die nachfolgende Parameterstudie kann jedoch zeigen, dass auch bei kleinerem Spalt zwischen den Brennelementkästen die einreihigen Brennelemente zu gut moderiert sind.

In Tab. 2.6 wird der mittlere Wert des Moderator-Brennstoff-Verhältnisses auf halber Höhe an den Wert 0,109 des Druckwasserreaktors bei einer Temperatur von 309 °C und einem Druck von 15,7 MPa durch eine Variation der Breite des Spalts zwischen den Brennelementkästen möglichst stark angenähert.

Tab. 2.6 Moderator/Kühlmittel zu Brennstoff (Variation der Spaltbreite)

	sq 1.1	sq 2.1	sq 1.2	sq 1.3	sq 1.4	sq 1.5	sq 1.6	DWR	hex 1.1	hex 2.1
Massenverhältnis Moderator/ Kühlmittel zu Brennstoff										
unten	0,164	0,157	0,162	0,175	0,182	0,188	0,191	0,115	0,176	0,168
Mitte	0,109	0,107	0,108	0,121	0,129	0,135	0,139	0,109	0,113	0,11
oben	0,117	0,116	0,116	0,132	0,141	0,148	0,152	0,103	0,116	0,116
Wasserspalt zwi- schen den Brenn- elementen [mm]	3	12	0	0	0	0	0	-	1	9

Es stellt sich heraus, dass trotz der Änderung der Größe des Wasserspalts das Massenverhältnis des DWR von 0,109 für viele Brennelemente nicht zu erreichen ist. Das lässt darauf schließen, dass einige der untersuchten Brennelemente trotz eines sehr kleinen Wasserspalt („sq1.1“, „hex1.1“) bzw. ohne Wasserspalt („sq1.2“ bis „sq1.6“) ausreichend moderiert sind. Dadurch verkleinert sich der Spielraum bei einer konstruktiven oder neutronischen Auslegung eines solchen Brennelements mit kleinem oder gar keinem Wasserspalt.

2.4.3 Vereinfachte Analyse der Unterkanäle

Die Strömungskanäle zwischen den Brennstäben lassen sich in so genannte Unterkanäle einteilen, die durch die Hüllrohr- oder Kastenwände einerseits und durch die Spalte zwischen den Hüllrohren bzw. zwischen Hüllrohr und Wand begrenzt werden. Ein mehr oder minder intensiver turbulenter Austausch von Masse, Impuls und Energie durch die Spalte sorgt für eine Vergleichmäßigung der Strömungs- und Temperaturverteilung im Brennelement. Dieser Austausch kann durch eine geeignete Konstruktion des Abstandshalters weiter verbessert werden. Idealerweise wird das Brennelement so konstruiert, dass bereits ohne jegliche Quervermischung jeder Unterkanal die gleiche Aufheizung erfährt, so dass die Austrittsenthalpieverteilung des Dampfes in erster Näherung gleichförmig ist. Dieser

erste Optimierungsschritt kann auch ohne eine aufwendige, numerische Berechnung durchgeführt werden, wie nachfolgend gezeigt wird.

Für die Analyse werden folgende vereinfachende Annahmen getroffen:

- Es gibt keinen Druckverlust durch Abstandshalter.
- Alle Brennstäbe haben das gleiche Leistungsprofil in axialer Richtung.
- Es gibt keinen Queraustausch zwischen den Unterkanälen.
- Es gibt keinen Wärmetransport in den Wänden der Brennelement- oder Wasserkästen.

Für die vereinfachte Unterkanalberechnung wird der Reibungs- bzw. Druckverlust berechnet als [Kast /63/]:

$$\Delta p = \lambda_R \cdot \frac{l}{d_h} \cdot \frac{\rho}{2} \cdot u^2 \quad (2.11)$$

mit der Strömungsgeschwindigkeit u

$$u = \frac{\dot{M}}{\rho \cdot A} \quad (2.12)$$

In die Druckverlust-Gleichung (2.11) eingesetzt und mit dem Hintergrund, dass sich die Dichte um Faktor sieben über die Höhe des Kerns ändert, ergibt sich der Druckverlust aus der Integration längs der Höhe.

$$\Delta p = \frac{\lambda_R}{2} \cdot \frac{1}{d_h} \cdot \frac{\dot{M}^2}{A^2} \cdot \int_0^l \frac{1}{\rho(z)} \cdot dz = \frac{\lambda_R}{8} \cdot \frac{\dot{M}^2}{A^3} \cdot P_b \cdot \int_0^l \frac{1}{\rho(z)} \cdot dz \quad (2.13)$$

Mit dem hydraulischen Durchmesser $d_h = 4A / P_b$ (P_b = benetzter Umfang) wird die Gleichung (2.13) nach dem Massenstrom \dot{M} aufgelöst.

$$\dot{M} = \sqrt{\frac{8 \cdot \Delta p \cdot A^3}{P_b \cdot \lambda_R} \cdot \frac{1}{\int_0^l \frac{1}{\rho(z)} \cdot dz}} \quad (2.14)$$

Die Enthalpiedifferenz wird aus der Gleichung des Wärmestroms \dot{Q}_{zu} abgeleitet.

$$\dot{Q}_{zu} = P_H \cdot \int_0^l q_w(z) \cdot dz = \dot{M} \cdot \Delta h \quad (2.15)$$

Um die Enthalpiedifferenz eines Unterkanals zu erhalten, wird die Gleichung (2.15) nach der Enthalpiedifferenz aufgelöst.

$$\Delta h = \frac{P_H \cdot \int_0^l q_w(z) \cdot dz}{\dot{M}} \quad (2.16)$$

Wird die Gleichung (2.14) in die Gleichung (2.16) eingesetzt, so ergibt das die folgende Gleichung:

$$\Delta h = \frac{P_H \cdot \int_0^l q_w(z) \cdot dz}{\sqrt{\frac{8 \cdot \Delta p \cdot A^3}{P_b \cdot \lambda_R} \cdot \int_0^l \frac{1}{\rho(z)} \cdot dz}} \quad (2.17)$$

In diesen Gleichungen ist P_H der beheizte Umfang (mm), l die Unterkanallänge (mm), q_w die Wandwärmestromdichte (W/m^2) in z -Richtung, A die Fläche des Unterkanals (mm^2), λ_R die Rohrreibungszahl (-), Δp die Druckdifferenz (Pa) über die Länge l und ρ die Dichte (kg/m^3) in z -Richtung.

Die Gleichung (2.17) gilt für jeden einzelnen Unterkanal. Aus ihr ist folgende Proportionalität erkennbar:

$$\Delta h \propto \frac{P_H}{\sqrt{\frac{A^3}{P_b}}} = \frac{P_H \cdot \sqrt{P_b}}{\sqrt{A^3}} \quad (2.18)$$

Wird die Enthalpiedifferenz eines einzelnen Unterkanals j ins Verhältnis zur gesamten Enthalpiedifferenz des Brennelements gesetzt, so ergibt sich:

$$\frac{\Delta h_j}{\Delta h_{BE}} = \frac{\text{Enthalpiedifferenz Unterkanal } j}{\text{Enthalpiedifferenz Brennelement}} = \frac{\frac{P_{H,j}}{\sqrt{\frac{A_j^3}{P_{b,j}}}}}{\frac{P_{H,BE}}{\sum_{j=1}^{j_{\max}} \left(\sqrt{\frac{A_j^3}{P_{b,j}}} \cdot n_j \right)}} \quad (2.19)$$

Hier ist n_j die Gesamtanzahl der jeweiligen Unterkanäle eines Unterkanaltyps j .

In den quadratischen einreihigen Brennelementen („sq1.1“ – „sq1.6“) sind drei verschiedene Unterkanaltypen zu finden ($j = 1, 2$ und 3). Im quadratischen, zweireihigen Brennelement („sq2.1“) gibt es vier verschiedene Unterkanaltypen ($j = 1, 2, 3$ und 4). Die Kastenwände werden vereinfacht ohne Eckradien angesehen.

In Abb. 2.14 sind die Unterkanäle innerhalb des zweireihigen, quadratischen Brennelements „sq2.1“ dargestellt. Abb. 2.21 zeigt die Unterkanäle des zweireihigen, hexagonalen Brennelements „hex2.1“.

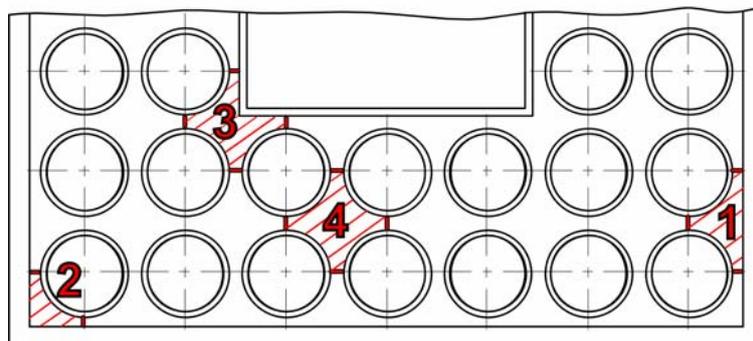


Abb. 2.14 Unterkanäle im Brennelement „sq2.1“

Im hexagonalen, zweireihigen Brennelement („hex2.1“) gibt es wie im quadratischen, zweireihigen Element vier verschiedene Unterkanaltypen.

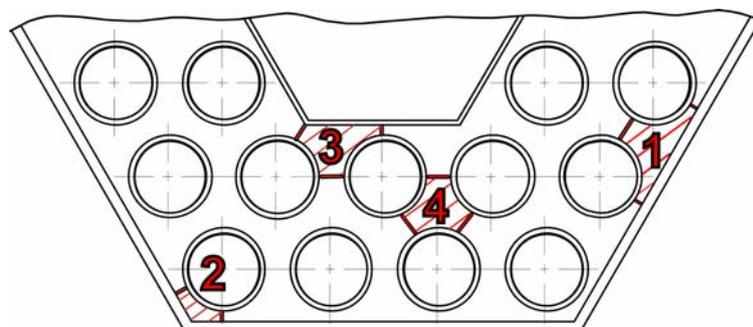


Abb. 2.15 Unterkanäle im Brennelement „hex2.1“

Die Ergebnisse der Unterkanalanalyse liegen in Tab. 2.7 vor.

Tab. 2.7 Verhältnis der Enthalpiedifferenzen

	sq 1.1	sq 2.1	sq 1.2	sq 1.3	sq 1.4	sq 1.5	sq 1.6	hex 1.1	hex 2.1
Teilung / Durchmesser	1,15	1,15	1,15	1,15	1,15	1,15	1,15	1,3	1,3
Abstand Bs / Wand [mm]	1	1	1	1	1	1	1	1	1
Abstand zw. Bs [mm]	1,2	1,2	1,2	1,2	1,2	1,2	1,2	2,4	2,4
Verhältnis Enthalpie- differenz im 1. Unter- kanal zu der im Bündel	1	0,98	0,998	0,997	0,996	0,996	0,996	1,017	0,998
Verhältnis Enthalpie- differenz im 2. Unter- kanal zu der im Bündel	0,94	0,922	0,938	0,937	0,937	0,937	0,936	2,055	2,016
Verhältnis Enthalpie- differenz im 3. Unter- kanal zu der im Bündel	1,009	0,989	1,006	1,005	1,005	1,005	1,005	0,891	0,874
Verhältnis Enthalpie- differenz im 4. Unter- kanal zu der im Bündel	-	0,997	-	-	-	-	-	-	1,016

Diese hängen von dem Verhältnis Teilung zu Durchmesser, dem Abstand zwischen Brennstab und Wand und dem Abstand zwischen zwei Brennstäben ab. Die Aufheizung innerhalb des Unterkanals 2 der hexagonalen Brennelemente ist sehr hoch. Da die Fläche um fast das vierfache kleiner ist als die der Unterkanäle 1, 3 und 4, ergeben sich aufgrund der Gleichung (2.19) diese extremen Werte für die Enthalpiedifferenz des Unterkanals 2.

Da auch die Berechnung der Neutronik im Allgemeinen für diesen Brennstab eine außergewöhnlich hohe Leistung ergeben hat, wurde von Cheng et al. /33/ der Vorschlag gemacht, diese Eckstäbe durch so genannte „Dummies“ (Attrappen) zu ersetzen, die dieselbe Geometrie wie ein Brennstab besitzen, aber nicht zur Aufheizung des Kühlmittels beitragen. Die Lösung mit den Attrappen kommt aber nur für die großen Elemente in Frage, da bei den kleinen Brennelementen der Anteil der Eckbrennstäbe an der Gesamtanzahl von Brennstäben zu groß ist. Ein Austausch von Brennstäben durch Attrappen in kleinen Brennelementen wirkt sich sehr nachteilig auf die Leistungsdichte eines kleinen Brennelements aus.

Dagegen vermieden Waata et al. /49/ diese heißen Unterkanäle in den Ecken der Brennelemente durch eine niedrigere Anreicherung der Eckbrennstäbe. Im Gegensatz zu den restlichen Brennstäben besaßen die Eckbrennstäbe statt einer Anreicherung von 5 % nur eine Anreicherung von 4 %.

In Abb. 2.16 ist das mit der vereinfachten Strömungsanalyse erzielte Ergebnis aus der Tab. 2.7 ohne Eckbrennstäbe dargestellt. In dieser Abbildung ist zu erkennen, dass durch die geeignete Wahl der Abstände zwischen den Brennstäben und den Kastenwänden im

Verhältnis zum Abstand der Brennstäbe untereinander bereits eine recht gleichmäßige Aufheizung des Kühlmittels zu erwarten ist. Eine Ausnahme bildet der 3. Unterkanal der hexagonalen Brennelemente, welcher zu gering aufgeheizt wird.

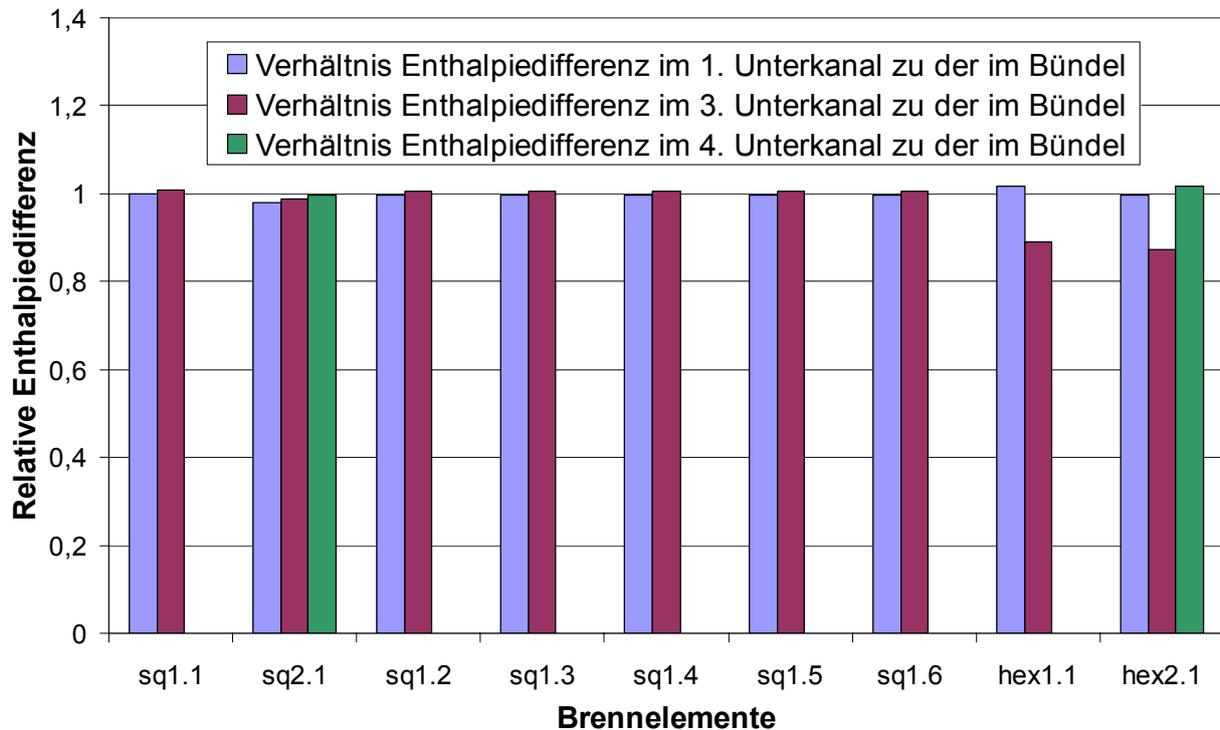


Abb. 2.16 Unterkanalanalyse ohne zweiten Unterkanal

Der sehr viel genauere Unterkanal-Code STAFAS von Cheng et al. /33/ verzichtete bei der Unterkanalanalyse weder auf den Wärmeaustausch über die Brennelement- oder Wasserkästen noch den Queraustausch zwischen den Unterkanälen. Dennoch ist bei Cheng et al. /33/ der gleiche Trend wie in der vereinfachten Unterkanalanalyse zu erkennen: Die Aufheizung innerhalb der Unterkanäle der quadratischen Brennelemente ist wesentlich gleichmäßiger wie innerhalb der Unterkanäle der hexagonalen Brennelemente.

Des Weiteren unterscheiden sich die Aufheizungen in den Unterkanälen 1 und 3 im Falle eines quadratischen Brennelements sowohl in der vereinfachten Unterkanalanalyse als auch in der exakten Analyse von Cheng et al. /33/ nur um ca. 1 %. Vergleichsweise dazu heizt sich im Falle eines hexagonalen Brennelements bei beiden Analysen der 4. Unterkanal am stärksten auf, gefolgt vom 1. und schließlich vom 3. Unterkanal. Die Aufheizung in den Unterkanälen 1 und 3 differiert um etwa 12 % bei der vereinfachten Analyse und um ca. 10 % bei der Analyse von Cheng et al. /33/. Die Aufheizung in den betrachteten zwei Unterkanälen unterschied sich bei den gekoppelten Berechnungen von Waata et al. /48/ noch deutlicher, da sie sowohl die Neutronik als auch die Thermohydraulik berücksichtigt haben.

Grundsätzlich ist aber festzuhalten, dass sowohl die vereinfachte Unterkanalanalyse als auch die Analyse mit Hilfe des thermohydraulischen Programms STAFAS eine gleichmäßigere Aufheizung innerhalb der quadratischen gegenüber den hexagonalen Brennelementen sehen.

2.5 Vergleich der Brennelementtypen

Die vorausgehenden Berechnungen geben einen ersten Hinweis, welche Vor- und Nachteile beispielsweise quadratische, einreihige Brennelemente oder hexagonale, zweireihige Brennelemente besitzen. Auf diese Weise ist es möglich, ein geeignetes Brennelement für weitere Untersuchungen zu bestimmen und Hinweise für weitere Optimierungen an diesem Brennelement zu erhalten:

Es lassen sich vier Schlussfolgerungen aus den vorgestellten Berechnungen ableiten:

- Die hexagonalen Brennelemente haben ein besseres Strukturmaterial- zu Brennstoff-Verhältnis als quadratische Brennelemente, da aufgrund von kürzeren Seitenlängen kleinere Wandstärken im Vergleich zu den quadratischen Brennelementen möglich sind.
- Kleine Brennelemente benötigen weniger Strukturmaterial als große.
- Zweireihige Brennelemente kommen dem bewährten Verhältnis Moderator/Kühlmittel zu Brennstoff eines Druckwasserreaktors deutlich näher als einreihige Brennelemente. Einreihige sind selbst ohne Spalt zwischen den Brennelementkästen im Vergleich zum Druckwasserreaktor „übermoderiert“.
- Die quadratischen Brennelemente verfügen voraussichtlich über eine gleichmäßigere Aufheizung als die hexagonalen, was sowohl die vereinfachte Unterkanalanalyse als auch die exaktere Analyse von Cheng et al. /33/ gezeigt hat.

Ein qualitativer Vergleich der untersuchten Brennelemente ist in Tab. 2.8 zu finden. Dabei stehen das Plus für positive Ergebnisse und das Minus für nachteilige Ergebnisse in der jeweiligen Untersuchung eines Brennelements.

Tab. 2.8 Qualitativer Vergleich der untersuchten Brennelemente

	Wandstärke	Strukturmaterial zu Brennstoff	Moderator/Kühlmittel zu Brennstoff	Vereinfachte Unterkanalanalyse
sq1.1	+	+	-	+
sq2.1	+	++	++	+
sq1.2	-	-	-	+
sq1.3	--	--	-	+
sq1.4	--	--	-	+
sq1.5	--	--	-	+
sq1.6	--	--	-	+
hex1.1	++	++	--	-
hex2.1	++	++	+	-

Für weitere Untersuchungen soll das Brennelement „sq2.1“ verfolgt werden. Dieses zweireihige, quadratische Brennelement hat gegenüber den anderen quadratischen Brennele-

menten die Vorteile, dass es das geringste Massenverhältnis von Strukturmaterial zu Brennstoff hat, dem Massenverhältnis Moderator/Kühlmittel zu Brennstoff des Druckwasserreaktors am nächsten kommt und die gleichmäßigste Aufheizung der Unterkanäle besitzt.

Das Brennelement „sq2.1“ besteht aus 40 Brennstäben, einem Brennelementkasten mit einer Außenlänge von 67,2 mm bei einer Wandstärke von 1 mm sowie einem Wasserkasten mit 26,8 mm Außenlänge bei einer Wandstärke von 0,4 mm. Die aktive Höhe der Brennstäbe beträgt 4200 mm. Die Höhe der Brennstabhüllrohre setzt sich aus der aktiven Höhe und dem oberen und unteren Spaltgasraum, welche eine Höhe von jeweils 6 % der aktiven Höhe haben, zusammen [Meier /64/]. Ein Brennelementkasten ist ca. 4850 mm hoch. Die Höhe der Wasserkästen wird im Folgenden noch beschrieben.

2.6 Konzept eines Abstandshalters für das Brennelement „sq2.1“

Nach ersten Untersuchungen der Materialbeanspruchung innerhalb des HPLWR-Kerns schlagen Ehrlich et al. /15/ eine maximale Hüllrohrtemperatur von 620 °C vor. Mit Hilfe einer Kopplung von Thermohydraulik und Neutronik haben Waata et al. /49/ ein Achtel des Brennelementtyps „sq2.1“ untersucht und festgestellt, dass unter Nominalbedingungen eine maximale Hüllrohrtemperatur von 600 °C erreicht wird. Diese maximale Hüllrohrtemperatur wird aber noch höher, wenn Heißkanalfaktoren des Brennelements betrachtet werden. Heißkanalfaktoren des Brennelements entstehen aus Formfaktoren und Unsicherheiten. Formfaktoren beschreiben die Leistungsverteilung, die Abbrandverteilung, den Verlauf der Dichte des Wassers, die Stellung der Steuerstäbe und damit die unterschiedliche Aufheizung innerhalb eines Brennelements. Die Unsicherheiten ergeben sich im Bereich der Brennelementauslegung bei den Werkstoffeigenschaften, der Leistungsberechnung, der Strömungsberechnung, dem Wärmeübergang, der Herstellung und der Messdatenüberwachung während des Betriebs. Mit den Heißkanalfaktoren kann also die zu erwartende größte Abweichung vom Sollwert vorausgesagt werden.

Eine Möglichkeit, die Temperatur der Hüllrohrwand zu senken, ist die Verbesserung der Wärmeübertragung. Die Berechnungen von Kamei et al. /32/ deuteten an, dass im oberen Kernbereich durch eine Verbesserung des Wärmeübertragungskoeffizienten um 50 % und bei gleichzeitigem Einhalten der vorgegebenen Hüllrohrtemperatur (650 °C) eine um 35 °C höhere Kernaustrittstemperatur möglich war.

Eine Erhöhung der Wärmeübertragung und kleinere Heißkanalfaktoren infolge einer besseren Vermischung kann beispielsweise durch geeignete Abstandshalterkonzepte erreicht werden. Ein solches Konzept ist der Treppenabstandshalter, welcher im Rahmen dieser Arbeit von Bastron et al. /65/ speziell für die Anforderungen des HPLWR und des Brennelementtyps „sq2.1“ ausgelegt und konstruiert wurde.

Während konventionelle Abstandshalter in einer Ebene senkrecht zum Strömungsquerschnitt liegen, zwingt der Treppenabstandshalter das Kühlmittel in eine nach dem Prinzip der spiralförmig angeordneten Kesselrohre in Kohlekraftwerken schraubenförmige Umströmung des Wasserkastens innerhalb des Brennelements „sq2.1“ (Abb. 2.17). Auf diese Weise werden die Turbulenz der Strömung und die Massenstromdichte bei gegebenem

Massenstrom durch Verkleinerung des durchströmten Querschnitts erhöht. Dadurch wird der Wärmeübergang an den Brennstabhüllrohren verbessert. Auswirkungen sind eine Senkung der Oberflächentemperatur und eine bessere Vermischung der Kühlmittelmasenströme der verschiedenen Unterkanäle.

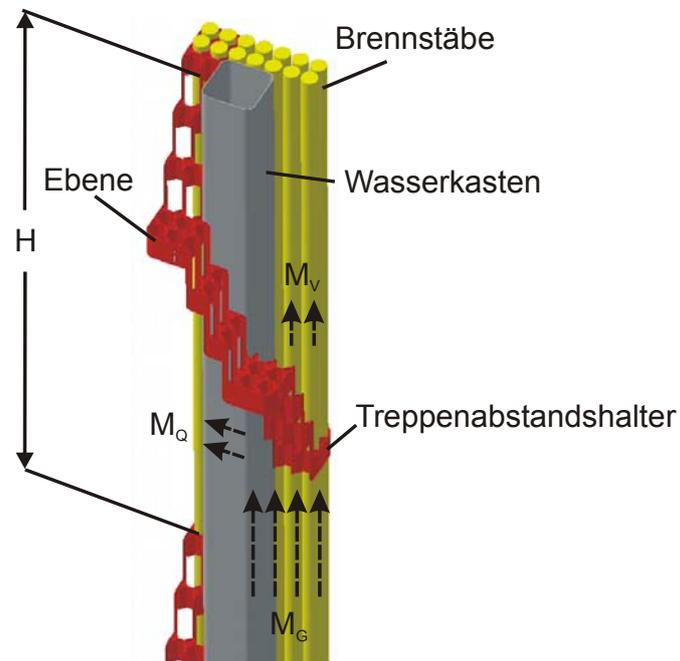


Abb. 2.17 Treppenabstandshalter /65/

Mit Hilfe einer einfachen algebraischen Analyse wurden von Bastron et al. /65/ der Wärmeübergangskoeffizient und der Druckverlust innerhalb des Brennelements „sq2.1“ für verschiedene Versperrungsgrade ω und Geschosshöhen H ermittelt. Die relative Versperrung ω stellt das Verhältnis des projizierten versperrenden Gitterquerschnitts des Abstandshalters zum ungestörten Strömungsquerschnitt im Brennelementbündel dar. Die Geschosshöhe H ist der Abstand zwischen den Treppenebenen von der Oberkante der unteren Treppenebene bis zur Unterkante der darüber liegenden Ebene. Des Weiteren wird das Brennelement entlang der Höhe in drei Abschnitte mit den jeweiligen Temperaturen des Kühlmittels eingeteilt: unten ($T = 300\text{ °C}$), Mitte ($T = 405\text{ °C}$), oben ($T = 500\text{ °C}$).

Um den Wärmeübergangskoeffizienten zu berechnen, wird angenommen, dass der treppenförmige Abstandshalter den Gesamtmassestrom M_G in zwei Teilströme aufteilt (Abb. 2.17). Ein Teil des Gesamtmassestroms M_V geht in vertikaler Richtung durch den Abstandshalter, während der verbleibende Massestrom M_Q quer in Umfangsrichtung abgelenkt wird. Diese Aufteilung ermöglicht eine separate Betrachtung der Teilströme, für die jeweils die Wärmeübergangskoeffizienten ermittelt werden. Der Wärmeübergangskoeffizient für den Quermassestrom wird aus der Korrelation von Gnielinski /66/ für ein querangeströmtes Bündel ermittelt. Der Wärmeübergangskoeffizient für den Massestrom in Längsrichtung wird näherungsweise anhand der Korrelation nach Dittus und Boelter /67/ wie im Falle eines vertikal durchströmten Rohres berechnet.

Der gesamte Druckverlust setzt sich aus dem Druckverlust für den Massestrom in Längsrichtung und dem Druckverlust für den Massestrom über die gesamte Höhe des Brennelementbündels ohne Abstandshalter zusammen. Der Druckverlust des Massestroms in

Längsrichtung wird mit Hilfe der Korrelation von Rehme /68/ berechnet und mit dem Druckverlust in Querrichtung gleichgesetzt.

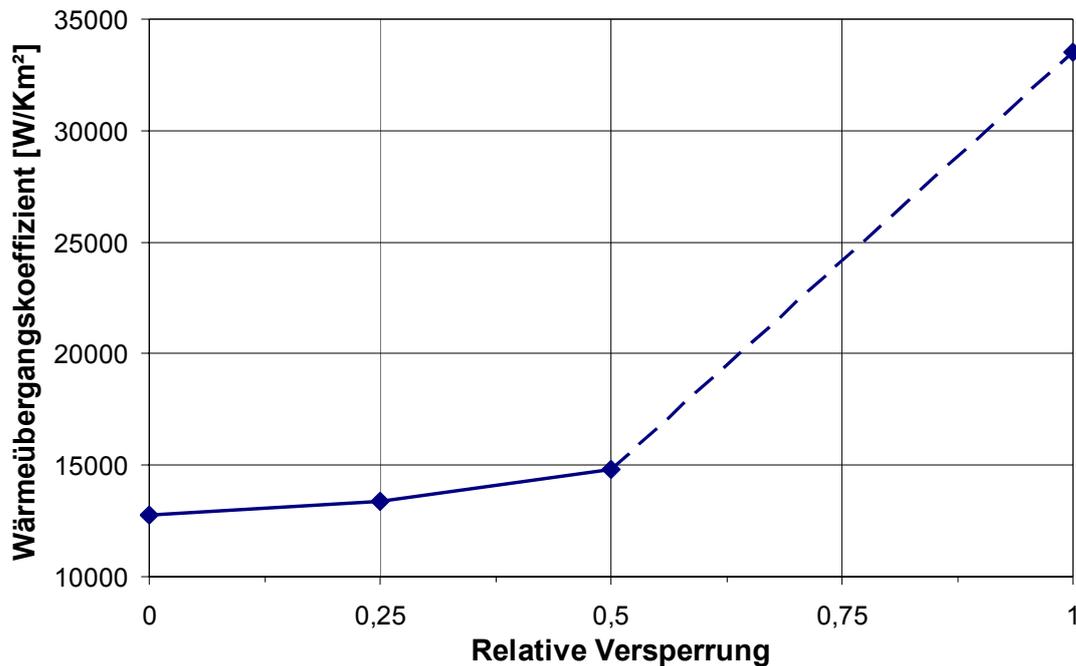


Abb. 2.18 Wärmeübergangskoeffizient über die Versperrung ω für eine Geschosshöhe $H = 0,3$ m und bei einer Temperatur von $T = 405^\circ\text{C}$ /65/

Anhand von Abb. 2.18 wird deutlich, dass eine hohe Versperrung ω (hoher Quermassenstrom) und eine kleine Geschosshöhe H den Wärmeübergang steigern. Es hat sich gezeigt, dass der Wärmeübergang bei einer Geschosshöhe von 0,3 m und einem Versperrungsgrad von ca. 80 %, verdoppelt werden kann. Bei einem Abstand zwischen den Treppenebenen von 0,3 m und einer vollständigen Versperrung ($\omega = 1$) wird der Wärmeübergangskoeffizient durch den neuen Abstandshalter im Vergleich zu einem Brennelement ohne Abstandshalter in allen Abschnitten beinahe verdreifacht. Der Wärmeübergangskoeffizient beträgt im oberen Bereich die Hälfte des unteren Wertes.

Da die Korrelation von Rehme /68/, die zur Druckverlustberechnung und zur Berechnung des Wärmeübergangs angewendet wird, ab einer Versperrung von $\omega = 0,5$ nicht mehr gültig ist, wird die Kurve zwischen $\omega = 0,5$ und $\omega = 1$ (reine Querströmung) in Abb. 2.18 gestrichelt dargestellt.

Dagegen ist der Druckverlust pro m Weglänge im oberen Bereich um einen Faktor neun größer als unten am Eintritt des Brennelements (Abb. 2.19). Dieser hohe Druckverlust ist ein Nachteil des Treppenabstandshalters. Die Ursache ist eine große Anzahl an Widerständen. Sie behindern die Durchströmung und bewirken bedingt durch die Reibung einen erheblichen Druckabfall. Durch die hohen Temperaturen und der damit verbundenen geringeren Dichte des Kühlmittels ist besonders im oberen Bereich des Brennelements mit beträchtlichen Druckverlusten zu rechnen.

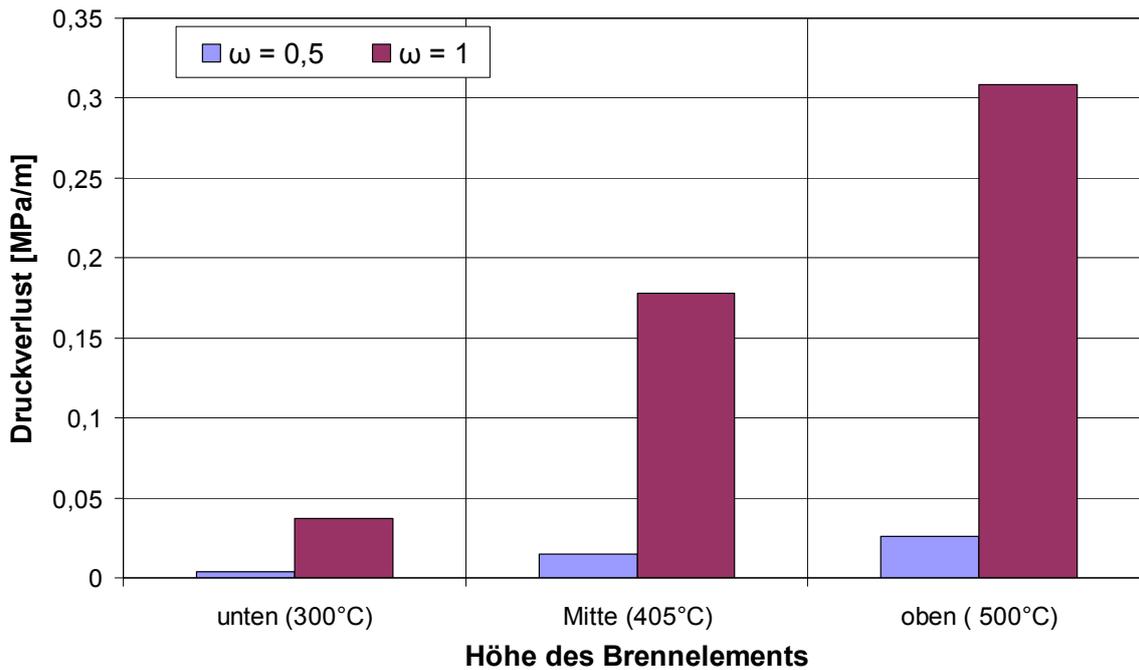


Abb. 2.19 Druckgradient bei einer Versperrung von $\omega = 0,5$ und $\omega = 1$ und einer Geschosshöhe $H = 0,3 \text{ m}$ /65/

Eine Erhöhung des Wärmeübergangs hat also auch eine Erhöhung des Druckverlusts in einem Brennelement zur Folge. Somit ist die Erhöhung des Wärmeübergangs mit Hilfe eines Abstandshalters durch den Druckverlust begrenzt.

2.7 Brennelementbündel „sq2.1“ und Steuerstabkonzept

Damit beispielsweise bei einem Brennelementwechsel nicht jedes kleine Brennelement einzeln gezogen werden muss, werden neun Brennelemente in einem 3x3-Brennelementbündel quadratisch angeordnet (Abb. 2.20). Der Abstand zwischen den einzelnen Brennelementen beträgt 10 mm. In diesem Spalt und den Wasserkästen strömt der Moderator von oben in Richtung unterem Plenum des Druckbehälters. Die Außenlänge des quadratischen Bündels beträgt 221,6 mm, ähnlich den typischen Brennelementabmessungen bei Druck- und Siedewasserreaktoren. Mit den Wasserkästen erreicht das Bündel eine Höhe von bis zu 5700 mm.

In den Wasserkästen sind neben dem Moderator auch die Steuerstäbe vorgesehen. Da sich die Geometrie des Bündels an die Abmaße in Betrieb befindlicher Brennelemente orientiert, kann auf die Steuerstabantriebstechnik bestehender Druckwasserreaktoren zurückgegriffen werden.

In den nächsten Kapiteln ist zu sehen, dass die neun Brennelemente in die Kopfstückplatte eingesteckt und verschweißt werden. Das Fußstück, auf dem die Brennstäbe aller neun Brennelemente stehen, ist mit dem Brennelementkasten des zentralen Brennelements verbunden. Die restlichen acht Brennelementkästen hängen in der Kopfstückplatte ohne mit dem Fußstück verbunden zu sein. Auf diese Weise wird eine thermische Verbiegung des Brennelementbündels über die Höhe weitgehend vermieden.

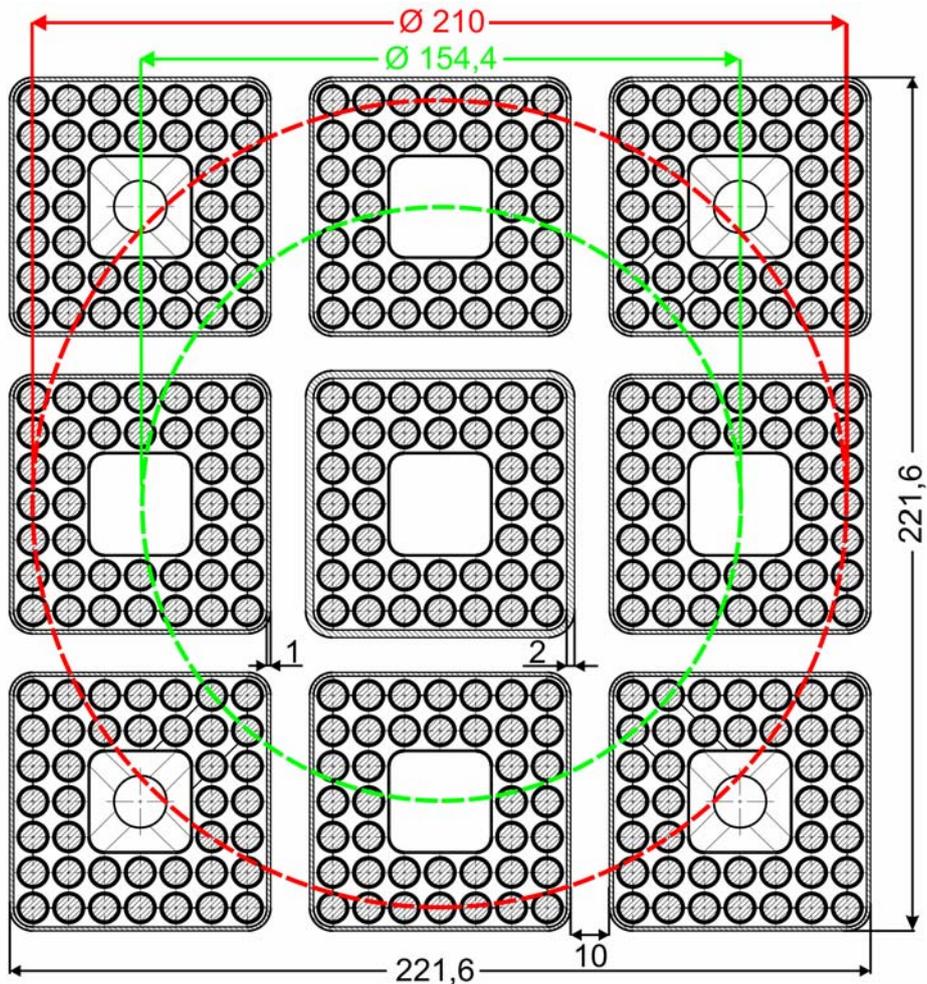


Abb. 2.20 3x3-Brennelementbündel „sq2.1“

Die Wandstärke des Brennelementkastens des zentralen Brennelements ist doppelt so dick (2 mm) wie die Wandstärken der restlichen acht Brennelementkästen, da an diesem, wie bereits erwähnt, das gesamte Gewicht des Brennelementbündels hängt, wenn dieses beispielsweise bei einer Revision aus dem Reaktor Druckbehälter herausgezogen werden muss. Das Gewicht des Brennelementbündels mit Kopfstück und Fußstück beträgt ungefähr 1200 kg. Daraus ergibt sich eine Nominalspannung im Brennelementkasten von ca. 22 MPa, die um das 2,5fache kleiner ist als die zulässige Fließgrenze des Werkstoffs SS316L bei ca. 500 °C. Obwohl eine Wandstärke von 1 mm ausreichen würde, hat der Brennelementkasten des zentralen Brennelements aus Sicherheitsgründen eine Wandstärke von 2 mm.

Der rote Kreis in Abb. 2.20 ist der maximal mögliche Außendurchmesser des in Kapitel 3.2.1 vorgestellten runden Übergangselements des Brennelementbündel-Kopfstücks. Wie in Abb. 2.20 zu erkennen ist, liegen die Wasserkästen der Eckbrennelemente des Brennelementbündels nicht im Inneren des roten Kreises. Die Wasserkästen der Eckbrennelemente würden das Übergangsstück des Brennelementbündel-Kopfstücks seitlich durchstoßen. Aus diesem Grund werden die Wasserkästen im Bereich des Kopfstücks so gebogen, dass sie sich auf dem grünen Kreis mit einem Durchmesser von 154,4 mm befinden. Damit die Wasserkästen in den Eckbrennelementen, nachdem sie bei der Fertigung in das Brennelement geschoben worden sind, gebogen werden können, wird die

quadratische Geometrie des Wasserkastens über ein Übergangsstück im Bereich des Kopfstücks rund (Abb. 2.21). Der innere Durchmesser des runden Wasserkastens beträgt 13,5 mm bei einer Wandstärke von 0,4 mm. In der gleichen Abbildung ist das Brennelementbündel mit den vier Eckbrennelementen dargestellt.

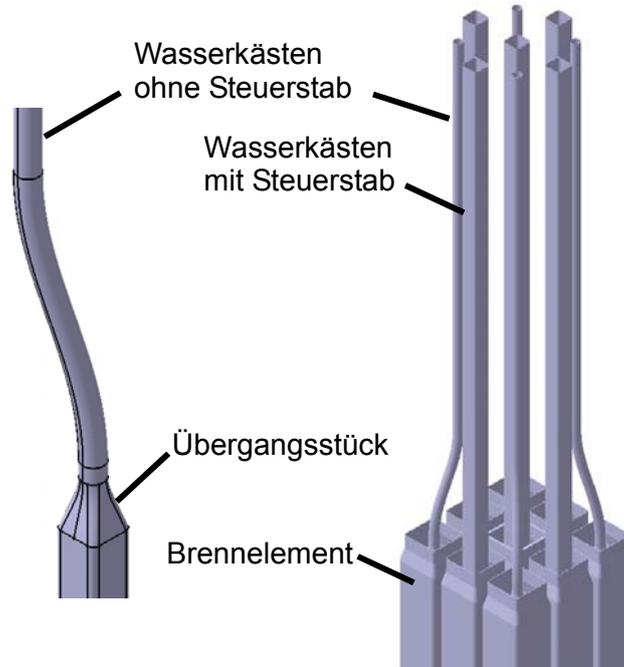


Abb. 2.21 Wasserkasten eines Eckbrennelements und Brennelementbündel (rechts)

Mögliche Steuerstäbe können aufgrund der gebogenen Eckwasserkästen nur durch die fünf ungebogenen und quadratischen Brennelemente eingefahren werden. Es wird die Aufgabe einer späteren Kernberechnung sein, zu zeigen, dass bei fünf eingefahrenen Steuerstäben pro Brennelementbündel genügend Abschaltreaktivität vorhanden ist.

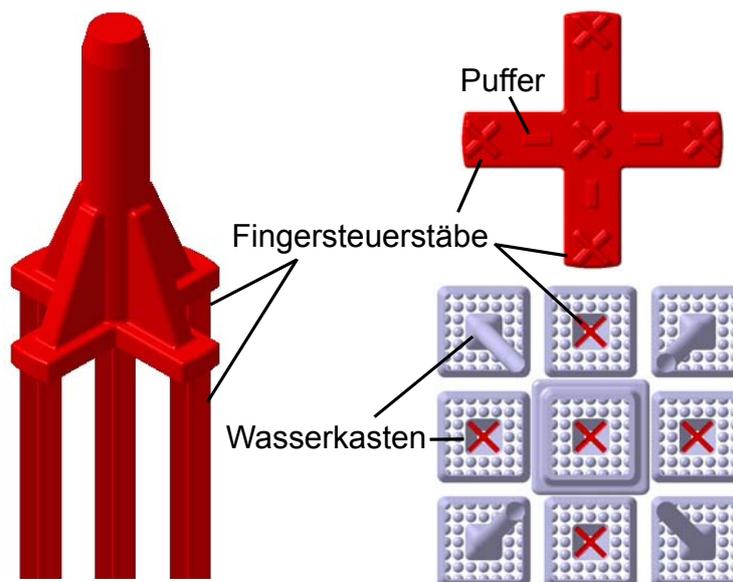


Abb. 2.22 Steuerelement (links), in Untersicht (rechts oben) und Fingersteuerstäbe eingefahren in die Wasserkästen des Brennelementbündels (rechts unten)

Abb. 2.22 stellt einen Vorschlag für ein mögliches Steuerelement für das 3x3-Brennelementbündel dar. Hierbei handelt sich um ein Konzept, welches den Fingersteuerstäben in Druckwasserreaktoren ähnelt [Ziegler /20/].

Dieser Entwurf eines Steuerelements besteht aus fünf kreuzförmigen Fingersteuerstäben, die in die ungebogenen Wasserkästen des Brennelementbündels mit Hilfe der Steuerstabantriebe eingefahren werden. Die Antriebsstange des Steuerstabantriebs besitzt am unteren Ende eine mechanische Kupplung. Über diese Kupplung ist die Antriebsstange während des Reaktorbetriebs immer mit dem Steuerelement verbunden. Die vier Puffer zwischen den Fingern liegen bei voll eingefahrenem Steuerelement auf der Kopfstückoberseite auf und schützen somit die oberen Kanten der Wasserkästen vor der Zerstörung beim Einfallen der Steuerelemente.

Das folgende Kapitel behandelt die Abdichtung der Leckagen von kaltem Moderator in das Dampfplenum mit überkritischem Kühlmedium. Diese Abdichtung wird mit Hilfe des Kopfstücks des „sq2.1“-Bündels realisiert. Ein Fußstück wird ebenfalls vorgestellt.

3 Entwurf eines Kopfstücks und eines Fußstücks für das Brennelementbündel

In diesem Kapitel werden die Entwürfe eines Kopfstücks und eines Fußstücks für das Brennelementbündel vorgestellt. Das Kopfstück des Brennelementbündels besteht aus vier Bauteilen: Kopfstückplatte, Übergangselement, Fensterelement und Kopfstückbuchse.

3.1 Kopfstückplatte

Die neun Brennelemente werden mittels der Kopfstückplatte in ihren Positionen fixiert. Die Brennelemente werden so konstruiert, dass sie in die Platte eingesteckt und mit ihr verschweißt werden können (Abb. 3.1).

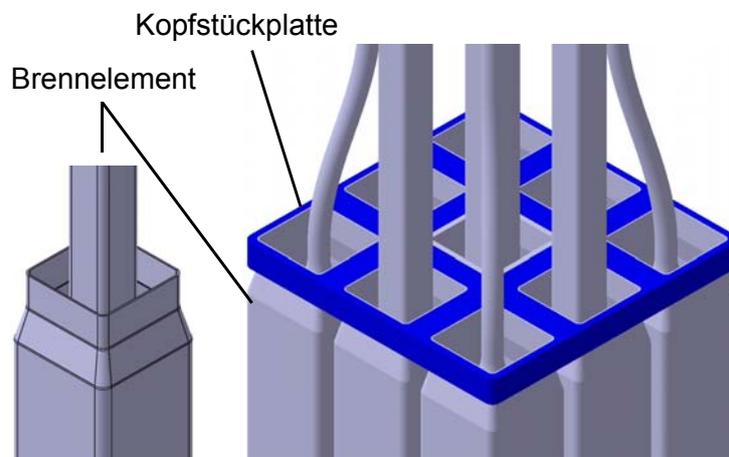


Abb. 3.1 Brennelementbündel mit Kopfstück-Platte

Durch das Verschweißen der Platte mit den Brennelementen können keine Leckagen von Spaltwasser, das sich zwischen den Brennelementen befindet, in das überkritische Kühlmedium entstehen. Die quadratische Platte besitzt eine Seitenlänge von 221,6 mm und eine Höhe von 20 mm. Die größte thermische Belastung an der Kopfstückplatte tritt am Brennelementkasten auf, wie von Himmel et al. /44/ gezeigt wurde. Aus diesem Grund wurde der Brennelementkasten zur Kopfstückplatte hin konisch verjüngt.

3.2 Übergangselement und Fensterelement

Sowohl das Übergangselement als auch das Fensterelement sorgen dafür, dass der überkritische Dampf in das Dampfplenum geleitet wird. Eine weitere Aufgabe dieser Bauteile ist die Reduzierung der Leckagen innerhalb des Reaktor-druckbehälters für den HPLWR /9/. In Abb. 3.2 sind mögliche Leckageströme innerhalb des RDB dargestellt.

Über Leckagen zwischen Bohrung im Dampfplenum und Kopfstück des Brennelementbündels gelangt der kalte Moderator aufgrund des höheren Drucks in das Dampfplenum mit überkritischem Dampf. Je größer die Leckagen, desto bedeutender ist ihr Einfluss auf die Temperatur des Frischdampfes und damit auf den thermischen Wirkungsgrad der Anlage. Aus diesem Grund gilt es, die Leckagen zu minimieren oder wenn möglich zu ver-

meiden. Eine Möglichkeit, die Leckagen zu beherrschen, ist die Anwendung von Metall-C-Ringen, die in das Übergangselement und das Fensterelement konstruktiv integriert werden müssen.

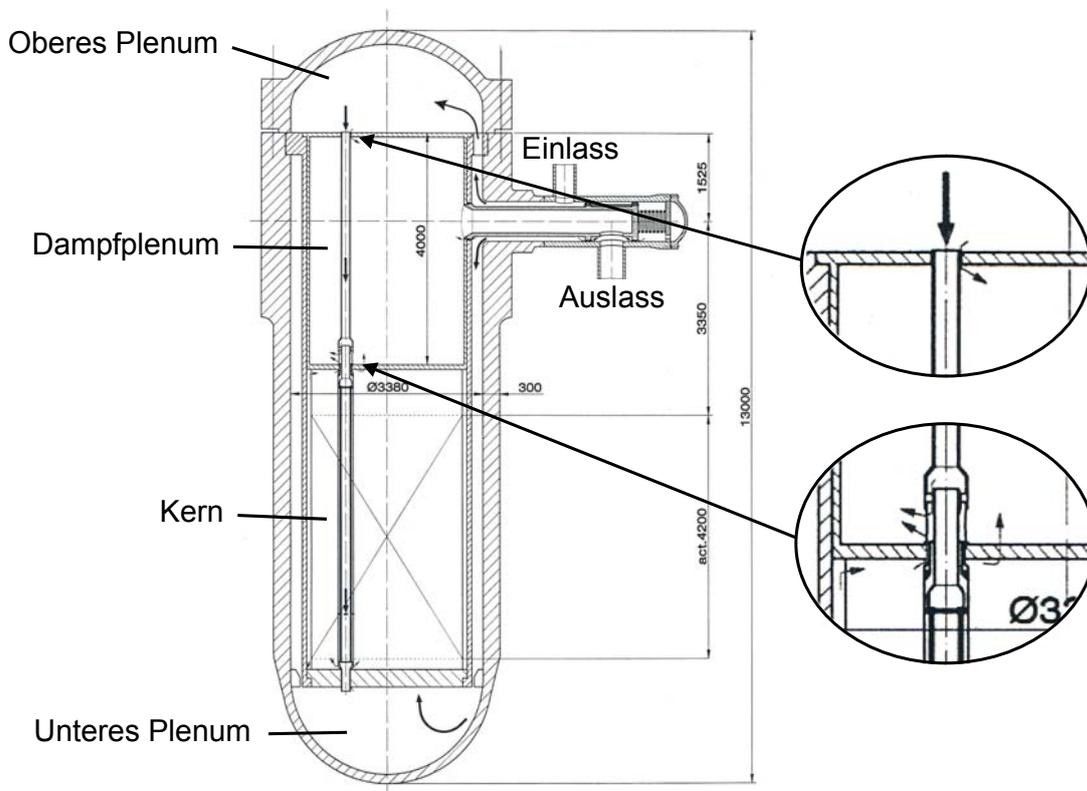


Abb. 3.2 Leckagen innerhalb des RDB nach Bittermann et al. /9/

Da mit Bewegungen durch die thermische Dehnung der Brennelemente, beispielsweise während des Hochfahrens, zu rechnen ist, wird die Abdichtung mittels Rückfederung der Metall-C-Ringe gesichert. Die Vorspannung bzw. Verformung beträgt ca. 20 % der Ringhöhe. Zudem wirkt die Dichtung selbstverstärkend, da die C-Ringe zur Druckseite hin offen sind (Abb. 3.4).

Es gibt Metall-C-Ringe für Innendruck, Außendruck oder Axialdruck:



Abb. 3.3 C-Ringe für Innendruck, Außendruck, für Axialdruck und Radialabdichtung

Mit der Auswahl des Metall-C-Rings für Axialdruck und Radialabdichtung aus Abb. 3.3 zur Minimierung der Leckagen muss der Entwurf des Brennelementbündel-Kopfstücks, insbesondere des Übergangs- und des Fensterelements, dementsprechend angepasst werden. Bedingt durch den Druckgradienten zwischen Moderator und Frischdampf sowie dem Einbau des C-Rings mit der Öffnung auf der Seite des höheren Drucks, werden die beiden Flanken des C-Rings nach außen gegen den Umfang der Bohrung im Dampfplenum bzw. der Fußstückplatte gedrückt. Das verstärkt die Dichtwirkung des C-Rings. Die selbstverstärkende Dichtung ist in Abb. 3.4 dargestellt.

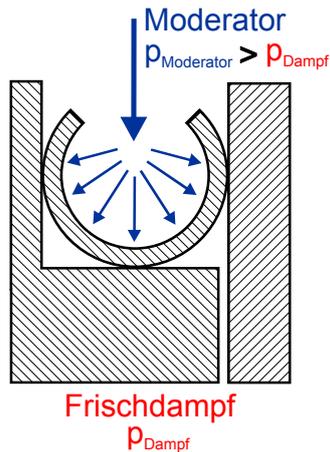


Abb. 3.4 Selbstverstärkende Dichtung des C-Rings

Bei der Konstruktion des Übergangs- und Fensterelements muss also der Einbau des C-Rings beachtet werden.

3.2.1 Übergangselement mit C- und Sicherheitsring

Das Übergangselement des Kopfstücks wird auf die Kopfstückplatte in die dafür vorgesehene Nut geschweißt (Abb. 3.5). Es bewerkstelligt den Übergang von der rechteckigen zur runden Geometrie. Der untere quadratische Teil hat eine äußere Seitenlänge von 227,6 mm. Das Bauteil ist 260 mm hoch. Der obere runde Teil hat am Austritt einen Außendurchmesser von 210 mm (siehe Abb. 2.20).

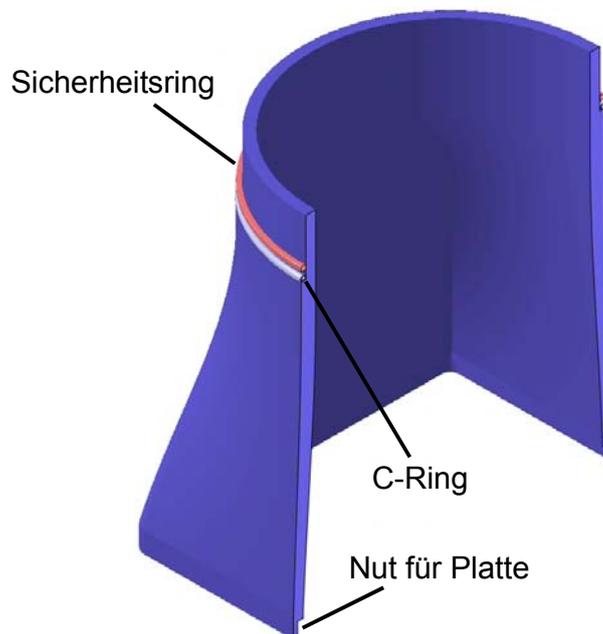


Abb. 3.5 Übergangselement mit C- und Sicherheitsring

Der C-Ring ist im Fall des Übergangselements mit der Öffnung nach unten eingebaut, da sich der Moderator im Spalt zwischen den Brennelementbündeln bzw. Brennelementen unterhalb des C-Rings befindet. Der Sicherheitsring über dem C-Ring soll ein Verrutschen oder Abstreifen des C-Rings in axialer Richtung beispielsweise beim Anheben des Dampfplenums vermeiden.

3.2.2 Fensterelement mit C-Ring

Das in Abb. 3.6 dargestellte Fensterelement ist das dritte Bauteil des Kopfstücks. Aus den vier Fenstern dieses Kopfstück-Elements strömt der überkritische Frischdampf mit ca. 500 °C in das Dampfplenum.

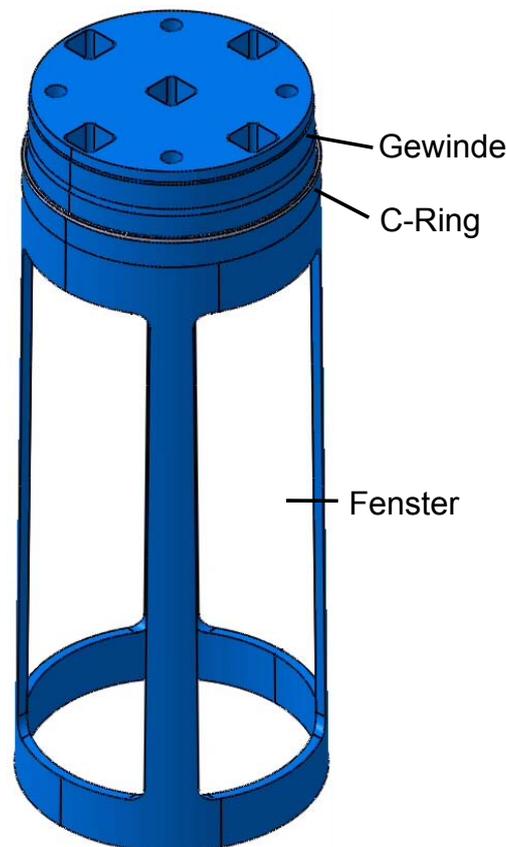


Abb. 3.6 Fensterelement mit C-Ring

Der untere Außendurchmesser des Fensterelements beträgt 210 mm, der obere 190,4 mm. Die Höhe des Fensterelements beträgt 555 mm. Ein Fenster ist 400 mm hoch und 120 mm breit. Die Wandstärke der Streben zwischen den Fenstern ist aus Sicherheitsgründen so ausgelegt, dass das Brennelementbündel an zwei der vier Streben hängend herausgezogen werden kann.

Wie in Abb. 3.6 zu erkennen ist, besitzt die Deckplatte des Fensterelements fünf quadratische und vier runde Öffnungen. In diese werden die Wasserkästen (vier gebogene und fünf gerade) der neun Brennelemente des Bündels gesteckt und verschweißt. Auf diese Weise kann keine Leckage in das Dampfplenum über die Öffnungen der Wasserkästen auftreten.

Im zylindrischen oberen Block des Fensterelements aus Abb. 3.6 sind ein Absatz als Auflagefläche für den C-Ring, ein Gewinde, auf das die Kopfstückbuchse aus Kapitel 3.3 aufgeschraubt wird, und Fasen für einen leichteren Einbau des C-Rings vorgesehen. Der C-Ring befindet sich auf einem Absatz unterhalb des Gewindes. Im Gegensatz zum Übergangselement wird der C-Ring mit der Öffnung nach oben eingebaut, da sich hier der Moderator oberhalb des Dampfplenums und somit oberhalb des C-Rings befindet.

Auf das Gewinde des Fensterelements wird die Kopfstückbuchse aufgeschraubt. Deren Funktion und Aufbau behandelt das nächste Kapitel.

3.3 Kopfstückbuchse

Die Kopfstückbuchse dient zum einen als Fixierung des C-Rings, ähnlich dem Sicherungsring am unteren Ende des Brennelementbündel-Kopfstücks, zum anderen aber auch als Vorrichtung zur Aufnahme der Greifer der Brennelementbündel-Wechselmaschine. Sie hat einen Außendurchmesser von 200 mm und eine Höhe von 180 mm. Die vier Fenster haben eine Höhe von 100 mm und eine Breite von 100 mm.

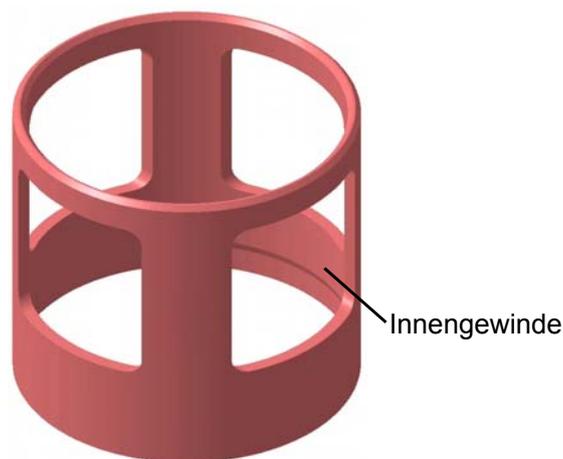


Abb. 3.7 Kopfstückbuchse

Um die Kopfstückbuchse auf das Gewinde des Fensterelements aufschrauben zu können, ist ein Innengewinde vorgesehen.

Das zusammengeschweißte Kopfstück mit den neun Brennelementen des Typs „sq2.1“ ist in Abb. 3.8 zu erkennen. Dadurch, dass die einzelnen Kopfstückelemente zusammengeschweißt und die Kopfstücke auf die Brennelementbündel aufgeschweißt werden, können Leckagen nur noch zwischen den Bohrungen in der oberen und unteren Platte des Dampfplenums und dem Kopfstück entstehen. Diese Leckagen werden wie beschrieben durch die Anwendung von C-Ringen minimiert. Das Kopfstück hat eine Gesamthöhe von 963 mm.

Einzelne Brennstoffstäbe können im Fall einer Beschädigung aufgrund der verschweißten Konstruktion des Kopfstücks nur von unten gezogen werden, was durch eine geeignete Drehapparatur und mit einer geeigneten Fußstückkonstruktion möglich ist.

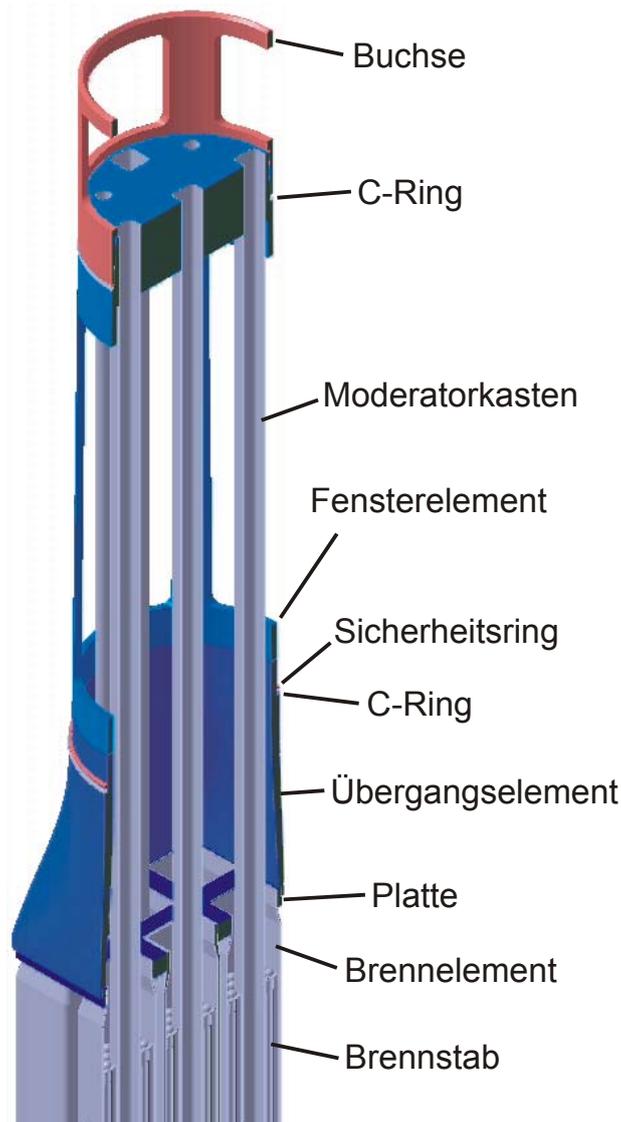


Abb. 3.8 Kopfstück mit Brennelementbündel

3.4 Fußstück des Brennelementbündels

Das Fußstück des Brennelementbündels besteht aus zwei Bauteilen: Fußstückplatte und Diffusor.

3.4.1 Fußstückplatte

Die Fußstückplatte aus Abb. 3.9 trägt beim Betrieb als auch beim Brennelementwechsel das Gewicht des gesamten Brennelementbündels. Eine vereinfachte Berechnung ohne Beachtung der Bohrungen und Nuten ergab eine Mindesthöhe der Platte von 10 mm bei einer zulässigen Durchbiegung einer gleichmäßig belasteten Rechteckplatte von $0,1 \text{ mm} / 60$. Aus Sicherheitsgründen hat die Fußstückplatte an ihren schwächsten Stellen eine Höhe von 20 mm. Die Seitenlänge beträgt 219,6 mm.

Die Brennstäbe und die Wasserkästen werden in die dafür vorgesehenen Bohrungen gesteckt (Abb. 3.10). Die Bohrungen, in denen sich die Wasserkästen befinden, haben einen kleinen Durchmesser, um den Einfluss der Steuerstäbe in Bezug auf den Druckverlust in

den Wasserkästen so gering wie möglich zu halten. Der Austrittsdurchmesser dieser Bohrungen ist damit die Drosselstelle des Moderators aus dem Wasserkasten.

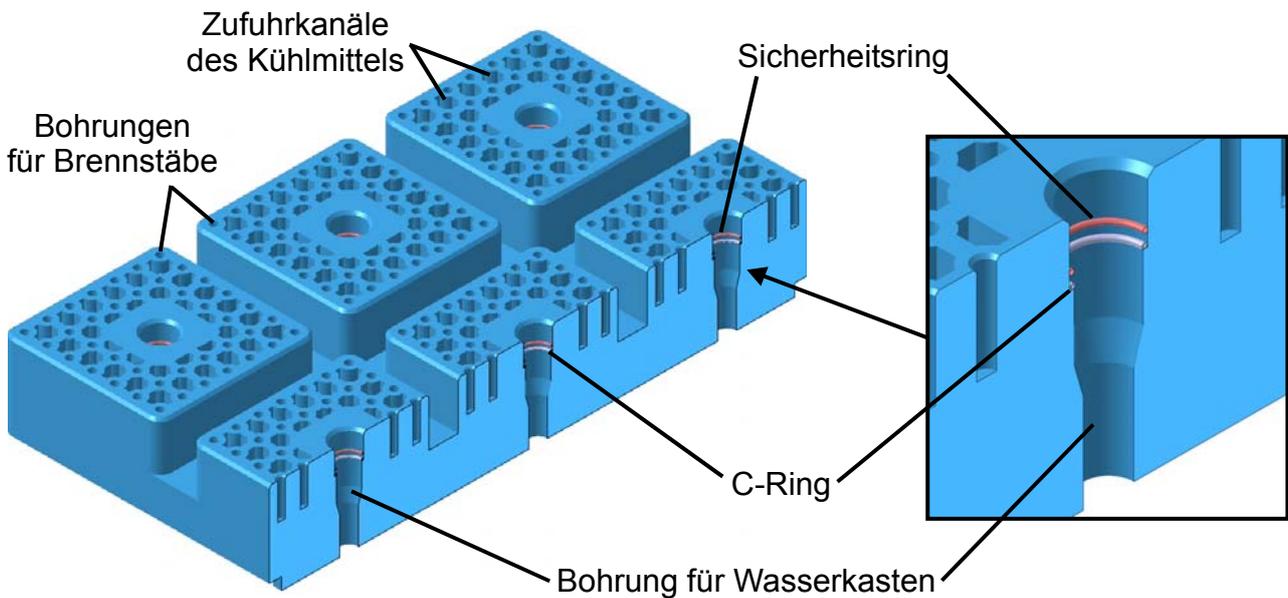


Abb. 3.9 Fußstückplatte mit C- und Sicherheitsringen

Des Weiteren befinden sich C- und Sicherheitsringe in den Bohrungen für die Wasserkästen. Die C-Ringe minimieren die Leckagen des Moderators, welcher in den Wasserkästen entlang des Kerns aufgeheizt wurde, in das durch die Kühlmittelkanäle der Fußstückplatte aufströmende kältere Kühlmittel. Leckagen erzeugen heiße Strahlen in den Unterkanälen und damit einen wesentlich inhomogeneren Verlauf der Kühlmiteleintrittstemperatur.

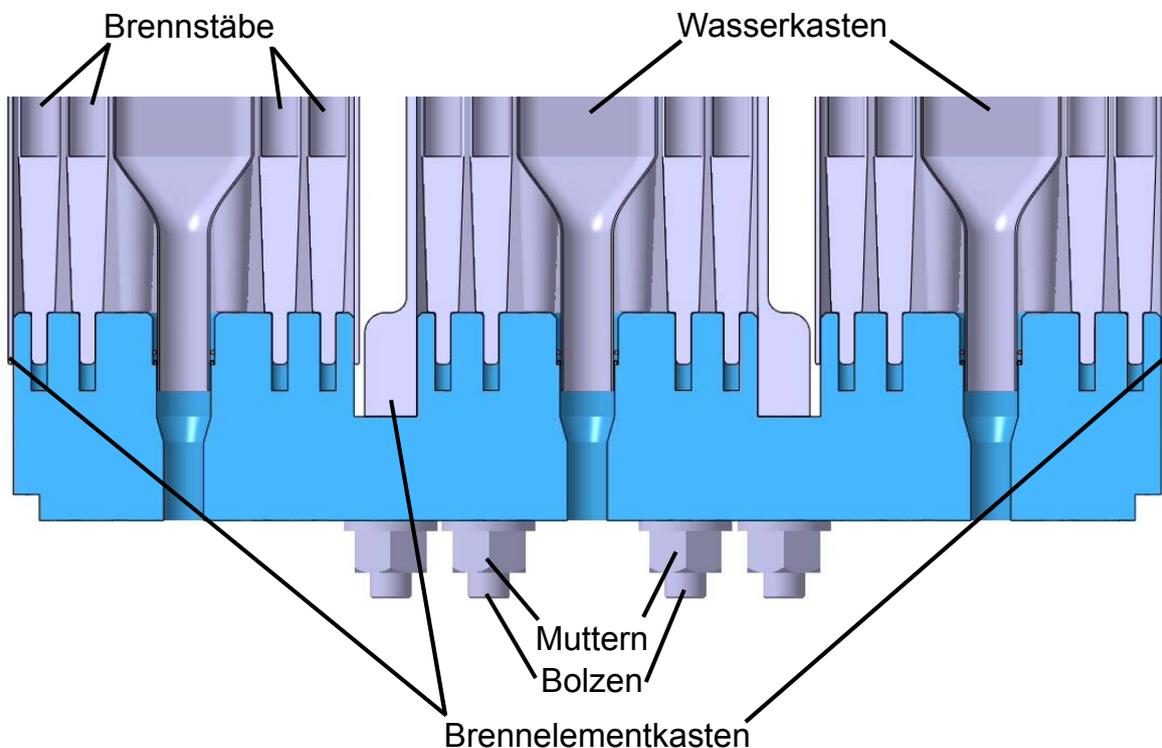


Abb. 3.10 Fußstückplatte mit Brennelementbündel

Zwischen den eingesteckten Brennstäben befinden sich in der Fußstückplatte die Zufuhrkanäle des Kühlmittels (Abb. 3.9). Die komplexe Geometrie dieser Kanäle ergibt sich aus der Anordnung der Bohrungen für die Brennstäbe, dem Wasserkasten in der Mitte jedes Brennelements und dem Brennelementkasten. Dabei ist die Geometrie der Kanäle so gewählt, dass die durchströmte Fläche bei einer ausreichenden Festigkeit der Platte maximal ist.

Die Brennelementkästen werden über die neun Blöcke der Fußstückplatte gestülpt (Abb. 3.10). Wie im Bereich der für die Wasserkästen vorgesehenen Bohrungen in der Platte entstehen an dieser Stelle ebenfalls Leckagen von heißem Moderator aus dem Spalt zwischen den Brennelementen in das kältere Kühlmittel. Da die Geometrie der neun Blöcke und der darüber gestülpten Brennelementkästen quadratisch ist, ist eine Abdichtung mit C-Ringen hier nicht möglich. Eine Abdichtungsvariante wäre beispielsweise, entlang der vier Seiten jedes Kastens eine Dichtung anzubringen und in den Ecken minimale Leckagen zuzulassen.

Wie bereits erwähnt, ist nur der zentrale Brennelementkasten mit der Fußstückplatte verbunden, so dass die restlichen acht Brennelementkästen sich bei großen Temperaturgradienten nicht verbiegen, sondern nach unten ausweichen können. Der Brennelementkasten des zentralen Brennelements ist lösbar und über acht Bolzen mit dazugehörigen Muttern verbunden (Abb. 3.10, Abb. 3.11). Dabei sind Muttern und Bolzen bei einer Gesamtbelastung von insgesamt 10 kN gegen eine maximale dynamische Belastung von 20 kN bei einer Festigkeitsklasse von 10.9 ausgelegt [Fischer et al. /69/]. Falls es einen Brennstabsschaden geben sollte, muss zuerst das gesamte Brennelementbündel mit Kopf- und Fußstück mittels einer geeigneten Drehvorrichtung um die Querachse um 180 ° gedreht werden. Danach werden die Muttern aus Abb. 3.11 gelöst und das Fußstück abgenommen. Auf diese Weise ist jeder der 360 Brennstäbe eines Brennelementbündels herausnehmbar.

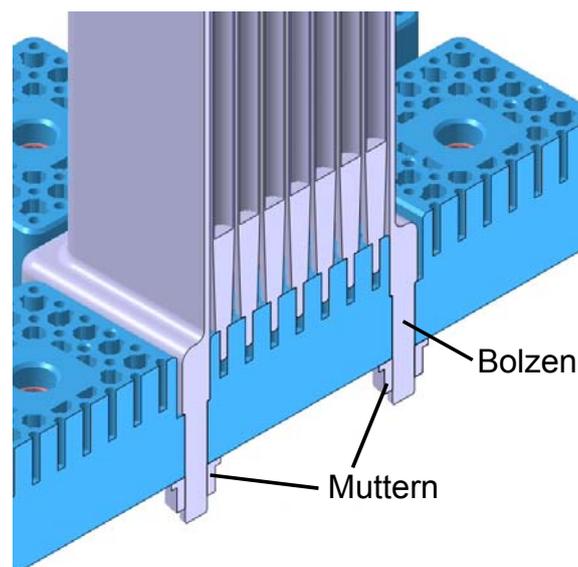


Abb. 3.11 Zentrales Brennelement verbunden mit der Fußstückplatte über Bolzen und Muttern

3.4.2 Diffusor

Der Diffusor wird in die Nut der Fußstückplatte gesteckt und mit dieser verschweißt (Abb. 3.12). Der Diffusor soll eine möglichst homogene Vermischung des Moderators, der von oben durch die Wasserkästen und durch den Spalt zwischen den Brennelementen nach unten strömt und erhitzt wird, mit dem im unteren Teil des Reaktordruckbehälters befindlichen Frischwassers ermöglichen. Nach der Vermischung strömt das Kühlmittel zwischen den Brennstäben nach oben. Die Vermischung innerhalb des Diffusors ist Teil der in Kapitel 6 vorgestellten strömungstechnischen Optimierung.

Der Diffusor hat einen unteren Innendurchmesser von 170 mm und ist 375 mm hoch. Die Wandstärke beträgt 5 mm. In einer Höhe von 150 mm geht die runde Geometrie in eine quadratische über. Die Fußstückplatte wird mit dem Diffusor verschweißt, und somit erreicht das Fußstück eine Gesamthöhe von 410 mm.

Das komplette Fußstück ist in Abb. 3.12 dargestellt.

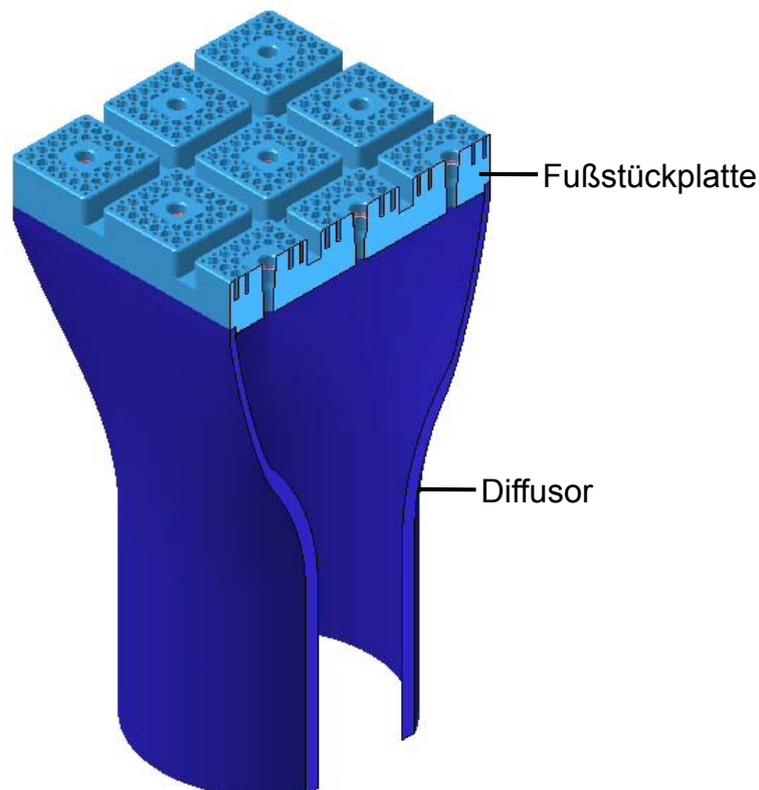


Abb. 3.12 Fußstück bestehend aus Platte und Diffusor

4 Temperaturverlauf im Kopfstück

Wie in den Kapiteln zuvor gezeigt, strömt das überkritische Kühlmedium entlang der Außenwand der Wasserkästen in das Dampfplenum und von dort in Richtung der Frischdampfleitungen. Da der Moderator etwa 220 °C kälter ist als der Frischdampf, muss konstruktiv ein zu starker Wärmeübergang von überkritischem Wasser an den Moderator innerhalb des Brennelementbündels ausgeschlossen werden. So kann verhindert werden, dass der Moderator im Wasserkasten bei Eintritt in den aktiven Bereich des Kerns aufgrund der Temperaturerhöhung an Moderationseffekt verliert und dadurch der Vorteil einer hohen Dichte des Modertors im oberen Bereich des Kerns infolge der Gegenströmung teilweise eingebüßt wird. Zur Berechnung dieses Wärmeübergangs werden zwei Extremfälle untersucht. Der eine betrachtet das Brennelementbündel als Gegenstromwärmeübertrager, wie es im Zentrum des Kerns sein könnte, und der zweite Extremfall als Kreuzstromwärmeübertrager, wie es am Rand des Kerns sein könnte.

Für die Berechnung der Temperaturen werden zur Vereinfachung folgende Annahmen getroffen:

- Alle Wasserkästen des Brennelementbündels sind im Bereich des Dampfplenums rund. Sie haben einen Außendurchmesser von 0,0206 m und einen Innendurchmesser von 0,0198 m. Diese Durchmesser sind Mittelwerte aus den Abmessungen der quadratischen und runden Wasserkästen.
- Ein zentrales Brennelementbündel wird als reiner Gegenstromwärmeübertrager und ein Brennelementbündel am Rand als reiner Kreuzstromwärmeübertrager betrachtet.
- Die Berechnung des Wärmeübergangs erfolgt beim Gegenstromwärmeübertrager von der Oberkante der Brennstäbe bis über die Höhe der Fenster des Fensterelements und beim Kreuzstromwärmeübertrager ausschließlich über die Fensterhöhe.

Tab. 4.1 Stoffwerte von Frischdampf und Moderator /6/

		Moderator (280 °C, 250 bar)	überkritischer Dampf (500 °C, 250 bar)
Dichte ρ	[kg/m ³]	777	90
Wärmeleitfähigkeit λ	[W/mK]	0,61	0,15
kinematische Viskosität ν	[m ² /s]	0,000000128	0,000000341
isobare Wärmekapazität c_p	[kJ/kgK]	4,91	3,77
Prandtl-Zahl Pr	[-]	0,8	1,15

- Die Wärmeleitfähigkeit λ , die kinematische Viskosität ν , die Dichte ρ , die isobare Wärmekapazität c_p und die Prandtl-Zahl Pr werden für den Frischdampf als konstant angenommen, da keine große Veränderung der Temperatur über die Höhe

des Gegenstrom- und Kreuzstromwärmeübertragers erwartet wird. Es herrscht ein Druck von 250 bar und die Frischdampf­temperatur beträgt 500 °C [7]. Die Stoffwerte von Frischdampf und Moderator sind in Tab. 4.1 aufgeführt.

4.1 Brennelementbündel als Gegenstromwärmeübertrager

Für die nachfolgenden Berechnungen wird vereinfachend angenommen, dass das zentrale Brennelementbündel keinen Dampf­massenstrom aus den benachbarten Bündeln im Kern erhält. Das bedeutet, dass innerhalb des in diesem Kapitel betrachteten Brennelementbündels der Frischdampf ausschließlich von den neun Brennelementen des Bündels über das Übergangselement aus den vier Fenstern ins Plenum strömt (Abb. 3.8). Deshalb kann dieses Brennelementbündel in den Temperaturberechnungen vereinfachend als Gegenstromwärmeübertrager angesehen werden.

Innerhalb dieses Gegenstromwärmeübertragers strömen der Moderator von oben nach unten und der Frischdampf von unten nach oben. In Abb. 4.1 ist die für die Temperaturberechnung relevante Geometrie angegeben.

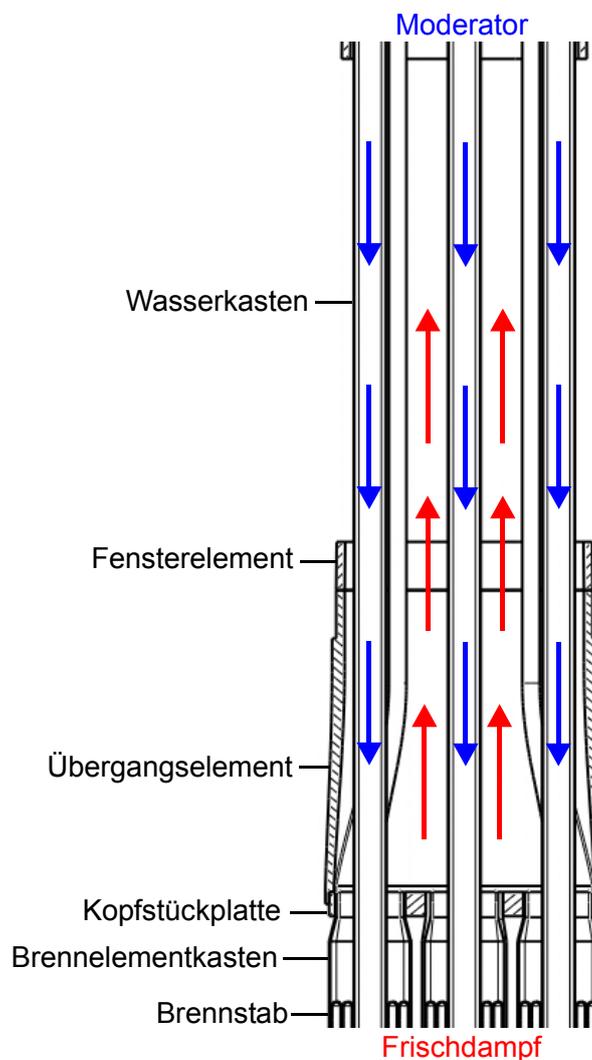


Abb. 4.1 Brennelementbündel im Zentrum des Kerns als Gegenstromwärmeübertrager

Die in Abb. 4.1 dargestellte Geometrie ist ein axialer Schnitt durch das Brennelementbündel mit Kopfstück.

Zur Berechnung der Eintrittstemperatur des Moderators in den aktiven Bereich des Kerns wird der Gegenstromwärmeübertrager in drei Bereiche eingeteilt. Der erste Bereich umfasst die Höhe der Fenster des Fensterelements, der Zweite das Übergangselement und der Dritte das Brennelement ab der Oberkante der Brennstäbe. Dabei kann die Temperatur des Frischdampfes aufgrund des hohen Dampfmassenstroms gegenüber dem Moderatorstrom über die Höhe des Wärmeübertragers als konstant betrachtet werden. Der Verlauf der Moderatortemperatur wird in Strömungsrichtung des Moderators berechnet. Damit ist die Moderatoraustrittstemperatur des Fensterelements gleichzeitig die Eintrittstemperatur des Übergangselements und die Austrittstemperatur des Übergangselements die Moderatoreintrittstemperatur des Brennelements.

Folgende vereinfachende Annahmen werden zur Temperaturberechnung der drei Bereiche getroffen:

- Beim Fensterelement nimmt der Dampfmassenstrom linear über die Höhe der Fenster aufgrund des Ausströmens ab. Seine axiale Geschwindigkeit ist am oberen Ende der Fenster hin Null.
- Beim Übergangselement wird die durchströmte, runde Ersatzfläche zur Berechnung der Geschwindigkeit bzw. der Reynolds-Zahl aus der unteren, quadratischen Fläche und der oberen, runden Fläche gebildet.
- Im Bereich des Brennelements wird die durchströmte quadratische Ersatzfläche aus der oberen Fläche und der unteren, größeren Fläche erzeugt.

Stellvertretend für die Berechnung der Moderatoraustrittstemperaturen des Übergangselements und des Brennelements werden anhand der Berechnung der Moderatoraustrittstemperatur des Fensterelements die Vorgehensweise und die dazu notwendigen Korrelationen erläutert.

4.1.1 Wärmeübergangszahl α_D des Frischdampfes

Die Wärmeübergangszahl α ist eine Funktion der Reynolds-Zahl Re und somit eine Funktion der Geschwindigkeit u . Wie bereits erwähnt, verlangsamt sich der von unten aus dem Übergangselement strömende Frischdampf aufgrund der verfügbaren größeren Querschnittsfläche der Fenster linear.

Um die Strömungsgeschwindigkeit des Dampfes berechnen zu können, wird der aus dem Brennelementbündel kommende Dampfmassenstrom \dot{M}_D und die durchströmte Ersatzfläche A_{ers} benötigt.

Dabei ist die Geschwindigkeit folgendermaßen definiert:

$$u = \frac{\dot{M}}{\rho \cdot A} \quad (4.1)$$

Der Dampfmassenstrom wird von Waata et al. /49/ mit 0,167 kg/s für ein Achtel des Brennelementtyps „sq2.1“ angegeben. Da keine Berechnungen für das Brennelementbündel vorhanden sind, muss dieser Wert extrapoliert werden. Auf diese Weise ergibt der Dampfmassenstrom \dot{M}_D im Brennelementbündel einen Wert von 12,024 kg/s. Mit einer durchströmten Fläche A_{ers} von 0,027 m², einer Frischdampfdichte ρ_D von 90 kg/m³ und einem mittleren Dampfmassenstrom \dot{M}_D pro Brennelementbündel im Fensterelement von 6 kg/s berechnet sich die Strömungsgeschwindigkeit u_D mit Hilfe der Gleichung (4.1) zu ca. 2,5 m/s.

Die Reynolds-Zahl wird aus der Geschwindigkeit u_D , der kinematischen Viskosität für Frischdampf ν_D aus Tab. 4.1 und einem hydraulischen Durchmesser d_h von 0,19 m gebildet. Die Reynolds-Zahl des Frischdampfes Re_D erreicht einen Wert von ca. 1350000.

$$Re_D = \frac{u_D \cdot d_h}{\nu_D} \quad (4.2)$$

Der für den hydraulischen Durchmesser d_h benötigte benetzte Umfang P_b wird in diesem Fall aus dem Außendurchmesser der neun Wasserkästen gebildet.

$$d_h = \frac{4 \cdot A_{\text{ers}}}{P_b} = \frac{4 \cdot A_{\text{ers}}}{P_{b, \text{Wasserkästen}}} \quad (4.3)$$

Für eine turbulente Rohrströmung ($Re \geq 10^4$) gelten experimentell ermittelte Zusammenhänge der Form

$$Nu_D = \frac{\alpha_D \cdot d_h}{\lambda_D} = \frac{\zeta}{8} \cdot \frac{Re \cdot Pr}{1 + 12,7 \cdot \sqrt{\frac{\zeta}{8}} \cdot \left(Pr^{\frac{2}{3}} - 1 \right)} \cdot \left[1 + \left(\frac{d_h}{l} \right)^{\frac{2}{3}} \right] \quad (4.4)$$

mit dem Widerstandsbeiwert $\zeta = (1,8 \times \log(Re) - 1,5)^{-2} = 0,01$ [Gnielinski /70/].

Mit einer Wärmeleitfähigkeit λ_D von 0,1 W/mK, einer Prandtl-Zahl Pr_D von 1,15 (Tab. 4.1), einer berechneten Nusselt-Zahl Nu_D von 3193 ergibt die Wärmeübergangszahl α_D des Frischdampfes mit Hilfe der Gleichung (4.4) einen Wert von ca. 1715 W/m²K.

4.1.2 Wärmeübergangszahl α_{Wk} des Moderators im Wasserkasten

Für Wärmeübergangszahl α_{Wk} des Moderators wird zunächst die durchströmte Fläche A eines Wasserkastens berechnet. Bei einem Innendurchmesser von 0,0198 m ist die durchströmte Fläche $A = 0,0003 \text{ m}^2$. Mit einem Moderatormassenstrom \dot{M}_{Wk} durch einen Wasserkasten von 0,10688 kg/s nach Waata et al. /49/ beläuft sich die Geschwindigkeit u_{Wk} auf 0,45 m/s.

Mit der Gleichung (4.2) berechnet sich die Reynolds-Zahl des Moderators Re_{Wk} zu ca. 70000. Die Strömung ist wie im Fall des Frischdampfes turbulent. Deshalb kann die Korrelation (4.4) auch für den Wasserkasten verwendet werden. Mit einem Widerstandswert ζ von 0,02 hat die Nusselt-Zahl Nu_{Wk} des Moderators im Wasserkasten einen Wert von 163. Die Wärmeübergangszahl α_{Wk} beläuft sich damit auf ca. $5041 \text{ W/m}^2\text{K}$.

4.1.3 Wärmedurchgangszahl k_W und Temperaturverlauf

Um NTU (Übertragungseinheiten - Number of Transfer Units)-Werte für den Moderator und den Frischdampf, und damit den Temperaturverlauf entlang eines Wasserkastens, berechnen zu können, muss vorher der Kehrwert aus dem Produkt der Wärmedurchgangszahl k_W und der Übertragungsfläche A bestimmt werden [Roetzel und Spang /71/].

$$\frac{1}{k_W \cdot A} = \frac{1}{\alpha_D \cdot A_D} + \frac{s}{\lambda_{SS316L} \cdot A_m} + \frac{1}{\alpha_{Wk} \cdot A_{Wk}} \quad (4.5)$$

α_D und α_{Wk} sind die jeweiligen Wärmeübergangszahlen von Frischdampf (500 °C) und Moderator (280 °C), A_D steht für die Übertragungsfläche auf der Frischdampfseite, A_{Wk} für die Fläche auf der Wasserseite und A_m ist die für die Wärmeleitung maßgebende mittlere Fläche. Die mittlere Fläche A_m wird mit der Gleichung (4.6) berechnet /71/:

$$A_m = \frac{A_D - A_{Wk}}{\ln \frac{A_D}{A_{Wk}}} = 0,028 \text{ m}^2 \quad (4.6)$$

Bei einer mittleren Temperatur von ca. 400 °C ist die Wärmeleitfähigkeit λ des in Kapitel 2.2 ausgewählten Wasserkastenwerkstoffs SS316L 20 W/mK /61/. Die Wandstärke eines Wasserkastens s liegt bei 0,0004 m. Somit ergibt das Produkt aus der Wärmedurchgangszahl k_W und der Übertragungsfläche A_m einen Wert von ca. 35 W/K .

Die Übertragungseinheiten NTU für den Moderator und den Frischdampf sind nach Roetzel und Spang /72/ nach Gleichung (4.7) definiert.

$$NTU = \frac{k_W \cdot A}{\dot{M} \cdot c_p} \quad (4.7)$$

Die Gleichungen für den Temperaturverlauf im kalten Medium (Moderator) und für den Temperaturverlauf im heißen Medium (Frischdampf) lauten wie folgt /72/:

$$\frac{T_{Wk,A} - T_{Wk,E}}{T_{D,E} - T_{Wk,E}} = \frac{NTU_{Wk}}{NTU_D} \cdot \frac{[1 - e^{-(NTU_{Wk} - NTU_D)}]}{\left[\frac{NTU_{Wk}}{NTU_D} - e^{-(NTU_{Wk} - NTU_D)}\right]}, \quad (4.8)$$

$$\frac{T_{D,E} - T_{D,A}}{T_{D,E} - T_{Wk,E}} = \frac{[1 - e^{-(NTU_{Wk} - NTU_D)}]}{\left[\frac{NTU_{Wk}}{NTU_D} - e^{-(NTU_{Wk} - NTU_D)}\right]}. \quad (4.9)$$

Index A steht für den Austritt und E für den Eintritt des betrachteten Kontrollvolumens.

Mit den Übertragungseinheiten für den Moderator im Wasserkasten $NTU_{Wk} = 0,07$ und den Frischdampf $NTU_D = 0,0008$ sowie den Eintrittstemperaturen von Frischdampf $T_{D,E} = 500 \text{ °C}$ und Wasser $T_{Wk,E} = 280 \text{ °C}$ ergibt die Moderatöraustrittstemperatur des Fensterelements $T_{Wk,A} = 294 \text{ °C}$. Der Moderator wird also innerhalb des Fensterelements durch den Frischdampf um ca. 14 °C erhitzt.

Die Austrittstemperatur des Moderators aus dem Fensterelement ist die Eintrittstemperatur des Übergangselements. Mit der gleichen Vorgehensweise und anhand der vorgestellten Korrelationen erhitzt sich der Moderator im Übergangselement um weitere 8 °C auf eine Moderatöraustrittstemperatur des Übergangselements von ca. 302 °C . Schließlich erreicht die Temperatur des Moderators im Brennelement bis zur Oberkante der Brennstäbe einen Wert von ca. 307 °C . Der Moderator heizt sich also auf dem Weg vom Fensterelement bis zu den Brennstäben um etwas mehr als 27 °C auf.

4.2 Brennelementbündel als Kreuzstromwärmeübertrager

Zur Simulation eines Brennelements am Rand des Kerns wird in diesem Kapitel die Berechnung der Fluidtemperaturen eines Brennelementbündels als reiner Kreuzstromwärmeübertrager durchgeführt. In Abb. 4.2 ist ein horizontaler Schnitt durch das Fensterelement und die Wasserkästen dargestellt. Um eine durchströmte Fläche A_{ers} zu bestimmen, wird das Fensterelement gemäß der rechten Seite in Abb. 4.2 betrachtet. Vereinfachend wird dabei angenommen, dass eine Hauptströmungsrichtung den Wärmeübergang dominiert. Demnach strömt der Frischdampf durch die in Hauptströmungsrichtung liegenden zwei Fenster und gibt dabei Wärme an die neun Wasserkästen ab (Abb. 4.2). Die so vom Dampf durchströmte Fläche A_{ers} berechnet sich somit aus der Breite eines Fensters mit $0,12 \text{ m}$ und der Höhe eines Fensters mit $0,4 \text{ m}$. Damit ist der durchströmte Ersatzquerschnitt $A_{ers} = 0,048 \text{ m}$.

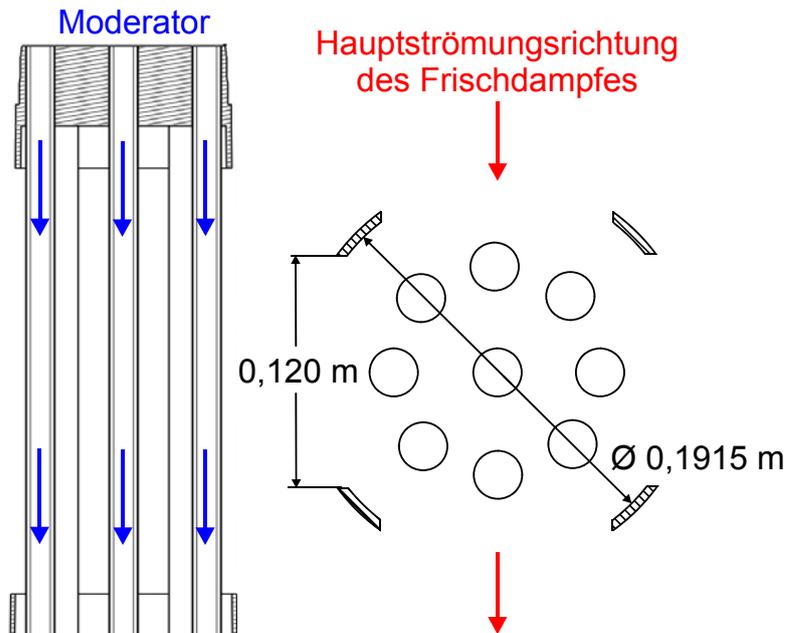


Abb. 4.2 Kopfstück am Rand des Kerns als Kreuzstromwärmeübertrager und durchströmte Fläche A_{ers} (rechts)

4.2.1 Wärmeübergangszahl α_D des Frischdampfes

Die für die Wärmeübergangsberechnung benötigte Nusselt-Zahl eines querangeströmten Glatrohrbündels kann aus der mittleren Nusselt-Zahl eines querangeströmten Einzelrohres berechnet werden. Die Nusselt-Zahl eines Rohres in einem Rohrstrahl ist jedoch bei gleicher Überströmgeschwindigkeit – abhängig von der Längs- und Querverteilung des Rohrstrahls – höher als die eines frei angeströmten Einzelrohres. Wird die Nusselt-Zahl des Einzelrohres mit einer Reynolds-Zahl, in der als charakteristische Geschwindigkeit des Strömungsmediums die mittlere Geschwindigkeit im Hohlraumanteil ψ einer Rohrreihe auf der Länge eines Rohrdurchmessers eingesetzt wird, berechnet, so gelten nach Gnielinski /73/ für weniger als zehn Rohrreihen die folgenden Korrelationen:

$$\text{Nu}_{0,\text{Bündel}} = \frac{\alpha_D \cdot l}{\lambda_D} = \frac{1 + (n - 1) \cdot f_A}{n} \cdot \text{Nu}_{1,0} \quad (4.10)$$

mit

$$\text{Nu}_{1,0} = 0,3 + \sqrt{\text{Nu}_{1,\text{lam}}^2 + \text{Nu}_{1,\text{turb}}^2} \quad (4.11)$$

und

$$\text{Nu}_{1,\text{lam}} = 0,664 \cdot \sqrt{\text{Re}_{\psi,l}} \cdot \sqrt[3]{\text{Pr}} \quad (4.12)$$

sowie

$$\text{Nu}_{1,\text{turb}} = \frac{0,037 \cdot \text{Re}_{\psi,l}^{0,8} \cdot \text{Pr}}{1 + 2,443 \cdot \text{Re}_{\psi,l}^{-0,1} \cdot (\text{Pr}^{\frac{2}{3}} - 1)} \quad (4.13)$$

Darin ist

$$\text{Re}_{\psi,l} = \frac{u \cdot l}{\psi \cdot \nu} \quad \text{mit } l = \frac{\pi}{2} \cdot d_a \quad (4.14)$$

f_A ist der Anordnungsfaktor, n die Anzahl der Rohrreihen, l die Überstromlänge des Einzelrohres mit dem Außendurchmesser d_a und u die Geschwindigkeit des Strömungsmediums im freien Querschnitt vor dem Rohrbündel.

Um die Strömungsgeschwindigkeit des Dampfes im Ersatzquerschnitt berechnen zu können, wird der Dampfmassenstrom \dot{M}_D und die Dichte ρ_D benötigt. Der Dampfmassenstrom \dot{M}_D wird auf 50 kg/s abgeschätzt, was einem Massenstrom von mehr als vier stromauf liegenden Brennelementbündeln entspricht. Diese Abschätzung ist notwendig, da zum Zeitpunkt dieser Arbeit noch keine thermohydraulischen Berechnungen zum gesamten Kern des HPLWR vorlagen. Die Dichte ρ_D des Frischdampfes, die kinematische Viskosität ν_D des Dampfes und die Prandtl-Zahl Pr_D sind in Tab. 4.1 zu finden. Der Hohlraumanteil ψ und der Anordnungsfaktor f_A sind vom Querteilungsverhältnis $a_Q = t_1/d_a$ und vom Längsteilungsverhältnis $b_L = t_2/d_a$ des Rohrbündels abhängig. Zur Vereinfachung werden die neun Wasserkästen fluchtend in drei Rohrreihen ($n = 3$) und rund, mit einem Außendurchmesser d_a von 0,0206 m, dargestellt. Mit $t_1 = t_2 = 0,0386$ m können das Querteilungs- und das Längsteilungsverhältnis berechnet werden.

Da das Längsteilungsverhältnis $b_L \geq 1$ ist, gilt für den Hohlraumanteil ψ :

$$\psi = 1 - \frac{\pi}{4 \cdot a_Q} \quad (4.15)$$

Um die Nusselt-Zahl für das Bündel $\text{Nu}_{0,\text{Bündel}}$ berechnen zu können, muss noch der Anordnungsfaktor f_A für eine fluchtende Rohranordnung bestimmt werden.

$$f_{A,\text{fl}} = 1 + \frac{0,7 \cdot \left(\frac{b_L}{a_Q} - 0,3 \right)}{\psi^{1,5} \cdot \left(\frac{b_L}{a_Q} + 0,7 \right)^2} \quad (4.16)$$

Mit der Gleichung (4.10) und einer Nusselt-Zahl für das Bündel $Nu_{0,\text{Bündel}}$ von 5500 kann schließlich die Wärmeübergangszahl α_D für den Frischdampf berechnet werden als $\alpha_D = 17000 \text{ W/m}^2\text{K}$.

4.2.2 Wärmeübergangszahl α_{Wk} des Moderators

Die Berechnung erfolgt wie in Kapitel 4.1.2. Die Werte der Reynolds-Zahl Re_{Wk} und des Widerstandsbeiwerts ζ bleiben die gleichen. Die Nusselt-Zahl bleibt ebenfalls dieselbe: $Nu_{Wk} = 165$. Mit der Gleichung (4.4) erreicht die Wärmeübergangszahl α_{Wk} des Moderators einen Wert von $5078 \text{ W/m}^2\text{K}$.

4.2.3 Wärmedurchgangszahl k_W und Temperaturverlauf

Mit den Korrelationen von Roetzel und Spang /72/ für den Fall eines einseitig quervermischten Kreuzstroms mit n Rohrreihen werden die Temperaturen des Frischdampfs

$$\frac{T_{D,E} - T_{D,A}}{T_{D,E} - T_{Wk,E}} = 1 - e^{-n \cdot B} \cdot \sum_{j=0}^{n-1} \left(1 - \frac{j}{n}\right) \cdot (\gamma_j - a \cdot \gamma_{j-1}) \quad (4.17)$$

und des Moderators

$$\frac{T_{Wk,A} - T_{Wk,E}}{T_{D,E} - T_{Wk,E}} = \left(\frac{T_{D,E} - T_{D,A}}{T_{D,E} - T_{Wk,E}} \right) \cdot R_D \quad (4.18)$$

mit den Startbedingungen $\gamma_{-1} = 0$ und $\gamma_0 = 1$ und den Gleichungen für γ_{j+1} , R_D , C und B berechnet.

$$\gamma_{j+1} = \frac{1}{j+1} \cdot [(n \cdot R_D \cdot B^2 + 2 \cdot j \cdot C + C) \cdot \gamma_j - j \cdot C^2 \cdot \gamma_{j-1}] \quad (4.19)$$

$$R_D = \frac{\dot{M}_D \cdot c_{p,D}}{\dot{M}_{Wk} \cdot c_{p,Wk}} = \frac{NTU_{Wk}}{NTU_D} = \frac{1}{R_{Wk}} \quad (4.20)$$

$$C = e^{\frac{R_D \cdot NTU_D}{3}} \quad (4.21)$$

$$B = \frac{1-C}{R_D} \quad (4.22)$$

Die Kennzahl R steht für das Wärmekapazitätsstromverhältnis für Frischdampf mit dem Index D und Moderator mit dem Index Wk .

Um die NTU-Werte für Moderator und Frischdampf und damit den Temperaturverlauf entlang eines Wasserkastens berechnen zu können, muss wie in Kapitel 4.1.3 der Kehrwert aus dem Produkt der Wärmedurchgangszahl k_W und der Übertragungsfläche A bestimmt werden. Somit ergibt das Produkt der Wärmedurchgangszahl k_W und der Übertragungsfläche A aus Kapitel 4.1.3 für das Brennelement als Kreuzstromwärmeübertrager 91 W/K .

Mit den NTU-Werten für den Moderator im Wasserkasten $NTU_{Wk} = 0,17$ und dem Frischdampf $NTU_D = 0,0005$ sowie den Eintrittstemperaturen von Frischdampf $T_{D,E} = 500 \text{ °C}$ und Wasser $T_{Wk,E} = 280 \text{ °C}$ ergibt die Austrittstemperatur des Moderators $T_{Wk,A} = 315 \text{ °C}$. Der Moderator wird also durch den Frischdampf über die Höhe eines Fensters ($0,4 \text{ m}$) um ca. 35 °C erhitzt. Die Frischdampf Temperatur nimmt dabei von $T_{D,E} = 500 \text{ °C}$ auf $T_{D,A} = 499,9 \text{ °C}$ minimal ab.

Diese vereinfachte Abschätzung des Wärmeübergangs im Kopfstück zeigt, dass der Frischdampf sich zwar nur minimal abkühlt, der Moderator sich dagegen erheblich erwärmt. Die starke Aufheizung des Moderators hat jedoch einen negativen Effekt auf die Moderation der Neutronen, da die Dichte mit steigender Temperatur des Moderators abnimmt. Das spielt im Bereich des Kopfstücks noch keine Rolle, da sich in diesem Bereich kein Brennstoff befindet. Nach dem Kopfstück tritt der Moderator aber in den aktiven Teil des Kerns statt mit einer Temperatur des Moderators von ursprünglich 280 °C mit einer Temperatur von 315 °C ein.

Aus diesem Grund wird im anschließenden Kapitel untersucht, ob sich der Wärmeübergang von Frischdampf zu Moderator durch eine zusätzliche Wasserkastenwand verringern wird, um die Aufheizung des Moderators bis zum Eintritt in den aktiven Teil des Kerns zu reduzieren.

4.3 Brennelement mit doppelter Wasserkastenwand

Als Gegenmaßnahme wird ein konstruktiver Vorschlag mit einer doppelten Wasserkastenwand präsentiert, die die Temperaturdifferenz des Moderators innerhalb des Kopfstücks des Brennelementbündels gering halten soll. Zwischen den zwei Wänden befindet sich ein Spalt von 1 mm , der zusätzlich zur zweiten Wand isolierend für den Wasserkasten wirkt (Abb. 4.3). Aufgrund des geringen Abstands der zwei Wasserkastenwände wird angenommen, dass keine Naturkonvektion im Spalt, sondern nur Wärmeleitung stattfindet. Die Wärmeleitfähigkeit des Dampfspalts λ_{Ds} beträgt $0,168 \text{ W/mK}$ bei einer Temperatur von 400 °C und einem Druck von 250 bar . Die Berechnung erfolgt am Beispiel des Kreuzstromwärmeübertragers.

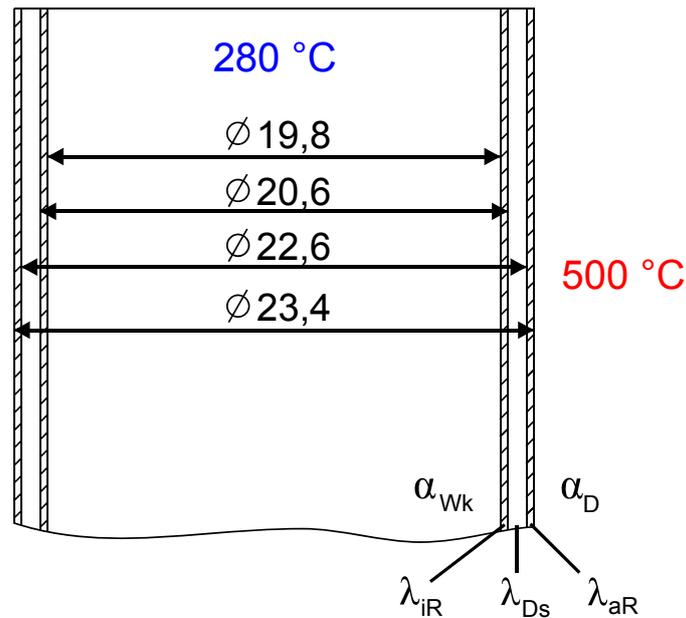


Abb. 4.3 Wasserkasten mit Doppelwand und Spalt

Die Gleichung (4.5) für das Produkt der Wärmedurchgangszahl k_W und der Übertragungsfläche A muss aufgrund des doppelwandigen Wasserkastens entsprechend modifiziert werden. Damit ändert sich das Produkt der Wärmedurchgangszahl k_W und der Übertragungsfläche A folgendermaßen:

$$\frac{1}{k_W \cdot A} = \frac{1}{\alpha_D \cdot A_D} + \frac{s_{iR}}{\lambda_{SS316L} \cdot A_{iR,m}} + \frac{s_{Ds}}{\lambda_{Ds} \cdot A_{Ds,m}} + \frac{s_{aR}}{\lambda_{SS316L} \cdot A_{aR,m}} + \frac{1}{\alpha_{Wk} \cdot A_{Wk}} \quad (4.23)$$

Die Indizes Wk und D stehen für Wasser und Frischdampf, iR für das innere Rohr, Ds für den Dampfspalt und aR für das äußere Rohr.

Die Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten erfolgt analog zum vorherigen Kapitel, weswegen auf eine Wiederholung der Gleichungen verzichtet wird. Durch das Doppelrohr ändern sich die geometrischen Daten bzw. die Wärmeübertragungsflächen und die Wärmeübergangszahl des Frischdampfes α_D .

4.3.1 Wärmeübergangszahl α_D des Frischdampfes

Aufgrund der wie im Fall der einwandigen Wasserkästen gleichen Werte des Massenstroms \dot{M}_D , der Dichte des Frischdampfes ρ_D und der vom Dampf durchströmten Fläche A_{ers} bleibt auch die Geschwindigkeit des Dampfes im freien Querschnitt vor dem Rohrbündel u_D gleich.

Die Überstromlänge des Einzelrohres l , das Querteilungsverhältnis a_Q , das Längsteilungsverhältnis b_L , der Hohlraumanteil ψ und der Anordnungsfaktor f_A ändern sich allerdings aufgrund des durch die Doppelwand vergrößerten Außendurchmessers des Wasserkastens d_a . Dadurch erhalten die Reynolds-Zahl, die Nusselt-Zahlen und schließlich auch die Wärmeübergangszahl für den Dampf α_D neue Werte.

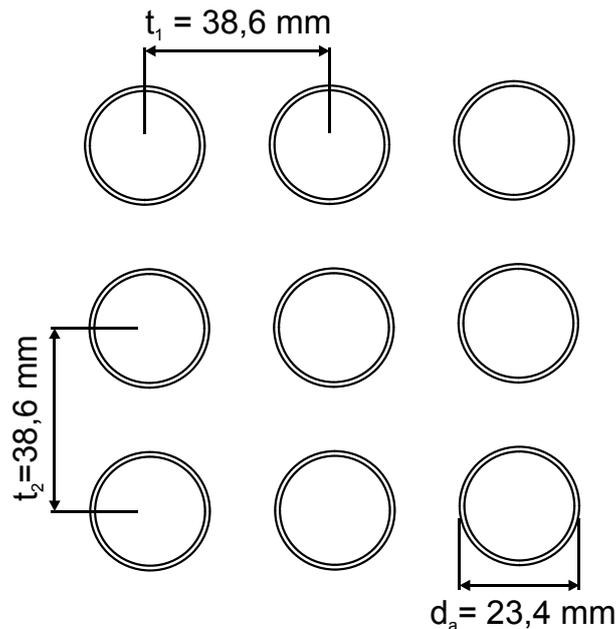


Abb. 4.4 Fluchtende Anordnung der doppelwandigen Wasserkästen

Mit dem bereits in Kapitel 4.2.1 abgeschätzten Dampfmassenstrom von 50 kg/s wird die Strömungsgeschwindigkeit (4.1) und damit die Reynolds-Zahl (4.2) berechnet. Zusammen mit der Prandtl-Zahl kann die Nusselt-Zahl $Nu_{1,0}$ (4.11), die Nusselt-Zahl für das Rohrbündel $Nu_{0,Bündel}$ und schließlich die Wärmeübergangszahl α_D mit der selben Gleichung (4.10) bestimmt werden. Die Wärmeübergangszahl α_D des Frischdampfes beträgt somit 18500 W/m²K für den Fall eines doppelwandigen Wasserkastens.

4.3.2 Wärmeleitzahl des inneren Rohres λ_{iR} , des Dampfspalts λ_{Ds} und des äußeren Rohres λ_{aR}

Die Wärmeleitzahl des inneren Rohres λ_{iR} liegt mit SS316L als Wandwerkstoff bei 20 W/mK. Die Wandstärke s_{iR} ist 0,004 m und die Höhe eines Fensters 0,4 m (Abb. 4.3).

Wie bereits erwähnt, findet innerhalb des Dampfspalts D_s unter vereinfachter Annahme keine Naturkonvektion statt, da die Breite des Dampfspalts nur 0,001 m beträgt. Für Dampf bei einer Temperatur von ca. 400 °C und einem Druck von 250 bar beläuft sich die Wärmeleitzahl λ_{Ds} auf 0,168 W/mK.

Die Rohrwand des äußeren Rohres soll für diese Berechnungen ebenfalls aus dem Werkstoff SS316L bestehen. Die Wärmeleitzahl ist deshalb die gleiche wie die der Rohrwand des inneren Rohres: $\lambda_{aR} = \lambda_{iR} = 20$ W/mK.

4.3.3 Wärmeübergangszahl α_{Wk}

Die Wärmeübergangszahl α_{Wk} für den Fall des Kreuzstromwärmeübertragers ist im Kapitel 4.2.2 berechnet worden: $\alpha_{Wk} = 5078$ W/m²K.

4.3.4 Wärmedurchgangszahl k_W und Temperaturverlauf

Mit den errechneten Werten kann nun das Produkt der Wärmedurchgangszahl k_W und der Übertragungsfläche A mit Hilfe der Gleichung (4.23) gebildet werden. Dazu werden die Übertragungsflächen des Frischdampfes A_D , die mittlere Übertragungsfläche $A_{iR,m}$ des inneren Rohres, die mittlere Übertragungsfläche $A_{Ds,m}$ des Dampfspaltes, die mittlere Übertragungsfläche des äußeren Rohres $A_{aR,m}$ und des Moderators A_{WK} benötigt. Die Übertragungsfläche A_D beträgt $0,0294 \text{ m}^2$. Die mittlere Übertragungsfläche $A_{iR,m}$, die mittlere Übertragungsfläche $A_{Ds,m}$ und die mittlere Übertragungsfläche $A_{aR,m}$ berechnen sich mit der Gleichung (4.6) zu $0,0254 \text{ m}^2$, $0,0271 \text{ m}^2$ und $0,0289 \text{ m}^2$. Das Ergebnis des Produkts aus Wärmedurchgangszahl k_W und der Übertragungsfläche A ist ein Wert von $4,3 \text{ W/K}$.

Mit dem Massenstrom \dot{M} und der isobaren Wärmekapazität c_p werden die Übertragungseinheiten NTU für Moderator und Frischdampf mit Hilfe der Gleichung (4.7) berechnet. Mit den beiden NTU-Werten für Frischdampf und Moderator wird das Wärmekapazitätsstromverhältnis R_D mit Hilfe der Gleichung (4.20) berechnet. Zusammen mit den Startbedingungen $\gamma_{-1} = 0$ und $\gamma_0 = 1$ und den Gleichungen (4.19), (4.21) und (4.22) wird die Austrittstemperatur des Dampfes aus dem Kopfstück $T_{D,A}$ für $n = 3$ Rohrreihen über die Gleichung (4.17) bestimmt. Die Austrittstemperatur des Moderators aus den Wasserkästen $T_{WK,A}$ kann über die Beziehung (4.18) hergeleitet werden.

Die Ergebnisse der Berechnung zeigen eine reduzierte Austrittstemperatur des Moderators $T_{WK,A}$ von 282 °C (einwandig: 315 °C) und eine Austrittstemperatur des Frischdampfes $T_{D,A}$ von $499,99 \text{ °C}$ (einwandig: $499,90 \text{ °C}$).

Die vereinfachten Berechnungen der Temperaturverläufe im Brennelementbündel zeigen, dass durch die Konstruktion einer doppelwandigen Wasserkastenwand die Aufheizung des Moderators von 35 °C auf ca. 2 °C reduziert werden kann. Dadurch ist eine bessere Moderation am Eintritt in den aktiven Bereich des Kerns durch eine höhere Dichte des Moderators im Wasserkasten gegeben. Der Frischdampf kühlt sich beim Passieren der Wasserkästen um $0,01 \text{ °C}$ ab (Abkühlung des Frischdampfes ΔT_D bei einwandigen Wasserkästen: $\Delta T_D = 0,1 \text{ °C}$).

Bei derart geringen Änderungen in der Temperatur ist eine genauere Berechnung des Wärmeübergangs nicht mehr zwingend erforderlich.

5 Konstruktion von Kernkomponenten

Der Konstruktion von Kernkomponenten geht eine Anordnung der Brennelemente voraus. Aus dieser Anordnung ergeben sich die Abmaße des Dampfplenums, der Kerntrageplatte und der Lochplatte.

5.1 Anordnung der Brennelemente

Die Brennelementbündel lassen sich grundsätzlich in beliebiger Anzahl zu einem Kern zusammenstellen. Als Beispiel für die Konstruktion des Dampfplenums und des unteren Plenums wird hier willkürlich von 88 Brennelementbündeln ausgegangen. Diese werden, wie in Abb. 5.1 zu erkennen, folgendermaßen angeordnet:

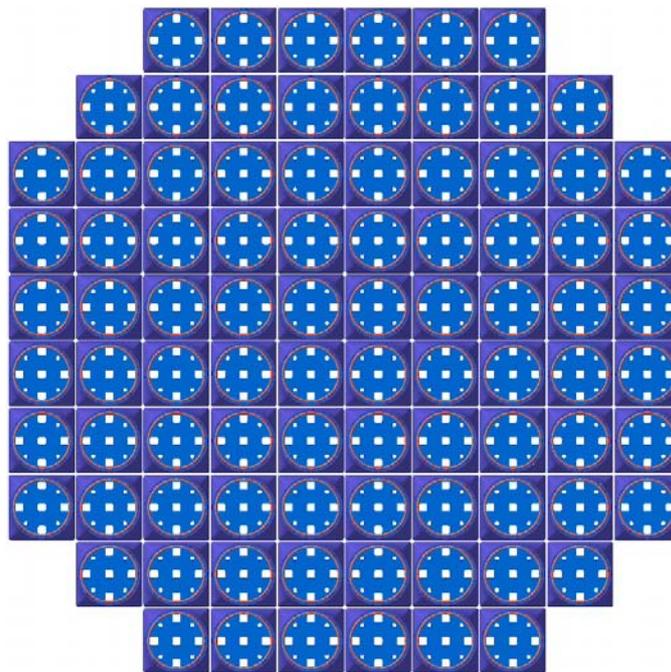


Abb. 5.1 Anordnung der 88 Brennelementbündel mit Kopfstücken (Draufsicht)

Dabei wird beachtet, dass der Kern im Hinblick auf die Form des Druckbehälters eine möglichst runde Anordnung von Brennelementbündeln bildet. Jeweils zehn Brennelementbündel stehen in sechs Reihen nebeneinander; in den äußeren beiden Reihen verringert sich diese Zahl auf acht bzw. sechs.

5.2 Dampfplenum

Mit der in Abb. 5.1 gewählten Anordnung der Brennelemente im Kern kann ein zylinderförmiges Dampfplenum mit einem Durchmesser von 2700 mm konstruiert werden. Die Buchse des Kopfstückes mit ihren Fasen und Abrundungen wird beim Ein- und Ausfahren des Dampfplenums als Zentrierung genutzt, so dass die 88 Brennelementbündel und Kopfstücke nicht verklemmen können. Dabei werden die 88 Bohrungen des oberen und unteren Deckels des Dampfplenums über die Buchsen der Brennelementbündel-Kopfstücke so geschoben, dass die C-Ringe der Kopfstück-Fenster-elemente zwischen die

Wände der Bohrungen des oberen Dampfplenumsdeckels und die C-Ringe der Übergangselemente zwischen die Wände der Bohrungen des unteren Dampfplenumsdeckels gepresst werden. Eine weitere Möglichkeit, um den Einbau zu erleichtern, wäre eine Kernkonstruktion mit unterschiedlich hohen Kopfstückbuchsen, so dass nach und nach das Dampfplenum beim Zusammenbau zentriert wird.

Aus Abb. 3.2 kann der Nenndurchmesser des coaxialen Doppelrohres, das den Frischdampf aus dem Dampfplenum leitet, mit 400 mm abgeschätzt werden. Um das Doppelrohr in den Dampfbehälter einbauen zu können, wird die Höhe des Dampfplenums mit 480 mm festgelegt. Zusammen mit dem oberen und unteren Deckel (jeweils 60 mm Höhe) hat das Dampfplenum eine Gesamthöhe von 600 mm. Diese geringe Höhe des Dampfplenums bietet im Reaktordruckbehälter die Möglichkeit, direkt über dem Kern ein großes Wasserreservoir für eventuelle Störfälle zu installieren, im Gegensatz zur Konstruktion des Dampfplenums wie in Abb. 3.2.

In Abb. 5.2 ist ein Schnitt des Dampfplenums mit den 88 Bohrungen und einem eingebautem Brennelementbündel mit Kopfstück dargestellt.

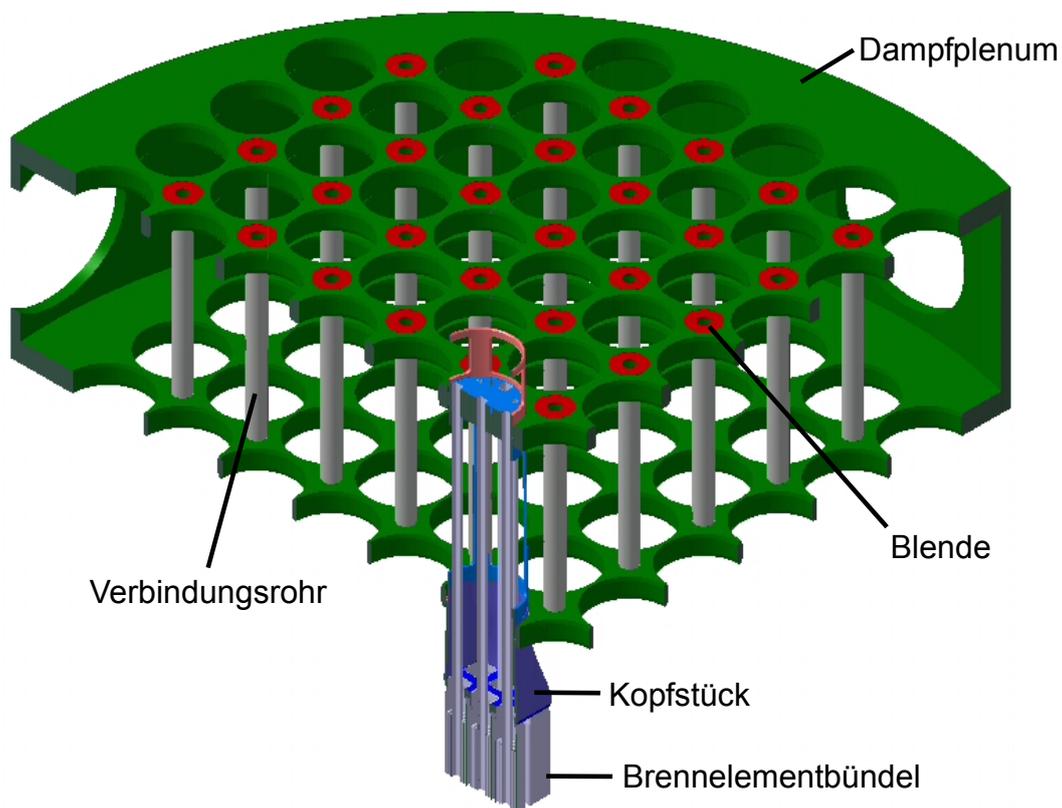


Abb. 5.2 Dampfplenum mit Brennelementbündel und Kopfstück

Die zusätzlichen Bohrungen im oberen und unteren Teil des Dampfplenums und die dazugehörigen Rohre (grau) innerhalb des Plenums dienen zur Versorgung des Spalts zwischen den Brennelementbündeln mit Moderator. Die Durchmesser der Bohrungen und der Außendurchmesser der Verbindungsrohre liegt bei 50 mm. Die Wandstärke der Verbindungsrohre beläuft sich auf 1 mm und die Höhe auf 480 mm. Über den Durchmesser der Blenden (rot) am Eintritt der Verbindungsrohre kann der Moderatormassenstrom für den

Spalt eingestellt werden. Des Weiteren sind die Verbindungsrohre mit den Dampfplenumsdeckeln verschweißt und geben der gesamten Konstruktion somit mehr Stabilität.

Neben den in Kapitel 2.5 beschriebenen Nachteilen für hexagonale Brennelemente ist anhand der Abb. 5.2 ein weiterer konstruktiver Nachteil eines Kerns bestehend aus hexagonalen Brennelementbündeln zu erkennen. Aufgrund der hexagonalen Form der Brennelemente wäre zwischen den Bohrungen für die Brennelementbündel im oberen und unteren Dampfplenumsdeckel zu wenig Material, um die bereits erwähnten Verbindungsrohre zur Versorgung des Spalts zwischen den Brennelementen mit Moderator einbauen zu können.

5.3 Unteres Plenum

Das untere Plenum innerhalb des RDB besteht aus einer Kertrageplatte, Blenden und einer Lochplatte.

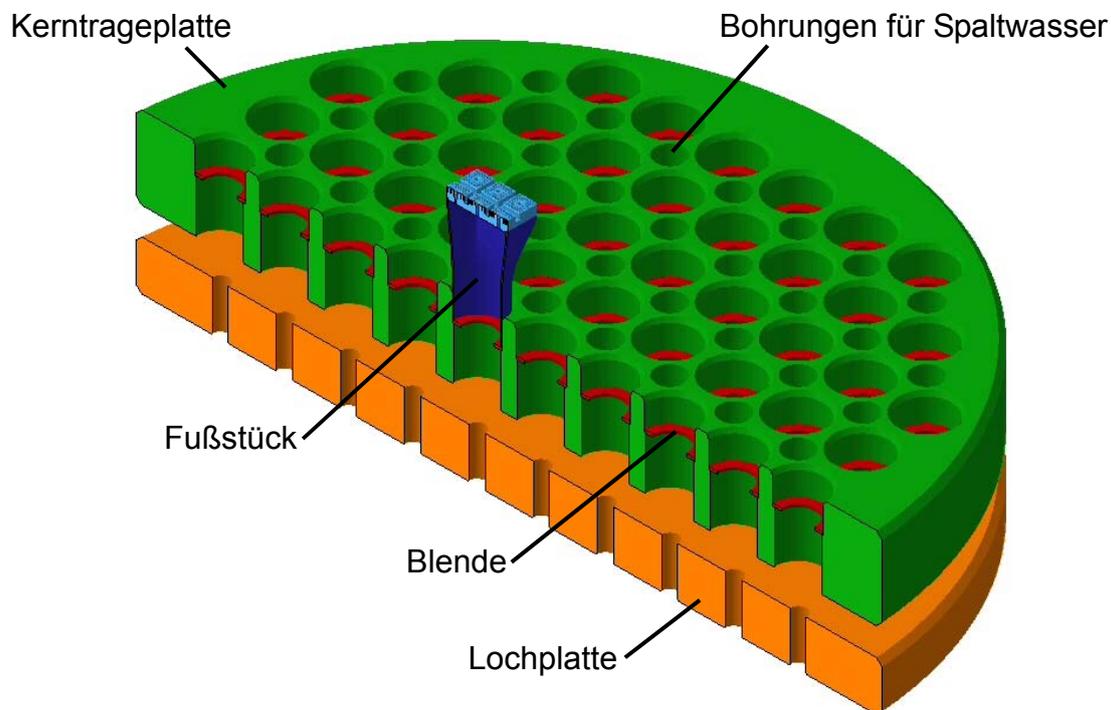


Abb. 5.3 Unteres Plenum mit Kertrageplatte, Blenden und Lochplatte

Auf der Kertrageplatte stehen 88 Fußstücke, wovon wiederum jedes ein Brennelementbündel mit neuen Brennelementen trägt. Die Höhe der Kertrageplatte wird auf die gleiche Weise wie die Höhe der Fußstückplatte in Kapitel 3.4.1 mit einer zulässigen Durchbiegung von 1 mm berechnet. Die Kertrageplatte erreicht so mit einer zweifachen Sicherheit eine Höhe von 300 mm. In den 88 Bohrungen für die Fußstücke befindet sich unter den Fußstücken jeweils eine Blende für ein Brennelementbündel (rot). Mit dieser Blende kann der Kühlmittelmassenstrom durch das Bündel zur Vergleichmäßigung der Austrittstemperatur eingestellt werden.

Zwischen den Fußstück-Bohrungen befinden sich weitere Bohrungen, die den Moderator aus dem Spalt in den Raum zwischen Kertrage- und Lochplatte mit einer Höhe von 100 mm leiten. Der Druckverlust des Speisewassers aus dem Ringraum wird über die

Bohrungen in der Lochplatte eingestellt. Die Lochplatte hat eine Höhe von 180 mm. Da diese Lochplatte jedoch keine tragende Platte ist, kann die Höhe willkürlich gewählt werden. Allerdings hat diese Höhe eine minimale Auswirkung auf den Druckverlust des Speisewassers aus dem Ringraum. Sowohl die Lochplatte als auch die Kerntrageplatte haben wie das Dampfplenum einen Durchmesser von 2700 mm.

Abb. 5.4 zeigt ein Brennelementbündel mit Kopf- und Fußstück eingebaut in das Dampfplenum und das untere Plenum.

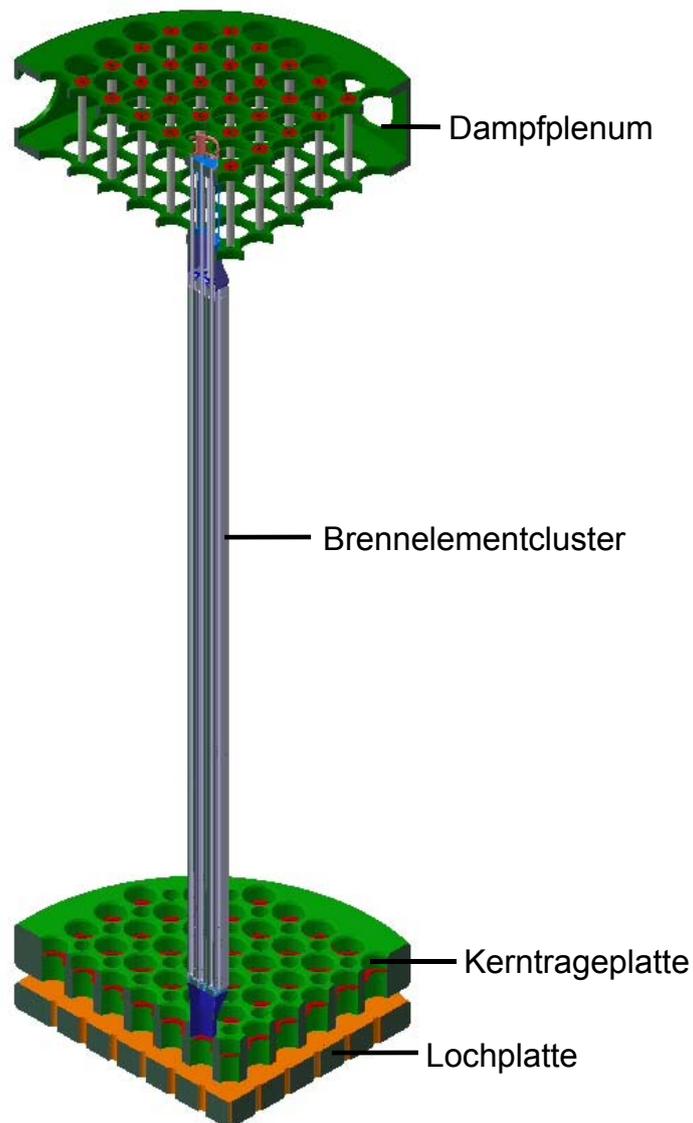


Abb. 5.4 Brennelementbündel und Kerneinbauten

6 Strömungstechnische Optimierung

Ziel der Strömungsanalyse ist es, die Vermischung der Massenströme, die innerhalb des Reaktordruckbehälters unterschiedlich aufgeheizt werden, zu untersuchen. Der Schwerpunkt dieser Analyse liegt in der Optimierung des Verlaufs der Kühlmitteltemperatur bei Eintritt in die Unterkanäle des Brennelementbündels. Dieser Verlauf sollte möglichst homogen sein, um lokale Temperaturspitzen des Kühlmittels im Brennelementbündel zu vermeiden. Heiße Strahlen innerhalb der Unterkanäle würden die durchschnittliche Austrittstemperatur des Kühlmittels reduzieren, da infolge der heißen Strahlen die maximal zulässige Hüllrohrtemperatur früher erreicht wird.

Das Speisewasser tritt über ein koaxiales Doppelrohr in den Reaktordruckbehälter ein (Abb. 6.1). Im inneren Rohr wird der überkritische Frischdampf in Richtung der Turbinen geleitet. Durch das äußere Rohr, welches das innere Rohr umschließt, strömt das Speisewasser in den RDB. Auf diese Weise können thermische Deformationen am Reaktordruckbehälterflansch vermieden werden. Innerhalb des RDB wird das Speisewasser in zwei Teilströme aufgespaltet (Abb. 6.1). Der eine Teilstrom bewegt sich in Richtung des oberen Plenums, um dann in die Wasserkästen und den Spalt zwischen den Brennelementen aufgeteilt zu werden. Der Teil des Speisewassermassenstroms, der sich nach Eintritt in den Druckbehälter in Richtung unterem Plenum orientiert, strömt durch den Reflektor und durch den Ringraum.

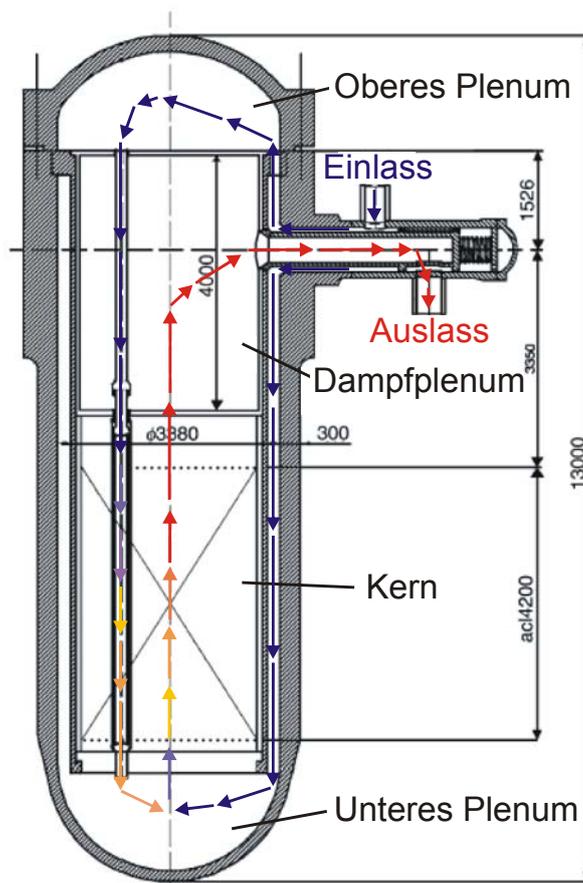


Abb. 6.1 Massenströme innerhalb des HPLWR-Reaktordruckbehälterkonzepts

Im unteren Plenum vermischt sich der Moderator, der von oben nach unten sowohl durch die Wasserkästen als auch durch den Spalt zwischen den Brennelementen strömt, mit dem aus dem Reflektor und dem Ringraum kommenden Wasser. Nach der Mischung strömt der komplette Massenstrom als Kühlmittel durch die Unterkanäle der Brennelemente in Richtung Dampfplenum nach oben. Anschließend wird das überkritische Kühlmedium im Dampfplenum gesammelt, um danach direkt in die Turbinen geleitet zu werden.

Da genauere Strömungsanalysen mit einer eindimensionalen Rechnung nicht zu realisieren sind, wird die Vermischung der Massenströme aus den Wasserkanälen, dem Spalt zwischen den Brennelementen, dem Reflektor und aus dem Ringraum des Reaktordruckbehälters mit Hilfe einer numerischen Strömungssimulation (Computational Fluid Dynamics – CFD) untersucht. Hierfür wird das Softwarepaket FLUENT 6.1.22 eingesetzt. Allerdings muss darauf hingewiesen werden, dass Experimente durch eine Strömungsanalyse mittels CFD nicht vollständig und verlässlich ersetzt werden können.

Die strömungstechnische Optimierung des unteren Plenums und des Fußstücks für ein Brennelementbündel ist folgendermaßen gegliedert: Im Kapitel 6.1 „Simulation turbulenter Strömungen“ werden zunächst die Grundgleichungen der Strömungsmechanik vorgestellt. Anschließend wird auf die Modellierung der Turbulenz eingegangen (Kapitel 6.1.2). Dabei werden das k - ε -Modell in Kapitel 6.1.5, das Reynolds-Spannungsmodell in Kapitel 6.1.6 und die Turbulenzmodellierung des Temperaturfeldes in Kapitel 6.1.7 behandelt. Nach der Einführung in die Simulation turbulenter Strömungen werden die zu untersuchende Geometrie und das dazugehörige Netz beschrieben. Es folgen in Kapitel 6.3 die Randbedingungen und die Zustandsgrößen. Ein weiterer wichtiger Punkt sind die Fehler und die Fehlerkontrolle bei numerischen Verfahren. Diese werden anhand der in den Kapiteln 6.7 und 6.8 vorgestellten Methoden der Verifikation und der Validierung für die Strömungsanalyse dieser Arbeit ausgewertet. Mit Hilfe dieser zwei Methoden wird das optimale Werkzeug für die strömungstechnische Analyse des unteren Plenums und des Fußstücks ausgewählt. Da die Strömungsanalyse zeigt, dass die Originalgeometrie die Ziele einer homogenen Mischung der verschiedenen Massenströme nicht erreicht, wird in Kapitel 6.10 eine verbesserte Geometrie vorgeschlagen und strömungstechnisch analysiert. In den Kapiteln 6.11 und 6.12 folgt eine Untersuchung der Wirkung des Auftriebs und des Einflusses der turbulenten Prandtl-Zahl Pr_t auf die Vermischung. Abschließend behandelt das Kapitel 6.13 niederfrequente Temperaturfluktuationen des einströmenden heißen Moderators aus dem Wasserkasten. Für diese Untersuchung wird eine Grobstruktursimulation angewendet. Diese liefert Abschätzungen für zu erwartende Temperaturfluktuationen und die dazugehörigen Frequenzen.

6.1 Simulation turbulenter Strömungen

6.1.1 Grundgleichungen der Strömungsmechanik

Die Strömung des Kühlmittels und des Moderators im Reaktor wird beschrieben durch Kontinuitätsgleichung, Navier-Stokes-Gleichungen, Energiegleichung und Zustandsgleichung. Eine Herleitung der einzelnen Transportgleichungen wird beispielsweise von Schlichting et al. /74/, Jischa /75/ und Zierp /76/ durchgeführt.

Die kompressible Kontinuitätsgleichung (Erhaltung der Masse) lautet [Oertel /77/]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \cdot u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho \cdot v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho \cdot w)}{\partial z} = 0 . \quad (6.1)$$

Die Strömungsgrößen sind die drei Geschwindigkeitskomponenten u, v, w des Geschwindigkeitsvektors \vec{v} und die Dichte ρ der Strömung in Abhängigkeit von den drei kartesischen Koordinaten x, y und z.

Die Navier-Stokes-Gleichungen (Erhaltung des Impulses) lauten /77/:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \cdot u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \cdot u^2)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho \cdot u \cdot v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho \cdot u \cdot w)}{\partial z} &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} , \\ \frac{\partial(\rho \cdot v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \cdot v \cdot u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho \cdot v^2)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho \cdot v \cdot w)}{\partial z} &= -\rho \cdot g - \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} , \\ \frac{\partial(\rho \cdot w)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \cdot w \cdot u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho \cdot w \cdot v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho \cdot w^2)}{\partial z} &= -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} . \end{aligned} \quad (6.2)$$

Darin sind p der Druck, $\tau_{xy} = \tau_{yx}$, $\tau_{yz} = \tau_{zy}$, $\tau_{zx} = \tau_{xz}$ die Schubspannungen, τ_{xx} , τ_{yy} , τ_{zz} die Normalspannungen und g die Erdbeschleunigung für die Volumenkräfte.

Die Energiegleichung (Erhaltung der Energie) lautet /77/:

$$\begin{aligned} \rho \cdot \left(\frac{\partial e}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial e}{\partial x} + v \cdot \frac{\partial e}{\partial y} + w \cdot \frac{\partial e}{\partial z} \right) = \\ \left(\frac{\partial}{\partial x} \left[\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial y} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \right] \right) - p \cdot (\nabla \cdot \vec{v}) + \mu \cdot \Theta \end{aligned} \quad (6.3)$$

mit der Dissipationsfunktion Θ

$$\begin{aligned} \Theta = 2 \cdot \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \\ \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 - \frac{2}{3} \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 . \end{aligned} \quad (6.4)$$

Dabei sind e die Gesamtenergie, T die Temperatur, μ die dynamische Viskosität und λ die Wärmeleitfähigkeit des Fluids.

Mit der Zustandsgleichung wird ein linearer Zusammenhang zwischen der Dichte und der Temperatur für Wasser bei einem konstanten Druck von 250 bar angenommen (Tab. 6.2). Ebenso werden auch die weiteren Eigenschaften der Fluids wie die kinematische Viskosität und die Wärmeleitfähigkeit von der Temperatur abhängig gemacht.

6.1.2 Turbulenzmodellierung

Eine Rohrströmung ist dann turbulent, wenn deren Reynolds-Zahl größer als eine kritische Reynolds-Zahl von etwa 2300 ist [Zierep und Bühler /78/]. Die Reynolds-Zahl Re ist im Falle einer Rohrströmung folgendermaßen definiert:

$$Re = \frac{u \cdot d}{\nu} . \quad (6.5)$$

Im Gegensatz zu laminaren Strömungen zeichnen sich turbulente Strömungen durch Schwankungen der Strömungsgrößen aus. Diese verursachen einen zusätzlichen Querimpuls-, Energie- und Massenaustausch. Turbulente Strömungen sind grundsätzlich dreidimensional und zeitabhängig.

Die oben eingeführten Kontinuitätsgleichung (6.1), Navier-Stokes-Gleichungen (6.2) und Energiegleichung (6.3) beschreiben im Prinzip alle kontinuumsmechanischen Strömungen. In der Praxis ist es jedoch aufgrund der erforderlichen Rechnerleistung nur in wenigen Fällen möglich, turbulente Strömungen mit der erforderlichen Genauigkeit zu beschreiben. Daher werden sie nur zur Beschreibung laminarer Strömungen eingesetzt. Ausnahmen bilden die direkten numerischen Simulationen (DNS) für kleine Reynolds-Zahlen sowie Turbulenzsimulationen, bei denen absichtlich auf die Auflösung feinskaliger Wirbel verzichtet wird. Da die DNS alle Wirbel auflöst, benötigt sie einen sehr hohen Rechenaufwand [Ferziger /79/]. Aus diesem Grund ist die DNS nur für Grundlagenforschung geeignet, aber nicht für Ingenieur Anwendungen. Für Ingenieur Anwendungen werden die Grobstruktursimulation (Large Eddy Simulation – LES) oder die Reynolds-Gleichungen (Reynolds Averaged Navier-Stokes - RANS) bevorzugt. Die LES kommt zum Einsatz, wenn die Reynolds-Zahl zu hoch oder die Geometrie zu komplex für eine DNS ist /79/. Bei der LES wird über einen Filter eingestellt, inwieweit die Wirbel aufgelöst und dann direkt simuliert werden. Die kleinen Wirbel, die nicht vom Berechnungsgitter erfasst werden können, werden modelliert. Wie die DNS ist auch die LES immer instationär und dreidimensional. Sie erfordert einen großen Rechenaufwand. Für den täglichen Einsatz im Entwicklungsprozess ist sie deshalb noch nicht geeignet. Für technische Auslegungsrechnungen werden Turbulenzmodelle basierend auf den Reynolds-Gleichungen, die durch eine zeitliche Mittelung über die instationären turbulenten Schwankungsbewegungen gebildet werden, benutzt.

6.1.3 Zeitliche Mittelung der Navier-Stokes-Gleichungen

Der Reynolds-Ansatz besagt, dass sich die beliebige Strömungsgröße x als Überlagerung der zeitlich gemittelten Strömungsgröße \bar{x} und einer zusätzlichen Schwankungsgröße x' darstellen lässt [Rodi /80/]:

$$x = \bar{x} + x' . \quad (6.6)$$

Die Definition des zeitlichen Mittelwerts am festen Ort (Reynolds-Mittelung) lautet für das Beispiel der Geschwindigkeitskomponente u

$$\bar{u} = \frac{1}{T_{\text{int}}} \cdot \int_0^{T_{\text{int}}} u(x, y, z, t) \cdot dt . \quad (6.7)$$

T_{int} ist ein geeignet großes Zeitintervall von der Form, dass eine Zunahme von T_{int} keine weitere Änderung des zeitlich gemittelten Wertes \bar{u} ergibt. Die zeitlichen Mittelwerte der Schwankungsgrößen x' sind Null.

Aufgrund unterschiedlicher Dichten der an der Mischung beteiligten Ströme werden die Strömungsgrößen zusätzlich zur zeitlichen Mittelung noch massengewichtet. Diese massengewichtete zeitliche Mittelung wird Favre-Mittelung genannt [77].

$$\begin{aligned} \tilde{u} &= \frac{\overline{\rho \cdot u}}{\bar{\rho}} & \tilde{v} &= \frac{\overline{\rho \cdot v}}{\bar{\rho}} & \tilde{w} &= \frac{\overline{\rho \cdot w}}{\bar{\rho}} \\ \tilde{T} &= \frac{\overline{\rho \cdot T}}{\bar{\rho}} & \tilde{e} &= \frac{\overline{\rho \cdot e}}{\bar{\rho}} \end{aligned} \quad (6.8)$$

Die beliebige Strömungsgröße x setzt sich wiederum aus dem zeitlichen Mittelwert \tilde{x} und einer Schwankungsgröße x'' um \tilde{x} zusammen. Dabei werden der Druck p und die Dichte ρ nicht massengewichtet, sondern nach Gleichung (6.6) nur zeitlich gemittelt.

$$\begin{aligned} \rho &= \bar{\rho} + \rho' & p &= \bar{p} + p' & w &= \tilde{w} + w'' \\ u &= \tilde{u} + u'' & v &= \tilde{v} + v'' \\ T &= \tilde{T} + T'' & e &= \tilde{e} + e'' \end{aligned} \quad (6.9)$$

Die zeitlichen Mittelwerte der massengewichteten Schwankungsgrößen $\overline{\rho \cdot x''}$ sind Null, $\overline{x''}$ dagegen nicht.

Die zeitlich gemittelte Kontinuitätsgleichung für Medien mit variabler Dichte ergibt [77]:

$$\frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \tilde{u})}{\partial x} + \frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \tilde{v})}{\partial y} + \frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \tilde{w})}{\partial z} = 0 \quad (6.10)$$

Die zeitlich gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen für Medien mit variabler Dichte lauten [77]:

$$\begin{aligned}
 & \left(\frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \tilde{u})}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \tilde{u}^2)}{\partial x} + \frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \tilde{u} \cdot \tilde{v})}{\partial y} + \frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \tilde{u} \cdot \tilde{w})}{\partial z} \right) = \\
 & \quad - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\tau}_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\tau}_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{\tau}_{zx}}{\partial z} - \left(\frac{\partial(\overline{\rho \cdot u''^2})}{\partial x} + \frac{\partial(\overline{\rho \cdot u'' \cdot v''})}{\partial y} + \frac{\partial(\overline{\rho \cdot u'' \cdot w''})}{\partial z} \right), \\
 & \left(\frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \tilde{v})}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \tilde{v} \cdot \tilde{u})}{\partial x} + \frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \tilde{v}^2)}{\partial y} + \frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \tilde{v} \cdot \tilde{w})}{\partial z} \right) = \\
 & \quad - \bar{\rho} \cdot \mathbf{g} - \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{\tau}_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\tau}_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{\tau}_{zy}}{\partial z} - \left(\frac{\partial(\overline{\rho \cdot v'' \cdot u''})}{\partial x} + \frac{\partial(\overline{\rho \cdot v''^2})}{\partial y} + \frac{\partial(\overline{\rho \cdot v'' \cdot w''})}{\partial z} \right), \\
 & \left(\frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \tilde{w})}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \tilde{w} \cdot \tilde{u})}{\partial x} + \frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \tilde{w} \cdot \tilde{v})}{\partial y} + \frac{\partial(\bar{\rho} \cdot \tilde{w}^2)}{\partial z} \right) = \\
 & \quad - \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{\tau}_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\tau}_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{\tau}_{zz}}{\partial z} - \left(\frac{\partial(\overline{\rho \cdot w'' \cdot u''})}{\partial x} + \frac{\partial(\overline{\rho \cdot w'' \cdot v''})}{\partial y} + \frac{\partial(\overline{\rho \cdot w''^2})}{\partial z} \right).
 \end{aligned} \tag{6.11}$$

Die zusätzlichen Schwankungsterme $\overline{\rho \cdot u'' \cdot u''}$, $\overline{\rho \cdot v'' \cdot v''}$, $\overline{\rho \cdot w'' \cdot w''}$, $\overline{\rho \cdot u'' \cdot v''}$, $\overline{(\rho \cdot u'' \cdot w'')}$ und $\overline{\rho \cdot v'' \cdot w''}$ in den Impulsgleichungen beschreiben einen zusätzlichen Impulsaustausch als Wirkung der Turbulenz auf die Strömung.

Für die zeitliche Mittelung der Energiegleichung werden die zuvor eingeführten massengewichteten Größen um die massengewichtete Temperatur \tilde{T} und die massengewichtete Energie \tilde{e} ergänzt. Die Herleitung der zeitlich gemittelten Energiegleichung ist in der Fachliteratur ausführlich beschrieben [77]. Durch die zeitliche Mittelung der Energiegleichung treten neben den molekularen Wärmeflüssen auch scheinbare Wärmeflüsse aufgrund der turbulenten Schwankungen von Geschwindigkeiten und Temperaturen auf. Die zusätzlichen turbulenten Wärmeflüsse führen zu drei neuen Unbekannten $\overline{\rho \cdot T'' \cdot u_i''}$.

$$q_{t,i} = -c_p \cdot \overline{\rho \cdot T'' \cdot u_i''} \quad \text{für } i=1,2,3 \tag{6.12}$$

Den fünf zeitlich gemittelten Gleichungen stehen also neben den fünf Unbekannten der Favre-gemittelten Größen Geschwindigkeit, Temperatur und Druck noch weitere 12 Unbekannte, nämlich neun Reynolds-Spannungen und die drei Komponenten aus der zeitlichen Mittelung der Energiegleichung, gegenüber.

Die Reynolds- oder turbulenten Scheinspannungen τ_t können in einer 3x3 Matrix zusammengefasst werden:

$$\tau_t = \begin{pmatrix} -\overline{\rho \cdot u_1'' \cdot u_1''} & -\overline{\rho \cdot u_1'' \cdot u_2''} & -\overline{\rho \cdot u_1'' \cdot u_3''} \\ -\overline{\rho \cdot u_2'' \cdot u_1''} & -\overline{\rho \cdot u_2'' \cdot u_2''} & -\overline{\rho \cdot u_2'' \cdot u_3''} \\ -\overline{\rho \cdot u_3'' \cdot u_1''} & -\overline{\rho \cdot u_3'' \cdot u_2''} & -\overline{\rho \cdot u_3'' \cdot u_3''} \end{pmatrix}. \tag{6.13}$$

Da $\overline{\rho \cdot u_i'' \cdot u_j''} = \overline{\rho \cdot u_j'' \cdot u_i''}$ gilt, reduzieren sich die Reynolds-Spannungen $\overline{\rho \cdot u_i'' \cdot u_j''}$ aus Symmetriegründen von neun auf sechs Unbekannte. Eine Möglichkeit, das Gleichungssystem zu schließen, besteht über das Konzept der Wirbelviskosität.

6.1.4 Konzept der Wirbelviskosität

In einer laminaren Strömung wird der Impulsaustausch durch die molekulare Viskosität μ charakterisiert. Boussinesq schlug vor, die Reynoldsspannungen analog zur Berechnung der Normal- und Schubspannungen zu modellieren. Mit dieser Annahme wird der zusätzliche Impulsaustausch der turbulenten Strömung mit Hilfe der turbulenten Viskosität (Wirbelviskosität) μ_t beschrieben [77]:

$$\begin{pmatrix} -\overline{\rho \cdot u_1'' \cdot u_1''} & -\overline{\rho \cdot u_1'' \cdot u_2''} & -\overline{\rho \cdot u_1'' \cdot u_3''} \\ -\overline{\rho \cdot u_2'' \cdot u_1''} & -\overline{\rho \cdot u_2'' \cdot u_2''} & -\overline{\rho \cdot u_2'' \cdot u_3''} \\ -\overline{\rho \cdot u_3'' \cdot u_1''} & -\overline{\rho \cdot u_3'' \cdot u_2''} & -\overline{\rho \cdot u_3'' \cdot u_3''} \end{pmatrix} = \mu_t \cdot \begin{pmatrix} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \end{pmatrix}. \quad (6.14)$$

Turbulenzmodelle, die auf der Boussinesq-Annahme basieren, beschränken sich auf die Modellierung der Austauschgröße μ_t [80]. Sie beinhalten Gleichungen, mit denen die Austauschgröße μ_t in Abhängigkeit von den mittleren Strömungsgrößen berechnet werden kann. Die Turbulenzmodellierung basiert nicht auf physikalisch exakten Gleichungen, sondern auf Modellvorstellungen, Annahmen und empirischen Daten. Sie beschreibt den Einfluss der turbulenten Schwankungen auf die Mittelwerte der Strömung und nicht die Details der turbulenten Bewegungen.

Das k- ϵ -Modell, ein so genanntes Zweigleichungsmodell, beschreibt die turbulenten Schwankungsgrößen mit Hilfe der Austauschgröße μ_t .

6.1.5 k- ϵ -Modell

Das k- ϵ -Modell ist nur für vollturbulente Strömungen gültig. Dabei steht k für die turbulente kinetische Energie, ϵ für die turbulente Dissipation. Während die Größe k die kinetische Energie der turbulenten Schwankungsbewegung berücksichtigt, wird mit der Variablen ϵ deren Zerfall durch Reibung ausgedrückt. Die Gleichung für die zeitlich gemittelte Turbulenzenergie lautet [77]:

$$k = \frac{1}{2 \cdot \bar{\rho}^2} \cdot \overline{((\rho \cdot u'')^2 + (\rho \cdot v'')^2 + (\rho \cdot w'')^2)}. \quad (6.15)$$

Dimensionsanalytische Betrachtungen legen nahe, dass die turbulente Viskosität μ_t in Beziehung zur turbulenten kinetischen Energie k und zur turbulenten Dissipation ϵ steht:

$$\mu_t = \bar{\rho} \cdot C_\mu \cdot \frac{k^2}{\epsilon}. \quad (6.16)$$

C_μ ist eine weitere empirisch ermittelte Konstante mit einem Wert von 0,09.

Die beiden Größen k und ε werden in der Strömung produziert, transportiert und dissipiert. Deshalb müssen bei der numerischen Simulation folgende zwei Transportgleichungen zusätzlich gelöst werden, die dazu dienen, die lokale Verteilung der turbulenten Viskosität μ_t in der Strömung zu bestimmen [Oertel und Laurien /81/]:

$$\bar{\rho} \frac{\partial k}{\partial t} + \bar{\rho} \tilde{u}_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\mu \frac{\partial k}{\partial x_i} + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + \mu_t \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) + \beta g_i \frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_i} - \bar{\rho} \varepsilon, \quad (6.17)$$

$$\begin{aligned} \bar{\rho} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{\rho} \tilde{u}_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\mu \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right) + \\ C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \mu_t \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} C_{\varepsilon 3} \beta g_i \frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_i} - C_{\varepsilon 2} \bar{\rho} \frac{\varepsilon^2}{k}. \end{aligned} \quad (6.18)$$

Die k - und ε -Gleichung setzen sich jeweils aus der zeitlichen Ableitung, dem konvektiven Anteil, dem diffusiven Anteil, der Produktion, dem Auftrieb und dem Senkenglied zusammen. β beschreibt dabei die thermische Ausdehnung und g_i den Erdbeschleunigungsvektor. $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$, $C_{\varepsilon 3}$, σ_k und σ_ε sind Modellkonstanten. Dabei sind σ_k und σ_ε die turbulenten Prandtl-Zahlen für k bzw. ε .

Tab. 6.1 Empirische Konstanten innerhalb des k - ε -Modells [FLUENT Inc. /82/]

C_μ	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	σ_k	σ_ε
0,09	1,44	1,92	1,0	1,3

$C_{\varepsilon 3}$ ist das Verhältnis aus Strömungsgeschwindigkeit parallel zur Schwerkraft ($C_{\varepsilon 3} = 1$) und senkrecht zur Schwerkraft ($C_{\varepsilon 3} = 0$).

Das k - ε -Modell ist gut getestet, numerisch stabil und hat einen relativ geringen Bedarf an Computer-Ressourcen. Es wurde unter der Annahme isotroper Turbulenz hergeleitet. Dieses setzt voraus, dass die turbulenten Fluktuationen in allen Raumrichtungen gleichgroß sind. Das k - ε -Modell sollte deshalb beispielsweise nicht bei Analysen mit Stromlinienkrümmung oder Drall angewendet werden. Bei solchen Strömungen sind Modelle besser geeignet, die anstatt der Wirbelviskosität die einzelnen Komponenten des Reynolds-Spannungstensors berechnen: die Reynolds-Spannungsmodelle.

6.1.6 Reynolds-Spannungsmodelle

Die zweiten in dieser Arbeit angewendeten Verfahren zur Modellierung der Turbulenz sind die Reynolds-Spannungsmodelle (RS-Modelle). Bei den Reynolds-Spannungsmodellen

gibt es wie bei den Wirbelviskositätsmodellen die algebraischen Reynolds-Spannungsmodelle, bei denen alle Reynolds-Spannungen als Funktion der Geometrie modelliert werden, und die Transportgleichungs-RS-Modelle. Da in dieser Strömungsanalyse Transportgleichungs-Reynolds-Spannungsmodelle zur Anwendung kommen, wird im Folgenden auf diese näher eingegangen.

Transportgleichungs-Reynolds-Spannungsmodelle verwenden je eine Transportgleichung für die einzelnen Komponenten des Reynolds-Spannungstensors. Für dreidimensionale Strömungen müssen sechs zusätzliche Gleichungen für die turbulenten Spannungen und eine zusätzliche ε -Gleichung für die Dissipation gelöst werden. Sie sind damit aufgrund der höheren Modellierungsebene und der besseren Beschreibung der physikalischen Vorgänge, wie beispielsweise der Anisotropie der Turbulenz, den Wirbelviskositätsmodellen überlegen.

Die Transportgleichung der Reynolds-Spannungen kann folgendermaßen formuliert werden /81/:

$$\frac{\partial}{\partial t} \overline{\rho \cdot u_i'' \cdot u_j''} + \tilde{u}_k \frac{\partial}{\partial x_k} \overline{\rho \cdot u_i'' \cdot u_j''} = P_{ij} + D_{ij} - G_{ij} + \varepsilon_{ij} + \Pi_{ij} \quad (6.19)$$

Dabei können die Indizes i und j die Werte 1, 2 und 3 annehmen. Auf der linken Seite der Gleichung befinden sich die zeitliche Ableitung und der Konvektionsterm. Auf der rechten Seite steht das P_{ij} für Produktion, D_{ij} für turbulente Diffusion, G_{ij} für Auftriebseffekte, ε_{ij} für Dissipation und Π_{ij} für Druckdilatation bzw. Druck-Scher-Korrelation. Die mathematische Herleitung der einzelnen Korrelationen ist in der Fachliteratur beschrieben /74/, /81/. Dissipation, Diffusion und Auftrieb sind bereits aus der k -Gleichung bekannt. Allerdings müssen diese Größen jetzt für jede Reynolds-Spannung getrennt formuliert werden. Die Druck-Scher-Korrelation erscheint hier zum ersten Mal. Diese sorgt für den Austausch von Turbulenzenergie zwischen den Geschwindigkeitskomponenten verschiedener Richtungen. Der Austausch strebt dabei eine statistische Gleichverteilung der Schwankungsintensitäten aller Richtungen an.

Die höhere Modellierungsgenauigkeit der Reynolds-Spannungsmodelle wirkt sich allerdings durch einen größeren numerischen Aufwand auf die Rechenzeit aus. Grund hierfür ist neben der größeren Anzahl an zu lösenden Transportgleichungen auch die geringere Konvergenzgeschwindigkeit im Vergleich zu den numerisch robusteren Zweigleichungsmodellen.

6.1.7 Algebraische Turbulenzmodellierung des Temperaturfelds

Die Modellierung der zeitlich gemittelten Energiegleichung beschränkt sich auf den Term, der den zusätzlichen Wärmefluss infolge der turbulenten Schwankungsbewegungen beschreibt. Für diesen Term wird analog zur Boussinesq-Annahme der folgende Wärmeleitansatz gemacht /72/:

$$-c_p \cdot \overline{\rho \cdot T'' \cdot u_i''} = -\lambda_t \cdot \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_i} . \quad (6.20)$$

λ_t ist dabei die turbulente Wärmeleitfähigkeit, welche in keinem direkten Zusammenhang mit der molekularen Leitfähigkeit steht, sondern wie die turbulente Viskosität μ_t eine Austauschgröße darstellt. Um sie berechnen zu können, werden bei der Turbulenzmodellierung für das Temperaturfeld neben Ein- und Mehrgleichungsmodelle auch algebraische Modelle eingesetzt. Beim algebraischen Ansatz wird die turbulente Prandtl-Zahl Pr_t eingeführt, die wie folgt definiert ist [74]:

$$Pr_t = \frac{c_p \cdot \mu_t}{\lambda_t} . \quad (6.21)$$

Die Intensität der turbulenten Durchmischung wird also nur durch die Wirbelviskosität beschrieben. Dieser Ansatz setzt wiederum voraus, dass ein isotropes Turbulenzverhalten vorliegt. Die turbulente Prandtl-Zahl Pr_t wird empirisch auf einen konstanten Wert von 0,85 abgeschätzt [Kays /83/].

In dem gewählten Softwarepaket FLUENT 6.1.22 werden die Gleichungen (6.10), (6.11), (6.17), (6.18) und (6.19) mit Hilfe der Finite-Volumen-Methode unter Verwendung eines Aufwind-Verfahrens und dem SIMPLE Algorithmus gelöst [Noll /84/].

6.1.8 Logarithmisches Wandgesetz

Der wandnahe Bereich einer Strömung wird in drei Schichten eingeteilt. Unmittelbar an der Wand befindet sich die viskose Unterschicht, in der die Strömung laminar ist. Danach kommt eine so genannte Übergangsschicht, in der sowohl die molekulare Viskosität als auch die Turbulenz eine gleich wichtige Rolle spielen. In der dritten Schicht ist die Strömung vollturbulent.

Sowohl das k - ε -Modell als auch das Reynolds-Spannungsmodell können keine Strömungen vorhersagen, bei denen viskose Effekte eine wichtige Rolle spielen. Deshalb können sie nicht verwendet werden, um Strömungen in unmittelbarer Wandnähe zu berechnen. Für die Berechnung darf sich daher der erste Rechenpunkt nicht im viskos beeinflussten Bereich der Wandgrenzschicht befinden, sondern erst in Bereichen, in denen die Turbulenz dominiert. Zur Behandlung der wandnahen Bereiche existieren zwei Möglichkeiten.

Die erste Möglichkeit sieht vor, dass die viskose Unterschicht rechnerisch nicht aufgelöst wird. Dafür wird eine Annäherung mit Hilfe des logarithmischen Wandgesetzes verwendet, um den Übergang zwischen der Wand und dem vollturbulenten Bereich herzustellen [74/].

$$\begin{aligned}
 u^+ &= \frac{1}{\kappa} \cdot \ln y^+ + C^+ \\
 y^+ &= \frac{y \cdot u_\tau}{\nu} \\
 u^+ &= \frac{\bar{u}}{u_\tau} \\
 u_\tau &= \sqrt{\frac{\bar{\tau}_w}{\rho}}
 \end{aligned}
 \tag{6.22}$$

C^+ = Integrationskonstante = 5,0 (glatte Wand)

κ = Karman-Konstante = 0,41

y ist der Abstand von der Wand. y^+ und $u^+ = f(y^+)$ sind dimensionslose Größen für den Wandabstand und die tangentielle Geschwindigkeit. u_τ ist die (Wand-) Schubspannungsgeschwindigkeit und $\bar{\tau}_w$ die dazugehörige Wandschubspannung. C^+ und κ sind empirisch gewonnene Konstanten.

Die viskose Unterschicht erstreckt sich dabei über den Bereich $0 < y^+ < 5$. Für den Übergangsbereich gilt $5 < y^+ < 30$ und für den logarithmischen Bereich $y^+ > 30$ bis 60 /81/. Die obere Grenze für den logarithmischen Bereich hängt unter anderem von den Druckgradienten und der Reynolds-Zahl ab. So wird die obere Grenze größer, wenn die Reynolds-Zahl ansteigt. Für Rechnungen, die das logarithmische Wandgesetz verwenden, sollte darauf geachtet werden, dass der erste Berechnungspunkt außerhalb der viskosen Unterschicht $y^+ > 26$ liegt /81/.

Der zweite Weg ist, die Turbulenzmodelle so zu modifizieren, dass der Einfluss der Grenzschicht durch eine starke Gitterverfeinerung berechnet werden kann. Das Kontrollvolumen, das am nächsten an der Wand liegt, muss dabei im Bereich der viskosen Unterschicht liegen ($y^+ \leq 1$). Dies kann beispielsweise mit dem Niedrig Reynolds-Zahl k - ε -Modell oder dem k - ω -Modell realisiert werden /81/.

In der Praxis sind damit Simulationen, bei denen der wandnächste Punkt zwischen $y^+ = 1$ und $y^+ = 26$ liegt, auszuschließen, da in diesem Fall weder das logarithmische Wandgesetz noch ein Niedrig Reynolds-Zahl Turbulenzmodell anwendbar ist.

6.2 Geometrie und Netzgenerierung

6.2.1 Geometrie

Im unteren Plenum und im Fußstück des Brennelementbündels werden die Massenströme aus Reflektor, Spalt, Ringraum und Wasserkasten vermischt. Die erste Mischung der Massenströme aus Reflektor und Ringraum wird vereinfachend als perfekt betrachtet und zu einem Massenstrom mit der Bezeichnung Ringraum zusammengefasst. Die zweite Mischung findet zwischen Kerntrageplatte und Lochplatte, dem ersten Mischungsraum, statt,

wo der erhitzte Moderator aus dem Spalt auf das Speisewasser des Ringraums trifft (Abb. 5.3). Anschließend strömt die Mischung aus Spaltmoderator und Ringraumwasser in den zweiten Mischungsraum innerhalb des Fußstücks des Brennelementbündels, nachdem es die Blende passiert hat (Abb. 5.3). Innerhalb des Diffusors vermischen sich dann der von oben durch die neun Wasserkästen kommende erhitzte Moderator mit der von unten kommenden Mischung aus Spaltmoderator und Ringraumwasser (Abb. 3.12). Schließlich verlässt die Mischung aus Speisewasser (Ringraum) und Moderator (Spalt- und Wasserkästen) den Diffusor durch die sich in der Fußstückplatte befindenden Kühlmittelkanäle, um die Unterkanäle zwischen den Brennstäben mit aufsteigendem Kühlmittel zu versorgen (Abb. 3.9).

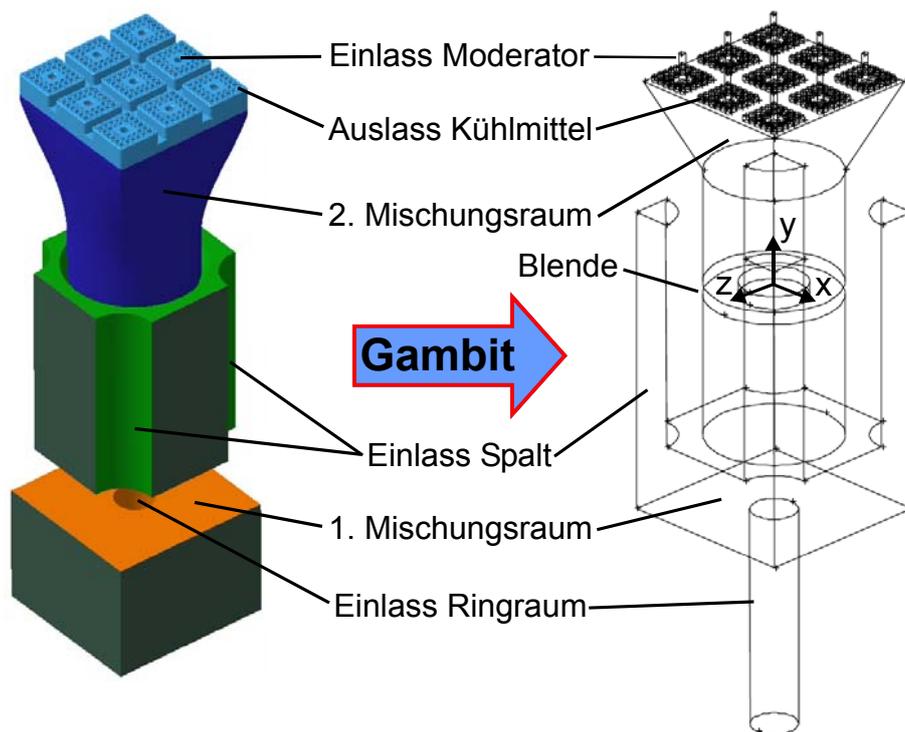


Abb. 6.2 Brennelementbündel-Fußstück und dazugehöriger Teil des unteren Plenums als 3D-CAD-Geometrie (links) und CFD-Geometrie [Hofmeister et al. /85/]

Die Mischung der einzelnen Massenströme wird anhand einer repräsentativen Teilgeometrie untersucht. Diese Geometrie besteht aus einem Fußstück, einer Blende, dem zu einem Fußstück gehörenden Teil der Kerntrage- und der Lochplatte und den dazugehörigen Moderatorkanälen in der Kerntrageplatte (Abb. 6.2). Mit Hilfe des Netzgenerators Gambit 2.1.2 wird die 3D-CAD-Geometrie für die Strömungsberechnung vereinfacht.

Die Bohrungen für das Kühlmittel und den Moderator in der Fußstückplatte, für den Moderator aus dem Spalt in der Kerntrageplatte und für das Speisewasser aus dem Ringraum in der Lochplatte werden dabei als Ein- und Auslassrohre aufgefasst. Um vor dem Eintritt in die jeweiligen Mischungsräume vollständig entwickelte Strömungen zu erzielen, sollten die Einlässe „Moderator“, „Spalt“ und „Ringraum“ eine Länge von fünf Durchmessern der jeweiligen Einlässe haben. Eine vollentwickelte Strömung bedeutet, dass die Gradienten in Strömungsrichtung für alle Strömungsvariablen außer dem Druck Null sind. Der Druckgradient ist konstant. Dagegen sind Gradienten quer zur Strömung beispielsweise aufgrund der Wand-Haftbedingung möglich. Dass die Längen der Einlässe ausreichend sind, um

vollständig entwickelte Strömungen zu erhalten, wird in Kapitel 6.3 gezeigt. Die Auslässe „Kühlmittel“ sind jeweils einen Durchmesser lang. Da zu den Blenden am Eintritt in das Fußstück bisher noch keine Untersuchungen durchgeführt worden sind, wird in dieser Strömungsanalyse von einer Versperrung von 50 % ausgegangen.

6.2.2 Netzgenerierung

Bei der Netzgenerierung werden im Innern des Berechnungsgebiets sowie am Rand räumliche Stützstellen, so genannte Diskretisierungspunkte, Knoten oder Netzpunkte, festgelegt. Die Gesamtheit der Diskretisierungsstellen wird als numerisches Netz oder Rechengitter bezeichnet.

Das Rechengitter wird zuerst über die Anzahl der Gitterpunkte an den geraden und kreisförmigen Kanten der CFD-Geometrie definiert. Mit Hilfe von Netzelementen wird dann das komplette Volumen der 3D-Geometrie durch den Netzgenerator Gambit 2.1.2 vernetzt. Das Netz besteht in dieser Strömungsanalyse vorwiegend aus vierflächigen Netzelementen, aber es kann auch aus sechsfächigen, pyramide- und keilförmigen Elementen bestehen [FLUENT Inc. /86/]. Diese Netzelemente sind in einem unstrukturierten Netz angeordnet, das heißt die Knoten sind beliebig verteilt. Durch die Vielzahl an Netzelementgeometrien und durch ihre unstrukturierte Anordnung ist das Rechengitter auch im Falle von komplizierten Geometrien sehr anpassungsfähig und flexibel.

6.3 Randbedingungen und Zustandsgrößen

Der Moderator heizt sich beim Durchströmen des Kerns von einer Eintrittstemperatur von 280 °C auf eine Endtemperatur von ca. 355 °C in den Wasserkästen und auf eine Endtemperatur von ca. 370 °C im Spalt zwischen den Brennelementen bei einem Druck von 250 bar auf /49/. Des Weiteren wird angenommen, dass das Speisewasser aus dem Ringraum mit einer Temperatur von 280 °C ebenfalls bei einem Druck von 250 bar in das untere Plenum strömt. Aufgrund der unterschiedlichen Eintrittstemperaturen müssen die Dichten, die thermischen Leitfähigkeiten, die isobaren Wärmekapazitäten und die dynamischen Viskositäten der drei Massenströme definiert werden. Das Molekulargewicht wird als konstant angenommen. Die Eigenschaften der Massenströme werden aus der Wasserdampf-Tafel nach Wagner und Kruse /6/ mit Hilfe der jeweiligen Eintrittstemperatur und dem Druck von 250 bar entnommen. Die für die Berechnung benötigten Eigenschaften des Fluids (Dichte, kinematische Viskosität, Wärmeleitfähigkeit) zwischen 280 °C und 370 °C werden vereinfacht durch lineare Interpolationen zwischen den bekannten Werten der drei Eintrittstemperaturen ermittelt. Da die Wand als adiabat (Wandwärmestromdichte = 0) angenommen wird, sind nur die Eigenschaften des Fluids zwischen 280 °C und 370 °C, den Eintrittstemperaturen der beteiligten Massenströme, erforderlich.

Am Rand eines Berechnungsgebiets gelten Randbedingungen. Zu den Randbedingungen gehören Wandrandbedingungen sowie Ein- und Auslassbedingungen /84/.

Wandrandbedingungen beschreiben neben der bereits erwähnten Wandwärmestromdichte auch die Haftbedingung an der Wand. Bei viskosen Strömungen bewirken Anziehungskräfte zwischen den Molekülen der Wand und denjenigen des Fluids ein „Haften“ des Flu-

ids an der Wand, d.h. der Geschwindigkeitsvektor am Rand ist Null. Mit Hilfe der in dieser Strömungsanalyse angewendeten Symmetrierandbedingung kann das zu berechnende Kontrollvolumen verkleinert werden, indem eine symmetrische Teilgeometrie herausgeschnitten und berechnet wird. Über eine Symmetrierandbedingung findet weder ein konvektiver noch ein diffusiver Fluss statt. Das heißt die Strömungsgeschwindigkeitskomponente normal zur Symmetriewand und die Gradienten aller Geschwindigkeitsvariablen an der Symmetriewand sind Null. Da die Scherspannungen an der Symmetriewand ebenfalls Null sind, bietet die Symmetrierandbedingung eine Möglichkeit, Wände ohne Haftbedingung zu modellieren. Bei den Wänden des ersten Mischungsraums und der vier Viertel-Einlässe „Spalt“ wird die beschriebene Symmetriebedingung angewendet (Abb. 6.2).

Ein- und Ausströmbedingungen können beispielsweise Geschwindigkeits-, Druck- und Massenstrombedingungen sein. In der Strömungsberechnung dieser Arbeit werden Geschwindigkeitseinströmbedingungen verwendet. Um die Einströmbedingungen vollständig definieren zu können, müssen bei einer Strömungsanalyse mit dem verwendeten Softwarepaket die Geschwindigkeiten und die Temperaturen der verschiedenen Einlassströme angegeben werden.

Die Geschwindigkeiten werden über die Druckverluste der drei Ströme Spalt, Wasserkasten und Ringraum berechnet. Dazu sind Informationen über Massenstrom, die skalaren Größen (Temperatur, Druck, Dichte und kinematische Viskosität) des Fluids und die durchströmte Querschnittsfläche nötig /78/.

Der Massenstrom durch ein Achtel des Brennelements „sq2.1“ und die dazugehörigen Temperaturen sind von Waata et al. /49/ berechnet worden. Diese Berechnungen werden vereinfacht auf ein ganzes Brennelement bzw. Brennelementbündel extrapoliert, da noch keine thermohydraulischen und neutronischen Berechnungen eines ganzen Brennelements bzw. Brennelementbündels vorliegen. Für den Massenstrom innerhalb des Ringraums des Reaktordruckbehälters liegen ebenfalls noch keine Berechnungen vor, so dass dieser mit ca. 8 kg/s pro Brennelementbündel angenommen wird.

Folgende Tabelle zeigt die Massenströme der jeweiligen Einlassströme pro Brennelementbündel, die Temperaturen, die kinematischen Viskositäten und die Dichten bei einem Druck von 250 bar.

Tab. 6.2 Massenströme und skalare Eigenschaften der Einlassströme

		Spalt	Wasserkasten	Ringraum
Massenstrom pro Bündel	kg/s	1,92	0,96	8
Temperatur	° C	370	355	280
Dichte	kg/m ³	551,85	604,8	777
Kinematische Viskosität	10 ⁻⁷ m ² /s	1,15	1,16	1,28
Wärmeleitfähigkeit	W/mK	0,43	0,47	0,61

Die für die Berechnung des Druckverlustes benötigten Querschnittsflächen ergeben sich aus den in den Kapiteln 2, 3 und 5 vorgestellten Geometrien des Brennelements und des Spalts. Die Geometrien des Ringraums lehnen sich an den Entwurf von Bittermann et al. /9/ und aktueller Reaktoren an [International Atomic Energy Agency /87/].

Nun kann der Druckverlust mit Hilfe von eindimensionalen Gleichungen berechnet werden [Bohl /88/]. Es stellt sich heraus, dass die Strömung des Ringraums, welche durch die Bohrungen der Lochplatte aus Abb. 5.3 in den ersten Mischungsraum strömt, den größten Druckverlust von ca. 6000 Pa erfährt. Damit es zu keiner Rückströmung in den Ringraum kommen kann, müssen die Strömungen in den Wasserkästen und dem Spalt soweit angedrosselt werden, dass sie den Wert des Ringraumdruckverlustes in etwa erreichen. Zuerst müssen die unterschiedlichen Druckverluste der runden Wasserkästen der Eckbrennelemente des Brennelementbündels und der quadratischen und geraden Wasserkästen aufeinander angeglichen werden. Danach können dann alle neun Wasserkästen eines Bündels über den Durchmesser der Wasserkastenbohrungen in der Fußstückplatte auf den Ringraumdruckverlust angedrosselt werden (Abb. 3.9). Der Druckverlust des Spalts zwischen den Brennelementen wird über den Durchmesser der in Abb. 5.2 dargestellten roten Blenden auf den Druckverlust der Ringraumströmung erhöht.

Somit ist die Austrittsgeschwindigkeit des Moderators aus den Bohrungen der Fußstückplatte 3,9 m/s bei einer Reynolds-Zahl von 255000. Der Spaltmassenstrom strömt mit einer Geschwindigkeit von 0,51 m/s in den ersten Mischungsraum (Abb. 5.3), was einer Reynolds-Zahl von 440000 entspricht. Die Bohrung in der Lochplatte beschleunigt das Speisewasser aus dem Ringraum auf 3,87 m/s bei einer Reynolds-Zahl von 1750000. Alle drei Strömungen sind somit turbulent, da deren Reynolds-Zahlen weit größer als die kritische Reynolds-Zahl für Rohrströmungen von 2300 sind.

Zur Modellierung der turbulenten Strömungen werden in dieser Arbeit das k - ε -Modell und das Reynolds-Spannungsmodell angewendet. Dadurch müssen für das k - ε -Modell k und ε und für das RS-Modell die einzelnen Komponenten des Reynolds-Spannungstensors zusätzlich zu den Geschwindigkeiten definiert werden. Da keine Experimente zur Bestimmung der benötigten Größen vorhanden sind, wird für die Einlässe Spalt, Wasserkasten und Ringraum eine stellvertretende Rohrgeometrie mit dem Durchmesser und der Länge der jeweiligen Einlässe erzeugt. Die Einströmbedingungen dieser Geometrie setzen sich zunächst aus den für die Originalgeometrie berechneten Geschwindigkeiten, den Temperaturen aus Tab. 6.2, den Werten für k ($= 1 \text{ m}^2/\text{s}^2$), ε ($= 1 \text{ m}^2/\text{s}^3$) und den einzelnen Reynolds-Spannungen ($u_i u_i = 1$, $u_i u_j = 0$) zusammen. Die Modellierung der Rohrgeometrie soll zeigen, ob die Länge der jeweiligen Einlässe (5 x Durchmesser) für eine vollständig entwickelte Strömung ausreicht. Falls dies der Fall sein sollte, können die gesuchten Größen für das k - ε -Modell und das Reynolds-Spannungsmodell mit Hilfe eines flächengewichteten Oberflächenintegrals über die Austrittsfläche des Rohres ermittelt werden.

Damit ergeben sich für die drei Massenströme folgende Randbedingungen:

Tab. 6.3 Randbedingungen für das k-ε- und das Reynolds-Spannungsmodell

		Spalt	Wasserkasten	Ringraum
u	m/s	0,51	3,9	3,87
T	K	641,15	629,15	553,15
k-ε-Modell				
k	m ² /s ²	0,09	0,06	0,26
ε	m ² /s ³	0,8	21,05	8,97
RS-Modell				
k	m ² /s ²	0,03	0,03	0,1
ε	m ² /s ³	0,17	12,54	3,72
uu	m ² /s ²	0,02	0,02	0,06
vv	m ² /s ²	0,03	0,03	0,09
ww	m ² /s ²	0,02	0,02	0,06
uv	10 ⁻⁵ m ² /s ²	13,83	1,72	-3,29
vw	10 ⁻⁵ m ² /s ²	6,22	-13,68	-2,27
uw	10 ⁻⁵ m ² /s ²	-201,35	-0,21	-5,69

Bei aktivierter Energiegleichung müssen neben den Geschwindigkeiten auch die Temperaturen und die Wärmeleitfähigkeiten der einzelnen Ströme bekannt sein. Die Temperaturen und die Wärmeleitfähigkeiten sind der Tab. 6.2 zu entnehmen.

Neben den Einlassbedingungen müssen auch die Auslassbedingungen definiert werden. Bei dieser Strömungsanalyse wird eine Auslassbedingung verwendet, bei der weder Geschwindigkeit noch Druck vor der fertigen Analyse des Strömungsproblems bekannt sein müssen. Wie im Fall der Symmetrierandbedingung geht diese Auslassrandbedingung von keiner diffusiven Strömung über den Auslass aus. Die erforderlichen Informationen für die Auslassrandbedingung werden aus dem Innenraum des Kontrollvolumens extrapoliert und haben keinen Einfluss stromaufwärts. Bei der Extrapolation der Informationen werden die Geschwindigkeit und der Druck am Auslass derart aktualisiert, dass von einer vollständig entwickelten Strömung ausgegangen werden kann.

Aufgrund der unterschiedlichen Temperaturen und dem dadurch zu erwartenden Einfluss des Auftriebs auf die Vermischung, wird die Strömungsanalyse unter Berücksichtigung der Gravitation durchgeführt.

6.4 Fehler und Fehlerkontrolle bei numerischen Verfahren

Die Lösungen der diskreten Erhaltungsgleichungen entsprechen stets nur Näherungslösungen. In diesen Lösungen sind unterschiedliche Fehlerarten vorhanden, die sich auf-

grund des numerischen Prinzips nicht vermeiden lassen. Grundsätzlich enthalten numerische Lösungen zwei Fehlerarten /81/:

- Modellfehler entstehen aufgrund einer ungenauen Beschreibung der Strömungszustände durch die angewandten Strömungsgleichungen sowie durch Abweichungen im Bereich der Geometrieerstellung und der verwendeten Randbedingungen.
- Ursache für die Numerischen Fehler sind Rundungsfehler und Diskretisierungsfehler. Die Genauigkeit und der Bereich der Zahlendarstellung in einem Digitalrechner sind durch die interne Darstellung begrenzt. Das bedeutet, dass bei jeder arithmetischen Operation auf- oder abgerundet werden muss. Dabei entsteht der Rundungsfehler. Die Differenz zwischen einem numerisch berechneten und dem exakten Wert wird als Diskretisierungs- oder Approximationsfehler bezeichnet, da eine Diskretisierung den genauen Verlauf von Funktionen immer nur unzureichend widerspiegelt.

Sowohl Modellfehler als auch numerische Fehler sind unvermeidbar. Neben den zwei vorgestellten Fehlern können dann noch Fehler durch Anwendungsunsicherheiten (nicht alle für die Simulation notwendigen Informationen liegen vor), durch den Benutzer (aufgrund mangelnder Sorgfalt oder Erfahrung des Benutzers) und durch das Programm (falsche Implementierung des Algorithmus) entstehen [European Research Community On Flow /89/].

Grundsätzlich gibt es zwei Methoden zur Fehlerkontrolle /81/:

- Anhand der Verifikation wird überprüft, ob die zugrunde liegenden Gleichungen im Vergleich mit genauen Lösungen oder Experimenten richtig gelöst werden (→ numerischer Fehler). Methoden zur Verifikation sind Netzverfeinerungsstudien (Netz wird so lange verfeinert, bis die Lösung nicht mehr von der Gitterweite abhängt), Konvergenzstudien (Abbruchschranke der Iteration wird variiert) oder auch der Vergleich mit Lösungen anderer numerischer Verfahren.
- Bei der Validierung wird kontrolliert, ob die richtigen Gleichungen bzw. die richtigen Turbulenzmodelle im Vergleich mit Experimenten zugrunde gelegt wurden (→ Modellfehler). Falls keine Übereinstimmung vorliegt, müssen die physikalischen Modelle angepasst werden, d.h. die zugrunde liegenden Gleichungen oder deren Parameter (Stoffeigenschaften, Parameter des Turbulenzmodells) müssen modifiziert werden.

6.5 Zur Genauigkeit der Software FLUENT und der verwendeten Turbulenzmodelle

Zur turbulenten Vermischung im unteren Plenum und des Fußstücks gibt es bisher keine Experimente. Allerdings wurde die Genauigkeit des verwendeten Softwarepakets FLUENT 6.1.22, des k - ϵ -Modells und des Reynolds-Spannungsmodells anhand des Vergleichs von numerischen Berechnungen mit verschiedenen Experimenten von FLUENT Inc. /90/ untersucht.

So ist der Wärmeübergang mit dem k - ε -Modell und dem logarithmischen Wandgesetz von FLUENT Inc. /90/ berechnet und den Ergebnissen der Experimente von Baughn et al. /91/ gegenübergestellt worden. Die Experimente untersuchten den Wärmeübergang in der Umgebung einer axialsymmetrischen abrupten Rohrerweiterung bei einer stationären turbulenten Strömung. Dabei wurde das Verhältnis der Nusselt-Zahl entlang der Wand zur Nusselt-Zahl im Kern der Strömung betrachtet. Die Gegenüberstellung hat gezeigt, dass die Vorhersagen der Nusselt-Zahl mit Hilfe des k - ε -Modells und dem logarithmischen Wandgesetz im Falle des turbulenten Wärmeübergangs qualitativ gut waren.

Schefer et al. /92/ untersuchten einen Propan-Freistrahler, der aus einem Rohr in einen koaxialen Luftstrom mit gleicher Strömungsrichtung strömte. Der Vergleich zwischen der Vorhersage von FLUENT und dem Experiment hinsichtlich der Vermischung der Gase und der axialen Geschwindigkeit des turbulenten Freistrahls zeigte, dass sowohl die Vermischung als auch die axiale Geschwindigkeit des Strahls mit dem k - ε -Modell quantitativ gut berechnet werden können.

Um die Vorhersagbarkeit einer hochturbulenten Strömung durch ein Rohr mit komplexer Geometrie durch das k - ε -Modell und das Reynolds-Spannungsmodell überprüfen zu können, wurden das Experiment von Davis und Gessner /93/ mit dem Ergebnis der numerischen Berechnung von FLUENT Inc. /90/ verglichen. Das untersuchte Rohr realisierte den Übergang von einem runden Eintrittsquerschnitt zu einem quadratischen Austrittsquerschnitt. Es hat sich gezeigt, dass beide Modelle die charakteristischen Eigenschaften der Strömung sehr gut beschreiben konnten. Die Ergebnisse der Berechnungen mit Hilfe des Reynolds-Spannungsmodells waren dabei noch besser als die des k - ε -Modells.

Der letzte hier vorgestellte Vergleich zwischen einem Experiment und der numerischen Strömungsberechnung durch FLUENT Inc. /90/ handelte von einer kompressiblen und turbulenten Vermischung zweier Luftströme. Die von Goebel und Dutton /94/ betrachteten Luftströme hatten dabei unterschiedliche Temperaturen, Totaldrücke, Dichten und Geschwindigkeiten. Ziel dieses Vergleichs war es, die Genauigkeit des Standard k - ε -Modells und zweier Weiterentwicklungen des k - ε -Modells (RNG und Realizable k - ε -Modell), welche durch Zusatzterme Strömungen exakter wie das k - ε -Modell beschreiben können, im Falle der turbulenten kinetischen Energie k zu überprüfen. Die Qualität einer Mischung verschiedener Ströme kann mit Hilfe der turbulenten kinetischen Energie k beschrieben werden, da diese sehr sensible Größe einen starken Einfluss auf die Vermischung hat. Der Vergleich von Experiment und numerischer Berechnung zeigte, dass der experimentelle Verlauf von k und damit die Mischung der zwei Luftströme von allen drei Modellen sinnvoll wiedergegeben werden konnte.

Zusammenfassend haben die in diesem Kapitel beschriebenen Vergleiche zwischen den Experimenten und den Ergebnissen der Strömungsanalyse durch FLUENT gezeigt, dass FLUENT das geeignete Softwarepaket für die Vorhersage des turbulenten Wärmeübergangs, der axialen Geschwindigkeit eines Freistrahls, der turbulenten Strömung in einer komplexen Geometrie und der turbulenten Mischung ist. Auch in der Industrie ist das kommerzielle Softwarepaket FLUENT hinsichtlich Strömungsmechanik, Mischungsvorgängen, Verbrennung und Strömungsmaschinen Standard /81/.

Des Weiteren wurde durch die von FLUENT Inc. /90/ durchgeführten Vergleiche zwischen Experimenten und numerischen Berechnungen deutlich, dass das k - ε - und das Reynolds-Spannungsmodell geeignete Modelle zur numerischen Analyse der Strömung im unteren Plenum und im Fußstück sind.

6.6 Ersatzgeometrie für Verifikation und Validierung

Zur Verifikation und Validierung wird eine Ersatzgeometrie verwendet (Abb. 6.3), da eine solche Untersuchung mit der Originalgeometrie die zur Verfügung stehende Rechnerleistung von zwei Prozessoren mit einer Taktfrequenz von jeweils 1526 MHz und einem Hauptspeicher von 3 GB bei weitem übersteigen würde.

Wie in Abb. 6.3 und Abb. 6.4 dargestellt, wird die Ersatzgeometrie aus der Originalgeometrie herausgeschnitten.

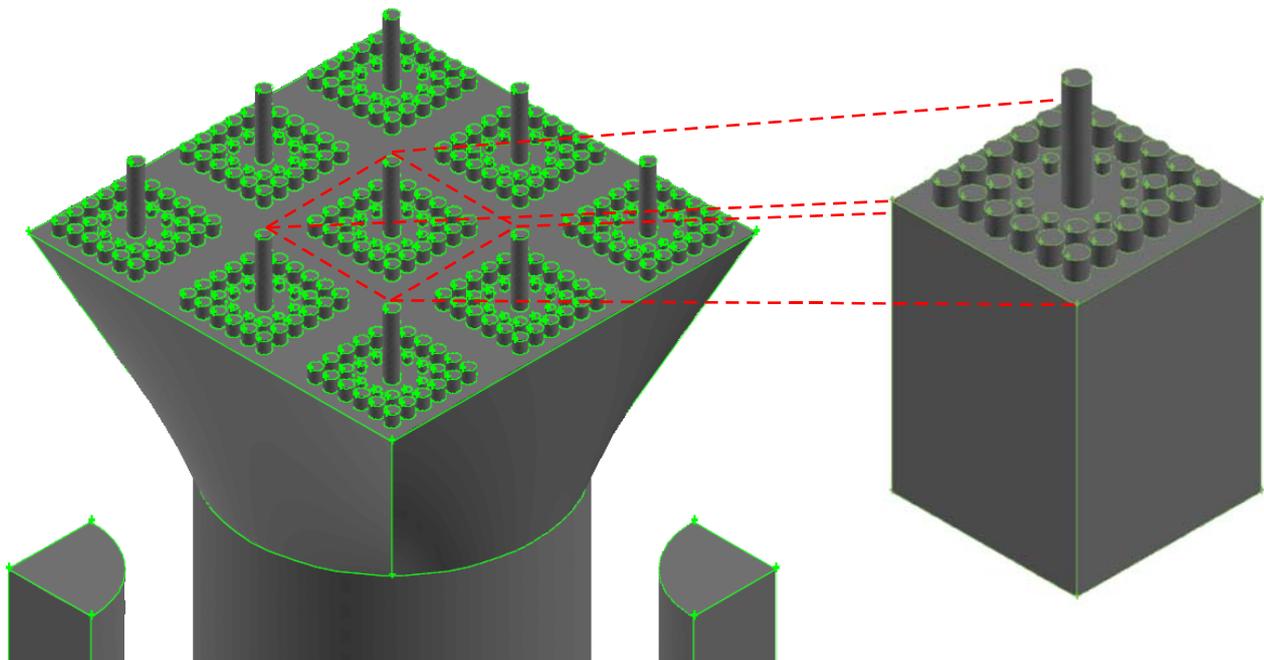


Abb. 6.3 Ersatzgeometrie für Verifikation und Validierung

Der Ausschnitt auf der rechten Seite in Abb. 6.3 besteht aus den Auslässen, die die Unterkäle des zentralen Brennelements mit Kühlmittel versorgen, und einem oberen bzw. unterem Einlass. Die Länge der Ersatzgeometrie ist 0,1 m, weshalb der untere Einlass der Ersatzgeometrie, durch den die Mischung aus Ringraumwasser und Spaltmoderator eintritt, 0,17 m über der Blende angeordnet ist.

Die Einlass- und Auslassrandbedingungen für den oberen Teil der Ersatzgeometrie sind die gleichen wie bei der Originalgeometrie. Da die Ersatzgeometrie aus dem Strömungsfeld des Diffusors herausgeschnitten wird, gilt für die Wände der Ersatzgeometrie die Symmetrierandbedingung (Abb. 6.4). Um die erforderlichen Randbedingungen (Temperatur, Geschwindigkeit, k , ε , Reynolds-Spannungen) für den unteren Eintritt für das k - ε -Modell (Diskretisierung in 1. und 2. Ordnung) und das RS-Modell bestimmen zu können, muss

vorher eine Strömungsanalyse der Originalgeometrie mit dem k-ε- und dem RS-Modell durchgeführt werden.

Ein Beispiel zur Bestimmung der erforderlichen Randbedingungen für das k-ε-Modell mit einer Diskretisierung in 1. Ordnung ist in Abb. 6.4 dargestellt. Die Abbildung zeigt ein x-y-Schnitt durch das Geschwindigkeitsprofil der Originalgeometrie.

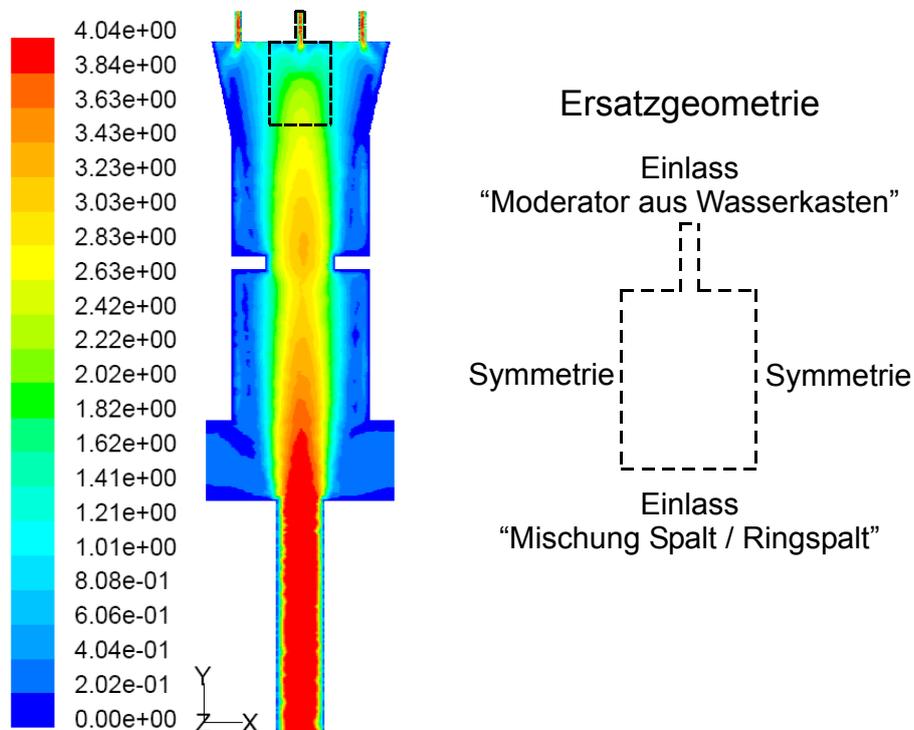


Abb. 6.4 x-y-Schnitt durch das Geschwindigkeitsprofil [m/s] der Originalgeometrie (k-ε-Modell, Aufwind-Verfahren 1. Ordnung, ca. 355000 Zellen)

Die Strömungsberechnung in Abb. 6.4 wurde mit den in Tab. 6.3 beschriebenen Randbedingungen und einem Netz bestehend aus ca. 355000 Zellen mit einer Gitterweite Δx von ca. 0,0016 m durchgeführt. Die gesuchten Randbedingungen für den unteren Einlass der Ersatzgeometrie ergeben sich mit Hilfe eines flächengemittelten Oberflächenintegrals an der Stelle, wo sich der untere Einlass innerhalb der Originalgeometrie befindet.

Tab. 6.4 zeigt die Randbedingungen für den unteren Einlass der Ersatzgeometrie.

Tab. 6.4 Randbedingungen für den unteren Einlass der Ersatzgeometrie

		k-ε-Modell	k-ε-Modell 2. Ordnung	RS-Modell
u	m/s	2	2	2
T	K	578	578	578
k	m ² /s ²	0,23	0,54	0,15
ε	m ² /s ³	3,18	7,47	2,02

		k-ε-Modell	k-ε-Modell 2. Ordnung	RS-Modell
uu	m^2/s^2	-	-	0,07
vv	m^2/s^2	-	-	0,16
ww	m^2/s^2	-	-	0,07
uv	m^2/s^2	-	-	0,005
vw	m^2/s^2	-	-	-0,001
uw	m^2/s^2	-	-	0,0002

Nachdem alle Randbedingungen für die Ersatzgeometrie feststehen, muss überprüft werden, ob die Verifikation und die Validierung stellvertretend für die Originalgeometrie mit der Ersatzgeometrie durchgeführt werden können.

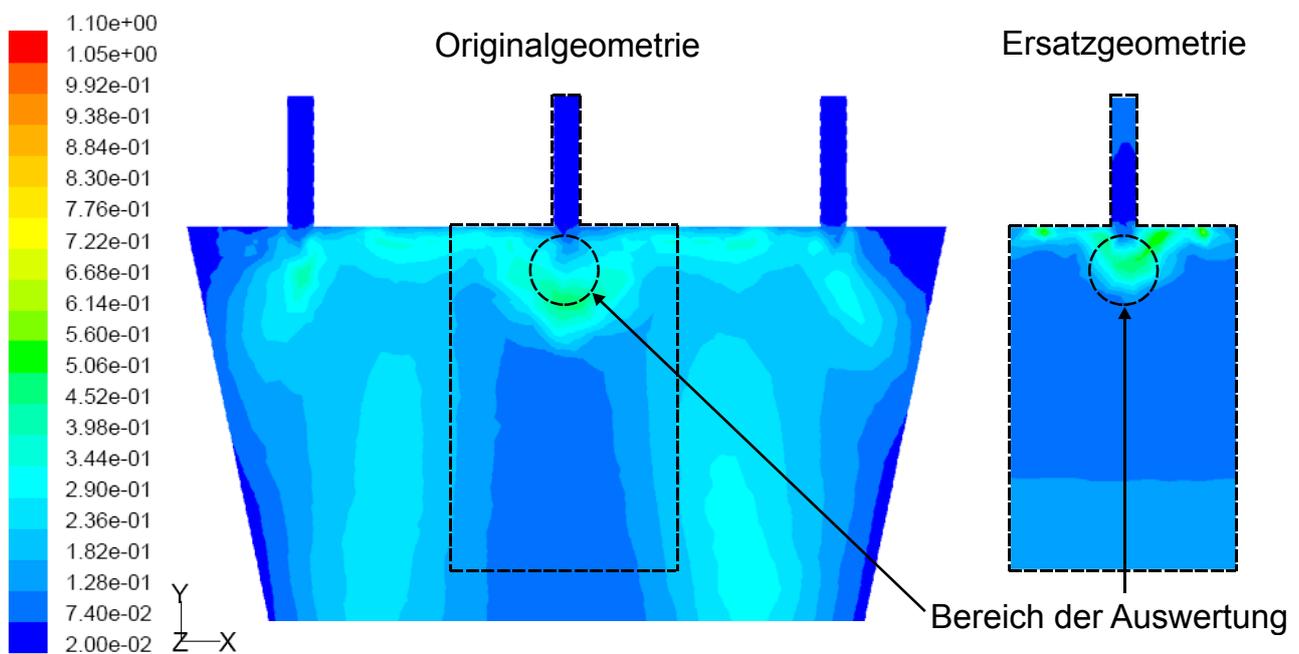


Abb. 6.5 Qualitativer Vergleich der Original- (links) mit der Ersatzgeometrie (x-y-Schnitt durch das Profil der turbulenten kinetischen Energie k [m^2/s^2]; Reynolds-Spannungsmodell)

Dazu wird ein qualitativer Vergleich des Verlaufs der turbulenten kinetischen Energie k innerhalb der Originalgeometrie und der Ersatzgeometrie im Bereich der späteren Auswertung vorgenommen (Abb. 6.5). Dabei hat das Rechengitter der Ersatzgeometrie im Bereich der Auswertung ebenfalls eine Gitterweite Δx von ca. 0,0016 m. Die Berechnung erfolgt mit dem Reynolds-Spannungsmodell.

Der Vergleich in Abb. 6.5 zeigt, dass die Ergebnisse der beiden Geometrien im kugelförmigen Bereich der Auswertung mit einem Radius von 0,01 m einen qualitativ ähnlichen Verlauf der Mischung des Moderators mit dem von unten kommenden Massenstrom zeigen. Des Weiteren ergibt das volumengewichtete Volumenintegral der turbulenten kineti-

schen Energie k , das über den kugelförmigen Auswertungsbereich aus Abb. 6.5 gebildet wird, für beide Geometrien einen Wert von ca. $0,2 \text{ m}^2/\text{s}^2$. Die Ersatzgeometrie kann also für die Verifikation und die Validierung der Originalgeometrie verwendet werden.

6.7 Verifikation

Die Methoden zur Verifikation sind in dieser Arbeit Konvergenzstudien und Netzverfeinerungsstudien.

6.7.1 Konvergenzstudie

Bei der Konvergenzstudie wird die Abbruchschranke der Iteration der Kontinuitätsgleichung von 10^{-4} über 10^{-5} auf 10^{-6} variiert. Nach Erreichen des jeweiligen Konvergenzkriteriums werden die Ergebnisse mit Hilfe der turbulenten kinetischen Energie k untersucht. Wie bereits erwähnt, stellt k eine sensible Größe zur Beurteilung einer Vermischung verschiedener Ströme dar. Die Konvergenzstudie wird mit dem k - ϵ -Modell mit einer Diskretisierung in 1. Ordnung, dem k - ϵ -Modell mit einer Diskretisierung in 2. Ordnung und dem Reynolds-Spannungsmodell mit den Randbedingungen aus Kapitel 6.3 durchgeführt. Für die Auswertung wird ein Volumenintegral der turbulenten kinetischen Energie k über ein kugelförmiges Gesamtvolumen mit einem Radius von 0,01 m gebildet und mit diesem Gesamtvolumen gewichtet. Für dieses volumengewichtete Integral wird das Symbol $\sqrt[3]{\bar{k}}$ eingeführt. Das Gesamt- bzw. Auswertevolumen befindet sich dabei kurz unter dem Einlass des Moderators aus dem Wasserkasten (Abb. 6.5). Dieses wird mit geeigneten Filtern auf den Bereich begrenzt, wo die Mischung der beiden Massenströme aus dem Wasserkasten und dem unterem Einlass stattfindet (Abb. 6.4). In Tab. 6.5 sind die berechneten Zahlenwerte von $\sqrt[3]{\bar{k}}$ als Ergebnis der Konvergenzstudie dargestellt.

Tab. 6.5 Ergebnisse der Konvergenzstudie der Kontinuitätsgleichung ($\sqrt[3]{\bar{k}}$ [m^2/s^2])

	10^{-4}	10^{-5}	10^{-6}
k- ϵ -Modell 1. Ordnung	0,4234	0,4190	0,4179
k- ϵ -Modell 2. Ordnung	0,9135	0,9385	0,9379
RS-Modell	0,2125	0,2101	0,2104

Die Tabelle zeigt, dass in allen drei Fällen ein Konvergenzkriterium der Kontinuitätsgleichung von 10^{-5} ausreicht, da sich das Ergebnis aller drei Strömungsanalysen mit einem geringeren Konvergenzkriterium als 10^{-5} nur noch an der 3. bzw. 4. Nachkommastelle (RS-Modell) minimal ändert.

6.7.2 Netzverfeinerungsstudie

Die Netzverfeinerungsstudie wird ebenfalls mit der Ersatzgeometrie, mit dem k - ϵ -Modell (Diskretisierung: Aufwind-Verfahren 1. und 2. Ordnung) und dem RS-Modell (Diskretisierung: Aufwind-Verfahren 1. Ordnung) durchgeführt. Das Reynolds-Spannungsmodell kann

nur mit einer Diskretisierung in 1. Ordnung untersucht werden, da schon die Diskretisierung in 1. Ordnung für erhebliche längere Rechenzeiten als beim k - ε -Modell sorgt. Dafür wird das Rechengitter nach jeder Berechnung schrittweise verfeinert. Die Feinheit des Gitters variiert in sieben Schritten mit einer Gitterweite von $\Delta x = 0,002$ m bis $\Delta x = 0,0009$ m. Bei der Berechnung der Gitterweite wird die Fläche kurz unter dem Einlass des Moderators durch die je nach Feinheit des Gitters sich einstellende Anzahl der Zellen geteilt. Die Höhe des daraus sich ergebenden Dreiecks ist in diesem Fall die Gitterweite. In der Abb. 6.6 sind vier der sechs Gitterweiten dargestellt.

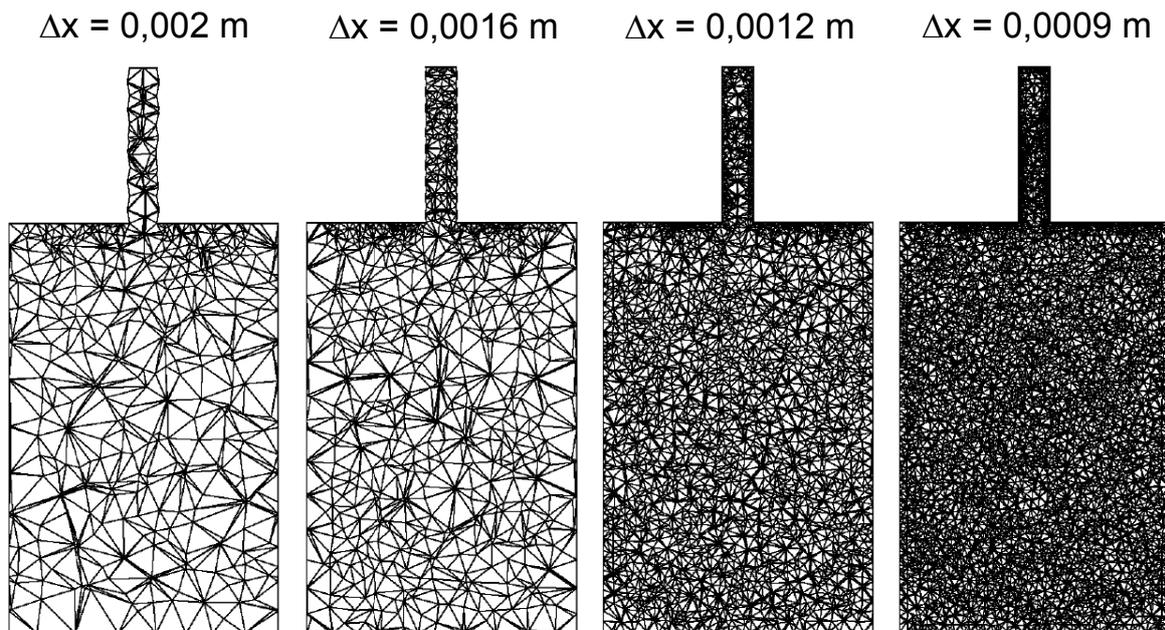


Abb. 6.6 Verfeinerung des Gitters innerhalb der Ersatzgeometrie

Die Auswertung der Größe $\sqrt[3]{\bar{k}}$ erfolgt wie bisher mit Hilfe des kugelförmigen Auswertevolumens knapp unter dem Einlass des Moderators (Abb. 6.5).

Abb. 6.7 zeigt sieben Ergebnisse der Netzverfeinerungsstudie für die drei angewendeten Modellierungsmethoden k - ε -Modell mit einer Diskretisierung in 1. Ordnung (blau), k - ε -Modell mit einer Diskretisierung in 2. Ordnung (grün) und Reynolds-Spannungsmodell (rot) für die sieben Gitterweiten. Die Richardson-Extrapolation, auf die im späteren Verlauf noch näher eingegangen wird, besagt für ein Verfahren 2. Ordnung, dass die Größe $\sqrt[3]{\bar{k}}$ linear von der quadrierten Gitterweite Δx^2 abhängt [Roache /95/]. Daher wird diese Methode auch als Δx^2 -Extrapolation bezeichnet. Dementsprechend werden die Ergebnisse in Abb. 6.7 aufgetragen.

Die Berechnungen mit dem größten Netz ($\Delta x = 0,002$ m, Abb. 6.6) gehen in die Auswertung nicht ein, da die qualitative Beurteilung des Ergebnisses gezeigt hat, dass dieses Netz bei einem minimalen y^+ von 354 zu grob ist, um die Strömung qualitativ richtig approximieren zu können.

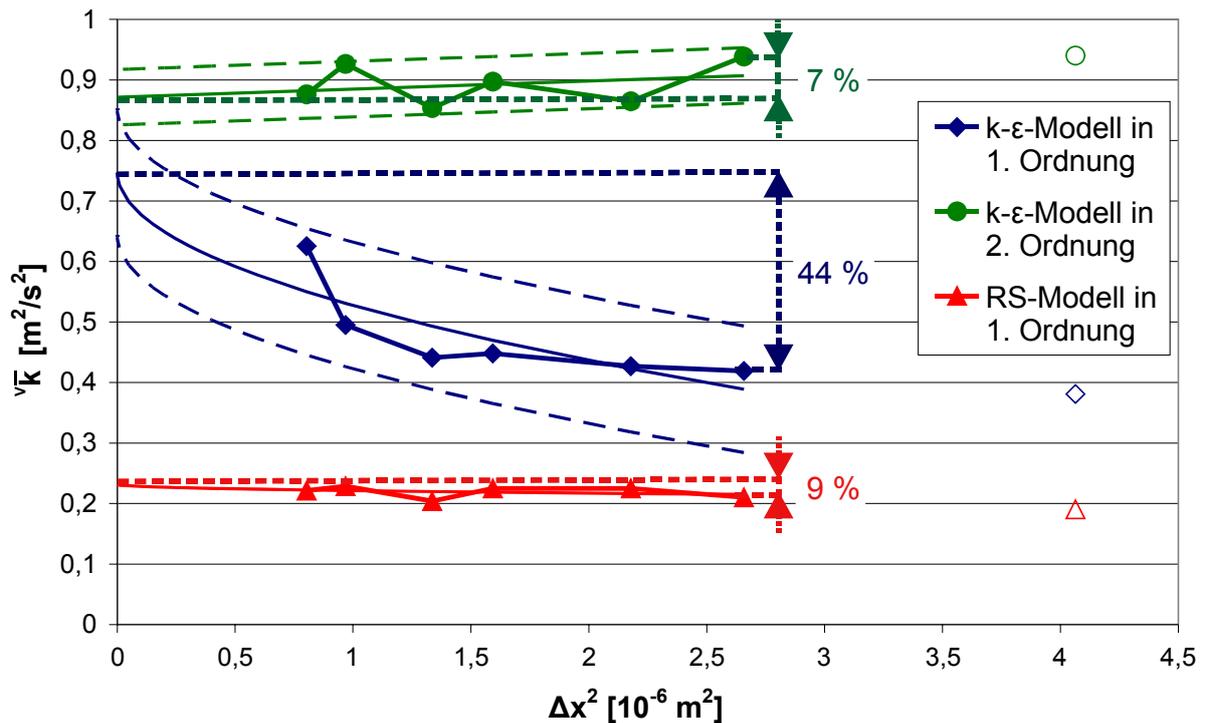


Abb. 6.7 Ergebnisse der Netzverfeinerungsstudie, Ermittlung des numerischen Fehlers bei einem Rechennetz der Gitterweite $\Delta x = 0,0016 \text{ m}$ im Vergleich zu einem beliebig feinen Gitter mit $\Delta x \rightarrow 0 \text{ m}$ und Konfidenzintervalle (k- ϵ -Modell)

Da mit der vorhandenen Rechnerleistung Strömungsberechnungen nur bis zu einem Netz mit einer Gitterweite von $\Delta x = 0,0009 \text{ m}$ durchgeführt werden können, wird zur Ermittlung des numerischen Fehlers (Diskretisierungsfehler) der einzelnen Modelle die Extrapolationsmethode nach Richardson angewendet. Die Richardson-Extrapolation zweier bekannter diskreter Lösungen lautet für eine Diskretisierung in 2. Ordnung /95/:

$$f_{\text{extrapoliert}} = \frac{\Delta x_2^2 \cdot f_1 - \Delta x_1^2 \cdot f_2}{\Delta x_2^2 - \Delta x_1^2} \quad (6.23)$$

Dabei ist f_1 die diskrete Lösung eines feinen Gitters Δx_1 und f_2 die diskrete Lösung eines groben Gitters Δx_2 . Es ist zu beachten, dass die Richardson-Extrapolation für ein strukturiertes Gitter mit konstanter Gitterweite Δx hergeleitet wurde.

Im aktuellen Fall ist die Methode der Richardson-Extrapolation allerdings nur näherungsweise anwendbar, da es bei einem unstrukturierten Netz keine eindeutige Gitterweite Δx gibt. Die Werte aus sechs Berechnungen mit verschiedener Gitterweite können somit nicht unmittelbar für eine Richardson-Extrapolation nach Gleichung (6.23) verwendet werden. Die \sqrt{k} -Werte werden stattdessen als statistische Datenpunkte aufgefasst und in Analogie zur Gleichung (6.23) eine Geradengleichung nach der Methode der Regression ermittelt. Dabei gehen sechs diskrete Lösungen zur Ermittlung der Regressionsgeraden ein.

Die Daten aus den Berechnungen der in 1. Ordnung diskretisierten Modellen werden mit der Gitterweite Δx linear extrapoliert. Nach Roache /95/ kann der numerische Fehler bei

einer Diskretisierung 1. Ordnung mit der Gitterweite Δx abgeschätzt werden. Bei dem k - ε -Modell mit einer Diskretisierung in 2. Ordnung werden die sechs Datenpunkte mit der quadrierten Gitterweite Δx^2 nach Gleichung (6.23) bis zu einem beliebig feinen Netz $\Delta x \rightarrow 0$ m extrapoliert. Der Diskretisierungsfehler kann in diesem Fall mit der quadrierten Gitterweite Δx^2 ermittelt werden.

In Abb. 6.7 wird verdeutlicht, wie der numerische Fehler für die drei verwendeten Modelle mit Hilfe der Richardson-Extrapolation abgeschätzt wird. Dazu wird der Wert von $\sqrt[3]{\bar{k}}$ bei einer Gitterweite von $\Delta x = 0,0016$ m im Vergleich zu dem extrapolierten Wert bei einer Gitterweite mit $\Delta x \rightarrow 0$ m ermittelt und ins Verhältnis gesetzt. Demnach hat das Rechenergebnis unter Verwendung des k - ε -Modells mit einer Diskretisierung in 1. Ordnung einen numerischen Fehler von ca. 44 %. Im Falle des k - ε -Modells mit einer Diskretisierung in 2. Ordnung beläuft sich der Fehler auf ca. 7 %. Unter Verwendung des Reynolds-Spannungsmodells hat der Diskretisierungsfehler einen Wert von 9 %. Die Netzverfeinerung hat folglich auf das k - ε -Modell mit einer Diskretisierung in 1. Ordnung den größten Einfluss. Der Einfluss auf die anderen zwei Berechnungsmethoden bleibt mit 7 % und 9 % relativ klein. Allerdings ist die Voraussage des k - ε -Modells mit einer Diskretisierung in 2. Ordnung ($\sqrt[3]{\bar{k}} = 0,87 \text{ m}^2/\text{s}^2$) für die Vermischung der Massenströme mit Hinblick auf die Auslegung des unteren Plenums und des Fußstücks im Gegensatz zum Reynolds-Spannungsmodell ($\sqrt[3]{\bar{k}} = 0,23 \text{ m}^2/\text{s}^2$) sehr optimistisch, was durch die Annahme der Isotropie der Turbulenz beim k - ε -Modell zu erklären ist.

Ferner sind in Abb. 6.7 die zu den Daten des k - ε -Modells mit einer Diskretisierung in 1. und 2. Ordnung gehörenden Konfidenzintervalle zu sehen. Die Konfidenzintervalle decken in diesem Fall 99,9 % der mit dem k - ε -Modell zu erwartenden Datenpunkte ab. Anhand der Konfidenzintervalle ist zu erkennen, dass die mit dem k - ε -Modell mit einer Diskretisierung in 1. und 2. Ordnung berechnete Größe $\sqrt[3]{\bar{k}}$ bei einem Gitter mit $\Delta x \rightarrow 0$ m erwartungsgemäß in der gleichen Größenordnung liegen.

6.8 Validierung

Neben dem numerischen Fehler kann aus der Abb. 6.7 bzw. Abb. 6.8 auch der Modellfehler abgelesen werden. Da keine Experimente vorliegen, kann der Modellfehler nur über ein Vergleich der extrapolierten Lösungen des k - ε -Modells ($\sqrt[3]{\bar{k}} = 0,87 \text{ m}^2/\text{s}^2$) und des Reynolds-Spannungsmodells ($\sqrt[3]{\bar{k}} = 0,23 \text{ m}^2/\text{s}^2$) abgeschätzt werden.

Im Falle isotroper Turbulenz wären das k - ε -Modell und das Reynolds-Spannungsmodell identisch. Der in Abb. 6.8 dargestellte sehr starke Unterschied der zwei verwendeten Modellen von ca. 73 % bezogen auf das k - ε -Modell bedeutet, dass die Anisotropie eine wesentliche Rolle spielt. Damit kann das k - ε -Modell für quantitative Berechnungen nicht benutzt werden.

Die Verifikation und die Validierung haben gezeigt, dass das Reynolds-Spannungsmodell aufgrund der Beachtung der Anisotropie, des relativ geringen Einflusses der Netzverfeinerung mit 9 % und der konservativen Vorhersage hinsichtlich der Auslegung der betroffenen Bauteile im Gegensatz zum k - ε -Modell das bessere Modell für die strömungstechnische Analyse darstellt. Ein weiteres Ergebnis der Netzverfeinerung ist die Auswahl der Gitter-

weite des Rechennetzes für die Originalgeometrie. Mit der Wahl des Reynolds-Spannungsmodells und dem geringen Einfluss der Netzverfeinerung auf dieses Modell wird das Netz für die Originalgeometrie mit einer Gitterweite von $\Delta x = 0,0016 \text{ m}$ ($\sqrt[3]{\bar{k}} = 0,21 \text{ m}^2/\text{s}^2$) generiert.

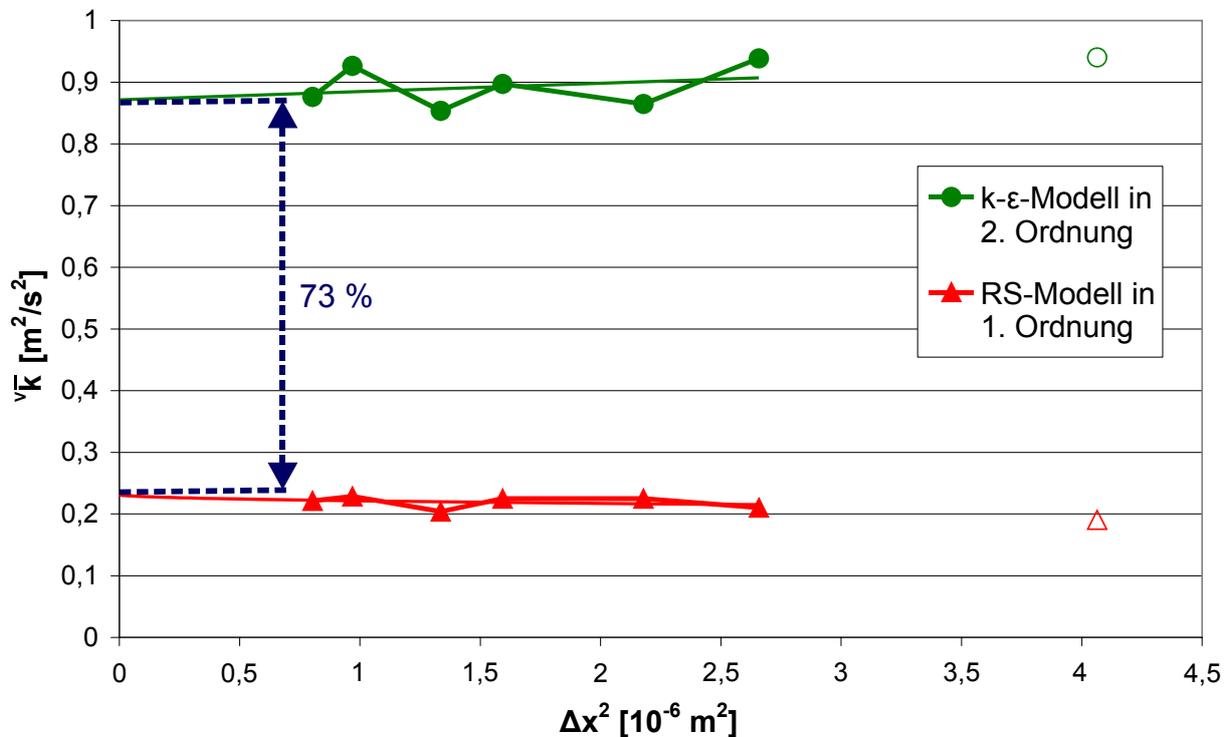


Abb. 6.8 Ermittlung des Modellfehlers zwischen k- ϵ -Modell und Reynolds-Spannungsmodell

6.9 Strömungstechnische Analyse des unteren Plenums und des Fußstücks

Nachdem das Auslegungswerkzeug für die strömungstechnische Analyse des unteren Plenums und des Fußstücks festgelegt wurde, kann die numerische Strömungsanalyse der Originalgeometrie durchgeführt werden.

In Abb. 6.9 ist der asymmetrische Temperaturverlauf in einem x-y-Schnitt und einem x-z-Schnitt (Schnitt A-A) zu sehen. Im x-y-Schnitt sind aufgrund der Wahl des Schnittes die Einlässe des Spaltwassers und die Auslässe des vermischten Kühlmittels nicht dargestellt. Schnitt A-A schneidet die Auslässe der Fußstückplatte 3 mm nach dem Austritt des Kühlmittels, wobei die Temperaturskala so eingestellt ist, dass die heißen Moderatoreinlässe auf der Abbildung nicht farblich abgebildet sind.

Im ersten Mischungsplenum, in dem das Wasser aus dem Ringraum und der Moderator aus dem Spalt zwischen den Brennelementen aufeinander treffen, ist die Differenz der maximalen Temperatur T_{max} der berechneten Temperaturwerte aller Zellen in der Schnittebene C-C und der gemittelten Temperatur T_{quer} der inhomogenen Mischung ca. $16,6 \text{ }^\circ\text{C}$. Dabei ergibt sich die gemittelte Temperatur T_{quer} aus dem Verhältnis der berechneten Temperaturwerte aller Zellen in der Schnittebene C-C und der Anzahl der Zellen in der Schnittebene C-C. Die Temperaturdifferenz $T_{\text{max}} - T_{\text{quer}}$ erreicht in der Schnittebene B-B

oberhalb der Blende infolge der hohen Turbulenz einen Wert von ca. 10,2 °C. Die für die Auslegung des Fußstücks entscheidende Differenz aus maximaler T_{\max} und gemittelter Temperatur T_{quer} wird in der Schnittebene A-A, welche sich 3 mm oberhalb des Austritts des Kühlmittels befindet, ausgewertet. Diese Temperaturdifferenz des Kühlmittels erhöht sich aufgrund der heißen in den zweiten Mischungsraum (Abb. 6.2) einströmenden Moderator Massenströme auf ca. 13,2 °C.

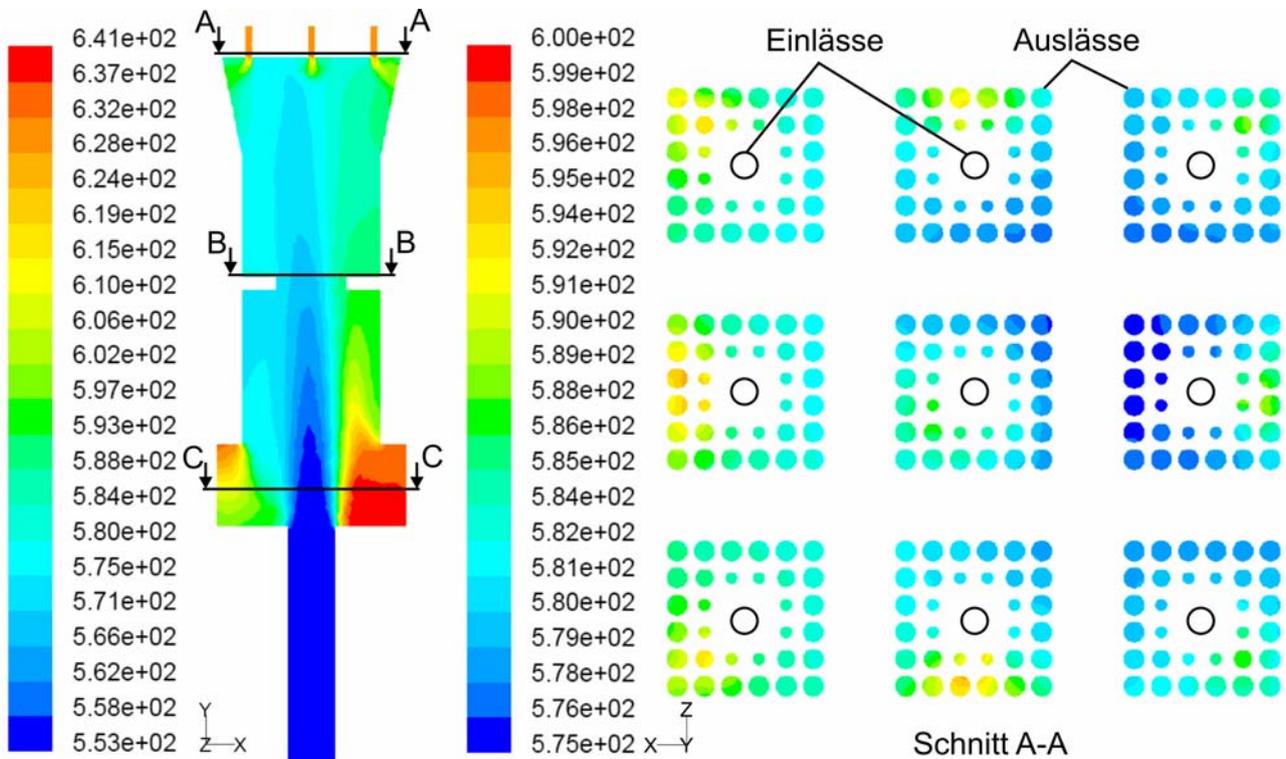


Abb. 6.9 Temperaturverlauf [K] (RS-Modell; links: x-y-Schnitt; rechts: x-z-Schnitt)

Um eine dimensionslose Kennzahl zur Qualität der Vermischung in der Schnittebene A-A angeben zu können, wird das Verhältnis aus der Differenz der Temperatur T_{Spalt} des heißesten Massenstroms, welcher sich im Spalt zwischen den Brennelementen auf 368 °C aufheizt, und der maximalen Temperatur T_{\max} und der Differenz der Spalttemperatur T_{Spalt} und der gemittelten Temperatur T_{quer} gebildet:

$$\text{Qualität der Vermischung} = \frac{T_{\text{Spalt}} - T_{\max}}{T_{\text{Spalt}} - T_{\text{quer}}} \cdot 100 \% \quad (6.24)$$

Die Qualität der Vermischung in der Schnittebene A-A ergibt im Falle der originalen Geometrie nach Gleichung (6.24) einen Wert von 77,5 %, wobei ein Verhältnis von 100 % ($T_{\max} = T_{\text{quer}}$) eine perfekte Mischung bedeuten würden.

Bei einer qualitativen Betrachtung des Schnitts A-A auf der rechten Seite in Abb. 6.9 fällt auf, dass die höchsten Temperaturen des Kühlmediums in den Ecken und in Richtung der Seitenwände des Mischungsraums aufzufinden sind. Der heiße Moderator wird also direkt nach Eintritt in das zweite Mischungsplenum von der von der Blende beschleunigten

Strömung in die Auslässe der Fußstückplatte gedrückt (Abb. 6.9, links). Dieser Temperaturverlauf im inaktiven Teil des Brennelements verstärkt den extremen Temperaturanstieg in den heißen Eckunterkanälen im aktiven Teil des Brennelements, der, wie bereits erwähnt, durch Cheng et al. /33/ und Waata et al. /49/ untersucht wurde.

Die Differenz der maximalen Temperatur T_{\max} und der gemittelten Temperatur T_{quer} der Mischung von $13,2\text{ °C}$, nachdem das Kühlmittel den zweiten Mischungsraum durch die Auslässe verlassen hat, eine Mischungsqualität von $77,5\%$ sowie die heißen Strahlen bereits im inaktiven Teil des Kerns zeigen, dass ein homogener Verlauf der Eintrittstemperaturen des Kühlmittels in die Unterkanäle des Brennelementbündels nicht gegeben ist.

6.10 Verbesserung der Temperatureintrittsbedingungen in das Brennelementbündel

Eine Möglichkeit, einen gleichmäßigeren Verlauf der Eintrittstemperaturen in die Unterkanäle zu erhalten, ist die Modifizierung der Geometrie der Fußstückplatte (Abb. 6.10).

Durch das Aufsetzen von Röhrcchen auf die neun Einlässe werden die Moderatoreinlässe verlängert und dadurch der Abstand von Einlass zu Auslass vergrößert. Auf diese Weise wird das in den Wasserkästen aufgeheizte Fluid nach Eintritt in den zweiten Mischungsraum (Abb. 6.2) nicht direkt in die Auslässe der Fußstückplatte gedrückt, sondern vermischt sich vorher mit dem die Einlassrohre umgebenden Fluid.

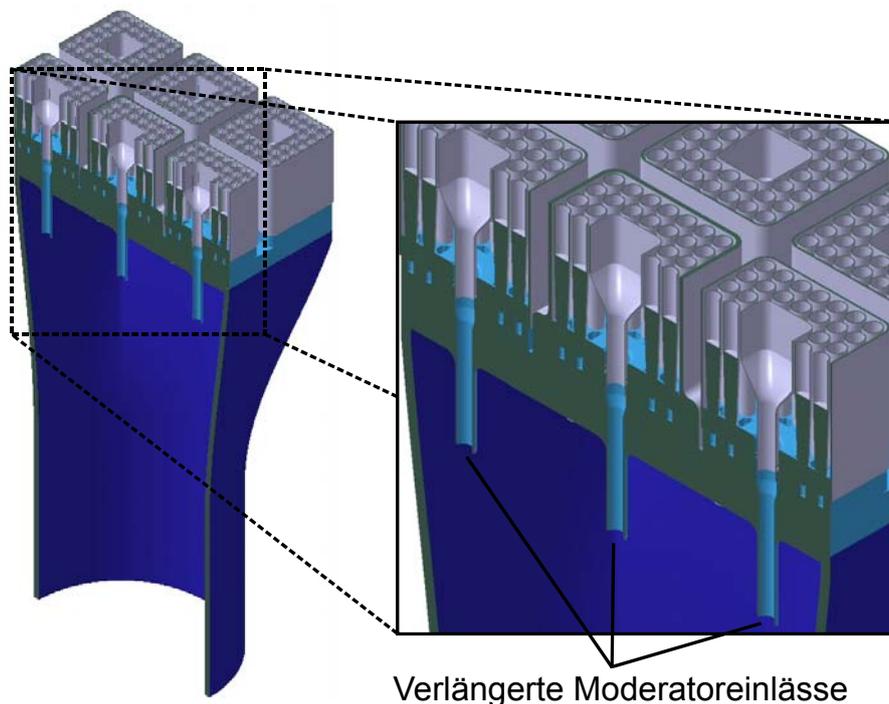


Abb. 6.10 Modifizierte Fußstückkonstruktion mit verlängerten Einlässen des Moderators aus den Wasserkästen

Das Ergebnis der Strömungsanalyse der modifizierten Fußstückgeometrie mit den verlängerten Moderatoreinlässen ist in Abb. 6.11 dargestellt. Auf der linken Seite ist wie in Abb. 6.9 der Temperaturverlauf im x-y-Schnitt und auf der rechten Seite im x-z-Schnitt (Schnitt A-A) 3 mm nach dem Austritt des Kühlmittels zu sehen.

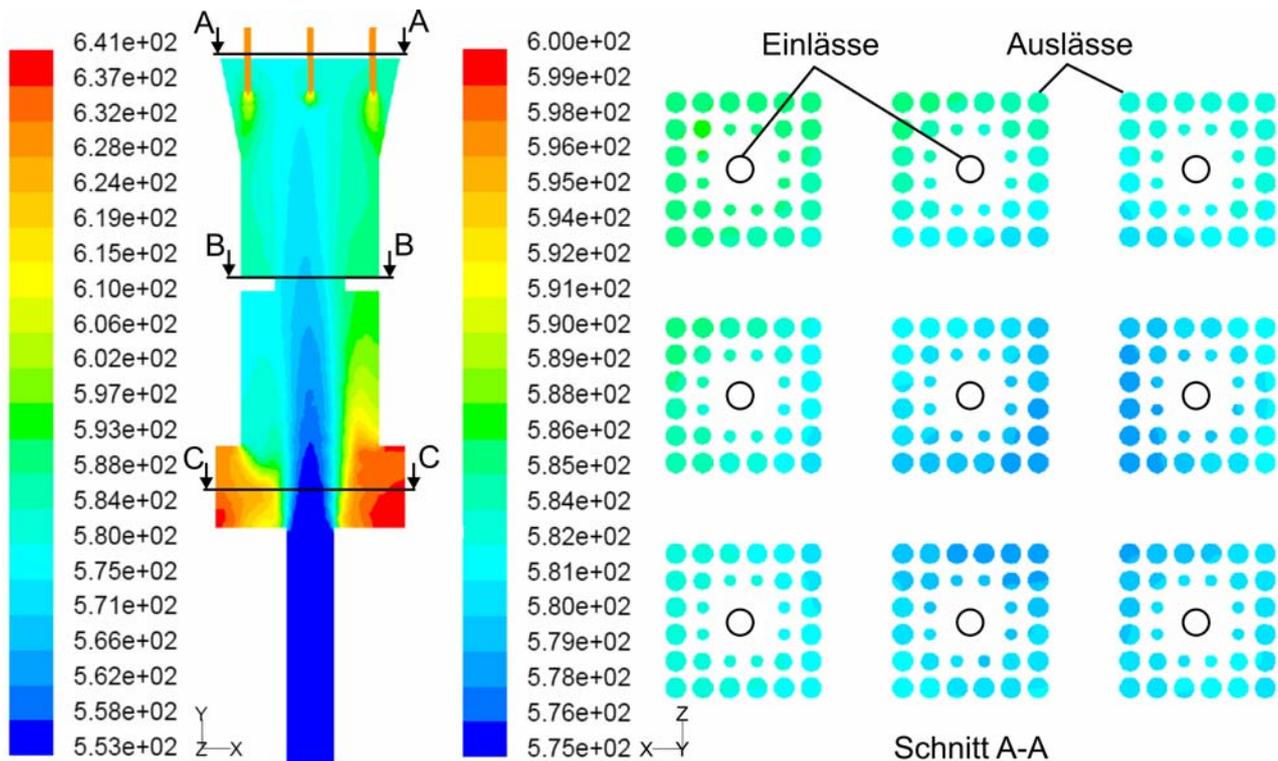


Abb. 6.11 Temperaturverlauf [K] der modifizierten Geometrie (RS-Modell; links: x-y-Schnitt; rechts: x-z-Schnitt)

Im ersten Mischungsplenum bleibt die Differenz aus maximaler T_{\max} und gemittelter Temperatur T_{quer} in der Schnittebene C-C mit $17,7\text{ °C}$ in etwa gleich. Kurz oberhalb der Blende in der Schnittebene B-B sinkt diese Temperaturdifferenz auf einen Wert von ca. $7,9\text{ °C}$ ab. Die ausschlaggebende Temperaturdifferenz des Kühlmittels in der Schnittebene A-A beträgt jetzt nur noch ca. $4,4\text{ °C}$. Das bedeutet, dass die verlängerten Einlässe ein Absenken der Temperaturdifferenz um fast 10 °C zum Wert der Geometrie ohne Verlängerung ermöglichen.

Die Qualität der Vermischung erreicht im Fall der modifizierten Geometrie einen prozentualen Wert von $92,6\%$. Die Abweichung zu einer perfekten Mischung der originalen Geometrie von $22,5\%$ kann mit der modifizierten Geometrie folglich auf ca. 7% verringert werden. Die Temperature Austrittsbedingungen sind aufgrund der Verlängerung der Einlässe jetzt wesentlich homogener.

Mit Hilfe der verlängerten Einlässe des Moderators aus den Wasserkästen kann die Differenz aus maximaler Temperatur T_{\max} und gemittelter Temperatur T_{quer} der Mischung von ehemals $13,2\text{ °C}$ auf $4,4\text{ °C}$ abgesenkt werden. Die Qualität der Vermischung hat sich von $77,5\%$ auf $92,6\%$ stark verbessert. Die extremen Temperaturen, wie sie in der Originalgeometrie noch in den Ecken und in Richtung der Seitenwände vorkamen (Abb. 6.9), sind nicht mehr vorhanden (Abb. 6.11, rechts).

6.11 Untersuchung des Auftriebs

In der Energiegleichung hat neben der Diffusivität der Auftrieb in Form der Volumenkräfte einen großen Einfluss auf die Vermischung. In diesem Kapitel wird nun die Auswirkung

des Auftriebs auf die Vermischung innerhalb des unteren Plenums und des modifizierten Fußstücks untersucht /81/. Dabei handelt es sich um den Auftrieb des heißen aus den Wasserkästen einströmenden Moderators in der kühlen Umgebung. Um die Wirkung des Auftriebs auf die Vermischung herausfinden zu können, werden die Ergebnisse einer numerischen Berechnung unter Verwendung des Reynolds-Spannungsmodells mit und ohne Berücksichtigung des Auftriebs bei sonst konstanten Parametern miteinander verglichen.

Die Auswertung der Rechnung ohne Berücksichtigung des Auftriebs sagt insgesamt eine viel bessere Vermischung voraus. Die Differenz aus maximaler Temperatur T_{\max} und gemittelter Temperatur T_{quer} der Mischung liegt ohne Auftrieb bei 2,7 °C, mit Auftrieb dagegen bei 4,4 °C. Auch die Qualität der Vermischung ist ohne Auftrieb (95,4 %) im Gegensatz zur numerischen Berechnung mit Auftrieb (92,6 %) deutlich besser.

Die Untersuchung des Auftriebs hat gezeigt, dass der Auftrieb eine große Auswirkung auf die Vermischung der Massenströme aus Spalt, Wasserkästen und Ringraum hat. Des Weiteren ist neben den dynamischen Kräften des von der Blende beschleunigten Massenstroms der Auftrieb eine weitere Ursache für das frühzeitige Umkehren des Moderatorstrahls kurz nach Eintritt in den zweiten Mischungsraum. Aus diesen Gründen kann der Auftrieb in der Strömungsanalyse des unteren Plenums und des Fußstücks nicht vernachlässigt werden.

6.12 Einfluss der turbulenten Prandtl-Zahl Pr_t

Die turbulente Prandtl-Zahl Pr_t beschreibt das Verhältnis von Wirbelviskosität μ_t und turbulenter Wärmeleitfähigkeit λ_t , welche sich beide auf die Wärmeleitfähigkeit λ auswirken (Kapitel 6.1.7). Anhand einer Sensitivitätsanalyse wird der Einfluss der turbulenten Prandtl-Zahl auf die Vermischung überprüft. Dazu wird der Wert der turbulenten Prandtl-Zahl von 0,85 um $\pm 10\%$ variiert.

Eine Erhöhung der turbulenten Prandtl-Zahl Pr_t um 10 % sollte den turbulenten Wärmefluss nach Gleichung (6.21) absenken und dadurch die Qualität der Vermischung infolge einer Erhöhung der Differenz aus maximaler und minimaler Temperatur verschlechtern. Die Ergebnisse der mit einer um 10 % höheren turbulenten Prandtl-Zahl $Pr_t (= 0,935)$ neu berechneten Strömungsanalyse bestätigen diese Annahme: Die Differenz aus maximaler T_{\max} und gemittelter Temperatur T_{quer} erhöht sich um 0,1 °C auf 4,5 °C gegenüber der Rechnung mit $Pr_t = 0,85$. Die Qualität der Vermischung sinkt minimal auf 92,3 %.

So, wie eine Erhöhung der turbulenten Prandtl-Zahl Pr_t um 10 % die Qualität der Vermischung verschlechtern sollte, sollte eine Verringerung um 10 % die Vermischung der einzelnen Massenströme verbessern. Die Ergebnisse zeigen interessanterweise aber, dass die Qualität der Vermischung noch schlechter als bei einer Erhöhung der turbulenten Prandtl-Zahl Pr_t um 10 % ist.

Da sich hier kein klarer Trend ausmachen lässt, wird daher eine weitere Untersuchung der turbulenten Prandtl-Zahl Pr_t nicht für sinnvoll erachtet.

6.13 Niederfrequente Temperaturfluktuationen

Sowohl bei der Strömungsanalyse der Ersatz- als auch der Originalgeometrie mit und ohne verlängerte Einlassrohre besteht der Verdacht, dass die aus den Wasserkästen einströmenden Massenströme, die durch Auftriebseffekte und durch dynamische Kräfte direkt in die Auslässe der Fußstückplatte gelangen, simuliert werden müssen. Unter bestimmten Bedingungen könnten diese niederfrequente Fluktuationen Auswirkungen auf das Material im Bereich der Auslässe der Fußstückplatte haben.

Aufgrund von Temperaturfluktuationen wurden beispielsweise 1992 thermomechanische Schäden innerhalb eines Steuerstabführungsrohres eines britischen schnellen Prototypreaktors (PFR) entdeckt [International Atomic Energy Agency /96/]. 1999 war eine Schwingungsrissebildung die Ursache für einen Bruch innerhalb eines Wärmetauschers im Druckwasserreaktor Tsuruga-2 (Japan): Zwei Massenströme – der kalte Hauptmassenstrom innerhalb des inneren Zylinders des Wärmetauschers und der wärmere Bypassmassenstrom außerhalb des inneren Zylinders – wurden vermischt. Innerhalb eines mit Flüssigmetall gekühlten Reaktors (LMFR – Liquid Metal Cooled Reactor) gibt es mehrere Bereiche, wo diese durch Temperaturfluktuationen entstehenden thermomechanischen Schäden auftreten. Aus diesem Grund wurden in den letzten Jahren mit Hilfe von CFD-Analysen und Experimenten Temperaturamplituden bis 45 K und Frequenzen der Temperaturfluktuationen bis 0,1 Hz von unterschiedlichen Gruppen weltweit untersucht /96/. Dabei wurde unter anderem festgestellt, dass die zeitlich gemittelten Reynolds-Gleichungen (RANS) der Turbulenzmodelle nicht die bestmöglichen Werkzeuge zur Untersuchung von Temperaturfluktuationen sind, da beispielsweise Temperaturspitzen infolge der Mittelung nicht mehr auszuwerten sind. Aus diesem Grund kamen instationäre RANS (uRANS – Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes) und so genannte Grobstruktursimulationen (LES – Large Eddy Simulations) zum Einsatz, da nur mit zeitabhängigen Rechnungen Untersuchungen zu Amplituden und Frequenzen der Temperaturfluktuationen möglich sind.

Aufgrund der Gefahr von thermomechanischen Schäden an der Fußstückplatte durch Temperaturfluktuationen des Kühlmittels, werden die Fluktuationen anhand einer Grobstruktursimulation (LES – Large Eddy Simulation) an der Originalgeometrie ohne Verlängerung der Einlassrohre untersucht. Die LES unterteilt die turbulenten Strukturen von Strömungen hoher Reynolds-Zahlen in großräumige und feinskalige Strukturen. Die großen Wirbelstrukturen (Large Eddies) werden in ihrer zeitlichen und räumlichen Entwicklung direkt berechnet und die kleinen Strukturen werden über ein Turbulenzmodell abgebildet. Somit liegt die Aussagekraft und Rechenzeit der Grobstruktursimulation zwischen der direkten numerischen Simulation (DNS) und der Lösung der Reynolds-Gleichungen (RANS).

Die Untersuchung der Temperaturfluktuationen mit der Hilfe der Grobstruktursimulation erfolgt aus Gründen der Rechenzeit mit der Ersatzgeometrie. Für die in dieser Arbeit angewendete LES wird ein für eine LES sehr grobes Gitter mit einer Gitterweite von $\Delta x = 0,0009$ m (Abb. 6.6) angewendet. Das heißt, dass FLUENT den Großteil der Wirbelstrukturen in diesem Fall über das Smagorinsky-Lilly Modell berechnet. Dieses modelliert die turbulente Wirbelviskosität μ_t mit Hilfe eine Mischungsweglänge für die feinskaligen Strukturen und der Smagorinsky-Konstante /81/. Außer den Eintrittsrandbedingungen gelten die gleichen Randbedingungen aus Kapitel 6.3.

Neben den bereits bekannten Eintrittsbedingungen der Geschwindigkeiten und der Temperaturen (Tab. 6.3 und Tab. 6.4), müssen noch die jeweiligen Turbulenzgrade Tu der beiden Einlässe definiert werden. Analog zu den zeitlich gemittelten Berechnungen wird der Turbulenzgrad im Fall des oberen Einlasses (Wasserkasten) anhand eines Ersatzrohres ermittelt ($Tu = 18,8\%$) und der Turbulenzgrad an der Stelle des unteren Ersatzgeometrieinlasses ergibt sich mit Hilfe des flächengemittelten Oberflächenintegrals der auskonvergierten Strömung innerhalb der Originalgeometrie ($Tu = 0,39\%$). FLUENT wandelt die stationären Eintrittsbedingungen mit Hilfe einer Gaußschen Verteilungsfunktion in instationäre Eintrittsbedingungen um. Radiale Varianten des Turbulenzgrads Tu infolge der Blende werden nicht berücksichtigt.

Es werden zwei Grobstruktursimulationen mit zwei unterschiedlichen Zeitschrittweiten durchgeführt. Die Grobstruktursimulation mit einer sehr großen Zeitschrittweite lässt eine Präzessionsbewegung der Temperatur des austretenden Kühlmittels vermuten. Die Frequenz dieser Kreisbewegung konnte nicht bestimmt werden, da hierfür Rechnungen über einen sehr langen Zeitraum notwendig sind.

Die zweite Grobstruktursimulation untersucht die Temperatur des austretenden Kühlmittels mit einer kleineren Zeitschrittweite von $\Delta t = 0,00025$ s. In Abb. 6.12 sind als Ergebnis der instationären Grobstruktursimulation mit einem $\Delta t = 0,00025$ s sechs Ausschnitte der analysierten Ersatzgeometrie zu sehen.

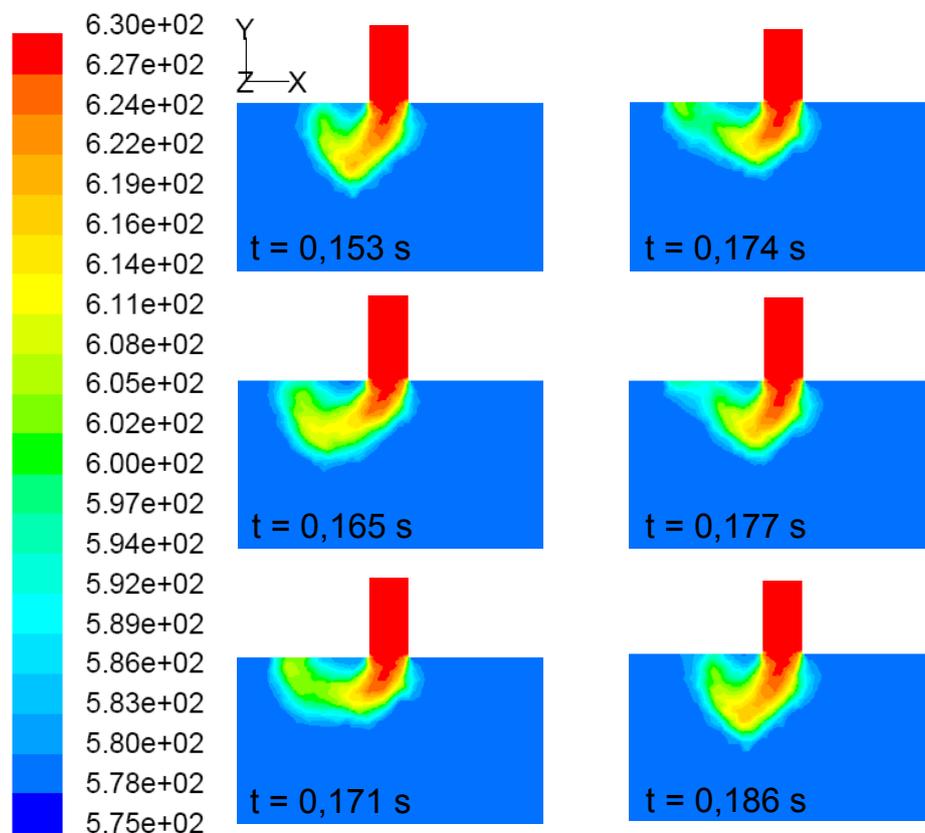


Abb. 6.12 Temperaturfluktuationen innerhalb der Ersatzgeometrie von $t = 0,153$ s bis $t = 0,186$ s (Grobstruktursimulation)

Dabei umfasst der in Abb. 6.12 dargestellte Zeitraum von $t = 0,153$ s bis $t = 0,186$ s gerade eine Periode der Temperaturfluktuation. Die Frequenz der Temperaturfluktuationen beträgt also ca. 30 Hz.

Neben der Frequenz der Temperaturfluktuation ist für die spätere Auslegung des Materials auch die Größe des Temperaturunterschieds an den betroffenen Auslässen wichtig. Die Bilder der Abb. 6.12 zeigen, dass sich ein heißer Ballen ablöst und sich durch Auftriebseffekte in Richtung der Auslässe bewegt. Die Auswertung der Bilder der Grobstruktursimulation ergibt einen lokalen Temperaturunterschied von ca. 20 °C aufgrund des heißen Ballens.

Demnach muss für eine konservative Auslegung der Fußstückplatte im Bereich der Auslässe eine Grobstruktursimulation durchgeführt werden. Die heißen Ballen werden zwar aufgrund der verlängerten Einlässe der modifizierten Geometrie bis zu den Auslässen leicht abgekühlt, trotzdem müssen bei der Auslegung der Fußstückplatte mit verlängerten Einlässen diese thermomechanischen Anforderungen betrachtet werden.

6.14 Ergebnis der strömungstechnischen Optimierung

Zusammenfassend hat die strömungstechnische Analyse des unteren Plenums und des Fußstücks ohne verlängerte Einlässe mit Hilfe des Reynolds-Spannungsmodells gezeigt, dass die Vermischung der unterschiedlich temperierten Massenströme zu einer inhomogenen Kühlmiteleintrittstemperatur nach Eintritt in die Unterkanäle des Brennelementbündels geführt hat. Aus diesem Grund wurde eine konstruktive Modifizierung der Fußstückplatte vorgenommen. Diese besteht aus der Verlängerung der Einlässe des heißen Moderators aus den Wasserkästen, um auf diese Weise den Abstand zu den Auslässen zu vergrößern. So kann verhindert werden, dass der heiße Moderator direkt nach Eintritt in das Mischungsplenum in die Auslässe der Fußstückplatte gedrückt wird. Das Resultat ist ein wesentlich homogenerer Verlauf der Kühlmiteleintrittstemperatur ohne heiße Strahlen in den Ecken und an den Seitenwänden des Mischungsplenums.

In Kapitel 6.11 wurde festgestellt, dass der Auftrieb neben den dynamischen Kräften des von der Blende beschleunigten Massenstroms eine weitere Ursache für das frühzeitige Umkehren des Moderatorstrahls kurz nach Eintritt in den zweiten Mischungsraum ist. Das hat zur Folge, dass im Falle der Geometrie ohne Verlängerung heiße Ballen direkt in die Auslässe gelangen. Diese Temperaturfluktuationen führen eine Präzessionsbewegung durch, welche aufgrund der langen Rechendauer nicht untersucht werden konnte. Dagegen wurden die lokalen Temperaturfluktuationen anhand einer Grobstruktursimulation innerhalb der Originalgeometrie ohne verlängerte Rohre mit der Ersatzgeometrie untersucht. Das Ergebnis waren Temperaturfluktuationen mit einer Amplitude von ca. 10 °C und einer Niederfrequenz von ca. 30 Hz. Diese Werte stellen nur einen Anhaltspunkt für spätere Experimente und genauere Grobstruktursimulationen dar. Fakt ist aber, dass neben der mechanischen auch die thermomechanische Beanspruchung des Fußstücks bei der Auslegung zu berücksichtigen ist.

7 Schlussfolgerungen

Die in dieser Arbeit vorgestellten Konstruktionen und Berechnungen bilden eine erste Auslegung eines Brennelements für einen Leichtwasserreaktor mit überkritischen Dampfzuständen.

Mit dieser Auslegung werden erstmals die folgenden grundlegenden Fragestellungen der Konstruktion eines Brennelements für einen Leichtwasserreaktor mit überkritischen Dampfzuständen gelöst.

Die Größe des Brennelements und damit die Anzahl der Brennstäbe und der Wasserkästen wurden bisher eher willkürlich festgelegt. Im Gegensatz dazu werden hier die mechanische Belastung der Brennelementkästen und die daraus resultierenden Verformungen berechnet, woraus sich erstmals die erforderliche Wandstärke der Kästen ergibt. Eine anschließende Optimierung der betrachteten Brennelementtypen im Hinblick auf die Verhältnisse Strukturmaterial zu Brennstoff und Moderator zu Brennstoff sowie der Aufheizung innerhalb der Unterkästen zeigt, dass ein quadratisches, zweireihiges Brennelement mit einem zentralen Wasserkasten den anderen untersuchten Konzepten überlegen ist. Neun dieser Brennelemente werden in einem 3x3-Brennelementbündel quadratisch angeordnet. Die Abmessungen des quadratischen Bündels entsprechen damit den typischen Brennelementabmessungen von Druck- und Siedewasserreaktoren.

Die Gegenströmung von abwärts strömendem Moderator und dem an den Brennstäben aufwärts strömendem Kühlmittel führte häufig zur Kritik an diesem Reaktortyp, da die konstruktive Realisierung aufwendig und teuer erschien. Um zu demonstrieren, dass eine solche Gegenströmung bereits mit geringem technischem Aufwand möglich ist, wird hier ein Kopfstück entwickelt, das einerseits den überkritischen Dampf der Brennelemente in das Dampfplenum führt und andererseits den Moderator durch die Wasserkästen leitet, ohne eine Vermischung der beiden Massenströme zuzulassen. Berechnungen der Temperaturverläufe des Brennelementbündels innerhalb des Dampfplenums zeigen, dass durch die Konstruktion einer doppelwandigen Wasserkastenwand die Aufheizung des Moderators von 35 °C auf ca. 2 °C reduziert wird. Damit ist eine effektivere Moderation am Eintritt in den aktiven Bereich des Kerns durch eine hohe Dichte des Moderators im Wasserkasten gegeben.

Die hohe Enthalpieänderung im Kern stellt eine besondere Herausforderung im Bereich der Kernausslegung dar. Heißkanalfaktoren in einer Größenordnung, die heute in Druckwasserreaktoren verwendet werden, resultieren in lokalen Kühlmittelaustrittstemperaturen, die die zulässigen Materialgrenzen weit überschreiten können. Aus diesem Grund ist eine intensive Mischung des Kühlmittels im Brennelement als auch ein optimaler Wärmeübergang am Brennstab unerlässlich. Dieses Problem wird hier mit einem neuartigen Konstruktionsprinzip eines Abstandshalters deutlich gemildert. Dieser speziell für die Bedingungen im HPLWR entwickelte Abstandshalter zwingt das Kühlmittel in eine schraubenförmige Umströmung des Wasserkastens innerhalb des Brennelements. Auf diese Weise wird auch der Wärmeübergang bei gegebenem Massenstrom stark verbessert. Problematisch

ist allerdings der sich einstellende Druckverlust, der im oberen Bereich des Brennelements neunmal größer ist als im unteren Bereich.

Im Gegensatz zu Druck- und Siedewasserreaktoren, bei denen das Kühlmittel am Kerneintritt eine sehr homogene Temperaturverteilung hat, besteht im HPLWR das Kühlmittel aus einer Mischung von Fluiden mit bis zu 100 °C unterschiedlicher Temperatur. Ohne eine homogene Vermischung dieser Teilströme würden sich unweigerlich heiße Strahlen im Kern einstellen, die die mittlere Aufheizung des Kühlmittels begrenzen. Daher wird hier bei der Konstruktion des Fußstücks ein besonderer Wert auf eine optimale Vermischung der Zuführströme gelegt. Eine strömungsmechanische Analyse des unteren Plenums und des Fußstücks zeigt, dass sich bei sorgfältiger Optimierung der Strömungsführung eine annähernd homogene Kühlmitteltemperatur am Brennelementeintritt erzielen lässt. Die Differenz aus maximaler Temperatur und gemittelter Temperatur der Mischung wird auf diese Weise auf 4,4 °C abgesenkt. Die Studie zeigt darüber hinaus die besondere Eignung von Freistrahlen als konstruktives Element zur effektiven Mischung unterschiedlich heißer Teilströme.

Anhand einer Grobstruktursimulation des einströmenden Moderators aus dem Wasserkasten wird festgestellt, dass es an den Austritten des Mischungsplenums zu Temperaturfluktuationen kommt. Bei früheren Reaktorkonzepten mit ähnlichen Phänomenen wurden thermomechanische Schäden beobachtet. Das Ergebnis der LES sind niederfrequente Temperaturfluktuationen mit einer Amplitude von ca. 10 °C und einer Frequenz von ca. 30 Hz. Diese Beanspruchungen sind beherrschbar. Sie müssen allerdings bei der Auslegung der Fußstückplatte beachtet werden.

Das in dieser Arbeit vorgestellte Konzept eines Brennelements für den HPLWR hat gezeigt, dass die grundlegenden, auslegungstechnischen Fragestellungen konstruktiv beherrschbar sind.

Das Ergebnis dieser Arbeit geht damit weit über die bisherigen neutronenphysikalischen und thermohydraulischen Auslegungsrechnungen hinaus, die in der konstruktiven Realisierung noch keine verwertbaren Ansätze erkennen ließen.

Der nächste Schritt wäre nun dieses Brennelement als Baustein eines Kernkonzepts einzusetzen und gegebenenfalls noch zu verbessern. Der hier vorgestellte Entwurf des unteren Plenums mit seinen Kühlmittelblenden, die den Kühlmittelmassenstrom an das Leistungsprofil des Kerns anpassen, als auch der Entwurf des Dampfplenums geben hierzu bereits erste konstruktive Lösungsansätze.

Das Projekt eines Leichtwasserreaktors mit überkritischen Dampfzuständen stellt eine wichtige Option zur Energieversorgung der Zukunft aufgrund der reduzierten Kosten und eines höheren thermischen Wirkungsgrades dar. Mit dieser Arbeit wird ein wichtiger Schritt geleistet, diesem Ziel näher zu kommen.

8 Nomenklatur

8.1 Lateinische Buchstaben

a_Q	[-]	Querteilungsverhältnis
A	[m ²]	Fläche
b	[m]	Breite
b_L	[-]	Längsteilungsverhältnis
c_p	[kJ/kgK]	isobare Wärmekapazität
C^+	[-]	Integrationskonstante
d	[m]	Durchmesser
d_h	[m]	hydraulischer Durchmesser
E	[N/mm ²]	E-Modul
f	[m]	Durchbiegung
f_A	[-]	Anordnungsfaktor
F	[N]	Kraft
F_i	[N/m ³]	Volumenkraft in Koordinatenrichtung i
g	[m/s ²]	Erdbeschleunigung (= 9,81 m/s ²)
Δh	[J/kg]	spezifische Enthalpiedifferenz
H	[-]	Geschosshöhe
I_y	[mm ⁴]	axiales Flächenmoment 2. Grades
l	[m]	Länge
j	[-]	Nummerierung
k	[m ² /s ²]	turbulente kinetische Energie
$\sqrt[3]{\bar{k}}$	[m ² /s ²]	volumengewichtetes Volumenintegral von k

Nomenklatur

k_w	[W/m ² K]	Wärmedurchgangszahl
\dot{M}	[kg/s]	Massenstrom
n	[-]	Anzahl
NTU	[-]	Übertragungseinheiten
Nu	[-]	Nusselt-Zahl
Δp	[Pa]	Druckverlust
P_b	[m]	benetzter Umfang
P_H	[m]	beheizter Umfang
Pr	[-]	Prandtl-Zahl
q	[N]	Querkraft
q_w	[W/m ²]	Wandwärmestromdichte
\dot{Q}_{zu}	[W]	Wärmestrom
R	[-]	Wärmekapazitätsstromverhältnis
Re	[-]	Reynolds-Zahl
s	[m]	Wandstärke
t	[m]	Teilung
Tu	[%]	Turbulenzgrad
u	[m/s]	Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung
u_τ	[m/s]	(Wand-) Schubspannungsgeschwindigkeit
v	[m/s]	Geschwindigkeitskomponente in y-Richtung
V	[m ³]	Volumen
w	[m/s]	Geschwindigkeitskomponente in z-Richtung
y	[m]	kartesische Koordinate
y^+	[-]	Koordinate in der viskosen Wandschicht

z	[m]	kartesische Koordinate
-----	-----	------------------------

8.2 Griechische Buchstaben

α	[W/m ² K]	Wärmeübergangszahl
β	[1/K]	Wärmeausdehnungskoeffizient
ε	[m ² /s ³]	Turbulente Dissipation
ζ	[-]	Widerstandsbeiwert
κ	[-]	Karman-Konstante
λ	[W/mK]	Wärmeleitfähigkeit
λ_R	[-]	Rohrreibungszahl
μ	[kg/ms]	dynamische Viskosität
ν	[m ² /s]	kinematische Viskosität
π	[-]	Kreiszahl
ρ	[kg/m ³]	Dichte
τ	[N/m ²]	Normal- und Schubspannungen
ω	[-]	Versperrungsgrad

8.3 Indizes

a	außen
a_R	äußeres Rohr
A	Austritt
BE	Brennelement
B_k	Brennelementkasten
$Brst$	Brennstoff
B_s	Brennstab
D	Frischdampf

Nomenklatur

Ds	Dampfspalt
ers	Ersatz
E	Eintritt
fl	fluchtend
G	gesamt
Hr	Brennstabhüllrohr
i	innen
iR	inneres Rohr
m	Mittel
Mod	Moderator
Q	quer
Struktur	Strukturmaterial
t	turbulent
V	vertikal
WaK	Wandaußenseite des Brennelementkastens
WaW	Wandaußenseite des Wasserkastens
WiK	Wandinnenseite des Brennelementkastens
WiW	Wandinnenseite des Wasserkastens
Wk	Wasserkasten eines Brennelements
Ws	Wasserspalt um ein Brennelement
x	kartesische Koordinatenrichtung x
y	kartesische Koordinatenrichtung y
z	kartesische Koordinatenrichtung z

9 Literatur

- /1/ Bundesministerium für Wirtschaft und Technologie, *Energiedaten – Nationale und Internationale Entwicklung*, Referat III A 2, Berlin, 2006
- /2/ T. Schulenberg, L. Behnke, J. Hofmeister, M. Löwenberg, *Was ist Generation IV?*, FZKA 6967, Forschungszentrum Karlsruhe, Karlsruhe, 2004
- /3/ US DOE Nuclear Energy Research Advisory Committee and the Generation IV International Forum, *A Technology Roadmap for Generation IV Nuclear Energy Systems*, GIF-002-00, 2002
- /4/ G. Heusener, U. Müller, T. Schulenberg, D. Squarer, *A European Development Program for a High Performance Light Water Reactor (HPLWR)*, SCR-2000, November 6-9, Tokyo, 2000
- /5/ D. Squarer, Y. Oka, D. Bittermann, N. Aksan, C. Maraczy, R. Kyrki-Rajamäki, A. Souyri, P. Dumaz, *High performance light water reactor (HPLWR)*, FISA, Luxembourg, 620-630, 2001
- /6/ W. Wagner, A. Kruse, *Zustandsgrößen von Wasser und Wasserdampf*, IAPWS-IF97, Springer Verlag, Berlin, 1998
- /7/ D. Squarer, T. Schulenberg, D. Struwe, Y. Oka, D. Bittermann, N. Aksan, C. Maraczy, R. Kyrki-Rajamäki, A. Souyri, P. Dumaz, *High performance light water reactor*, Nuclear Engineering and Design, 221, 167-180, 2003
- /8/ D. Bittermann, J. Starflinger, T. Schulenberg, *Turbine Technologies for High Performance Light Water Reactors*, ICAPP'04, Pittsburgh, June 13-17, Omnipress, Paper No. 4195, CD-ROM, 518-526, 2004
- /9/ D. Bittermann, D. Squarer, T. Schulenberg, Y. Oka, P. Dumaz, R. Kyrki-Rajamäki, N. Aksan, C. Maraczy, A. Souyri, *Potential Plant Characteristics of a High Performance Light Water Reactor (HPLWR)*, ICAPP'03, Cordoba, May 4-7, Omnipress, Paper No. 3046, CD-ROM, 2003
- /10/ Y. Oka, S. Mochizuki, *General Features of Direct-cycle Supercritical-Pressure Light Water Cooled Reactors*, ICONE4, March 10-14, New Orleans, 1996
- /11/ N. Aksan, T. Schulenberg, D. Squarer, X. Cheng, D. Struwe, V. Sanchez, P. Dumaz, R. Kyrki-Rajamäki, D. Bittermann, A. Souyri, Y. Oka, S. Koshizuka, *Potential Safety Features and Safety Analysis Aspects for High Performance Light Water Reactor (HPLWR)*, GENES4/ANP2003, Kyoto, September 15-19, Tokyo: Atomic Energy Society of Japan, Paper No. 1223, CD-ROM, 2003

- /12/ Y. Ishiwatari, Y. Oka, S. Koshizuka, *Safety design principle supercritical water cooled reactors*, ICAPP, Pittsburgh, Paper No. 4319, 2004
- /13/ Y. Oka, S. Koshizuka, Supercritical-pressure, *Once-through Cycle Light Water Cooled Reactor Concept*, Journal of Nuclear Science and Technology, Vol. 38, 1081-1089, 2001
- /14/ D. Smidt, *Reaktortechnik 1*, G. Braun Verlag, Karlsruhe, 1971
- /15/ K. Ehrlich, J. Konys, L. Heikinheimo, *Materials for High Performance Light Water Reactor*, ICAPP'03, Cordoba, May 4-7, Omnipress, Paper No. 3310, CD-ROM, 2003
- /16/ Y. Oka, *Review of High Temperature Water and Steam Cooled Concepts*, SCR-2000, November 6-9, Tokyo, 2000
- /17/ Y. Oka, S. Mochizuki, T. Yamasaki, *Direct Cycle Light Water Reactor Operating at Supercritical Pressure*, Journal of Nuclear Science and Technology, Vol. 29, 585-588, 1992
- /18/ Y. Oka, S. Koshizuka, *Concept and design of a supercritical-pressure, direct-cycle light water reactor*, Nuclear Technology, Vol. 103, 295-302, 1993
- /19/ P. Urban, *Die Entwicklung der ATRIUM-Brennelemente für Siedewasserreaktoren*, Siemens Brennelement-Report, Nr. 2, 11-15, 1991
- /20/ A. Ziegler, *Lehrbuch der Reaktortechnik Band 2*, Springer Verlag, Berlin, 1984
- /21/ K. Dobashi, Y. Oka, S. Koshizuka, *Conceptual Design of a High Temperature Power Reactor Cooled and Moderated by Supercritical Light Water*, ICONE6, San Diego, May 10-15, New York: ASME, Paper No. 6232, CD-ROM, 1998
- /22/ Y. Okano, S. Mochizuki, Y. Oka, *Design of Water Rod Cores of a Direct Cycle Supercritical-Pressure Light Water Reactor*, Ann. Nucl. Energy, Vol. 21, 601-611, 1994
- /23/ G. Rimpault, *Core design feature studies and research needs for high performance light water reactors*, ICAPP'03, Cordoba, May 4-7, Omnipress, Paper No. 3194, CD-ROM, 2003
- /24/ X. Cheng, T. Schulenberg, S. Koshizuka, Y. Oak, A. Souyri, *Thermal-Hydraulic Analysis of Supercritical Pressure Light Water Reactors*, ICAPP'02, Hollywood, June 9-13, LaGrange Park, Ill., ANS, Paper No. 1015, CD-ROM, 2002
- /25/ J. Buongiorno, *An Alternative SCWR Design Based on Vertical Power Channels and Hexagonal Fuel Assemblies*, GLOBAL, New Orleans, November 16-20, 1155-

1162, 2003

- /26/ Y. Oka, S. Koshizuka, Y. Ishiwatari, A. Yamaji, *Conceptual Design of High Temperature Reactors Cooled by Supercritical Light Water*, ICAPP'03, Cordoba, May 4-7, Omnipress, Paper No. 3257, CD-ROM, 2003
- /27/ A. Yamaji, Y. Oka, S. Koshizuka, *Conceptual core design of a 1000MWe supercritical-pressure light water cooled and moderated reactor*, Proceedings of 2001 ANS/HPS Student Conference in Texas, March 29 – April 1, A&M University, Texas, 2001
- /28/ N. Aksan, D. Bittermann, P. Dumaz, R. Kyrki-Rajamäki, C. Maraczy, Y. Oka, T. Schulenberg, A. Souyri, *A High Performance Light Water Reactor Concept*, Jahrestagung Kerntechnik, Stuttgart, 14.-16. Mai, Bonn, INFORUM, 577-580, 2002
- /29/ Y. Oka, S. Koshizuka, Y. Ishiwatari, A. Yamaji, *Elements of Design Consideration of Once-Through Cycle, Supercritical-Pressure Light Water Cooled Reactor*, ICAPP'02, Hollywood, June 9-13, LaGrange Park, Ill., ANS, Paper No. 1005, CD-ROM, 2002
- /30/ S. Sakurai, S. Higuchi, A. Shioiri, *Development of SCPR Fuel Design Criteria and Core Design Study*, GLOBAL, New Orleans, November 16-20, 1746-1753, 2003
- /31/ Y. Oka, S. Mochizuki, Y. Ishiwatari, A. Yamaji, Tin Tin Yi, *High temperature LWR operating at supercritical pressure*, GLOBAL, New Orleans, November 16-20, 1128-1135, 2003
- /32/ K. Kamei, A. Yamaji, Y. Ishiwatari, L. Jie, Y. Oka, *Fuel and Core Design of Super LWR with Stainless Steel Cladding*, ICAPP'05, Seoul, May 15-18, Paper No. 5527, CD-ROM, 2005
- /33/ X. Cheng, T. Schulenberg, D. Bittermann, P. Rau, *Design analysis of core assemblies for supercritical pressure conditions*, Nuclear Engineering and Design 223, pp. 279-294, 2003
- /34/ X. Cheng, T. Schulenberg, *Heat Transfer at Supercritical Pressure – Literature Review and Application to an HPLWR*, Forschungszentrum Karlsruhe, Wissenschaftliche Berichte, FZKA 6609, 2001
- /35/ Y. Y. Bae, H. O. Kang, *Thermo-Hydraulic Study of Supercritical Pressure Water-Cooled Reactor Options*, ICAPP'03, Cordoba, May 4-7, Omnipress, Paper No. 3223, CD-ROM, 2003
- /36/ Y. Y. Bae, H. K. Joo, Y. H. Jeong, J. H. Song, H. Y. Yoon, J. Y. Yoo, *Research of a Supercritical Pressure Water Cooled Reactor in Korea*, ICAPP'04, Pittsburgh,

- June 13-17, Omnipress, Paper No. 4247, CD-ROM, 2004
- /37/ J. Buongiorno, P. E. MacDonald, *Study of Solid Moderators for the Thermal-Spectrum Supercritical Water-Cooled Reactor (Neutronics)*, ICAPP'03, Cordoba, May 4-7, Omnipress, Paper No. 3328, CD-ROM, 2003
- /38/ H. K. Joo, J. W. Yoo, J. M. Noh, *Conceptual Design for Rectangular Fuel Assembly for Thermal SCWR System*, GLOBAL, New Orleans, November 16-20, 1149-1154, 2003
- /39/ H. K. Joo, K. M. Bae, H. C. Lee, J. M. Noh, Y. Y. Bae, *A Conceptual Core Design with a Rectangular Fuel Assembly for a Thermal SCWR System*, ICAPP'05, Seoul, May 15-18, Paper No. 5223, CD-ROM, 2005
- /40/ D. Smidt, *Reaktortechnik 2*, G. Braun Verlag, Karlsruhe, 1971
- /41/ Y. N. Kuznetsov, B. A. Gabaraev, *Channel type reactors with supercritical water coolant. Russian experience.*, ICAPP'04, Pittsburgh, June 13-17, Omnipress, Paper No. 4232, CD-ROM, 2004
- /42/ R. Duffey, I. Piro, H. Khartabil, *Supercritical Water-Cooled Pressure Channel Nuclear Reactors: Review and Status*, GLOBAL, Tsukuba, October 9-13, Paper No. 020, CD-ROM, 2005
- /43/ P. Urban, *Die Entwicklung der ATRIUM-Brennelemente für Siedewasserreaktoren, Siemens Brennelement-Report*, 11-15, 1991
- /44/ S. Himmel, J. Hofmeister, J. Starflinger, T. Schulenberg, *Mechanical Analysis of the Fuel Assembly Box of a HPLWR Fuel Assembly*, ICAPP'06, Reno, June 4-8, Paper No. 6229, CD-ROM, 2006
- /45/ S. Himmel, *Festigkeitsanalysen für ein HPLWR-Brennelement*, Diplomarbeit, Forschungszentrum Karlsruhe, Institut für Kern- und Energietechnik (IKET), 2005
- /46/ J. Hofmeister, T. Schulenberg, J. Starflinger, *Optimization of a fuel assembly for a HPLWR*, ICAPP'05, Seoul, May 15-18, Paper No. 5077, CD-ROM, 2005
- /47/ H. Czichos, *Hütte – Die Grundlagen der Ingenieurwissenschaften*, Springer Verlag, Berlin, 1996
- /48/ C. Waata, *Coupled Neutronics/Thermal-hydraulics Analysis of a High-Performance Light-Water Reactor Fuel Assembly*, Dissertation, Universität Stuttgart, Forschungszentrum Karlsruhe, 2006
- /49/ C. Waata, T. Schulenberg, X. Cheng, *Results of a Coupled MCNP and Sub-Channel Analysis of HPLWR Fuel Assembly*, ICAPP'05, Seoul, May 15-18, Paper

No. 5064, CD-ROM, 2005

- /50/ S. Kasahara, J. Kuniya, K. Moriya, *Corrosion Resistance of the Candidate Materials for the Fuel Claddings of the Supercritical Water Cooled Power Reactor*, ICAPP'03, Cordoba, May 4-7, Omnipress, Paper No. 3293, CD-ROM, 2003
- /51/ R. L. Klueh, D. R. Harries, *High-chromium ferritic and martensitic steels for nuclear applications*, ASTM 2001, Chapter 5, 56-62, 2001
- /52/ C. Brown, V. Levy, J. Seran, K. Ehrlich, H. Bergmann, *Cladding and Wrapper Development for Fast Reactor High Performance*, Int. Conf. on Fast Reactors and Related Fuel Cycles, Kyoto, October 28 – November 1, Tokyo: Atomic Energy Society of Japan, 1991
- /53/ S. S. Hwang, B. H. Lee, J.-G. Kim, J. Jang, *Corrosion Behavior of F/M Steels and High Ni Alloys in Supercritical Water*, GLOBAL, Tsukuba, October 9-13, Paper No. 043, CD-ROM, 2005
- /54/ J. Jang, C. H. Han, B. H. Lee, Y. S. Yi, S. S. Hwang, *Corrosion Behavior of 9Cr F/M Steels in Supercritical Water*, ICAPP'05, Seoul, May 15-18, Paper No. 5136, CD-ROM, 2005
- /55/ T. R. Allen, L. Tan, Y. Chen, K. Sridharan, M. T. Machut, J. Gan, G. Gupta, G. S. Was, S. Ukai, *Corrosion and Radiation Response of Advanced Ferritic-Martensitic Steels for Generation IV Application*, GLOBAL, Tsukuba, October 9-13, Paper No. IL001, CD-ROM, 2005
- /56/ T. Kaito, S. Ukai, S. Ohtsuka, T. Narita, *Development of ODS Ferritic Steel Cladding for the Advanced Fast Reactor Fuels*, GLOBAL, Tsukuba, October 9-13, Paper No. 196, CD-ROM, 2005
- /57/ G. S. Was, T. R. Allen, *Time, Temperature, and Dissolved Oxygen Dependence of Oxidation of Austenitic and Ferritic-Martensitic Alloys in Supercritical Water*, ICAPP'05, Seoul, May 15-18, Paper No. 5690, CD-ROM, 2005
- /58/ J. McKinley, S. Teyseyre, G. S. Was, *Corrosion and Stress Corrosion Cracking of Austenitic Alloy in Supercritical Water*, GLOBAL, New Orleans, November 16-20, 2363-2364, 2003
- /59/ J. Kaneda, S. Kasahara, J. Kuniya, K. Moriya, F. Kano, N. Saito, A. Shioiri, T. Shibayama, H. Takahashi, *Corrosion film properties of the candidate materials for the fuel claddings of the supercritical-water cooled power reactor*, ICAPP'05, Seoul, May 15-18, Paper No. 5594, CD-ROM, 2005
- /60/ W. Beitz, K.-H. Grote, *Dubbel – Taschenbuch für den Maschinenbau*, Springer Verlag, Berlin, 2001

- /61/ M. Neubronner, G. Stübner, *Stoffwerte von reinen Metallen und Metalllegierungen*, VDI-Wärmeatlas, Abschnitt Dea, Springer Verlag, Berlin, 1997
- /62/ E. Gebhardt, F. Thümmeler, H. D. Seghezzi, *Reaktorwerkstoffe, Teil 2: Nichtmetallische Werkstoffe*, Teubner Verlag, Stuttgart, 1967
- /63/ W. Kast, *Druckverlust bei der Strömung durch Rohre*, VDI-Wärmeatlas, Abschnitt Lb, Springer Verlag, Berlin, 1997
- /64/ W. Meier, *mündliche Mitteilung*, Framatome ANP, Oktober 2004
- /65/ A. Bastron, J. Hofmeister, L. Meyer, T. Schulenberg, *Enhancement of Heat Transfer in HPLWR Fuel Assemblies*, GLOBAL, Tsukuba, October 9-13, Paper No. 036, CD-ROM, 2005
- /66/ V. Gnielinski, *Wärmeübertragung bei Queranströmung um einzelne Rohrreihen und durch Rohrbündel*, VDI-Wärmeatlas, Abschnitt Gg, Springer Verlag, Berlin, 1997
- /67/ F.W. Dittus, L.M.K. Boelter, *Publications in Engineering*, Vol. 2, University of California, Berkeley, CA, 443, 1930
- /68/ K. Rehme, *Pressure Drop Correlations for Fuel Element Spacers*, Nucl. Technol., Vol. 17, 15-23, 1973
- /69/ U. Fischer, R. Kilgus, H. Paetzold, K. Schilling, M. Heinzler, F. Näher, W. Röhrer, A. Stephan, *Tabellenbuch Metall*, Verlag Europa-Lehrmittel, Haan-Gruiten, 1999
- /70/ V. Gnielinski, *Wärmeübertragung bei der Strömung durch Rohre*, VDI-Wärmeatlas, Abschnitt Ga, Springer Verlag, Berlin, 1997
- /71/ W. Roetzel, B. Spang, *Wärmedurchgang*, VDI-Wärmeatlas, Abschnitt Cb, Springer Verlag, Berlin, 1997
- /72/ W. Roetzel, B. Spang, *Berechnung von Wärmeübertragern*, VDI-Wärmeatlas, Abschnitt Ca, Springer Verlag, Berlin, 1997
- /73/ V. Gnielinski, *Wärmeübertragung bei Queranströmung um einzelne Rohre, Drähte und Profilylinder*, VDI-Wärmeatlas, Abschnitt Gf, Springer Verlag, Berlin, 1997
- /74/ H. Schlichting, K. Gersten, *Grenzschicht-Theorie*, Springer Verlag, Berlin, 1997
- /75/ M. Jischa, *Konvektiver Impuls-, Wärme- und Stoffaustausch*, Vieweg Verlag, Braunschweig, 1982
- /76/ J. Zierep, *Grundzüge der Strömungslehre*, Springer Verlag, Berlin, 1993

- /77/ H. Oertel, *Strömungsmechanik*, Vieweg Verlag, Braunschweig, 1999
- /78/ J. Zierep, K. Bühler, *Strömungsmechanik*, Springer Verlag, Berlin, 1991
- /79/ J. H. Ferziger, M. Perić, *Computational Methods for Fluid Dynamics*, Springer Verlag, Berlin, 1996
- /80/ W. Rodi, *Turbulence models and their application in hydraulics*, 2nd edition, State-of-the-art paper, IAHR-Section, Delft, 1984
- /81/ H. Oertel, E. Laurien, *Numerische Strömungsmechanik*, Vieweg Verlag, Braunschweig, 2003
- /82/ FLUENT Inc., *FLUENT 6.1 User's Guide Volume II*, Lebanon, 2003
- /83/ W. M. Kays, *Turbulent Prandtl Number – Where Are We?*, Journal of Heat Transfer, Vol. 116, No. 2, 284-295, 1994
- /84/ B. Noll, *Numerische Strömungsmechanik: Grundlagen*, Springer Verlag, Berlin, 1993
- /85/ J. Hofmeister, E. Laurien, A. G. Class, T. Schulenberg, *Turbulent mixing in the foot piece of a HPLWR fuel assembly*, GLOBAL, Tsukuba, October 9-13, Paper No. 066, CD-ROM, 2005
- /86/ FLUENT Inc., *Gambit I Modeling Guide*, Lebanon, 1998
- /87/ International Atomic Energy Agency, *Directory of Nuclear Reactors*, Vol. X, *Power and Research Reactors*, Vienna, 1976
- /88/ W. Bohl, *Technische Strömungslehre*, Vogel-Verlag, Würzburg, 2001
- /89/ European Research Community On Flow, Turbulence And Combustion, Special Interest Group on "Quality and Trust in Industrial CFD", *Best Practice Guidelines*, Version 1.0, 2000
- /90/ FLUENT Inc., *FLUENT 5.0 Validation Guide*, Lebanon, 1999
- /91/ J. W. Baughn, M. A. Hoffman, R. K. Takahashi, B. E. Launder, *Local Heat Transfer Downstream of an Abrupt Expansion in a Circular Channel With Constant Wall Heat Flux*, Journal of Heat Transfer, Vol. 106, 789-796, 1984
- /92/ R. W. Schefer, R. W. Dibble, *Simultaneous Measurements of Velocity and Density in a Turbulent Nonpremixed Flame*, AIAA Journal, Vol. 23, 1070-1078, 1985
- /93/ D. O. Davis, F. B. Gessner, *Experimental Investigation of Turbulent Flow Through*

- a Circular-to-Rectangular Transition Duct*, AIAA Journal, Vol. 30(2), 367-375, 1992
- /94/ S. G. Goebel, J. C. Dutton, *Experimental Study of Compressible Turbulent Mixing Layers*, AIAA Journal, Vol. 29(4), 538-546, 1991
- /95/ P. J. Roache, *Verification and Validation in Computational Science and Engineering*, Hermosa Publishers, Albuquerque, 1998
- /96/ International Atomic Energy Agency, *Validation of fast reactor thermo mechanical and thermohydraulic codes*, IAEA-TECDOC-1318, Vienna, 2002