



Institut für Sicherheitsforschung und Reaktortechnik

***Neutronenphysikalische Eigenschaften eines
schwerwassergekühlten Kugelhaufenreaktors
mit nichtschmelzendem Kern***

Andreas Zucker

***Neutronenphysikalische Eigenschaften eines
schwerwassergekühlten Kugelhaufenreaktors
mit nichtschmelzendem Kern***

Andreas Zucker

Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 4028

ISSN 0944-2952

Institut für Sicherheitsforschung und Reaktortechnik Jül-4028

D82 (Diss., Aachen, RWTH, 2003)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek

D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

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

Kurzfassung

Die in Kernreaktoren erzeugte elektrische Energie deckt heutzutage 16% des weltweiten Elektrizitätsverbrauchs und besitzt weiterhin eine steigende Tendenz. In der Vergangenheit wurden eine Vielzahl von Reaktorkonzepten untersucht, woraus sich einige kommerziell genutzte Reaktortypen entwickelt haben. Die unterschiedlichen Reaktortypen besitzen aufgrund ihrer unterschiedlichen Konzeption stark voneinander abweichende Sicherheitseigenschaften. Im Falle des Hochtemperaturreaktors sind in der Vergangenheit inhärent sichere Anlagen konzipiert worden, bei denen die Sicherheit gegenüber Störfällen allein durch physikalische Gesetzmäßigkeiten gewährleistet ist.

In der vorliegenden Arbeit wird untersucht, inwiefern die Sicherheitseigenschaften eines Hochtemperaturreaktors auf einen schwerwassergekühlten Reaktor übertragbar sind. Untersucht werden die neutronenphysikalischen Eigenschaften eines schwerwassergekühlten Reaktors mit kugelförmigen Brennelementen in Abhängigkeit der Brennelementgestaltung. Bei vorgegebener Dimensionierung des Reaktors werden der Schwermetallgehalt und der Zielabbrand der Brennelemente variiert. Untersucht werden Brennelemente mit 5 bis 40 g UO_2 sowie einem Zielabbrand von 50 und 100 GWd/t.

Es zeigt sich, daß ein Kugelhaufenreaktor mit Schwerwasserkühlung neutronenphysikalisch prinzipiell realisierbar ist. Wichtigster Einflußfaktor ist der Schwermetallgehalt in den Brennelementen. Bei einem maximalen Zielabbrand von 50 GWd/t beträgt die notwendige ^{235}U -Anreicherung des Brennstoffs abhängig vom Schwermetallgehalt zwischen 3.5% und 5.5%, bei einem Zielabbrand von 100 GWd/t zwischen 6.9% und 9.6%. Eine im Hinblick auf die Brennstoffökonomie optimierte Kernausslegung wird bei einem Schwermetallgehalt von 20 g pro Brennelement erreicht. Der ^{235}U -Verbrauch ist dann um 25% geringer als in einem DWR. Die zu entladende Menge Pu bezogen auf die erzeugte elektrische Energie beträgt je nach Kernausslegung zwischen 30% und 90% der Pu-Menge, welche in einem Druckwasserreaktor entsteht. Das zu entladende Pu besteht zu ca. 50% aus den thermisch nicht spaltbaren Isotopen ^{240}Pu und ^{242}Pu .

Die Leistungsdichteverteilung im Kern hängt von der Brennelementgestaltung ab. Bei Brennelementen mit 20 g Schwermetall und einem Zielabbrand von 100 GWd/t beträgt der volumenbezogene Leistungsformfaktor im Kern ca. 2. Dies entspricht einer Leistungsdichte von 8.5 MWm^{-3} . Die maximale Kugelleistung beträgt in diesem Fall $P_{\text{Kugel}} = 3.36 \text{ kW}$.

Die durchschnittliche Brennstofftemperatur beträgt ca. 390°C, in den heißesten Brennelementen können Temperaturen bis zu ca. 1000°C auftreten. Da die Temperaturen im Brennelement geringer sind als bei Hochtemperaturen, stellen sich keine zusätzlichen Anforderungen an die Werkstoffe.

Der Brennstofftemperatur- und der Voidkoeffizient der Reaktivität sind für alle untersuchten Kernausslegungen negativ. Ein positiver Reaktivitätsbeitrag bei der Aufheizung des Graphits in stärker Pu-haltigen Brennelementen wird durch den gleichzeitig wirkenden Dopplerkoeffizienten kompensiert, so daß der Temperaturkoeffizient der Brennstoffmatrix stets negativ ist.

Die Regelung des Reaktors kann durch Regelelemente im Seitenreflektor erfolgen. Zur Abschaltung ist das Einbringen einer negativen Reaktivität (z.B. durch Steuerstäbe) in den Reaktorkern erforderlich.

Es zeigt sich, daß auch bei extremen Reaktivitätstransienten die Energiedeposition im Brennstoff unterhalb der zulässigen Werte bleibt, so daß keine Zerstörung der Brennelemente zu erwarten ist.

Das untersuchte Reaktorkonzept stellt insgesamt eine Möglichkeit dar, die besonderen Sicherheitseigenschaften des Hochtemperaturreaktors mit der erprobten Technik der CANDU-Reaktoren zu kombinieren.

Abstract

About 16% of the worldwide electricity consumption are currently generated in nuclear power stations with a rising tendency. A magnitude of different reactor concepts have been investigated in the past with some of the concepts having lead to commercial utilised reactor types. The different existing reactor types possess varying safety features due to their different design. Inherent safe concepts have been developed for high temperature reactors, the safety of the system beeing guaranteed solely by physical laws.

This work examines the possibility to transfer safety features from high temperature reactors to heavy water cooled reactors. The neutron physics properties of a heavy water cooled reactor with spherical fuel elements are investigated in function of the fuel design. The heavy metal content of the fuel elements and the discharge burnup are varied for a reactor core with fixed dimensions. Fuel elements with 5 to 40 g of UO_2 and a discharge burnup of alternatively 50 GWd/t and 100 GWd/t are investigated.

It is shown that a heavy water cooled pebble bed reactor can be realised from a neutron physical point of view. The heavy metal content of the fuel elements turns out to be the most influential parameter. The necessary ^{235}U enrichment ranges depending on the heavy metal content of the fuel elements from 3.5% to 5.5% for a discharge burnup of 50 GWd/t and from 6.9% to 9.6% for a discharge burnup of 100 GWd/t respectively. An optimum regarding fuel utilisation can be reached for a heavy metal content of 20 g per fuel element. In this case the ^{235}U consumption is 25% lower than for a PWR. The amount of discharged Pu ranges from 30% to 90% of the discharged Pu of a PWR depending on the fuel element design. About 50% of the discharged Pu consists of the thermally non fissionable isotopes ^{240}Pu and ^{242}Pu .

The core power distribution depends on the fuel element design. For fuel elements containing 20 g of heavy metal and with a discharge burnup of 100 GWd/t the volumetric form factor of the reactor core is approx. 2. This is equivalent to a power density of 8.5 MWm^{-3} . The maximum power per ball in this case amounts to $P_{Kugel} = 3.36 \text{ kW}$. The average fuel temperature is 390°C , the maximum temperature in the hottest fuel element amounts to approx. 1000°C . The temperatures in the fuel elements are lower than in the case of high temperature reactors thus pose no problems for the materials.

ABSTRACT

Both the fuel temperature coefficient and the void reactivity coefficient turn out negative for all investigated fuel designs. A positive reactivity contribution caused by a temperature increase of the matrix graphite in fuel elements containing a significant amount of Pu is overcompensated by the negative doppler coefficient in the fuel assuring an overall negative temperature coefficient in the fuel matrix.

The reactor can be controlled by control rods in the outer reflector. In order to shut down the reactor a negative reactivity has to be inserted into the core (e.g. by control rods).

The energy deposition in the fuel caused by extreme reactivity induced reactor transients does not exceed the threshold for destroying fuel elements.

A combination of the superior safety features of high temperature reactors and the proven technology of CANDU reactors can be achieved by the investigated concept.

Danksagung

Mein besonderer Dank geht an Herrn Prof. Kugeler, welcher mir die Aufgabenstellung für die vorliegende Arbeit erteilt und mich in die Ideen der katastrophenf freien Reaktortechnik eingeführt hat.

Bei Herrn Dr. Teuchert bedanke ich mich für die Vermittlung der Grundlagen der Reaktorphysik der Kugelhaufenreaktoren, für die Erläuterungen zum Rechencode VSOP, für die vielfältigen Anregungen für meine Arbeit sowie für der Übernahme des Korreferats.

Herrn Prof. Phlippen habe ich für die Übernahme des Korreferats, für viele fachliche Gespräche sowie für die gute Zusammenarbeit am ISR zu danken.

Bei Herrn Prof. Stolten bedanke ich mich für die Übernahme des Vorsitzes und für die reibungslose Durchführung des Promotionsverfahrens.

Allen meinen Mitdoktoranden und Kollegen am ISR danke ich gleichermaßen für die Hilfe bei fachlichen Fragen, für die gemeinsam verbrachte Zeit und für das gegenseitige Interesse an fachlichen und anderen Belangen.

Bei Herrn Dr. Manfred Kugeler bedanke ich mich für das Auftreiben ansonsten längst verschollen geglaubter Bücher und Berichte.

Regina von Fürstenberg gebührt mein besonderer Dank für ihre Geduld während der Niederschrift dieser Arbeit.

Meiner Mutter danke ich für alles, das sie seit meiner Geburt in mich hineingelegt und an mich weitergegeben hat.

Meinem Vater danke ich für alle Dinge, die er mir in seinem kurzen Leben vermitteln konnte.

Ich bedanke mich bei Gott für die Führung auf meinem Wege.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Bedeutung der Kernenergie für die Energietechnik	1
1.2	Weltweit etablierte Reaktorkonzepte	2
1.3	Leichtwasserreaktoren	4
1.4	Schwerwasserreaktoren	5
1.5	Hochtemperaturreaktoren	7
1.6	Fragen zur Sicherheit der existierenden Reaktorlinien	9
2	Katastrophenfreie Kerntechnik	13
2.1	Neue Reaktorkonzepte	13
2.2	Selbsttätige Abfuhr der Nachwärme	15
2.3	Katastrophenfreie Kerntechnik am Beispiel des HTR	17
2.4	Motivation für einen D ₂ O-gekühlten Kugelhaufenreaktor	22
3	Konzept	25
3.1	Brennelement	25
3.2	Reaktor	28
4	Rechenmethoden der Kernausslegung	33
4.1	Der VSOP-Computercode	33
4.2	Modellierung des Reaktors mit VSOP	36
5	Zellrechnungen für das Brennelement	41
5.1	Fragestellungen	41
5.2	Ergebnisse	43
6	Auslegung des Reaktorkerns	53
6.1	Fragestellungen	53
6.2	Parameter der Kernausslegung	54
6.3	Neutronenbilanz des Reaktorkerns	56
6.4	Brennstoffkreislauf	59
6.5	Leistungsverteilung im Reaktorkern	65
6.6	Thermohydraulische Auslegung des Reaktorkerns	70

6.7	Referenzkonzept	75
7	Reaktivitätskoeffizienten	77
7.1	Bedeutung für die Reaktorstabilität	77
7.2	Brennstofftemperatur	80
7.3	Moderatortemperatur	82
7.4	Voidkoeffizient	88
8	Xenon-Effekte	95
8.1	Bedeutung des ^{135}Xe für die Reaktorphysik	95
8.2	Xenon-Override	97
8.3	Langzeit-Unterkritikalität	99
9	Regel- und Abschaltssystem	101
10	Schnelle Reaktivitätstransienten	105
10.1	Problemstellung	105
10.2	Mathematische Beschreibung einer schnellen Transiente	107
10.3	Ergebnisse	109
11	Alternative Konzepte	113
12	Zusammenfassung	115

Tabellenverzeichnis

3.1	Wesentliche Auslegungsdaten des Brennelementes	25
3.2	Wesentliche Auslegungsdaten des Reaktorkerns	28
4.1	Energiegruppen für die Multigruppenrechnung mit CITATION	39
5.1	Plutoniumvektor in einem abgebrannten Brennelement	52
6.1	Standzeit der Brennelemente im Reaktorkern	55
6.2	Neutronenbilanz des Reaktorkerns	57
6.3	Herkunft der Spaltneutronen	58
6.4	Brennstoffinventar des Reaktorkerns	61
6.5	Brennstoffzufuhr und -entnahme	62
6.6	Vergleich der Pu-Entlademengen verschiedener Reaktorkonzepte	64
6.7	Leistungsspitzen im Reaktorkern	68
6.8	Thermohydraulische Auslegung des Reaktorkerns (nach Elicker [11])	70
6.9	Temperaturen in einem Brennelement mit 20 g Schwermetall	72
7.1	Brennstofftemperaturkoeffizient für unterschiedliche Kernausslegungen . . .	81
7.2	Temperaturkoeffizient für einzelnes Brennelement	86
7.3	Temperaturkoeffizient für den gesamten Reaktor	87
7.4	Voidkoeffizient für einzelnes Brennelement	91
7.5	Voidkoeffizient für den Reaktorkern	92
8.1	Reaktivitätsdifferenz bei Xe-Override	99
8.2	Reaktivitätsbilanz bei Nulllast und Langzeitabschaltung	100
9.1	Integrale Wirksamkeit der reflektorseitigen Regelsysteme im Referenzkern .	103

Abbildungsverzeichnis

1.1	Weltweite Entwicklung des Primärenergieverbrauchs von 1965 bis 1999 (nach BP [4])	2
1.2	Klassifizierung der wichtigsten thermischen Reaktorkonzepte	3
1.3	CANDU-Reaktor, 500 MW _{el}	6
1.4	Konzept des Modulreaktors mit Dampfzeuger	8
1.5	Konsequenzen nach Kernschmelzereignissen und mögliche Gegenmaßnahmen	10
2.1	Weltweite Entwicklungsrichtungen neuer Reaktoren	14
2.2	Verlauf der Temperatur im HTR-Modul nach Kühlmittelverlust und Ausfall aller aktiven Nachwärmeabfuhrsysteme (nach [25])	18
2.3	Freisetzung von radioaktiven Spaltprodukten aus kugelförmigen Brennelementen mit TRISO-Coated-Particles bei Aufheizstörfällen (nach [40]) . . .	19
2.4	Grenzen für die thermische Reaktorleistung bei selbsttätiger Nachwärmeabfuhr aus einem zylindrischen Core (nach [13])	20
2.5	Grenzen für die thermische Reaktorleistung bei selbsttätiger Nachwärmeabfuhr aus einem HTR Ringcore mit einem Core-Außendurchmesser von 3.50 m (nach [29])	21
3.1	Kugelförmiges Brennelement	26
3.2	Schematischer Aufbau des D ₂ O-Kugelhaufenreaktors	29
4.1	Flußdiagramm VSOP	34
4.2	Rechenmodell für VSOP (Ausschnitt)	37
5.1	²³⁸ U-Resonanzintegral in Abhängigkeit der Brennstofftemperatur und der Schwermetallbeladung des Brennelementes	44
5.2	²³⁸ U-Resonanzintegral in Abhängigkeit der Schwermetallbeladung	45
5.3	Schnelles Spektrum bei unterschiedlicher Brennelementauslegung	46
5.4	Mikroskopische Wirkungsquerschnitte	48
5.5	Makroskopische Wirkungsquerschnitte und k _∞	49
5.6	Zeitliche Entwicklung des Pu-Vektors	51
6.1	Kugelleistung bei sukzessiven Kerndurchläufen	66
6.2	Leistungsdichteverteilung im Reaktorkern	67

6.3	Axiale Temperaturverteilung im Reaktorkern (nach Elicker [11])	71
6.4	Temperaturverlauf im Brennelement mit 20 g Schwermetall	73
6.5	Zeitliche Entwicklung der maximalen Temperatur im Reaktorkern nach einem Kühlmittelverluststörfall (nach Elicker [11])	74
7.1	Thermischer Spaltwirkungsquerschnitt von ^{235}U und ^{239}Pu	83
7.2	Reaktivitätsbilanz bei Änderung der Graphittemperatur	85
7.3	Spektralverteilung in Abhängigkeit des Kühlmittelinventars	89
7.4	Neutronenbilanz bei Kühlmittelverlust	90
8.1	Zerfallreihe des Isotopes ^{135}Xe	95
8.2	Xenon-Reaktivität während einer Lastwechseltransiente	98
8.3	Reaktivitätsverlauf nach kalter Abschaltung	100
9.1	Wirksamkeit der reflektorseitigen Regelsysteme im Referenzkern in Abhängigkeit der Einfahrtiefe	103
10.1	Zerstörungsrate von Coated-Particles in Abhängigkeit der Energiedeposition (nach [8])	106
10.2	Zeitliche Entwicklung der Brennelementleistung bei einer Transiente; $\rho = 1.3\%$, heißer Vollastbetrieb	110
10.3	Aufheizung des Brennstoffes während einer Transiente; $\rho = 1.3\%$, heißer Vollastbetrieb	111
10.4	Energieeintrag und Temperaturerhöhung bei schnellen Transienten	112

Formelverzeichnis

C_i	Precursorkerndichte in Gruppe i
c_p	Wärmekapazität
E	Energie
E_n	Obere Energiegrenze der n'ten Energiegruppe
E_{Spalt}	Freigesetzte Energie je Spaltung
F	Oberfläche
$f_N(t)$	Auf Nominalleistung normierte Nachwärmeproduktion
I	Resonanzintegral
$I(t)$	Jodkonzentration
$\bar{I}$	Jod-Gleichgewichtskonzentration
$\vec{j}$	Wärmestrom
k	Boltzmannkonstante
k_{eff}	Multiplikationskonstante des endlichen Reaktors
k_∞	Multiplikationskonstante des unendlich ausgedehnten Reaktors
l	Mittlere Neutronenlebensdauer
$\mathcal{M}(E)$	Maxwellverteilung
N	Nukliddichte
m	Masse
n	Neutronendichte
P	Leistung
p	Resonanzentkommwahrscheinlichkeit
$\dot{q}'$	Lineare Leistungsdichte
$\dot{q}''$	Flächenbezogene Leistungsdichte
$\dot{q}'''$	Volumenbezogene Leistungsdichte
r	Radius
T	Temperatur
T_B	Brennstofftemperatur
T_{D_2O}	Kühlmitteltemperatur
$\bar{T}$	durchschnittliche Temperatur
u	Lethargie
V	Volumen
v	Geschwindigkeit der thermischen Neutronen
$X(t)$	Xenonkonzentration

$\bar{X}$	Xenon-Gleichgewichtskonzentration
y	Yield
β	Anteil verzögerter Neutronen
Γ	Reaktivitätskoeffizient
Γ_T	Temperaturkoeffizient
Γ_χ	Voidkoeffizient
Δk_{eff}	Differenz in k_{eff}
$\Delta\rho$	Reaktivitätsdifferenz
Δt	Zeitdifferenz
ΔT	Temperaturdifferenz
λ	Mittlere freie Weglänge
λ_a	Mittlere freie Absorptionsweglänge
λ	Wärmeleitfähigkeit
λ_{eff}	Effektive Wärmeleitfähigkeit
λ	Zerfallskonstante
ν	Neutronen pro Spaltreaktion
ξ	Mittlerer Lethargieverlust
ρ	Dichte
ρ	Reaktivität
σ	Mikroskopischer Wirkungsquerschnitt
σ_a	Mikroskopischer Absorptionswirkungsquerschnitt
σ_f	Mikroskopischer Spaltwirkungsquerschnitt
Σ	Makroskopischer Wirkungsquerschnitt
Σ_a	Makroskopischer Absorptionswirkungsquerschnitt
Σ_f	Makroskopischer Spaltwirkungsquerschnitt
Φ	Neutronenfluß
$\Phi(E)$	Spektraler Neutronenfluß
χ	Dampfblasenanteil

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Bedeutung der Kernenergie für die Energietechnik

Im Jahr 1999 befanden sich weltweit 435 Kernkraftwerke mit einer elektrischen Gesamtleistung von 350 GW im Leistungsbetrieb. Weitere 27 Reaktoren mit einer elektrischen Leistung von zusammen 25 GW befinden sich z.Zt. im Bau [50]. Die weltweit in Kernkraftwerken erzeugte elektrische Energie betrug im Jahr 1999 insgesamt 2400 TWh, die insgesamt durch Kernspaltung in Reaktoren erzeugte Energiemenge einschließlich der ungenutzt an die Umwelt abgegebenen Abwärme 7800 TWh. Dies entspricht 976 Mt Steinkohleeinheiten bzw. 651 Mt Öläquivalent. Bei einem Primärenergieverbrauch von 12800 Mt SKE [4] (8500 Mt Öläquivalent) entspricht dies einem Anteil am weltweiten Primärenergieverbrauch von 7.6 %. In Mitgliedsländern der OECD wurden in diesem Zeitraum 2100 TWh von insgesamt 8300 TWh elektrischer Energie in Kernkraftwerken bereitgestellt [22], was einem Anteil von 25 % entspricht. Der weltweite Primärenergieverbrauch erhöhte sich im Zeitraum von 1965 bis 1999, wie in Abbildung 1.1 dargestellt, von 3700 auf 8500 Mt Öläquivalent um mehr als 100 %, der Kernenergieanteil stieg in der betrachteten Periode von 0.2 % auf 7.6 %. Hiermit hat sich die Kerntechnik in einer relativ kurzen Zeitspanne - insbesondere in bezug auf die Erzeugung elektrischer Energie - zu einem bedeutenden Energieträger entwickelt. Als Energiequelle ohne Emission von Treibhausgasen bekommt die Kernenergie angesichts der zunehmenden Diskussion über anthropogene Effekte in der Erwärmung der Erdatmosphäre eine zunehmende Bedeutung für den weltweiten Klimaschutz.

In der Bundesrepublik Deutschland betrug die Menge an nuklear erzeugter elektrischer Energie 161 TWh von insgesamt 510 TWh, was einem Anteil von 31 % der Stromerzeugung entspricht. Die deutschen Kernkraftwerke befinden sich seit vielen Jahren mit hoher Arbeitsverfügbarkeit (über 90 % im Jahr 1999) und weltweit anerkannt hohem Sicherheitsstandard in Betrieb. Der nukleare Anteil an der Stromerzeugung wird in diesem Land zu wirtschaftlich sehr günstigen Bedingungen erzeugt.

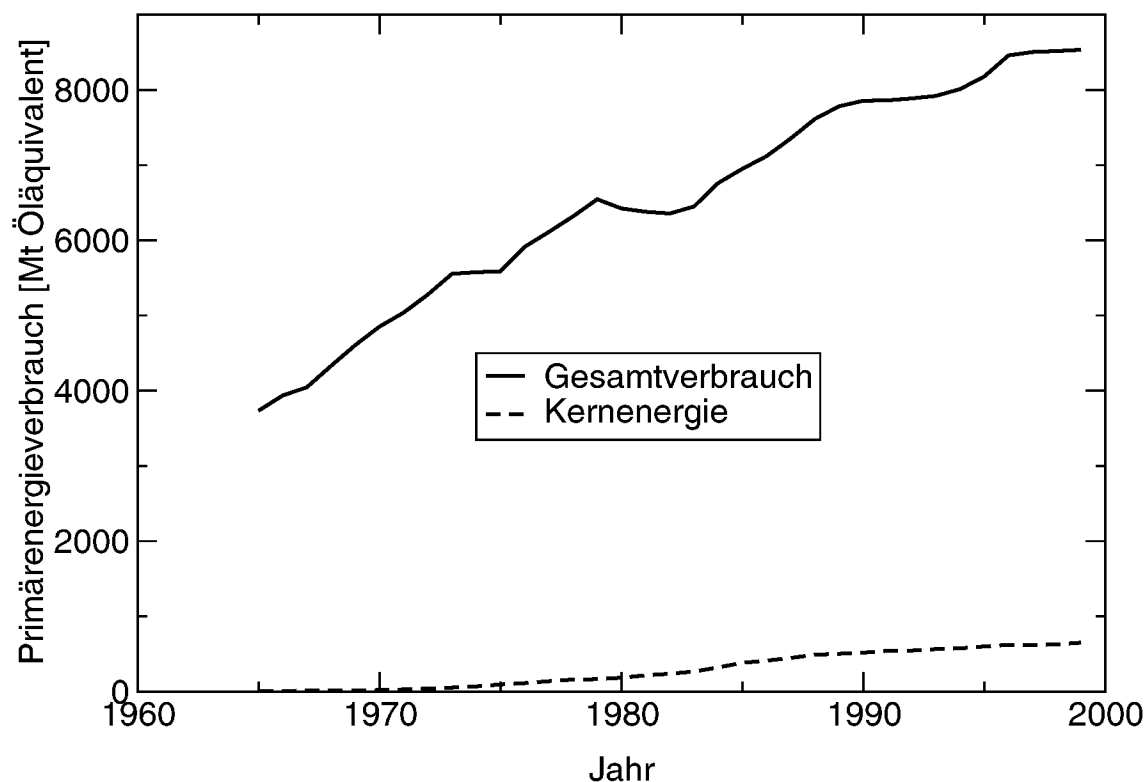


Abbildung 1.1: Weltweite Entwicklung des Primärenergieverbrauchs von 1965 bis 1999 (nach BP [4])

Verschiedene Einwände gegen die Nutzung der Kernenergie haben in Deutschland seit Jahren zu einer Behinderung des Zubaus neuer Anlagen geführt und vor kurzem sogar zu einem Ausstiegsbeschuß aus der Nutzung dieser Technik in den nächsten 20 Jahren mit einer konkreten Vereinbarung für die Restlaufzeiten der bestehenden Anlagen. Eine wesentliche Rolle spielte bei den kontroversen Diskussionen um diese Technik immer die Möglichkeit von Kernschmelzunfällen verbunden mit Freisetzungen von Radioaktivität in die Umwelt und möglicherweise katastrophalen Unfallfolgen. Diese schwierige Diskussion ist auch teils in anderen Ländern zu beobachten und behindert den an sich notwendigen Zubau von Kraftwerken ohne CO₂-Emissionen, welcher aus Klimaschutzgründen dringend geboten wäre.

1.2 Weltweit etablierte Reaktorkonzepte

Abbildung 1.2 zeigt die am häufigsten anzutreffenden Reaktorkonzepte, klassifiziert nach ihren technischen Eigenschaften. Von den 435 weltweit betriebenen Kernkraftwerken stellt der Druckwasserreaktor (DWR) mit 256 Einheiten den am weitesten verbreiteten Reaktortyp dar. Eine vergleichbar hohe Verbreitung besitzt mit 91 Einheiten lediglich der

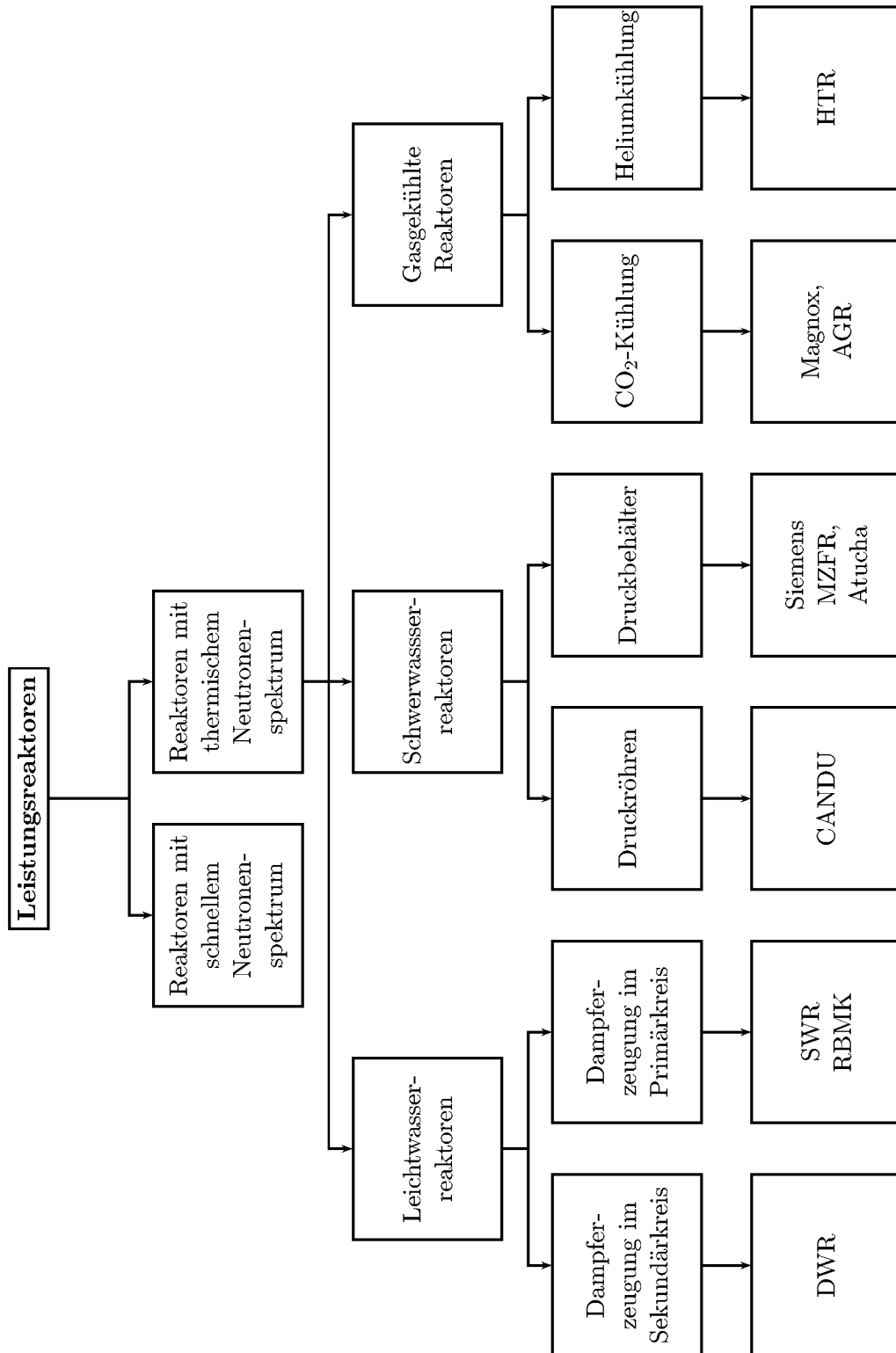


Abbildung 1.2: Klassifizierung der wichtigsten thermischen Reaktorkonzepte

Siedewasserreaktor (SWR). Mit 34 und 31 Einheiten folgen die gasgekühlten sowie die schwerwassermoderierten Reaktoren. In Abgrenzung zu Schwerwasserreaktoren, welche Wassermoleküle mit Deuteriumatomen ($^2\text{H}_2\text{O}$ bzw. D_2O) als Moderator und in den meisten Fällen als Kühlmittel verwenden, faßt man Druck- und Siedewasserreaktoren, welche mittels herkömmlichen Wassers moderiert und gekühlt werden als Leichtwasserreaktoren zusammen. Bei den gasgekühlten Reaktoren kommt als Kühlmittel hauptsächlich CO_2 , im Falle der Hochtemperaturreaktoren Helium zum Einsatz, während Graphit als Moderator dient. Gasgekühlte Reaktoren waren in der Entstehungsphase der Kernenergienutzung weit verbreitet und werden heutzutage hauptsächlich in Großbritannien betrieben, wo man die Baureihe der Magnox-Reaktoren von den neueren AGR (Advanced Gascooled Reactor) unterscheidet. Konzepte mit D_2O -Moderator und CO_2 -Kühlung bzw. D_2O -Moderator und H_2O -Kühlung sind in der Vergangenheit vereinzelt realisiert worden. Einen besonderen Reaktortyp stellen die mit Flüssigmetall gekühlten schnellen Reaktoren, welche neben der Stromerzeugung zusätzlich zur Erzeugung von Plutonium als Kernbrennstoff entwickelt wurden, dar. Ihre Entwicklung ist in vielen Ländern (Bundesrepublik Deutschland, USA, Großbritannien) völlig eingestellt, bzw. der Betrieb eingeschränkt worden (Frankreich). Zusammen mit dem Hochtemperaturreaktor besteht an der Entwicklung schneller Brutreaktoren in mehreren asiatischen Ländern weiterhin Interesse. In den Industrienationen konzentriert sich der Ausbau der Kernenergie - falls ein Zubau neuer Anlagen stattfindet - auf Leichtwasserreaktoren und zu einem geringeren Teil auf Reaktoren vom CANDU-Typ. CANDU-Reaktoren befinden sich momentan in Rumänien, Südkorea, China und Indien im Bau, so daß man vom Fortbestand dieses Reaktortyps trotz der Dominanz des Leichtwasserreaktors ausgehen kann. Neuerdings ist weltweit ein wiedereinsetzendes Interesse am Hochtemperaturreaktor zu beobachten, wie der Bau von Prototypen in Japan und China sowie Entwicklungsarbeiten in Südafrika beweisen.

1.3 Leichtwasserreaktoren

Die heutige kommerzielle Nutzung der Kernenergie basiert, wie schon erwähnt, hauptsächlich auf der Technik der Leichtwasserreaktoren, das heißt, der Druck- und Siedewasserreaktoren. Leichtwassereaktoren verwenden angereicherten Brennstoff in Form von UO_2 -Tabletten, welche in Brennstäben aus Zirkonlegierungen eingefaßt sind, welche ihrerseits zu Brennelementen zusammengefügt sind. Leichtes Wasser dient dabei sowohl als Kühlmittel als auch als Moderator. Der Brennstoff wird derart angereichert, daß der mit Wasser gefüllte Reaktorkern am Anfang des Betriebszyklus eine höhere Neutronenmultiplikation besitzt als zur bloßen Kritikalität notwendig. Zur Reaktorregelung und zur Kompensation der anfangs vorhandenen Überschußreaktivität werden stabförmige Absorber in Führungsrohren verfahren. Beim Druckwasserreaktor wird die Überschußreaktivität durch die Zugabe von Borsäure kompensiert. Der Reaktorkern befindet sich bei beiden Typen innerhalb eines Druckbehälters aus Stahl. DWR und SWR sind bislang in Größen bis über 1300 MW_{el} gebaut worden.

Der Druckwasserreaktor wurde in den frühen 50er Jahren hauptsächlich als Antrieb für die U-Boote der US-Marine entwickelt. Aufgrund des erfolgreichen Einsatzes als U-Boot-Antrieb wurde 1957 in Shippingport / Pennsylvania der erste DWR mit einer Leistung von 60 MW_{el} zur Stromerzeugung an Land fertiggestellt [43]. Der Aufbau eines DWR ist bis heute im wesentlichen unverändert. Die durch die Kernspaltung erzeugte Wärmeenergie wird von den Brennelementen an das Kühlmittel übertragen. Das Kühlwasser steht dabei unter einem hohen Druck (160 bar) und heizt sich während des Durchströmens des Reaktors von etwa 290°C auf 320°C auf. Im Dampferzeuger wird mit Hilfe der Wärme des Primärkreislaufts Wasser zum Verdampfen gebracht und der Dampf mit einem Druck von ca. 70 bar und einer Temperatur von 285°C auf eine Turbine gegeben. Heutige Druckwasserreaktoren besitzen bis zu vier Dampferzeuger. Die Leistungsdichte ist bei Druckwasserreaktoren mit ca. $100 \text{ MW}/\text{m}^3$ sehr hoch, was in der Diskussion um die Sicherheit der Anlagen bei Störfällen eine wesentliche Rolle spielt.

Die Entwicklung des Siedewasserreaktors begann ebenfalls in den 50er Jahren in den Vereinigten Staaten. Im Unterschied zu Druckwasserreaktoren besitzen Siedewasserreaktoren nur einen Kühlkreislauf, da der Dampf direkt im Reaktorkern erzeugt wird. Die Brennelemente bestehen ebenfalls aus mit UO_2 -Tabletten gefüllten Zirkalloyrohren, welche zu Brennelementbündeln zusammengefaßt sind. Die Brennstabbündel des Siedewasserreaktors bestehen aus weniger Stäben als die Bündel des Druckwasserreaktors, so daß der Kern eines SWR wesentlich mehr Brennelemente besitzt als der Kern eines DWR. Mit ca. $50 \text{ MW}/\text{m}^3$ ist die Leistungsdichte eines SWR halb so groß wie die eines DWR.

Aufgrund der umfangreichen existierenden Literatur soll an dieser Stelle auf eine detaillierte Beschreibung der Leichtwasserreaktoren verzichtet werden. Auch wenn der Leichtwasserreaktor heutzutage als "Referenzkonzept" für die kommerzielle Nutzung der Kernenergie angesehen werden kann, sind in der Vergangenheit alternative Konzepte entwickelt und im Falle des CANDU-Reaktors - wie schon erwähnt - auch in größerer Anzahl realisiert worden.

1.4 Schwerwasserreaktoren

Schweres Wasser (D_2O) ist als Moderator noch besser geeignet als H_2O , da es eine geringere Tendenz besitzt, Neutronen zu absorbieren. Es ist daher möglich, Schwerwasserreaktoren mit Natururan zu betreiben. Schwerwasserreaktoren wurden einerseits als Druckkesselreaktoren, wie von Siemens nach Argentinien exportiert, oder als Druckröhrenvariante, wie in Kanada entwickelt, konzipiert. Heutzutage besitzt der CANDU-Reaktor (Canadian Deuterium Uranium) als einziges Schwerwasserreaktorkonzept eine vergleichbare - wenn auch geringere - Verbreitung als die Leichtwasserreaktoren.

Abbildung 1.3 zeigt einen Schnitt durch einen CANDU-Reaktor. Das Kühlmittel in den Druckröhren steht unter einem Druck von ca. 100 bar und heizt sich von ca. 267°C

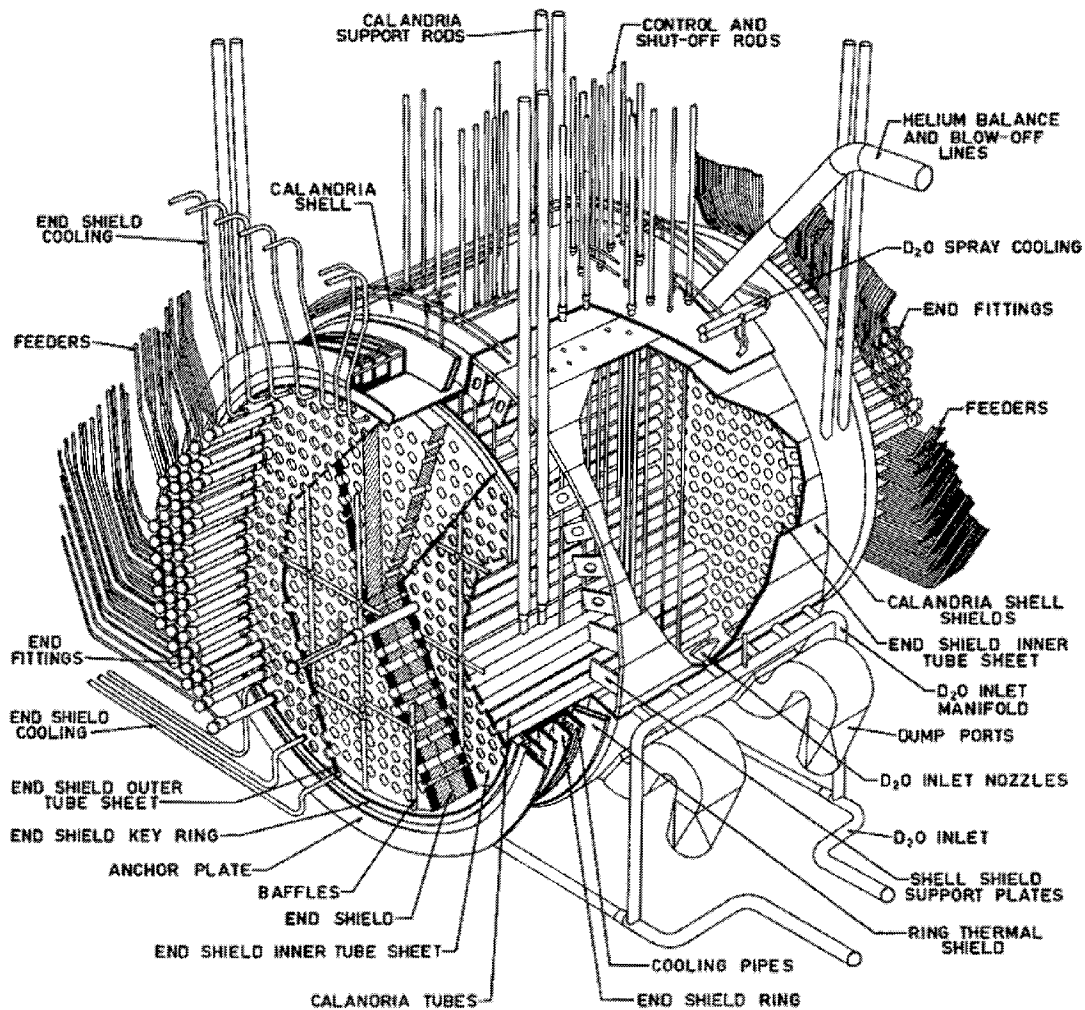


Abbildung 1.3: CANDU-Reaktor, 500 MW_{el}

auf 310 °C auf. Die Druckröhren sind von einem sie umgebenden Moderatortank, dem CALANDRIA-Behälter, durch einen Gasspalt isoliert. Der Moderator im CALANDRIA-Behälter steht ungefähr unter atmosphärischem Druck und besitzt eine Temperatur von ca. 70 °C. Die Wärme wird in zwei Kreisläufen an Dampferzeuger abgegeben und der Dampf auf eine Turbine gegeben.

Die Brennelemente des CANDU-Reaktors bestehen aus Stabbündeln von Zirkalloy-Rohren, in denen sich UO₂-Pellets befinden. In jeder Druckröhre befinden sich mehrere Brennelemente, welche bei laufendem Reaktorbetrieb gewechselt werden. Dazu wird auf einer Seite der Druckröhre mit der Brennelementwechselmaschine ein neues Brennelement zugeführt,

während auf der gegenüberliegenden Seite gleichzeitig ein abgebranntes Element entnommen wird.

Die Langzeitregelung der Reaktivität ist durch die kontinuierliche Beladung des Reaktors realisiert. Zur Reaktorregelung stehen sowohl Regelstäbe als auch ein System aus mit Leichtwasser durchströmten Volumina zur Verfügung. Die schnelle Abschaltung des Reaktors kann durch die Abschaltstäbe oder alternativ durch Ablassen des Moderators erfolgen.

1.5 Hochtemperaturreaktoren

Der Hochtemperaturreaktor (HTR) stellt eine Weiterentwicklung der graphitmoderierten gasgekühlten Reaktoren dar. Im Gegensatz zu den MAGNOX- und AGR-Reaktoren, welche mit CO_2 gekühlt werden, dient beim HTR Helium als Kühlmittel. Die Moderation der Neutronen erfolgt, wie auch bei den MAGNOX- und AGR-Reaktoren, durch Graphit. Aufgrund der chemischen Passivität des Kühlmittels Helium können HTR mit Kühlgastemperaturen von bis zu $1000\text{ }^\circ\text{C}$ betrieben werden. Bei diesen Temperaturen käme es bei Verwendung von CO_2 als Kühlmittel zur Korrosion des Reaktorgraphits, weshalb CO_2 -gekühlte Reaktoren nur mit Kühlgastemperaturen bis zu $670\text{ }^\circ\text{C}$ betrieben werden. Man unterscheidet grundsätzlich zwei Entwicklungslinien, welche sich in der Form der Brennelemente unterscheiden. Die in den USA von der Firma General Atomics gebauten Reaktoren Peach Bottom und Fort St. Vrain besaßen blockförmige Brennelemente, während die deutschen Reaktoren AVR und THTR mit kugelförmigen Brennelementen in loser Schüttung versehen waren. Der chinesische Hochtemperaturreaktor HTR-10 sowie das für Südafrika vorgesehene PBMR-Konzept besitzen ebenfalls kugelförmige Brennelemente, während der japanische Reaktor HTTR mit blockförmigen Brennelementen beladen wird. Beiden Konzepten gemeinsam ist der Einsatz des Brennstoffes in sogenannten "Coated Particles", d.h. mit mehreren Schichten Kohlenstoff und SiC versehener UO_2 -Kerne, welche in einer Graphitmatrix eingebettet sind.

Während in ihrer Anfangszeit die HTR-Entwicklung zu größeren Blockleistungen tendierte, wird seit Mitte der 80er Jahre der modulare HTR favorisiert. Es ist angedacht, anstelle eines großen Reaktorblocks von 1000 MW_{el} mehrere Module in der Größenordnung von 100 MW_{el} zu betreiben, welche aufgrund der Serienfertigung und einer einfachen Bauweise in den Kosten mit einer großen Einzelblockanlage konkurrieren können. Bei einem zeitlich versetztem Baubeginn können erste fertiggestellte Module Einnahmen erwirtschaften, welche zur Finanzierung der noch fertigzustellenden Module beitragen. Auf eine Veränderung des Energiebedarfs oder der finanziellen Situation des Auftraggebers während der Bauzeit kann durch eine Reduzierung (oder Erhöhung) der Anzahl zu erstellender Blöcke dynamisch reagiert werden. Das Risiko sowie die absolute Höhe eines "stranded investments" ist bei dem Bau von modularen HTR-Anlagen somit wesentlich geringer als beim Bau von großen LWR. Abbildung 1.5 zeigt das HTR-Modul-Konzept. Das System besteht aus einem Reaktor und einem Dampferzeuger, welche sich in zwei getrennten Stahldruck-

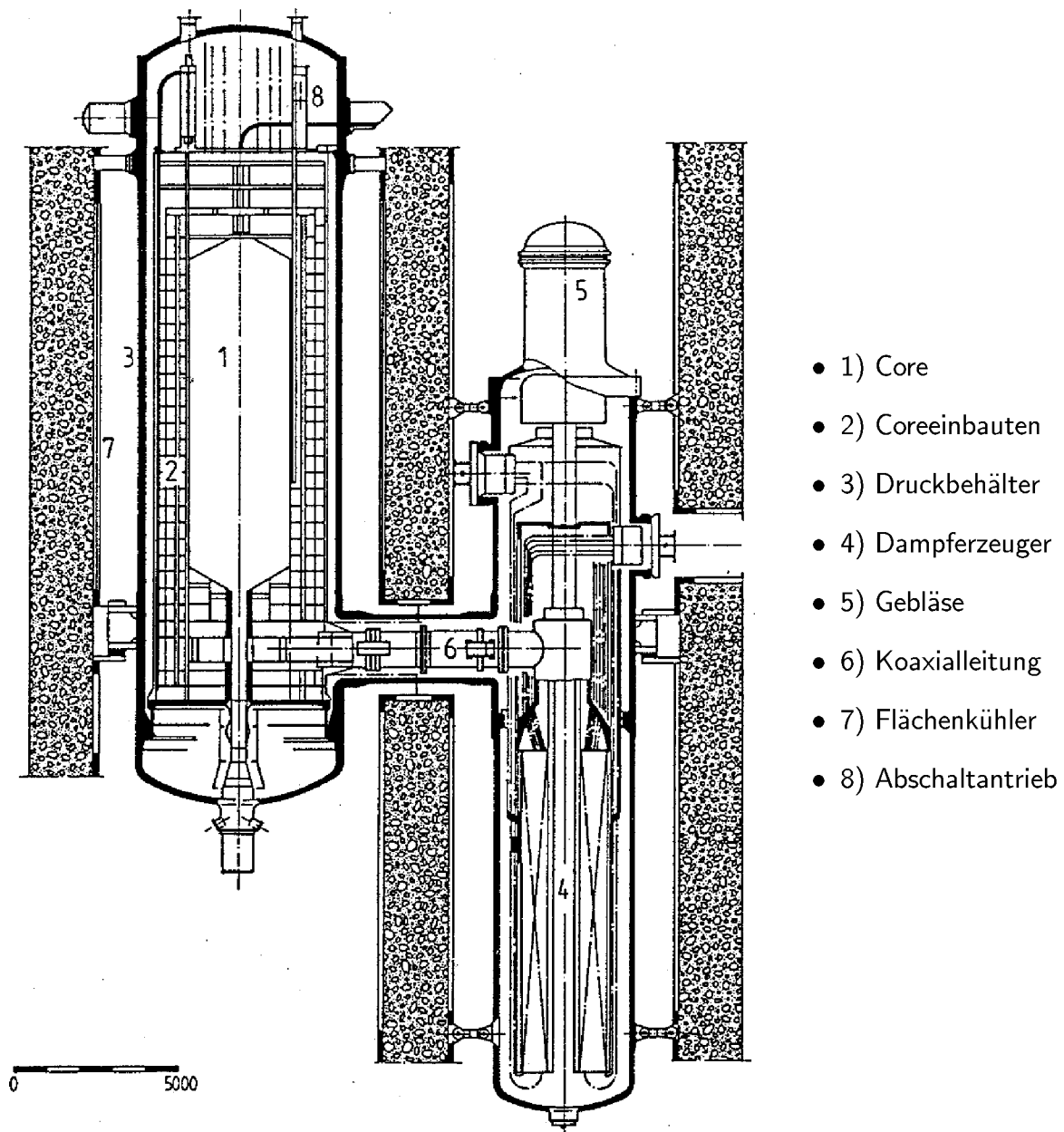


Abbildung 1.4: Konzept des Modulreaktors mit Dampferzeuger

behältern befinden und über eine Koaxialleitung miteinander verbunden sind. Das Gebläse zur Umwälzung des Heliummassenstroms befindet sich am oberen Ende des Dampferzeugers. Das Verhältnis von Höhe zu Durchmesser beträgt $H : D \approx 3 : 1$. Die Brennelemente befinden sich wie schon beim AVR und dem THTR in einer losen Schüttung. Die mittlere Kernleistungsdichte beträgt 3 MW/m^3 . Aufgrund des geringen Kernradius ist eine Abschaltung und Regelung über den Reflektor möglich.

Hochtemperaturreaktoren bieten aufgrund der hohen Kühlmittelaustrittstemperatur die Möglichkeit, anstelle von Strom auch Wärme für chemische Prozesse bereitzustellen. Dazu gehören die Methanspaltung zur Wasserstoffherzeugung, Verfahren zur Kohlevergasung, das Hydrocracken von schweren Heizölen sowie die Bereitstellung von nuklearer Fernenergie.

1.6 Fragen zur Sicherheit der existierenden Reaktorkernlinien

Ein zentraler Aspekt der Sicherheit bestehender Reaktoranlagen, insbesondere der Leichtwasserreaktoren, stellt die Möglichkeit dar, daß es infolge eines Ausfalls der Reaktorkühlung zu einer Kernschmelze kommt. Die aufgrund von Kernspaltungen entstehenden Spaltprodukte sind ihrerseits radioaktiv und geben durch sukzessive Zerfälle Energie ab. Diese Energie wird auch lange Zeit nach Abschalten eines Reaktors durch die Unterbrechung der nuklearen Kettenreaktion freigesetzt. Unmittelbar nach Abschaltung eines Reaktors beträgt die derart auftretende "Nachwärme" noch ca. 1 % der Reaktorleistung. Geht man bei einem Druckwasserreaktor von einer volumetrischen Leistungsdichte von 100 MW/m^3 aus, so beträgt die Nachwärme nach Abschaltung noch 1 MW/m^3 , dh. 1 kW/l . Bei den derzeit eingeführten Reaktoren müssen große Anstrengungen unternommen werden, um diese Nachwärme sicher abzuführen. Zu diesem Zweck sind redundante Kühlkreisläufe mit besonders zuverlässigen Pumpen vorgesehen. Für die sichere Energieversorgung der Notkühlung sind in deutschen Anlagen mehrere Notstromdieselmotoren vorhanden. Bei Ausfall aller aktiven Kühlsysteme kommt es bei einem heutigen Leichtwasserreaktor innerhalb eines Zeitraums von einer bis zu mehreren Stunden zu einem Zusammenschmelzen des Reaktorkerns. Seit dem Störfall in der Anlage Three Mile Island 2 (TMI 2) im Jahre 1979, wo es zu einer partiellen Kernschmelze kam, wird dieses Szenario nicht mehr als hypothetisch angesehen. Das vollständige Schmelzen des Kerns sowie eine infolgedessen möglicherweise auftretende Zerstörung des Druckbehälters wurde im TMI-2-Störfall durch das rechtzeitige Wiedereinschalten von Pumpen verhindert. Mißlingt die Zurückhaltung der Spaltprodukte in der Reaktoranlage bei einem sehr schweren Störfall und gelangen dadurch größere Mengen an Spaltprodukten in die Umgebung, so können Menschen auch noch in großer Entfernung von der Anlage durch hohe Strahlendosen zu Schaden kommen. Auch große Landflächen können durch langlebige Spaltprodukte für mehrere Jahrzehnte unbewohnbar werden. Infolge des katastrophalen Unfalles in Tschernobyl im Jahre 1986 müssen in der Umgebung der Anlage Flächen in der Größenordnung von 100000 km^2 als nicht mehr nutz-

bar angesehen werden.

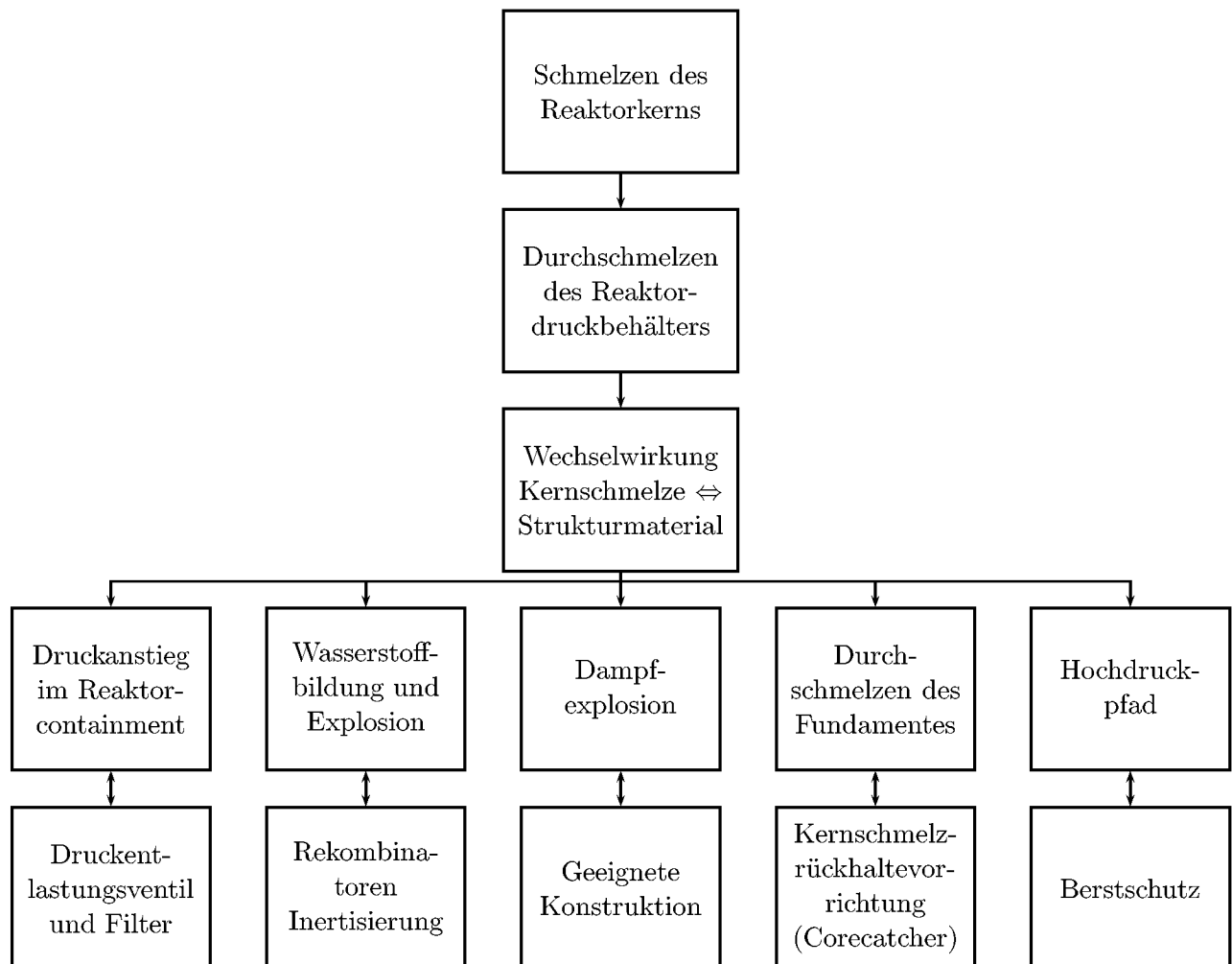


Abbildung 1.5: Konsequenzen nach Kernschmelzereignissen und mögliche Gegenmaßnahmen

Kernschmelzen können gemäß unterschiedlicher Störfallabläufe, sogenannter "Pfade", ablaufen. Die verschiedenen Phänomene, welche bei einem Durchschmelzen des Reaktordruckbehälters auftreten können, sowie mögliche Gegenmaßnahmen sind in Abb. 1.5 dargestellt. Kommt es im Reaktordruckbehälter zu einer Kernschmelze ohne Druckentlastung, so spricht man vom Hochdruckpfad, schmilzt der Kern dagegen bei niedrigem Druck, vom Niederdruckpfad. Durch Einbau eines Berstschatzes kann dafür gesorgt werden, daß in jedem Fall der Hochdruck- in den Niederdruckpfad überführt wird. Da es aufgrund der komplexen Vorgänge zu einem Druckaufbau im Reaktorschutzgebäude (RSG) kommen kann, muß eine gefilterte Druckentlastung des RSG möglich sein. Aufgrund der Oxidation der aus Zirkonlegierungen bestehenden Brennstabhüllen durch heißen Wasserdampf kommt es zur

Freisetzung von Wasserstoff im RSG und möglicherweise zur Bildung zündfähiger Gemische von Wasserstoff und Sauerstoff. Katalytische Wasserstoffrekombinatoren sollen einen rechtzeitigen Abbau des Wasserstoffs gewährleisten. Die Wechselwirkung der Kernschmelze mit dem Beton des RSG und die mögliche Freisetzung von Kernschmelze außerhalb des RSG kann durch eine Kernrückhaltevorrichtung (Corecatcher) ausgeschlossen werden.

Neben einer Kernschmelze existieren weitere denkbare Szenarien, welche zu einer Zerstörung der Anlage oder sogar zur Freisetzung von Radioaktivität außerhalb der Anlage führen können. Eine zentrale Rolle spielt die nukleare Stabilität des Reaktors. Die Anzahl Spaltungen pro Zeiteinheit, welche im Reaktor stattfinden, und damit die Leistung darf nicht über die vorgesehenen Grenzen ansteigen. Unter keinen Umständen darf es zu einem sprunghaften und unkontrollierten Anstieg der nuklearen Kettenreaktion kommen. Ein Beispiel für einen derartigen Kritikalitätsunfall in einem Kernkraftwerk ist das Unglück von Tschernobyl [23], bei dem es infolge einer Fehlbedienung, kombiniert mit einer ungünstigen Auslegung des Reaktors, zu einer Reaktivitätsexkursion und einem starken Anstieg der Reaktorleistung kam, welche zur vollständigen Zerstörung des Kerns und anschließender Freisetzung eines großen Anteils der Spaltprodukte führte. Bei dem Unfall in Tschernobyl war das auslegungsbedingte Ansteigen der Reaktorleistung bei Verdampfen von Kühlmittel, der sogenannte "positive Voideffekt", wesentlich für den Verlauf des Störfalls verantwortlich. Bei Druckwasserreaktoren findet bei einem Kühlmittelverlust keine positive Rückkopplung mit der Reaktorleistung statt, so daß Unfallabläufe wie in Tschernobyl ausgeschlossen werden können. Nichtsdestotrotz sind unter bestimmten Voraussetzungen auch bei Druckwasserreaktoren schnelle Reaktivitätstransienten denkbar. Eine mögliche Ursache wäre z.B. das schnelle Austreiben mehrerer Abschaltetelemente oder das plötzliche Eindringen unborierter Wassers in einen frisch beladenen Reaktorkern. Unter sehr pessimistischen Annahmen, z.B. bei Unterstellen des Austreibens einer hohen Anzahl von Abschaltetelementen infolge einer terroristisch motivierten Manipulation, können Transienten auftreten, welche die Integrität eines Druckwassereaktors zerstören können. Reaktoren vom CANDU-Typ wurden ursprünglich derart ausgelegt, daß es bei Kühlmittelverlust in einer Druckröhre zu einem leichten Anstieg der Reaktivität kommt [30]. Durch eine veränderte Brennelementauslegung ist es jedoch möglich, dem positiven Voidkoeffizienten des CANDU-Reaktors entgegenzuwirken.

Die Zerstörung eines Reaktorkerns kann auch durch chemische Wechselwirkung - z.B. nach einen massiven Einbruch von Fremdmedien in den Kern - ausgelöst werden. Bei gasgekühlten Reaktoren mit Gas-Wasser-Wärmetauschern kann eine Leckage im Wärmetauscher zum Wassereinbruch in den Reaktorkern und infolgedessen zur Korrosion von Graphit führen. Dies kann bei Hochtemperaturreaktoren zu einer Beschädigung von Brennelementen führen. Bei Leichtwasserreaktoren kommt es bei einem Kernschmelzunfall, wie schon erwähnt, zu der Korrosion von Zirkonium unter Wasserdampf, wodurch Wasserstoff entsteht, welcher im Reaktorschutzgebäude explosive Gemische mit dem Sauerstoff der Luft bilden kann.

Schließlich muß ein Reaktor großen mechanischen Belastungen, wie sie z.B. bei Erdbeben auftreten, widerstehen können. Der Druckbehälter sollte berstsicher ausgelegt sein, damit es nicht auf diesem Wege zu einer Freisetzung von Radionukliden aus dem Kern kommen kann. Ein mechanisches Versagen kann Auslöser für die oben dargelegten Störfallszenarien sein, wie in den eingangs erwähnten möglichen Szenarien nach Einsetzen einer Kernschmelze dargelegt ist.

Können die oben dargelegten Störfallszenarien ausgeschlossen werden, so kann man eine Reaktortechnik als "katastrophenfrei" bezeichnen. Die abzuleitenden Anforderungen an die Reaktorauslegung lassen sich zu diesem Zweck in sogenannten "Stabilitätskriterien" zusammenfassen. Die Stabilitätskriterien lauten im einzelnen:

- *Nukleare Stabilität* : Die nukleare Leistung muß auslegungsbedingt selbsttätig begrenzt sein. Ein Anstieg der Reaktorleistung muß stets zu einer negativen Rückkopplung führen.
- *Thermische Stabilität* : Die Nachwärme muß bei einem Kernaufheizstörfall selbsttätig abgeführt werden.
- *Chemische Stabilität* : Bei einem Fremdmedieneinbruch in den Kern darf es nicht zu der Korrosion einer nennenswerten Anzahl von Brennelementen kommen.
- *Mechanische Stabilität* : Die Strukturen des Reaktors müssen auch bei schweren Störfällen erhalten bleiben.

In der vorliegenden Arbeit wird untersucht, inwieweit ein innovatives Reaktorkonzept die obigen Stabilitätskriterien erfüllen kann. Betrachtet wird ein Reaktor mit D₂O-Kühlung und kugelförmigen Brennelementen mit Coated-Particle-Brennstoff. Den Schwerpunkt der Arbeit bildet die neutronenphysikalische Brennelement- und Kernauslegung. Es wird der Einfluß der Brennelementgestaltung auf den Brennstoffkreislauf sowie auf die Sicherheit des Reaktors untersucht. Ferner wird gezeigt, daß ein D₂O-gekühlter Kugelhaufenreaktor derart ausgelegt werden kann, daß obige Stabilitätskriterien erfüllt werden können.

Kapitel 2

Katastrophenfreie Kerntechnik

2.1 Neue Reaktorkonzepte

Eine Reihe von Vorschlägen für zukünftige Reaktorkonzepte mit verbesserten Sicherheitseigenschaften werden heute weltweit diskutiert und teilweise in bereits laufenden Forschungs- und Entwicklungsprojekten näher untersucht. Diese innovativen Konzepte müssen ein hohes Maß an passiven oder auch selbsttätigen bzw. inhärenten Sicherheitsmerkmalen aufweisen, da in Zukunft der Nachweis erbracht werden muß, daß bei allen denkbaren Störfallereignissen keine katastrophalen Folgen außerhalb der kerntechnischen Anlagen auftreten, so daß Katastrophenschutzpläne für den Bereich außerhalb der Anlagen nicht notwendig sind. Diese Anforderungen zu Sicherheitsprinzipien zukünftiger Reaktoren werden auf internationaler Ebene von der Internationalen Atomenergieorganisation (IAEA) auf der Basis bestehender Empfehlungen der INSAG (International Nuclear Safety Advisory Group), URD (Utility Requirements Document, USA) und EUR (European Utility Requirements) erarbeitet.

Auch durch das Ende 1994 im Rahmen der Änderung des Deutschen Atomgesetzes inkraft getretene sog. "Artikelgesetz" werden diese Sicherheitsprinzipien gefordert. Demnach darf "...bei Anlagen zur Spaltung von Kernbrennstoffen (...) die Genehmigung nur erteilt werden, (...) wenn (...) auch Ereignisse, deren Eintritt (...) praktisch ausgeschlossen ist, einschneidende Maßnahmen (...) außerhalb (...) der Anlage nicht erforderlich machen würden". Solche Anforderungen nach quasideterministischem Ausschluß größerer Radioaktivitätsfreisetzungen in die Umgebung bzw. nach Begrenzung der Schadensgröße können entweder durch Vermeidung von Störereignissen mit schweren Kernschäden mittels einer entsprechenden Reaktorauslegung (inhärent sichere Reaktoren) ohne Kernschmelzen oder durch den Ausschluß des Versagens äußerer Barrieren des Reaktors (gekühlte Containments, Corecatcher etc.) bei Reaktoren mit Kernschmelze erfüllt werden.

In Abb. 2.1 sind die Entwicklungsrichtungen, welche die Zielsetzung haben, die Sicherheit zukünftiger Kernkraftwerke noch weiter zu erhöhen, dargestellt. Bei der ersten Entwick-

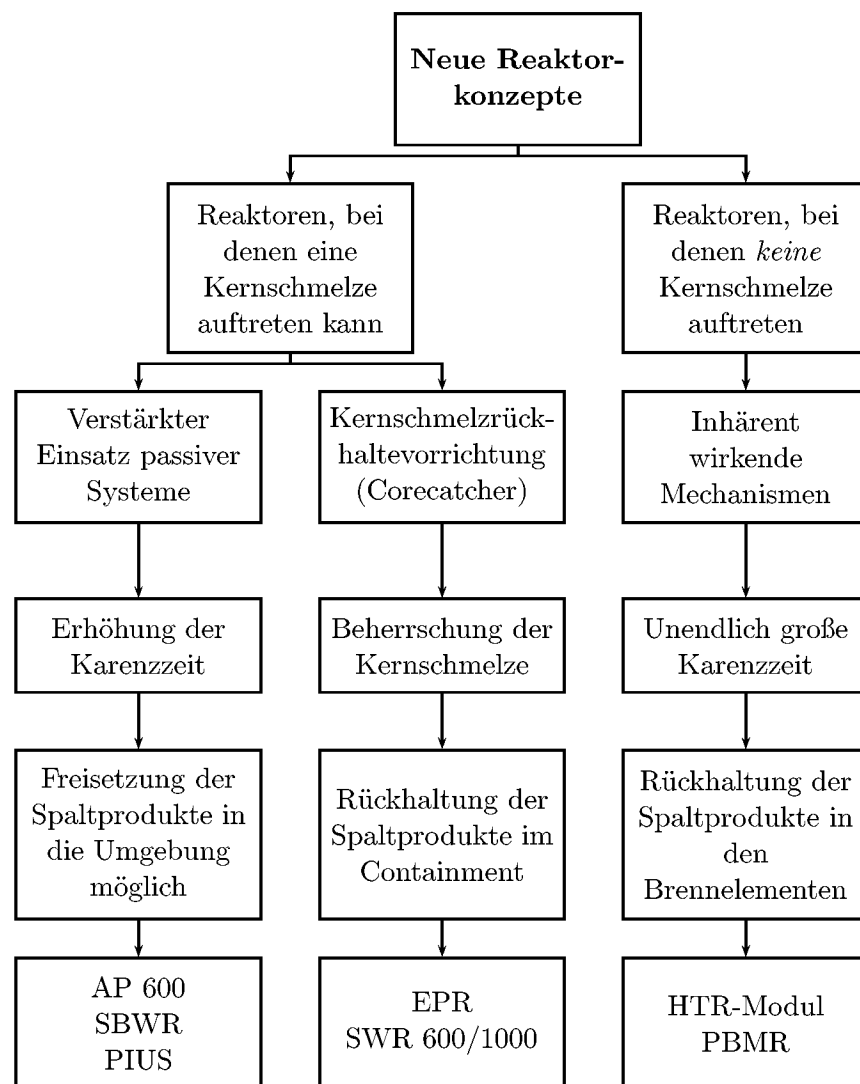


Abbildung 2.1: Weltweite Entwicklungsrichtungen neuer Reaktoren

lingsrichtung der Reaktoren (evolutionär bzw. revolutionär passive Reaktoren) kann das Eintreten einer Kernschmelze infolge extremer Störfallereignisse grundsätzlich nicht ausgeschlossen werden. Diese Richtung zielt auf eine Reduzierung der Eintrittswahrscheinlichkeit eines unbeherrschbaren Ereignisablaufs mit Kernschmelze bzw. Erhöhung der Karenzzeiten bis zu einer vollständigen Freisetzung des Spaltproduktinventars in die Umgebung der kerntechnischen Anlage. Ein typischer Vertreter dieser Reaktoren ist der AP-600 (DWR, 600 MW_{el}) der Firma Westinghouse in den USA. Innovativ an diesem Konzept ist insbesondere das Reaktorschutzgebäude (RSG), über dessen Wandungen die Nachzerfallswärme passiv sicher abgeführt werden kann [6]. Diese Lösungen werden die vorhin erwähnten Anforderungen der IAEA sowie die des Deutschen Artikelgesetzes nicht erfüllen.

Die zweite Entwicklungsrichtung (evolutionär weiterentwickelte Reaktoren) strebt die Auslegung des Reaktorschutzgebäudes gegen eine entstandene Kernschmelze und deren Folgen an. Typische Vertreter dieser Gruppe sind der EPR (European Pressurized Water Reaktor, 1500-1700 MW_{el}) sowie der neue SWR-1000 (Siedewasserreaktor, 1000 MW_{el}). Beim EPR-Konzept soll unter dem Reaktordruckbehälter ein Corecatcher angeordnet werden, mit dessen Hilfe die Kernschmelze aufgenommen, ausgebreitet und gekühlt wird. Auch ein besonders dichtes und wärmeabführendes doppelschaliges Containment ist ein wesentliches Merkmal dieses Konzeptes [5].

Bei diesen Reaktorkonzepten wird letztlich nur die letzte Barriere, das Reaktorschutzgebäude, erhalten. Der Erhalt dieses Barriersystems kann langfristig nur gelingen, wenn eine zuverlässige Nachwärmeabfuhr und eine Beherrschung der H₂-Problematik gewährleistet ist. Wenn dies nachgewiesen wird, so kann voraussichtlich mit diesen Konzepten eine katastrophale Freisetzung der Spaltprodukte in die Umgebung verhindert werden.

Schließlich gibt es eine weitere Entwicklungsrichtung, die eine Konzipierung von Reaktoren ohne die Möglichkeit einer Kernschmelze verfolgt (kernschmelzsichere Reaktoren). Hierbei muß eine geeignete Kern- und Brennelementauslegung gewählt werden, um ein Kernschmelzen physikalisch auszuschließen. Ein ausgewiesener Vertreter dieser Richtung ist der Hochtemperaturreaktor [26]. Mit der Zielsetzung, die vom HTR-Modul bekannten Sicherheitseigenschaften auf wassergekühlte Reaktoren zu übertragen, ist gezeigt worden [11], [29], daß bei entsprechender Modifikation der Brennelemente und Auslegung des Cores auch ein schwerwassergekühlter und -moderierter Reaktor mit kugelförmigen Brennelementen mit Coated-Particle-Brennstoff schmelzsicher gestaltet werden kann. Bei diesen Reaktorkonzepten mit selbsttätiger Nachzerfallswärmeabfuhr wird erreicht, daß durch Begrenzung der maximalen Brennstofftemperaturen auf Werte unter 1600 °C praktisch kein Spaltproduktaustritt aus den Brennelementen erfolgen kann.

2.2 Selbsttätige Abfuhr der Nachwärme

Nach einem extremen Störereignis, wie der vollständige Kühlmittelverlust und der Ausfall aller aktiven Nachwärmeabfuhrsysteme, kann bei geeignet ausgelegten und gestalteten Reaktoren die Nachwärme durch natürliche Mechanismen nach außen abgeführt werden. Als natürliche Mechanismen gelten hier Wärmeleitung, Wärmestrahlung, Naturkonvektion sowie Poolverdampfung von Wasser. Eine Zwangskonvektion ist grundsätzlich laut Störfallannahme nicht verfügbar.

Nach Beginn der Aufheizung findet aus dem Reaktor ein Wärmetransport statt, und es stellt sich dementsprechend über die gesamte Anlage in radialer sowie in axialer Richtung ein Temperaturprofil ein. Durch die Reaktorauslegung muß gewährleistet werden, daß die maximale Brennelementtemperatur im Core zu keinem Zeitpunkt im Störfallablauf höhere als die maximal zulässigen Werte erreicht. Auch die Temperaturen der Reaktorkomponen-

ten, so z.B. der Kerneinbauten, der Abschaltstäbe und des Reaktordruckbehälters müssen während des gesamten Störfallablaufs innerhalb zulässiger Grenzen bleiben. Wesentlich ist die Rückhaltung der radioaktiven Spaltprodukte in den Brennelementen.

Bei Coated-Particle-Brennstoffen gilt nach dem heutigen Stand der Technik $T_{max} < 1600\text{ °C}$. Oberhalb dieser Temperatur würde bei längerzeitigen Aufheizungen ein Anteil von größer 10^{-5} des Inventars der Spaltprodukte aus den Brennelementen austreten, wodurch das gewünschte Prinzip der Spaltproduktrückhaltung in den Brennelementen verletzt würde.

Der Wärmetransport vom Reaktor an die Oberfläche läßt sich vereinfacht folgendermaßen beschreiben: Geht man näherungsweise von einer einheitlichen Temperatur an der äußeren Fläche der Reaktorstrukturen aus, so folgt für den Wärmetransport vom Reaktor an die Umgebung:

$$\int_{F_{Reaktor}} \vec{df} \vec{j} = k F_{Reaktor} (\bar{T} - T_{Umgebung}) \quad (2.1)$$

Hier zeigt sich der Vorteil einer möglichst großen Reaktoroberfläche, welche den Temperatursprung an der Oberfläche bei vorgegebenem Wärmestrom herabsetzen kann. Nimmt man eine einheitliche Temperatur im Reaktorkern sowie eine gemittelte Wärmekapazität an, so gilt für die Aufheizung des Kerns annähernd:

$$\overline{\rho c_p} V_{Reaktor} \frac{d\bar{T}}{dt} = \overline{\dot{q}_0'''} f_N(t) V_{Reaktor} - k F_{Reaktor} (\bar{T} - T_{Umgebung}) \quad (2.2)$$

Obige Gleichung zeigt die Bedeutung einer möglichst hohen Wärmekapazität c_p sowie eines möglichst großen Verhältnisses der Oberfläche zum Volumen. Mittels einer großen Wärmekapazität kann der Temperaturanstieg $\frac{d\bar{T}}{dt}$ verlangsamt werden, während ein möglichst großes Verhältnis $\frac{F}{V}$ dem Temperaturanstieg durch eine erhöhte Wärmeabgabe an die Umgebung entgegensteuert. Die Funktion $f_N(t)$ beschreibt die zeitliche Abhängigkeit der Nachwärmeproduktion. Sie hängt von der Bestrahlungsgeschichte der Brennelemente ab und wird von heutigen Rechenprogrammen in Zusammenhang mit Abbrandrechnungen bestimmt. Für Hochtemperaturreaktoren mit kugelförmigen Brennelementen ist in Deutschland eine Norm erstellt worden [9]. Vereinfacht läßt sich auch die Formel nach Way und Wigner einsetzen:

$$f_N(t) = 0.062(t^{-0.2} - (t + t_0)^{-2}) \quad (2.3)$$

Mittels geeignet gemittelter Größen läßt sich für die Temperaturverteilung innerhalb des Reaktorkerns die Wärmeleitungsgleichung formulieren:

$$\overline{\dot{q}_0'''} f_N(t) + \lambda_{eff} \nabla^2 T = 0 \quad (2.4)$$

Hier wurde eine effektive Leitfähigkeit λ_{eff} eingeführt. In ihr sind nicht nur Anteile der Wärmeleitung im Reaktorkern, sondern auch Wärmestrahlung und Naturkonvektion ent-

halten. Dadurch wird die effektive Wärmeleitfähigkeit stark temperaturabhängig. Die stationäre Lösung obiger Gleichung für einen zylindersymmetrischen Fall lautet:

$$T_0 - T(r) = \overline{\dot{q}_0'''} f_N(t) \frac{r^2}{4\lambda_{eff}} \quad (2.5)$$

Die heißeste Stelle in der Reaktormitte wird nun umso kälter, je höher die effektive Wärmeleitfähigkeit λ_{eff} und je kleiner der Reaktorradius ist.

Die für die selbsttätige Abgabe der Nachwärme relevanten Parameter seien im folgenden noch einmal zusammengestellt:

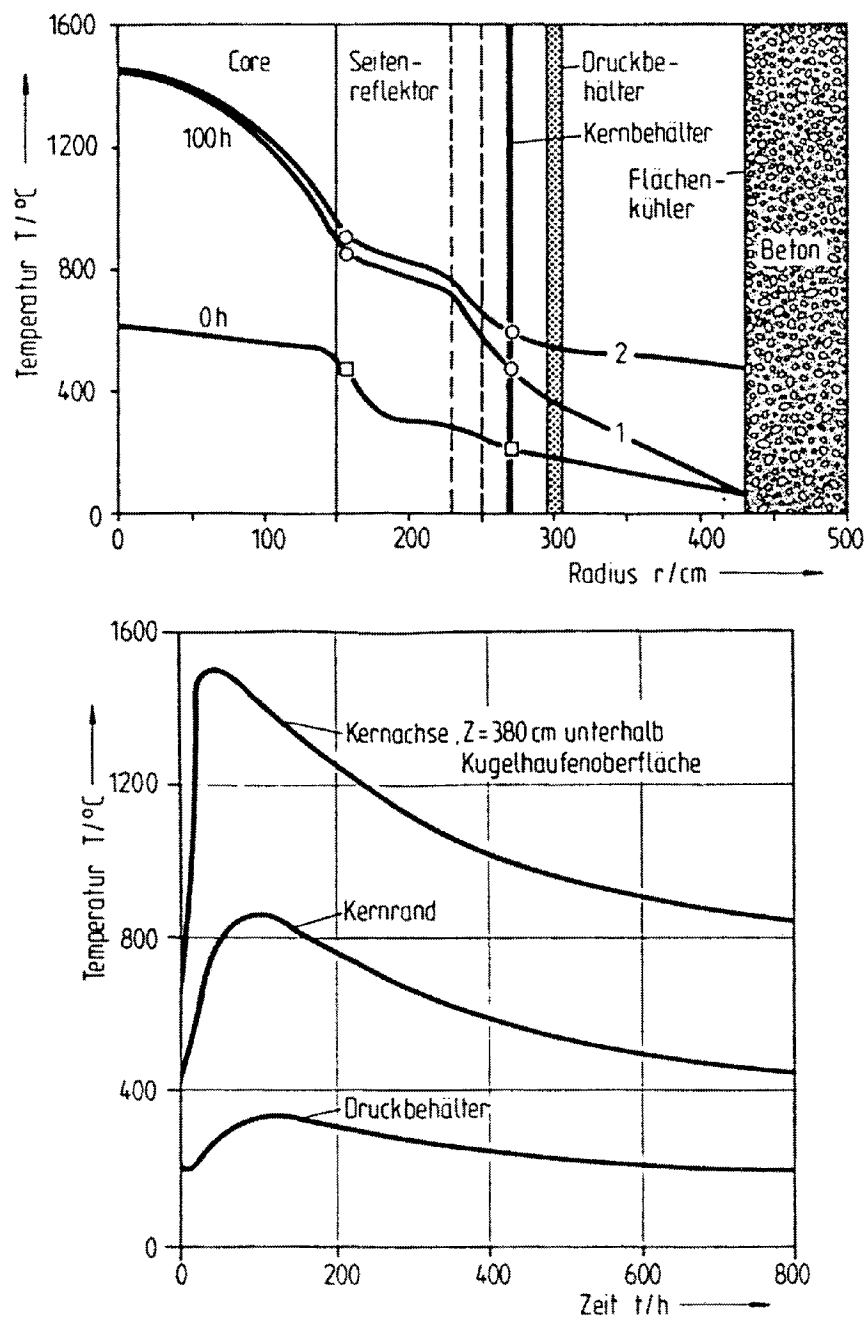
- Guter Wärmeübergang zwischen Reaktor und Umgebung.
- Großes Verhältnis zwischen Reaktoroberfläche zum Reaktordvolumen.
- Hohe Wärmekapazität im Reaktorkern.
- Hohe effektive Wärmeleitfähigkeit λ_{eff} .
- Möglichst geringe Ausmaße des Reaktorkerns, insbesondere des Radius bei Zylindergeometrie.

2.3 Katastrophenfreie Kerntechnik am Beispiel des HTR

Das Prinzip der selbsttätigen Nachwärmeabfuhr ist vom HTR mit kleiner Leistung schon bekannt. Beim AVR-Reaktor wurde es in Ansätzen bereits erprobt, beim MODUL-Reaktor war es eingeplant [25].

Nach vollständigem Kühlmittelverlust und Ausfall jeglicher aktiver Nachwärmeabfuhr wird bei diesem Reaktor die Nachwärme bei richtiger Kern- und Brennelementauslegung aus dem Kern allein durch selbsttätige physikalische Mechanismen wie Wärmeleitung, Wärmestrahlung und Naturkonvektion abgeführt. Dabei bleiben die Brennelementtemperaturen unterhalb von zulässigen Maximalwerten ($T_{max} = 1600 \text{ °C}$) beim Störfall (siehe Abbildung 2.3).

Zulässig bedeutet hier, daß die Freisetzung von radioaktiven Spaltprodukten aus den Brennelementen während des Aufheizvorgangs bzw. des Haltens auf erhöhten Störfalltemperaturen unterhalb von zulässigen Werten bleibt. Nach heutigem Stand der Technik ist für dreifach beschichtete Brennstoffpartikeln (TRISO-Partikel), die in eine graphitische Matrix eingebettet sind, eine Temperaturgrenze von 1600 °C als zulässiger Wert anzusetzen.



Obere Abbildung: Temperaturverlauf in radialer Richtung:

1) mit funktionierendem Flächenkühler

2) ohne Flächenkühler

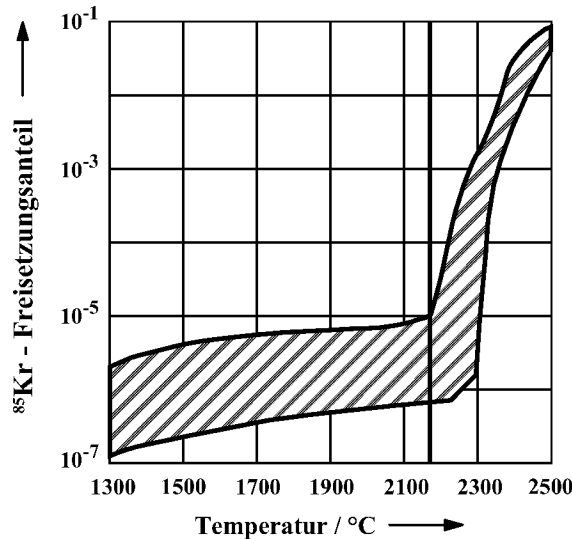
Untere Abbildung: Temperaturverlauf in Abhängigkeit von der Zeit (mit funktionierender Flossenwandkühlung)

Abbildung 2.2: Verlauf der Temperatur im HTR-Modul nach Kühlmittelverlust und Ausfall aller aktiven Nachwärmeabfuhrsysteme (nach [25])

Wesentliche, aus den Forschungsarbeiten der letzten Jahre herrührende, Ergebnisse für das Freisetzungsverhalten einiger wichtiger Spaltprodukte sind aus Abbildung 2.3 zu entnehmen [28], [40]. Demnach sind auch während Dauerbelastungen bei Einhaltung der genannten Temperaturgrenze nur äußerst niedrige Freisetzungen aus den Brennelementen zu erwarten.

Die integralen Spaltproduktfreisetzungen aus den Brennelementen bleiben bei der hier genannten Störfallspezifikation unterhalb eines Wertes von 10^{-5} des Spaltproduktinventars. Dies ist eine wichtige Bedingung für ein zukünftiges Sicherheitskonzept von Kernreaktoren.

^{85}Kr -Freisetzung in Abhängigkeit von der Temperatur



Spaltproduktfreisetzung in Abhängigkeit von der Zeit; $T = 1600\text{ °C}$

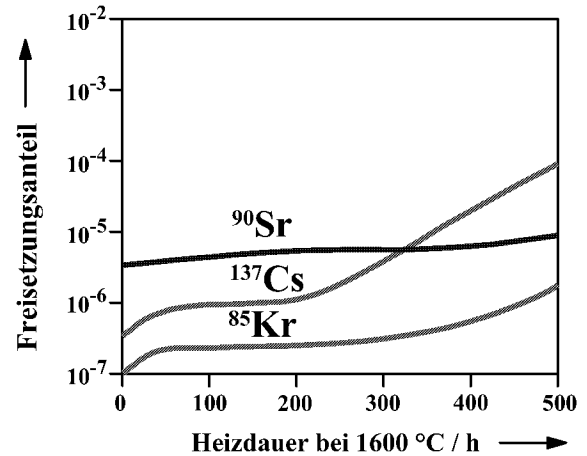


Abbildung 2.3: Freisetzung von radioaktiven Spaltprodukten aus kugelförmigen Brennelementen mit TRISO-Coated-Particles bei Aufheizstörfällen (nach [40])

Das Prinzip der selbsttätigen Nachwärmeabfuhr kann derzeit nur für Reaktoren mit relativ kleiner Leistung realisiert werden. Die Forderung nach Begrenzung der Störfalltemperatur auf $T_{max} < 1600\text{ °C}$ führt beispielsweise beim heliumgekühlten Kugelhaufenreaktor auf eine längenbezogene Kernleistung von rund 20 MW/m Kernhöhe bei einem zylindrischen Core. Dazu werden bei einem zylindrischen Kern eine mittlere Kernleistungsdichte von 3 MW/m^3 , ein Kernradius von 1.5 m sowie eine axiale Leistungsdichteverteilung entsprechend dem MEDUL-Zyklus der Brennelemente gewählt. Bei einer Corehöhe von 9.4 m , die sich aus einer Begrenzung zulässiger Druckverluste im Core herleitet, resultiert so derzeit eine thermische Gesamtleistung von 200 MW . In Abbildung 2.4 werden Ergebnisse von Rechnungen für den Modul-Reaktor der Firma SIEMENS dargestellt [13].

Wünschenswert wäre eine Erhöhung der mittleren Kernleistungsdichte unter Beibehaltung des Prinzips der Begrenzung der Störfalltemperatur auf Werte $T < 1600\text{ °C}$. Es ist bekannt, daß kugelförmige Brennelemente vom technischen Standpunkt aus gesehen wesentlich höhere Leistungsdichten zulassen. So wären statt 3 MW/m^3 wahrscheinlich Werte bis zu 8 MW/m^3 erreichbar. Der THTR wurde mit einer mittleren Kernleistungsdichte von 6 MW/m^3 gefahren, in Experimenten wurden Kugeln mit 3 kW Leistung getestet, das heißt rund 15 MW/m^3 als maximale Kernleistungsdichte wären denkbar und technisch beherrschbar [1].

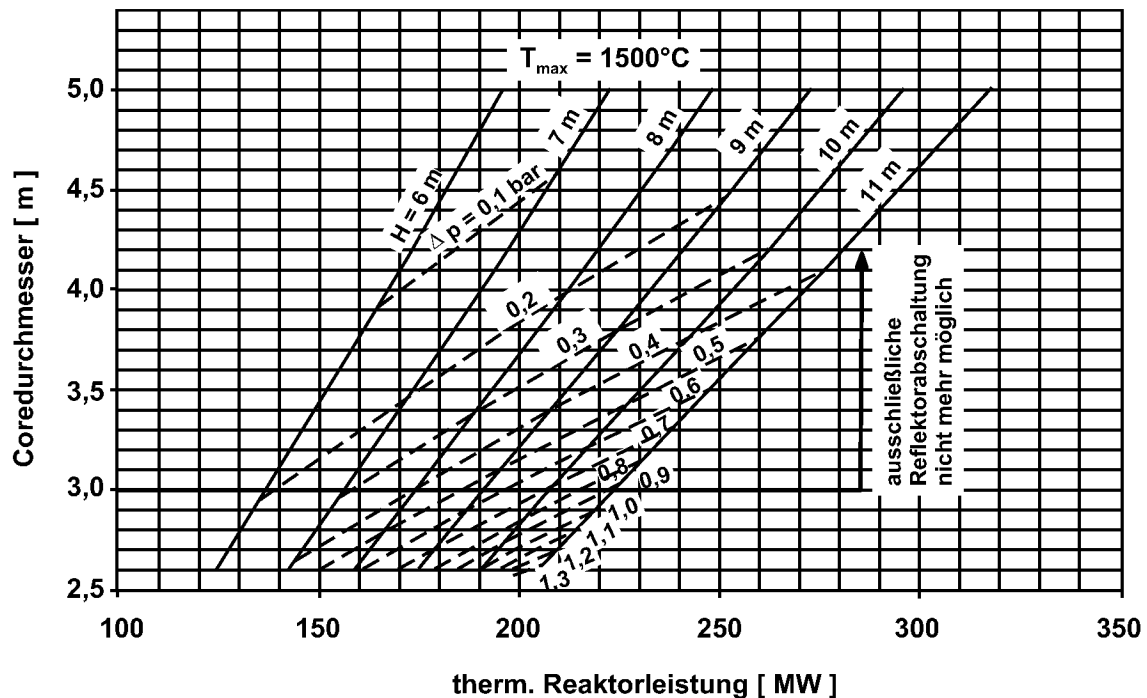


Abbildung 2.4: Grenzen für die thermische Reaktorleistung bei selbsttätiger Nachwärmeabfuhr aus einem zylindrischen Core (nach [13])

Überlegungen zum Druckverlust im Kern und zur Reaktorabschaltung vom Reflektor her begrenzen zunächst die thermische Reaktorleistung auf etwa 200 MW; ein Wert der so auch beim MODUL-Reaktor gewählt wurde (siehe Abbildung 2.4) [20].

Ein zusätzlicher Freiheitsgrad im Hinblick auf die wählbare thermische Leistung ergibt sich beim Übergang auf einen ringförmigen Reaktorkern. Hier wird der technisch ausführbare Innendurchmesser des Reaktordruckbehälters bestimmend für den äußeren Kernradius. Geht man entsprechend dem heutigen technischen Stand der Technik von einem Innendurchmesser des Reaktordruckbehälters von etwa 6,30 m aus (realisiert bei Siedewasserreaktoren) [2], so läßt sich ein Außendurchmesser des Ringcores für Hochtemperaturreaktoren

von etwa 3.5 m realisieren, und für die thermische Leistung ergibt sich das in Abbildung 2.5 dargestellte Bild. Demnach dürfte entsprechend dem heutigen Stand der Behältertechnik eine thermische Leistung von 350 MW bei HTR eine obere Grenze, bei der noch selbsttätige Nachwärmeabfuhr ohne Überschreiten der zulässigen Brennstofftemperaturen möglich ist, darstellen, wenn gleichzeitig der Druckverlust im Core auf unter 1.5 bar beschränkt werden soll. Die notwendige Abschaltwirkung kann dabei durch Abschaltstäbe im inneren und äußeren Graphitreflektor erreicht werden.

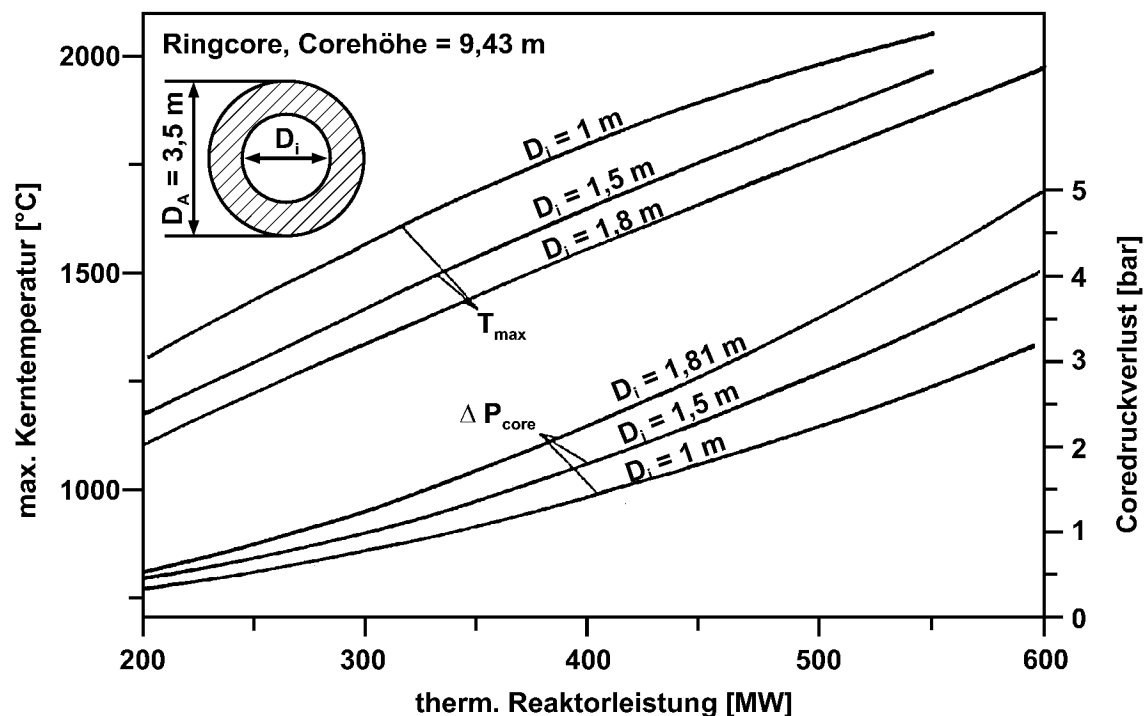


Abbildung 2.5: Grenzen für die thermische Reaktorleistung bei selbsttätiger Nachwärmeabfuhr aus einem HTR Ringcore mit einem Core-Außendurchmesser von 3.50 m (nach [29])

Natürlich wird die Technik der Herstellung von Reaktordruckbehältern in Zukunft Fortschritte machen, so daß auch größere Durchmesser realisierbar sein werden. Spannbeton-druckbehälter beispielsweise wurden bereits mit Innendurchmessern von 15 m realisiert. Allerdings müßten bei diesen Konzepten die Wärmetransportbedingungen in der Behälterwand im Hinblick auf das Prinzip der selbsttätigen Nachwärmeabfuhr entscheidend verbessert werden, zum Beispiel durch den Einbau von gut wärmeleitenden Materialien in der Behälterwand (Gußblöcke). So wird eine hervorragende Wärmespeicherung in der Wand und eine wirksame Abgabe der Nachwärme an die Umgebung möglich [27]. Die Linerisolation des Spannbetonbehälters muß derart modifiziert werden, daß eine ausreichende radial abführbare Wärmestromdichte bei Störfällen möglich wird. Auch vorgespannte Reaktordruckbehälter aus Stahlgußblöcken oder Sphärogußblöcken werden in Zukunft mit größeren

Innendurchmessern als 6.5 m ausgeführt werden können und damit eine Steigerung der Reaktorleistung zulassen.

2.4 Motivation für einen D₂O-gekühlten Kugelhaufenreaktor

Angesichts der beim HTR und insbesondere beim HTR-Modul vorhandenen Sicherheitseigenschaften liegt es nahe, die dort wirkenden Prinzipien auf Reaktoren mit anderen Kühlmitteln zu übertragen. Dabei gilt es, keines der oben definierten Stabilitätskriterien zu verletzen. Aufgrund der guten Erfahrungen bei den Hochtemperaturreaktoren liegt es nahe, den Reaktor mit Coated-Particles enthaltenden kugelförmigen Brennelementen zu beschicken. Dies schließt unmittelbar die Verwendung von leichtem Wasser als Kühlmittel aus, da sonst die nukleare Stabilität verletzt wäre [29]. Da H₂O ab einem Verhältnis von Moderator zu Brennstoff von $V_{H_2O}/V_{UO_2} > 3$ mehr Neutronen absorbiert, als durch Moderation zur Erhöhung der Spaltwirkungsquerschnittes beizutragen, besitzen Leichtwasserreaktoren mit einem Moderationsverhältnis größer 3 einen positiven Voidkoeffizient. Im Kühlmittelverluststörfall käme es somit zunächst zu einem inakzeptablen Anstieg der Reaktorleistung. Ein Reaktor mit Coated-Particles in kugelförmigen Brennelementen besitzt, abhängig vom Schwermetallgehalt, ein Moderationsverhältnis von 40 – 80, was eine Kühlung mit leichtem Wasser unmöglich macht. Da der thermische Neutroneneinfangquerschnitt von ²H mit $\sigma_a = 4.6 \cdot 10^{-4}$ barn um drei Größenordnungen kleiner ist als der Neutroneneinfangquerschnitt von ¹H ($\sigma_a = 0.33$ barn), kommt es bei der Moderation mit D₂O nicht zu einem positiven Voidkoeffizienten [29]. Die Brennelemente können auch bei einem D₂O-gekühlten Kugelhaufenreaktor kontinuierlich zu- bzw. abgeführt werden, so daß ein Reaktorbetrieb ohne nennenswerte Überschußreaktivität durchgeführt werden kann. Somit läßt sich die unbedingt notwendige nukleare Stabilität bei diesem Reaktorkonzept offenbar erreichen.

Die betrieblichen Korrosionsprobleme von Graphit durch D₂O können durch ein geeignetes metallisches Canning bzw. eine Beschichtung mit SiC beherrscht werden, so daß keine Probleme hinsichtlich der chemischen Stabilität zu erwarten sind.

Bei richtiger Dimensionierung des Kerns und einer entsprechenden Wahl der Leistungsdichte, kann man aufgrund der Ergebnisse der HTR-Entwicklung davon ausgehen, daß ein D₂O-Kugelhaufenreaktor schmelzsicher ausgelegt werden kann. Die Ergebnisse von Auslegungsrechnungen von Hochtemperaturreaktoren mit ringförmigem Kern können übertragen werden, so daß eine Leistungserhöhung in einem Reaktor mit zylindrischen Kern auch hier möglich erscheint. Zielsetzung ist dabei, daß die Brennelementtemperatur im Störfall an keiner Stelle den Wert von $T = 1600$ °C überschreitet. Die Einhaltung der thermischen Stabilität erscheint also ebenfalls möglich.

Hinsichtlich der mechanischen Belastung der Reaktorkomponenten kann ebenfalls auf den Erfahrungsschatz der Hochtemperaturreaktorentwicklung zurückgegriffen werden, so daß diesbezüglich mit keinen Schwierigkeiten zu rechnen ist. Vorteilhaft bei einem wassergekühlten Reaktor wirkt das bessere Fließverhalten, insbesondere von Brennelementen mit metallischem Canning, im Vergleich zu Graphitkugeln unter einer Heliumatmosphäre.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß die genannten vier Prinzipien der nuklearen, thermischen, chemischen und mechanischen Stabilität bei der Wahl geeigneter Auslegungsparameter und bei Realisierung notwendiger konstruktiver Merkmale offenbar realisiert werden können.

Für alle weiteren Komponenten des Primär- und Sekundärkreises können die Erfahrungen der von der Firma SIEMENS gebauten D₂O-Anlage in Atucha (Argentinien) sowie der CANDU-Reaktoren genutzt werden. Größere Leistungen lassen sich in einem Reaktorcontainment durch einen modularen Aufbau aus einzelnen Reaktoren realisieren.

Aufgrund der obigen Überlegungen besteht die Motivation, detaillierte Untersuchungen zu einem schwerwassergekühlten Kugelhaufenreaktor durchzuführen. Diese Untersuchungen sollen zum einen die Machbarkeit eines derartigen Reaktors demonstrieren sowie konkrete Vorschläge zur Realisierung erarbeiten. Im Anschluß ist der Konzeptvorschlag einer detaillierten Analyse über die Einhaltung aller gestellten Sicherheitskriterien zu unterziehen. Diese Ergebnisse sind wieder mit dem ursprünglich gesetzten Ziel, einen inhärent sicheren Reaktor ohne die Möglichkeit einer Kernschmelze zu realisieren, zu vergleichen. In der vorliegenden Arbeit sollen die neutronenphysikalische Auslegung des Reaktorkerns sowie Aspekte zur nuklearen Stabilität untersucht werden.

Kapitel 3

Konzept

3.1 Brennelement

Die Besonderheit des vorgestellten Reaktorkonzeptes liegt in den kugelförmigen Brennelementen, welche in loser Schüttung den Reaktorkern des Kugelhaufenreaktors bilden. Im Gegensatz zum Leichtwasserreaktor trägt bei dem hier vorgestellten D₂O-Kugelhaufenreaktorkonzept, ebenso wie beim Hochtemperaturreaktor, das Brennelement wesentlich zur Spaltproduktrückhaltung auch im Störfall bei. Die Brennelemente müssen somit eine erhöhte Wärmekapazität besitzen sowie mechanisch stabil und chemisch resistent sein. Als Konsequenz ist, wie für den Hochtemperaturreaktor, ein kugelförmiges Brennelement mit Coated-Particle-Brennstoff vorgesehen. Ein solches Brennelement ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Die wesentlichen Daten des Brennelementes sind in Tabelle 3.1 wiedergegeben.

Radius des Brennelementes	30 mm
Radius der Brennstoffmatrix	25 mm
Schwermetallgehalt	5 g - 40 g pro Brennelement
Partikeldurchmesser (UO ₂ -Kern)	500 μ
Anzahl Coated Particles	7000 - 56000 Partikel pro Brennelement
Brennstoff	²³⁵ U
Resonanzabsorber	²³⁸ U
Brennstoffanreicherung	3.5 % - 9.5 % ²³⁵ U
Maximaler Brennstoffabbrand	50 GWd/t - 100 GWd/t
Mittlere Brennstofftemperatur	450 °C
Beschichtungswerkstoff	SiC (Al)
Dicke der äußeren SiC Schicht	0.25 mm

Tabelle 3.1: Wesentliche Auslegungsdaten des Brennelementes

Das kugelförmige Brennelement besteht aus einer inneren Zone, der Brennstoffmatrix, in der Coated-Particles statistisch im Graphit verteilt sind. Ein Coated-Particle besteht aus ei-

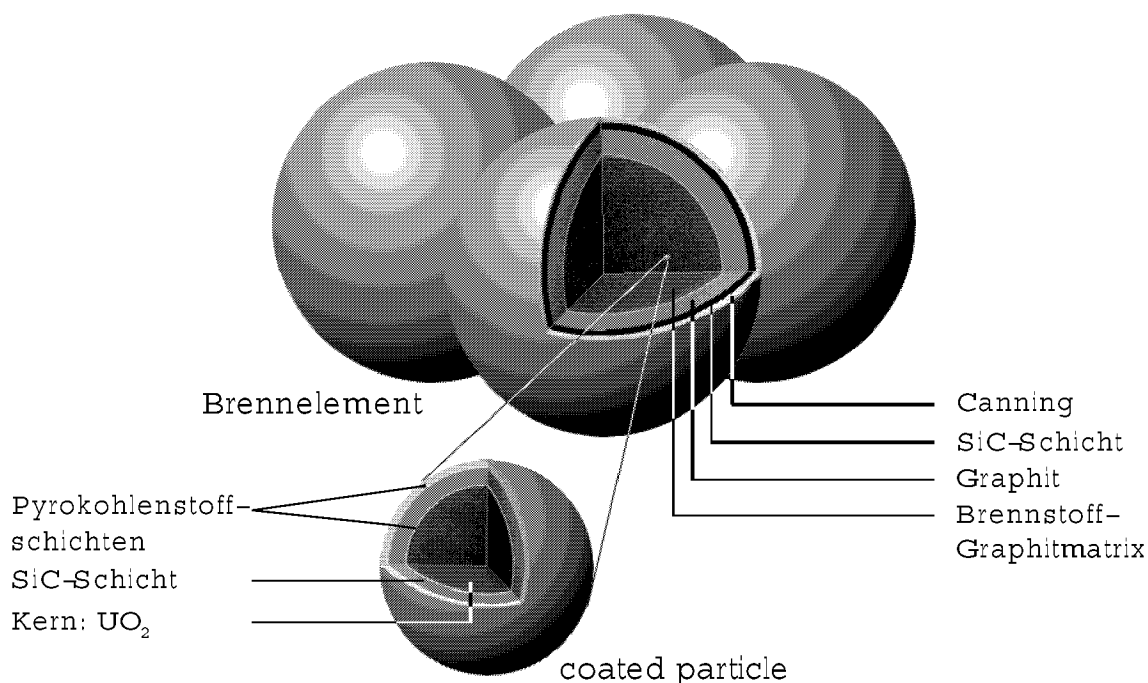


Abbildung 3.1: Kugelförmiges Brennelement

nem UO_2 -Kern sowie, je nach Bauart, mehreren Beschichtungen. Die sogenannten TRISO-Partikel besitzen fünf solcher Schichten. Direkt auf den Brennstoff ist eine Pufferschicht aufgetragen, welche die aus dem Brennstoff herausgeschlagenen Spaltprodukte abbremst und auffängt. Die nächste Schicht besteht aus sehr dichtem Pyrokohlenstoff (PyC) und ist ihrerseits von einer Schicht Siliziumkarbid (SiC) umgeben. Diese insgesamt ca. 1 mm dicke Anordnung ist die wichtigste Spaltproduktbarriere eines Kugelhaufenreaktors. In der Matrix, welche einen Durchmesser von 2.5 cm besitzt, befinden sich zwischen 7000 (bei 5 g Schwermetall pro Kugel) und 56000 (bei 40 g Schwermetall pro Kugel) Coated-Particles. Die äußere Schicht des Brennelementes besitzt eine Dicke von 0.5 cm und besteht lediglich aus Graphit.

Im Gegensatz zum klassischen HTR-Brennelement ist für den D_2O -Kugelhaufenreaktor eine weitere SiC-Schicht, welche das gesamte Brennelement umgibt, vorgesehen. Dadurch wird der Reaktorgraphit vor einer Korrosion durch das Kühlmittel geschützt. Eine derartige Beschichtung ist schon für den HTR vorgeschlagen worden [14], um einer Brennelementkorrosion bei Eintritt von Dampf nach einem Rohrbruch in einem Dampferzeuger vorzubeugen. Zusätzlich läßt sich noch eine Metallschicht (in Abb. 3.1 als "Canning" bezeichnet) aufbringen. Hierfür kommen die in der Reaktortechnik bislang verwendeten Hüllrohrwerkstoffe Stahl, Aluminium und Zirkalloy in Frage. Der Nachteil einer FeNiCr-Stahlbeschichtung besteht in den hohen thermischen Absorptionswirkungsquerschnitten von Fe ($\sigma_a = 2.6$ barn), Ni ($\sigma_a = 4.8$ barn) sowie Cr ($\sigma_a = 3.1$ barn). Aufgrund des besonders geringen thermischen

Absorptionswirkungsquerschnittes von Zirkon ($\sigma_a = 0.18$ barn) sind Zirkoniumlegierungen im Druckwasserreaktor der bevorzugte Werkstoff. Die Verwendung von Zirkalloy als Canningwerkstoff widerstrebt allerdings der Forderung nach chemischer Stabilität, da es bei einer Kernschmelze zu einer Oxidation des Zirkoniums unter Wasserstoffbildung gemäß der Reaktion $\text{Zr} + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{ZrO} + \text{H}_2$ kommt.

Aluminium eignet sich mit einem thermischen Absorptionswirkungsquerschnitt von $\sigma_a = 0.23$ barn ebenfalls als Reaktorwerkstoff, besitzt jedoch mit 660°C einen relativ niedrigen Schmelzpunkt. Aufgrund der geringen Neutronenabsorption in einer dünnen Aluminiumschicht von ca. $250\ \mu$ ändert sich die Neutronenbilanz über eine Einheitszelle nur geringfügig, so daß Rechnungen für ein lediglich mit SiC beschichtetes Brennelement ohne große Fehler unmittelbar auf ein Brennelement mit zusätzlicher Al-Hülle übertragen werden können.

Bedingt durch den einfachen Aufbau der Brennelemente und des Reaktorkerns und aufgrund der kontinuierlichen Beladung ist es möglich, dem Reaktor unterschiedliche Kombinationen aus Spalt- und Brutstoff zuzuführen und sogar Brennstoffzyklen während des Reaktorbetriebes zu ändern. Als mögliche Spaltstoffe sind ^{235}U in hoher Anreicherung (HEU), ^{235}U in einer Anreicherung unter 20 % (LEU), ^{233}U sowie ^{239}Pu denkbar. Als Resonanzabsorber kann sowohl ^{232}Th , wie im Hochtemperaturreaktor THTR-300 im Einsatz, als auch ^{238}U dienen. Eine getrennte Zuführung von Brennelementen mit Spalt- und Brutstoff ist möglich, wenn auch aufgrund der durch die räumliche Trennung von Spalt- und Absorberzone verzögerten nuklearen Doppler-Rückkopplung nicht ratsam.

Beim Brennstoffkreislauf unterscheidet man generell zwischen offenen und geschlossenen Brennstoffzyklen. In einem geschlossenen Zyklus werden aus den abgebrannten Brennelementen in einer Wiederaufarbeitungsanlage die Spaltstoffe ^{233}U , ^{235}U und ^{239}Pu entnommen und neuen Brennelementen zugeführt. Die besonders gute Integrität der Coated-Particles erschwert jedoch ihre Wiederaufarbeitung, so daß offene Brennstoffzyklen für Reaktoren mit derartigem Brennstoff wesentlich einfacher zu realisieren sind. Aufgrund internationaler Bemühungen, waffentaugliches Material möglichst an keiner Stelle im Brennstoffkreislauf entstehen zu lassen, werden Zyklen mit mehr als 20 % ^{235}U im Brennstoff nicht favorisiert. Dementgegen stehen Bemühungen, die Bestände an weltweit vorhandenem und abzurüstendem Waffenplutonium in Reaktoren zu verbrennen. Hierfür und für die Reduzierung des Aktinidenabfalls aus der zivilen Nutzung der Kernenergie werden Th-Pu-Zyklen diskutiert [33]. Im folgenden wird in Einklang mit dem Brennstoffkreislauf heutiger Druckwasserreaktoren lediglich der Einsatz von LEU-Brennstoff diskutiert.

Nach Festlegung auf LEU-Brennstoff besteht bei kugelförmigen Brennelementen mit Coated-Particle-Brennstoff noch der Freiheitsgrad des Schwermetallgehaltes im Brennelement, d.h. der Anzahl Coated-Particles, welche sich im Brennelement befinden. Die physikalischen Eigenschaften des Reaktorsystems hängen wesentlich von diesem Parameter ab, so daß eine diesbezügliche Parameterstudie einen wesentlichen Teil der Kernausslegung ausmacht.

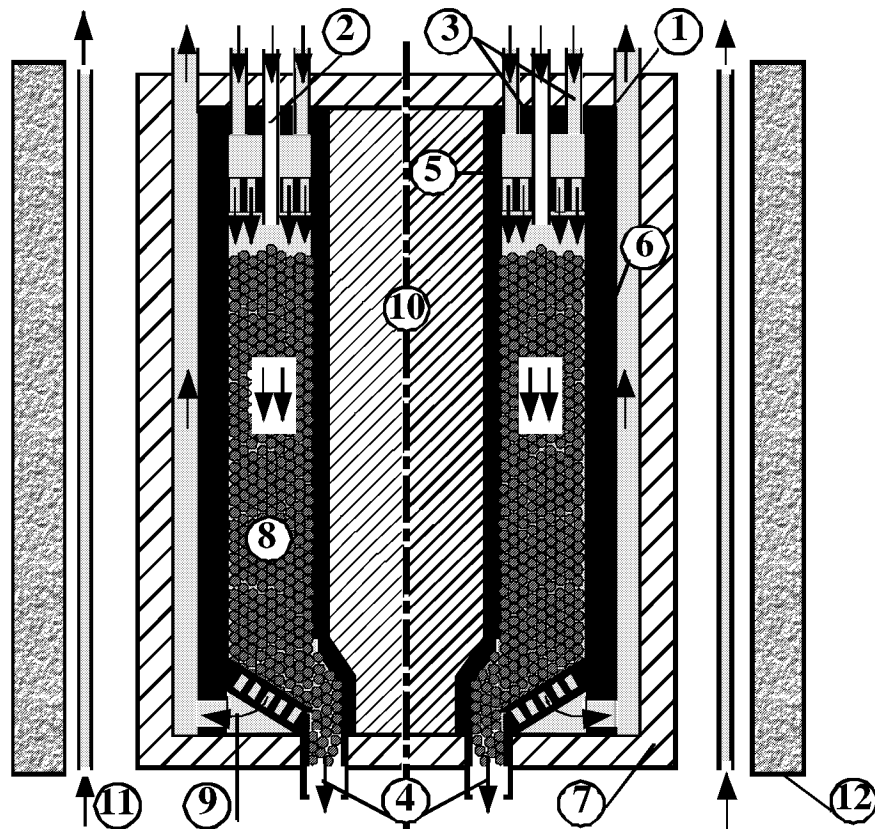
3.2 Reaktor

Der Aufbau des Reaktors leitet sich sowohl aus Überlegungen zur Auslegung von Hochtemperaturreaktoren als auch aus den geometrischen Abmessungen der Schwerwasserreaktoren ab. Abbildung 3.2 zeigt schematisch den Aufbau des Reaktorkerns. Die dazugehörigen Abmessungen und die vorgesehenen Betriebsparameter sind in Tabelle 3.2 wiedergegeben. Die insgesamt ca. 570000 kugelförmigen Brennelemente befinden sich in loser Schüttung in einem ringförmigen Reaktorkern, in dessen Mitte sich eine Graphitsäule befindet. Diese Anordnung stellt im Vergleich zu einem zylinderförmigen Kern bei gleichem Kernvolumen eine größere Fläche zur Abfuhr der Nachwärme zur Verfügung und besitzt ein gleichmäßigeres Leistungsdichteprofil. Die Höhe des Reaktorkerns ist mit 5 m so groß wie beim THTR und damit deutlich geringer als beim HTR-Modul, bei dem eine Kernhöhe von 9.40 m vorgesehen ist. Der Außendurchmesser des Kerns ist mit 6 m etwas kleiner als der Durchmesser des THTR-Kerns (6.40m), während der Durchmesser des Innenradius mit 3 m dem Außendurchmesser eines HTR-Moduls entspricht. Bei einer thermischen Reaktorleistung von 450 MW beträgt die Leistungsdichte im Reaktorkern 4.2 MW/m^3 . Eine Brennelementkugel leistet im Durchschnitt 0.8 kW.

Innendurchmesser des Reaktorkerns	3 m
Außendurchmesser des Reaktorkerns	6 m
Höhe des Reaktorkerns	5 m
Porösität der Kugelschüttung	0.39
Volumen des Reaktorkerns	106 m^3
Volumen D_2O im Reaktorkern	41.35 m^3
Anzahl Brennelemente im Kern	572000
Reaktorleistung	$450 \text{ MW}_{\text{thermisch}}$
Durchschnittliche Leistungsdichte im Kern	4.24 MW/m^3
Durchschnittliche Leistung pro Brennelement	0.79 kW
Eintrittstemperatur D_2O	$290 \text{ }^\circ\text{C}$
Austrittstemperatur D_2O	$320 \text{ }^\circ\text{C}$
Massenstrom D_2O	2350 kg/s
Druck D_2O	160 bar
Innendurchmesser des Reaktordruckbehälters	7.3 m
Wandstärke des Reaktordruckbehälters	35 cm
Höhe des Reaktordruckbehälters	11.5 m
Dicke des Deckenreflektors	50 cm
Dicke des Bodenreflektors	100 cm
Brennstoffzyklus	MEDUL

Tabelle 3.2: Wesentliche Auslegungsdaten des Reaktorkerns

Anstelle einer Mittelsäule wäre es denkbar, einen zylinderförmigen Reaktorkern in zwei



- | | |
|-------------------------------|-------------------------------|
| 1) Kühlmittelaustritt | 6) äußerer thermischer Schild |
| 2) Brennelementzugabe | 7) vorgespannter RDB |
| 3) Kühlmiteleintritt | 8) Core |
| 4) Brennelemententnahme | 9) Siebboden |
| 5) innerer thermischer Schild | 10) Mittelsäule aus Grafit |

Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau des D₂O-Kugelhaufenreaktors

radialen Zonen mit Brennelementen unterschiedlicher Zusammensetzung zu beladen. Die Kernmitte könnte dabei mit reinen Graphitkugeln, welche keinerlei Schwermetall enthalten, beladen werden. Dies hätte insbesondere den Vorteil, daß keine Vorkehrungen für den Fall einer Materialermüdung im Reflektorgraphit getroffen werden müßten. Dieser Vorschlag ist für Hochtemperaturreaktoren bereits diskutiert worden [52]. Eine Kernbeschickung in 2 Zonen war sowohl im AVR als auch im THTR realisiert, ist daher Stand der Technik. Detaillierte Auslegungsrechnungen zu einem D_2O -Kugelhaufenreaktor mit 2-Zonen-Beschickung würden jedoch aufgrund des nicht bekannten Fließverhaltens der Brennelemente in der Kugelschüttung mit einem evtl. zu hohen Maß an Ungenauigkeit behaftet sein. Zur genauen Bestimmung der Brennelementfließkurven wären umfangreiche Untersuchungen bzw. Experimente erforderlich, die einerseits den Rahmen der vorliegenden Arbeit sprengen, andererseits keine Aussage über die prinzipielle Realisierbarkeit des Konzeptes machen würden.

Die Brennelemente durchlaufen den Kern bis Erreichen ihres Zielabbrandes mehrfach von oben nach unten. Dazu werden dem Kern an mehreren Stellen oberhalb der Schüttung kontinuierlich Brennelemente hinzugeführt sowie an einer oder mehreren Positionen im Bodenreflektor Brennelemente abgezogen. Dieses Verfahren, welches ebenfalls bei den Hochtemperaturreaktoren AVR und THTR zur Verwendung kam, wird als MEDUL- (MEhrfach-DURchLauf) Verfahren bezeichnet. Die Beschickung im MEDUL-Verfahren führt zu einer Durchmischung des Reaktorkerns mit Brennelementen, welche unterschiedlich stark abgebrannt sind und somit für eine Vergleichmäßigung des Leistungsdichteprofiles sorgen. Demgegenüber durchlaufen die Brennelemente bei OTTO- ("Once Through Then Out") Beschickung den Reaktorkern nur einmalig, wodurch es aufgrund der dort vorhandenen erhöhten Konzentration des unverbrannten Spaltstoffs im oberen Kernbereich zu einer starken Leistungsüberhöhung kommt. Der Vorteil der OTTO-Beschickung besteht in einer vereinfachten Bauweise der Beschickungsanlage, wodurch die Gesamtanlage kostengünstiger und zuverlässiger wird. Eine Realisierung des vorgeschlagenen Konzeptes mit OTTO-Beschickung führt ohne weitergehende Modifikationen zu einer nicht akzeptablen Leistungsüberhöhung [39], weshalb der MEDUL-Variante hier der Vorzug gegeben wird. Eine mögliche Realisierung des Reaktors mit OTTO-Beschickung besteht in der Zuführung von Graphitkugeln mit Bor-Absorberkernen, deren Absorptionswirkung beim Durchlauf durch den Kern aufgrund ihres Abbrandes derart abnimmt, daß die Leistungsverteilung ausgeglichen wird, wie schon für Hochtemperaturreaktoren vorgeschlagen [32].

Ein wesentliches Merkmal eines kontinuierlich beladenen Reaktors, wie des hier vorgeschlagenen Kugelhaufenreaktors, besteht in dem Betrieb mit minimaler Überschußreaktivität. Wird der Reaktor aufgrund des Aufbaus von Spaltprodukten unterkritisch, führt man dem Kern eine neue Brennelementkugel zu und entlädt gleichzeitig eine abgebrannte Kugel. Bei der Beschickung nach dem MEDUL-Verfahren wird in einer Vorrichtung der Abbrand des Brennelementes gemessen und, je nach Abbrand, das Brennelement entweder dem Kern wieder hinzugeführt oder ausgeschleust. Unabhängig vom Beschickungsverfahren enthält der Reaktor nur soviel Spaltstoff, wie für den Erhalt der Kettenreaktion (und

die Regelbarkeit) notwendig ist. Eine Borvergiftung des Kühlmittels zur Kompensation des Abbrandes ist nicht vorgesehen, wodurch einerseits auf die Komponenten der Borierungsanlage verzichtet werden kann, andererseits Reaktivitätsexkursionen aufgrund eines Borverdünnungsstörfalles ausgeschlossen werden.

Die thermodynamischen Parameter des Reaktorkerns entsprechen denen der Druckwasserreaktortechnologie: das Kühlmittel tritt unter einem Druck von 160 bar bei einer Temperatur von 290 °C in den Reaktorkern ein und erhitzt sich beim Durchströmen des Kerns auf 320 °C. Damit kann für die Sekundärseite auf bewährte Technik zurückgegriffen werden. Die Kugelschüttung wird von oben nach unten durchströmt, wodurch das Ablösen einzelner Elemente von der Kugelschüttung verhindert wird.

Kapitel 4

Rechenmethoden der Kernausslegung

4.1 Der VSOP-Computercode

Für reaktorphysikalische Berechnungen wird das im Forschungszentrum Jülich entwickelte Rechenprogramm VSOP ("very superior old programs") in der Version von 1997 (VSOP 1997) verwendet. VSOP erlaubt eine umfassende numerische Simulation der Physik thermischer Reaktoren. Das Programm beherrscht die Verarbeitung von Wirkungsquerschnitten, die Darstellung von Reaktorkern und Brennelement, die iterative Spektral-, zwei- und dreidimensionale Diffusions- und Abbrandrechnung sowie das Umsetzen von Brennelementen. Für Hochtemperaturreaktoren kann ebenfalls die Kühlgasaufheizung berechnet werden. Im Vergleich zur Vorgängerversion VSOP (94) wurde das Unterprogramm zur Abbrandberechnung ausgetauscht, so daß genauere Berechnungen des Aktinideninventars möglich sind. Abbildung 4.1 zeigt das Flußschema des VSOP-Codes. Das VSOP-Programm besteht aus etablierten Programmen zur Berechnung der physikalischen Teilaspekte, welche gekoppelt sind, um die Auslegung eines Gesamtreaktors zu ermöglichen.

Zur Definition der Reaktorgeometrie und des Brennelementumsetzplanes stehen die Module BIRGIT (2d) sowie TRIGIT (3d) [38] zur Verfügung. Eine Besonderheit stellt die Einheit des "Batch" dar, wovon in einem Raumelement mehrere vorhanden sein können. Dadurch ist es möglich, eine Brennelementbeschickung im Mehrfach-Durchlauf (MEDUL) rechnerisch abzubilden. Falls vorhanden, kann in BIRGIT ein detaillierter Brennelementflußplan implementiert werden. Die auf die einzelnen geometrischen Bereiche sowie die "Batches" zu verteilenden Nuklidichten werden im DATA-2-Modul [38] definiert. Für kugelförmige Brennelemente mit Coated-Particle-Brennstoff sind zahlreiche Eingabevereinfachungen implementiert.

Für die Isotope ^{232}Th , ^{238}U und ^{242}Pu berechnet ZUT-DGL [47] Resonanzintegrale für die doppelt heterogene Anordnung eines kugelförmigen Brennelementes mit Coated-Particle-Brennstoff. Die entsprechenden Wirkungsquerschnitte werden an den GAM-Code übergeben und zum Wirkungsquerschnittsuntergrund der GAM-Bibliothek addiert. Der Unter-

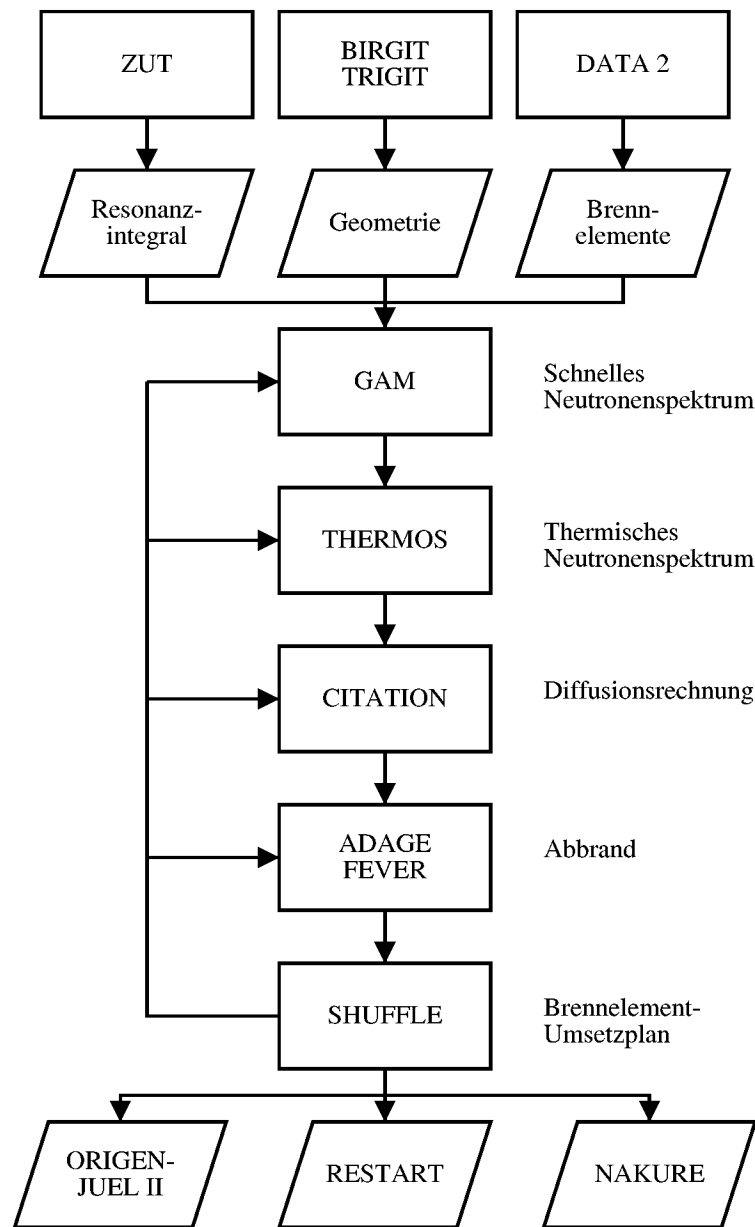


Abbildung 4.1: Flußdiagramm VSOP

grund ist unabhängig von Temperatur und räumlicher Verteilung der Nuklide. Im Bereich der unaufgelösten Resonanzen sind die GAM-I-Wirkungsquerschnitte unendlich verdünnt im Untergrund enthalten. Die Resonanzwirkungsquerschnitte werden vor dem Start von VSOP für verschiedene Temperaturen und Konzentrationen der Resonanzabsorber berechnet und in einer Datei gespeichert. Diese wird von VSOP benutzt, um die von Temperatur und Nukliddichte abhängigen Wirkungsquerschnitte durch Interpolation zu berechnen. So-

mit ist es möglich, die Veränderung der Selbstabschirmung aufgrund des Abbrandes in Resonanzabsorbern zu berücksichtigen.

GAM-I [24] dient der Berechnung des schnellen und epithermischen Spektrums. Das Programm löst die P_1 -Gleichungen ohne Berücksichtigung von räumlichen Dimensionen in 68 Energiegruppen äquidistanter Lethargie zwischen 10 MeV und 0,414 eV. Heterogenitätseffekte können durch Angabe von Selbstabschirmungsfaktoren berücksichtigt werden. Neutronenleckagen in benachbarte Spektralzonen können durch Buckling-Terme aus Diffusionsrechnungen miteinbezogen werden.

Der THERMOS-Code [19] führt eine eindimensionale Zellrechnung über 30 Energiegruppen zwischen 10^{-5} eV und 2.05 eV durch. Selbstabschirmungsfaktoren können, falls notwendig, separat eingegeben werden. Der Einfluß der Coated-Particle-Struktur kann durch Auswertung der Stoßwahrscheinlichkeit für ein Neutron, welches ein Coated-Particle durchfliegt, berücksichtigt werden. Der Neutronenaustausch unter benachbarten Spektralzonen wird durch Albedos im Strömungsterm miteinbezogen. Über das mit THERMOS und GAM berechnete Neutronenspektrum werden grobe Gruppenwirkungsquerschnitte gewichtet, mit denen anschließend die Multigruppendiffusionsrechnung durchgeführt wird.

Mit den spektral gewichteten und homogenisierten Wirkungsquerschnitten führt der im Oak Ridge National Laboratory entwickelte CITATION-Code [12] eine Multigruppendiffusionsrechnung in Grobgruppenstruktur durch. Die Geometrie kann sowohl zwei- als auch dreidimensional gewählt werden. Man erhält eine Fluß- sowie Leistungsdichteverteilung und den Eigenwert k_{eff} . Leckageterme können wieder an die Spektralcodes THERMOS (in Form von Albedos) und GAM (als Buckling) zurückgegeben werden.

Die Abbrandrechnung für Aktinidenelemente erfolgt durch den ADAGE-Code. Dieser enthält die Unterprogramme TERM, DECAY, EQUIL sowie Teile der Unterprogramme NUDATA und FLUXO, welche dem Code ORIGIN-JUEL-II [37] entstammen, der seinerseits dem ORIGIN-Code [3] des Oak Ridge National Laboratory entstammt. Der Abbrand der Spaltprodukte wird mit dem FEVER-Code berechnet [49].

Zur Berechnung der Temperaturfelder im Reaktorkern dient das im Forschungszentrum Jülich entwickelte Programm THERMIX [35]. Es wird die Konvektionsströmung des Kühlgases Helium in der Kugelschüttung sowie die Wärmeleitung in den Kugelbrennelementen berechnet. Die Berechnungen erfolgen in zweidimensionaler (r,z) Geometrie. THERMIX erlaubt die Simulation sowohl des Gleichgewichtszustandes als auch von Transienten. Die Leistungsdichteverteilung erhält THERMIX von CITATION und gibt die Temperaturen für den Brennstoff und die Streuer an die Spektralprogramme weiter. Eine Weiterentwicklung des THERMIX-Codes mit dem Namen DIREKT existiert ebenfalls als Einzelprogramm.

Der VSOP-Code unterscheidet zwei Arten von Zeitschritten: "große" ("large burnup time step") und "kleine" ("small burnup time step") Abbrandzeitschritte. Zu Beginn eines

großen Abbrandzeitschrittes führt VSOP mittels GAM und THERMOS Spektralrechnungen in allen Spektralzonen durch, berechnet mit CITATION die räumliche Verteilung der Neutronen und bestimmt anhand der vorgegebenen Reaktorleistung den Neutronenfluß. Anschließend berechnet ADAGE/FEVER den Nuklidvektor zum nächsten Zeitschritt. Ist ein großer Zeitschritt nun in mehrere kleine Zeitschritte unterteilt, so berechnet ADAGE/FEVER jeweils den Nuklidvektor zum nächsten kleinen Abbrandzeitschritt. Nach jedem kleinen Abbrandzeitschritt wird der Neutronenfluß angepaßt, mit dem sich wieder die vorgegebene Reaktorleistung ergibt, es erfolgt jedoch keine Neuberechnung des Neutronspektrums. Mehrere große Abbrandzeitschritte bilden wiederum einen Abbrandzyklus ("Burnup Cycle"). Am Ende eines Abbrandzyklus werden die Nukliddichten, welche einem Batch zugeordnet sind, von der SHUFFLE-Routine auf ein anderes Batch kopiert, was dem Umsetzen von Brennelementen gemäß eines Brennelementumsetzplanes entspricht.

VSOP ermöglicht das Speichern von Daten zur Verwendung in anderen Rechenprogrammen. Die Abbrandgeschichte der einzelnen Batches kann zur Berechnung der Nachwärmeproduktion mit dem NAKURE-Programm gespeichert werden. Zum Berechnen des Isotopenaufbaus und -zerfalls nach Entladen der Brennelemente können Nukliddichten an das ORIGEN-JUEL-II-Programm übergeben werden. Eine weitere Exportmöglichkeit besteht zum Reaktordynamikprogramm TINTE.

4.2 Modellierung des Reaktors mit VSOP

Der numerischen Berechnung des Reaktors geht eine ausreichend detaillierte Modellierung des Reaktorkerns voraus. Die Aufgabe besteht darin, die höchst heterogene Struktur des Reaktorkerns inklusive des Reflektors und umgebender Strukturen auf ein vereinfachtes aber hinreichend präzises Modell abzubilden. Eine Besonderheit stellt die feine Körnung des Coated-Particle-Brennstoffes dar, der im Gegensatz zu Pellet-Brennstoff um etwa eine Größenordnung kleinere Abmessungen besitzt. Weiterhin muß die kontinuierliche Zugabe und Entnahme von Brennelementen sowie die durch die MEDUL-Beschickung entstehende Vermischung von Brennelementen mit unterschiedlichem Abbrand ausreichend berücksichtigt werden. Da es vom Rechenaufwand sicherlich nicht möglich und zur Simulation des Reaktorkerns als Gesamtsystem nicht notwendig ist, über das jeweilige Schicksal von 570000 Brennelementen Buch zu führen, sind Mittelungen notwendig. Da jede rechnerische Simulation eines Reaktorkerns weniger durch ein mathematisch rigoroses Vorgehen, sondern durch Vergleich mit empirischen Messungen bewertet werden muß, sind Erkenntnisse zum Einsatz eines Rechenprogramms für reale Probleme von großer Bedeutung. Die Erkenntnisse aus der Simulation von thermischen Reaktoren mit VSOP sind für das Erstellen des Rechenmodells von fundamentaler Bedeutung.

Zur numerischen Berechnung eines gesamten Reaktors zerlegt man das Rechenproblem in mehrere Schritte. Zunächst bestimmt man die relevanten neutronenphysikalischen Größen wie die mikroskopischen Wirkungsquerschnitte als Mittelwerte über charakteristische geo-

metrische Einheiten, sogenannte "Einheitszellen". Der Reaktorkern wird im folgenden als eine heterogene Aneinanderreihung solcher Einheitszellen modelliert. Die Information über die heterogene Struktur innerhalb einer Einheitszelle ist in den für die Einheitszelle bestimmten neutronenphysikalischen Größen enthalten. Kugelförmige Brennelemente mit Coated-Particle-Struktur besitzen eine zweifache Heterogenität, da sich einerseits Brennstoff als Coated-Particle in der Graphitmatrix befindet, die Graphitmatrix ihrerseits von einer Graphitschale, einer SiC-Beschichtung evtl. einem Cladding und D₂O umgeben ist. Zur Berechnung einer derartigen Anordnung kann auf die Erfahrung bei der Berechnung von HTR-Brennelementen zurückgegriffen werden. In VSOP ist die doppelte Heterogenität berücksichtigt und die Brennelementmodellierung durch zahlreiche Eingabeerleichterungen in DATA-2 einfach zu gestalten.

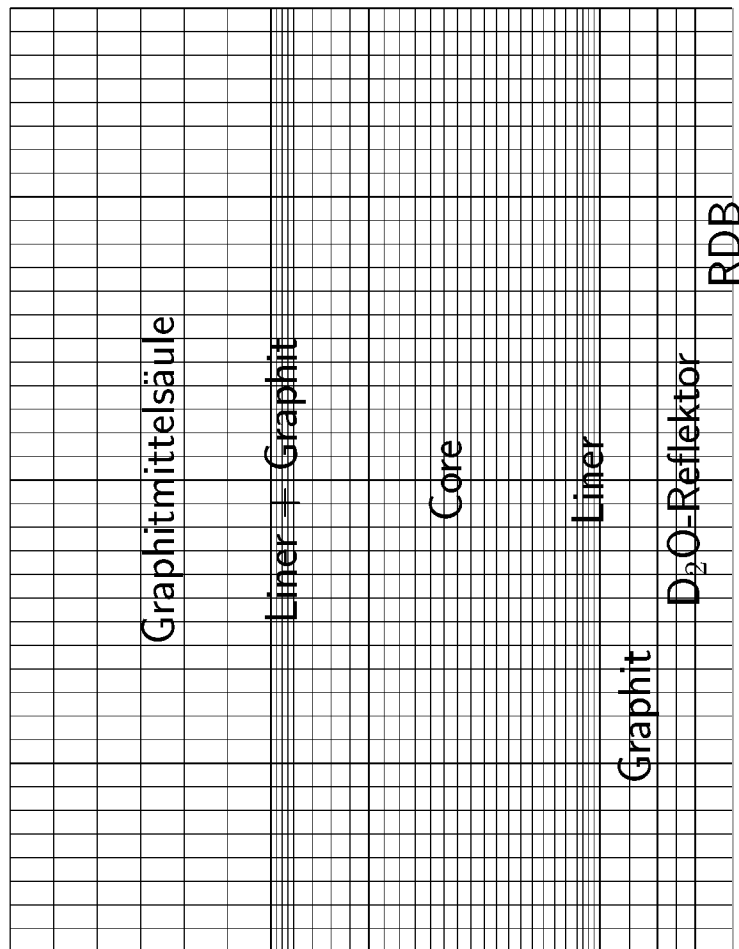


Abbildung 4.2: Rechenmodell für VSOP (Ausschnitt)

Die Berechnung der Neutronenfluß- und Leistungsverteilung im Reaktor sowie der daraus resultierende Multiplikationsfaktor k_{∞} geschieht mit einer Multigruppendifusionsrechnung

durch das CITATION-Modul. Dazu wird ein Rechenmodell mit finiten Differenzen erstellt. Abbildung 4.2 zeigt einen Ausschnitt aus dem für die vorliegenden Rechnungen verwendeten Diskretisierungsmodell. Das grobe Netz (in Abb. 4.2 durch dicke Striche gekennzeichnet) umfaßt Volumina mit jeweils konstanten Nukliddichten. Die Abbrandrechnung wird für jede Grobmasche durchgeführt. Die Maschen des groben Netzes sind für die Diffusionsrechnung in weitere Feinmaschen unterteilt. Das vorliegende Modell bildet den Reaktor zweidimensional in r-z-Geometrie ab. Das Grobmaschennetz besteht radial aus 5, axial aus 10 Maschen. Die axiale Kantenlänge beträgt somit 5 cm, die radiale Kantenlänge leitet sich aus der Forderung ab, den Kern in gleichgroße Volumina zu unterteilen. Für einen Ring mit dem Innenradius R_i und dem Außenradius R_a ergeben sich für n Unterteilungen die Radien

$$R_k = R_i + \sqrt{k \frac{(R_a - R_i)^2}{n}}, k = 1..n \quad (4.1)$$

Der Kern ist insgesamt in 500 Grobmaschen mit einem Volumen von jeweils $2.1 \cdot 10^5 \text{ cm}^3$ unterteilt. Die graphitische Mittelsäule sowie der Außenreflektor sind geringfügig gröber modelliert. Am Kernrand ist eine feinere Diskretisierung gewählt, wobei die Nukliddichten des Linermaterials mit der umliegenden Graphitstruktur zusammengefaßt sind. Das Maschennetz für den Decken- und Bodenreflektor ist in Abb.4.2 nicht dargestellt.

Zur Nachbildung der Brennstoffbeschickung ist jedes Volumen des Reaktorkerns in 10 VSOP-Batches unterteilt. Der Kern besteht aus insgesamt 500 Batches, welche jeweils ca. 1150 der 570000 Brennelementkugeln enthalten. In jedem dieser Batches sind die Kernzahl-dichten der Schwermetallnuklide verbucht, welche zu einer Abbrandklasse von Brennelementen gehört. Die 10 Abbrandklassen entsprechen den 10 Durchläufen, die ein Brennelement im MEDUL-Beschickungsverfahren im Kern durchführt. Für die Diffusionsrechnung werden die Nukliddichten der Batches "homogenisiert", d.h. auf das Gesamtvolumen der groben Masche homogen verteilt. Die Abbrandrechnung findet dagegen für jedes einzelne Batch statt. Am Ende eines Abbrandzyklus werden die Nukliddichten jedes Batches auf das in axialer Richtung unterhalb liegende Batch kopiert. Batches, welche sich am unteren Kernrand befinden, werden, falls es sich nicht um Brennelementklassen mit dem höchsten Abbrand handelt, zunächst auf eine sogenannte "jumble box" addiert, um anschließend wieder auf Positionen im oberem Kernbereich kopiert zu werden. Somit wird der statistischen Vermischung der Brennelemente bei einem erneuten Kerndurchlauf Rechnung getragen. Die Nukliddichten, welche sich auf der untersten axialen Position und in der höchsten Abbrandklasse befinden, werden auf eine "storage box" kopiert, was einer Entladung entspricht. Auf die ersten Batches im oberen axialen Bereich werden Nukliddichten frischer Brennelemente gebucht.

Für die Multigruppendiffusionsrechnung wurde eine Einteilung in 4 Energiegruppen gewählt. Die oberen Grenzen der Energiegruppen sind in Tabelle 4.1 wiedergegeben. Das Rechenproblem wird in eine schnelle, zwei epithermische und eine thermische Gruppe zerlegt.

Eine Unterteilung in weitere thermische Neutronengruppen ist nicht sinnvoll, da VSOP das Heraufstreuen von Neutronen nicht berücksichtigt. Die obere Grenze der thermischen Gruppe von $E_{max} = 1.86$ eV entspricht der höchsten vom thermischen Spektralrechenprogramm THERMOS berücksichtigten Energie. Die obere Grenze der schnellen Gruppe liegt oberhalb des Bereiches, in dem Spaltneutronen erzeugt werden. Die Generierung von spektral gemittelten Wirkungsquerschnitten mit den Modulen GAM und THERMOS erfolgt jeweils über eine Spektralzone. Diese kann mehrere Grobmaschen überschreiten. Im vorliegenden Rechenmodell wurde pro Kernmasche eine Spektralzone gewählt, so daß für den Kern insgesamt 50 Spektralzonen definiert sind. Für den Reflektor sowie die an den Kern angrenzenden Bereiche sind weitere 17 Spektralzonen definiert, so daß für das Rechenproblem insgesamt 67 Spektralzonen verwendet werden.

E ₁	E ₂	E ₃	E ₄
10 MeV	111.1 keV	29.0 eV	1.86 eV

Tabelle 4.1: Energiegruppen für die Multigruppenrechnung mit CITATION

Die zeitliche Diskretisierung erfolgt in Abbrandzyklen sowie großen und kleinen Abbrandzeitschritten. Am Ende jedes Abbrandzyklus erfolgt das Umsetzen der Brennelemente. Jeder Abbrandzyklus besteht aus zwei großen Abbrandzeitschritten, welche ihrerseits aus zwei kleinen Abbrandzeitschritten bestehen. Die Spektralrechnung erfolgt nach dem ersten großen Abbrandzeitschritt, d.h. in der Mitte des Abbrandzyklus. Zu Beginn und am Ende des Abbrandzyklus findet keine Spektralrechnung statt. Ziel dieses Verfahrens ist, die Spektralrechnung mit für einen kontinuierlich beladenen Kern repräsentativen Nuklidichten durchzuführen. Dies könnte beeinträchtigt sein, wenn sich direkt nach Umbuchung der Nuklidichten am Zyklusanfang frischer Brennstoff in der obersten Schicht des Kern befindet.

Für das Einbrennen eines Gleichgewichtsreaktorkerns sind rechnerisch (und auch in der Realität) mehrere Kernumwälzungen erforderlich. In den hier durchgeführten Rechnungen wird der Kern insgesamt fünf Mal vollständig umgesetzt. Nach dieser Anzahl Zeitschritte kommt es nicht mehr zu Schwankungen von k_{∞} zwischen Abbrandzeitschritten.

Bei einem realen Kugelhaufenreaktor müsste man entweder die Beschickungsrate anpassen oder spezielle Brennelemente für den Erstkern verwenden. Aufgrund der entfallenden Absorption in Spaltprodukten benötigt der Erstkern eine geringere ²³⁵U-Anreicherung als ein Gleichgewichtskern. Bei Beladung des Erstkerns mit den Brennelementen für den Gleichgewichtskern wäre der Reaktor bei einer geringeren Füllhöhe kritisch. Mit fortsetzendem Abbrand müssten mehr frische Brennelemente nachgeladen werden, und die Füllhöhe würde ansteigen. Im Rahmen dieser Arbeit wird auf eine realitätsnahe Simulation der Einbrennphase verzichtet.

Kapitel 5

Zellrechnungen für das Brennelement

5.1 Fragestellungen

Im Vorfeld einer komplexen neutronenphysikalischen Rechnung, wie der Auslegung eines Reaktorkerns, empfiehlt es sich, grundsätzliche physikalische Eigenschaften des Reaktorkerns mittels Zellrechnungen zu untersuchen. Dazu wird mit den VSOP Modulen GAM und THERMOS das Spektrum im schnellen sowie im thermischen Bereich berechnet und anschließend schnelle sowie thermische Gruppenwirkungsquerschnitte bestimmt. Mit dem ADAGE/FEVER-Modul kann zudem der Isotopenvektor in Abhängigkeit des Abbrandes bestimmt werden. Die aus den Zellrechnungen gewonnenen Wirkungsquerschnitte werden bei einer Diffusionsrechnung für die Kernauslegungsrechnungen an das Modul CITATION weitergereicht.

Ziel der Auslegungsrechnungen für das Brennelement ist die Bestimmung der relevanten neutronenphysikalischen Größen, d.h. der über eine Einheitszelle gemittelten Wirkungsquerschnitte $\overline{\sigma}_x$ gemäß:

$$\begin{aligned}\overline{\sigma}_x &:= \frac{1}{\overline{\Phi}} \int_{E_{min}}^{E_{max}} dE \int_{Zelle} d^3x \Phi(E, \vec{x}) \sigma_x(\vec{x}, E) \quad , \text{ wobei} \\ \overline{\Phi} &:= \int_{E_{min}}^{E_{max}} dE \int_{Zelle} d^3x \Phi(E, \vec{x})\end{aligned}\tag{5.1}$$

Die Integrationsgrenzen für den Energiebereich liegen im VSOP-Programm zwischen 0 eV und 10 MeV. Bei Bestimmung der schnellen Gruppenquerschnitte mit GAM findet keine räumliche Mittelung über die Zelle statt, so daß lediglich über die Energievariable integriert wird. Zur Bestimmung der Kritikalität sind die makroskopischen Wirkungsquerschnitte,

$$\Sigma_x = N_x \sigma_x,\tag{5.2}$$

zu betrachten. Die Multiplikationskonstante einer unendlich ausgedehnten Anordnung ist durch:

$$k_{\infty} = \frac{\overline{\nu \Sigma_f}}{\overline{\Sigma_a}} \quad (5.3)$$

gegeben, wobei

$$\Sigma_a := \Sigma_a^{Brennstoff} + \Sigma_a^{Moderator} + \Sigma_a^{Struktur} \quad (5.4)$$

die Summe aller über eine Einheitszelle gemittelter Absorptionsquerschnitte ist.

Da der Reaktor im Rahmen einer Zellrechnung aus einer unendlich ausgedehnten Anordnung identischer Einheitszellen besteht, ist die Anwendbarkeit der Rechnungen auf einen endlichen Reaktor eingeschränkt. Das Nichtvorhandensein räumlicher Effekte führt zu den folgenden Ungenauigkeiten:

- Die Spektralrechnung findet jeweils für die Zusammensetzung der Einheitszelle statt, wohingegen sich im Kugelhaufenreaktor mit MEDUL-Beschickung an jedem Ort auch abgebrannter Brennstoff befindet. Der Einfluß der Spaltprodukte sowie der Aktinidenelemente des bestrahlten Brennstoffs auf das Energiespektrum im unbestrahlten Brennstoff wird bei einer Zellrechnung nicht berücksichtigt.
- Aufgrund der räumlichen Neutronenflußverteilung werden Brennelemente am Kernrand weniger stark abgebrannt als Brennelemente in der Kernmitte, so daß sich die Isotopenzusammensetzung ändert, was wiederum Rückwirkungen auf das Neutronenspektrum in den einzelnen Zonen hat.
- Der Einfluß des Reflektors am Kernrand auf die Spektralverteilung wird nicht berücksichtigt.
- Es werden keine Leckageeffekte berücksichtigt.

Prinzipielle Aussagen lassen sich jedoch schon aufgrund von Zellrechnungen treffen. Verzichtet man auf die Betrachtung der Rückkopplung von spektralen und räumlichen Effekten, läßt sich der Einfluß der frei wählbaren Parameter des Brennelementes bestimmen. Die Verwendung von kugelförmigen Brennelementen gewährt einen großen Auslegungsspielraum. Die variablen Größen sind im einzelnen:

- Die Anzahl Coated-Particles und damit die Menge an Schwermetall, welche sich in der Graphitmatrix befinden, kann unterschiedlich gewählt werden. Die denkbare Schwermetallbeladung bewegt sich zwischen einigen g und ca. 50 g.
- Die Isotopenzusammensetzung des frischen Brennstoffs kann durch Anreicherung des ^{235}U verändert werden. Die Schwankungsbreite liegt zwischen 0.7 % bei Natururan und 20 % als obere Grenze von nicht waffenfähigem Material.
- Der Radius der Coated-Particles kann verändert werden.

- Die Stärke der SiC-Beschichtung sowie der Werkstoff für das Brennelementcanning (falls vorhanden) können variiert werden.

Der Spielraum, innerhalb dessen es möglich erscheint, die oben angegebenen Parameter zu variieren, ist durch Randbedingungen eingeschränkt, welche im folgenden erläutert werden sollen:

- Die Schwermetallbeladung eines Brennelementes läßt sich nicht beliebig erhöhen, möchte man das Zusammenwirken der Partikelbeschichtung mit dem Vorspannen der Partikel in der Graphitmatrix zur Gewährleistung der Partikelintegrität in allen Betriebszuständen sowie im Störfall sicherstellen. Von Bedeutung ist insbesondere die Integrität des Brennelementes bei extremen Transienten.
- Mit zunehmender ^{235}U -Anreicherung läßt sich der Abbrand der zu entladenden Brennelemente erhöhen. Da mit zunehmendem Abbrand die Spaltproduktrückhaltung in den Coated-Particles abnimmt, ist der maximal zulässige Abbrand begrenzt, wodurch der ^{235}U -Anreicherung eine obere Grenze gesetzt ist.
- Aufgrund der Spaltresonanz des ^{239}Pu -Isotops im thermischen Bereichs bei $E = 0.3$ eV kann es bei stark abgebrannten Brennelementen zu positiven Reaktivitätsbeiträgen bei Erhöhung der Graphittemperatur kommen, was den zulässigen Abbrand ebenfalls begrenzt.
- Die Wahl des Canning-Materials verändert den Neutronenhaushalt des Reaktors. Eine Stahlkapselung z.B. verlangt aufgrund ihrer hohen Neutronenabsorption eine Erhöhung der Brennstoffanreicherung, verschlechtert somit die Brennstoffökonomie und erfordert möglicherweise proliferationsrelevante ^{235}U -Anreicherungen.
- Das Brennelement sollte im Hinblick auf eine möglichst vorteilhafte Neutronenökonomie im Reaktor ausgelegt sein. Unter einer guten Brennstoffökonomie versteht man eine möglichst hohe Spaltstoffausnutzung, d.h. einen möglichst hohen Abbrand bei möglichst geringer Spaltstoffanreicherung. Unterstellt man einen Brennstoffkreislauf ohne Wiederaufbereitung der abgebrannten Brennelemente, so entspricht dies möglichst geringen Restmengen an Spaltstoff in den abgebrannten Brennelementen.

5.2 Ergebnisse

In seinen neutronenphysikalischen Eigenschaften unterscheidet sich Coated-Particle-Brennstoff wesentlich von den UO_2 -Pellets in Leichtwassereaktoren. Die in einer Graphitmatrix eingebetteten Coated-Particles mit einem Radius von $500\ \mu$ bilden im Vergleich zu den Pellets im Hüllrohr eines Druckwasserreaktors einen relativ homogen verteilten Brennstoff. Die Flußabsenkung im Brennstoff und die damit verbundene Selbstabschirmung ist daher im Coated Particle viel geringer als im Pellet. Die Selbstabschirmung im Brennelement ist vom Isotopenverhältnis zwischen Uran- und Kohlenstoffatomen abhängig. Durch

die Neutronenabsorption in Coated-Particles an den äußeren Schichten der Graphitmatrix "sehen" die im Zentrum der Graphitmatrix liegenden Coated-Particles einen geringeren Neutronenfluß. Dieser Effekt ist von der relativen Dichte der Coated-Particles in der Graphitmatrix abhängig, ändert sich infolgedessen mit dem Schwermetallgehalt im Brennstoff sowie der ^{235}U -Anreicherung.

Charakteristisch für die Besonderheiten von Coated-Particle-Brennstoff sind die im Vergleich zu Pellet-Brennstoff wesentlich höheren Resonanzintegrale. Als Resonanzintegral wird die Mittelung des Absorptionswirkungsquerschnitts über das epithermische (gemäß $\frac{1}{E}$ verlaufende) Spektrum bezeichnet:

$$RI := \int_{E_0}^{\infty} \frac{dE}{E} \sigma_a(E) \quad (5.5)$$

Die Integrationsgrenze E_0 bezeichnet die untere Grenze des epithermischen Bereichs, während die obere Integrationsgrenze in der Praxis durch die höchste vom Rechenprogramm berücksichtigte Energie bestimmt ist. Im Rahmen des VSOP-Programmes sind die Grenzen 1.86 eV bzw. 10 MeV.

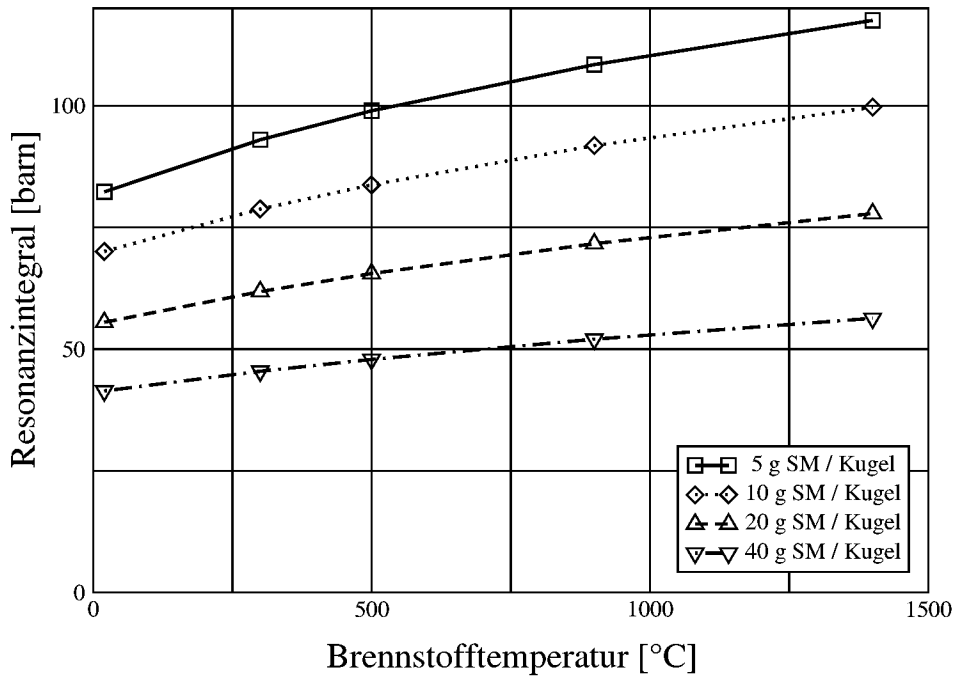
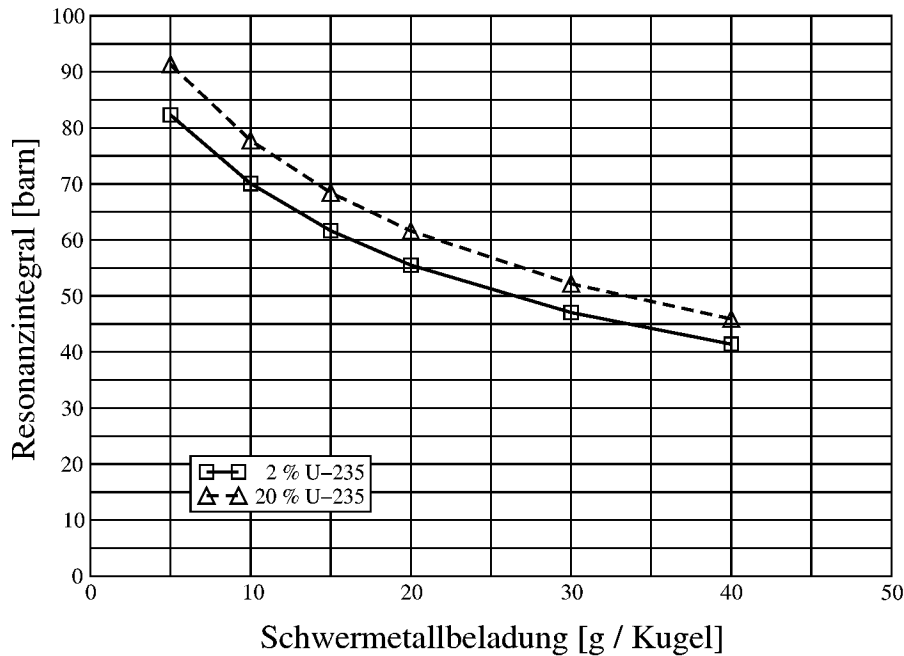


Abbildung 5.1: ^{238}U -Resonanzintegral in Abhängigkeit der Brennstofftemperatur und der Schwermetallbeladung des Brennelementes

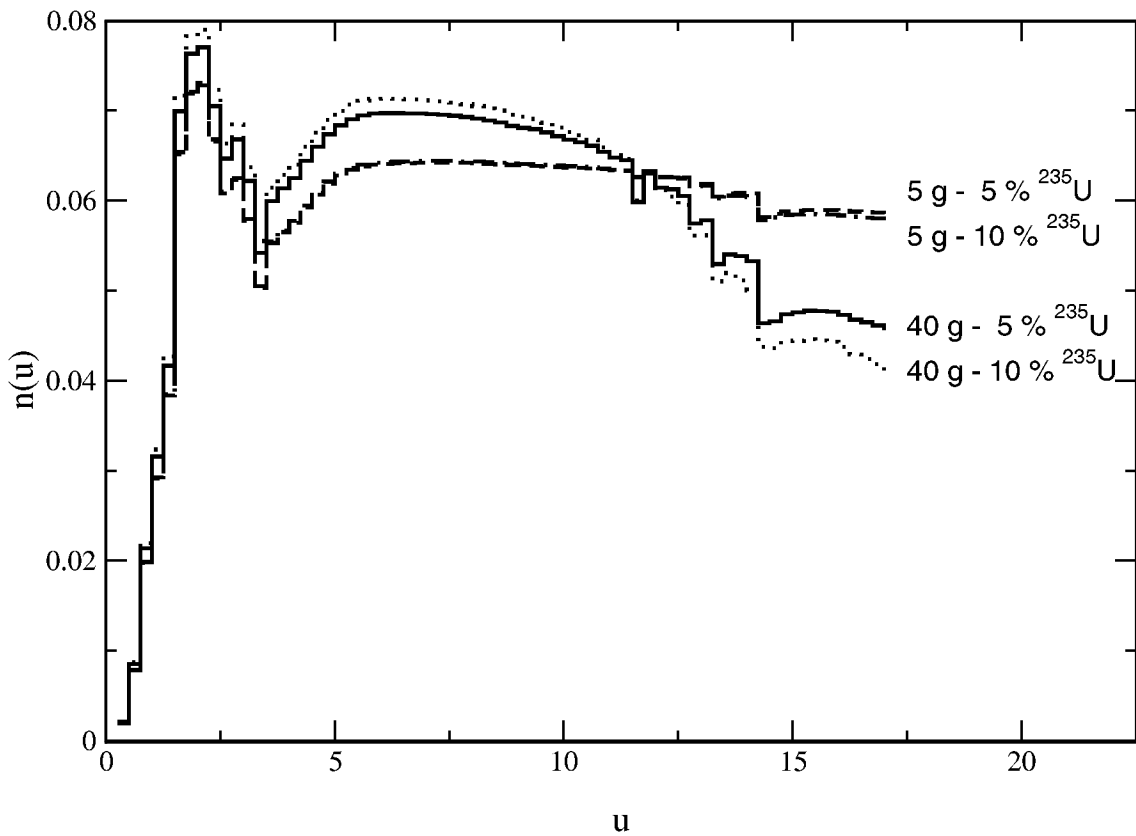
Abbildung 5.1 zeigt das mit dem GAM-ZUT-Programm berechnete Resonanzintegral für ^{238}U in Abhängigkeit der Brennstofftemperatur, Abb. 5.2 das Resonanzintegral in Abhängigkeit des Schwermetallgehaltes für unterschiedliche ^{235}U -Anreicherungen. Es zeigt sich die


 Abbildung 5.2: ^{238}U -Resonanzintegral in Abhängigkeit der Schwermetallbeladung

erwartete Zunahme des Resonanzintegrals infolge des Doppler-Effektes bei Erhöhung der Brennstofftemperatur. Der zugrundeliegende Effekt ist die Verbreiterung der Absorptionsresonanzen im ^{238}U bei zunehmender thermischer Bewegung der Urkerne. Die Zunahme der Resonanzabsorption infolge einer Temperaturerhöhung im Brennstoff führt zur Abnahme der Reaktorleistung bei Temperaturerhöhung und stellt somit den wichtigsten Mechanismus zur Reaktorregelung dar.

Abbildung 5.2 zeigt das Resonanzintegral für Brennelemente mit einer Schwermetallbeladung zwischen 5 g und 40 g pro Kugel und für eine ^{235}U -Anreicherung von 2 % und 20 %. Die Grenzen der ^{235}U -Anreicherung sind derart gewählt, daß die Nukliddichte der ^{238}U -Kerne der Dichte von frischem bzw. abgebranntem Brennstoff entspricht. Da eine höhere ^{235}U -Anreicherung gleichzeitig eine geringere Anzahl an ^{238}U -Kernen bedeutet, kann man das Resonanzintegral von abgebranntem Brennstoff in guter Näherung durch frischen Brennstoff mit einer entsprechend höheren ^{235}U -Anreicherung nachbilden. Für die Berechnung des Reaktorkerns interpoliert der VSOP-Code die Resonanzintegrale entsprechend den ^{238}U -Nukliddichten. Der Zunahme der Moderation durch anwesende Spaltprodukte in bestrahltem Brennstoff wird bei dieser Methode nicht Rechnung getragen.

Da eine höhere Schwermetallbeladung gleichzeitig eine stärkere Heterogenität der Brennstoffverteilung bedingt, verstärkt sich bei dem Hinzufügen weiterer Coated-Particles die Selbstabschirmung. Das Resonanzintegral nimmt daher, wie in Abb. 5.2 zu erkennen, mit zunehmender Schwermetallbeladung ab. Eine Verachtfachung des Schwermetallgehaltes von 5 g pro Kugel auf 40 g pro Kugel führt zu einer Halbierung des Resonanzintegrals von ca. 80 barn auf ca. 40 barn. Erhöht man die ^{235}U -Anreicherung, so erhöht sich ebenfalls das Resonanzintegral, da die Dichte der Absorberkerne im Brennstoff und somit die Heterogenität abnimmt. Im Vergleich zu diesen Werten sind die Resonanzintegrale für den wesentlich inhomogener verteilten Pellet-Brennstoff bei Reaktoren mit stabförmigen Brennelementen mit ca. 10 - 20 barn deutlich geringer [44].



$$u := \ln \left(\frac{1 \text{ MeV}}{E} \right), \quad \int_0^\infty du n(u) = 1$$

Abbildung 5.3: Schnelles Spektrum bei unterschiedlicher Brennelementauslegung

Eine Veränderung des Verhältnisses von ^{235}U - zu Moderator-kernen (^{12}C und ^2H) und die unterschiedliche Verteilung des Brennstoffes über das Brennelement wirken sich unmittelbar auf die Spektralverteilung der Neutronen aus. Das Neutronenspektrum verändert sich

daher mit dem Schwermetallgehalt im Brennelement. Abbildung 5.3 zeigt den Neutronenfluß in Abhängigkeit der Lethargie $u := \ln \frac{E_0}{E}$ bei unterschiedlicher Brennelementauslegung. Brennelemente mit 40 g Schwermetall pro Kugel zeigen ein deutlich härteres Spektrum als Brennelemente mit 5 g Schwermetall pro Kugel. Die ^{235}U -Anreicherung hat dagegen eine geringe Auswirkung auf den Verlauf des Spektrums, allerdings nicht auf die Höhe des thermischen Endes. Das Verhältnis von thermischen zu schnellen Neutronen hängt im wesentlichen vom Moderationsverhältnis ab, also auch von der ^{235}U -Anreicherung.

Die Änderung der Brennstoffverteilung über das Brennelement und die damit verbundene Veränderung der Selbstabschirmung des Brennstoffes sowie der Spektralverteilung verändern gemäß Gleichung 5.1 die effektiven über Raum und Energievariable gemittelte Zellwirkungsquerschnitte. Die in der Abbildung 5.4 wiedergegebenen Graphen zeigen den Einfluß der Schwermetallbeladung auf die mikroskopischen Wirkungsquerschnitte.

In der oberen Hälfte sind links der thermische Spaltwirkungsquerschnitt ($\int_{1.86\text{eV}}^{1.86\text{eV}} dE...$), multipliziert mit der Anzahl der pro Spaltung erzeugten Neutronen sowie rechts der epithermische Absorptionswirkungsquerschnitt ($\int_{1.86\text{eV}} dE...$) wiedergegeben. Sowohl der thermische Spalt- als auch der epithermische Absorptionswirkungsquerschnitt nehmen mit zunehmender Schwermetallbeladung ab. Der mikroskopische Spaltwirkungsquerschnitt ändert sich zudem stark bei einer Erhöhung der ^{235}U -Anreicherung von 1 % auf 10 % (Abb. 5.4 links oben). Dies ist einsichtig, da eine Erhöhung der ^{235}U -Kernzahldichte um den Faktor 10 die Selbstabschirmung im Brennstoff weiter verstärkt. Der Einfluß auf den Absorptionswirkungsquerschnitt des ^{238}U ist, wie Abb. 5.4 rechts oben zeigt, wesentlich geringer, was verständlich erscheint, da sich die absolute Anzahl der ^{238}U -Kerne in diesem Bereich wenig ändert. Die in der oberen Hälfte der Abbildung 5.4 dargestellten Abhängigkeiten der Wirkungsquerschnitte von dem Schwermetallgehalt im Brennelement sind maßgeblich durch die räumliche Neutronenflußverteilung bedingt.

Betrachtet man die Mittelung der mikroskopischen Wirkungsquerschnitte über das gesamte Energiespektrum, so ergibt sich das in den unteren Graphen der Abbildung 5.4 dargestellte Verhalten. Der Spaltwirkungsquerschnitt $\nu\bar{\sigma}_f$ nimmt mit zunehmender Schwermetallbeladung bezogen auf das gesamte Energiespektrum noch stärker ab, der Absorptionswirkungsquerschnitt $\bar{\sigma}_a$ steigt bis auf ein Maximum an, um anschließend wieder abzunehmen. Dieses Verhalten ist durch die Änderung der Spektralverteilung gegeben. Da der Spaltwirkungsquerschnitt im thermischen Bereich am größten ist und einen $\frac{1}{v}$ -Verlauf zeigt, führt eine Spektralhärtung zu einer Verringerung der Spaltrate. Die Härtung des Spektrums bei zunehmender Schwermetallbeladung verstärkt somit die aufgrund der zunehmenden Selbstabschirmung des Brennstoffes vorliegende Tendenz zur Abnahme. Der Absorptionswirkungsquerschnitt (rechts unten in Abb. 5.4) zeigt zunächst das gegenläufige Verhalten. Eine Spektralhärtung führt bis zu einem (je nach U-235-Anreicherung variierenden) Schwermetallgehalt von 10 - 20 g / Kugel zu einer Zunahme der Resonanzabsorption, bei einer weiteren Erhöhung des Schwermetallgehaltes schließlich aufgrund der zunehmenden Selbstabschirmung zu einer Abnahme der Resonanzabsorption.

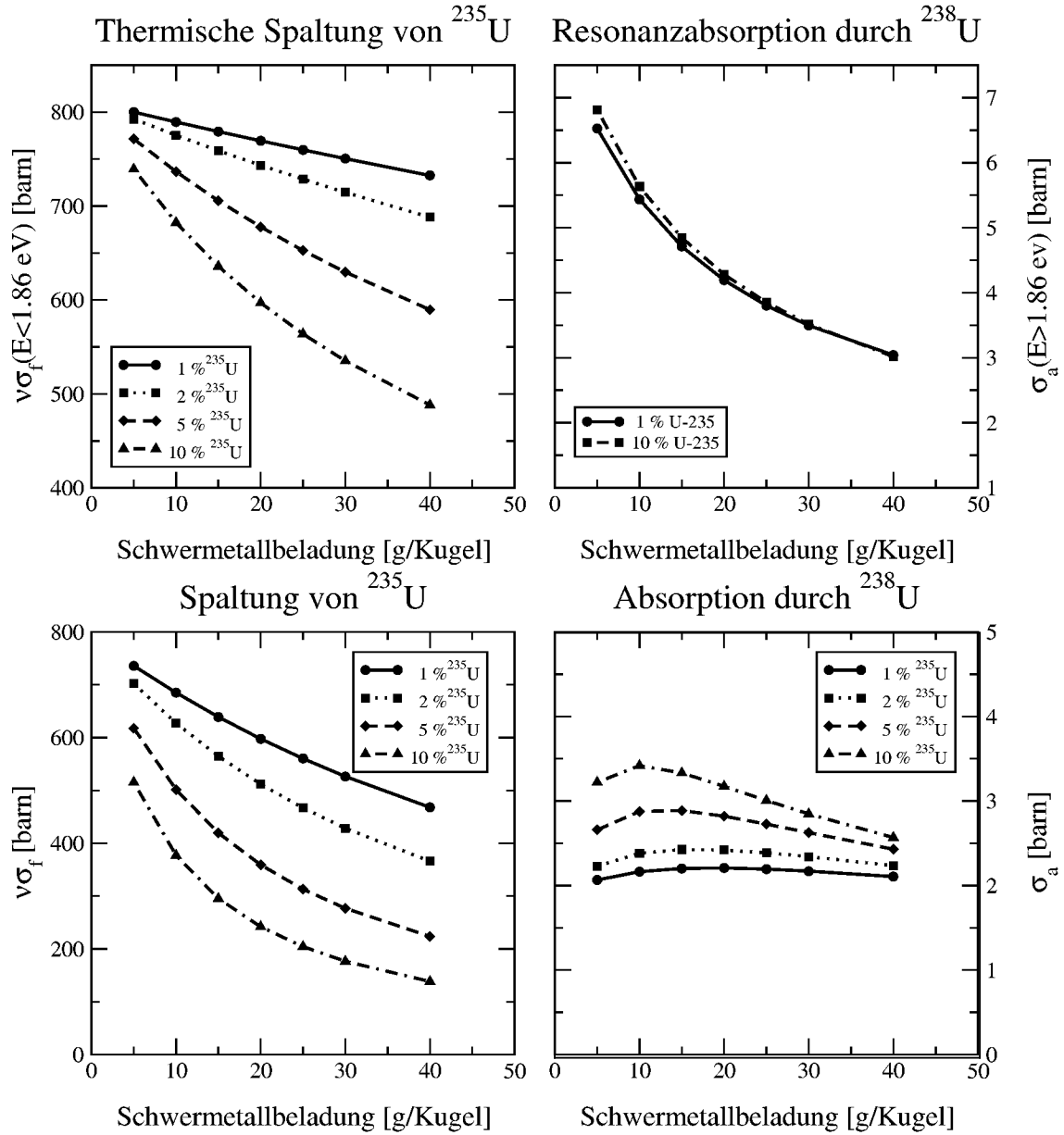
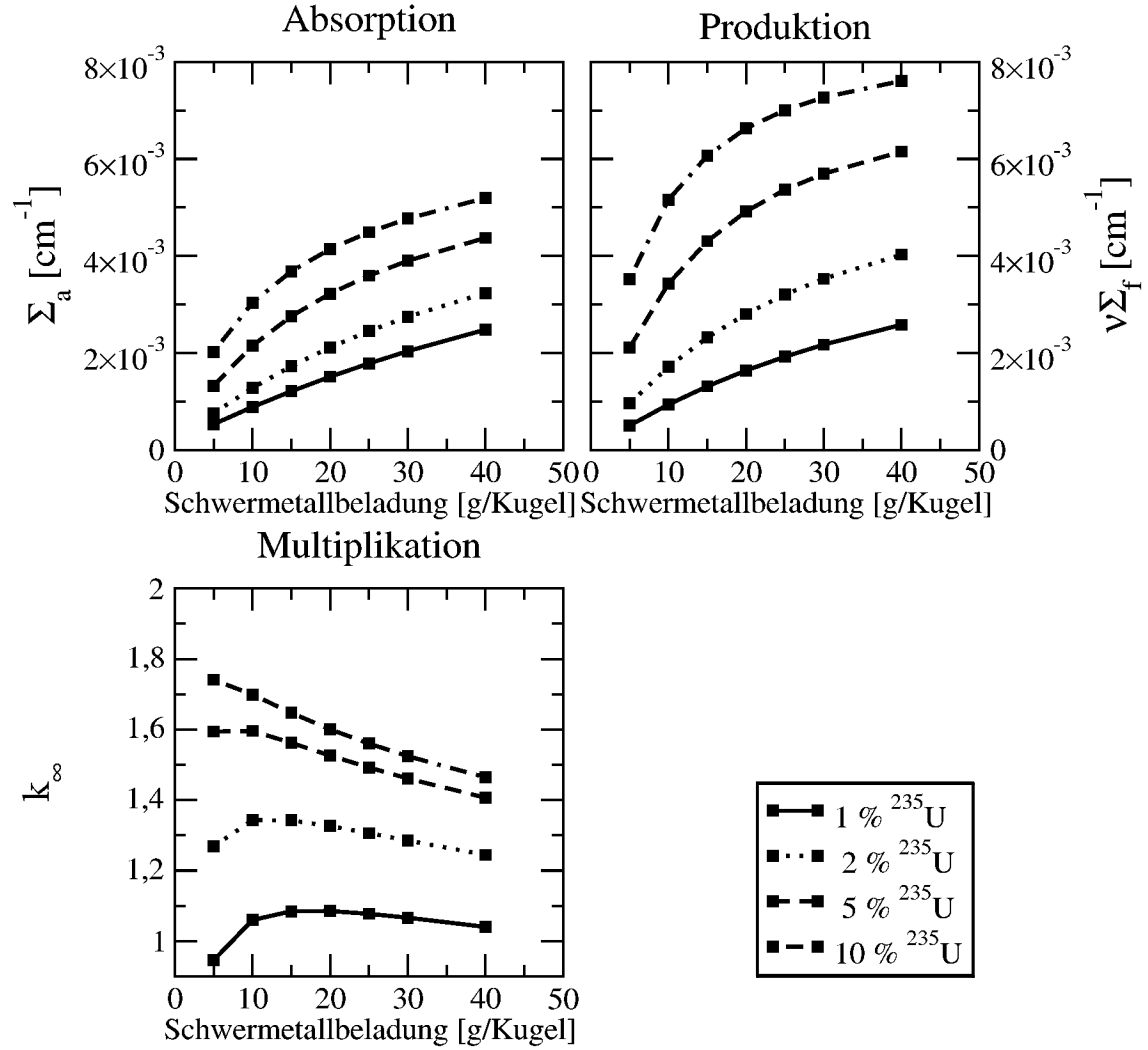


Abbildung 5.4: Mikroskopische Wirkungsquerschnitte

Multipliziert man die in Abb. 5.4 unten dargestellten mikroskopischen Wirkungsquerschnitte mit den Kernzahldichten, so ergeben sich die in Abbildung 5.5 oben dargestellten makroskopischen Wirkungsquerschnitte. Der untere Graph in Abb. 5.5 zeigt die Multiplikationskonstante $k_\infty = \frac{\nu\Sigma_f}{\Sigma_a}$. Aufgrund der proportionalen Zunahme der Kernzahldichten steigt der makroskopische Wirkungsquerschnitt mit zunehmendem Schwermetallgehalt im

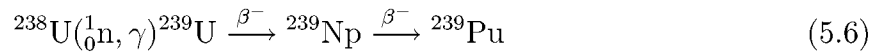

 Abbildung 5.5: Makroskopische Wirkungsquerschnitte und k_∞

Gegensatz zum mikroskopischen Wirkungsquerschnitt an. Bei Anreicherungen unter 5% gibt es ein Maximum für k_∞ , welches mit zunehmender ²³⁵U-Anreicherung zu geringeren Schwermetallbeladungen wandert. Bei einer Schwermetallbeladung von mehr als 20 g / Kugel führt das hinzufügen weiterer Coated-Particles zum Brennelement unabhängig von der ²³⁵U-Anreicherung zu einer Abnahme von k_∞ . Aus Sicht der Neutronenökonomie sind Schwermetallbeladungen von mehr als 20 g / Kugel also nicht sinnvoll.

Betrachtet man in Abb. 5.5 die Werte für k_∞ , so kann der Einsatz von Natururan ausgeschlossen werden. Unterstellt man Leckageraten von ca. 10 %, so ist $k_{eff} > 1$ auch bei auf 1 % ²³⁵U angereichertem Brennstoff nicht erreichbar. Hier unterscheidet sich ein D₂O-Kugelhaufenreaktor wesentlich von einem CANDU-Reaktor, der mit Natururan be-

trieben werden kann. Ursache ist die im Vergleich zu Pellet-Brennstoff hohe Homogenität des Coated-Particle-Brennstoffs, welche zu einer stärkeren Resonanzabsorption führt. Bei Verwendung von Coated-Particle-Brennstoff ist demnach eine Anreicherung des Brennstoffs unerlässlich.

Für eine Brennelementauslegung ist neben der Neutronenbilanz des frischen Brennelementes auch die Bilanz eines bestrahlten Brennelementes zu betrachten. Das Entstehen von Spaltnukliden mit hohem Absorptionswirkungsquerschnitt und der Verbrauch von Spaltstoff verändern die makroskopischen Wirkungsquerschnitte und somit die Reaktivitätsbilanz. Der Aufbau von Plutonium und anderen Aktinidenenlementen durch (n,γ) -Reaktionen im ^{238}U und anschließendem β -Zerfall gemäß



beeinflussen die Reaktivitätsbilanz. Das entstehende Isotop ^{239}Pu ist selbst spaltbar und erhöht somit den makroskopischen Spaltwirkungsquerschnitt Σ_{Spalt} . Zugleich bauen sich die höheren Pu-Isotope ^{240}Pu , ^{241}Pu und ^{242}Pu auf, aus denen durch β -Zerfälle und (n,γ) -Reaktionen weitere Aktinidenisotope entstehen. Die Abhängigkeit des Aktinidenvektors ist wesentlich vom Spektrum des Reaktors abhängig. Ein epithermisches Spektrum fördert die Resonanzabsorption, ein thermisches Spektrum die Spaltung von Pu-Isotopen.

Abbildung 5.6 zeigt die Entwicklung des Pu-Vektors bei unterschiedlichen Brennelementauslegungen. Dargestellt sind in der oberen Hälfte die Ergebnisse von Rechnungen für Brennstoff mit 5 % ^{235}U , in der unteren Hälfte mit 10 % ^{235}U . Die Anreicherungen entsprechen, wie die Auslegungsrechnungen für den Reaktorkern ergeben, ungefähr den notwendigen Anreicherungen, um einen Abbrand von 50 GWd/t bzw. 100 GWd/t zu erreichen. Der abbrandabhängige Isotopenvektor ist deshalb für Brennstoff mit 5% ^{235}U bis 50 GWd/t, für Brennstoff mit 10% ^{235}U bis 100 GWd/t berechnet. Der Schwermetallgehalt wird bei beiden Anreicherungen zwischen 5 g und 40 g pro Brennelement variiert. Die Plutoniumvektoren am Abbrandende sind in Tabelle 5.1 wiedergegeben.

Die Entwicklung des Pu-Vektors mit zunehmendem Abbrand zeigt die Konkurrenz unterschiedlicher Kernreaktionen. Bei geringem Abbrand dominiert die Produktion von ^{239}Pu durch (n,γ) -Reaktion in ^{238}U . Mit zunehmendem Abbrand bauen sich durch (n,γ) -Reaktionen die höheren Pu-Isotope ^{240}Pu , ^{241}Pu und ^{242}Pu auf, von denen das Isotop ^{241}Pu wiederum in thermischen Reaktoren spaltbar ist.

Es ergeben sich, abhängig von der Schwermetallbeladung, deutliche Unterschiede bei der erzeugten Plutoniummenge und dem Isotopenvektor. Mit zunehmendem Schwermetallgehalt im Brennelement steigt die Masse an insgesamt produziertem Plutonium stärker als proportional an. Die auf die produzierte Energiemenge erzeugte Plutoniummasse steigt bei Erhöhung der Schwermetallbeladung, wie in Tabelle 5.1 wiedergegeben, im untersuchten Parameterbereich um etwa das dreifache an. Die energiebezogene Pu-Masse ist bei

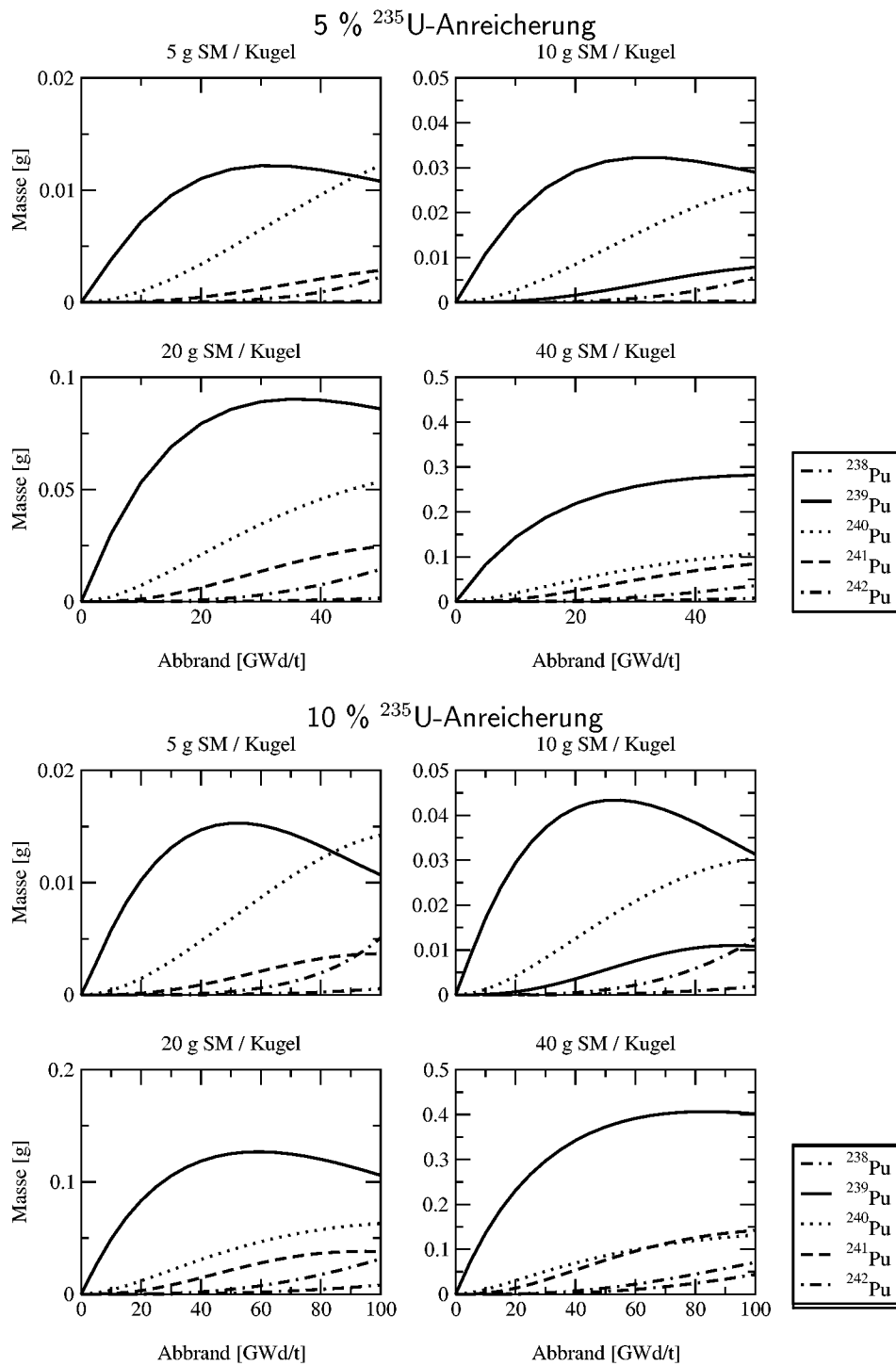


Abbildung 5.6: Zeitliche Entwicklung des Pu-Vektors

Abbrand	[GWd/t]	50				100			
Schwermetallgehalt	[g/Kugel]	5	10	20	40	5	10	20	40
^{238}Pu	[g/Kugel]	0.000	0.002	0.006	0.035	0.001	0.002	0.008	0.044
^{239}Pu	"	0.011	0.029	0.086	0.282	0.011	0.031	0.106	0.402
^{240}Pu	"	0.012	0.026	0.054	0.107	0.014	0.030	0.063	0.132
^{241}Pu	"	0.003	0.008	0.025	0.085	0.004	0.011	0.038	0.142
^{242}Pu	"	0.002	0.006	0.014	0.036	0.005	0.012	0.031	0.071
Pu insges.	"	0.029	0.070	0.185	0.545	0.034	0.087	0.246	0.790
Pu insges.	[g/GWh]	4.776	5.830	7.714	11.349	2.853	3.620	5.132	8.230

Tabelle 5.1: Plutoniumvektor in einem abgebrannten Brennelement

Brennelementen mit hoher ^{235}U -Anreicherung und hohem Abbrand geringer als bei Brennelementen mit niedriger ^{235}U -Anreicherung und niedrigem Abbrand. Die absolute Menge an produziertem Pu ist bei einem Brennelement mit hohem Abbrand erwartungsgemäß größer als bei einem Brennelement mit niedrigem Abbrand.

Der Pu-Isotopenvektor verschiebt sich mit abnehmendem Schwermetallgehalt zugunsten der höheren Pu-Isotopen. Nach Erreichen des Zielabbrandes dominiert bei einer stark moderierten Kugel mit 5 g Schwermetall pro Brennelement das Isotop ^{240}Pu , bei allen höheren Schwermetallbeladungen ist das Isotop ^{239}Pu am stärksten vertreten. Die unterschiedliche zeitliche Entwicklung des Isotopenvektors ist auf das unterschiedliche Verhältnis von Resonanzabsorption und Spaltung zurückzuführen. Bei Erhöhung der Schwermetallbeladung steigt (bei angereichertem Brennstoff) die Absorptionsrate stärker als die Spaltrate, so daß weniger des entstehenden ^{239}Pu verbrannt und mehr erzeugt wird. Die relativen Isotopenanteile ändern sich bei einer gleichzeitigen Erhöhung der ^{235}U -Anreicherung und des Abbrandes nur geringfügig.

Kapitel 6

Auslegung des Reaktorkerns

6.1 Fragestellungen

Im Unterschied zu Zellrechnungen, welche den Reaktor als *unendlich* ausgedehnte Anordnung behandeln, dienen Kernauslegungsrechnungen der Bestimmung physikalischer Eigenschaften *endlicher* Anordnungen aus Spaltstoff und Moderator. Das Ziel der Rechnungen besteht darin, die Anordnung aus Schwermetall, Moderator und Strukturmaterial zu bestimmen, welche die an den Reaktorkern gestellten Anforderungen optimal erfüllt. Mögliche Optimierungsziele der Kernauslegung sind:

- Brennstoffkreislauf
- Leistungsverteilung
- Reaktivitätskoeffizienten

Da diese Ziele auch evtl. gegenläufig sein können, kommt es bei der Kernauslegung darauf an, ein Optimum zu finden bzw. die verschiedenen Kriterien zu gewichten. So kann eine hohe Konversionsrate die Bildung von ^{239}Pu fördern und somit den Uranverbrauch senken, auf der anderen Seite aber dazu führen, daß sich im abgebrannten Brennelement größere Mengen Pu-Isotope befinden. Sicherlich ist eine gute Brennstoffnutzung irrelevant, wenn die nukleare Stabilität des Reaktors nicht gewährleistet ist. Die Einhaltung der Stabilitätskriterien stellt eine Randbedingung dar, welche grundsätzlich einzuhalten ist. Auf sie wird in den folgenden Kapiteln eingegangen. Die neutronenphysikalischen Größen, welche von Interesse sind, sind im folgenden:

- Neutronenfluß- und Leistungsverteilung ($\Phi(\vec{x})$, $\dot{q}'''(\vec{x})$)
- Kritikalität (k_{eff})
- Nukliddichten der Brennelemente in Abhängigkeit des Abbrandes

6.2 Parameter der Kernausslegung

Die Auslegung eines Reaktorkerns erfolgt iterativ zwischen den thermodynamischen und neutronenphysikalischen Berechnungen unter Berücksichtigung der durch die Werkstoffeigenschaften vorgegebenen Randbedingungen. Die wichtigsten veränderlichen Parameter des Reaktorkerns im Hinblick auf die neutronenphysikalische Auslegung sind im folgenden zusammengestellt:

- Abmessungen des Reaktorkerns
- Topologie des Reaktorkerns
- Werkstoffe für Kerneinbauten
- Beschickungsverfahren
- Moderationsverhältnis
- Spaltstoffanreicherung

Die Reaktorabmessungen (siehe Tabelle 3.2) sowie die grundsätzliche thermodynamische Auslegung des Kerns werden in der vorliegenden Arbeit als gegeben betrachtet. Der Entwurf des ringförmigen Kerns mit einer graphitischen Mittelsäule ist Ergebnis der vorangegangenen Arbeiten von Elicker [11] und Kugeler [29]. Bei der Wahl der Werkstoffe für die Reaktoreinbauten ergeben sich aufgrund neutronenphysikalischer Betrachtungen im Vergleich zu dem Konzeptvorschlag von Elicker und Kugeler leichte Abweichungen. Als Linerwerkstoff ist nicht FeCrNi-Stahl sondern entweder Aluminium, Zirkalloy oder eine reine SiC-Beschichtung vorgesehen, da sich ein Stahlliner aufgrund der starken Neutronenabsorption nachteilig auswirkt. Die Neutronen, welche in die Mittelsäule eindringen, würden zu einem großen Teil im Stahlliner absorbiert, so daß die ^{235}U -Anreicherung im Brennstoff wesentlich höher ausfallen müsste. Desweiteren wäre die Wirksamkeit von Abschalt- und Regelstäben in der Mittelsäule aufgrund der Neutronenabschirmung durch den Liner sehr gering.

Bei vorgegebenen Kernabmessungen, Werkstoffen sowie festgelegter Reaktorleistung bildet das Brennelement sowie das Beschickungsverfahren die freien Parameter. Im vorliegenden Fall soll der Reaktor gemäß dem MEDUL-Verfahren beschickt werden, so daß nur die Gestaltung der Brennelemente variiert werden soll. Die Untersuchungen konzentrieren sich auf den Einfluß der Schwermetallbeladung und der ^{235}U -Anreicherung. Bei vorher festgelegtem Zielabbrand ergibt sich die notwendige Spaltstoffanreicherung der frischen Brennelemente als Funktion von Zielabbrand und Schwermetallbeladung. In einem realen Reaktor würde man Brennelemente mit einer definierten Anreicherung derart zuführen und entladen, daß der Reaktor immer kritisch bleibt und somit einen Zielabbrand erreichen, der jedoch aufgrund der statistischen Schüttung von Brennelement zu Brennelement abweichen kann. In der Rechnersimulation wird die ^{235}U -Anreicherung bestimmt, welche notwendig ist, um

einen vorgegebenen Abbrand zu erreichen.

Abbrand [GWd/t]	Schwermetall- beladung [g / Kugel]	Verweilzeit im Reaktorkern [d]	Entlade- frequenz [h ⁻¹]	Schnelle Neu- tronendosis [10 ²¹ cm ⁻²]
50	5	318	750	0.33
	10	635	375	0.68
	20	1271	188	1.37
	40	2542	94	2.75
100	5	635	375	0.66
	10	1271	188	1.35
	20	2542	94	2.72
	40	5083	47	5.44

Tabelle 6.1: Standzeit der Brennelemente im Reaktorkern

In Tabelle 6.1 sind die Parameter der untersuchten Kernausslegungen im Überblick dargestellt. Der Schwermetallgehalt in den Brennelementen wird zwischen 5 g pro Kugel und 40 g pro Kugel variiert. Zum Vergleich werden Reaktorkerne mit maximalen Abbränden von 50 GWd/t und 100 GWd/t betrachtet. Da ein Zielabbrand von 100 GWd/t dem Stand der Technik für Hochtemperaturreaktoren entspricht, liegt es nahe, diesen Wert auch für den schwerwassergekühlten Kugelhaufenreaktor vorzusehen. Insbesondere die hervorragende Spaltproduktückhaltung in kugelförmigen Brennelementen mit Coated-Particle-Brennstoff ermöglicht hohe Abbrände. Da ein Abbrand von 50 GWd/t heutzutage mit LWR-Brennstoff erzielbar ist, wird zum Vergleich ein schwerwassermodierter Kugelhaufenreaktor mit einem Zielabbrand von 50 GWd/t betrachtet.

Mit zunehmendem Abbrand muß die Menge an Spaltstoff in den frischen Brennelementen erhöht werden, um die Reaktivitätsverluste durch die Bildung von Spaltprodukten zu kompensieren. Gleichzeitig mit dem Zielabbrand steigt die Verweilzeit der Brennelemente im Kern und somit auch die schnelle Neutronendosis, der das Brennelement ausgesetzt ist. Es muß gewährleistet sein, daß sowohl der Kugelgraphit als auch die Brennelementumhüllung dieser Belastung standhalten. Die rechte Spalte in Tabelle 6.1 gibt die mittels Abbrandrechnungen bestimmte schnelle Neutronendosis (Neutronen mit einer Energie $E > 1.86$ eV) wieder. Die Rechnungen ergeben, daß eine Brennelementkugel mit 40 g Schwermetall bei einem Abbrand von 100 GWd/t eine schnelle Dosis von $5.44 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ erhält. Dies liegt innerhalb der für Hochtemperaturreaktoren vorgesehenen Grenzen und stellt im Hinblick auf den Brennelementgraphit keine Grenze für die Kernausslegung dar [25], [48]. Die Bestrahlung von mit SiC beschichteten Brennelementen muß dabei gesondert betrachtet werden.

6.3 Neutronenbilanz des Reaktorkerns

Wesentliche Aspekte eines Reaktorkerns lassen sich am Einfluß der Auslegungsparameter auf die Neutronenbilanz ablesen. Zu quantitativen Aussagen betrachtet man das "Schicksal" eines Neutrons bzw. einer Anzahl Neutronen, welche im Kern infolge von Spaltungen entstehen. Für ein im Kern "geborenes" Neutron unterscheidet man dazu die folgenden Möglichkeiten:

- Das Neutron verläßt den Reaktorkern über die Oberfläche (Leckage).
- Das Neutron wird im Schwermetall absorbiert.
- Das Neutron wird in Spaltprodukten absorbiert.
- Das Neutron wird im Strukturmaterial oder im Moderator absorbiert.

Die Leckagerate, welche möglichst gering sein sollte, hängt im wesentlichen von der Kernoberfläche, dem Kernvolumen und der mittleren freien Absorptionsweglänge ab. Der Einfluß der Geometrie wird am Beispiel der Hochtemperaturreaktoren deutlich. Während im Kern eines großen Hochtemperaturreaktors wie dem THTR die Leckagerate 7 % beträgt, ist diese im Kern des HTR-Modul-Reaktors mit einem ungünstigeren Verhältnis von Oberfläche zu Volumen mit 13 % deutlich höher [48].

Tabelle 6.2 gibt das "Schicksal" von 100 Neutronen im Kern des D₂O-Kugelhaufenreaktors sowie die anteilige Absorption in den wichtigsten Schwermetallisotopen wieder. Es ist eine deutliche Abhängigkeit vom Schwermetallgehalt festzustellen. Während die Leckagerate bei einer Schwermetallbeladung von 5 g pro Kugel Leckageraten von über 15 % besitzt, nimmt diese mit zunehmender Schwermetallbeladung bis auf ca. 5 % ab. Die Abnahme der Leckageraten mit zunehmendem Schwermetallgehalt in den Brennelementen ist durch die abnehmende mittlere freie Absorptionsweglänge λ_a im Reaktorkern bedingt. Da

$$\lambda_a = \frac{1}{\Sigma_a} = \frac{1}{\Sigma_a^B + \Sigma_a^{Mod} + \Sigma_a^{Strukt}} \quad (6.1)$$

und

$$\Sigma_a^B = N_{SM}\sigma_a^{SM} + N_{SP}\sigma_a^{SP} \quad (6.2)$$

(mit SM = "Schwermetall" und SP = "Spaltprodukte") gilt, nimmt die mittlere freie Weglänge der Neutronen mit zunehmender Schwermetallbeladung aufgrund des ansteigenden makroskopischen Absorptionswirkungsquerschnittes Σ_a^B im Brennstoff ab. Die Neutronen aus der Kernmitte erreichen den Kernrand mit einer geringeren Wahrscheinlichkeit, da sie auf dem Weg dorthin stärker absorbiert werden. Dies wird ersichtlich, wenn man in Tabelle 6.2 gleichzeitig die Zunahme der Absorption im Schwermetall betrachtet. Während bei einer Schwermetallbeladung von 5 g pro Brennelement lediglich 65 % der Neutronen

Abbrand	[GWd/t]	50				100			
SM-Gehalt	[g/Kugel]	5	10	20	40	5	10	20	40
Absorption in									
²³⁴ U	%	0.12	0.11	0.10	0.10	0.18	0.17	0.15	0.16
²³⁵ U	%	36.96	30.33	24.87	23.15	36.30	30.33	25.53	25.00
²³⁶ U	%	0.18	0.26	0.35	0.51	0.37	0.53	0.71	1.04
²³⁸ U	%	13.12	18.87	23.94	27.39	11.73	16.65	21.00	24.49
²³⁷ Np	%	0.04	0.07	0.11	0.16	0.13	0.23	0.33	0.44
²³⁹ Np	%	0.03	0.03	0.02	0.02	0.02	0.02	0.02	0.01
²³⁸ Pu	%	0.01	0.03	0.05	0.07	0.07	0.14	0.21	0.20
²³⁹ Pu	%	10.88	16.39	20.90	22.86	10.62	15.42	19.38	21.17
²⁴⁰ Pu	%	1.88	3.60	5.31	6.38	2.55	4.24	5.78	6.70
²⁴¹ Pu	%	1.40	2.90	4.30	4.67	2.20	3.78	5.08	5.03
²⁴² Pu	%	0.02	0.06	0.15	0.24	0.06	0.17	0.35	0.45
Abs. im Schwermetall	%	64.64	72.71	80.20	85.81	64.28	71.78	78.81	85.29
Abs. in Spaltprodukten	%	7.27	8.26	8.37	7.42	10.28	11.43	11.26	8.91
Abs. in Strukturmaterial	%	10.71	6.67	3.33	1.27	9.38	5.55	2.58	0.81
Leckage aus Reaktorkern	%	17.38	12.36	8.10	5.50	16.06	11.24	7.35	4.99

Tabelle 6.2: Neutronenbilanz des Reaktorkerns

im Schwermetall absorbiert werden, steigt dieser Wert für Brennelemente mit 40 g Schwermetall auf 85 % an. Der Anteil der in den Spaltprodukten absorbierten Neutronen erweist sich dagegen als weitgehend unabhängig vom Schwermetallgehalt und nimmt erwartungsgemäß mit dem Abbrand zu. Die Absorption im Strukturmaterial fällt von ca. 10 % bei 5 g Schwermetall pro Brennelement auf ca. 1 % aller Neutronen bei 40 g Schwermetall pro Brennelement. Da die Menge an Strukturwerkstoff nicht mit dem Schwermetallgehalt der Brennelemente ansteigt, nimmt die Wahrscheinlichkeit, daß ein Neutron durch Kerne der Strukturmaterialien absorbiert wird, mit zunehmendem Schwermetallgehalt ab. Die Abhängigkeit vom Abbrand des Reaktorkerns erweist sich dagegen als verschwindend gering. Für einen Kern mit einem Zielabbrand von 100 GWd/t liegt die Absorption in den Spaltprodukten um 2 - 3 % höher als bei einem Zielabbrand von 50 GWd/t.

Die Absorptionsraten in den unterschiedlichen Schwermetallisotopen ändern sich ebenfalls mit dem Schwermetallgehalt des Brennelementes. Mit zunehmendem Schwermetallgehalt nimmt die Absorption im ^{235}U ab, während die Absorption im ^{238}U und ^{239}Pu zunimmt. Diese Tendenz ist auch in Tabelle 6.3 abzulesen. Dargestellt ist hier die anteilige Herkunft von 100 Spaltneutronen aus Spaltungen in den jeweiligen Isotopen. Mit zunehmendem Schwermetallgehalt finden weniger Spaltungen im ^{235}U , dagegen deutlich mehr Spaltungen in den Isotopen ^{239}Pu sowie ^{241}Pu statt. Das Verhältnis von Neutronen aus Spaltungen in Uran- zu Plutoniumkernen ändert sich von ca. 75 % zu 25 % auf 50 % zu 50 %, wenn man den Schwermetallgehalt des Kernes von 5 g pro Brennelement auf 40 g pro Brennelement erhöht. Dies ist auf die zunehmende Bildung von Pu-Isotopen zurückzuführen, worauf in den folgenden Abschnitten im Detail eingegangen wird. Der ebenfalls stark mit dem Schwermetallgehalt ansteigende Anteil an Spaltungen im ^{238}U ist durch die zunehmende Härtung des Spektrums bedingt. Der Anteil nimmt zwischen 5 g und 40 g pro Kugel von ca. 0.1 % auf 1 % um eine Größenordnung zu, ist für die Neutronenbilanz aber in allen untersuchten Fällen von untergeordneter Bedeutung. Der Einfluß des Abbrandes auf die Herkunft der Spaltneutronen erweist sich als gering und zeigt keine eindeutige Tendenz. Bei einem Schwermetallgehalt von 10 g und 20 g pro Brennelement ist der relative Anteil der Spaltungen in Pu-Isotopen geringer, bei einem Schwermetallgehalt von 5 g und 40 g pro Kugel höher als in U-Isotopen, wobei die Differenz zwischen 0.2 % und 3.2 % beträgt.

Abbrand	[GWd/t]	50				100			
SM-Gehalt	[g/Kugel]	5	10	20	40	5	10	20	40
Spaltung von									
^{235}U	%	76.28	62.50	50.94	46.59	74.97	62.43	52.15	49.37
^{238}U	%	0.12	0.24	0.48	0.95	0.11	0.23	0.45	0.89
^{239}Pu	%	20.51	30.84	39.08	42.12	20.03	28.97	36.13	38.56
^{241}Pu	%	3.08	6.40	9.46	10.27	4.86	8.34	11.19	11.02

Tabelle 6.3: Herkunft der Spaltneutronen

6.4 Brennstoffkreislauf

Eine Änderung der Wirkungsquerschnitte für Spaltung und Resonanzabsorption, wie durch die Variation des Schwermetallgehaltes sowie der ^{235}U -Anreicherung hervorgerufen, wirken sich unmittelbar auf den Brennstoffkreislauf des Reaktors aus. Maßgebend ist dabei die Bildung von ^{239}Pu durch (n,γ) -Reaktionen im ^{238}U sowie der sukzessive Aufbau weiterer Aktinidenelemente. Zur Bewertung des Brennstoffkreislaufs betrachtet man einerseits das Inventar des Kernes sowie andererseits die Mengen an be- und entladenen Schwermetallisotopen. Im Gegensatz zu dem hier diskutierten "offenen" Brennstoffkreislauf werden in einem geschlossenen Brennstoffkreislauf die spaltbaren Isotope aus dem Waste abgetrennt und der Wiederaufarbeitung zugeführt, wodurch es zu einer abweichenden Bewertung des Brennstoffkreislaufs kommt. So werden im vorliegenden "once through"-Zyklus alle spaltbaren Isotope, d.h. im entladenen Brennstoff vorliegendes ^{235}U sowie ^{239}Pu und ^{241}Pu , als "verloren" betrachtet. Bei einem offenen Brennstoffzyklus ergeben sich daher die folgenden Optimierungsziele:

- Ein geringer Verbrauch von ^{235}U
- Eine geringe Menge Pu und anderer Aktiniden in den entladenen Brennelementen
- Ein geringes Spaltstoffinventar im Reaktorkern
- Kein proliferationsrelevantes Spaltstoffinventar während der gesamten Dauer des Brennelementeinsatzes

Während das erste der oben genannten Optimierungsziele eine möglichst ökonomische Nutzung der Ressource Natururan beinhaltet, beziehen sich die weiteren Optimierungsziele auf die Minimierung endzulagernder hochradioaktiver Substanzen sowie die Sicherheit gegen den Mißbrauch von kernwaffenfähigem Material. In einem politischen Umfeld, in dem die Wiederaufarbeitung nicht gewünscht ist, stellt die Minimierung von Plutonium im Abfall sicherlich ein Optimierungsziel dar. Andererseits ist die Vermeidung von zu entladendem Plutonium mit einem hohen Anteil der Isotope ^{239}Pu und ^{241}Pu aufgrund ihrer besonderen Eignung zur Herstellung von Kernwaffen unter dem Gesichtspunkt der Proliferationssicherheit zu betrachten. Zwar sind Kernwaffen aus geradzahligen Pu-Isotopen realisierbar, jedoch liegt ihre Sprengkraft deutlich unter aus ^{239}Pu und ^{241}Pu bestehenden Anordnungen [51]. Im Hinblick auf terroristische Anwendungen spielen die Überlegungen zur Sprengkraft allerdings eine geringfügige Rolle, da auch Waffen geringer Sprengkraft eine erhebliche Landkontamination verursachen können. Da ein möglichst geringes Spaltstoffinventar auch ein geringes Inventar an Spaltprodukten, welche im Störfall freigesetzt werden könnten, beinhaltet, fällt dieses Kriterium unter den Aspekt der Reaktorsicherheit. Wenn jedoch, wie im betrachteten Fall, von einem Reaktor mit nichtschmelzendem Kern ausgegangen werden kann, kommt diesem Kriterium ein geringes Gewicht zu. Die Veränderung eines Parameters der Kernausslegung kann dabei in bezug auf die oben genannten Optimierungsziele entgegengesetzte Tendenzen besitzen.

Zur besseren Vergleichbarkeit müssen die be- und entladenen Schwermetallmengen auf die von ihnen geleistete Arbeit bezogen werden. Dient der Reaktor zur Stromerzeugung, muß die geleistete elektrische Energie betrachtet werden. Ebenso muß das Spaltstoffinventar auf die vom Reaktor bereitgestellte Leistung, bzw. die elektrische Leistung bezogen werden.

In Tabelle 6.4 ist das Schwermetallinventar des D₂O-Kugelhaufenreaktors wiedergegeben. Die Tabelle enthält die Massen der wichtigsten Schwermetallisotope, bezogen auf eine thermische Leistung von 1 GW in Abhängigkeit der Schwermetallbeladung und des Entladeabbrandes. Die Bilanz über Be- und Entladung von Schwermetall ist in Tabelle 6.5 wiedergegeben. Die be- und entladenen Massen sind auf die Arbeit von 1 GWd_{th} bezogen.

Das gesamte Schwermetallinventar im Reaktor beträgt, abhängig vom Schwermetallgehalt der Brennelemente, zwischen ca. 6 und 50 t/GW_{th} (Tabelle 6.4). Dieser ist proportional zum Schwermetallinventar der zugeführten Brennelemente und somit unabhängig vom Abbrand der entladenen Brennelemente. Das gesamte Spaltstoffinventar beträgt zwischen 150 kg und 2000 kg, was einem Anteil zwischen 1.5 % und 4 % am gesamten Schwermetallinventar entspricht. Die durchschnittliche ²³⁵U-Anreicherung im Kern liegt zwischen 0.9 % und 3.06 %. Dabei sind folgende Tendenzen festzustellen:

- Bei Erhöhung des Schwermetallgehaltes im Brennelement geht der Spaltstoffanteil sowie die durchschnittliche ²³⁵U-Anreicherung im Kern zunächst zurück, um ab einer bestimmten Schwermetallbeladung wieder anzusteigen. Der Wendepunkt ist offenbar abhängig vom Zielabbrand. Bei einem Zielabbrand von 50 GWd/t liegt der Wendepunkt ungefähr bei einem Schwermetallgehalt von 20 g, bei einem Zielabbrand von 100 GWd/t bei 10 g pro Brennelement. Dies steht im Einklang mit den Ergebnissen zur Brennstoffbilanz.
- Der Spaltstoffanteil am Schwermetallinventar ist bei einem Zielabbrand von 100 GWd/t höher als bei einem Zielabbrand von 50 GWd/t. Die Differenz beträgt zwischen 0.4 % und 1.8 %, bei einem Schwermetallgehalt von 5 - 20 g pro Brennelement zwischen 0.4 % und 0.6 %.
- Ein Reaktorkern mit 40 g Schwermetall pro Brennelement und 100 GWd/t Zielabbrand weicht erheblich von den anderen Auslegungen ab. Der Spaltstoffanteil von 4.05 % sowie die durchschnittliche ²³⁵U-Anreicherung liegen erheblich über dem Wert für Auslegungen mit geringerer Schwermetallbeladung.

Das Spaltstoffinventar eines Hochtemperaturreaktors großer Leistung beträgt zum Vergleich ca. 400 kg pro GW_{th}, das Spaltstoffinventar des HTR-Modul ca. 480 kg pro GW_{th} und das eines LWR bei 570 kg pro GW_{th} [48].

Für den D₂O-Kugelhaufenreaktor ergibt sich bis zu einer Schwermetallbeladung von 20 g pro Brennelement ein geringerer Wert als bei einem LWR und in etwa der Wert für

Abbrand	[GWd/t]	50				100			
		5	10	20	40	5	10	20	40
SM-Gehalt	[g/Kugel]								
²³⁴ U	[kg/GW _{th}]	2.42	3.48	5.46	11.11	4.20	6.18	9.88	22.78
²³⁵ U	"	133.07	175.04	292.49	773.26	145.94	204.86	382.94	1441.67
²³⁶ U	"	31.22	54.90	92.21	171.08	68.69	120.14	202.14	389.86
²³⁸ U	[t/GW _{th}]	5.95	12.00	24.09	48.02	5.64	11.38	22.90	45.27
Anr.	[%]	2.18	1.43	1.19	0.90	2.49	1.75	1.63	3.06
²³⁷ Np	[kg/GW _{th}]	.43	1.31	3.61	10.70	.01	4.93	13.34	39.76
²³⁹ Np	"	1.16	1.71	2.19	2.51	1.05	1.51	1.93	2.24
²³⁸ Pu	"	.06	.26	.92	3.64	.40	1.43	4.92	19.89
²³⁹ Pu	"	14.58	34.86	87.62	251.78	16.32	39.57	105.34	392.20
²⁴⁰ Pu	"	8.62	22.07	47.19	88.21	12.76	29.00	58.65	116.31
²⁴¹ Pu	"	1.84	6.14	18.46	56.22	3.33	9.71	28.68	106.11
²⁴² Pu	"	.83	3.75	11.34	23.29	2.99	10.71	27.94	49.11
Schwermetall	[t/GW _{th}]	6.15	12.30	24.65	49.42	5.90	11.81	23.74	47.86
Spaltstoff	[kg/GW _{th}]	149.49	216.04	398.57	1081.26	165.59	254.14	516.96	1939.98
Spaltstoffanteil	[%]	2.43	1.76	1.62	2.19	2.81	2.15	2.18	4.05

Tabelle 6.4: Brennstoffinventar des Reaktorkerns

Abbrand	[GWd/t]	50								100			
		5	10	20	40	5	10	20	40	5	10	20	40
SM-Gehalt	[g/Kugel]												
Zugabe:	[kg/GWd _{th}]												
²³⁴ U	"	.0093	.0071	.0058	.0059	.0093	.0075	.0062	.0068				
²³⁵ U	"	1.0710	.8496	.7073	.7191	.9600	.8046	.6898	.7442				
²³⁸ U	"	18.9187	19.1436	19.2872	19.2753	9.0521	9.1880	9.3041	9.2489				
U-ges.	"	19.9990	20.0003	20.0003	20.0009	10.0214	10.0001	10.0001	9.9999				
Anr.	[%]	5.36	4.25	3.54	3.60	9.58	8.05	6.90	7.44				
Entnahme:	[kg/GWd _{th}]												
²³⁴ U	"	.0062	.0041	.0031	.0032	.0046	.0030	.0023	.0030				
²³⁵ U	"	.1125	.0500	.0424	.0964	.0196	.0082	.0102	.0755				
²³⁶ U	"	.1425	.1175	.0972	.0955	.1354	.1108	.0920	.1003				
²³⁸ U	"	18.5731	18.6381	18.6366	18.5258	8.7432	8.7431	8.7349	8.5815				
U-ges.	"	18.8343	18.8097	18.7793	18.7209	8.9028	8.8651	8.8394	8.7603				
Anr.	[%]	0.60	0.27	0.23	0.52	0.22	0.09	0.12	0.86				
²³⁸ Pu	[kg/GWd _{th}]												
²³⁹ Pu	"	.0007	.0012	.0022	.0047	.0017	.0028	.0049	.0116				
²⁴⁰ Pu	"	.0579	.0644	.0787	.1161	.0293	.0338	.0444	.0868				
²⁴¹ Pu	"	.0500	.0562	.0553	.0509	.0300	.0303	.0289	.0298				
²⁴² Pu	"	.0121	.0174	.0241	.0379	.0083	.0105	.0147	.0306				
PU-ges.	"	.0088	.0180	.0256	.0265	.0131	.0211	.0258	.0241				
		.1295	.1572	.1859	.2352	.0824	.0985	.1187	.1879				
Pu _{ungerade}	[%]	54	52	55	55	46	45	49	64				
Pu _{gerade}	"	46	48	45	45	54	55	51	36				

Tabelle 6.5: Brennstoffzufuhr und -entnahme

einen HTR. Die kontinuierliche Beladung führt nicht unbedingt zu einer deutlichen Verringerung des Brennstoffinventars. Grund hierfür ist die bewußt auf das Volumen bezogen gering gewählte Leistungsdichte des Kugelhaufenkonzeptes. Bezieht man die Leistung auf die Schwermetallmenge, so nimmt diese mit zunehmendem Schwermetallgehalt bei gleichbleibender Reaktorleistung ab. Dadurch verlängert sich die Standzeit der Brennelemente sowie die Neutronendosis, wie in Tabelle 6.1 wiedergegeben. Durch die hohe Leistungsdichte eines LWR von ca. 100 MW pro m^3 reduziert sich das auf die Leistung bezogene Spaltstoffinventar auf Werte von gasgekühlten Reaktoren.

Die benötigte Menge ^{235}U , bezogen auf die geleistete Arbeit, liegt beim schwerwasser-gekühlten Kugelhaufenreaktor zwischen 0.7 und 1.1 kg/GWd_{th} . Ein Zielabbrand von 100 GWd/t führt bei einem Schwermetallgehalt von bis zu 20 g pro Brennelement zu einem geringeren ^{235}U -Bedarf als ein Zielabbrand von 50 GWd/t . Die Kernausslegung mit 40 g Schwermetall pro Brennelement kehrt diesen Trend um. Den höchsten ^{235}U -Bedarf haben Reaktorkerne mit einem Schwermetallgehalt von 5 g pro Brennelement. Bis zu einem Schwermetallgehalt von 20 g pro Brennelement nimmt der ^{235}U -Bedarf ab, um anschließend wieder anzusteigen. Den geringsten Bedarf (0.69 kg/GWd_{th}) besitzt ein Kern mit 20 g Schwermetall pro Brennelement und 100 GWd/t , gefolgt von einem Kern mit 20 g Schwermetall pro Brennelement und 50 GWd/t (0.71 kg/GWd_{th}). Nach [48] beträgt die nachzuladende Menge ^{235}U in einem offenen Brennstoffzyklus für einen großen Hochtemperaturreaktor 0.84 kg/GW_{th} , für einen HTR-Modul 0.94 kg/GW_{th} und für einen LWR 0.98 kg/GW_{th} . Bei einer optimalen Brennelementgestaltung ist es demnach möglich, einen D_2O -Kugelhaufenreaktor mit einem um bis zu 25 % geringeren ^{235}U -Bedarf als bei einem LWR und bei einem HTR-Modul zu realisieren. Bei einer Auslegung mit 10 g Schwermetall pro Brennelement ergeben sich für den D_2O -Kugelhaufenreaktor vergleichbare Werte wie bei einem großen Hochtemperaturreaktor.

Die notwendige ^{235}U -Anreicherung liegt bei einem Abbrand von 50 GWd/t zwischen 3.5% und 5.4%, bei einem Abbrand von 100 GWd/t zwischen 6.9% und 9.5%. Diese Werte liegen weit unterhalb der proliferationsrelevanten Grenze von 20% ^{235}U . Im Vergleich dazu beträgt die ^{235}U -Anreicherung eines großen HTR 8.53 %, bei HTR-Modul 7.6 % sowie 3.2 % für einen LWR. Das aus dem D_2O -Kugelhaufenreaktor entladene Uran ist dabei auf einen ^{235}U -Anteil unterhalb von Natururan (0.72 % ^{235}U) denaturiert.

Die Menge an aus dem D_2O -Kugelhaufenreaktor zu entladendem Plutonium beträgt bei einem Abbrand von 50 GWd/t zwischen 130 und 235 g/GWd , bei einem Abbrand von 100 GWd/t zwischen 82 und 188 g/GWd . Die gebildete Plutoniummenge steigt mit zunehmendem Schwermetallgehalt in den Brennelementen. Im Vergleich dazu wird die Restmenge Plutonium für einen HTR mit 170 g/GWd , für einen LWR mit 270 g/GWd angegeben [48]. Geht man von einem elektrischen Wirkungsgrad von 32 % beim D_2O -Kugelhaufenreaktor sowie beim LWR und 42 % beim HTR aus, so ergeben sich auf ein elektrisches GW_{el} die in Tabelle 6.6 wiedergegebenen Werte.

Die zu entladende Pu-Menge ist beim D₂O-Kugelhaufenreaktor also im gesamten untersuchten Parameterbereich geringer als bei einem LWR, bei einem Schwermetallgehalt bis zu 20 g pro Brennelement und einem Abbrand von 100 GWd/t auch geringer als bei einem HTR. Einem Reaktorkern mit einem hohen Abbrand ist im Hinblick auf die Plutoniumminimierung auf jeden Fall der Vorzug zu geben.

Typ	Abbrand [GWd/t]	Pu-Entnahme [kg/GW _{a_{el}}]
LWR	32	307
HTR	100	148
D ₂ O-Kugelhaufen	50	148 - 268
	100	94 - 204

Tabelle 6.6: Vergleich der Pu-Entlademengen verschiedener Reaktorkonzepte

Das zu entladende Plutonium ist beim D₂O-Kugelhaufenreaktor zudem nur wenig zur Verwendung in Kernwaffen geeignet, da der Anteil der thermisch nicht spaltbaren geradzahli- gen Pu-Isotope hoch ist. Der Anteil an geraden Pu-Isotopen liegt beim D₂O-Kugelhaufen- reaktor zwischen 36 % und 54 %. Während er zunächst bis zu einem Schwermetallgehalt von 10 g pro Brennelement ansteigt, stagniert bzw. fällt er mit zunehmendem Schwerme- tallgehalt wieder ab. Die Ursache liegt in dem mit zunehmender Schwermetallbeladung abnehmenden Moderationsverhältnis. Mit abnehmendem Moderationsverhältnis wird im Reaktor zunehmend mehr Plutonium erzeugt und weniger thermisch gespalten aber auch zunehmend weniger höhere Plutoniumisotope aufgebaut. Der Plutoniumvektor verschiebt sich also mit zunehmendem Schwermetallgehalt zum ²³⁹Pu. Eine Schwermetallbeladung von 40 g pro Brennelement wirkt sich diesbezüglich negativ auf die Proliferationssicherheit aus. Dabei muß bedacht werden, daß eine Abtrennung von Plutonium aus Coated-Particle- Brennstoff einen wesentlich höheren Aufwand beinhaltet, als dies bei Pellet-Brennstoff der Fall ist. Die Kapselung des Spaltstoffes macht für eine evtl. Wiederaufarbeitung aufwendi- ge Verfahren erforderlich, wodurch eine zusätzliche Sicherheit gegen eine Entwendung von waffenfähigem Material besteht.

Zusammenfassend läßt sich feststellen:

- Bei einem Schwermetallgehalt von 20 g pro Brennelement und einem Zielabbrand von 100 GWd/t ergibt sich von den untersuchten Auslegungen der geringste ²³⁵U-Bedarf. Mit dieser Auslegung besitzt der D₂O-Kugelhaufenreaktor eine bessere Brennstofföko- nomie als ein LWR oder ein HTR.
- Die entladene Pu-Menge ist bei dieser Auslegung geringer als bei einem LWR sowie bei einem HTR.

- Es treten weder bei der Be- noch bei der Entladung proliferationsrelevante Mengen an Spaltstoff auf.

6.5 Leistungsverteilung im Reaktorkern

Die Bestimmung der Leistungsverteilung im Reaktorkern ist die Voraussetzung der thermohydraulischen Kernausslegung. Die am Ort $\vec{x}$ produzierte Leistung ist das Produkt aus der Spaltrate und der pro Spaltung freigesetzten Energie:

$$\dot{q}'''(\vec{x}) = E_{\text{Spalt}} \Sigma_f(\vec{x}) \Phi(\vec{x}) \quad (6.3)$$

Ist die Leistungsdichte $\dot{q}'''(\vec{x})$ an jedem Ort $\vec{x}$ im Reaktorkern bekannt, läßt sich die Temperaturverteilung im jeweiligen Brennelement, dem Strukturmaterial sowie bei gegebenem Massenstrom die Aufheizung des Kühlmittels bestimmen. Für den stationären Betrieb des Reaktors wird der Kühlmassenstrom derart gewählt, daß sich das Kühlmittel um eine vorgegebene Temperaturdifferenz aufheizt. Im Normalbetrieb bildet demnach die Kühlmitteltemperatur als Umgebungstemperatur der Brennelemente die Randbedingung für das Wärmetransportproblem im Brennelement. Es ergibt sich somit eine Temperaturverteilung in der Graphitkugel einerseits und im Coated-Particle andererseits. Die Brennstofftemperatur beeinflußt ihrerseits den Wert des ^{238}U -Resonanzintegrals und damit die Neutronenflußverteilung $\Phi(\vec{x})$ im Reaktor. Die wärmetechnische Auslegung eines Leistungsreaktors erfolgt somit iterativ mit der neutronenphysikalischen Auslegung. Dabei ist es Ziel einer Reaktorauslegung, eine möglichst flache Leistungsverteilung zu realisieren, damit Temperaturspitzen in Bauteilen vermieden werden können.

Bei einem kontinuierlich gemäß dem MEDUL-Verfahren beschickten Kugelhaufenreaktor ergibt bei der Definition einer Leistungsdichteverteilung eine besondere Schwierigkeit. Mittelt man die Leistungsdichte an jedem Ort $\vec{x}$ im Reaktor über ein hinreichend großes Volumen ΔV , d.h. bildet man den Mittelwert über die Leistung einer hinreichend großen Anzahl Brennelemente, so erhält man eine Leistungsverteilung $\dot{q}'''(\vec{x})$ über den Reaktorkern. Innerhalb eines hinreichend großen Volumens ΔV befinden sich aufgrund der MEDUL-Beschickung Brennelemente unterschiedlicher Abbrandklassen. Da in den Brennelementen mit zunehmendem Abbrand aufgrund der Spaltung des ^{235}U -Kerne (welche die Bildung von ^{239}Pu -Kernen überwiegt) der Spaltwirkungsquerschnitt Σ_f abnimmt, haben Brennelemente mit zunehmendem Abbrand auch eine geringere Leistung. Innerhalb eines beliebigen (hinreichend großen) Volumens befinden sich demnach Brennelemente unterschiedlicher Leistungsklassen. Die Leistungsverteilung besitzt also einerseits ein geometrisches Leistungsdichteprofil und andererseits an jedem Ort eine Heißkugel. Im folgenden wird das Maximum der geometrischen Verteilung als maximale Leistungsdichte im Kern, die Kugel mit der höchsten Leistung (am Ort der maximalen Leistungsdichte) als Heißkugel, bezeichnet. Im Unterschied zu einem im Batch-Verfahren beladenen Reaktor sind die Brennelemente den heißen Regionen des Reaktorkerns immer nur eine begrenzte Zeitspanne ausgesetzt. Dafür flacht sich im Kugelhaufenreaktor ein eingebranntes Leistungsdichteprofil bei einem

Gleichgewichtskern im Laufe der Zeit nicht ab, da die Leistungsdichteverteilung (im Gegensatz zu den Brennelementen) stationär ist.

Abb. 6.1 zeigt die Kugelleistung in Abhängigkeit der Reaktorhöhe in der radialen Mitte des Kerns bei den sukzessiven Durchläufen der Brennelemente durch den Reaktorkern. Die Daten entstammen der Rechnung für einen Kern mit einem Zielabbbrand von 100 GWd/t und einem Schwermetallgehalt von 20 g pro Brennelement. Nach jedem Durchlauf eines Brennelementes durch den Kern kommt es zu einer Abnahme der Brennelementleistung, welche sich bei den ersten Durchläufen stärker bemerkbar macht. So fällt die Kugelleistung zwischen dem ersten und dem zweiten Durchlauf um ca. 25 %, zwischen dem zweiten Durchlauf und dem dritten Durchlauf um ca. 17 %, bezogen jeweils auf die Position in der radialen Mitte und einer Höhe von $z = 425$ cm. Sukzessive Durchläufe bewirken jeweils eine geringere Abnahme der Kugelleistung.

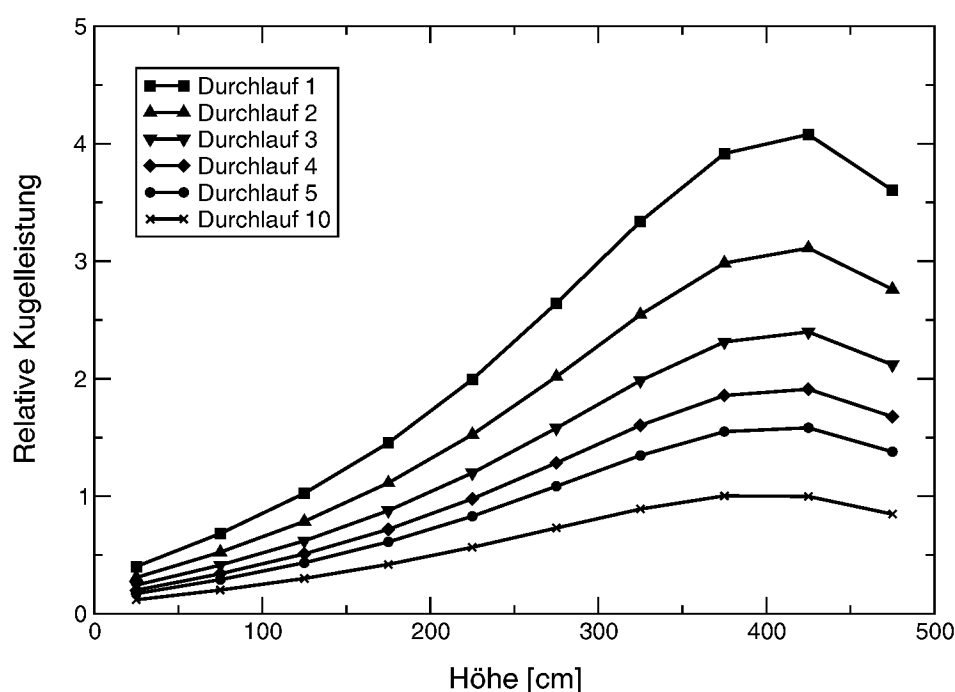


Abbildung 6.1: Kugelleistung bei sukzessiven Kerndurchläufen

Tabelle 6.7 gibt die maximale volumetrische Leistungsdichte sowie die Leistung der heißesten Kugel für die untersuchten Kernausslegungen wieder. Zusätzlich zu den absoluten Werten sind die Peakfaktoren wiedergegeben, welche sich aus dem Verhältnis von maximalen zu über den Kern gemittelten Werten ergeben. Die durchschnittlichen Werte für den D₂O-Kugelhaufenreaktor sind $\bar{q}''' = 4.24 \text{ MW/m}^3$ für die Leistungsdichte und $\bar{P}_{Kugel} = 0.78 \text{ kW}$ für die Leistung eines Brennelementes.

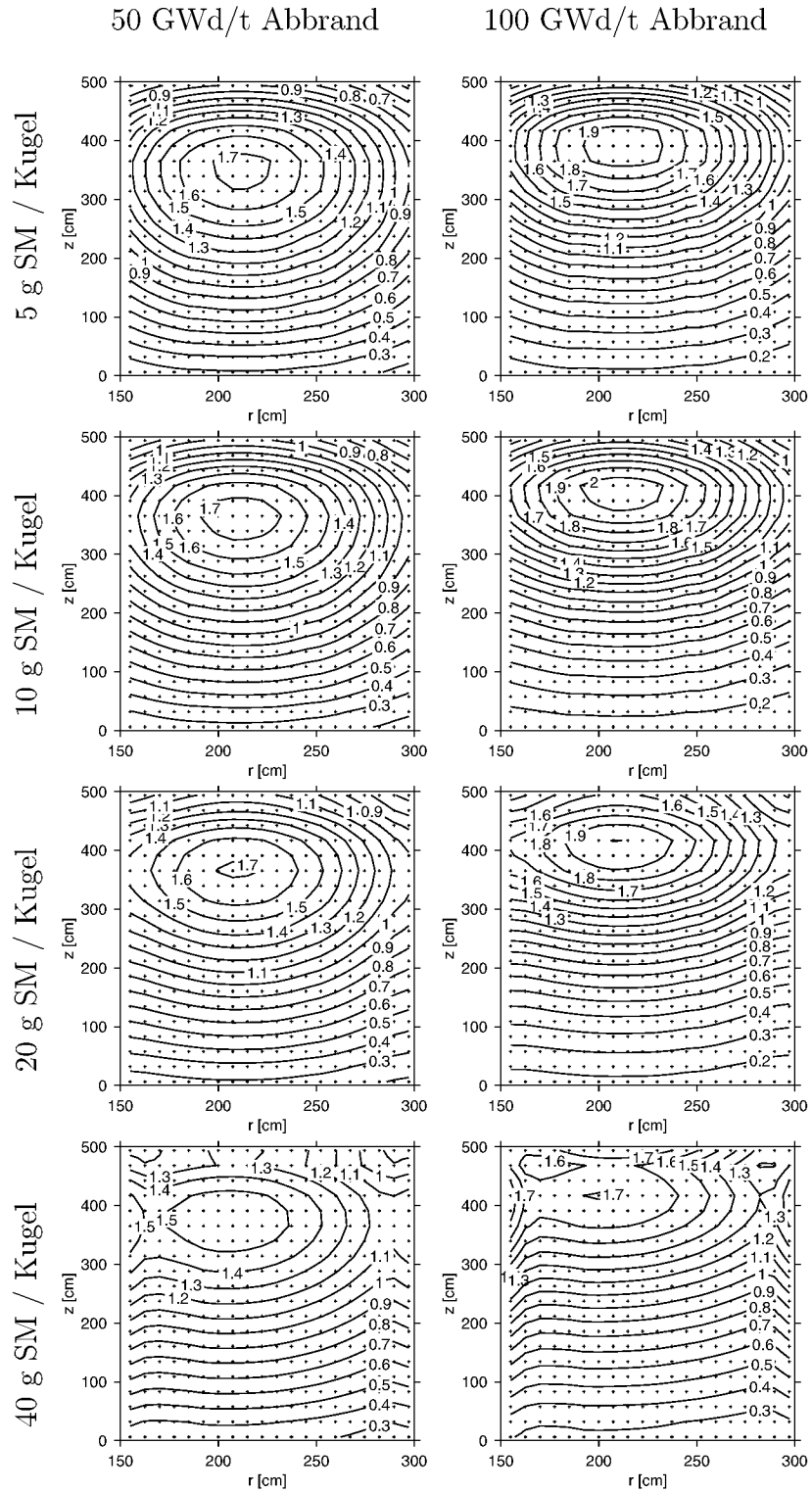


Abbildung 6.2: Leistungsdichteverteilung im Reaktorkern

Abbrand [GWd/t]	Schwermetallbeladung [g / Kugel]	Maximale Kugelleistung [kW]	Peakfaktor Heißkugel [-]	Maximale Leistungsdichte [MW/m ³]	Peakfaktor Leistungsdichte [-]
50	5	2.44	3.11	7.38	1.74
	10	2.50	3.19	7.46	1.76
	20	2.10	2.67	7.25	1.71
	40	1.46	1.86	6.66	1.57
100	5	4.04	5.16	8.44	1.99
	10	4.23	5.39	8.90	2.10
	20	3.36	4.29	8.52	2.01
	40	2.28	2.28	8.06	1.90

Tabelle 6.7: Leistungsspitzen im Reaktorkern

Der Einfluß des Zielabbrandes auf die Peakfaktoren ist in Tabelle 6.7 deutlich zu erkennen. Sowohl der Peakfaktor der Leistungsdichte, als auch der Peakfaktor der Kugelleistung sind bei einer Kernausslegung mit einem Zielabbrand von 100 GWd/t höher als bei der entsprechenden Auslegung mit 50 GWd/t. Während eine Erhöhung der Schwermetallbeladung von 5 g auf 10 g pro Brennelement den Peakfaktor erhöht, verringert sich dieser mit zunehmendem Schwermetallgehalt der Brennelemente. Der größte Peakfaktor ergibt sich mit 2.1 bezogen auf die Leistungsdichte und 5.4 bezogen auf die Heißkugel bei einem Schwermetallgehalt von 10 g pro Brennelement. Dieser Trend wird ebenfalls in Abbildung 6.2 deutlich. Dargestellt ist die relative Leistungsdichte $\dot{q}'''(\vec{x})$ in r-z-Geometrie. Die Darstellung beinhaltet die Daten der CITATION-Rechnung für den Gleichgewichtskern.

Bei den in Abb. 6.2 rechts dargestellten Kernausslegungen mit einem Entladeabbrand von 100 MWd/t liegt das Leistungsmaximum näher am oberen Kernrand als bei den Kernausslegungen mit einem Entladeabbrand von 50 GWd/t (Abb. 6.2 links). Die Reaktorleistung am Kernrand liegt in allen untersuchten Fällen bei ca. 20 % der durchschnittlichen Leistung. Bei den Kernausslegungen mit 100 GWd/t Abbrand fällt die Leistung am unteren Kernrand etwas stärker ab als bei den Kernausslegungen mit 50 GWd/t Abbrand. Die Leistungserhöhung im oberen Kerndrittel ergibt sich durch die höhere Anreicherung der frischen Brennelemente, welche dem Reaktor von oben zugeführt werden. Die Abnahme der Leistungsdichte am unteren Kernrand ist durch den geringen Spaltstoffgehalt der Brennelemente bedingt, welche kurz vor Ende ihrer Standzeit stehen.

Vergleicht man die Leistungsverteilungen in Abb. 6.2, so stellt man mit zunehmendem Schwermetallgehalt ein "Aufweichen" des Leistungspeaks fest: Die Zone mit der höchsten Leistung wird insgesamt größer, während die Leistungsabnahme am radialen Reflektor schwächer ausfällt. Bei einer Schwermetallbeladung von 40 g pro Brennelement stellt sich neben dem Leistungspeak in der radialen Kernmitte noch ein Peak an der Grenze zum

Innenreflektor, der Mittelsäule, ein. Der Reflektorpeak rührt von Neutronen her, welche den Kern als schnelle Neutronen verlassen, im Reflektor thermalisiert werden, um wieder in den Kern zurückzukehren und Spaltungen auszulösen. Je geringer das Moderationsverhältnis im Kern ist, desto größer ist der Anstieg des thermischen Neutronenflusses im Reflektor und somit der Leistungsanstieg am Kernrand. Bei dem schwerwassergekühlten Kugelhaufenreaktor überwiegt bei einer Schwermetallbeladung von 40 g pro Brennelement der Reflektorpeak den Flußabfall aufgrund der Geometrie, so daß sich am Kernrand insgesamt ein Leistungsmaximum einstellt.

Die "Heißkugeln" stellen aufgrund der Gestaltung des Reaktorcores kein nennenswertes Problem dar [11], da einerseits eine starke Flechtströmung für eine ausreichende radiale Vermischung des Kühlmittels sorgen und somit die Kühlung der Brennelemente gewährleisten, andererseits die Durchströmung von oben nach unten die Brennelemente mit der höchsten Leistung mit Kühlmittel auf der Eintrittstemperatur umströmt.

Prinzipiell besteht die Möglichkeit, die Leistungsspitzen durch abbrennbare Gifte zu reduzieren. Im Rahmen der Arbeiten am südafrikanischen PBMR-Reaktor ist vorgeschlagen worden [32], den Reaktor im OTTO-Verfahren zu beladen und gleichzeitig Kugel mit B_4C anstelle von Coated-Particles in den Kern zu laden. Es konnte dabei ein Reaktorkern mit OTTO-Beschickung ausgelegt werden, dessen Heißkanalfaktor um 10 % unter dem Heißkanalfaktor eines entsprechenden Reaktorkerns mit MEDUL-Beschickung liegt. Das sogenannte "PAP- Power Adjustment by Poisoning"-Verfahren besteht darin, dem Reaktorkern Neutronengifte zuzuführen, welche derart abbrennen, daß sie an den Orten hoher Leistungsspitzen Neutronen absorbieren, an den Orten geringer Leistungsspitzen den Fluß jedoch nicht zu stark drücken. Zu diesem Zweck müssen die mit B_4C versehenen Kugeln im oberen Kerndrittel aufgebraucht werden, um im unteren Bereich des Reaktorkerns nur noch als Moderator zu wirken. Eine derartige Erhöhung der parasitären Neutronenabsorption führt zu einem höheren Brennstoffverbrauch. Aufgrund der vereinfachten Beschickungsanlage kommt es im Falle des südafrikanischen PBMR-Reaktors [32] dabei nicht zu höheren Kosten für die Reaktoranlage.

Die Ergebnisse zur Leistungsverteilung im Reaktorkern lassen im folgenden zusammenfassen:

- Aufgrund der MEDUL-Beschickung muß zwischen dem volumetrisch gemittelten Peakfaktor und dem Peakfaktor der heißesten Kugel unterschieden werden.
- Der volumetrische Peakfaktor verändert sich gleichermaßen mit der Änderung von Schwermetallbeladung und Anreicherung wie der Peakfaktor der heißesten Kugel.
- Es stellt sich in allen Fällen eine Leistungsüberhöhung im oberen Kerndrittel ein.
- Der Zielabbrand besitzt einen wesentlich größeren Einfluß auf die Peakfaktoren als der Schwermetallgehalt der Brennelemente.

- Mit zunehmender Schwermetallbeladung kommt es aufgrund der zunehmenden Untermoderation des Reaktorkerns zu einem Anstieg der Leistungsdichte am Reflektor.
- Eine zusätzliche Glättung des Leistungsprofils mittels abbrennbarer Gifte erscheint aufgrund der Untersuchungen zum PBMR-Reaktor denkbar.

6.6 Thermohydraulische Auslegung des Reaktorkerns

Elicker führt in [11] sowohl Untersuchungen zur thermohydraulischen Auslegung des Reaktorkerns als auch Berechnungen zu einem Kühlmittelverluststörfall aus. Bei der thermohydraulischen Kernausslegung wird bei gegebener Leistungsdichte der Massenstrom des Kühlmittels derart eingestellt, daß die Kühlmitteltemperatur (bei gegebenem Auslegungsdruck) an allen Stellen im Reaktorkern einen ausreichenden Abstand zur Sättigungstemperatur beibehält. Bei einem Druck von $p = 155$ bar beträgt die Sättigungstemperatur von Wasser $T_{sat} = 345^\circ\text{C}$. Wird ein Sicherheitsabstand von 3.5% von der Sättigungstemperatur verlangt, so ergibt sich eine maximale zulässige Brennelementoberflächentemperatur von $T_{BE} = 332^\circ\text{C}$. Ausgehend von einem vorgegebenen Leistungsdichteprofil mit einem Peakfaktor von 1.9 berechnet Elicker mit Hilfe des DIREKT-Programmes [45] die Fluid- und Brennelementtemperaturen für unterschiedliche Kühlmitteldurchsätze $\dot{m}_{fluid}$. Das Programm DIREKT ist eine Weiterentwicklung der VSOP-Routine THERMIX. Für eine thermische Reaktorleistung von $P = 450$ MW ergibt sich ein Kühlmittelmassenstrom von $\dot{m}_{fluid} = 2350$ kg/s, wenn die Brennelementoberflächentemperatur des heißesten Brennelementes $T_{BE} = 332^\circ\text{C}$ betragen darf.

Elicker zeigt in [11], daß auch Kernausslegungen mit höheren Leistungsdichten möglich sind, wenn der Massenstrom entsprechend angepaßt wird. Tabelle 6.8 gibt die maximale Kühlmitteltemperatur, die maximale Temperatur an der Brennelementoberfläche sowie die Kühlmittelaustrittstemperatur bei vorgegebenem Massenstrom wieder. Bei den Rechnungen mit DIREKT wurde für alle Reaktorleistungen das gleiche räumliche Leistungsdichteprofil verwendet. Die absolute Leistung wurde für höhere Reaktorleistungen linear heraufskaliert.

$P_{thermisch}$ [MW]	$\dot{m}_{fluid}$ [kg/s]	$T_{BE,Oberfl.}^{max}$ [°C]	T_{fluid}^{max} [°C]	$T_{fluid}^{Austritt}$ [°C]
450	2350	332.2	330.5	325.9
600	3140	322.1	330.2	325.8
750	3920	322.2	330.2	325.9
900	4700	322.3	330.2	325.9

Tabelle 6.8: Thermohydraulische Auslegung des Reaktorkerns (nach Elicker [11])

Die axiale Temperaturverteilung im Feststoff (Brennelementoberfläche) sowie im Fluid (Kühlmittel) für einen Reaktor mit einer Gesamtleistung von $P = 900$ MW ist in Abbildung 6.3 wiedergegeben. Aufgrund der Durchströmung von oben nach unten befindet sich das Maximum der Temperaturen im unteren Kerndrittel. Die Brennelemente im oberen Kerndrittel, welche die höchste Leistung aufweisen, werden somit stets mit kaltem Fluid umströmt, was einer Überschreitung der maximal zulässigen Brennelementtemperatur entgegenwirkt. Die Kühlmittelaufheizung verläuft somit in der oberen Kernhälfte beinahe linear. In der oberen 2.50m heizt sich das Kühlmittel um $\Delta T_{fluid} = 30^\circ\text{C}$ auf, während die Aufheizspanne in der unteren Kernhälfte nur $\Delta T_{fluid} = 10^\circ\text{C}$ beträgt.

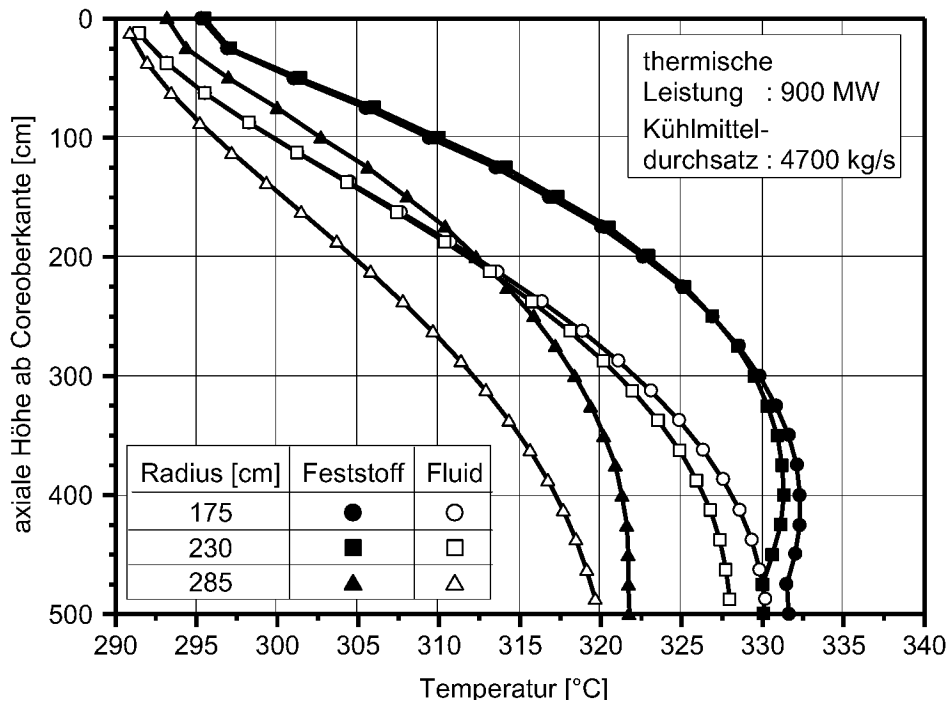


Abbildung 6.3: Axiale Temperaturverteilung im Reaktorkern (nach Elicker [11])

Die Temperaturverteilung im Brennelement lässt sich für den stationären Betriebszustand durch die Wärmeleitungsgleichung berechnen.

$$\dot{q}'''(\vec{x}) = -\lambda \nabla^2 T(\vec{x}) \quad (6.4)$$

Es wird unterstellt, daß die Wärmeleitfähigkeit λ nicht vom Ort abhängt. Das kugelförmige Brennelement lässt sich in zwei Zonen unterteilen: die Matrix, in der sich Wärmequellen befinden sowie die Kugelschale, welche quellenfrei ist. Zur Berechnung der Temperaturverteilung in der Matrix werden die Coated-Particles und der Matrixgraphit als homogenes Medium mit einer ortsunabhängigen Leistungsdichte $\dot{q}'''_{Matrix}$ betrachtet. Weiterhin wird im vereinfachten Modell angenommen, daß die Wärmeleitfähigkeit λ in der Matrix (homogenisiert über Graphit und Brennstoff) den gleichen Wert besitzt wie in der Schale.

$$\dot{q}_M''' := \frac{\dot{q}}{V_M} = \frac{\dot{q}}{\frac{4}{3}\pi r_1^3} \quad (6.5)$$

Mit $\dot{q}$ ist die Leistung des Brennelements, mit r_1 der Radius der Matrix bezeichnet. Für das untersuchte Brennelementkonzept gilt $r_1 = 2.5$ cm. Aufgrund der Kugelsymmetrie ist die Temperatur im Brennelement lediglich vom Radius r abhängig. Die Wärmeleitungsgleichung schreibt sich dann in Kugelkoordinaten:

$$\dot{q}''' = -\lambda \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} T(r) \right) \quad (6.6)$$

Aufgelöst nach der Temperatur am Rande der Kugelschale $T_2 := T(r_2)$ ergeben sich für Matrix und Schale die folgenden Temperaturverläufe:

$$T_S(r) := T_2 + \frac{\dot{q}}{4\pi\lambda} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_2} \right) \quad , \quad r_1 < r < r_2 \quad (6.7)$$

$$T_M(r) := T_2 + \frac{\dot{q}}{4\pi\lambda} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) + \frac{\dot{q}}{8\pi\lambda} \left(\frac{r_1^2 - r^2}{r_1^3} \right) \quad , \quad 0 < r < r_1 \quad (6.8)$$

Die mittleren Temperaturen in der Matrix und Schale erhält man durch Volumenintegration über das Kugelvolumen zwischen den Radien R_1 und R_2 .

$$\bar{T} = \frac{\int_V d^3x T(\vec{x})}{\int_V d^3x} = \frac{1}{V} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi d\theta \sin\theta \int_{R_1}^{R_2} dr r^2 T(r) = \frac{4\pi}{\frac{4}{3}\pi(R_2^3 - R_1^3)} \int dr r^2 T(r) \quad (6.9)$$

Für die Kugelschale und -matrix ergeben sich daraus die folgenden durchschnittlichen Temperaturen:

$$\bar{T}_S = T_2 + \frac{\dot{q}}{4\pi\lambda} \left(\frac{3}{2} \frac{r_2^2 - r_1^2}{r_2^3 - r_1^3} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (6.10)$$

$$\bar{T}_M = T_2 + \frac{\dot{q}}{20\pi\lambda r_1} + \frac{\dot{q}}{4\pi\lambda} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (6.11)$$

P_{Kugel} [W]	$\bar{T}_S$ [°C]	$\bar{T}_M$ [°C]	T_{max} [°C]
790	318	392	468
3360	379	696	1013

Tabelle 6.9: Temperaturen in einem Brennelement mit 20 g Schwermetall

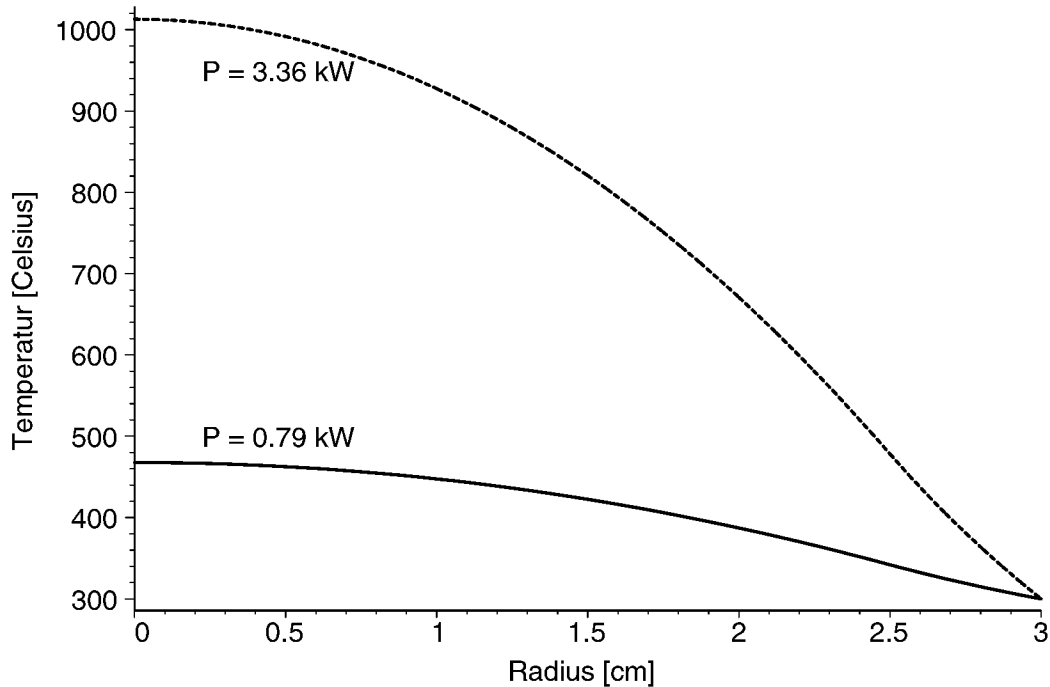


Abbildung 6.4: Temperaturverlauf im Brennelement mit 20 g Schwermetall

In Abbildung 6.4 ist der Temperaturverlauf in einem Brennelement mit einem Schwermetallgehalt von 20 g wiedergegeben. Die untere Kurve wurde für eine Kugelleistung von $P = 0.79$ kW, der durchschnittlichen Kugellesistung im Kern, berechnet. Die obere Kurve zeigt den Temperaturverlauf in einer Kugel mit maximaler Leistung ($P = 3360$ W) für diese Kernausslegung (siehe auch Tabelle 6.7). Bei der Berechnung wurde die Wärmeleitfähigkeit auf $\lambda = 10 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ gesetzt. Dies entspricht dem Wert für bestrahlten A3-4-Graphit bei einer Temperatur von $T = 500$ °C [35], [45], [46]. Für höhere Temperaturen steigt die Wärmeleitfähigkeit für bestrahlten A3-4-Graphit auf bis zu $15 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ an, die Werte für unbestrahlten Graphit liegen zwischen 20 und $50 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$. Die verwendete Wärmeleitfähigkeit ist mit $\lambda = 10 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ konservativ gewählt. Zudem ist zu beachten, daß nur Brennelemente, welche zum ersten mal den Kern passieren eine Spitzenleistung von $P = 3360$ W besitzen, ihre Wärmeleitfähigkeit aber einen höheren Wert besitzt. Die in Abbildung 6.4 wiedergegebenen Temperaturverläufe im Brennelement liegen unterhalb der für HTR-Reaktoren berechneten Werte und stellen in sofern keine technische Schwierigkeit dar.

Bei der Berechnung der Brennelementtemperaturen wurde die Feinstruktur der Coated-Particles nicht berücksichtigt. Analog zur Brennelementkugel wird sich auch innerhalb des Coated-Particles ein Temperaturgradient einstellen. Bei gegebener Leistungsdichte $\dot{q}_{\text{UO}_2}'''$ im Brennstoff berechnet sich die Temperaturdifferenz zwischen dem Mittelpunkt des Partikels und dem Rande gemäß:

$$\Delta T = \frac{\dot{q}_{UO_2}''' r_{cp}^2}{6\lambda_{UO_2}} \quad (6.12)$$

Der Radius des Coated-Particle beträgt $r_{cp} = 0.25$ mm. Die Leistungsdichte im Brennstoff berechnet sich aus der Kugelleistung und dem Volumenanteil des Brennstoffes. Die Wärmeleitfähigkeit von UO_2 wird im folgenden mit $\lambda_{UO_2} = 4 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ abgeschätzt.

$$\dot{q}_{UO_2}''' = \frac{\dot{q}}{V_{UO_2}} = \dot{q} \frac{\rho_{UO_2}}{m_{UO_2}} \quad (6.13)$$

Für ein Brennelement mit 20 g Schwermetall und einer Leistung von $P = 790$ W erhält man eine auf den Brennstoff bezogene Leistungsdichte von $\dot{q}_{UO_2}''' = 433 \text{ Wcm}^{-3}$. Der Temperaturunterschied zwischen Partikelrand und -mittelpunkt beträgt in diesem Falle $\Delta T = 1.1$ K. Für die Heißkugel mit $P = 3360$ W ergibt sich eine Temperaturdifferenz von $\Delta T = 4.8$ K. Aufgrund dieses im Vergleich zu der Temperaturdifferenz im Brennelement geringen Temperatursprungs und der Unsicherheiten in der Wärmeleitfähigkeit λ wird die maximale Matrixtemperatur näherungsweise mit der maximalen Brennstofftemperatur gleichgesetzt.

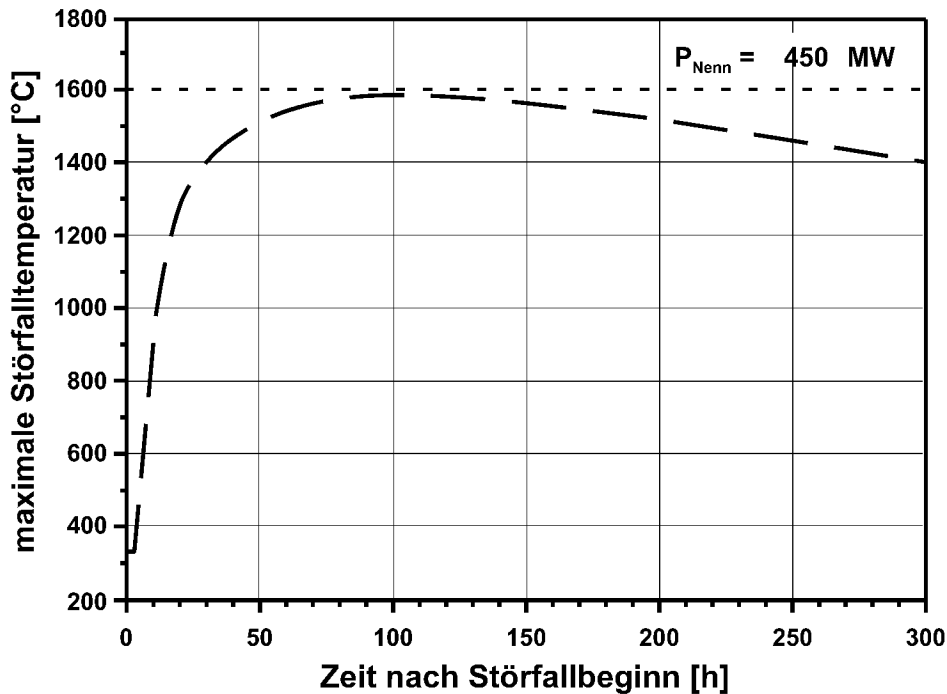


Abbildung 6.5: Zeitliche Entwicklung der maximalen Temperatur im Reaktorkern nach einem Kühlmittelverluststörfall (nach Elicker [11])

Elicker berechnet in [11] die Temperaturentwicklung in einem Reaktorkern mit einer Gesamtleistung von $P = 450$ MW während eines Ausfalls der aktiven Kühlung. Unterstellt

wird der Verlust des gesamten Kühlmittelinventars, gefolgt von einer anschließenden Flutung des Reaktorkerns aus den Notkühlmittelbehältern. Die Nachzerfallswärme in den Brennelementen führt zunächst zu einer Ausdampfung des Reaktorkerns, gefolgt von einer trockenen Aufheizung der Brennelemente. Die Ausdampfungsphase wird von Elicker mit dem Programm BOILPHASE-2D berechnet. Die anschließende trockene Aufheizung des Reaktorkerns wird mit DIREKT berechnet.

Abbildung 6.5 zeigt die Rechenergebnisse von Elicker. Während des gesamten Kühlmittelverluststörfalls bleibt die maximale Brennelementtemperatur unter dem Wert von $T = 1600\text{ °C}$. Damit ist gewährleistet, daß der Reaktorkerns infolge des Störfalles intakt bleibt.

6.7 Referenzkonzept

Angesichts der vorgestellten Parameterstudie soll im folgenden *die* Kernausslegung, welche möglichst viele der Anforderungen erfüllt bzw. als bester Kompromiß angesehen werden kann, als *Referenzauslegung* bezeichnet werden. Für den schwerwassergekühlten Kugelhaufenreaktor wird ein Zielabbrand von 100 GWd/t und eine Schwermetallbeladung von 20 g pro Brennelement vorgeschlagen.

Für die Referenzauslegung sprechen:

- Ein möglichst hoher Abbrand reduziert die Anzahl an insgesamt einzusetzenden Brennelementen.
- Abbrände von 100 GWd/t (und höher) sind in Hochtemperaturreaktoren erreicht worden, somit als Stand der Technik anzusehen.
- Der Spaltstoffverbrauch ist für das vorgeschlagene Referenzkonzept von allen untersuchten Konzepten am geringsten.

Der Referenzkern ist nicht im Hinblick auf die Minimierung des entstehenden Pu optimiert, jedoch ist die zu entladende Pu-Menge beim Referenzkern geringer als bei einem Leichtwasserreaktor. Die Peakfaktoren liegen höher als bei den Auslegungen mit geringerem Abbrand, sind jedoch vertretbar.

Mittels weiterführender Rechnungen ist die genaue Lage des Optimums des Brennstoffverbrauchs festzustellen. Dazu ist die Schwermetallbeladung um den Wert von 20 g pro Brennelement zu variieren. Weiterhin könnten Reaktorkerne mit einem Zielabbrand von bis zu 150 GWd/t ausgelegt werden.

Kapitel 7

Reaktivitätskoeffizienten

7.1 Bedeutung für die Reaktorstabilität

Die zentrale Eigenschaft eines inhärent sicheren Reaktors ist die nukleare Stabilität. Da die Freisetzung von Energie durch Kernspaltungen unter keinen Umständen auf ein Maß ansteigen darf, das zu einer Beschädigung oder gar Zerstörung des Reaktorkerns führt, muß die Spaltrate im Reaktorkern in allen Betriebszuständen durch *selbstwirkende* physikalische Mechanismen begrenzt sein. Im Falle einer unzulässigen Leistungserhöhung muß die nukleare Kettenreaktion zum Erliegen kommen, bis die Reaktorleistung wieder auf einen zulässigen Wert gesunken ist. Bei Abweichungen der Betriebsparameter in Richtung eines Anstiegens der Reaktorleistung muß der Reaktor demnach unterkritisch werden. Auf ein Eingreifen des Reaktorfahrers bzw. aktive Regelsysteme muß in einem inhärent sicheren Reaktor verzichtet werden können.

Die relevanten Betriebsparameter sind im einzelnen die Temperatur des Brennstoffes, des Kugelgraphits und des Kühlmittels sowie die Dichte des Kühlmittels bzw. der Dampfblasenanteil im Kühlmittel. Diese Parameter sind voneinander abhängig, da ihre Werte vor allem durch den Wärmetransport vom Brennstoff zum Kühlmittel gegeben sind. Erhöht sich im Brennstoff die Spaltrate, so kommt es zu einem Anstieg der Reaktorleistung, worauf die Brennstofftemperatur unmittelbar ansteigt. Durch Wärmeleitung vom Brennstoff in die Matrix steigt anschließend die Temperatur im Kugelgraphit. Durch den Wärmeübergang in der Grenzschicht zum Kühlmittel steigt die Kühlmitteltemperatur. Bei einer isobaren Erwärmung des Kühlmittels kommt es zu einer Abnahme der Kühlmitteldichte. Bei einem wassergekühlten Reaktor kann es zur Bildung von Dampfblasen und zu einer teilweisen Verdampfung des Kühlmittels kommen.

Quantitativ erfaßt wird das Verhalten des Reaktors durch die Reaktivitätskoeffizienten, welche die Veränderung der Reaktivität bei Änderung eines jeweiligen Parameters beschreiben. Die Reaktivität ρ ist durch Gleichung 7.1 definiert.

$$\rho := \frac{k_{eff} - 1}{k_{eff}} \quad (7.1)$$

Die Reaktivität ρ ist Funktion der Brennstofftemperatur, der Graphittemperatur im Brennelement, der Kühlmitteltemperatur und -dichte sowie des Dampfanteils im Kühlmittel:

$$\rho = \rho(T_B, T_C, T_{D_2O}, \chi) \quad (7.2)$$

Gilt $\rho > 0$, so ist der Reaktor überkritisch und die Leistung steigt an. Im Falle, daß $\rho < 0$, nimmt die Reaktorleistung ab. Für einen kritischen Reaktor gilt $\rho = 0$. Die Reaktivität ist ebenso wie die Multiplikationskonstante k_{eff} eine makroskopische Größe, welche den Reaktor als gesamtes beschreibt. Die zeitliche Änderung des Leistungsdichteprofiles sowie lokale Leistungsfluktuationen können mit dem Konzept der Reaktivität nicht berücksichtigt werden. Die Dynamik des Reaktors wird in diesem Rahmen durch die punktkinetischen Gleichungen (Gl. 7.3) beschrieben [10].

$$\begin{aligned} \dot{n} &= \frac{\rho - \beta}{l} n(t) + \sum_i \lambda_i C_i(t) \\ \dot{C}_i(t) &= \frac{\beta_i}{l} n(t) - \lambda_i C_i(t) \end{aligned} \quad (7.3)$$

Die punktkinetischen Gleichungen bilden ein lineares Differentialgleichungssystem 1. Ordnung in der Zeit für die Neutronenpopulation $n(t)$ einerseits und die in Gruppen zusammengefaßten Vorläuferkerne $C_i(t)$, welche durch den Spaltprozeß entstehen und nach einem Zerfallsprozeß weitere Neutronen abgeben, andererseits. Die Gruppen beinhalten verschiedene Precursorkerne, welche mit der gleichen Halbwertszeit λ_i zerfallen. Der Anteil von Neutronen, welche verzögert von Precursorkernen der Gruppe i emittiert werden, ist durch β_i gegeben. Der gesamte Anteil verzögert emittierter Neutronen ist durch $\beta = \sum_i \beta_i$ gegeben. Die Lebensdauer der prompten Neutronen, l , ist (für einen unendlich ausgedehnten Reaktor) durch die mittlere freie Weglänge und die Neutronengeschwindigkeit und k_∞ gegeben.

$$l := \frac{1}{k} \frac{\lambda_a}{v} = \frac{1}{k} \frac{1}{\Sigma_a v} \quad (7.4)$$

Für einen endlichen Reaktor muß obige Gleichung noch mit der Wahrscheinlichkeit, daß die thermischen Neutronen den Kern nicht aufgrund Leckage verlassen, multipliziert werden. Typische Werte liegen bei $l = 10^{-3} s^{-1}$. Da die Lebensdauer der thermischen Neutronen umgekehrt proportional zum Absorptionswirkungsquerschnitt Σ_a ist, welcher gemäß Gleichung 6.1 mit der Schwermetалldichte im Kern ansteigt, sinkt die Lebensdauer der prompten Neutronen mit steigendem Schwermetallgehalt in den Brennelementen. Auf diesen Effekt wird bei der Diskussion schneller Transienten im Detail eingegangen. Die allgemeine Lösung von Gl. 7.3 ist durch eine Summe von Exponentialfunktionen gegeben:

$$\begin{aligned} n(t) &= \sum_j A_j e^{s_j t} \\ C_i(t) &= \sum_j B_{ij} e^{s_j t} \end{aligned} \quad (7.5)$$

Die Konstante s_j mit dem größten Wert bestimmt asymptotisch den Verlauf von $n(t)$ und wird als Reaktorperiode bezeichnet. Ist der Reaktor überkritisch, d.h. es gilt $\rho > 0$ sind prinzipiell zwei Fälle zu unterscheiden. Überschreitet die Reaktivität den Anteil der verzögerten Neutronen ($\rho > \beta$), so ist in Gleichung 7.3 die rechte Seite positiv und die Reaktorleistung steigt mit einer Zeitkonstanten von ca. 10^{-3}s^{-1} . Da der Reaktor in diesem Falle alleine aufgrund der prompt emittierten Neutronen kritisch ist, spricht man von einem prompt überkritischen Reaktor. Im Falle, daß $0 < \rho < \beta$ ist der Reaktor nur aufgrund verzögerter Neutronen überkritisch, und die Reaktorleistung steigt mit einer Periode im Sekundenbereich. Ein Reaktor ist demnach lediglich im verzögert kritischen Fall regelbar.

Da sich aufgrund einer Leistungsänderung Δn die Temperaturen T_i (und alle anderen makroskopischen Parameter des Reaktors) um Beträge ΔT_i ändern, ändert sich demzufolge der Wert von ρ in Gleichung 7.3 um einen Wert $\Delta \rho$. Bei einer infinitesimalen Änderung aller Reaktorparameter x_i um Werte dx_i , ist die Änderung der Reaktivität durch das vollständige Differential in Gl. 7.6 gegeben.

$$d\rho = \sum_i \frac{\partial \rho}{\partial x_i} dx_i = \Gamma_{x_i} dx_i \quad (7.6)$$

Die Änderung der Reaktivität bei der Änderung eines Parameters wird durch die partiellen Ableitungen Γ_x der Reaktivität nach den einzelnen Parametern gemäß Gleichung 7.7 beschrieben.

$$\Gamma_x := \frac{\partial \rho}{\partial x} \quad , \quad x := T_B, T_{Gr}, T_{D_2O}, \chi \quad (7.7)$$

Damit der Reaktor selbstregelnd ist, müssen die Vorzeichen der Reaktivitätskoeffizienten derart sein, daß ein Anstieg der Leistung Δn stets zu einer Abnahme der Reaktivität führt. Da bei einem Anstieg der Reaktorleistung die Temperaturen im Brennstoff, Graphit und Kühlmittel ebenfalls ansteigen, müssen infolgedessen die zugehörigen Reaktivitätskoeffizienten, die sogenannten "Temperaturkoeffizienten", negativ sein. Eine Zunahme des Dampfblasenanteils im Kühlmittel, wie bei einer erhöhten Wärmeproduktion im Reaktor auftritt, muß ebenfalls zu einer Abnahme der Reaktivität führen. Der Dampfblasenkoeffizient (Voidkoeffizient) muß also ebenfalls negativ sein, damit der Reaktor stabil ist.

Aus Gleichung 7.1 folgt für die Reaktivitätskoeffizienten:

$$\begin{aligned}\Gamma_x &= \frac{1}{k^2} \frac{\partial k}{\partial x} \\ &\approx \frac{1}{k} \frac{\partial k}{\partial x}\end{aligned}\tag{7.8}$$

In der Literatur ist die Angabe von $\frac{1}{k} \frac{\partial k}{\partial x}$ verbreitet, was bei $k \approx 1$ gerechtfertigt ist. Je nachdem, ob Zell- oder Gesamtkernrechnungen durchgeführt werden, steht die Multiplikationskonstante k in Gleichung 7.8 für k_∞ bzw. k_{eff} .

Das hier vorgestellte "Punktmodell" unterliegt einer Reihe von Einschränkungen, welche den Gültigkeitsbereich einschränken. Aufgrund der Beschreibung des Reaktors durch makroskopische Größen werden keine Änderungen der räumlichen Neutronendichte berücksichtigt. Es wird dabei unterstellt, daß sich die Zeitabhängigkeit der Neutronenverteilung getrennt von der räumlichen Verteilung derart beschreiben läßt, daß sich die Neutronenflußverteilung in Abhängigkeit von Raum und Zeit gemäß Gleichung 7.9 als Produkt aus einem ortsabhängigen und einem zeitabhängigen Anteil schreiben läßt.

$$\Phi(\vec{x}, t) = \Psi(\vec{x})n(t)\tag{7.9}$$

Bei einer Änderung der Reaktorleistung, welche proportional zu $n(t)$ ist, ändert sich gemäß dem punktkinetischen Modell die räumliche Verteilung $\Psi(\vec{x})$ nicht. Dies kann für geringe Leistungsschwankungen unterstellt werden, nicht jedoch für schnelle Transienten. Kommt es lokal - z.B. durch plötzliches Austreiben eines Abschaltstabes - zu einer Erhöhung des Neutronenflusses, benötigt es eine Zeit, bis sich diese Störung fortgepflanzt hat. In diesen Fällen kann man allerdings die punktkinetischen Gleichungen weiterhin als gültig betrachten, die makroskopischen Parameter l und β sind dann anzupassen [10].

7.2 Brennstofftemperatur

Der Brennstofftemperaturkoeffizient, $\Gamma_{T_B} := \frac{\partial \rho}{\partial T_{BS}}$ beschreibt die Reaktivitätsänderung nach einer Änderung der Brennstofftemperatur. Im Rahmen der Vierfaktorenformel führt eine Veränderung der Brennstofftemperatur zu einer Änderung der Resonanzentkommwahrscheinlichkeit p .

$$\begin{aligned}\Gamma_{T_{BS}} &= \frac{1}{k} \frac{\partial k}{\partial T_{BS}} \\ &= \frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial T_{BS}} \\ &= \frac{\partial}{\partial T_{BS}} \ln p\end{aligned}\tag{7.10}$$

Mit

$$p = \exp\left(-\frac{N_B I(T_B)}{\xi \Sigma_p}\right) \quad (7.11)$$

folgt für den Brennstofftemperaturkoeffizienten:

$$\Gamma_{T_B} = -\frac{N_B}{\xi \Sigma_p} \frac{\partial I}{\partial T_B} \quad (7.12)$$

Der Brennstofftemperaturkoeffizient ist also proportional zur Änderung des Resonanzintegrals. Aufgrund der thermischen Bewegung der Absorberatome kommt es zu der sogenannten "Dopplerverbreiterung" der Absorptionsresonanzen, welche mit steigender Brennstofftemperatur zu einer erhöhten Neutronenabsorption im Resonanzabsorber führt [10]. Das Resonanzintegral steigt daher mit zunehmender Temperatur, wie in Abb. 5.1 für den D₂O-Kugelhaufenreaktor dargestellt ist, so daß der Brennstofftemperaturkoeffizient stets negativ ist.

Abbrand GWd/t	Schwermetallbeladung g / Kugel	$\Gamma_{T_{UO_2}}$ 10 ⁻⁵ /K
50	5	-1.970
	10	-3.210
	20	-4.634
	40	-5.818
100	5	-1.902
	10	-3.114
	20	-4.491
	40	-6.003

Tabelle 7.1: Brennstofftemperaturkoeffizient für unterschiedliche Kernausslegungen

In Tabelle 7.2 ist der Brennstofftemperaturkoeffizient für unterschiedliche Kernausslegungen wiedergegeben. Zur Berechnung wurde k_{eff} für einen Gleichgewichtskern bei der Absorbertemperatur im Normalbetrieb sowie für eine 100 K erhöhte Absorbertemperatur berechnet. Der Temperaturkoeffizient wurde aus den berechneten Werten gemäß

$$\Gamma_{T_{UO_2}} = \frac{1}{k_{eff}} \frac{\Delta k_{eff}}{\Delta T_{UO_2}} \quad (7.13)$$

berechnet. Es zeigt sich nur eine geringe Abhängigkeit des Dopplerkoeffizienten vom Zielabbrand, dagegen eine starke Abhängigkeit vom Schwermetallgehalt der Brennelemente. Der Dopplerkoeffizient steigt mit zunehmendem Schwermetallgehalt in den Brennelementen. Innerhalb der betrachteten Spanne von 5 - 40 g Schwermetall pro Brennelement verdreifacht sich der Betrag des Dopplerkoeffizienten. Mit 10⁻⁵ K⁻¹ liegt der Dopplerkoeffizient in

derselben Größenordnung wie bei Leichtwasserreaktoren. Die Abhängigkeit des Dopplerkoeffizienten vom Schwermetallgehalt ist auf die Änderung des mit zunehmender Schwermetallbeladung größer werdenden Anteils epithermischer Neutronen zurückzuführen. Eine Temperaturerhöhung führt somit auch zu einer höheren Reaktionsrate im epithermischen Bereich. Der negative Dopplerkoeffizient ist bei allen untersuchten Kernausslegungen gewährleistet.

7.3 Moderatortemperatur

Die Temperatur des Reaktorgraphits beeinflusst die Spektralverteilung der Neutronen und somit die Reaktivitätsbilanz. Das thermische Neutronenspektrum bildet idealerweise eine Maxwellverteilung (Gl. 7.15) um die Energie $E = kT$.

$$\mathcal{M}(E) = \frac{2}{\sqrt{\pi}\sqrt{kT}^3} \sqrt{E} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (7.14)$$

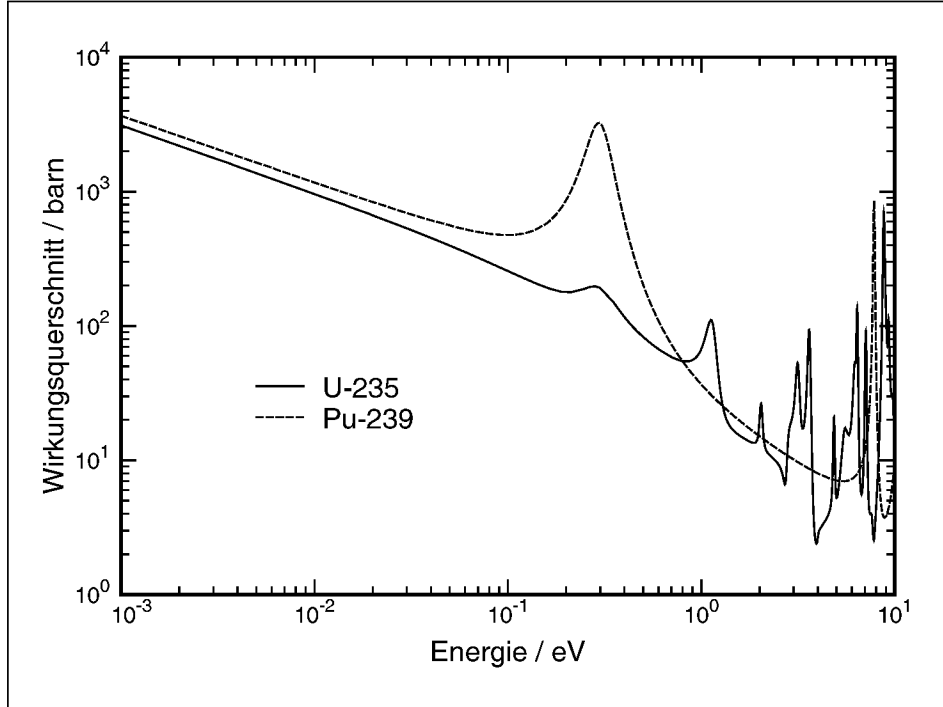
Die Verteilungsfunktion $\mathcal{M}(E)$ ist auf 1 normiert.

$$\int_0^\infty dE \mathcal{M}(E) = 1 \quad (7.15)$$

Als Temperatur ist die Moderatortemperatur einzusetzen, d.h. jeweils die Temperatur von Kühlmittel und Moderator. Kommt es zu einer Temperaturerhöhung, so verschiebt sich der Scheitelpunkt der Maxwellverteilung zu höheren Energien. Bei einem reinen $\frac{1}{v}$ -Absorber kommt es daher bei einer Moderatortemperaturerhöhung zu einer geringeren Spaltrate und somit zu einer Abnahme der Reaktivität ρ . Dies ist in einem thermischen Reaktor mit reinem ^{235}U -Brennstoff in der Regel gegeben.

Eine veränderte Situation liegt bei Anwesenheit von ^{239}Pu vor. Wie in Abbildung 7.1 zu erkennen ist, besitzt der Spaltwirkungsquerschnitt des Isotops ^{239}Pu eine stark ausgeprägte Resonanz bei der Energie von $E = 0.3$ ev. Liegt der Scheitelpunkt der Maxwellverteilung auf der linken Seite der Resonanz, was bei thermischen Reaktoren der Fall ist, führt eine Erhärtung des Neutronenspektrums zu einer erhöhten Spaltrate im ^{239}Pu . Verwendet man PuU-MOX-Brennelemente bzw. liegt aufgrund des Abbrandes eine ausreichende ^{239}Pu -Konzentration vor, kann ein positiver Moderatortemperaturkoeffizient auftreten.

Zur Bestimmung des Moderatortemperaturkoeffizienten wurden sowohl Rechnungen für ein einzelnes Brennelement als auch für den gesamten Reaktorkern durchgeführt. Für einzelne Brennelemente wurde k_∞ , für den gesamten Reaktorkern k_{eff} für die Graphittemperatur im Normalbetrieb sowie für schrittweise um $\Delta T = 100$ K erhöhte Temperaturen bestimmt. Bei einzelnen Brennelementen wurden die Rechnungen für unterschiedliche Abbrände durchgeführt. Anschließend wurden die Rechnungen wiederholt, dabei jedoch ebenfalls die Absorbtemperatur erhöht.


 Abbildung 7.1: Thermischer Spaltwirkungsquerschnitt von ^{235}U und ^{239}Pu

Eine alleinige Erhöhung der Graphittemperatur, ohne eine gleichzeitige Erhöhung der Kühlmittel- oder der Absorbenttemperatur ist nicht realistisch. Entweder erhöht sich die Graphittemperatur aufgrund eines Anstiegs der Spaltrate im Brennstoff, oder aufgrund einer Erwärmung des Kühlmittels. Letzteres könnte durch einen Verlust der Wärmesenke im Sekundärkreislauf geschehen. Auch in diesem Falle würde sich jedoch die Brennstofftemperatur erhöhen. Die Auslenkung des Parameters T_{Graphit} aus dem Gleichgewicht ist zwar mathematisch definierbar, in der Praxis aber im Zusammenhang mit der Änderung aller relevanter Temperaturen zu betrachten. Bei einem Anstieg der Spaltrate im Brennstoff erwärmt sich der Kugelgraphit nicht so schnell wie das UO_2 , da der Wärmetransport vom Brennstoff an den Graphit nicht unmittelbar erfolgt. Ferner erhöht sich die Graphittemperatur aufgrund der viel größeren Wärmekapazität des Matrixgraphits bei der Zugabe der gleichen Wärmemenge um einen viel geringeren Betrag. Die massenbezogene Wärmekapazität von UO_2 besitzt bei einer Temperatur von $T = 400^\circ\text{C}$ den Wert von $c_{p,\text{UO}_2} \approx 0.3 \text{ Jg}^{-1}\text{K}^{-1}$. Bei einer Schwermetallbeladung von 20 g pro Brennelement beträgt die Wärmekapazität des gesamten sich im Brennelement befindenden UO_2 $C_{p,\text{UO}_2} \approx 6 \text{ JK}^{-1}$. Die massenbezogene Wärmekapazität des Graphits beträgt dagegen bei einer Temperatur von $T = 350^\circ\text{C}$ $c_{p,\text{Graphit}} \approx 1.5 \text{ Jg}^{-1}\text{K}^{-1}$, ist also um den Faktor fünf größer als c_{p,UO_2} . Bei einer Gesamtmasse von ca. 200 g beträgt die Wärmekapazität der Graphitkugel $C_{p,\text{Graphit}} \approx 300 \text{ JK}^{-1}$. Der Kugelgraphit besitzt somit eine um den Faktor 50 größere Wärmekapazität als das in der Kugel vorhandene UO_2 . Nimmt man ohne die

Berücksichtigung des Wärmetransportes innerhalb des Brennelementes an, daß sich aufgrund eines Wärmeeintrags die UO_2 -Temperatur schlagartig um $\Delta T_{\text{UO}_2} = 100 \text{ K}$ erhöht, so führt dies bei Abgabe der gesamten Wärmeenergie an den Kugelgraphit lediglich zu einer Erhöhung der Graphittemperatur um $\Delta T_{\text{Graphit}} = 2 \text{ K}$. Die große Wärmekapazität der Graphitmatrix bildet ein wesentliches Sicherheitsmerkmal des kugelförmigen Brennelementes. Die an dieser Stelle nicht betrachtete Abschätzung der Zeitverzögerung zwischen der Erwärmung des UO_2 und des Graphits dürfte für eine schnelle Rückkopplung über den Dopplertemperaturkoeffizienten führen.

Der Einfluß der Graphittemperatur auf die Neutronenbilanz ist in Abb. 7.2 wiedergegeben. In den Graphen auf der linken Seite ist die anteilige Absorption in den unterschiedlichen Schwermetallisotopen ^{235}U , ^{238}U sowie ^{239}Pu in Abhängigkeit der Brennelementtemperatur dargestellt. Auf der rechten Seite sind k_∞ sowie ρ in Abhängigkeit der Brennelementtemperatur aufgetragen. Die Brennelementtemperatur wird sowohl dem Schwermetall als auch dem Graphit zugeordnet. In der oberen Hälfte sind die Werte für frische Brennelemente, in der unteren Hälfte die Werte für auf 50 GWd/t abgebrannte Brennelemente dargestellt. Die Werte stammen aus Zellrechnungen für ein Brennelement mit einer Schwermetallbeladung von 10 g und einer Anreicherung auf 5 % ^{235}U .

Bei dem frischen Brennelement führt eine Temperaturerhöhung im Brennstoff sowie im Graphit zu einem Rückgang der Absorption im ^{235}U und einer Zunahme der Absorption im ^{238}U . Die Multiplikationskonstante k_∞ und somit die Reaktivität ρ nehmen infolgedessen, wie im rechten oberen Bild dargestellt, ab. Bei abgebrannten Brennelementen ergibt sich die gegenläufige Tendenz: Einerseits nimmt die Neutronenabsorption im Resonanzabsorber ^{238}U bei Erhöhung der Temperatur zu, so daß die Reaktivität sinkt, andererseits steigt auch die Anzahl der im ^{239}Pu absorbierten Neutronen an. Ursache hierfür ist die Verschiebung des thermischen Spektrums in Richtung der Spaltresonanz im ^{239}Pu . Eine Temperaturerhöhung im Moderator entspricht einer Erhöhung der mittleren Energie der thermischen Neutronen. Der Scheitelpunkt, $E = kT$, der Maxwellverteilung wandert von 0.025 eV bei $T = 20^\circ\text{C}$ nach 0.086 eV bei $T = 1000^\circ\text{C}$. Das Maximum der thermischen Neutronenpopulation liegt also selbst bei einer Temperatur von $T = 1000^\circ\text{C}$ noch unterhalb der Energie der Spaltresonanz des ^{239}Pu , jedoch steigt die Absorptionsrate in der Flanke der Maxwellverteilung. Im in Abb. 7.2 dargestellten Fall überwiegt der Anstieg der Absorption im ^{239}Pu den Anstieg der Absorption im ^{238}U bis zu einer Temperatur von ca. $T = 1000^\circ\text{C}$. Bei einer weiteren Erhöhung der Temperatur zeigt sich ein leicht rückläufiger Effekt.

Tabelle 7.2 zeigt die für einzelne Brennelemente berechneten Temperaturkoeffizienten. Berechnet ist die Reaktivitätsänderung bei gleichzeitiger Erhöhung der Brennstoff- sowie der Moderatortemperatur für unterschiedliche Schwermetallbeladung und für unterschiedliche Abbrände. Zur Berechnung wurde k_∞ bei der Betriebstemperatur sowie für eine um $\Delta T = 100 \text{ K}$ erhöhte Temperatur bestimmt und anschließend der Temperaturkoeffizient gemäß

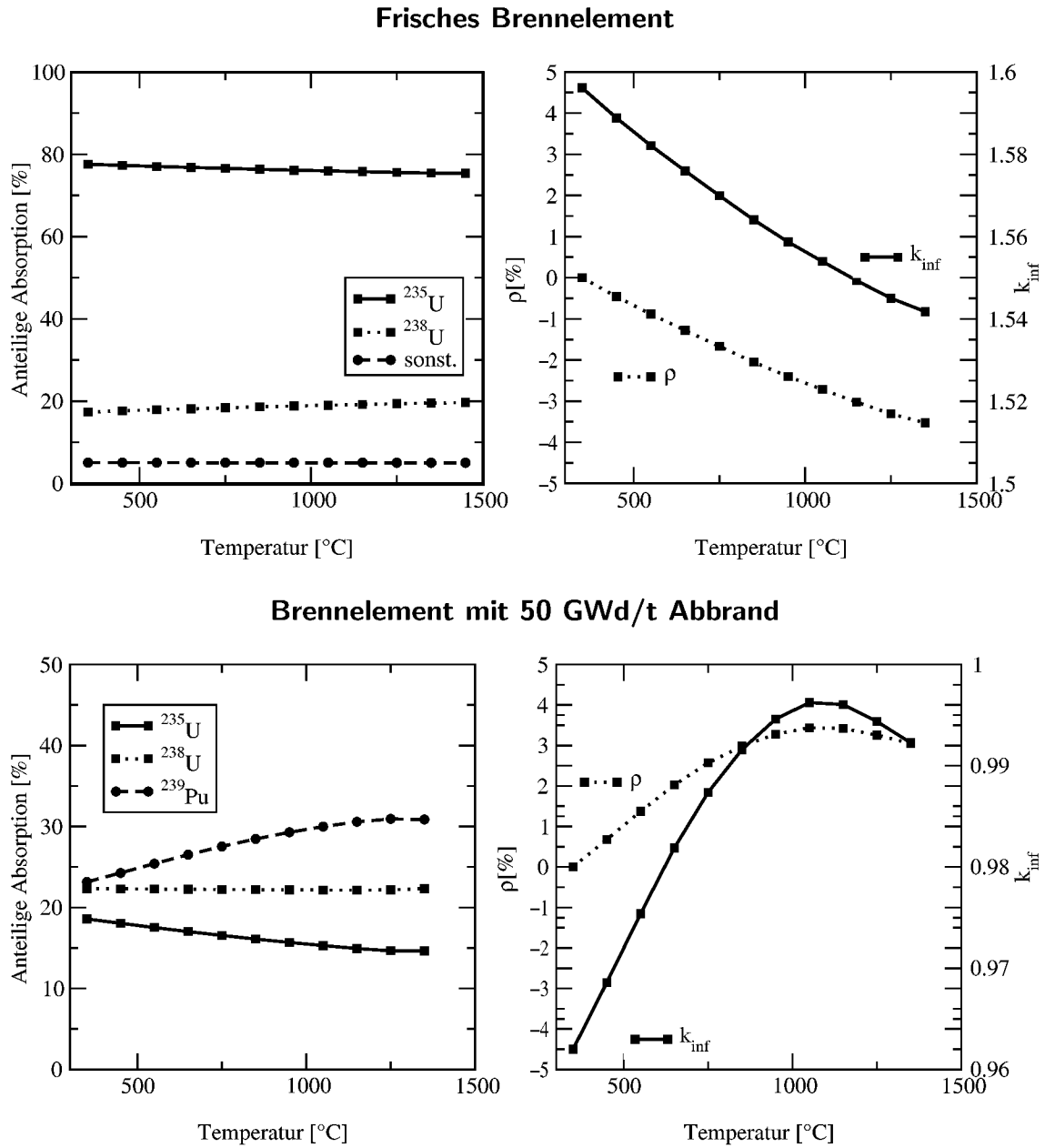


Abbildung 7.2: Reaktivitätsbilanz bei Änderung der Graphittemperatur

$$\Gamma_T = \frac{1}{k} \frac{\Delta k_{\infty}}{\Delta T} \quad (7.16)$$

berechnet. Für Brennelemente mit einer Anreicherung auf 5 % ^{235}U ist der Temperaturkoeffizient für frische Brennelemente sowie für Abbrände von 25 GWd/t und 50 GWd/t berechnet. Für Brennelemente mit einer höheren Anreicherung auf 10 % ^{235}U ist der Temperaturkoeffi-

Anreicherung %	Schwermetallbe- ladung g / Kugel	Abbrand GWd/t	Γ_{Temp} $10^{-5}/K$
5	5	0	-3.51
		25	-0.54
		50	+1.37
	10	0	-4.59
		25	-2.45
		50	+6.81
	20	0	-5.89
		25	-4.55
		50	+0.74
	40	0	-6.93
		25	-6.58
		50	-6.72
10	5	0	-3.15
		50	-1.92
		100	15.98
	10	0	-4.21
		50	-3.48
		100	+7.21
	20	0	-5.40
		50	-5.23
		100	+0.08
	40	0	-6.22
		50	-6.62
		100	-4.94

Tabelle 7.2: Temperaturkoeffizient für einzelnes Brennelement

zient für Abbrände von 50 GWd/t und 100 GWd/t berechnet. Dies entspricht ungefähr den jeweiligen Zielabbränden, welche derartige Brennelemente im D₂O-Kugelhaufenreaktor erreichen sowie den durchschnittlichen Abbränden eines Gleichgewichtskerns. Brennelemente mit weniger als 40 g Schwermetall besitzen bei Erreichen des Zielabbrandes einen positiven Temperaturkoeffizienten. Der Temperaturkoeffizient für auf die Hälfte des Zielabbrandes abgebrannte Brennelemente ist in allen Fällen negativ. Der ungünstigste Fall tritt jeweils für Brennelemente mit einer Schwermetallbeladung von 10 g pro Brennelement auf.

Die Neutronenbilanz im Reaktorkern hängt von der Entwicklung der Neutronenabsorption in Brennelementen mit unterschiedlichem Abbrand ab. Unterstellt man einen gleichzeitigen Temperaturanstieg im Graphit aller Brennelemente der Kugelschüttung, so steigt die Spaltrate in einigen sehr stark abgebrannten Brennelementen an, während sie in frischen Brennelementen zurückgeht. Die Bilanz der gesamten Kugelschüttung ergibt sich aus der

Summe der Bilanzen in den einzelnen Brennelementen. In abgebrannten Brennelementen werden auch bei einem Anstieg der Neutronenproduktion weniger Neutronen produziert als absorbiert, wie in Abb. 7.2 rechts unten zu erkennen: im gesamten untersuchten Temperaturbereich gilt $k_{\infty} < 1$. eine Anordnung, welche lediglich aus auf den Zielabbrand abgebrannten Brennelementen besteht, kann niemals kritisch werden. Das obige Beispiel ist damit als konstruierter Fall anzusehen, um den Spektraleffekt bei der Erwärmung des Reaktorgraphits aufzuzeigen. Aufgrund der Beschickung im MEDUL-Verfahren befinden sich an allen Orten im Reaktor unterschiedlich stark abgebrannte Brennelemente, so daß keine starke räumliche Abhängigkeit der Reaktivitätsänderung zu erwarten ist. Aufgrund der Verwendung nur einer Sorte von Brennelementen für Spaltstoff- und Resonanzabsorber sind die Rückkopplungen prompt bzw. im Falle der Graphiterwärmung abhängig von der Wärmeleitung in der Brennelementkugel.

Abbrand GWd/t	Schwermetall- beladung g / Kugel	Γ_{TC} $10^{-5}/K$	Γ_{TUC} $10^{-5}/K$
50	5	-1.450	-3.413
	10	1.945	-1.271
	20	2.917	-1.721
	40	-0.848	-4.956
100	5	-0.992	-3.573
	10	1.836	-1.264
	20	2.263	-2.221
	40	-3.198	-6.323

Tabelle 7.3: Temperaturkoeffizient für den gesamten Reaktor

In Tabelle 7.3 sind die Temperaturkoeffizienten für den Reaktorkern bei unterschiedlicher Kernausslegung wiedergegeben. Mit Γ_{TC} ist der Reaktivitätskoeffizient in bezug auf die Graphittemperatur, mit Γ_{TUC} der Reaktivitätskoeffizient in bezug auf die Graphit- und die Schwermetalltemperatur bezeichnet. Während eine reine Erhöhung der Graphittemperatur ohne sonstige Veränderungen bei Reaktorkernen mit 10 g und 20 g Schwermetall pro Brennelement zu einem positiven Reaktivitätseffekt führen, ist der Reaktivitätseffekt bei gleichzeitiger Erhöhung der Graphit- sowie der Brennstofftemperatur allen untersuchten Kernausslegungen negativ. Der Betrag des Reaktivitätskoeffizienten Γ_{TUC} besitzt bei einer Schwermetallbeladung von 10 g pro Brennelement ein Minimum. Selbst unter der unrealistischen Annahme, daß sich Brennstoff und Kugelgraphit gleichzeit und gleichmäßig aufheizen, kommt es im Reaktor zu einer Abnahme der Reaktivität und somit zu einem Rückgang der Leistung. Die Erfüllung der nuklearen Stabilität ist bei einer Erwärmung der Brennelemente somit gegeben.

7.4 Voidkoeffizient

Der Dampfblasen- bzw. Voidkoeffizient ist ein Maß der Reaktivitätsänderung bei einer Änderung der Kühlmitteldichte. Die Kühlmitteldichte kann sich sowohl aufgrund der Erwärmung des Kühlmittels als auch bei der Bildung von Dampfblasen ändern. Beide Fälle sorgen für eine Abnahme der Nukliddichte für D_2O -Moleküle, somit für eine Abnahme der Dichte der moderierenden Deuteriumkerne. Der daraus resultierende Effekt ist die Zunahme der Resonanzabsorption. Aus Gleichung 7.11 folgt für die Resonanzentkommwahrscheinlichkeit p bei einer Änderung der Moderatorkernzahl N_M :

$$\frac{\partial p}{\partial N_M} = p \frac{N_B I}{\xi \sigma_p} \frac{1}{N_M^2} \quad (7.17)$$

und somit:

$$\Gamma_{N_M} = \frac{1}{k} \frac{\partial k}{\partial N_M} = \ln \left(\frac{1}{p} \right) \frac{1}{N_M} \quad (7.18)$$

Eine Abnahme der Moderatorkernzahl N_M führt unmittelbar zu einer Abnahme der Resonanzentkommwahrscheinlichkeit p . Anstelle der Kernzahldichte N_M verwendet man meistens den Voidanteil χ , welcher durch

$$\chi := \frac{N_M^0 - N_M}{N_M^0} \quad (7.19)$$

gegeben ist. Mit N_M^0 ist die Moderatorkernzahldichte bei vollständigem Kühlmittelinventar im Normalbetrieb bezeichnet. Im Rahmen der Vierfaktorentheorie ist der Voidkoeffizient durch

$$\Gamma_\chi = \ln \left(\frac{1}{p} \right) \frac{1}{N_M} \frac{\partial N_M}{\partial \chi} = - \ln \left(\frac{1}{p} \right) \frac{1}{1 - \chi} \quad (7.20)$$

gegeben. Der Voidkoeffizient ist nach obiger Gleichung somit immer negativ. Dies ist in der Realität nicht zwangsweise der Fall, da die obige Theorie lediglich den Einfluß der Moderatorkernzahldichte N_M auf die Resonanzentkommwahrscheinlichkeit p berücksichtigt. Die Absorption von Neutronen im Kühlmittel führt zu einem positiven Reaktivitätsbeitrag. In Leichtwasserreaktoren finden Absorptionsreaktionen aufgrund der Reaktion $^1H(n, \gamma)^2H$ statt. In schwerem Wasser kommt es zu der Reaktion $^2H(n, \gamma)^3H$. Aufgrund des viel geringeren thermischen Wirkungsquerschnittes von 2H von 0.5 mbarn im Vergleich zu 0.33 barn für 1H ist dieser Effekt bei einem schwerwassergekühlten Reaktor von untergeordneter Bedeutung. Während ein zu hoher Anteil von 1H -Kernen bezogen auf die ^{235}U -Kerne schon bei einem Volumenverhältnis $\frac{V_{H_2O}}{V_{UO_2}} > 3$ dazu führt, daß der positive Reaktivitätsbeitrag den negativen Reaktivitätsbeitrag überwiegt, ist dieser Effekt bei einem schwerwassergekühlten Reaktor von untergeordneter Bedeutung. Bei dem schwerwassergekühlten Kugelhaufenreaktor liegt im Graphit der Brennelemente ein zweiter Moderator vor, so daß auch bei einem kompletten Verlust des Kühlmittels Neutronen moderiert werden. Ein reiner Kugelhaufen

ohne Kühlmittel muß demzufolge untermoderiert sein, bzw. der Zusatz von Kühlmittel muß auf jeden Fall die Resonanzentkommwahrscheinlichkeit herabsetzen, damit ein negativer Voidkoeffizient zustande kommt.

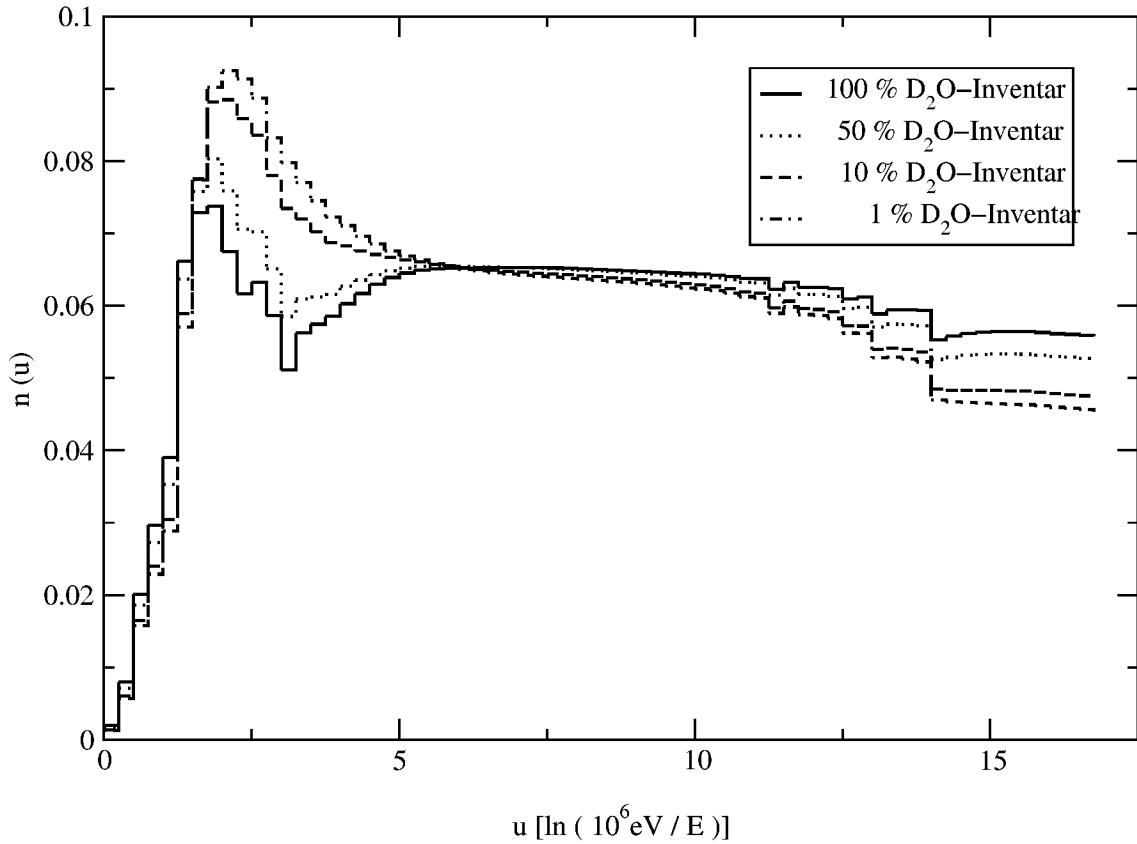


Abbildung 7.3: Spektralverteilung in Abhängigkeit des Kühlmittelinventars

In Abbildung 7.3 ist die Spektralverteilung der Neutronen in Abhängigkeit des Kühlmittelinventars für den Referenzreaktorkern wiedergegeben. Die Dichte der Moderatorkerne wird in den Berechnungen gleichmäßig über den Kern variiert. Dargestellt ist die Neutronenverteilung in den 68 schnellen und epithermischen GAM-Gruppen. Die Neutronenenergie ist in Leithargieeinheiten $u = \ln \frac{E_0}{E}$ aufgetragen. Mit abnehmendem Kühlmittelinventar ist eine zunehmende Härtung des Spektrums festzustellen. Dabei nimmt die Anzahl der Neutronen mit Energien nahe der Energien Spaltneutronen zu, die Anzahl der Neutronen in den Gruppen mit hohem Resonanzwirkungsquerschnitt ab. Die Neutronenanzahl im $\frac{1}{E}$ -Bereich, der in der Leithargiedarstellung konstant verläuft, ändert sich geringfügig mit dem Kühlmittelinventar.

Die Absorptionsbilanz in Abhängigkeit vom Kühlmittelinventar in den einzelnen Schwermetallnukliden ist in Abb. 7.4 dargestellt. Die Daten entstammen einer Rechnung für ein

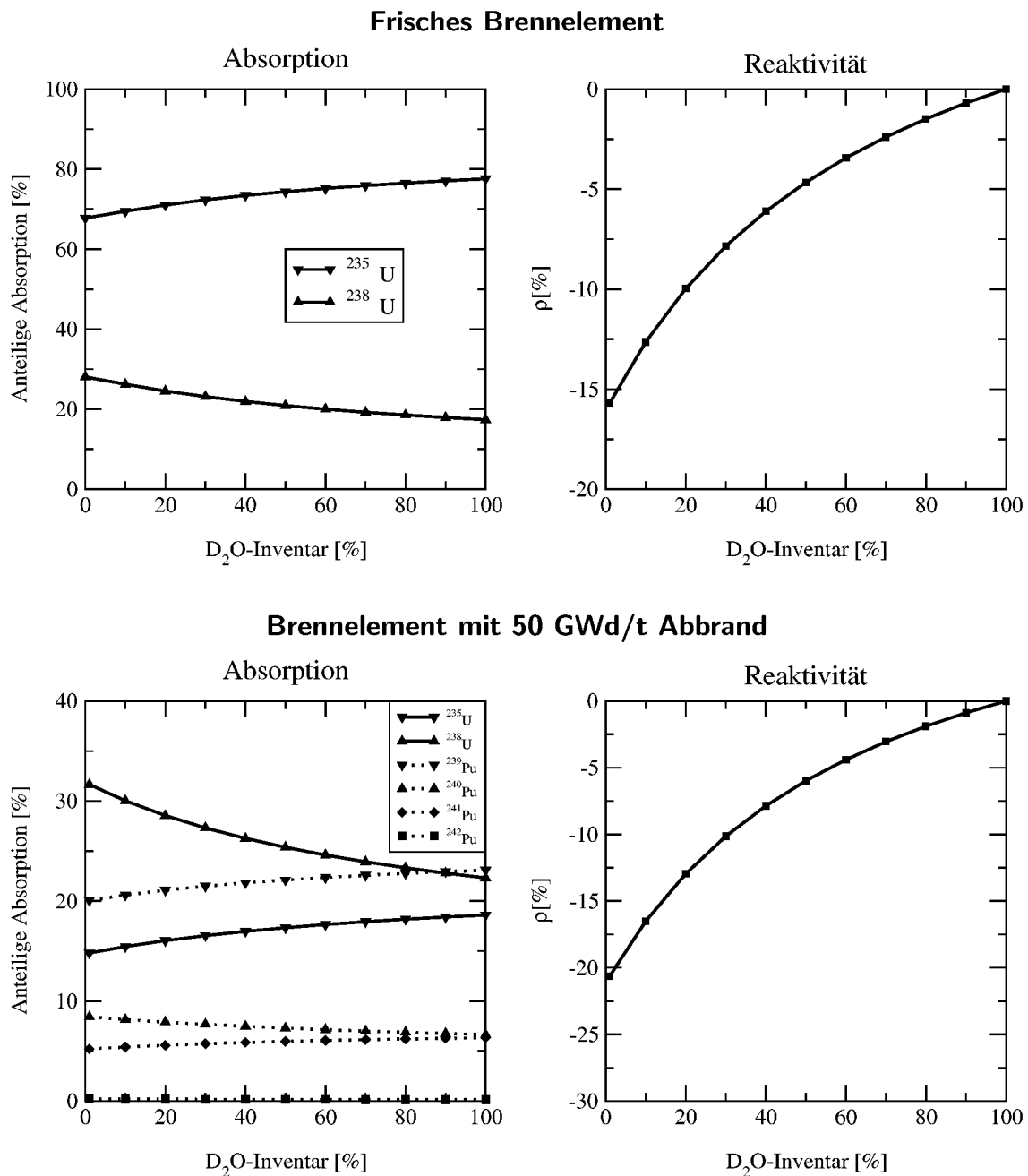


Abbildung 7.4: Neutronenbilanz bei Kühlmittelverlust

Brennelement mit 10 g Schwermetall und einer Anreicherung auf 5 % ^{235}U . Die oberen Kurven zeigen die Ergebnisse für ein frisches, die unteren für ein auf 50 GWd/t abgebranntes Brennelement. Auf der linken Seite sind die Absorptionsraten in den Isotopen ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu und ^{242}Pu bezogen auf alle Absorptionen wiedergegeben.

Auf der rechten Seite ist die Änderung der Reaktivität in Abhängigkeit des Kühlmittelinventars wiedergegeben. Im Falle des unbestrahlten Brennelementes sinkt mit abnehmendem Kühlmittelinventar die Absorption im ^{235}U , während sie im ^{238}U ansteigt, wodurch es zu einer Abnahme der Reaktivität kommt. Bei dem bestrahlten Brennelement kommt es bei der Abnahme des Kühlmittelinventars zu einem Rückgang der Absorption in den thermisch spaltbaren Isotopen ^{235}U , ^{239}Pu und ^{241}Pu , während die Absorption in den Neutronenabsorbern ^{238}U , ^{240}Pu und ^{242}Pu ansteigt. Die negative Reaktivität ist bei Kühlmittelverlust im Falle des abgebrannten Brennelementes höher als bei frischem Brennstoff. Ein positiver Effekt wie bei der Erwärmung des Kugelgraphits ist nicht zu beobachten. Bei einer Abnahme der Kernzahldichte des Kühlmittels gelangen weniger Neutronen in den Bereich der Spaltresonanz des ^{239}Pu , da sie vorher in den Resonanzen des ^{238}U absorbiert werden. Dies ist bei der Erhöhung der Graphittemperatur nur in sehr geringem Maße der Fall, da die Moderation durch ^2H -Kerne weiterhin gewährleistet ist. Für den D_2O -Kugelhaufenreaktor liegt somit kein positiver Void-Effekt vor.

Anreicherung %	Schwermetallbe- ladung g / Kugel	Abbrand GWd/t	Γ_χ 10^{-2}
5	5	0	-3.89
		50	-4.17
	10	0	-6.96
		50	-8.84
	20	0	-11.00
		50	-15.52
	40	0	-16.10
		50	-16.64
10	5	0	-4.12
		100	-4.61
	10	0	-7.12
		100	-9.91
	20	0	-11.00
		100	-17.45
	40	0	-15.30
		100	-16.28

Tabelle 7.4: Voidkoeffizient für einzelnes Brennelement

In Tabelle 7.4 sind die Voidkoeffizienten für Brennelemente mit unterschiedlicher Schwermetallbeladung, Anreicherung und unterschiedlichem Abbrand wiedergegeben. Es wurde k_∞ bei 100% und bei 90% des Kühlmittelinventars bestimmt und der Voidkoeffizient Γ_χ gemäß

$$\Gamma_{\chi} = \frac{1}{k_{\infty}(\chi = 10\%)} \frac{k_{\infty}(\chi = 10\%) - k_{\infty}(\chi = 0\%)}{10\%} \quad (7.21)$$

berechnet. Alle Brennelemente besitzen einen negativen Voidkoeffizienten. Der Voidkoeffizient ist für abgebrannte Brennelemente stets höher als für frische Brennelemente. Die Voidkoeffizienten werden mit zunehmendem Schwermetallgehalt stärker negativ. Dies deckt sich mit den theoretischen Überlegungen, welche zu Gleichung 7.20 führen. Da der Voidkoeffizient Γ_{χ} proportional zu $\ln \frac{1}{p}$ ist und die Resonanzentkommwahrscheinlichkeit p mit zunehmender Schwermetallbeladung abnimmt, wird $\ln \frac{1}{p}$ stärker negativ.

Abbrand GWd/t	Schwermetallbe- ladung g / Kugel	Γ_{χ} 10 ⁻²
50	5	-8.58
	10	-11.35
	20	-15.69
	40	-21.55
100	5	-9.00
	10	-12.10
	20	-17.04
	40	-23.27

Tabelle 7.5: Voidkoeffizient für den Reaktorkern

Abb. 7.5 enthält die für den gesamten Reaktorkern berechneten Voidkoeffizienten. Die Voidkoeffizienten für den Reaktorkern sind analog zu den Voidkoeffizienten für ein einzelnes Brennelement berechnet. Für einen eingebrannten Gleichgewichtsreaktorkern wird k_{eff} bei vollständigem Kühlmittelinventar ($\chi = 0\%$) sowie bei 90 % des Kühlmittelinventars berechnet. Die Nukliddichten für das Kühlmittel (D₂O) werden über den gesamten Reaktorkern gleichmäßig verringert.

Der Voidkoeffizient des Reaktorkerns wird mit zunehmendem Schwermetallgehalt stärker negativ, was den Ergebnissen der Zellrechnungen für einzelne Brennelemente entspricht. Im Vergleich zu einem einzelnen Brennelement ist der Voidkoeffizient für den gesamten Reaktorkern stärker negativ. Ein Kern mit einem Zielabbrand von 100 GWd/t besitzt einen stärker negativen Voidkoeffizienten als ein entsprechender Kern mit einem Zielabbrand von 50 GWd/t. Dies entspricht ebenfalls dem Ergebnis der Zellrechnungen.

Ein Kühlmittelverlust bzw. eine Abnahme der Kühlmitteldichte führen beim schwerwassergekühlten Kugelhaufenreaktor stets zu einer Abnahme der Reaktivität und somit zu einem Rückgang der Reaktorleistung, falls der Reaktor ursprünglich gerade kritisch ist, d.h. $\rho = 0$

gilt.

Als kontinuierlich beladener Reaktor besitzt der schwerwassergekühlte Kugelhaufenreaktor einen konstanten Voidkoeffizienten. Im Gegensatz dazu führt bei einem DWR die Anwesenheit von im Kühlmittel gelöster Borsäure zu positiven Beiträgen zum Voidkoeffizienten, so daß sich dieser über die Standzeit eines Reaktorkerns stark verändert. Abhängig von der ^{235}U -Anreicherung der Brennelemente und der sich daraus ergebenden Borsäurekonzentration liegt der Voidkoeffizient eines DWR zwischen einigen $\frac{\text{pcm}}{\%}$ ($1\frac{\text{pcm}}{\%} = 10^{-3}$) zu Beginn eines Abbrandzyklus und einigen hundert $\frac{\text{pcm}}{\%}$ am Zyklusende. Der Voidkoeffizient für die Referenzauslegung des D_2 -Kugelhaufenreaktors (20 g Schwermetall pro Brennelement, 100 GWd/t Abbrand) liegt mit $17 \cdot 10^{-2} = 170 \frac{\text{pcm}}{\%}$ in der Größenordnung des Voidkoeffizienten eines DWR am Ende eines Abbrandzyklus.

Kapitel 8

Xenon-Effekte

8.1 Bedeutung des ^{135}Xe für die Reaktorphysik

Während des Reaktorbetriebes kommt es aufgrund von Spaltungen, (n,γ) -Reaktionen und radioaktivem Zerfall fortwährend zu einer Veränderung von Isotopenkonzentrationen. Aufgrund der Eigenschaft, Neutronen einfangen zu können, haben die Spaltprodukte und ihre durch Zerfall und Transmutation entstehenden Aufbauprodukte einen direkten Einfluß auf die Reaktivität des Reaktorkerns. Isotope mit einem sehr großen Einfangwirkungsquerschnitt können hierbei einen derart großen Einfluß haben, daß eine gesonderte Betrachtung nötig ist. Hierzu zählt das Xenon-Isotop ^{135}Xe mit einem thermischen Neutroneneinfangsquerschnitt von $\sigma_a = 2.7 \cdot 10^6$ barn. Angesichts dieses um etwa 4 bis 6 Größenordnungen über den für andere Isotope liegenden Wertes können selbst kleine Mengen an ^{135}Xe signifikanten Einfluß auf die Reaktivität ausüben, so daß dieses Isotop gesondert betrachtet werden muß.

Das Isotop ^{135}Xe entsteht sowohl direkt durch Spaltung von ^{235}U (bzw. anderer spaltbarer Schwermetallisotope) als auch durch den β -Zerfall des Isotopes ^{135}I . ^{135}Xe zerfällt seinerseits zu ^{135}Cs oder wird im Reaktor durch Neutroneneinfang in ^{136}Xe umgewandelt, welches stabil ist. Die Zerfallskette ist in Abbildung 8.1 dargestellt.

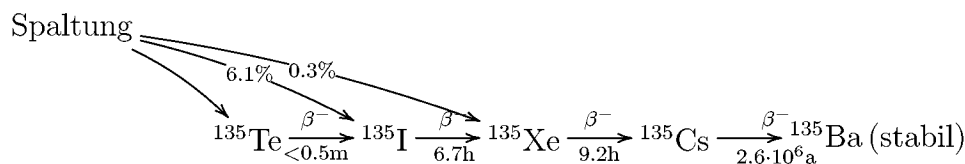


Abbildung 8.1: Zerfallreihe des Isotopes ^{135}Xe

Zusätzlich zu den Halbwertszeiten sind in Abb. 8.1 die sogenannten "Yields" angegeben, welche den jeweiligen Anteil der pro Spaltung entstehenden Isotope angeben. Da durch Kernspaltung alle Isotope der Zerfallsreihe entstehen, müßte im Prinzip ebenfalls das Iso-

top ^{135}Te betrachtet werden. Aufgrund der im Vergleich mit den Tochternukliden sehr geringen Halbwertszeit von weniger als einer halben Minute kann zur mathematischen Beschreibung der Zerfallskette der Yield von ^{135}Te dem Isotop ^{135}I zugeschlagen werden. Die Bilanzgleichung für die Isotope ^{135}I und ^{135}Xe lautet:

$$\frac{dI(t)}{dt} = y^I \Phi \Sigma_f - \lambda^I I \quad (8.1)$$

$$\frac{dX(t)}{dt} = y^X \Phi \Sigma_f + \lambda^I I - (\lambda^X + \Phi \sigma_a^X) X \quad (8.2)$$

Auf der linken Seite sind mit $I(t)$ bzw. $X(t)$ die Nukliddichten der Isotope ^{135}I und ^{135}Xe bezeichnet. y^I bzw. y^X bezeichnen die Yields, λ^I bzw. λ^X die Zerfallskonstanten für die jeweiligen Isotope. Der Neutroneneinfang im Isotop ^{135}Xe ist durch den Term $\Phi \sigma_a^X X$ berücksichtigt. Der Neutroneneinfang im ^{135}I ist um Größenordnungen geringer und wird daher vernachlässigt. Ein frischer Reaktor enthält weder ^{135}I noch ^{135}Xe . Ebenso fällt die Konzentration dieser Isotope bei einem ausreichend lange abgeschalteten Reaktor aufgrund des β -Zerfalles wieder auf einen verschwindend kleinen Wert. Bleibt der Neutronenfluß ausreichend lange Zeit konstant von Null verschieden, so ändern sich die Konzentrationen von ^{135}I und ^{135}Xe ebenfalls nicht mehr, d.h. $\dot{I} = \dot{X} = 0$, so daß sich die folgenden Gleichgewichtskonzentrationen ergeben:

$$\bar{I} = \frac{y^I \Phi \Sigma_f}{\lambda^I} \quad (8.3)$$

$$\bar{X} = \frac{(y^I + y^X) \Phi \Sigma_f}{\lambda^X + \Phi \sigma_a^X} \quad (8.4)$$

Diese sind abhängig vom Wert des Neutronenflusses und damit von der Reaktorleistung. Mit steigendem Neutronenfluß nimmt auch die Xenon-Gleichgewichtskonzentration und somit die für den Erhalt der Kettenreaktion zu kompensierende negative Reaktivität zu. Ändert man die Reaktorleistung und somit den Neutronenfluß, so stellen sich nach einer hinreichend langen Übergangszeit neue Gleichgewichtskonzentrationen für die Isotope ^{135}I sowie ^{135}Xe ein, kurzfristig kommt es zu einer Konzentrationsschwankung.

Die Xenon-Reaktivität wirkt verstärkend in Richtung der Regelung. Eine Reduzierung der Reaktorleistung - ausgelöst durch eine kurzfristige Unterkritikalität - führt während einer Übergangszeit von ca. 10 h zu einer höheren Xenon-Konzentration, da weiterhin ^{135}I -Kerne zu ^{135}Xe zerfallen, die entstehenden Xenon-Kerne jedoch nur noch zu einem geringeren Teil durch Neutroneneinfang abgebaut werden. Die höhere Xe-Konzentration führt dem Reaktor wiederum einen negativen Reaktivitätsbeitrag zu. Erhöht man hingegen die Reaktorleistung und somit den Neutronenfluß, werden zunächst mehr ^{135}Xe -Kerne durch Neutroneneinfang abgebaut als durch β -Zerfall von ^{135}I entstehen, so daß ein positiver Reaktivitätsbeitrag frei wird. Ursache für das Überschwingen ist jeweils die Verzögerung des

Xe-Gleichgewichtes durch den β -Zerfall des ^{135}I .

Im Reaktorbetrieb kann es infolge von Nachfrageschwankungen im Netz zu Lastwechseln kommen, weshalb die Reaktorleistung zeitweise heruntergefahren und nach einer gewissen Zeit wieder auf den ursprünglichen Wert heraufgefahren werden muß. Der dabei auftretende Reaktivitätsunterschied steigt mit der Differenz zwischen reduzierter und ursprünglicher Leistung. Die Schwankungsbreite der Xenon-Reaktivität bestimmt die Reaktivität, welche während einer derartigen Transiente vom Regelsystem ausgeglichen werden muß. Bei der Auslegung des Abschaltsystems kann auf unterschiedliche Weise vorgegangen werden: Entweder wird die Regelbarkeit einer bestimmten Leistungsschwankung gefordert und das Regelsystem dementsprechend ausgelegt, alternativ kann die Reaktivität des Abschaltsystems festgelegt werden, wodurch der maximale regelbare Lastwechsel begrenzt ist. Da ein plötzliches Austreiben von Regelelementen immer als potentielle Ursache von Reaktivitätsstörungen angesehen werden muß, ist die maximale regelbare Reaktivität bei einem inhärent sicheren Reaktor durch den maximal zulässigen Reaktivitätseintrag, welchen der Reaktor ohne irreparable Beschädigungen übersteht, begrenzt.

8.2 Xenon-Override

Abbildung 8.2 zeigt den zeitlichen Reaktivitätsverlauf während eines Lastwechsels, berechnet für unterschiedliche Leistungsschwankungen. Ein Überblick über die maximale Reaktivitätsschwankung ist in Tabelle 8.1 wiedergegeben. Die Rechnungen zeigen das Verhalten des Referenzkerns mit 20 g Schwermetall pro Brennelement und einem Zielabbrand von 100 GWd/t. Bei einer ursprünglichen Reaktorleistung von 100 % wird zum Zeitpunkt $t = 0$ eine instantane Verminderung der Reaktorleistung auf einen Wert zwischen 50 % und 90 % der Nennleistung unterstellt. Nach einer Reaktorfahrt mit verringerter Leistung während 48 h wird wiederum eine instantane Erhöhung der Reaktorleistung auf 100 % der Nennleistung sowie eine Weiterfahrt für 48 h unterstellt. Während des gesamten betrachteten Zeitintervalls erfolgt keine Zugabe von frischen Brennelementen sowie keine Umsetzung des Reaktorkerns.

Die Simulation erfolgt in Zeitschritten von $\Delta t = 30$ min. Für jeden Zeitschritt erfolgt eine Spektral-, Diffusions- und Abbrandrechnung. Während des Reaktorbetriebes, d.h. bei $k_{eff} = 1$ müßte die in Abb. 8.2 wiedergegebene Reaktivität durch ein Regelsystem kompensiert werden. In den ersten 24 h der Reaktorfahrt mit verminderter Leistung muß dem Kern positive Reaktivität zugeführt werden, was z.B. durch das Herausfahren von Regelstäben realisiert werden könnte. Die nach 24 h über den ursprünglichen Wert ansteigende Reaktivität müßte durch ein erneutes Einfahren von Regelstäben über die ursprüngliche Eintauchtiefe bzw. durch das Einfahren einer größeren Anzahl von Regelstäben kompensiert werden. Ferner muß der Reaktivitätsanstieg, welcher nach dem Rücksetzen der Reaktorleistung auf 100 % der Nennleistung stattfindet, kompensiert werden können, d.h. es muß eine weitere negative Reaktivität in den Kern eingebracht werden. Zum Durchfahren der

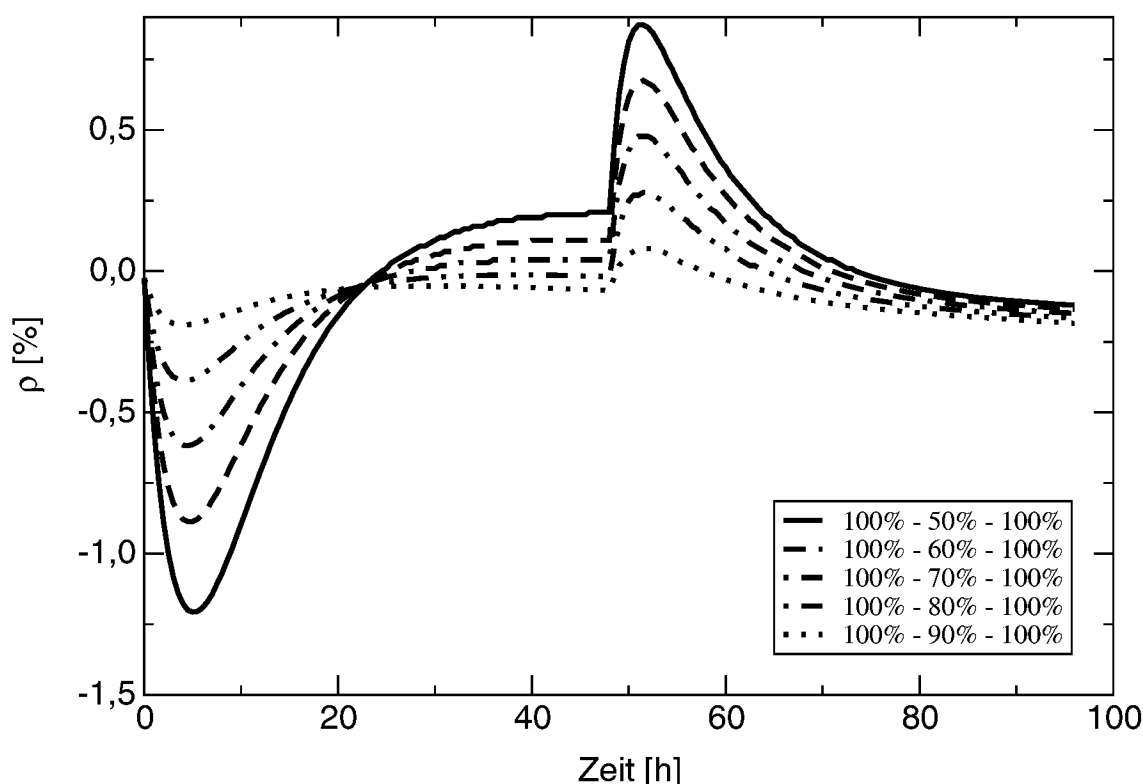


Abbildung 8.2: Xenon-Reaktivität während einer Lastwechseltransiente

gesamten Xenontransiente muß vom Regelsystem die Differenz zwischen dem Maximum und dem Minimum von k_{eff} ausgeglichen werden.

Das Reaktivitätstal wird dabei umso tiefer, je stärker die Leistungsrosselung ist. Nach einer Zeit von etwa 20 h kommt es zu einem Anstieg der Reaktivität auf ein überkritisches Niveau. Nach insgesamt 48 h beginnt sich ein neues Gleichgewicht zwischen Xenonaufbau und -abbau einzustellen, so daß der Reaktor eine konstante Multiplikationskonstante besitzt. Die anschließende Erhöhung der Reaktorleistung auf den Ausgangswert führt zunächst zu einem starken Reaktivitätsanstieg, um nach einer weiteren Spanne von ca. 20 h unter den Ausgangswert abzusinken. Nach Durchlaufen der vollen Transientendauer von 96 h sinkt der Reaktivitätswert unter den Wert für einen kritischen Reaktor, da für die Zeit der Simulation keine Brennelementumsetzung stattfindet. Insofern ist allen in Abb. 8.2 wiedergegebenen Kurven eine kontinuierliche Reaktivitätsabnahme überlagert.

Die Schwankung der Xenon-Reaktivität hängt stark von der unterstellten Leistungsschwankung ab. Mit zunehmender Differenz zwischen Nennleistung und reduzierter Leistung ergeben sich sowohl ein größeres negatives Reaktivitätsminimum bei Leistungsverringerung sowie ein höheres Reaktivitätsmaximum beim Wiedereinstellen der Nennleistung. Die ma-

ximale Reaktivitätsschwankung während einer Transiente $\Delta\rho$ liegt für die untersuchten Transienten zwischen $\Delta\rho = 0.27\%$ bei einer 100 % - 90 % - 100 % Reaktorfahrt und $\Delta\rho = 2.08\%$ bei einer 100 % - 50 % - 100 % Reaktorfahrt.

Soll der Reaktor Leistungsschwankungen auf weniger als 70 % durchfahren können, überschreitet die in einem Gleichgewichtreaktorkern bei Vollast zu bindende Reaktivität den Wert für eine prompte Überkritikalität von ($\rho = 0.7\%$). Das Durchfahren eines Xenon-Overrides bei einer geringen Reaktorleistung von $\frac{P}{P_0} < 50\%$ ist mit einem geeignet ausgelegten Abschaltsystem möglich, jedoch erhöht sich dann die maximale Leistung sowie die gesamte Energiefreisetzung bei einer schnellen Leistungstransiente als Folge eines Regelstabauswurfes. Gerade bei modularen Anlagen empfiehlt sich zur Lastregelung das Ab- und Zuschalten einzelner Module anstelle der Regelung einzelner Reaktoren über große Leistungsbereiche.

Lastwechselsequenz	$\Delta\rho[\%]$
100%-50%-100%	2.079
100%-60%-100%	1.561
100%-70%-100%	1.096
100%-80%-100%	0.667
100%-90%-100%	0.270

Tabelle 8.1: Reaktivitätsdifferenz bei Xe-Override

8.3 Langzeit-Unterkritikalität

Die zeitliche Entwicklung der Reaktivität des Reaktors nach der Abschaltung ist ebenfalls stark von der ^{135}Xe -Konzentration abhängig. Nach der Abschaltung fällt die Reaktivität aufgrund des noch zu ^{135}Xe zerfallenden ^{135}I zunächst auf ein Minimum, um nach dem vollständigen Zerfall des ^{135}Xe auf einen überkritischen Wert anzusteigen. Das Absenken der Brennstofftemperatur nach dem Abschalten des Reaktors führt zu einem weiteren Ansteigen der Reaktivität. Beide Reaktivitätsbeiträge müssen durch ein Abschaltsystem kompensiert werden, damit der Reaktor in den Zustand "kalt, langzeitabgeschaltet" gefahren werden kann.

In Abb. 8.3 ist der Reaktivitätsverlauf des Reaktors bei kalter Abschaltung für den Referenzreaktorkern wiedergegeben. Unterstellt wird eine instantane Absenkung der Brennstoff-, Graphit- und Kühlmitteltemperaturen auf $T = 50^\circ\text{C}$ sowie ein Rückgang der Reaktorleistung auf $P = 0\text{ W}$ zum Zeitpunkt $t = 0$. Der Eigenwert k_{eff} ist für eine Zeitspanne von 96 h in Intervallen von $\Delta t = 30\text{ min}$ an jedem Zeitschritt mittels Spektral-, Diffusions- und

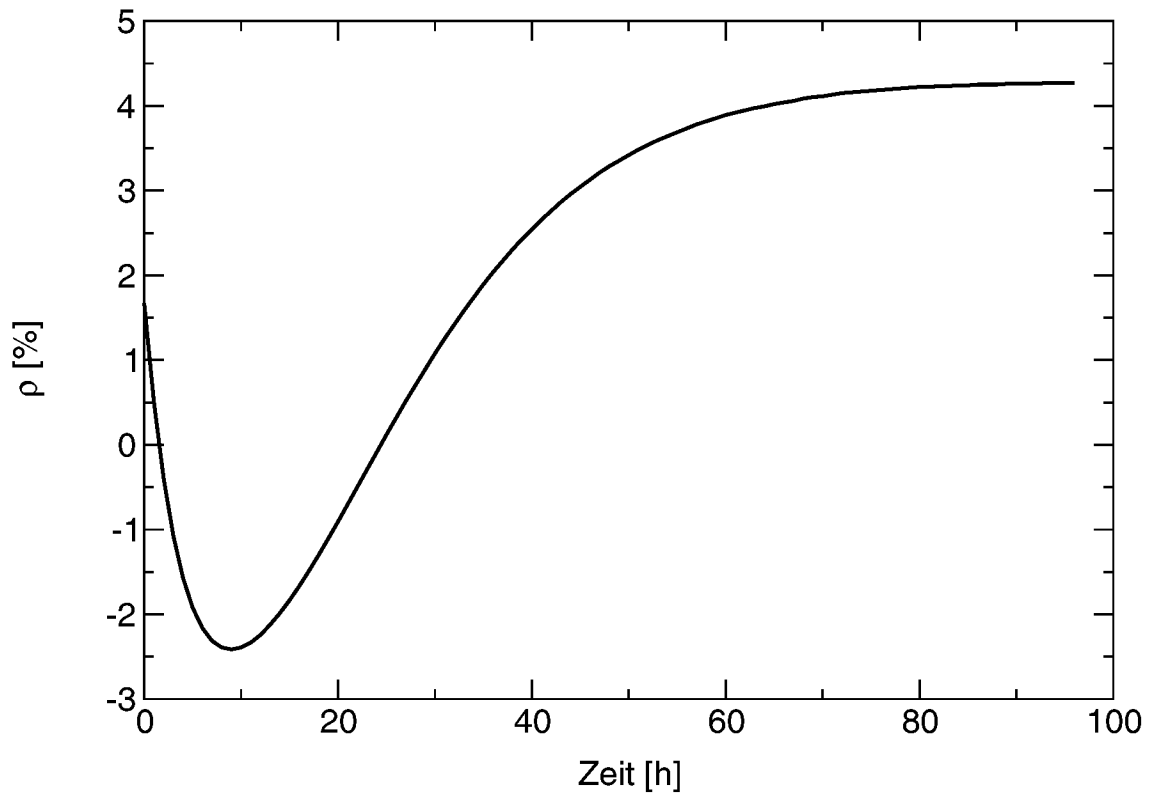


Abbildung 8.3: Reaktivitätsverlauf nach kalter Abschaltung

Abbrandrechnungen durchgeführt.

Die Reaktivitätstransiente bei kalter Abschaltung ist stärker ausgeprägt als bei Lastwechseltransienten, da nach der Reaktorabschaltung kein ^{135}Xe mehr durch Neutroneneinfang umgesetzt wird, nach 96 h praktisch das gesamte ^{135}Xe -Inventar zerfallen ist und kein ^{135}I mehr produziert wird. Die Reaktivitätswerte für den Heiß-Kalt-Effekt sowie die Überschußreaktivität des kalt langzeitabgeschalteten Reaktors sind in Tabelle 8.2 wiedergegeben. Damit es nach einer kalten Abschaltung des Reaktors nicht zu einer Rekritikalität kommt, muß das Abschaltssystem in der Lage sein, die Reaktivität von $\rho = 4.29\%$ zu binden.

Zustand	Reaktivität ρ [%]
kalt	1.67
kalt, $t \rightarrow \infty$	4.29

Tabelle 8.2: Reaktivitätsbilanz bei Nullast und Langzeitabschaltung

Kapitel 9

Regel- und Abschaltssystem

Zur Reaktorregelung sowie zur sicheren Überführung des Reaktors in den langzeitabgeschalteten Zustand ist ein Regel- bzw. Abschaltssystem vorzusehen. Weiterhin wird ein Regelsystem zum Teillastfahren der Anlage eingesetzt. Bei Reaktoren mit einem großen Kern wird das Regelsystem auch zum Ausgleichen des radialen Flußprofils eingesetzt. Das Regelsystem kann prinzipiell mit dem Abschaltssystem identisch sein, jedoch sollte zur Reaktorabschaltung aus Sicherheitsgründen ein alternativer, diversitärer Mechanismus zur Verfügung stehen.

Die Funktionsweise eines Regel- bzw. Abschaltsystems besteht darin, den Absorptionswirkungsquerschnitt Σ_a zu verändern, so daß sich ebenfalls k_{eff} ändert. Eine Reaktorregelung über die Spaltstoffmenge, d.h. über Σ_f , ist ebenfalls möglich und findet bei einem kontinuierlich beladenen Reaktor durch Hinzufügen bzw. Entfernen von Brennelementen aus dem Kern statt. Hiermit erfolgt die langfristige Reaktorregelung. Die kontinuierliche Beladung ersetzt die Borsäureregulation, welche bei einem Druckwasserreaktor zur langfristigen Regelung eingesetzt wird. Das Regel- und Abschaltssystem dient dagegen zur kurzfristigen Änderung von k_{eff} .

Im Gegensatz zum Abschaltssystem soll ein Regelsystem in der Lage sein, k_{eff} in kurzer Zeit um kleine Beträge Δk_{eff} zu erhöhen oder zu vermindern. Das Abschaltssystem sollte dagegen in der Lage sein, dem Reaktor möglichst schnell eine ausreichend große negative Reaktivität Δk_{eff} zuzuführen und den Reaktor anschließend unterkritisch halten zu können.

Zur Realisierung eines Regelsystems eignen sich daher besonders stabförmige Absorberelemente, welche über die gesamte Kernhöhe verfahren werden können. Im Falle des D₂O-Kugelhaufenreaktors sind folgende Varianten denkbar:

- Regelstäbe im Innen- bzw. Außenreflektor
- Regelstäbe im Reaktorkern (in Führungsrohren)

- Regelstäbe in Reflektornasen

Das Verfahren von Regelstäben im Reflektor besitzt den Vorteil, konstruktiv einfach realisierbar zu sein. Möchte man dagegen Regelstäbe direkt in der Kugelschüttung verfahren, so besteht entweder die Gefahr von Kugelbruch oder es sind Führungsrohre vonnöten. Regelstäbe im Reflektor besitzen eine geringere Wirksamkeit als im Kern. Eine Kompromißlösung besteht darin, die Regelstäbe in sogenannten "Reflektornasen", d.h. Reflektoreinbuchtungen im Kern zu verfahren. Die Wirksamkeit von Regelstäben in Reflektornasen ist durch die geringere Entfernung zum Kern größer als bei reinen Reflektorpositionen, die konstruktive Realisierung dagegen unwesentlich aufwendiger.

Für ein reflektorseitiges Abschaltssystem eignen sich sogenannte KLAKE (Kleine Absorberkugeln), welche in eine Reflektorbohrung einrieseln können. Eine Notabschaltung des Reaktors könnte auch durch das Einspeisen von boriiertem Wasser in den Reaktorkern erfolgen. Nachteilig an dieser Lösung wäre jedoch die Notwendigkeit, eine Borierungsanlage vorzusehen. Alternativ wäre es denkbar, KLAKE direkt in die Kugelschüttung einrieseln zu lassen und bei Bedarf wieder aus dem Kern zu entfernen.

Die Anforderungen, welche an ein Regel- bzw. Abschaltssystem gestellt werden müssen, sind im folgenden:

- Regelsystem
 - Kritikalitätsregelung in allen Betriebszuständen
 - Kompensation Nullast-Vollast bzw. heiß-kalt
 - Fahren einer Xenontransiente bei vorgegebenem Lastwechsel
- Abschaltssystem
 - Unterkritikalität in allen Betriebszuständen
 - Kalte Langzeitabschaltung des Reaktors

Abbildung 9.1 und Tabelle 9.1 zeigen die Ergebnisse von Rechnungen zu einem reflektorseitigen Regelsystem für den Referenzkern des D₂O-Kugelhaufenreaktors. Im zweidimensionalen VSOP-Rechenmodell ist jeweils im Innen- bzw. im Außenreflektor ein Ring, welcher zusätzlich zu den Graphitatomen Boratome enthält, eingeführt. Die Nukliddichten des ¹⁰B entstammen dabei einem Rechenmodell für das Abschaltssystem des HTR-Modul [41].

Abb. 9.1 zeigt die mit CITATION berechnete negative Reaktivität des inneren sowie des äußeren ¹⁰B-Ringes in Abhängigkeit der Eintauchtiefe. Die Wirksamkeit der vollständig eingefahrenen Abschaltelemente ist in Tab. 9.1 wiedergegeben. Vergleicht man die Wirksamkeit des reflektorseitigen Regelsystems mit den Werten aus Tabelle 8.1, so läßt sich schließen, daß mit einem reflektorseitigen Regelsystem durch Fahren entweder des Innen-

Eingefahrene Abschaltstäbe	Wirksamkeit ρ [%]
Innenreflektor	-1.92
Außenreflektor	-1.99
Innen- + Außenreflektor	-4.64

Tabelle 9.1: Integrale Wirksamkeit der reflektorseitigen Regelsysteme im Referenzkern

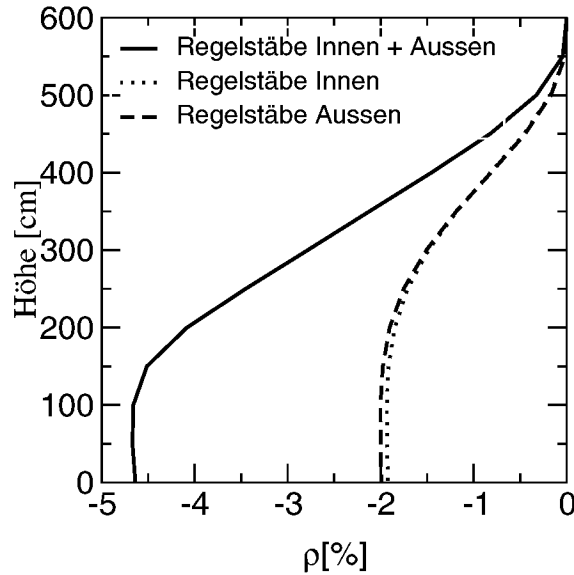


Abbildung 9.1: Wirksamkeit der reflektorseitigen Regelsysteme im Referenzkern in Abhängigkeit der Einfahrtiefe

oder des Außensatzes der Stäbe ein Xe-Override von 100 % - 60 % - 100 % gefahren werden kann. Durch Einsatz beider Regelsysteme ließen sich auch größere Leistungsschwankungen durchfahren. Durch das vollständige Einfahren der Regelstäbe im Innen- sowie im Außenreflektor läßt sich der Reaktor nach obigen Rechnungen in den langzeitabgeschalteten Zustand fahren. Dies würde jedoch bedeuten, daß nach dem Hochfahren des Reaktors und dem Einstellen der ^{135}Xe -Gleichgewichtskonzentration aufgrund des fast vollständigen Herausfahrens von Regelstäben nur noch eine Regelreserve von $\Delta\rho = 0.3\%$ zur Verfügung stünde, wodurch das Durchfahren einer Xenontransiente unmöglich würde. Es ist demnach ein zusätzliches Abschaltssystem vonnöten, welches dem Kern unabhängig von dem Regelsystem im Reflektor negative Reaktivität zuführen kann. Zum Ausregeln einer Xenontransiente ist eines der reflektorseitigen Regelsysteme bei Vollast im eingefahrenen Zustand zu halten; die dadurch gebundene Überschußreaktivität ist zu kompensieren.

Kapitel 10

Schnelle Reaktivitätstransienten

10.1 Problemstellung

Infolge der Sicherheitsanalysen zum HTR-Modul werden auch solche extrem hypothetischen Störfälle berücksichtigt, bei denen große Reaktivitätsbeiträge in sehr kurzer Zeit freigesetzt werden [42]. Unterstellt wird der Austrieb mehrerer Abschaltstäbe in weniger als 0,1 s. Die dabei entstehende prompte Überkritikalität des Reaktors führt zu einer Leistungstransiente im Sekundenbereich, in welcher der Coated-Particle-Brennstoff einer hohen thermischen Belastung ausgesetzt ist. Die Auswirkung einer kurzfristigen Transiente auf die Wärmebilanz des Gesamtsystems ist aufgrund der sehr geringen insgesamt freigesetzten Energie zu vernachlässigen.

Zur experimentellen Untersuchung des Verhaltens von Coated-Particle-Brennstoff sind in Japan [15] sowie in der GUS [8], [7] Coated-Particles bzw. ganze Brennelemente in Forschungsreaktoren kurzfristigen Pulsen ausgesetzt worden. Bei den Experimenten am NSRR-Reaktor in Japan wurden sogenannte "Fuel Compacts", die brennstoffhaltigen Kerne der blockförmigen HTR-Brennelemente, Pulsen einer Dauer von 4.4 msec ausgesetzt [15]. Dabei wurden im Brennstoff Energiemengen bis über 2300 J/g deponiert. Bei Energiefreisetzung von über 2300 J/g kam es zur vollständigen Verdampfung des Brennstoffs und zur Zerstörung der Partikelbeschichtungen. Bei geringerer Energiefreisetzung kam es lediglich zur Bildung von Rissen in den Partikelbeschichtungen. In keinem Fall gab es Schäden an der Oberfläche der Compacts. Die Experimente am russischen Reaktor HYDRA wurden an Coated-Particles sowie kugelförmigen Brennelementen durchgeführt und bestanden aus kurzfristigen Pulsen von 2 msec [8]. Die Energiedeposition lag im Bereich von 100 – 1700 J/g. Am IGR-Reaktor in Kasachstan wurden Brennelemente Pulsen einer Länge von 0.7 s bis 32 s ausgesetzt [7]. Die Energiedeposition betrug dabei bis zu 90000 J/g.

Die Ergebnisse aller durchgeführten Untersuchungen sind in Abb. 10.1 wiedergegeben. Dargestellt ist die Versagenshäufigkeit in Abhängigkeit der im Brennstoff deponierten Energie. Energiedepositionen von bis zu 500 J/g führen lediglich zu einer Beschädigung von 10^{-5} der

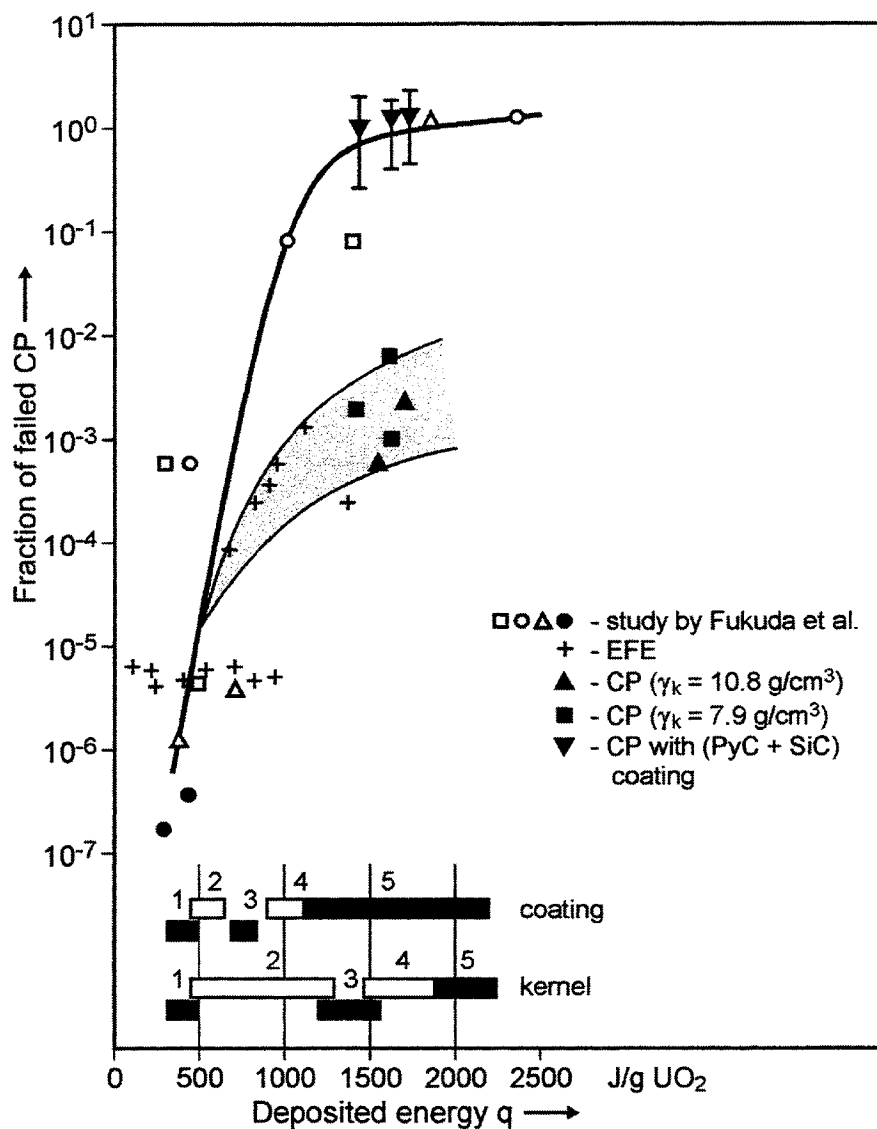


Abbildung 10.1: Zerstörungsrate von Coated-Particles in Abhängigkeit der Energie-deposition (nach [8])

Coated-Particles; im Bereich von 500 – 1000 J/g steigt die Versagensrate auf wenige Prozent an. Kann gezeigt werden, daß die Energiedeposition infolge einer schnellen Transiente innerhalb dieser Werte liegt, so kann ein Reaktorkonzept mit Coated-Particle Brennstoff auch in bezug auf schnelle Transiente als inhärent sicher bezeichnet werden.

10.2 Mathematische Beschreibung einer schnellen Transiente

Eine präzise Beschreibung der Vorgänge infolge des schnellen Austreibens eines Abschalt-elementes erfordert das Lösen der zeitabhängigen Neutronenflußverteilung sowie des zeitabhängigen Wärmetransports im Brennstoff, im Moderator sowie im Kühlmittel. Die Temperaturen in Brennstoff, Moderator und Kühlmittel beeinflussen die lokale Neutronenbilanz und ändern somit die Reaktivität des Reaktors. Die Lösung dieses raum- und zeitabhängigen Problems erfordert einen erheblichen Rechenaufwand sowie eine präzise Modellierung des zugrundeliegenden physikalischen Problems. Eine Übersicht über die Einflüsse relevanter Parameter der Kernausslegung auf den Verlauf einer schnellen Transiente gewinnt man jedoch schon anhand eines vereinfachten Modells.

Die zeitliche Entwicklung des Neutronenflusses in einem Reaktor läßt sich mit Hilfe der punktkinetischen Gleichungen (Gl. 7.3) beschreiben. Promptkinetische Vorgänge, welche binnen sehr kurzer Zeiträume stattfinden, lassen sich vereinfacht beschreiben, indem die verzögerten Neutronen nicht betrachtet werden [18]. Vernachlässigt man die Beiträge der verzögerten Neutronen, so reduzieren sich die punktkinetischen Gleichungen auf die folgende Gleichung:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho(t) - \beta}{l} n(t) \quad (10.1)$$

Die Reaktivität ist ihrerseits eine Funktion der Zeit, bestehend aus einem konstanten Anteil und einem Rückkopplungsanteil.

$$\rho(t) = \rho_0 - \rho_f(t) \quad (10.2)$$

Der zeitabhängige Rückkopplungsanteil $\rho_f(t)$ kommt über die Temperaturerhöhung im Brennstoff zustande. Es wird hier ein über den gesamten Temperaturbereich konstanter Brennstofftemperaturkoeffizient Γ_T angenommen. Dann ist die zeitliche Änderung der Reaktivität proportional zur zeitlichen Änderung der Brennstofftemperatur.

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_f}{dt} &= \frac{d\rho_f}{dT} \frac{dT}{dt} \\ &= -\Gamma_T \frac{dT}{dt} \end{aligned} \quad (10.3)$$

Es wird ferner angenommen, daß während einer schnellen Transiente der Wärmestrom aus dem Brennstoff konstant sei. Bei einer Leistungsexkursion aus dem laufenden Betrieb teilt man daher die Leistung in einen konstanten Anteil q_0 sowie einen durch die Exkursion hervorgerufenen Anteil q_{ex} auf.

$$\dot{q}''' = \dot{q}_0''' + \dot{q}_{ex}''' \quad (10.4)$$

Die Aufheizung des Brennstoffes über die Betriebstemperatur hinaus geschieht in diesem Falle ausschließlich durch die Leistung $\dot{q}_{ex}'''$. Die Leistungsdichte im Brennstoff ist durch das Produkt aus Spaltenergie, Neutronenfluß und makroskopischen Spaltwirkungsquerschnitt gegeben.

$$\begin{aligned}\dot{q}''' &= E_{Spalt} \overline{\Phi \Sigma_f}_{Zelle} \\ &= E_{Spalt} n v \overline{\Sigma_f} \\ &= P_n n\end{aligned}\tag{10.5}$$

An dieser Stelle wurde die Größe P_n eingeführt, welche die Leistungsdichte angibt, die durchschnittlich einem Neutron zuzuordnen wäre. Unter diesen Voraussetzungen ist die Temperaturentwicklung im Brennstoff durch die folgende Gleichung gegeben:

$$\begin{aligned}\frac{dT}{dt} &= \frac{\dot{q}_{ex}''' V_Z}{m c_p} \\ &= P_n \frac{V_Z}{V_B} \frac{V_B}{m c_p} (n(t) - n_0) \\ &= P_n \frac{V_Z}{V_B} \frac{1}{(\rho c_p)_{UO_2}} (n(t) - n_0)\end{aligned}\tag{10.6}$$

Mit m ist die UO_2 -Masse, mit V_Z das Volumen einer Einheitszelle bezeichnet, welche aus einer Brennelementkugel und dem zugehörigen Kühlmittelanteil besteht; V_B ist das Volumen des Brennstoffes in der Kugel. Der Neutronenfluß teilt sich entsprechend der Leistungsdichte in einen zeitabhängigen und einen zeitunabhängigen Teil auf. Der durch eine Leistungsexkursion bedingte Anteil läßt sich durch $n(t) - n_0$ ausdrücken. Zur Ableitung eines numerischen Rechenverfahrens werden die Gleichungen für den Neutronenfluß, die Brennstofftemperatur und die Reaktivität im folgenden über ein Zeitintervall $[t, t + \Delta t]$ integriert.

$$\int_t^{t+\Delta t} dt' \frac{\rho(t') - \beta}{l} n(t') = n(t + \Delta t) - n(t)\tag{10.7}$$

$$\int_t^{t+\Delta t} dt' P_n \frac{V_Z}{V_B (\rho c_p)_{UO_2}} (n(t') - n_0) = T(t + \Delta t) - T(t)\tag{10.8}$$

$$\rho_f(t + \Delta t) - \rho_f(t) = -\Gamma_T (T(t + \Delta t) - T(t))\tag{10.9}$$

Für hinreichend kleine Zeitschritte Δt werden die Integranden als konstant angesehen und die Integration durch eine Multiplikation mit Δt ersetzt. Damit erhält man das verwendete Rechenschema:

$$n(t + \Delta t) := n(t) + \frac{\rho(t) - \beta}{l} n(t) \Delta t \quad (10.10)$$

$$T(t + \Delta t) := T(t) + P_n \frac{V_Z}{V_B(\rho c_p)_{UO_2}} (n(t) - n_0) \Delta t \quad (10.11)$$

$$\rho(t + \Delta t) := \rho(t) - \Gamma_T(T(t + \Delta t) - T(t)) \quad (10.12)$$

Die obenstehende Gleichung 10.12 wurde mit Hilfe des MATLAB-kompatiblen SCILAB-Codes [16] numerisch integriert. Es wurden Rechnungen für frische Brennelemente durchgeführt. Die eingehenden Wirkungsquerschnitte sowie der Temperaturkoeffizient stammen aus Zellrechnungen für einzelne Brennelemente. Die in einem realen Reaktor vorhandenen Leckageeffekte sind nicht berücksichtigt. Die Lebensdauer und die Reproduktionszeit der Neutronen berechnen sich gemäß Gleichung 10.13.

$$\begin{aligned} l_\infty &:= \frac{1}{v \Sigma_a} = \frac{\lambda_a}{v} \\ l &:= \frac{l_\infty}{k} \end{aligned} \quad (10.13)$$

10.3 Ergebnisse

Abbildung 10.2 zeigt die zeitliche Entwicklung der Brennelementleistung bei einem prompten Reaktivitätseintrag von $\rho = 1.3\%$ für Brennelemente mit unterschiedlicher Schwermetallbeladung. Betrachtet wird jeweils die Leistungsexkursion in einem Brennelement, welches im Gleichgewicht 1 kW leistet. Angenommen wird eine instantane Reaktivitätserhöhung auf einen prompt überkritischen Wert. Die Brennelementleistung steigt in einem Zeitraum von $\Delta t = 0.3 - 0.5$ s steil an, nimmt aber aufgrund des sofort einsetzenden negativen Temperaturkoeffizienten wieder ab und erreicht nach einem Zeitraum in der Größenordnung einer Sekunde wieder den Ausgangswert.

Mit steigender Schwermetallbeladung der Brennelemente steigen die Transientenleistungen an, wie Abb. 10.2 zeigt. Zwischen einer Kugel mit 5 g Schwermetall und 40 g Schwermetall liegt ein Faktor vier in der Spitzenleistung. Das Maximum des Auftretens der Spitzenleistung verschiebt sich mit steigenden Schwermetallbeladungen zu kürzeren Zeiten, auch die Peakbreite der Leistungsverläufe wird schmaler mit wachsender Schwermetallbeladung.

Abbildung 10.3 zeigt die Entwicklung des Anstiegs der Brennstofftemperatur bei einem prompten Reaktivitätseintrag von $\rho = 1.3\%$ für unterschiedliche Schwermetallbeladungen. Bei Brennelementen mit geringem Schwermetallgehalt kommt es zu einer stärkeren Erhöhung der Brennstofftemperatur als bei Brennelementen mit hohem Schwermetallgehalt. Ursache hierfür ist vor allem die längere Transientendauer für Brennelemente mit geringem Schwermetallgehalt. Da die Reaktivitätsrückkopplung nach Gleichung 10.12 proportional zum Temperaturkoeffizienten ist und dieser mit zunehmender Schwermetallbeladung

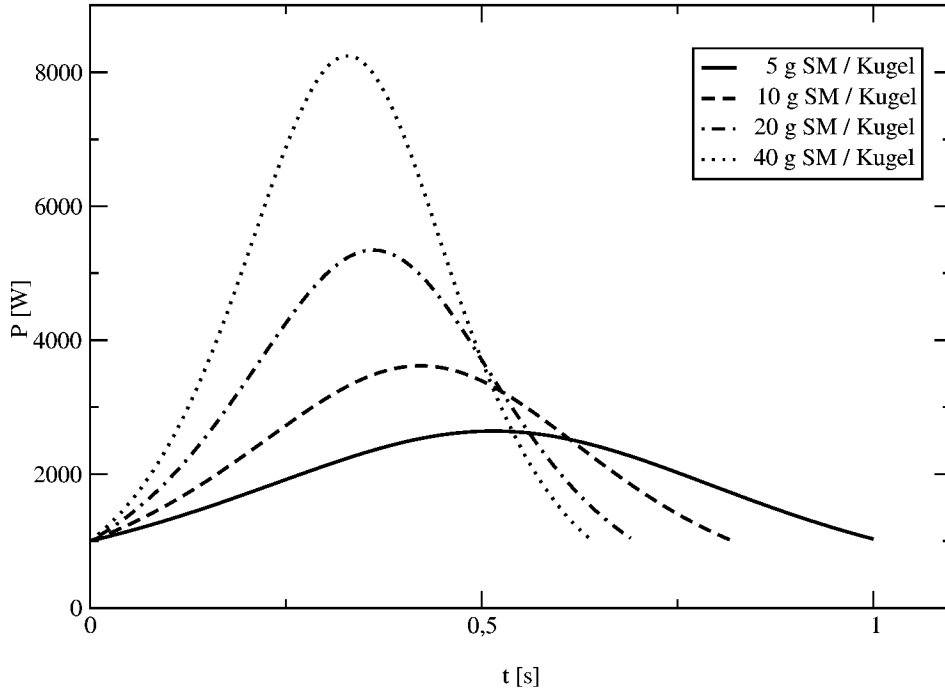


Abbildung 10.2: Zeitliche Entwicklung der Brennelementleistung bei einer Transiente; $\rho = 1.3\%$, heißer Vollastbetrieb

stärker negativ wird, nimmt die Transientendauer bei zunehmender Schwermetallbeladung ab. Die Zunahme des Temperaturkoeffizienten bei höherer Schwermetallbeladung ist durch die Spektralhärtung bei der Zunahme des Brennstoff- zu Moderatorverhältnisses bedingt. Der Temperaturanstieg in einem Zeitintervall Δt ist gemäß Gleichung 10.11 proportional zum Verhältnis $\frac{P_n}{V_B \rho} = \frac{P_n}{m_B}$ und somit proportional zum Verhältnis $\frac{\Sigma_f}{m_B}$. Da der makroskopische Spaltwirkungsquerschnitt Σ_f schwächer als proportional zur Schwermetallbeladung ansteigt, steigt die Brennstofftemperatur bei geringeren Schwermetallbeladungen mit der Zeit stärker an.

In Abbildung 10.4 sind die Spitzenleistung, der gesamte Energieeintrag im Brennelement sowie die Erhöhung der Brennstoff- sowie der Graphittemperatur während einer schnellen Transiente in Abhängigkeit der ursprünglich eingebrachten Reaktivität dargestellt. Die Reaktivität liegt zwischen $\rho = 1\$ (= 0.65\%)$ und $\rho = 5\$ (= 3.3\%)$. Die Spitzenleistung steigt mit zunehmender Reaktivität überproportional an und nimmt für höhere Schwermetallbeladungen zu. Bei einer prompten Überkritikalität kann die Brennelementleistung einer mit 40 g UO_2 beladenen Kugel auf das ca. 100-fache ansteigen.

Die maximale Brennstofftemperatur zeigt das entgegengesetzte Bild. Liegt die maximale Erhöhung der Brennstofftemperatur bei einem Reaktivitätseintrag $\rho = 5\$$ für ein Brennelement mit 40 g UO_2 bei ca. $\Delta T = 750$ K, so steigt diese bei Verminderung des UO_2 -

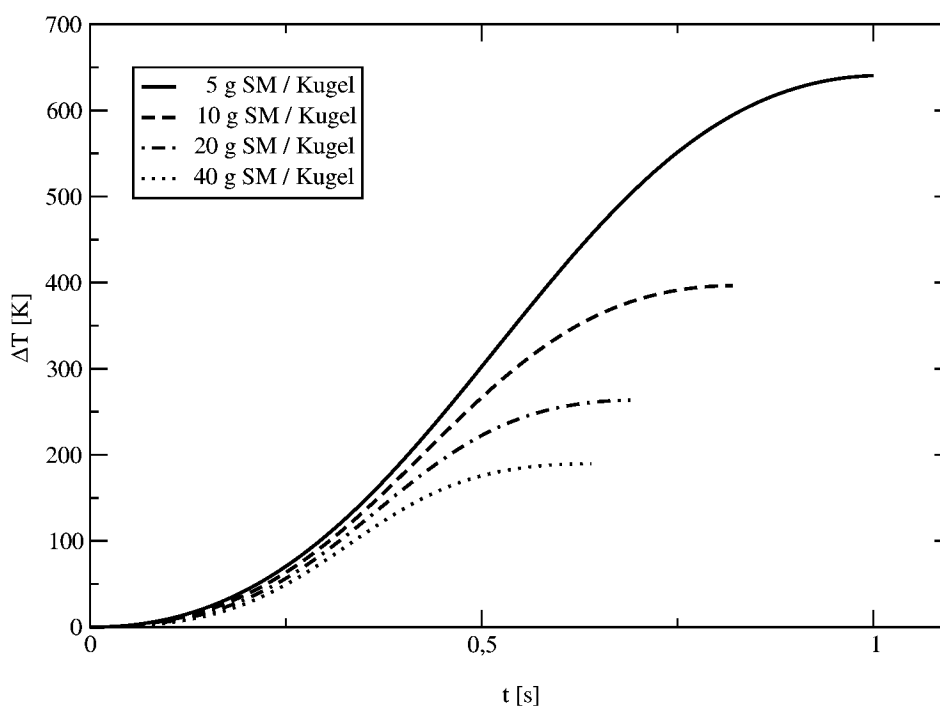


Abbildung 10.3: Aufheizung des Brennstoffes während einer Transiente;
 $\rho = 1.3\%$, heißer Vollastbetrieb

Anteils auf über $\Delta T = 2500$ K. Hiermit ist die Forderung, Brennstofftemperaturen von $T = 1600$ °C nicht zu überschreiten, nicht mehr gewährleistet. Folglich sollten Brennelemente mit Coated-Particle-Brennstoff mit derart geringem Schwermetallgehalt vermieden werden. Werte von 10 bis 20 g UO_2 pro Brennelement dagegen sind offenbar gut beherrschbar. Die Energiedeposition liegt dabei eindeutig unterhalb des Versagensbereiches, der in Abb. 10.1 ausgewiesen ist.

Es ist daher anzunehmen, daß die hier untersuchten Transienten nicht zu einer Beschädigung des Coated-Particle führen werden und daß es nicht zu einer Freisetzung von Radionukliden aus dem Brennelement heraus kommt. Die Aufheizung eines Brennelementes während einer kurzzeitigen Transiente ist in erster Näherung durch die insgesamt freigesetzte Energie bestimmt, wenn man annimmt, daß während der Transiente der Wärmestrom aus der Kugel heraus unverändert bleibt und die im Coated-Particle freigesetzte Energie vollständig an die Graphitmatrix abgegeben ist. Bei einer maximalen Aufheizung um weniger als $\Delta T = 30$ K, wie im rechten unteren Teil der Abbildung 10.4 dargestellt, kann eine Beeinträchtigung der Integrität der Graphitmatrix ausgeschlossen werden.

Obige Rechnungen beziehen sich auf das Verhalten einer unendlich ausgedehnten Anordnung frischer Brennelemente bei Vollast. Hieraus lassen sich keine Aussagen über das Verhalten bei Nullast treffen, ebenso wird sich das Verhalten eines Reaktors mit teilweise

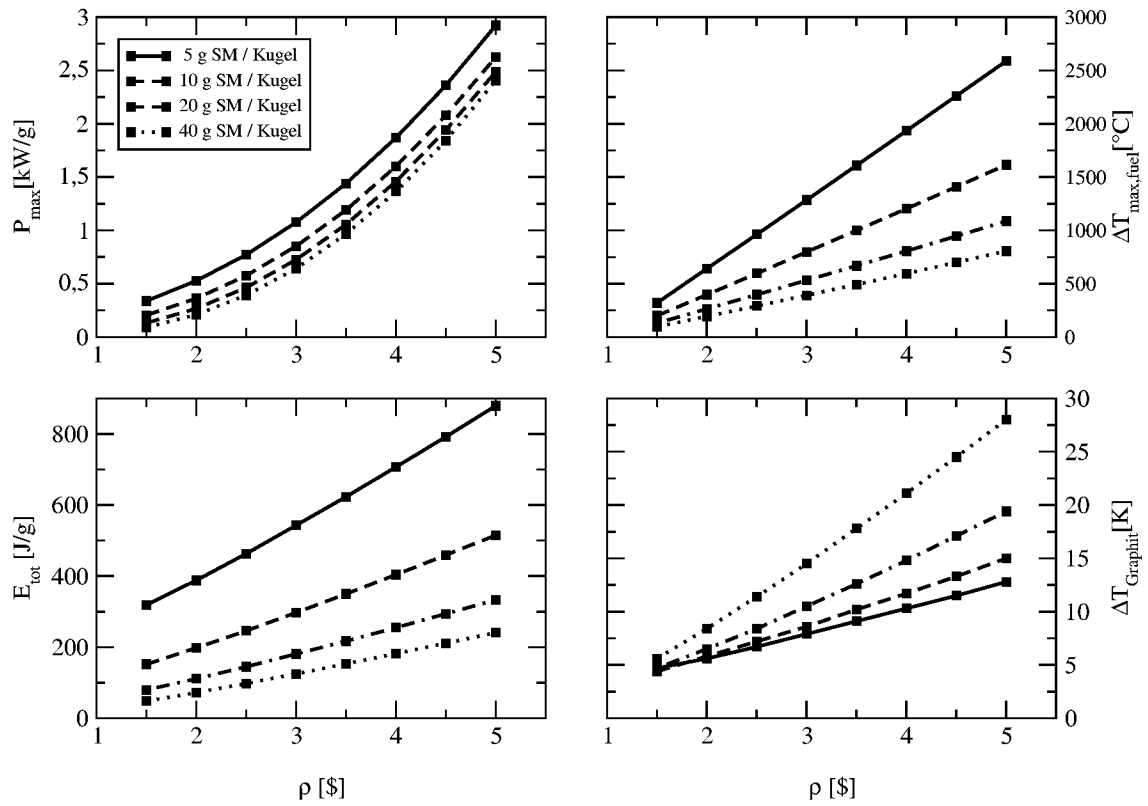


Abbildung 10.4: Energieeintrag und Temperaturerhöhung bei schnellen Transienten

abgebranntem Brennstoff vom untersuchten Fall unterscheiden.

Kapitel 11

Alternative Konzepte

Der in dieser Arbeit verfolgte Grundgedanke, die Eigenschaften von schwerem Wasser als Moderator und Kühlmittel mit den besonderen sicherheitstechnischen Eigenschaften von kugelförmigen Brennelementen mit Coated-Particles zu verbinden, führt auf weitere Gestaltungsmöglichkeiten für den Reaktorkern.

Anstelle eines großen ringförmigen Kerns in einem Reaktordruckbehälter ließe sich eine Anordnung mit mehreren stehenden Druckröhren in einem Graphitblock realisieren. In jeder Druckröhre befinden sich kugelförmige Brennelemente in loser Schüttung. Durch einen zentralen Graphitblock ist eine gute Wärmeleitung und -speicherung gewährleistet. Druckröhren böten im Vergleich zu einem Druckbehälter einen Preisvorteil. Durch eine Vielzonenbeladung bestünde zudem eine hohe Flexibilität im Brennstoffkreislauf. Das Reaktorkonzept ließe sich einfach durch Hinzufügen neuer Röhren auf höhere Reaktorleistungen skalieren.

Alternativ zu einem Graphitblock mit stehenden Druckröhren ließe sich ein CANDU-Reaktor mit kugelförmigen Brennelementen in vertikalen Druckröhren realisieren. Der CALANDRIA-Behälter sowie die sekundärseitigen Anlagen könnten vom CANDU-Reaktor übernommen werden. Alternativ zu kugelförmigen Brennelementen ließen sich auch keramische Brennelemente mit Coated-Particles in Brennstäben denken, welche zu Brennelementen zusammengesetzt werden. Unter Umständen könnte somit die komplette Technik eines CANDU-Reaktors übernommen werden.

Weiterhin stellt sich die Frage, inwiefern es möglich ist, einen Kugelhaufenreaktor mit Coated-Particle-Brennstoff für einen anderen als den vorgeschlagenen Once-Through-Brennstoffkreislauf mit leicht angereichertem ^{235}U auszulegen. Da gerade ein kontinuierlich beschickter Kugelhaufenreaktor eine Umstellung des Brennstoffkreislaufs ohne Unterbrechung des Leistungsbetriebes gestattet, wäre es interessant, Alternativen zu der Referenzbeschickung zu untersuchen.

PuU-MOX-Zyklus: Dem Reaktor werden z.T. Brennelemente mit Mischoxidbrennstoff aus wiederaufgearbeitetem Plutonium sowie abgereichertem Uran zugegeben. Es ist zu untersuchen, ob ein gesamter Reaktor mit derartigen Brennelementen beschickt werden kann, bzw. wie hoch der Anteil an PuU-MOX-Brennelementen sein darf, ohne daß die nukleare Stabilität gefährdet ist. Es wäre ferner zu untersuchen, ob ein derartig beschickter Reaktor in der Lage wäre, Plutoniumbestände in einem höheren Maße zu reduzieren, als dies beim Einsatz von PuU-MOX-Brennstoff in Leichtwasserreaktoren geschieht. Anstelle von "zivilem" Plutonium aus der Wiederaufarbeitung könnte auch waffenfähiges Plutonium, welches aufgrund der Abrüstungsbestimmungen abgebaut werden soll, eingesetzt werden.

PuTh-MOX-Zyklus: Dem Reaktor werden wieder Mischoxidbrennelemente zugeführt, jedoch mit dem Unterschied, daß ^{232}Th anstelle von ^{238}U als Resonanzabsorber eingesetzt wird. Ziel eines solchen Systemes wäre einerseits die Nutzung von Thorium zur Energieerzeugung, andererseits die Reduzierung von Plutoniumbeständen sowohl ziviler als auch militärischer Art. Da bei der Verwendung von ^{232}Th als Resonanzabsorber kein neues Plutonium entsteht, eignet sich ein solcher Brennstoffkreislauf in besonderem Maße für den Abbau von Plutoniumbeständen. Dies gilt auch für die sogenannten "minoren Aktiniden", welche durch (n, γ) -Reaktionen in Plutoniumisotopen und anschließenden Zerfällen entstehen. Eine Stabilisierung des Inventars an minoren Aktiniden durch den Einsatz von ^{232}Th erscheint gerade im Hinblick auf weltweite Überlegungen zur Transmutation derartiger Isotope interessant. Es wäre weiterhin zu untersuchen, inwiefern die nukleare Stabilität eines mit PuTh-MOX-Brennstoff beschickten Reaktors gewährleistet wäre. Insbesondere für den Fall einer räumlichen Trennung von Th- und Pu-haltigen Kugeln wäre zu untersuchen, ob die nuklearen Rückkopplungsmechanismen gewährleistet sind.

Kapitel 12

Zusammenfassung

Ein Kugelhaufenreaktor mit Schwerwasserkühlung ist prinzipiell realisierbar. Die neutronenphysikalischen Eigenschaften eines solchen Systems werden vor allem vom Schwermetallgehalt in den Brennelementen bestimmt. Die ^{235}U -Anreicherung im Brennstoff, welche sich aus dem erwünschten Zielabbrand ergibt, übt einen geringeren Einfluß aus. Eine Kernausslegung mit niedrig angereichertem Uran erlaubt Zielabbrände im Bereich von 50 – 100 GWd/t. Die notwendige ^{235}U -Anreicherung liegt, abhängig vom Schwermetallgehalt in den Brennelementen, zwischen 3.5% und 5.5% bei einem Zielabbrand von 50 GWd/t bzw. 6.9% und 9.6% bei einem Zielabbrand von 100 GWd/t. Ein im Hinblick auf die Neutronenökonomie optimaler Brennstoffeinsatz läßt sich erreichen, wenn der Schwermetallgehalt bei 20 g pro Kugel liegt. Bei einem Zielabbrand von 100 GWd/t ist dann eine ^{235}U -Anreicherung von ca. 7% erforderlich. Diese Kernausslegung wird als Referenzausslegung vorgeschlagen. Die Verwendung von Natururan und Coated-Particle-Brennstoff in einem Schwerwassersystem führt nicht zu einem kritischen Reaktorkern.

Bei optimaler Kernausslegung ist es möglich, einen D_2O -Kugelhaufenreaktor mit einem ^{235}U -Verbrauch von 0.69 kg/GWd zu realisieren. Dieser Wert liegt um ca. 25% niedriger als bei einem LWR oder einem HTR-Modul.

Die zu entladende Menge Plutonium liegt, abhängig von der Kernausslegung, zwischen 30% und 90% der Pu-Menge eines LWR. Der hohe Anteil an nicht thermisch spaltbaren Pu-Isotopen macht die Verwendung von rezykliertem Pu aus abgebrannten Brennelementen wenig geeignet zur Herstellung von Kernwaffen.

Die Fluß- und Leistungsverteilungen im Kern sind abhängig vom Schwermetallgehalt im Brennelement sowie vom gewählten Zielabbrand. Für den Referenzkern mit einer Schwermetallbeladung von 20 g pro Brennelement ergibt sich ein auf die Kugel bezogener Leistungsformfaktor $\frac{P_{Kugel}}{P} = 4.2$. Die maximale Kugelleistung beträgt in diesem Fall $P_{Kugel} = 3.4\text{kW}$. Dies liegt im Rahmen der durch Entwicklungsprogramme für Hochtemperaturreaktoren als zulässig erklärten Werte.

Brennstofftemperaturkoeffizient, Voidkoeffizient sowie Brennelementtemperaturkoeffizient sind für alle untersuchten Kernausslegungen negativ. Ein positiver Reaktivitätseffekt in stark abgebrannten, Plutonium enthaltenden, Brennelementen, welcher durch die Aufheizung des Kugelgraphits auftritt, wird durch den gleichzeitig auftretenden Brennstofftemperaturkoeffizienten stark überwogen. Der Reaktor besitzt bei allen Reaktivitätsstörungen eine negative Rückkopplung.

Mit einem vereinfachten Rechenmodell läßt sich nachweisen, daß sich der Reaktivitätsbedarf des Regelsystems, soweit für das Ausregeln der Xenon-Reaktivität erforderlich, durch Abschaltetelemente im Reflektorbereich aufbringen läßt. Für die Kaltabschaltung werden einige zusätzliche Positionen im Kernbereich, ausgeführt mit Führungsrohren, notwendig sein.

Selbst bei extremen Reaktivitsexkursionen, hervorgerufen durch das plötzliche Austreiben aller Abschaltetelemente, bleibt die Brennstofftemperatur unterhalb der zulässigen Höchstgrenze von $T_{max} < 1600$ °C. Die während einer extremen Transiente ($\rho = 5$ \$) im Brennstoff deponierte Energie führt in einem Brennelement mit 20 g Schwermetall lediglich zu einer Energiedeposition von $\frac{\Delta E}{\Delta m} = 250$ J/g. Bei dieser Belastung versagen weniger als 10^{-5} der sich im Brennelement befindenden Coated Particles.

Insgesamt erscheint das untersuchte Reaktorkonzept mit kugelförmigen Brennelementen und D₂O-Kühlung als eine Möglichkeit, die aus der HTR-Technologie bekannte Sicherheitsqualität mit bewährter Komponententechnik, z.B. der kanadischen CANDU-Reaktoren, zu kombinieren. Der eingangs definierte Anspruch an innovative Reaktoren ohne Kernschmelzen kann für ein solches Reaktorsystem von Seiten der Neutronenphysik gewährleistet werden.

Literaturverzeichnis

- [1] Atomwirtschaft: Das 300 MW Thorium-Hochtemperaturreaktor- Kernkraftwerk THTR, Sonderheft 5, 1971.
- [2] Atomwirtschaft: Siedewasserreaktoren, Sonderheft, 1984.
- [3] Bell, M. J. : ORIGEN - The ORNL Isotope Generation and Depletion Code, ORNL-4628, 1973.
- [4] BP Amoco : Statistical Review of World Energy, 2000.
- [5] Bürkle, W. : Sicherheitstechnik für neue Kernkraftwerke, Entwicklungsperspektiven, Kerntechnik nach 2000, VDI Berichte Nr. 1181, 1995.
- [6] Bruschi, Jijak : AP600, Nuclear Engineering International, 11 (1988).
- [7] Chernikov, A. S. et. al. : Behaviour of HTGR Spherical Fuel Elements at Short Term High Temperature Exposure in Impulse Graphite Reactor (IGR), Scientific and Industrial Association LUTCH, Russia, 1992.
- [8] Degaltsev, Y., Chernikov, A. und A. Khrulev: HTR Fuel Experiments Simulating Reactivity Increase in Pulse Reactors, IAEA Technical Workshop on Fuel Performance and Fission Transport in Gas Cooled Reactors, KFA-Jülich, 1991.
- [9] Berechnung der Nachzerfallsleistung der Kernbrennstoffe von Hochtemperaturreaktoren mit kugelförmigen Brennelementen, DIN 25485 (1990), Deutsches Institut für Normierung e.V., Berlin.
- [10] Duderstadt, J. J. und L. J. Hamilton: Nuclear Reactor Analysis, John Wiley, New York, 1976.
- [11] Elicker, M.: Konzeptvorschlag eines schwerwassergekühlten und -moderierten Kugelhafenreaktors neuer Sicherheitsqualität, Dissertation, RWTH-Aachen, 1999.
- [12] Fowler, T. B., Vondy, D. R. und G. W. Cunningham : Nuclear Reactor Core Analysis Code CITATION, Oak Ridge National Laboratory, ORNL-TM-2496, Rev. 2, 1971.

- [13] Fricke, U.: Untersuchungen zur Leistungssteigerung von inhärent sicheren Hochtemperaturreaktoren durch Optimierung der Coreauslegung, Dissertation Uni-Duisburg, 1987.
- [14] Fröhling, W. et. al. : Zur chemischen Stabilität bei innovativen Kernreaktoren, JUEL-3118, Jülich 1995.
- [15] Fukuda, K., Hayashi, K. und K. Shiba: Fuel Behaviour and Fission Product Release under HTGR Accident Conditions, JAERI Dep. of Fuels and Material Research, Status of Fuel Research, HTA KFA-Jülich, 1990.
- [16] Gomez, C.: Engineering and Scientific Computing with Scilab, Birkhäuser, Boston 1998.
- [17] Hennies, H. H., Kessler, G. und J. Eibl: Sicherheitsumschließungen in künftigen Reaktoren, Atomwirtschaft-Atomtechnik 37 (1992).
- [18] Hetrick, D. L.: Dynamics of Nuclear Reactors, University of Chicago Press, Chicago, 1971.
- [19] Honeck, H. C. : THERMOS - A Thermalization Transport Theory Code for Reactor Lattice Calculation, Brookhaven National Laboratory, BNL-5826, 1961.
- [20] Hochtemperatur-Modul-Kraftwerksanlage, Referenzkonzept Band I und II, KWU/Interatom, 1984.
- [21] Light Water Lattices, Report of the Panel on Light Water Lattices, International Atomic Energy Agency, Wien 1962.
- [22] Monthly Electricity Survey, International Energy Agency, November 2000.
- [23] Informationskreis Kernenergie: Der Reaktorunfall in Tschernobyl, Ursachen, Hintergründe, Folgen und Lehren, Bonn 1996.
- [24] Joanou, C. D. and J. S. Dudek: GAM - A consistent P1-Multigroup Code for the Calculation of Fast Neutron Spectra and Multigroup Constants, General Atomics GA-1850, 1961.
- [25] Kugeler, K. und R. Schulten: Hochtemperaturreaktortechnik, Springer-Verlag, 1989.
- [26] Kugeler, K. und R. Schulten: Überlegungen zu den sicherheitstechnischen Prinzipien der Kerntechnik, JÜL 2720, 1993.
- [27] Kugeler, K., Sappok, E. P. Wolf, L. und A. Kneer: Qualification of a Passive Heat Removal System for High Temperature Reactors, Jahrestagung Kerntechnik, 1993.

- [28] Kugeler, K. : Die Sicherheitstechnischen Prinzipien der Kerntechnik, Nordrhein-Westphälische Akademie der Wissenschaften, Vorträge N483, Westdeutscher Verlag, 1999.
- [29] Kugeler, E.: Untersuchungen zu einem innovativen Schwerwasser-Reaktorkonzept mit besonderen Sicherheitseigenschaften, Dissertation, RWTH-Aachen, 1998.
- [30] Löken, P. C. Pickering Generating Station, Core Physics, Nuclear Engineering International (15), S. 506, 1971.
- [31] Massimo, L. : Physics of High Temperature Reactors, Pergamon Press, London, 1976.
- [32] Mulder, E. : Pebble Bed Reactor with Equalised Core Power Distribution - Inherently Safe and Simple, JUEL-3632, Jülich 1998.
- [33] Neuhaus, I. : Plutoniumverbrennung mittels Thorium Einsatz im Druckwasserreaktor, JUEL-3740, Jülich, 1999.
- [34] Phlippen, P. W. : Technische Konzepte für Anlagen zur passiv sicheren Kernenergienutzung, Habilitationsschrift, Aachen, 1991.
- [35] Petersen, K. : Zur Sicherheitskonzeption des Hochtemperaturreaktors mit natürlicher Wärmeableitung aus dem Kern im Störfall, KFA-Jülich, JUEL-1872, 1983.
- [36] Rehm, W. u. H. Unger: Sicherheit von Hochtemperaturreaktoren, Tagungsbericht, Jülich 1985.
- [37] Ruetten, H. J. : The Depletion Computer Code ORIGEN-JUEL-II, JUEL-2739, 1993.
- [38] Ruetten, H. J. et al.: V.S.O.P.(97) Computer Code System for Reactor Physics and Fuel Cycle Simulation, JÜL 3522, 1997
- [39] Ruetten H. J. : D₂O gekühlter Kugelhaufenreaktor, Aktennotiz, Jülich 1997.
- [40] Schenk, W., Pitzer, D. u. H. Nabielek: Spaltproduktfreisetzungsverlauf von Kugelbrennelementen bei Störfalltemperaturen, JÜL 2091, 1986.
- [41] Scherer, W. et. al.: Ein Vergleich von Absorberstabmodellen in zwei- und dreidimensionaler Geometrie am Beispiel des 300 MW_e-THTR-Kernkraftwerkes Schmehausen, JÜL-1383, Jülich 1977.
- [42] Scherer, W. et. al.: Zur selbsttätig sicheren Begrenzung von nuklearer Leistung und Brennstofftemperatur in innovativen Kernreaktoren, JÜL-Bericht 2960, Jülich, 1994.
- [43] The Shippingport Pressurized Water Reactor, Naval Reactors Branch, Westinghouse Electric Corporation, Duquesne Light Company, Reading, Massachusetts 1958.
- [44] Soodak, H.: Reactor Handbook, Vol III, Part I, John Wiley & Sons, New York 1962.

- [45] Struth, S.: Untersuchungen zur Thermohydraulik des Druckentlastungsvorgangs bei Hochtemperaturreaktoren, Diplomarbeit an der RWTH Aachen, 1988
- [46] Struth, S.: DIREKT, Ein Rechenprogramm zur instationären zweidimensionalen Simulation thermohydraulischer Transienten, Interne Dokumentation, 1999
- [47] Teuchert, E. und R. Breitbarth: Resonanzintegralberechnungen für mehrfach heterogene Anordnungen, JÜL-551-RG, 1968.
- [48] Teuchert, E.: Brennstoffzyklen des Kugelhaufen-Hochtemperaturreaktors in der Computersimulation, JÜL 2069, 1986.
- [49] Todt, F. : FEVER - A One-Dimensional Few Group Depletion Program for Reactor Analysis, General Atomics, GA-2749 (1962).
- [50] Uranium Institute London, Statistik der IAEA, 2001.
- [51] de Volpi, A.: Trans. Am. Nucl. Soc. 30, Seite 298, 1978.
- [52] Wang, D.: Untersuchung eines Hochtemperaturreaktors mit einem mittleren Graphitkugel-Bereich, JUEL-1809, Jülich 1982.

Forschungszentrum Jülich
in der Helmholtz-Gemeinschaft



Jül-4028
Februar 2003
ISSN 0944-2952