

KfK 4790  
Oktober 1990

**Die neutronenphysikalische  
Behandlung eines  
(d, t)-Fusionsreaktors  
nach dem Tokamakprinzip  
(NET)**

**U. Fischer  
Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik  
Projekt Kernfusion**

**Kernforschungszentrum Karlsruhe**



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik  
Projekt Kernfusion

KfK 4790

**Die neutronenphysikalische Behandlung eines (d, t)-Fusionsreaktors  
nach dem Tokamakprinzip (NET)**

Ulrich Fischer

Von der Fakultät für Maschinenbau der Universität Karlsruhe (T H)  
genehmigte Dissertation

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt  
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH  
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

### ***Die neutronenphysikalische Behandlung eines (d, t)-Fusionsreaktors nach dem Tokamakprinzip (NET).***

*Ulrich Fischer*

Für die neutronenphysikalische Behandlung eines Tokamakreaktors eignet sich grundsätzlich das Monte Carlo Transportverfahren, da es eine realitätsnahe Darstellung der Tokamakgeometrie erlaubt. In neutronenphysikalischen Auslegungsrechnungen beschränkt man sich aber meist auf vereinfachte geometrische Darstellungen, so daß diese auf der Basis ein- und zweidimensionaler deterministischer Transportverfahren durchgeführt werden können. Die durch die idealisierte Geometriedarstellung bedingten Unzulänglichkeiten können dann mit Monte Carlo Transportrechnungen in geeigneten ein-, zwei- und dreidimensionalen Modellen ermittelt werden. Es ist das übergeordnete Ziel dieser Arbeit, die vereinfachte Behandlung in eindimensionaler Geometrie, die routinemäßig in neutronenphysikalischen Auslegungsrechnungen angewandt wird, auf diese Weise einer grundsätzlichen Überprüfung zu unterziehen. Mit Hilfe des Monte Carlo Transportprogramms MCNP wird hierzu eine vollständige neutronenphysikalische Behandlung in einem dreidimensionalen Torussektormodell des NET (Next European Torus)-Reaktors durchgeführt. Es werden verschiedene Blanketvarianten berücksichtigt, die alle für den NET-Reaktor entwickelt worden sind, sich in ihren neutronenphysikalischen Eigenschaften aber grundsätzlich unterscheiden: ein keramisches Feststoffblanket mit Beryllium als Neutronenmultiplizier, ein selbstgekühltes Flüssigmetallblanket mit dem Eutektikum Pb-17Li oder, alternativ, reinem Lithium als Brutmaterial bzw. Kühlmittel, sowie ein wäßriges Lithiumsalzblanket. Es ergibt sich, daß die vereinfachte Behandlung in eindimensionaler Geometrie zur Bestimmung von Leistungsdichteverteilungen in Auslegungsrechnungen eingesetzt werden kann, sofern die Plasmaquelle konsistent normiert, ihre räumliche Verteilung in geeigneter Weise vorgenommen und auch ihre Richtungsabhängigkeit berücksichtigt wird. Zur Bestimmung des Brutvermögens der Blanketvarianten und zur Durchführung von Abschirmrechnungen des Gesamtsystems Blanket/Schild ist hingegen eine dreidimensionale Behandlung in der tatsächlichen Tokamakgeometrie erforderlich.

***Treating the neutronics of a (d, t)-fusion reactor operating on the tokamak principle (NET).***

*Ulrich Fischer*

The Monte Carlo transport technique is an appropriate tool for treating the neutronics of a tokamak reactor: it allows to represent the tokamak geometry very close to reality. Neutronic design calculations, however, usually make use of simplified geometrical models. Therefore they can be performed on the basis of one- and two-dimensional deterministic transport procedures. Monte Carlo transport calculations using appropriate one-, two- and three-dimensional models can be applied to analyze the deficiencies caused by the use of idealized geometrical models. The primary aim of this work is to check the simplified one-dimensional neutronic approach being used frequently in design calculations. Therefore the neutronics of the NET (Next European Torus)-reactor is treated in a three-dimensional torus sector model by means of Monte Carlo calculations with the MCNP-code. Various blanket variants with different neutronic characteristics are taken into account. All of them had been developed for use in the NET-reactor: a ceramic solid breeder blanket using beryllium as neutron multiplier, a self-cooled liquid metal blanket using the eutectic alloy Pb-17Li or, alternatively, pure lithium as breeding material/coolant, and an aqueous lithium salt solution blanket. It is shown, that the one-dimensional approach can be applied in design calculations for evaluating power density distributions, if the plasma source is normalized in a consistent manner, if its spatial distribution is chosen appropriately, and, furthermore, if its angular dependence is taken into account. A three-dimensional treatment of the actual tokamak geometry, however, is necessary for determining the breeding performance of the blanket variants and for performing shielding calculations of the whole system blanket/shield.

<b>1. Einführung</b>	<b>1</b>
1.1 <i>Allgemeine Aspekte</i>	1
1.2 <i>Problemstellung</i>	5
<b>2. Neutronenphysik des Tokamakreaktors</b>	<b>9</b>
2.1 <i>Aufgaben</i>	9
2.2 <i>Methoden</i>	11
2.3 <i>Daten</i>	16
2.4 <i>Das Monte Carlo Programm MCNP</i>	20
2.4.1 <i>Methodik</i>	21
2.4.2 <i>Daten</i>	23
2.4.3 <i>Programmeingabe</i>	25
2.4.4 <i>Auswertung</i>	28
<b>3. Der NET-Reaktor</b>	<b>31</b>
3.1 <i>Zweck und Zielsetzung</i>	31
3.2 <i>Aufbau des Reaktors</i>	32
3.3 <i>Blanketentwicklung</i>	38
<b>4. Die Blanketvarianten</b>	<b>40</b>
4.1 <i>Beschreibung und technische Konzeption</i>	42
4.1.1 <i>Das wäßrige Lithiumsalzblanket</i>	42
4.1.2 <i>Das keramische Feststoffblanket</i>	44
4.1.3 <i>Das selbstgekühlte Flüssigmetallblanket</i>	46
4.2 <i>Kernphysikalische Charakteristika</i>	49
4.2.1 <i>Das wäßrige LiOH-Blanket</i>	51
4.2.2 <i>Das keramische Feststoffblanket mit Beryllium-Multiplier</i>	52
4.2.3 <i>Das selbstgekühlte Flüssigmetallblanket mit Pb-17Li</i>	53
4.2.4 <i>Das selbstgekühlte Flüssigmetallblanket mit Lithium</i>	54

<b>5. Dreidimensionale neutronenphysikalische Behandlung eines Torussektors</b>	<b>60</b>
5.1 <i>Geometrische Darstellung eines Torussektors</i>	60
5.2 <i>Darstellung der Plasmaquellverteilung</i>	65
5.3 <i>Normierung und Neutronenwandbelastung</i>	67
5.4 <i>Verteilungen der Neutronenwandbelastung</i>	70
5.4.1 Poloidale Profile beim Referenzplasma	70
5.4.2 Sensitivitäten bezüglich der Neutronenquellverteilung	71
5.4.3 Toroidale Variationen	76
5.5 <i>Verteilungen der Neutronenflußdichte an der ersten Wand</i>	76
5.6 <i>Verteilungen der Neutronenflußdichte im Blanket</i>	87
5.6.1 Radiale Profile	87
5.6.2 Poloidale Profile	87
5.6.3 Energetische Verteilungen	92
5.7 <i>Verteilungen der Tritiumproduktionsrate</i>	92
5.7.1 Energetische Verteilungen	92
5.7.2 Radiale Profile	95
5.8 <i>Brutvermögen der Blanketvarianten</i>	97
5.9 <i>Verteilungen der Neutronenflußdichte im Vakuumgefäß</i>	101
5.9.1 Innere Torusseite mit Segmentspalt	109
5.9.2 Äußere Torusseite mit Segmentspalt	116
5.10 <i>Leistungserzeugung</i>	122
5.11 <i>Abschirmung</i>	128
5.12 <i>Zusammenfassende Wertung der dreidimensionalen Behandlung</i>	135

<b>6. Eindimensionale Näherung</b>	<b>139</b>
6.1 <i>Geometrische Darstellung</i>	140
6.2 <i>Normierung</i>	143
6.3 <i>Radiale Profile der Neutronenflußdichte</i>	147
6.3.1 Blanket	148
6.3.2 Vakuumgefäß	154
6.4 <i>Tritiumbrutrate</i>	167
6.5 <i>Leistungsproduktion</i>	170
6.6 <i>Abschirmung</i>	179
6.7 <i>Zusammenfassende Wertung der eindimensionalen Näherung</i>	185
<b>7. Spezielle zweidimensionale Analysen</b>	<b>187</b>
7.1 <i>Heterogenitätsanalyse für das keramische Feststoffblanket</i>	187
7.2 <i>Neutronenstreaming durch Blanketsektorenspalte</i>	191
<b>8. Zusammenfassung und Wertung</b>	<b>196</b>
<b>9. Literaturverzeichnis</b>	<b>202</b>
<b>10. Anhang: Toruskoordinaten und Volumenberechnung</b>	<b>209</b>

## 1. Einführung

### 1.1 Allgemeine Aspekte

In einem Tokamakreaktor wird das heiße Fusionsplasma durch magnetische Felder in einem toroidal angeordneten Vakuumgefäß eingeschlossen. Der Tokamak arbeitet nach dem Prinzip eines elektromagnetischen Transformators: ein in den äußeren Spulen fließender, zeitlich variierender Strom induziert im Plasma einen in toroidaler Richtung fließenden Strom, der wiederum ein magnetisches Feld in poloidaler Richtung erzeugt, senkrecht zum magnetischen Hauptfeld, das sich in toroidaler Richtung erstreckt und durch externe Magnetfeldspulen erzeugt wird. Das resultierende magnetische Feld windet sich schraubenförmig in toroidaler Richtung und schließt auf diese Weise das Plasma ein (Abb. 1.1).

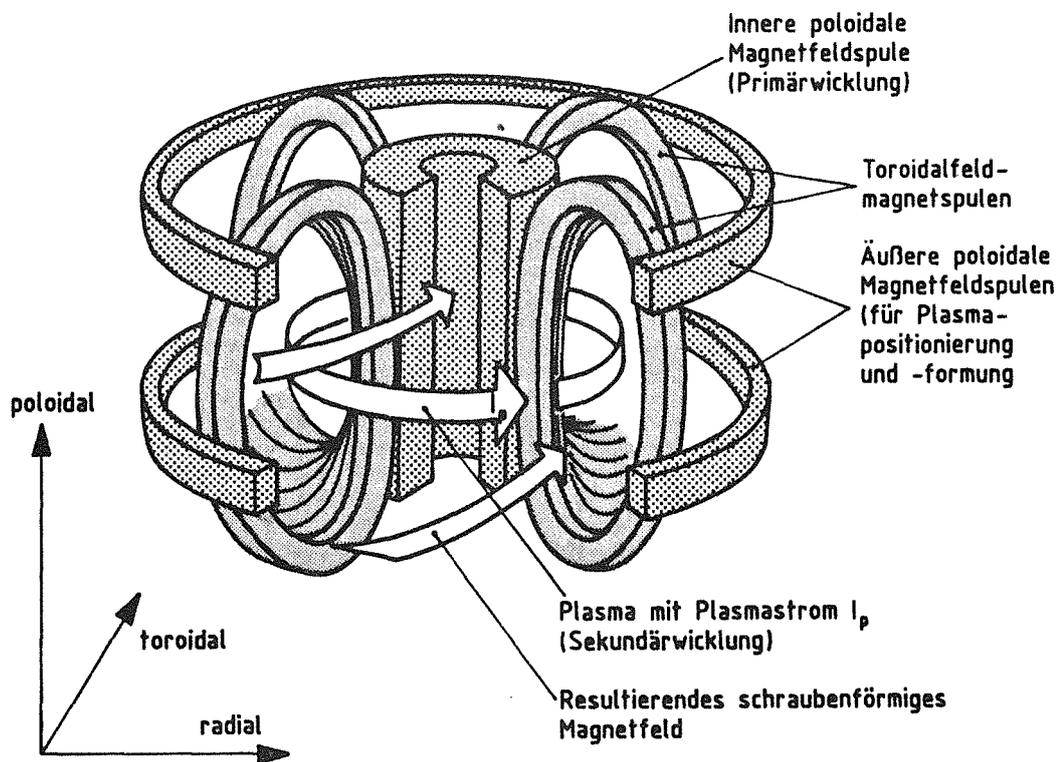


Abb. 1.1: Schematisiertes Tokamakprinzip (nach /Fus 89/)

Der Tokamakreaktor ist der am weitesten fortgeschrittene Typ eines Fusionsreaktors: mit den gegenwärtig betriebenen Tokamakanlagen - insbesondere der Europäischen JET (Joint European Torus)-Anlage - sind Plasmabedingungen erreicht worden, die eine sichere Extrapolation zu einer Folgeanlage gestatten, in

der die plasmaphysikalische Zündung erreicht werden kann /Reb 88, Fus 89/. Im Rahmen des Europäischen Fusionstechnologieprogrammes wird seit 1983 der Entwurf einer solchen Folgeanlage erarbeitet: der NET (Next European Torus)-Reaktor /NET 88/. NET soll unter reaktortypischen Bedingungen den Nachweis erbringen, daß die Erzeugung nutzbarer Energie auf der Basis thermonuklearer Reaktionen in einem Tokamak möglich und machbar ist. Zu diesem Zweck soll NET erstmals mit einem tritium- und leistungsproduzierenden Blanket ausgestattet werden. NET stellt somit das Bindeglied dar zwischen den gegenwärtig betriebenen Tokamakanlagen, die ausschließlich plasmaphysikalischen Fragestellungen gewidmet sind, und dem Demonstrationsreaktor (DEMO), der prototypisch die Eigenschaften eines Leistungsreaktors aufweisen soll.

Im NET-Reaktor schieben sich damit mehr technologische Fragestellungen in den Vordergrund, die wesentlich durch den Einsatz eines tritium- und leistungsproduzierenden Blankets geprägt sind. Tatsächlich kommt dem Blanket in einem (d,t)-Fusionsreaktor eine überragende Bedeutung zu: es hat als primäre Aufgabe, den radioaktiven Brennstoff Tritium zu erzeugen (Tritiumbrüten) sowie die kinetische Energie der bei der (d,t)-Fusion freigesetzten Neutronen in thermisch nutzbare Energie zu konvertieren. Mit der (d,t)-Fusion läßt sich die plasmaphysikalische Zündung in einem Tokamakreaktor bei weitem am einfachsten erreichen: ein Deuteron (d) und ein Triton (t) vereinigen sich bei vergleichsweise niedrigen Ionentemperaturen um 10-15 keV zu einem  $\alpha$ -Teilchen unter Freisetzung eines Neutrons sowie einer Bindungsenergie von 17,6 MeV. Das mit einer kinetischen Energie von 14 MeV freigesetzte Neutron kann dazu genutzt werden, gemäß der Reaktion  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{t}$  bzw.  ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)\text{t}$  aus natürlich vorkommendem Lithium den radioaktiven Brennstoff Tritium zu erbrüten. Zu diesem Zweck umgibt man das Fusionsplasma in der Vakuumkammer mit dem Brutmantel (Blanket), der den Brutstoff Lithium in geeigneter Weise enthält. Neben der Tritium- und Leistungserzeugung kommt dem Blanket die Aufgabe zu, die Neutronenstrahlung und die in den neutroneninduzierten Kernreaktionen entstehende  $\gamma$ -Strahlung abzuschirmen. Die Abschirmfunktion wird von einem zum Tritiumbrüten optimierten Blanket im allgemeinen nur unvollständig ausgeübt. Es ist daher notwendig, einen zu diesem Zweck optimierten Schild hinter dem Blanket anzubringen. In einem Tokamakreaktor kann hierzu das Vakuumgefäß, innerhalb dessen das Blanket angeordnet ist, in geeigneter Weise ausgelegt werden.

Alle Funktionen des Systems Blanket/Schild - Tritiumbrüten, Leistungserzeugung und Abschirmung - beruhen auf kernphysikalischen Wechselwirkungsprozessen der Neutronen und Photonen mit den Atomkernen der im System befindlichen Materialien. Aufbau und Zusammensetzung des Blankets und der Abschirmung sind daher - in enger Wechselwirkung mit der technischen und thermohydraulischen Auslegung - unter neutronenphysikalischen Gesichtspunkten festzulegen. Die neutronenphysikalische Behandlung schließt dabei die Berücksichtigung der entstehenden Photonen und deren Wechselwirkungsprozesse mit ein. Aufgabe der neutronenphysikalischen Auslegung ist es primär, ein ausreichendes Brut- und Abschirmvermögen sicherzustellen, sowie die für die thermohydraulische Auslegung benötigte Leistungserzeugung aufgrund der in den verschiedenen Reaktorkomponenten stattfindenden Kernreaktionen zu bestimmen.

In eindimensionaler geometrischer Darstellung kann diese Aufgabe mit Hilfe herkömmlicher  $S_N$ -Transportprogramme gelöst werden. Der Tokamakreaktor kann hierzu in Zylindergeometrie angenähert werden, wobei die Torusachse als Symmetrieachse gewählt wird und die Transportrechnung dann in der Torusmittelebene in radialer Richtung durchgeführt wird. Dies ist das Verfahren, das für neutronenphysikalische Auslegungsrechnungen überwiegend benutzt wird und in der Entwurfsphase für NET ausschließlich angewandt worden ist, ohne daß der Gültigkeitsbereich dieser starken Vereinfachung bekannt gewesen wäre.

Die geometrische Konfiguration eines Tokamakreaktors mit Vakuumkammer, Blanketsegmenten, Vakuumgefäß, Divertoren, Stopfen, Öffnungen, Kanäle etc. (Abb. 1.2: NET-Reaktor) ist aber tatsächlich so komplex, daß ihr nur eine dreidimensionale Beschreibung gerecht werden kann. Dies ist mit herkömmlichen  $S_N$ -Transportprogrammen nicht möglich, da diese einerseits nicht in der Lage sind, die komplexe geometrische Konfiguration zu modellieren, andererseits die enormen Abmessungen eines Tokamakreaktors ein Maschengitter erfordern würde, das die gegenwärtigen Rechnerkapazitäten weit übersteigen würde. Eine realitätsnahe Beschreibung der geometrischen Konfiguration des Tokamakreaktors ist hingegen mit Monte Carlo Transportprogrammen möglich, die eine sehr flexible geometrische Modellierung erlauben. Der Teilchentransport wird in diesen Programmen für einzelne Teilchenschicksale von der Entstehung bis zum Verlust durch Absorption oder Leckage unter probabilistischen Gesichtspunkten verfolgt. Zur Erreichung einer ausreichenden statistischen Genauigkeit bedarf es allerdings der Berücksichtigung einer großen Zahl von Teilchenschicksalen, was einen hohen Rechenaufwand zur Folge hat. Dies gilt insbesondere für die Berechnung räumlicher und energetischer Verteilungen der Neutronen und

Photonen. Abschirmprobleme lassen sich auf diese Weise nicht lösen, vielmehr bedarf es hierfür der Anwendung verfeinerter Varianzreduktionsmethoden. Grundsätzlich kann mit Monte Carlo Transportprogrammen eine vollständige neutronenphysikalische Behandlung eines Tokamakreaktors durchgeführt werden. Der hierfür notwendige Rechenaufwand schließt aber eine solche Anwendung in routinemäßigen Auslegungsrechnungen aus. Zweckmäßigerweise wird man daher die in den Auslegungsrechnungen benutzte vereinfachte eindimensionale Behandlung anhand einer realistischen dreidimensionalen Behandlung überprüfen.

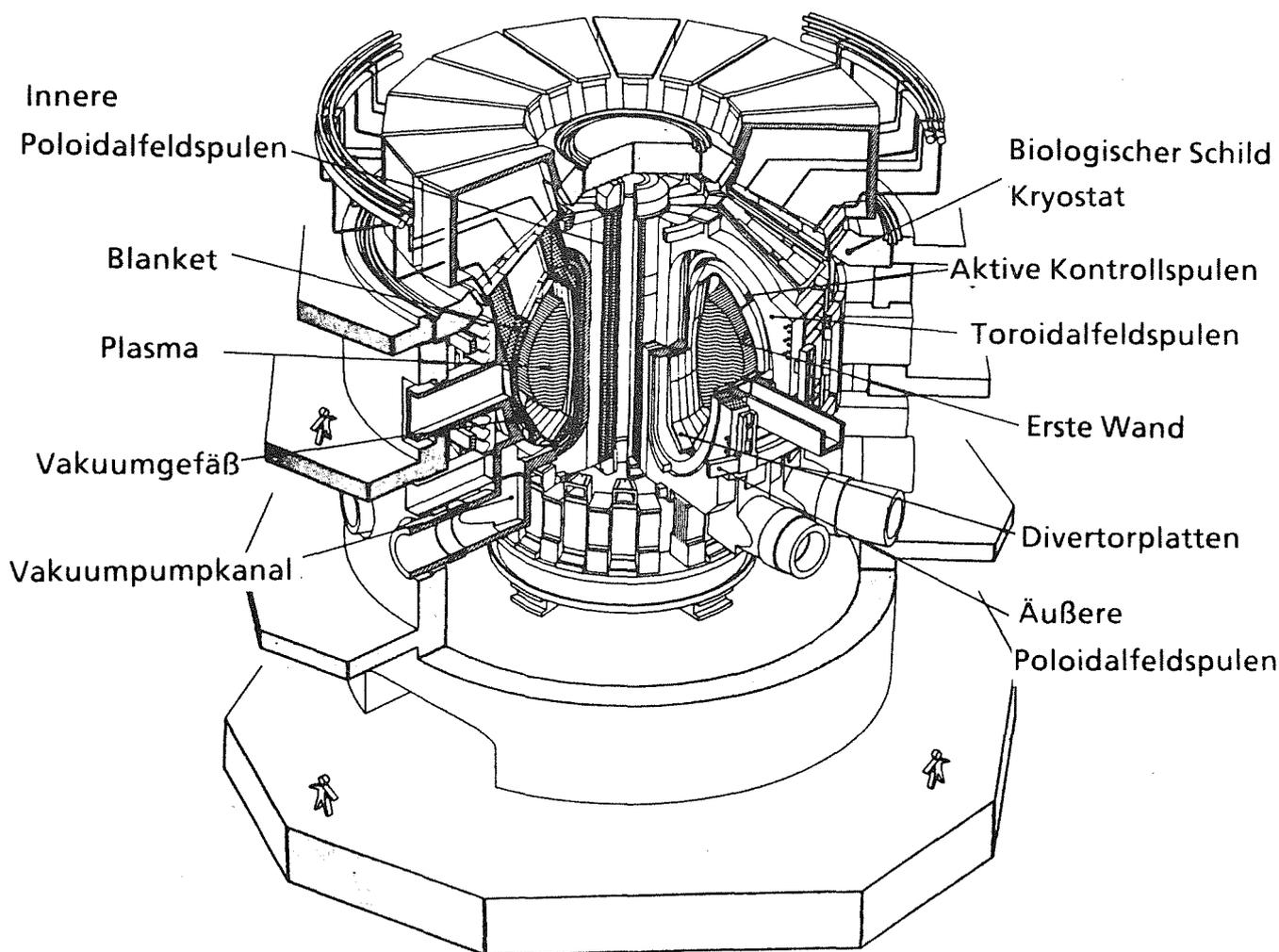


Abb. 1.2: Ansicht des NET-Reaktors /NET 88/

Die vorliegende Arbeit setzt sich dies zum übergeordneten Ziel: eine vollständige, alle bedeutenden Aspekte umfassende neutronenphysikalische Behandlung eines Tokamakreaktors in einer realistischen, dreidimensionalen Darstellung durchzuführen, dabei alle maßgeblichen Reaktorkomponenten und deren räumliche Anordnung zu berücksichtigen, und auf dieser Basis die vereinfachte Behandlung in eindimensionaler Geometrie einer grundsätzlichen Überprüfung zu unterziehen, um deren Gültigkeitsbereich und Einsatzmöglichkeiten, entsprechend ihrer jeweiligen Zweckausrichtung, zu bestimmen. Der NET-Reaktor in seiner Version mit zwei poloidalen Divertoren /NET 88/ soll dabei als Beispiel eines schon weit ausgearbeiteten Entwurfs eines Tokamakreaktors dienen.

## 1.2 *Problemstellung*

Die Arbeit soll auf der Basis verschiedener Blanketvarianten durchgeführt werden, die alle für den NET-Reaktor entwickelt worden sind, sich in ihren neutronenphysikalischen Eigenschaften aber in charakteristischer Weise unterscheiden: ein heliumgekühltes keramisches Feststoffblanket mit zusätzlichem Neutronenmultiplifier (Beryllium), ein selbstgekühltes Flüssigmetallblanket mit dem Eutektikum Pb-17Li oder, alternativ, reinem Lithiummetall als Brutmaterial bzw. Kühlmittel, sowie ein wassergekühltes "Abschirmblanket", das durch Zugabe eines Lithiumsalzes (LiOH) zum Tritiumbrüten eingesetzt werden kann.

Für die dreidimensionale Behandlung sollen geeignete geometrische Modelle benutzt werden, die einerseits der Tokamakgeometrie des NET-Reaktors gerecht werden, andererseits aber auch der jeweiligen Zweckausrichtung der neutronenphysikalischen Rechnung angepaßt sind. Dabei sind geeignete Monte-Carlo-Techniken anzuwenden, die es beispielsweise auch ermöglichen, Neutronen und Photonen in der Tokamakgeometrie durch das Blanket und das sich anschließende Vakuumgefäß hindurch mit ausreichender statistischer Genauigkeit zu verfolgen.

Die dreidimensionale Behandlung soll mit Hilfe des Monte-Carlo-Transportprogrammes MCNP /Bri 86/ durchgeführt werden, das für diesen Zweck gut geeignet ist: die geometrische Modellierung räumlicher Konfigurationen kann mit MCNP vergleichsweise einfach und flexibel gehandhabt werden; es können gekoppelte Neutronen-Photonen-Transportrechnungen durchgeführt werden, was für die Berechnung der Leistungserzeugung erforderlich ist; MCNP stellt eine große

Anzahl an Varianzreduktionstechniken zur Verfügung, die für Abschirmrechnungen unerlässlich sind; darüberhinaus benutzt MCNP die zugrunde liegenden Wirkungsquerschnitte in kontinuierlicher Energiedarstellung, wodurch Probleme, die bei der Erzeugung und Anwendung von Gruppenwirkungsquerschnitten entstehen, vermieden werden.

Die dreidimensionale Rechnung soll sich wesentlich mit neutronenphysikalischen Phänomenen bzw. Eigenschaften befassen, die durch die Tokamakgeometrie geprägt sind und in einer eindimensionalen Darstellung nicht erfaßt werden können. Im einzelnen gilt dies für:

- die räumliche Intensitätsverteilung der Plasmaquelle in der Vakuumkammer
- die räumliche Verteilung der neutronenphysikalisch maßgeblichen Größen (Neutronenflußdichte, Leistungsdichte) an der ersten Wand, im Blanket und im Vakuumgefäß
- das Brutvermögen der Blanketvarianten in der behandelten Tokamakgeometrie
- das Abschirmvermögen des kompletten Systems Blanket/Vakuumgefäß unter Berücksichtigung der Segmentspalte zwischen benachbarten Blanketsektoren.

Ergänzend hierzu sollen Probleme, die nicht in der dreidimensionalen Tokamakgeometrie behandelt werden können, in einer geeigneten zweidimensionalen Darstellung untersucht werden.

Die eindimensionale Behandlung soll auf der Basis des geometrischen Modells durchgeführt werden, das üblicherweise in den neutronenphysikalischen Auslegungsrechnungen benutzt wird: das eindimensionale poloidale Modell in Zylindergeometrie mit der Torusachse als Symmetrieachse. Hierbei soll das gleiche Monte Carlo Transportprogramm mit der zugehörigen Datenbibliothek wie bei der dreidimensionalen Behandlung benutzt werden, um verfahrens- bzw. datenbedingte Einflüsse auszuschließen: Zweck der eindimensionalen Behandlung ist deren Überprüfung anhand der dreidimensionalen Behandlung in der tatsächlichen Tokamakgeometrie.

Für die eindimensionale Behandlung stellt sich zunächst die Frage der Normierung: während die dreidimensionale neutronenphysikalische Rechnung in der Tokamakgeometrie auf die gesamte Fusionsleistung (NET: 600 MW) normiert werden kann, muß die eindimensionale Transportrechnung durch die Zahl der pro Flächen- und Zeiteinheit auf die erste Wand auftreffenden 14-MeV-Quellneutronen ("Neutronenwandbelastung") normiert werden. Ausgehend von der Gesamtfläche der ersten Wand und der gesamten Fusionsleistung kann dabei eine mittlere Neutronenwandbelastung zugrunde gelegt werden. Da die eindimensionale Transportrechnung aber in der Torusmittelebene durchgeführt wird und damit an die dortigen geometrischen Gegebenheiten gebunden ist, stellt sich die Frage, inwieweit auf der Basis der mittleren Neutronenwandbelastung eine konsistente Normierung für das eindimensionale poloidale Modell möglich ist.

Im eindimensionalen poloidalen Modell können radiale Verteilungen der Neutronenflußdichte und der Leistungsdichte auf der äußeren und inneren Torusseite bestimmt werden. Tatsächlich werden diese radialen Profile maßgeblich durch die globale Tokamakgeometrie, die unterschiedliche Beaufschlagung der ersten Wand durch die auftreffenden 14-MeV-Neutronen einschließlich ihrer Winkelausrichtung, sowie die neutronenphysikalischen Eigenschaften der benutzten Blanketvarianten beeinflusst. Es soll daher für alle Blanketvarianten geklärt werden, ob bzw. unter welchen Bedingungen es mit dem eindimensionalen poloidalen Modell möglich ist, radiale Verteilungen der Neutronenflußdichte und der Leistungsdichte im Blanket zu erhalten, die für eine dreidimensionale Rechnung in der Tokamakgeometrie repräsentativ sein könnten, etwa in der Art, daß die radialen Verteilungen in der Torusmittelebene, wo die eindimensionale Transportrechnung durchgeführt wird, oder auch im poloidalen Mittel reproduziert werden könnten. Entsprechend ist zu klären, ob es mit dem eindimensionalen poloidalen Modell möglich ist, im Bereich des Vakuumgefäßes radiale Neutronenflußdichte- bzw. Leistungsdichteprofile der dreidimensionalen Rechnung in der Tokamakgeometrie zu reproduzieren, so daß eine eindimensionale Abschirmrechnung qualitativ gerechtfertigt werden kann.

Die eindimensionale Behandlung ergibt modellbedingt eine Überschätzung der Tritiumbrutrate, da Öffnungen, Kanäle, Divertoren, Stopfen und sonstige Reaktorkomponenten, die zu einer Reduktion der durch das Blanket bedeckten Plasmaoberfläche führen, in der Transportrechnung nicht berücksichtigt werden können. Es ist daher für alle Blanketvarianten zu klären, wie groß diese Über-

schätzung in der behandelten Tokamakgeometrie des NET-Reaktors tatsächlich ist. Von besonderem Interesse ist hierbei die Frage, ob es möglich ist, auf der Basis eindimensionaler Transportrechnungen, wie sie meist zur Optimierung des Brutvermögens eines Blanketentwurfs durchgeführt werden, Aussagen über das tatsächliche Brutvermögen zu machen.

Die Arbeit soll abschließend bewerten, für welche Anwendungen, unter welchen Bedingungen bzw. mit welchen Einschränkungen, neutronenphysikalische Rechnungen im eindimensionalen poloidalen Modell tatsächlich gerechtfertigt sind und damit die Grenzen und Unzulänglichkeiten, aber auch den Nutzen und die Einsatzmöglichkeiten dieses in Auslegungsrechnungen meist benutzten, einfachen Näherungsverfahrens aufzuzeigen.

## 2. Die Neutronenphysik des Tokamakreaktors: Aufgaben, Methoden und Daten

### 2.1 Aufgaben

Im Tokamakreaktor entstehen die Neutronen ("14-MeV-Neutronen") in der Vakuumkammer in den dort stattfindenden (d, t)-Fusionsreaktionen. Diese 14-MeV-Neutronen treffen zunächst auf die erste Wand, die die Vakuumkammer als materielle Begrenzung umgibt, sodann auf das sich anschließende Blanket und schließlich auf das als Abschirmung ausgelegte Vakuumgefäß. Es kommt zu kernphysikalischen Wechselwirkungsprozessen in der ersten Wand, im Blanket und in der Abschirmung, in deren Verlauf die 14-MeV-Neutronen durch elastische und inelastische Streuprozesse abgebremst werden bis sie schließlich absorbiert werden oder durch Leckage verloren gehen. Dabei kommt es auch zur Emission geladener Teilchen und von  $\gamma$ -Strahlung.

Ausgehend von der räumlichen und energetischen Verteilung der Quellneutronen in der Vakuumkammer besteht die Aufgabe der Neutronenphysik des Tokamakreaktors grundlegend darin, die energetische und räumliche Verteilung der Neutronen und Photonen in der ersten Wand, dem Blanket, der Abschirmung und den sonstigen Reaktorkomponenten zu bestimmen. Mit dieser Verteilung und der räumlichen Materialverteilung können dann auf der Basis der zugehörigen Kern- daten Art und Umfang der stattfindenden Kernreaktionen bestimmt werden. Dabei orientiert sich die neutronenphysikalische Rechnung an den Aufgaben, die das Blanket bzw. das System Blanket/Abschirmung im Tokamakreaktor zu erfüllen hat: die Erzeugung des benötigten Brennstoffs Tritium in neutroneninduzierten Kernreaktionen, die Konversion der kinetischen Energie der hochenergetischen Neutronen in thermisch nutzbare Energie, und die Abschirmung der Neutronenstrahlung und der in den neutroneninduzierten Kernreaktionen entstehenden  $\gamma$ -Strahlung.

Ziel der neutronenphysikalischen Auslegung ist es zunächst, einen geeigneten Brutstoff zu finden, mit dem sich in einer neutroneninduzierten Kernreaktion der Brennstoff Tritium erbrüten läßt. Tatsächlich kommt hierfür nur das natürlich vorkommende Lithium in Frage, das als reines Metall, in einer metallischen Legierung, oder in keramischen Verbindungen in das Blanket eingebracht werden kann: die Wahl des Brutmaterials beeinflußt maßgeblich die technische und thermohydraulische Auslegung des Blankets (s. Abschn. 4.1). Sodann besteht die Aufgabe der neutronenphysikalischen Auslegung darin, den Brutstoff im Blanket so anzuord-

nen, daß sein Brutvermögen optimal ausgenutzt werden kann. In der Praxis sind dem allerdings enge Grenzen gesetzt, da der Aufbau des Blankets auch maßgeblich durch technische und thermohydraulische Aspekte beeinflusst wird. Die neutronenphysikalische Optimierung erfolgt daher in enger Wechselwirkung mit der technischen und thermohydraulischen Blanketauslegung und erstreckt sich meist über mehrere Iterationen. Schließlich muß die neutronenphysikalische Auslegung ein ausreichendes Brutvermögen gewährleisten, was in einem Leistungsreaktor beispielsweise bedeutet, daß pro (d,t)-Quellneutron mindestens ein Triton erzeugt werden muß. Hierzu ist es dann notwendig, die neutronenphysikalische Rechnung in einem realistischen Modell des betreffenden Reaktors durchzuführen.

Im Verlauf der Blanketentwicklung ist es in mehreren Iterationsschritten notwendig, die im Blanket aufgrund der dort stattfindenden Kernreaktionen erzeugte Leistung bzw. deren Dichte zu bestimmen: dies ist eine maßgebliche Eingangsgröße für die thermohydraulische Blanketauslegung, die eine ausreichende Wärmeabfuhr gewährleisten muß, ohne daß dabei zu hohe oder zu niedrige Temperaturen auftreten dürfen. Die Leistungserzeugung bzw. Leistungsdichte kann in der neutronenphysikalischen Rechnung auf der Basis der pro Kernreaktion freigesetzten Energie mit Hilfe der räumlichen und energetischen Reaktionsratenverteilung bestimmt werden.

Bei der neutronenphysikalischen Auslegung der Abschirmung gestaltet sich die Aufgabenstellung ähnlich wie bei der neutronenphysikalischen Blanketauslegung. Die primäre Aufgabe besteht darin, geeignete Materialien bzw. Materialmischungen zu finden, die sowohl die auftreffende Neutronenstrahlung als auch die entstehende  $\gamma$ -Strahlung wirksam abschwächen. Hierfür eignen sich insbesondere Materialmischungen, die einen wasserstoffhaltigen Neutronenmoderator mit einem thermischen Absorber enthalten, sowie ein Strukturmaterial mit hoher Kernladungszahl, das bevorzugt  $\gamma$ -Strahlung absorbiert, in seinen Resonanzen aber auch Neutronen mittlerer Energie einfängt. Die weitere Aufgabenstellung der neutronenphysikalischen Auslegung besteht dann darin, die Materialmischungen in der Abschirmkomponente so anzuordnen, daß die Abschirmwirkung optimal ist. Dabei muß auf thermohydraulische Aspekte weniger Rücksicht genommen werden, da die Leistungserzeugung in der Abschirmung vergleichsweise gering ist. Schließlich muß für das Gesamtsystem Blanket/Schild eine ausreichende Abschirmwirkung gewährleistet werden, so daß die außerhalb des Systems befindlichen supraleitenden Magnetfeldspulen in ihrer Funktionstüchtigkeit nicht durch die auftreffende Strahlung beeinträchtigt werden. Dies hängt maßgeblich von der geome-

trischen Anordnung der Blanket/Schild-Konfiguration ab und erfordert folglich eine neutronenphysikalische Rechnung in einem realistischen dreidimensionalen Modell des Reaktors.

Weitere neutronenphysikalische Arbeitsfelder ergeben sich daraus, daß die im Reaktor befindlichen Materialien in den neutroneninduzierten Kernreaktionen aktiviert werden. Aufgrund der hohen Energie der Neutronen kommt es dabei zu einer Vielzahl von Aktivierungsreaktionen, deren Kenntnis gegenwärtig noch nicht ausreichend sicher ist. Tatsächlich ist der Problemkomplex der Aktivierung, innerhalb dessen man sich insbesondere mit der Entwicklung niedrig aktivierter Strukturmaterialien befaßt, aber nicht von unmittelbarem Interesse der Blanketauslegung für die Fusionsreaktoren des "nächsten Schrittes", sondern vielmehr für die späteren Leistungsreaktoren, für die die Frage der Entsorgung aktivierter Strukturkomponenten von größerer Bedeutung sein wird.

Die in dieser Arbeit durchgeführte neutronenphysikalische Behandlung des Tokamakreaktors orientiert sich an den Aufgabenstellungen der Blanketentwicklung für den NET-Tokamakreaktor und befaßt sich daher mit dem Brutvermögen und der Leistungsproduktion des Blankets sowie der Abschirmung des Gesamtsystems Blanket/Schild. Dabei wird von bereits optimierten Blanket- bzw. Schildentwürfen ausgegangen, da das übergeordnete Ziel der Arbeit darin besteht, eine vollständige neutronenphysikalische Behandlung eines Tokamakreaktors in einer realistischen dreidimensionalen Darstellung durchzuführen, und auf dieser Basis die vereinfachte Behandlung in eindimensionaler Geometrie, die den neutronenphysikalischen Optimierungs- und Auslegungsrechnungen zugrunde liegt, einer grundsätzlichen Prüfung zu unterziehen.

## 2.2 Methoden

Die aus der Vakuumkammer kommenden 14-MeV-Neutronen treten mit den Atomkernen der die Vakuumkammer umgebenden materiellen Reaktorkomponenten in Wechselwirkung. Art und Umfang der stattfindenden Wechselwirkungsprozesse werden bestimmt durch die räumliche Materialverteilung mit den zugehörigen Wirkungsquerschnitten und bestimmen dadurch die räumliche und energetische Verteilung der Neutronen sowie der dabei entstehenden sonstigen Teilchen (Photonen und geladene Teilchen).

Aus makroskopischer Sicht läßt sich dies als Transportphänomen einer statistisch großen Zahl von Neutronen bzw. Photonen darstellen und mathematisch mit der Boltzmann-Gleichung (siehe z.B. /Dav 58/) beschreiben. Tatsächlich stellt die Boltzmann-Gleichung eine Bilanzgleichung der Neutronen- bzw. Photonenverluste (durch Leckage, Absorption oder Ausstreuungsprozesse) und Gewinne (durch Einstreuungsprozesse und direkte Emission von Quellteilchen) in einem infinitesimal kleinen Phasenraumelement dar. Die Wechselwirkung zwischen den Neutronen bzw. Photonen und den Atomkernen der Materialanordnung wird dabei durch die Wirkungsquerschnitte der stattfindenden Kernreaktionen, die Neutronen- bzw. Photonenflußdichteverteilung und die räumliche Materialverteilung beschrieben.

Im Rahmen der klassischen Reaktorphysik wurde eine Vielzahl numerischer Verfahren zur Lösung der Boltzmann-Gleichung entwickelt, die in ihrer Mehrzahl aber nicht für die Anwendung in Fusionsreaktoren geeignet ist, da die Richtungsabhängigkeit des Neutronentransports nicht berücksichtigt wird und/oder keine äußere Neutronenquelle, wie sie in Fusionsreaktoren gegeben ist, behandelt werden kann. Für die Anwendung in Fusionsreaktoren geeignet ist das "Verfahren der diskreten Ordinaten" ( $S_N$ -Verfahren), das die Richtungsabhängigkeit des Neutronentransports explizit berücksichtigt, indem nicht nur die Orts- sondern auch die Richtungsvariablen diskretisiert werden /Gre 68/. Die Richtungsabhängigkeit der zugrunde liegenden Streuprozesse wird dabei üblicherweise mit einer abgebrochenen Legendre-Reihenentwicklung des Streukerns dargestellt. Speziell für die Anwendung in Fusionsreaktoren wurden aber auch  $S_N$ -Verfahren entwickelt, die die Richtungsabhängigkeit der Neutronenstreuprozesse streng berücksichtigen (z.B. /Tak 79, Sch 86/). Tatsächlich ist die Richtungsabhängigkeit des Neutronentransports in Fusionsreaktoren stark ausgeprägt und muß folglich gut behandelt werden: die 14-MeV-Neutronen treffen mit einer nach vorwärts ausgerichteten Winkelverteilung auf die erste Wand und strömen im sich anschließenden Blanket vorzugsweise in Vorwärtsrichtung (von der Vakuumkammer aus gesehen: radial nach außen); die dabei stattfindenden Neutronenstreuprozesse sind stark nach vorwärts ausgerichtet, teils aufgrund der hohen kinetischen Energie der Neutronen, teils aufgrund der geringen Masse der gestoßenen Atomkerne: im Blanket befinden sich (mit einigen Ausnahmen, z.B. dem Pb-17Li-Eutektikum) überwiegend leichte Materialien, etwa Lithium, Beryllium oder auch eine Wasserlösung (s. Abschn. 4.1).

Die Forderung einer guten Behandlung des richtungsabhängigen Neutronentransports mit der Berücksichtigung einer äußeren Quelle ergibt sich auch im Rahmen der klassischen Reaktorphysik bei Problemen der Strahlenabschirmung. Gerade auf

diesem Gebiet wurden die  $S_N$ -Transportprogramme entwickelt, die später auch für Fusionsreaktoren angewandt worden sind. Insbesondere gilt dies für das eindimensionale ANISN-Programm /Eng 67/, das von den ersten Fusionsreaktorstudien bis hin zur frühen NET-Blanketentwicklung praktisch ausschließlich für die neutronenphysikalischen Rechnungen benutzt worden ist. Ein großer Nachteil ergibt sich bei der Anwendung von  $S_N$ -Transportprogrammen auf Fusionsreaktoren daraus, daß sie auf die Behandlung idealisierter geometrischer Körper (Kugeln, Zylinder, Platten) beschränkt sind, während sich Fusionsreaktoren, und dies gilt zuvörderst für Tokamakreaktoren, gerade durch sehr komplexe geometrische Materialanordnungen auszeichnen.

Die Wechselwirkung der Neutronen bzw. Photonen mit den Atomkernen der Materialanordnungen, mithin der Neutronen- bzw. Photonentransport in der Materie, läßt sich auch aus mikroskopischer Sicht beschreiben: das Monte Carlo Verfahren simuliert individuelle Teilchenschicksale, wie sie analog in der physikalischen Realität, etwa in einem Fusionsreaktor, ablaufen bzw. ablaufen würden. Ausgehend von der Geburt eines Teilchens, z.B. eines Neutrons in einer (d,t)-Fusionsreaktion, wird der ganze "Lebensweg" des Teilchens bis zu seinem Verlust durch Absorption oder Leakage, verfolgt bzw. nachvollzogen. Dabei macht man sich die probabilistische Natur der kernphysikalischen Wechselwirkungsprozesse, die das Schicksal des Teilchens bestimmen, zunutze: die Geburt eines Teilchens, seine Energie, seine Flugrichtung, seine Wechselwirkungen mit den im System befindlichen Atomkernen, die dadurch bedingte Emission neuer Teilchen, deren Energie und Flugrichtung, deren weitere Wechselwirkungen etc., all diese Ereignisse bzw. Eigenschaften können in der Monte Carlo Rechnung auf der Basis der probabilistischen Gesetzmäßigkeiten, die den kernphysikalischen Wechselwirkungsprozessen zugrunde liegen, mit Hilfe generierter Zufallszahlen simuliert werden.

Das Monte Carlo Verfahren unterscheidet sich grundlegend von den deterministischen Rechenverfahren zur Beschreibung des Neutronentransports (etwa dem oben skizzierten  $S_N$ -Verfahren): es löst keine Transportgleichung wie diese, es zeichnet vielmehr den Lebensweg individueller Teilchen nach. Die Qualität der Monte Carlo Rechnung hängt deshalb entscheidend davon ab, wie repräsentativ die simulierten Teilchenschicksale in ihrer Gesamtheit für das wirkliche Verhalten der Teilchen in der physikalischen Realität sind. Im allgemeinen kann man dabei davon ausgehen, daß bei einer statistisch großen Zahl von Teilchenschicksalen diese sich im Mittel an das mittlere Verhalten der physikalischen Teilchen im realen System annähern (zentrales Grenzwerttheorem). Im Einzelfall hängt dies allerdings empfindlich von

der gegebenen Problemstellung und den zu berechnenden physikalischen Größen ab: eine wichtige Aufgabe in der Anwendungspraxis des Monte Carlo Transportverfahrens besteht gerade darin, für eine zu berechnende Größe eine ausreichende statistische Genauigkeit zu gewährleisten, was im allgemeinen bedeutet, daß die Zahl der zu berücksichtigenden Teilchenschicksale ausreichend hoch sein muß. Zu diesem Zweck ist es hilfreich, eine Abschätzung für den statistischen Fehler einer zu berechnenden Größe zu erhalten; dieser ergibt sich aus der Standardabweichung des geschätzten Mittelwertes dividiert durch den geschätzten Mittelwert der zu berechnenden Größe.

Im Gegensatz zu deterministischen Rechenverfahren erhält man mit dem Monte Carlo Verfahren unmittelbar keine Resultate der interessierenden physikalischen Größen und schon gar keine vollständigen, etwa im Sinne einer Neutronenflußdichteverteilung, wie sie sich als Ergebnis einer deterministischen Transportrechnung ergibt. Prinzipiell werden beim Monte Carlo Verfahren einfach die stattfindenden Ereignisse gezählt, etwa die Zahl der eine Fläche oder geometrische Zelle durchquerenden Teilchen, oder die Zahl der in einer Zelle stattfindenden Kernreaktionen. Die gezählten Ereignisse können dann zu physikalischen Größen in Bezug gesetzt werden, die Zahl der eine Fläche durchquerenden Teilchen etwa direkt mit der entsprechenden Teilchenstromdichte. Je nach Problem und Art der zu berechnenden physikalischen Größen eignen sich dafür unterschiedliche Zählkriterien bzw. -weisen (vgl. hierzu Abschn. 2.4 unten).

Das Monte Carlo Transportverfahren eignet sich zur Lösung komplexer Transportprobleme, die sich mit deterministischen Rechenverfahren nicht lösen lassen. Dies gilt insbesondere für geometrisch komplexe Materialanordnungen wie sie in Fusionsreaktoren, speziell in Tokamakreaktoren, gegeben sind. Da es beim Monte Carlo Verfahren nicht erforderlich ist, eine Transportgleichung zu formulieren und zu lösen, was notwendigerweise zu einer idealisierten Geometriedarstellung führen würde, ist es möglich, die Geometrie sehr freizügig und flexibel darzustellen, im allgemeinen durch Schnittflächen räumlicher Körper im dreidimensionalen Raum. Bei der rechnerischen Verfolgung der Teilchenschicksale ist es dann lediglich notwendig, die Schnittpunkte der Teilchenflugbahnen mit den eine Materialanordnung begrenzenden Flächen zu berechnen.

Das Monte Carlo Transportverfahren ist aus diesem Grunde gut geeignet, einen Tokamakreaktor neutronenphysikalisch zu behandeln und wird zu diesem Zweck in dieser Arbeit auch ausschließlich eingesetzt. Die Grenzen seiner Anwendungsmög-

lichkeit werden dabei wesentlich bestimmt durch die Zahl der für ein Problem zu berücksichtigenden Teilchenschicksale, in der Praxis mithin durch die hierfür benötigte Rechenzeit. Naturgemäß wächst der Aufwand an Rechenzeit mit der Komplexität der behandelten Geometrie und ebenso mit der Zahl und Komplexität der zu berechnenden physikalischen Größen (z.B. eine räumliche Leistungsdichteverteilung). Für die routinemäßige Anwendung ist man daher bestrebt, vereinfachte Verfahren, etwa das skizzierte  $S_N$ -Verfahren in eindimensionaler Geometrie, anzuwenden; diese können dann anhand aufwendiger Monte Carlo Verfahren unter Berücksichtigung der realistischen Geometrie, überprüft werden: dies ist das übergeordnete Ziel dieser Arbeit.

Tatsächlich gibt es Transportprobleme, die sich mit der beschriebenen Monte Carlo Technik bei noch so hohem Aufwand an Rechenzeit nicht lösen lassen: dies betrifft z.B. Abschirmprobleme, wobei die auf eine Materialanordnung auftreffende Strahlung so stark abgeschwächt wird, daß nur ein verschwindend kleiner Bruchteil die Materialanordnung durchdringt. Gerade dieser Bruchteil ist in Abschirmrechnungen von Interesse, und muß mit ausreichender Genauigkeit bestimmt werden können; dies gilt beispielsweise auch für die Strahlung, die im Tokamakreaktor das gesamte System Blanket/Schild durchdringt und die supraleitenden Magnetfeldspulen erreicht. Probleme dieser Art ("deep penetration problems") lassen sich mit der nicht-analogen Monte Carlo Technik lösen. Hierbei weist man einem "Monte Carlo Teilchen" ein Gewicht zu, in der Art, daß es mehrere (oder auch weniger) physikalische Teilchen repräsentieren kann. Im Verlauf des Teilchenschicksales kann das Monte Carlo Teilchen in zwei oder mehr Teilchen aufgeteilt werden ("particle splitting"), deren Gewicht dann entsprechend ihrer Zahl reduziert wird, so daß das Gewicht eines Teilchens im statistischen Mittel unverändert bleibt. Mit dieser Technik ist es grundsätzlich möglich, Teilchenschicksale bevorzugt in den räumlichen Bereichen zu verfolgen, die für die Berechnung einer physikalischen Größe tatsächlich von Interesse sind. Hierzu ist es notwendig, die Zahl der gesplitteten Teilchen geometrieabhängig zu variieren (vgl. hierzu Abschn. 2.4 unten). In einer Abschirmrechnung kann beispielsweise die Zahl der gesplitteten Teilchen gegenläufig zur Abschwächung der Strahlung hochgesetzt werden (s. Abschn. 5.9), so daß die Teilchenpopulation näherungsweise konstant bleibt. Auf diese Weise lassen sich Abschirmprobleme auch mit dem Monte Carlo Verfahren lösen, so daß es auch möglich ist, die Abschirmproblematik in der komplexen Tokamakgeometrie zu behandeln.

### 2.3 Daten

Die Wechselwirkungsprozesse der Neutronen und Photonen mit den Atomkernen werden bestimmt durch die räumlichen Materialverteilungen mit den zugehörigen Kerndaten, die in Form der grundlegenden Wirkungsquerschnitte die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit eines Einzelprozesses beschreiben. Die für den Neutronentransport maßgeblichen Wechselwirkungsprozesse sind dabei die neutronenabsorbierenden Kernreaktionen, die zum Verlust des einfallenden Neutrons führen, und die neutronenemittierenden Kernreaktionen, die zur Emission eines oder mehrerer Neutronen mit verminderter kinetischer Energie führen.

Unter die neutronenabsorbierenden Kernreaktionen fallen alle neutroneninduzierten Kernreaktionen, bei denen kein neues Neutron emittiert wird (im Unterschied zur Reaktorphysik, wo alle neutroneninduzierten Reaktionen, die zur Absorption eines Neutrons führen entsprechend benannt werden; also auch die Absorptionsreaktionen, die zur Emission neuer Neutronen führen, wie etwa die Kernspaltung); dies sind im wesentlichen  $(n, \gamma)$ -,  $(n, p)$ -,  $(n, d)$ -,  $(n, t)$ - und  $(n, \alpha)$ -Reaktionen. Für die Beschreibung des Neutronentransports ist es unerheblich, welches Teilchen in der betreffenden Absorptionsreaktion emittiert wird. Dies ist nur dann von Bedeutung, wenn man sich dafür interessiert, wieviel Teilchen einer bestimmten Art entstehen (z.B.  $\alpha$ -Teilchen oder Tritonen), oder aber das entstehende Teilchen transporttheoretisch verfolgen will (wie im Falle der emittierten Photonen).

Zu den neutronenemittierenden Kernreaktionen gehören alle neutroneninduzierten Reaktionen, bei denen mindestens ein Neutron emittiert wird; dies sind neutronenerhaltende Reaktionen wie die elastische und die inelastische Streuung oder Reaktionen vom Typ  $(n, n'x)$  wie beispielsweise die  ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)$ -Reaktion, und neutronenvermehrnde Reaktionen vom Typ  $(n, xn)$ , wobei im vorliegenden Fall der 14-MeV-Neutronen praktisch nur die  $(n, 2n)$ -Reaktion von Bedeutung ist. Die neutronenemittierenden Kernreaktionen überführen Neutronen hoher kinetischer Energie in Neutronen niedrigerer kinetischer Energie und können folglich als Moderationsprozesse aufgefaßt werden. Dabei kommt es im allgemeinen auch zu einer Änderung der Flugrichtung der Neutronen, deren Ausmaß empfindlich von der Neutroneneinflussenergie sowie der spezifischen Art der stattfindenden Kernreaktion abhängt.

Elastische Streuprozesse zeigen beispielsweise eine z.T. starke Vorwärtsausrichtung, die mit zunehmender Neutroneneinflussenergie wächst. Da es sich dabei um einen Zwei-Teilchen-Prozess (Neutron-Atomkern) handelt, korrespondiert jede Richtungs-

änderung eindeutig mit einer Änderung der kinetischen Energie des Neutrons. Zur kernphysikalischen Beschreibung des elastischen Streuprozesses genügt daher ein Wirkungsquerschnitt der (abgesehen von der Neutroneneinflussenergie) lediglich vom Streuwinkel abhängt (sog. einfach-differentieller Wirkungsquerschnitt) und üblicherweise in Form einer abgebrochenen Legendre-Reihenentwicklung dargestellt wird. Für die Beschreibung der Energie- und Winkelverteilung der in Drei-Teilchen-Reaktionen (z.B.  $(n, 2n)$ -,  $(n, n'\alpha)$ -Reaktionen etc.) emittierten Neutronen ist hingegen die korrelierte Energie-Winkelabhängigkeit des entsprechenden Wirkungsquerschnittes (sog. doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitte) notwendig.

Die prinzipielle Notwendigkeit doppelt-differentieller Neutronenemissionsquerschnitte unterscheidet die Datenanforderungen für Anwendungen in der Fusions-technologie grundlegend von denen der konventionellen Reaktorphysik, wo Drei-Teilchen-Reaktionen nur von untergeordneter Bedeutung sind. Ein weiterer gewichtiger Unterschied ist auf die mit 14 MeV hohe kinetische Energie der  $(d,t)$ -Quellneutronen zurückzuführen: die mittlere kinetische Energie der in den Kernspaltungsreaktionen freigesetzten Neutronen liegt bei 1 - 2 MeV. Die für reaktorphysikalische Anwendungen im Bereich der konventionellen Kerntechnik zusammengestellten Kerndatenbibliotheken berücksichtigen die Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte in der Regel nur bis 10 MeV, so daß diese für Fusionsanwendungen nicht in Frage kommen. Die amerikanische Kerndatenbibliothek ENDF/B-IV war die erste umfassende Datenbibliothek, die auch im Hinblick auf Fusionsanwendungen zusammengestellt worden ist und den Energiebereich bis 15 MeV berücksichtigt. Ausgehend von der ENDF/B-IV Bibliothek wurden Mitte der siebziger Jahre spezielle Gruppendatenbibliotheken erstellt (VITAMIN-C, MACKLIB-IV), die ausschließlich für Fusionsanwendungen konzipiert worden waren und in allen Fusionsreaktorstudien bis hin zur NET-Blanketentwicklung benutzt worden sind. Tatsächlich sind ENDF/B-IV-Datenauswertungen auch gegenwärtig noch häufig für Fusionsanwendungen in Gebrauch (unter anderem auch in der Datenbibliothek des MCNP-Programmes, siehe Abschn. 2.4 unten), da die amerikanische Nachfolgebibliothek ENDF/B-V nicht für den allgemeinen Gebrauch freigegeben worden war. Im Rahmen des europäischen Fusionstechnologieprogrammes wird seit einigen Jahren auch an einer Fusionsdatenbibliothek EFF (European Fusion File) gearbeitet, deren erste Version EFF-1 bereits verfügbar /Gru 88/ ist und in einer ersten Testversion auch für das MCNP-Programm eingesetzt werden konnte. Allerdings beruht auch die EFF-1-Datenbibliothek nicht unwesentlich auf älteren Datenauswertungen (u.a. auch ENDF/B-IV-Daten), so daß eine vollständig auf Fusionsanwendungen ausgerichtete Datenbibliothek, die beispielsweise auch

doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitte für alle relevanten Materialien enthält, erst mit EFF-2 verfügbar sein wird. Darüberhinaus bemüht man sich seit einiger Zeit auch um die Zusammenstellung eines internationalen Fusionsdatenfiles FENDL (Fusion Evaluated Nuclear Data Library), der sich aus europäischen (EFF), amerikanischen (ENDF/B-VI), russischen (BROND) und japanischen Datenauswertungen (JENDL) zusammensetzt und nuklidweise die für Fusionsanwendungen qualitativ besten Auswertungen aufnehmen soll.

Die Materialauswahl einer Fusionsdatenbibliothek orientiert sich an der Verwendungsmöglichkeit der für einen Fusionsreaktor in Frage kommenden Materialien und unterscheidet sich grundsätzlich von der Materialauswahl einer konventionellen Kerndatenbibliothek: es gibt keine spaltbaren Nuklide und keine Spaltprodukte. Dagegen gibt es viele leichte Materialien:  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$  (Brutmaterial), Be (Neutronenmultiplier), H, O (Wasserkühlung, O auch als Bestandteil in Lithiumoxiden),  ${}^{10}\text{B}$ ,  ${}^{11}\text{B}$  (Borsäure), C (Graphit), Si, Al, Zr (Bestandteile in Lithiumoxiden), es gibt die Strukturmaterialien Fe, Cr, Ni, Mn, Cu, Mo etc. und nur wenige schwere Materialien, z.B. Pb (Neutronenmultiplier) und W (Abschirmmaterial).

Die wichtigste Kernreaktion in der Fusionstechnologie ist die der Tritiumerzeugung aus  ${}^6\text{Li}$ ; dementsprechend ist die genaue Kenntnis des  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ -Wirkungsquerschnittes von höchster Priorität. Tatsächlich ist dieser Wirkungsquerschnitt hinreichend gut bekannt: er weist einen glatten  $1/v$  Verlauf mit einer Resonanz bei ca. 0,25 MeV auf (Abschn. 4.2). Hingegen ist der Wirkungsquerschnitt der  ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)t$ -Reaktion, die aber nur von untergeordneter Bedeutung ist (z.B. im Li-Flüssigmetallblanket, s. Abschn. 4.2.4), nicht von ausreichender Genauigkeit und wird (nach den gegenwärtigen Erkenntnissen) in der ENDF/B-IV-Bibliothek um ca. 15 % überschätzt. Nach der Tritiumerzeugung ist die  $(n, 2n)$ -Reaktion die wichtigste Kernreaktion, da mit ihrer Hilfe Neutronenverluste ausgeglichen werden müssen. Entsprechend wurden in den letzten Jahren große Anstrengungen unternommen, um die Unsicherheiten in den  $(n, 2n)$ -Wirkungsquerschnitten der beiden Multipliekandidaten Beryllium und Blei zu minimieren. Dies führte einerseits zu erheblich verbesserten Datenauswertungen für Beryllium /You 79, Per 85/ und Blei /Gru 86/, andererseits zu integralen Multiplikationsexperimenten /Tak 82, El 87, Zag 88, Har 88/ und deren Überprüfung in Transportrechnungen /Seg 84, Fi 88c/. Diese Bemühungen führten dazu, daß der  $(n, 2n)$ -Wirkungsquerschnitt von Blei und Beryllium gegenwärtig als gesichert angesehen werden kann; das gleiche gilt im Falle von Blei für die Energie-Winkelverteilung der emittierten Neutronen, während dies für Beryllium noch nicht gesichert ist. Tatsächlich ist die Unsicherheit in der Energie-

Winkelverteilung der in den Be (n, 2n)2 $\alpha$ -Reaktionen emittierten Neutronen die Quelle der größten Unsicherheit in der berechneten Tritiumbrutrate der berylliumhaltigen Blanketentwürfe. Generell gilt jedoch, daß die datenbedingte Unsicherheit in der berechneten Tritiumbrutrate klein ist gegenüber der modellbedingten Unsicherheit in der neutronenphysikalischen Rechnung; dies ist wesentlich zurückzuführen auf zwangsläufig unsichere Modellannahmen eines ständig evolvierenden Blanketentwurfs eines Reaktors, der ebenso einer ständigen Entwicklung unterliegt.

Die elastische und die inelastische Neutronenstreuung stellen weitere wichtige Kernreaktionen dar, die maßgeblich den Neutronentransport bestimmen (s. oben) und deren Wirkungsquerschnitte daher hinreichend genau bekannt sein müssen. Für die elastische Streuung kann man davon ausgehen, daß dies im allgemeinen der Fall ist. Für die inelastische Streuung ist die Genauigkeit der Wirkungsquerschnitte hingegen nicht ausreichend; dies gilt im Falle der Strukturmaterialien insbesondere für die Energie-Winkelverteilung der emittierten Neutronen, was für Abschirmrechnungen von entscheidender Bedeutung ist. Zur Klärung dieser Fragen wurde im Rahmen des europäischen Fusionstechnologieprogramms eigens ein entsprechend ausgerichtetes Arbeitsprogramm aufgenommen; dieses beinhaltet die Auswertung der doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte der wichtigsten Strukturmaterialien, Sensitivitätsuntersuchungen zum Neutronentransport durch dicke Blanket/Schild-Anordnungen sowie ein integrales Abschirmexperiment.

Für die neutronenphysikalische Berechnung der Leistungserzeugung werden Daten benötigt, die die Freisetzung der thermisch nutzbaren Energie (letztlich ist dies die kinetische Energie der Atomkerne) in den stattfindenden Kernreaktionen beschreibt. Hierzu wurde das Konzept der KERMA-Faktoren (KERMA = Kinetic Energy Release in Materials) entwickelt /Abd 75/: der KERMA-Faktor gibt die in Form kinetischer Energie des betreffenden Atomkerns freigesetzte Reaktionsenergie multipliziert mit dem zugehörigen Wirkungsquerschnitt an, der dann wie der Wirkungsquerschnitt selbst, abhängig von der Neutroneneinfallsenergie, in der Datenbibliothek tabelliert werden kann. Dabei ist es nicht notwendig, alle Reaktionskanäle für ein Nuklid aufzunehmen; vielmehr wird die in den einzelnen Reaktionen freigesetzte kinetische Energie entsprechend den Partialquerschnitten gewichtet und mit dem totalen Wirkungsquerschnitt multipliziert. Statt einer Reaktionsrate erhält man bei Verwendung des KERMA-Faktors dann eine "Energiefreisetzungsrate" in den Einheiten MeV/(cm<sup>3</sup> s), die sich direkt in eine Leistungsdichte (in W/cm<sup>3</sup>) umrechnen läßt. Zur Leistungserzeugung tragen auch die in den Kernreaktionen entstehenden hochenergetischen Photonen z.T. erheblich bei. Zur Berech-

nung der durch die Photonen freigesetzten, thermisch nutzbaren Energie kann auf das gleiche KERMA-Faktor-Konzept zurückgegriffen werden, das oben im Falle der Neutronen skizziert wurde. Da die Photonen, abhängig von ihrer Energie, im allgemeinen eine große Weglänge im Blanket zurücklegen, bevor sie absorbiert werden, ihre Energie mithin nicht am Ort ihrer Entstehung deponieren, ist es allerdings notwendig, ihr Schicksal transporttheoretisch zu verfolgen. Dies kann in einer gekoppelten Neutronen-Photonentransportrechnung erfolgen, der entsprechende Daten zugrunde liegen müssen; dies sind die Photonenproduktionsquerschnitte, die von der Neutroneneinfallsenergie abhängen und mit einer entsprechenden Unsicherheit behaftet sind, und die Photonenwechselwirkungsquerschnitte, die die Absorption hochenergetischer Photonen bei der Paarbildung und dem Photoeffekt mit anschließender Emission niederenergetischer Photonen sowie die Photonenstreuung mit Verlust (Comptonstreuung) bzw. ohne Verlust (Thomsonstreuung) an Energie beschreiben. Die Photonenwechselwirkungsprozesse beruhen auf der elektromagnetischen Wechselwirkung und sind insofern mit geringer Unsicherheit behaftet; das gleiche gilt für die  $\gamma$ -KERMA-Faktoren.

Über die in diesem Abschnitt besprochenen Kerndaten hinaus, gibt es noch eine Vielzahl von Wirkungsquerschnitten, die für Anwendungen in der Fusionstechnologie von Belang sind, für die vorliegende Arbeit aber nicht von unmittelbarer Relevanz sind. Dies betrifft insbesondere die Wirkungsquerschnitte der vielfältigen Aktivierungsreaktionen, deren Kenntnis in der Mehrzahl noch völlig ungenügend ist; dies betrifft aber auch strahleninduzierte Umordnungen im Gittergefüge fester Materialien (insbesondere Metalle), die im sog. "displacement"-Wirkungsquerschnitt erfaßt werden und von den Vorgängen beim Abbremsen der ionisierten Atome im Gittergefüge abhängen: entsprechend ist die Berechnung von Strahlenschädigungen mit großer Unsicherheit behaftet.

#### 2.4 *Das Monte Carlo Programm MCNP*

Das Monte Carlo Transportprogramm MCNP (Monte Carlo Neutron and Photon Transport) wurde über einen Zeitraum von nahezu vier Dekaden am Los Alamos National Laboratory (LANL) in den Vereinigten Staaten von Amerika entwickelt /Bri 86/. MCNP wird heute weltweit zur Lösung komplexer Neutronen- und Photonentransportproblemen eingesetzt und eignet sich vorzüglich für Anwendungen in der Fusionstechnologie. Im Hinblick auf seine Anwendung im Rahmen dieser Arbeit soll im folgenden etwas näher auf die in MCNP benutzten methodischen Verfahren, seine Datenbibliotheken, die für die behandelten Probleme be-

nötigten Eingabedaten sowie die Auswertung der ausgegebenen Rechengrößen bzw. deren Aufbereitung zu physikalischen Größen, eingegangen werden.

#### 2.4.1 Methodik

Die grundlegende Methodik des Monte Carlo Verfahrens wurde in Abschn. 2.3 oben skizziert. MCNP benutzt das nicht-analoge Monte Carlo Verfahren: jedem "Monte Carlo Teilchen" wird per Eingabe (Abschn. 2.4.3 s. unten) ein Gewicht zugewiesen, entsprechend dem es mehrere oder weniger physikalische Teilchen repräsentiert. In den kernphysikalischen Wechselwirkungsprozessen kann das Gewicht reduziert (bei Neutronenabsorptionsprozessen) oder auch erhöht werden (bei neutronenvermehrenden Kernreaktionen): die stattfindenden Kernreaktionen lassen sich somit auf der Basis von Gewichtsverlusten und -gewinnen bilanzieren. Ein Teilchenschicksal wird bei diesem Verfahren dadurch beendet, daß es "abgetötet" wird, entweder aufgrund eines größeren Gewichtsverlustes, indem sein Gewicht unter einen vorgegebenen Cut-off-Wert fällt, oder dadurch, daß es in einen räumlichen Bereich mit dem Gewicht null eindringt (dies gilt in der Regel für die räumliche Umgebung einer behandelten Materialanordnung). Allerdings kann MCNP die kernphysikalischen Wechselwirkungsprozesse auch mit der analogen Technik beschreiben, so daß das Schicksal eines Neutrons in einer neutronenabsorbierenden Kernreaktion beendet wird.

Der entscheidende Vorteil der nicht-analogen Monte Carlo Technik besteht darin, daß das Gewicht eines Monte Carlo Teilchens während seines Lebensweges gezielt geändert werden kann. Dadurch ist es möglich, Teilchenschicksale von besonderem Interesse gezielt zu verfolgen: dies ist die Grundlage aller Varianzreduktionsverfahren, die in MCNP in großer Auswahl zur Verfügung stehen. Varianzreduktionsverfahren ermöglichen die Lösung von Transportproblemen, die mit der analogen Monte Carlo Technik nicht lösbar wären. Dies trifft auch auf die in dieser Arbeit behandelten Abschirmprobleme zu (s. Abschn. 5.9, 5.11), zu deren Lösung sich insbesondere das in MCNP verfügbare "geometrieabhängige Splittingverfahren" eignet.

Die grundlegende Idee bei diesem Verfahren besteht darin, ein Teilchen geometrieabhängig in mehrere "Monte Carlo Teilchen" aufzuteilen, so daß die Abnahme der Teilchenpopulation in der physikalischen Realität durch eine entsprechende Vermehrung der Monte Carlo Teilchen ausgeglichen wird: man erhält dann in der Monte Carlo Rechnung näherungsweise eine konstante Teilchenpopulation über

die gesamte Geometrie. Um das statistische Gewicht des verfolgten Teilchenschicksals dabei nicht zu verändern, werden die Gewichte der aufgeteilten Teilchen entsprechend ihrer Zahl reduziert. Bei der Aufteilung eines Teilchens in zwei neue Teilchen erhält beispielsweise jedes der beiden Teilchen die Hälfte des Gewichtes des aufgeteilten Teilchens. Die Zahl der aufgeteilten Teilchen wird dabei durch die geometrieabhängige Wahl der Teilchengewichte gesteuert: entsprechend der Abnahme der Teilchenpopulation in der physikalischen Realität setzt man die Gewichte der Teilchen hoch, so daß die Zahl der aufgeteilten Teilchen mit der tatsächlichen Abnahme der Teilchenpopulation zunimmt und mithin bevorzugt dort Teilchenschicksale verfolgt werden, wo die "natürliche" Teilchenpopulation (in einer analogen Monte Carlo Rechnung etwa) verschwindend gering wäre.

Für die in dieser Arbeit behandelten Abschirmprobleme eignet sich das "geometrieabhängige Splittingverfahren" vorzüglich, da es sich hierbei um einen exponentiellen Abfall der Teilchenpopulation handelt, den man durch eine exponentielle Zunahme der Teilchengewichte ausgleichen kann: entsprechend einer Abnahme um den Faktor 2 über eine gegebene Eindringtiefe setzt man die Teilchengewichte um den Faktor 2 hoch. Die Kenntnis der der exponentiellen Abnahme der Teilchenpopulation zugrundeliegenden kernphysikalischen Wechselwirkungsprozesse ermöglicht es dabei, eine geeignete Wahl der geometrieabhängigen Teilchengewichte zu treffen, so daß diese in wenigen Iterationsschritten optimiert werden kann (vgl. hierzu Abschn. 5.9).

Bei der Wahl der Teilchengewichte ist zu beachten, daß die geometrieabhängige Aufteilung der Teilchen nicht zu abrupt erfolgen darf, da die statistische Aussagekraft für die zu berechnende Größe ansonsten unzureichend wäre: jedes aufgeteilte Teilchen steht mit seinem Gewicht für die Gesamtzahl der nachfolgend aufgeteilten Teilchen, sein "Repräsentationsgewicht" wächst mit der Zahl der nachfolgend aufgeteilten Teilchen. Aus diesem Grunde bemüht man sich, die Geometrie zonenweise so aufzuteilen, daß die Teilchengewichte von einer Zone in die nächste höchstens um den Faktor 2 erhöht werden müssen, um eine konstante Teilchenpopulation zu erzeugen. Die Wahl der Teilchengewichte darf nicht dazu führen, daß die erzeugte Teilchenpopulation dort zunimmt, wo sie in der physikalischen Realität abnehmen würde; dies würde zu statistisch unhaltbaren bzw. irreführenden Rechenergebnissen führen. Darüberhinaus ist es in jedem Fall erforderlich, die Zahl der berücksichtigten (nichtaufgeteilten) Teilchenschicksale ausreichend hoch zu wählen, so daß gewährleistet ist, daß die Zahl der gestarteten Teilchen die weitaus größere Zahl der nachfolgend aufgeteilten Teilchen auch tatsächlich

repräsentieren kann. In einer dreidimensionalen Abschirmungsrechnung, wie sie in dieser Arbeit durchgeführt wird (Abschn. 5.9) benötigt man hierfür typischerweise 100 000 - 150 000 Quellneutronen. Der berechnete statistische Fehler ist in diesem Zusammenhang alleine nicht aussagekräftig, da er lediglich von der "künstlich" erhöhten Teilchenpopulation abhängt und durch eine entsprechend vorgenommene Wahl der Teilchengewichte beliebig klein gemacht werden kann.

#### 2.4.2 Daten

MCNP besitzt eine umfangreiche Datenbibliothek mit Neutronen- und Photonen-daten. Allerdings sind nicht alle dort zusammengestellten Daten frei verfügbar; dies gilt insbesondere für die auf ENDF/B-V basierenden Neutronenwirkungsquer-schnitte. Die mit MCNP3A freigegebene Datenbibliothek beinhaltet im wesent-lichen ENDF/B-IV-Auswertungen, ergänzend hierzu Daten des Lawrence-Livermore Laboratory (LLNL) Files ENDL85, sowie einige spezielle Datenauswertungen wie die  $^9\text{Be}$ -Datenauswertung von Young /You 79/. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden fast ausschließlich die ENDF/B-IV-Datenauswertungen benutzt, für Beryl-lium jedoch die Young-Auswertung. Eine kürzlich auf der Basis des europäischen Fusionsfiles EFF-1 erstellte MCNP-Datenbibliothek /Von 89/ konnte noch nicht be-rücksichtigt werden.

MCNP benutzt die Neutronenwirkungsquerschnitte in der sogenannten kontinuier-lichen Energiedarstellung: die Wirkungsquerschnitte werden in der Monte Carlo Rechnung mit ihrer vollen Energieabhängigkeit, wie sie auf dem Datenfile gegeben ist, berücksichtigt, d.h. es wird keine Gruppeneinteilung vorgenommen, wie dies im Falle deterministischer Transportprogramme üblich und notwendig ist und wie sie auch in vielen Monte Carlo Programmen benutzt wird. Dadurch werden Probleme vermieden, die sich bei der Erzeugung und Anwendung der Gruppenwirkungs-querschnitte ergeben: eine spezielle Resonanzbehandlung mit dem dadurch bedingten Näherungsverfahren entfällt ebenso wie die Wahl eines Wichtungsspektrums, das dann in mehreren Iterationen den jeweiligen Problemen angepaßt werden müßte. Dies ist für Anwendungen in der Fusionstechnologie von großer Bedeutung, da es hier (im Gegensatz zu Kernspaltungsreaktoren) kein repräsen-tatives Wichtungsspektrum gibt: das Neutronenspektrum variiert von der ersten Wand, über das Blanket und die Abschirmung hinweg örtlich stark und hängt darüberhinaus empfindlich vom betreffenden Blankettyp ab.

Die Richtungsabhängigkeit der Neutronenstreuung wird entsprechend den in der Bibliothek befindlichen Winkelverteilungen für elastische und inelastische Streuprozesse berücksichtigt. Dabei wird der ganze Streuwinkelbereich (genauer: dessen Kosinus) in 32 gleich wahrscheinliche Intervalle aufgeteilt, unter denen bei einem Streueignis dann mittels generierter Zufallszahlen ausgewählt wird. Korrelierte Energie-Winkelverteilungen können mit MCNP3A noch nicht behandelt werden, da einerseits das methodische Verfahren hierfür am LANL erst entwickelt wird, andererseits die entsprechenden Daten noch nicht verfügbar sind (u.a. werden diese gegenwärtig für ENDF/B-VI, EFF-2 sowie FENDL zusammengestellt). Allerdings kann MCNP3A korrelierte Energie-Winkelverteilungen im Rahmen der sogenannten "Pseudo-Level-Darstellung" behandeln, wie diese im Falle der Young'schen Berylliumauswertung vorliegen. Hierbei wird das kontinuierliche Anregungsspektrum des Systems  $n + {}^9\text{Be}$  durch eine Sequenz künstlicher Anregungsniveaus mit einer definierten Energiebreite beschrieben (das kontinuierliche Energiespektrum wird durch ein Histogramm angenähert); für jedes dieser künstlichen Anregungsniveaus können Winkelverteilungen der konventionellen Art angegeben und benutzt werden.

Zur Beschreibung des Photonentransportes benutzt MCNP Photonenproduktionsquerschnitte und Photonenwechselwirkungsquerschnitte. Die energieabhängige Photonenproduktion wird auf der Basis einer Photonenproduktionsmatrix beschrieben: für jeweils 30 Neutroneneinfallsenergien gibt es 20 gleichwahrscheinliche Photonenenergieintervalle unter denen im Falle einer photonenproduzierenden Reaktion mit Hilfe generierter Zufallszahlen ausgewählt wird. Die Photonenwechselwirkung ist durch den Paarbildungs- und den Photoeffekt, die Compton- und Thomsonstreuung gegeben. Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit wird dabei durch tabellierte Werte für die entsprechenden Wirkungsquerschnitte beschrieben, die von der Photonenenergie und der Kernladungszahl  $Z$  des betreffenden Nuklids abhängen. In allen vier Wechselwirkungsprozessen können wieder Photonen (bis auf die Thomsonstreuung mit verminderter Energie) emittiert werden; dies gilt auch für den Photoeffekt, bei dem Fluoreszenzphotonen mit einer Energie  $E > 1 \text{ keV}$  entstehen können.

Die Freisetzung thermisch nutzbarer Energie wird in MCNP mit einer Wärmezahl  $H(E)$  ("heating number") beschrieben, die nach Multiplikation mit dem totalen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_t(E)$  den nuklid- und energieabhängigen KERMA-Faktor  $K(E)$  ergibt. Die Berechnung der in den Kernreaktionen erzeugten Leistung kann daher auf der Grundlage des oben (Abschn. 2.3) beschriebenen KERMA-Faktorkonzeptes erfolgen.

### 2.4.3 Programmeingabe

In der Programmeingabe wird die darzustellende geometrische Konfiguration spezifiziert, die entsprechende Materialverteilung zugewiesen, die Quellverteilung und die Teilchengewichte festgelegt, sowie dem Programm mitgeteilt, welche Größen es an welchem Ort und auf welche Art berechnen soll.

Zur Darstellung einer geometrischen Konfiguration stehen in MCNP Flächen erster, zweiter und vierter Ordnung zur Verfügung, die zunächst in "surface cards" spezifiziert werden müssen. Es handelt sich dabei um Ebenen und die Oberflächen von Kugeln, Zylindern, Kegeln, Paraboloiden, Ellipsoiden, Hyperboloiden und Torii mit elliptischen und kreisförmigen Querschnitten. In der Praxis kommt man meist mit Ebenen, Kugel- und Zylinderoberflächen aus; es lassen sich damit beliebig komplexe geometrische Konfigurationen aufbauen. Zur Darstellung der Tokamakgeometrie in dem in dieser Arbeit benutzten Torussektormodell genügen beispielsweise Ebenen und Zylinderoberflächen.

Die geometrische Spezifikation einer Anordnung wird in MCNP mittels Boole'scher Operatoren in sogenannten "cell cards" vorgenommen. Hierbei definiert man geometrische Zellen durch die Schnitt-, Vereinigungs- und Komplementärmengen der räumlichen Bereiche, die durch die in den "surface cards" definierten Flächen begrenzt sind. Auf diese Weise ist eine sehr freizügige und flexible geometrische Modellierung möglich: man ist nicht darauf beschränkt, vorhandene geometrische Körper einfach zu kombinieren, sondern kann mittels der Boole'schen Operatoren im dreidimensionalen Raum beliebig vielfältige und beliebig komplexe geometrische Anordnungen "kreieren". Die in den "cell cards" definierten geometrischen Zellen müssen die behandelte geometrische Anordnung sowie den umgebenden Raum vollständig beschreiben, der ganze dreidimensionale Raum muß mithin definiert sein, da ansonsten Lücken entstünden, in denen ein Teilchenschicksal unbestimmt wäre. Zur Überprüfung der geometrischen Anordnung kann man sich zweidimensionale Schnitte durch das Modell legen und diese graphisch darstellen, sowie das Modell ohne Materialinhalt mit Teilchen "fluten". MCNP meldet dann die Fälle, in denen ein Teilchen aufgrund von Geometriefehlern verloren geht und gibt auch Informationen aus, mit deren Hilfe der Fehler gefunden werden kann.

Die benutzten Materialien werden in "material cards" mittels charakteristischer Kennzeichnungen, mit Hilfe derer MCNP die zugehörigen Kerndaten in der MCNP-Bibliothek erkennt, und den entsprechenden Atomkerndichten spezifiziert und über eine alphanumerische Kennzahl einer geometrischen Zelle zugewiesen. Mit

Hilfe einer "void card" können sämtliche Materialien aus der modellierten Anordnung entfernt werden, so daß die oben beschriebene Geometrieüberprüfung bequem vorgenommen werden kann.

Die Quellverteilung kann in einfacheren Fällen auf einer "source card" definiert werden. MCNP3A stellt hierzu eine recht große Auswahl an räumlichen Verteilungen, Winkel- und Energieverteilungen und diverse Variationsmöglichkeiten zur Verfügung, doch empfiehlt sich in schwierigeren Fällen, wie es für diese Arbeit zutrifft, die Quellverteilung in einer entsprechenden Subroutine zu programmieren (s. Abschn. 5.2).

Entsprechend der Aufteilung des dreidimensionalen Raumes in eine Vielzahl geometrischer Zellen muß für jede Zelle ein Teilchengewicht bestimmt werden. Für gewöhnliche Transportrechnungen (ohne Varianzreduktionsverfahren) setzt man die Teilchengewichte in der gesamten behandelten Anordnung meist auf eins, in dem umgebenden Raum aber auf null. Ein Teilchen, das nach außen dringt wird dann "abgetötet", also nicht weiter verfolgt (dies entspricht der Vakuumrandbedingung im deterministischen Transportverfahren). Bei Anwendung des "geometrieabhängigen Splittingverfahrens" in Abschirmrechnungen müssen die Teilchengewichte für alle spezifizierten Zellen manuell in der Eingabe festgelegt werden. In einem ersten Versuch setzt man diese so, daß sich damit - in Kenntnis der exponentiellen Abnahme der Teilchenpopulation in der physikalischen Realität - in der Rechnung eine konstante Teilchenpopulation ergibt. Dies kann meist in wenigen Iterationsschritten mit vergleichsweise geringem Rechenaufwand erreicht werden. Im allgemeinen müssen hierzu auch die bereits definierten geometrischen Zellen noch feiner aufgeteilt werden, so daß die Zellaufteilung dem Splittingverfahren optimal angepaßt ist.

Das MCNP-Programm berechnet standardmäßig nur sehr wenige Größen, in einem Neutronentransportproblem z.B. die Neutronenmultiplikation. Ansonsten muß dem Programm übermittelt werden, welche Größen es berechnen soll, z.B. eine Reaktionsrate, eine Neutronenflußdichte, deren energetische oder räumliche Verteilung in einem zu spezifizierenden räumlichen Bereich, etc.. Dies kann dem Programm anhand sogenannter "tallies" (etwa "Zähler") mitgeteilt werden. Diese Tallies zählen auf definierte Weise Teilchen bzw. stattfindende Ereignisse und lassen sich mit neutronenphysikalischen Größen, etwa Neutronenstrom- und Neutronenflußdichte, oder Reaktionsraten verknüpfen. MCNP kennt verschiedene

Tallytypen, wovon die nachfolgenden im Rahmen dieser Arbeit von Interesse sind: F1-, F2-, F4-, F6-Tallies.

Das F1-Tally zählt einfach die Teilchen, die eine spezifizierte Fläche in einem spezifizierten Richtungssinn durchqueren und entspricht in diesem Sinne - bis auf das Vorzeichen - dem Neutronenstrom durch diese Fläche (in dem spezifizierten Richtungssinn). Wir benutzen das F1-Tally in dieser Arbeit zur Bestimmung der 14-MeV-Neutronenstromdichte an der ersten Wand und der daraus abgeleiteten Neutronenwandbelastung (Abschn. 5.3).

Das F2-Tally ist mit dem F1-Tally direkt verknüpft: es entspricht der Neutronenflußdichte durch eine spezifizierte Fläche und ergibt sich aus dem F1-Tally gemäß  $F2 = F1/(|\mu| \cdot A)$ , wobei A die betreffende Fläche darstellt und  $\mu$  den Kosinus des Winkels zwischen der Flugrichtung des Neutrons und der Flächennormale. Im Rahmen dieser Arbeit benutzen wir das F2-Tally zur Bestimmung der Neutronenflußdichte an der ersten Wand und, in Verbindung mit dem F1-Tally, zur Bestimmung des mittleren Einfallswinkels der 14-MeV-Quellneutronen (bzw. dessen Kosinus).

Das F4-Tally ist ein Schätzwert für die mittlere Neutronenflußdichte in einer Zelle. Das F4-Tally basiert auf dem sogenannten "track length estimator": es benutzt die Spurlänge eines Teilchens innerhalb der Zelle als Zählwert. Tatsächlich läßt sich die Neutronenflußdichte darstellen als Produkt aus der Neutronengeschwindigkeit  $v$  und der Neutronendichte  $n$ . Letztere ergibt sich in MCNP aus dem Teilchengewicht  $w$  dividiert durch das Zellvolumen  $V$ . Die Spurlänge  $T_l$  ergibt sich andererseits aus der Neutronengeschwindigkeit  $v$  und der Transitzeit  $\tau$ , innerhalb der sich das Neutron in der Zelle aufhält. Das F4-Tally  $F4 = w \cdot T_l/V$  ergibt mithin einen Zählwert für die Neutronenfluenz in der Zelle in den Einheiten  $\text{cm}^{-2}$ . Das F4-Tally ist im allgemeinen sehr zuverlässig, da es in einer Zelle häufig viele Spurlängen gibt, und wird in dieser Arbeit fast ausschließlich benutzt, sowohl für die Berechnung räumlicher und energetischer Neutronenflußdichteverteilungen, als auch für Berechnungen von Reaktionsraten. Im letzteren Fall ist es notwendig, das F4-Tally mit dem betreffenden Wirkungsquerschnitt sowie der zugehörigen Atomkerndichte zu multiplizieren. Dies kann auf einer "tally multiplier card" spezifiziert werden.

Das F6-Tally benutzt den "track length estimator" zur Abschätzung der in einer Zelle freigesetzten Wärme:  $F6 = w \cdot T_l \cdot \sigma_t(E) \cdot H(E) \cdot N/m$ . Hierin ist  $\sigma_t(E)$  der totale Wirkungsquerschnitt,  $H(E)$  die oben definierte Wärmezahl,  $N$  die Atomkerndichte (in  $\text{cm}^{-3}$ ) und  $m$  die Massendichte in der Zelle (in Gramm). Das F6-Tally ergibt

mithin einen Zählwert für die in einer Zelle insgesamt, d.h. die von allen Materialien freigesetzte Wärme in den Einheiten MeV/g. Will man die Wärmezeugung einzelner Materialkomponenten berechnen, so kann man dies mit dem F4-Tally erreichen, indem man auf einer "tally multiplication card" dessen Multiplikation mit dem totalen Wirkungsquerschnitt und der Wärmezahl  $H(E)$  vorsieht. Das F6-Tally wird in dieser Arbeit durchweg zur Berechnung der erzeugten Leistung bzw. der Leistungsdichte benutzt.

Ein in der Eingabe spezifiziertes Tally bezieht sich immer auf eine spezifizierte Zelle bzw. Fläche. Für die Berechnung räumlicher Verteilungen kann es notwendig sein, die Zelle bzw. Fläche weiter zu unterteilen. Dies kann auf sogenannten "tally segmentation cards" erfolgen, wobei die hier zur Aufteilung benutzten Flächen wiederum auf den "surface cards" definiert sein müssen. Zur Berechnung energetischer Verteilungen ist es notwendig, den betrachteten Energiebereich aufzuteilen; dies kann auf einer "tally energy card" in beliebiger Aufteilung erfolgen. Alle Tallies werden dann in dieser Energieaufteilung ausgegeben, d.h. alle Teilchen bzw. Ereignisse werden energieabhängig gezählt und entsprechend eingeordnet.

#### 2.4.4 Auswertung

MCNP berechnet die in der Eingabe spezifizierten Tallies und gibt diese auf einem "RUNTPE" genannten Ausgabefile aus. Zur Berechnung der zugehörigen physikalischen Größen müssen die Tallies in einem speziellen, problemspezifischen Auswerteprogramm aufbereitet werden. Im einzelnen werden in einem Auswerteprogramm die Tallies aus dem "RUNTPE"-File gelesen, geordnet, auf die totale Fusionsleistung normiert (die Tallies beziehen sich auf ein Quellneutron in der behandelten Geometrie), auf die erwünschte Einheit umgerechnet (z.B. Neutronenflußdichte in  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , Leistungsdichte in  $\text{W}/\text{cm}^3$ ) und schließlich zur graphischen Darstellung aufbereitet.

Der entscheidende Punkt bei der Auswertung besteht darin, daß zur Berechnung der räumlichen Verteilungen der Neutronenflußdichte bzw. der Leistungsdichte die Volumina der einzelnen Zellen benötigt werden. In komplexen geometrischen Anordnungen kann MCNP im allgemeinen diese Volumina nicht bereitstellen und setzt bei der Berechnung der Tallies die Volumina daher willkürlich auf  $1 \text{ cm}^3$  fest. Für das in dieser Arbeit benutzte Torussektormodell trifft dies primär auf die äußere Torusseite zu, die sich als Schnitt zweier sich in der Torusachse schneidenden Ebenen mit einem sich in toroidaler Richtung erstreckenden Zylinder ergibt: die

relevanten, in poloidal-toroidale Richtung sich erstreckenden Flächen (etwa die erste Wand oder die Rückwand des Blanketsegments) verjüngen sich daher, ausgehend von der Torusmittelebene, mit zunehmender poloidaler Höhe, so daß das Volumen der Zellen nichtlinear vom poloidalen Winkel abhängt (vgl. hierzu Anhang A: Toruskoordinaten und Volumenberechnung). Im Auswerteprogramm wird das Volumen einer Zelle  $V_z$  in einer speziellen Subroutine in Abhängigkeit vom Krümmungsradius  $R_0$ , den die Zellen begrenzenden Radien  $R_1$  und  $R_2$ , dem poloidalen Winkel  $\alpha$  sowie der toroidalen Ausdehnung berechnet (s. Anhang A). Die Neutronenflußdichte  $\phi_z$  in der Zelle ergibt sich dann gemäß

$$\phi_z [\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}] = F4 [\text{cm}^{-2}] \cdot \frac{1 \text{ cm}^3}{V_z [\text{cm}^3]} \cdot N_\phi [\text{s}^{-1}] ,$$

wobei F4 das oben eingeführte F4-Tally darstellt (den "track length"-Schätzwert für die Neutronenflußdichte in der Zelle) und  $N_\phi$  den Normierungsfaktor für die Neutronenquellendichte. Für den Fall, daß MCNP das Volumen bereitstellt (dies gilt im vorliegenden Fall für die innere Torusseite, die nur durch Ebenen begrenzt ist) muß das F4-Tally lediglich mit dem Normierungsfaktor  $N_\phi$  multipliziert werden.

Für die Berechnung der Leistungsdichte sind drei Fälle zu unterscheiden:

- i) MCNP berechnet die in einer Zelle vorhandene Masse  $m_z$ . Dies ist dann der Fall, wenn MCNP auch das Volumen der Zelle ermitteln kann, im vorliegenden Fall gilt dies für die innere Torusseite. Das F6-Tally gibt dann die freigesetzte Wärme in MeV/g pro Quellneutron an. Die Leistungsdichte P ergibt sich in diesem Fall gemäß

$$P [\text{W/cm}^3] = F6 [\text{MeV/g}] \cdot \rho [\text{g/cm}^3] \cdot E_{\text{con}} [\text{J/MeV}] \cdot N_\phi [\text{s}^{-1}] ,$$

wobei  $\rho$  die Massendichte der in der Zelle befindlichen Gesamtmasse darstellt und  $E_{\text{con}}$  den Konversionsfaktor zur Umrechnung der Energie von MeV in Joule ( $E_{\text{con}} = 1,6021 \cdot 10^{-13} \text{ J/MeV}$ ).

- ii) MCNP kann das Zellvolumen nicht ermitteln und setzt  $V_z = 1 \text{ cm}^3$ . Da das F6-Tally in den Einheiten MeV/g ausgegeben wird, bedeutet dies, daß MCNP hierbei eine Masse von  $m = \rho \cdot 1 \text{ cm}^3$  für die betrachtete Zelle zugrunde legt. Die Leistungsdichte P ergibt sich dann gemäß

$$P [\text{W/cm}^3] = F6 [\text{MeV/g}] \cdot \rho [\text{g/cm}^3] \cdot \frac{1 \text{ cm}^3}{V_z [\text{cm}^3]} \cdot E_{\text{con}} [\text{J/MeV}] \cdot N_\phi [\text{s}^{-1}]$$

Das tatsächliche Zellvolumen  $V_z$  muß hierbei berechnet bzw. eingegeben werden.

- iii) MCNP kann das Zellvolumen nicht ermitteln und setzt  $m = 1$  g. Die Leistungsdichte ergibt sich hierbei zu

$$P [\text{W/cm}^3] = F6 [\text{MeV/g}] \cdot 1 \text{ g} \cdot \frac{1}{V_z [\text{cm}^3]} \cdot E_{\text{con}} [\text{J/MeV}] \cdot N_\phi [\text{s}^{-1}] ,$$

wobei wiederum das tatsächliche Zellvolumen  $V_z$  zu benutzen ist.

In komplizierten Fällen, in denen ein Zellvolumen nicht analytisch berechnet werden kann, kann dieses auch in einer separaten MCNP-Rechnung für das "entleerte" Modell auf der Basis des stochastischen Verfahrens ermittelt werden. Hierzu eignet sich wiederum die Anwendung der oben angesprochenen "void card".

Zur Leistungserzeugung tragen Neutronen und Photonen bei; diese werden in der Monte-Carlo-Rechnung getrennt behandelt, die entsprechenden Tallies folglich auch getrennt ausgegeben. Im Auswerteprogramm müssen die F6-Tallies der Neutronen und Photonen daher für jede Zelle zusammengezählt werden.

MCNP gibt für alle Tallies den zugehörigen statistischen Fehler aus, der es im allgemeinen erlaubt, die Zuverlässigkeit der berechneten Tallies abzuschätzen. Es wird darauf verzichtet, diesen statistischen Fehler in den Ergebnisdarstellungen dieser Arbeit zu reproduzieren, da dies zu einer völligen Unübersichtlichkeit der Darstellungen führen würde. Es läßt sich aber aus der Gesamtdarstellung einer Verteilung unmittelbar auf die zugrundeliegende statistische Ungenauigkeit schließen, die bei räumlichen und energetischen Verteilungen (der Neutronenflußdichte oder der Leistungsdichte etwa) meist im Bereich von 5 (oder weniger) bis ca. 15 % liegt, während im Falle globaler Größen (Tritiumbrutrate, Neutronenmultiplikation) der statistische Fehler in der Regel unter 1 % liegt. Darüberhinaus ist bei Rechnungen, die Varianzreduktionsmethoden einschließen (dies ist in dieser Arbeit bei allen Abschirmrechnungen der Fall), die Größe des ausgegebenen statistischen Fehlers allein nicht maßgebend, da dieser durch eine künstlich erzeugte Teilchenpopulation beliebig klein gehalten werden kann (Abschn. 2.4.1 oben). Entscheidend ist in diesem Zusammenhang die sorgfältige Behandlung des betreffenden Problems in der Monte-Carlo-Rechnung, basierend auf der Einsicht in die ablaufenden kernphysikalischen Prozesse, und das physikalische Verständnis der im Rahmen dieser Behandlung erzeugten Rechenresultate.

### 3. Der NET-Reaktor

#### 3.1 Zweck und Zielsetzung

In der Strategie des Europäischen Fusionstechnologieprogrammes ist der Bau und Betrieb eines experimentellen Tokamakreaktors als "nächster Schritt" nach JET auf dem Weg zu einem Demonstrations-Fusionsreaktor vorgesehen /Mai 88/. Tatsächlich wird der NET-Reaktor seit 1983 als Europäisches Nachfolgeprojekt der weltweit größten Tokamakanlage JET entwickelt. Während JET noch ausschließlich plasmaphysikalischen Fragestellungen gewidmet ist, soll NET unter reaktor-typischen Bedingungen den Nachweis erbringen, daß die Energieerzeugung auf der Basis der thermonuklearen (d, t)-Fusion in einem Tokamak möglich und technisch machbar ist. Dies schließt eine sich selbst erhaltende (d, t)-Fusion ein, mithin die plasmaphysikalische Zündung, dies schließt auch ein, die Erzeugung thermisch nutzbarer Energie sowie des benötigten Brennstoffs Tritium in einem Blanket, dies schließt weiter ein, den sicheren und zuverlässigen Betrieb einer reaktorähnlichen Anlage, und nicht zuletzt technologische Experimente und Tests von Reaktorkomponenten unter reaktorähnlichen Bedingungen /Tos 88, NET 88/.

NET soll zunächst in einer reinen "Physikphase" betrieben werden, in der der Nachweis einer sich selbst erhaltenden (d, t)-Reaktion erbracht werden soll. Plasmaphysikalische Experimente stehen dabei im Vordergrund. Das benötigte Tritium soll in dieser Phase aus externen Beständen besorgt werden. Der Einsatz tritiumproduzierender Blankets ist in der Physikphase nicht vorgesehen, um die plasmaphysikalischen Experimente nicht zu erschweren. Vielmehr ist für die Physikphase der Einsatz reiner "Abschirmblankets" vorgesehen, deren Aufgabe es lediglich ist, die entstehende Neutronen- und Photonenstrahlung abzuschirmen und die dabei freigesetzte Wärme abzuführen. An ein solches "Abschirmblanket" werden hohe Anforderungen bezüglich seiner technischen Zuverlässigkeit gestellt, die durch einfache mechanische Stahlkonstruktionen mit einer Wasserkühlung bei niedrigem Druck und niedriger Temperatur befriedigt werden können. Eine kastenförmige Stahlkonstruktion mit großen, wassergefüllten Kanälen ist hierfür besonders gut geeignet (s. Abschn. 4.1.1): der hohe Wasseranteil ermöglicht eine effektive Moderation der hochenergetischen Neutronen und dadurch eine minimale Dicke des "Abschirmblankets".

An die Physikphase schließt sich dann die Technologiephase an, in der erstmals tritiumproduzierende Blankets eingesetzt werden sollen. Dabei ist vorgesehen, verschiedene Blanketvarianten auf ihre Eignung für den Reaktorbetrieb zu testen. Tatsächlich müssen die in den verschiedenen Institutionen der Europäischen Gemeinschaft entwickelten "Brutblankets" den Nachweis der "DEMO-Relevanz" erbringen (vgl. hierzu Abschn. 3.3 unten) und müssen zu diesem Zweck ein ausreichend hohes Brutvermögen, mithin das Potential zum "Netto-Tritiumbrüten" aufweisen. Dies kann in NET in der Technologiephase anhand einzelner Blanketsegmente, oder auch Teilen davon (Testmodule), geprüft werden /Cha 88/. NET soll aber auch in der Technologiephase - bis auf die Testblankets - nicht mit reaktorrelevanten Blankets bestückt sein, vielmehr soll ein Treiberblanket in geringem Umfang Tritium erzeugen; das darüber hinaus benötigte Tritium soll wiederum durch externe Zukäufe besorgt werden. Als Treiberblanket kommt nun gerade das in der Physikphase schon eingesetzte wassergekühlte "Abschirmblanket" in Frage, das durch Zugabe eines Lithiumsalzes in ein tritiumproduzierendes Blanket umgewandelt werden kann (Abschn. 4.1.1). Da vom Treiberblanket keine Reaktorrelevanz gefordert wird, also auch kein "Netto-Tritiumbrüten", statt dessen aber eine hohe technische Zuverlässigkeit, eignet sich das wäßrige Lithiumsalz-Abschirmblanket hierfür vorzüglich.

### 3.2 *Aufbau des Reaktors*

Der prinzipielle Aufbau des NET-Reaktors ist aus Abb. 1.2 ersichtlich, Tab. 3.1 enthält hierzu die wesentlichen plasmaphysikalischen Parameter. Es handelt sich dabei um die NET-III/DN ("double null") genannte Version mit zwei poloidalen Divertoren, die überwiegend schon im Jahre 1984 entwickelt worden ist und der bisherigen Blanketentwicklung weitgehend zugrunde lag. Die damalige plasmaphysikalische Auslegung stützte sich wesentlich auf eine am ASDEX-Tokamak gefundene Plasmaeinschlußkonfiguration ("H-mode confinement"), die gegenüber der üblich beobachteten ("L-mode confinement") einen deutlich verbesserten magnetischen Einschluß aufweist /NET 88/. Tatsächlich ist diese "H-mode"-Einschlußkonfiguration aber noch weitgehend unverstanden und konnte bisher nur für wenige Sekunden (unter anderem auch an JET) aufrechterhalten werden, so daß die Extrapolation zu einem Reaktor mit langen Brennpulsen, oder gar quasistationärem Betrieb, sehr unsicher ist.

Großer Plasmaradius	5,18 m
Kleiner Plasmaradius	1,35 m
Plasmaelongation	2,18
Plasmavolumen	390 m <sup>3</sup>
Plasmastrom	10,8 MA
Toroidale Magnetfeldstärke (Achse)	5,0 T
Fusionsleistung	600 MW
Mittlere Neutronenwandbelastung	1,0 MW/m <sup>2</sup>

Tab. 3.1: Die wichtigsten Parameter des NET-Reaktors  
(NET-III/DN-Version, nach /Eng 86/)

Die in den letzten Jahren an JET durchgeführten Experimente führten andererseits zu der Erkenntnis, daß auf der Basis der "L-mode"-Einschlußkonfiguration eine sichere Extrapolation zu einem plasmaphysikalisch gezündeten, quasistationär betriebenen Tokamakreaktor möglich ist: ausgehend von JET wäre hierzu im wesentlichen eine Vergrößerung der Plasmaparameter um den linearen Faktor 2,5 erforderlich /Reb 88/. Diese Erkenntnis führte schließlich zu einer plasmaphysikalischen Neuauslegung des NET-Reaktors /Tos 88/, der nun mit NET-II bezeichnet wird (während die früheren Versionen unter NET-I subsumiert werden). NET-II unterscheidet sich von NET-I wesentlich durch einen größeren Plasmastrom (25 gegenüber 11 MA) und größere Abmessungen: der große Plasmaradius beträgt 6,3 m (NET-I: 5,18 m), der kleine Plasmaradius beträgt 2,05 m (NET-I: 1,35 m). Ein deutlicher Vorzug der NET-II-Version gegenüber NET-I besteht auch darin, daß sich NET-II nach den heutigen Erkenntnissen allein aufgrund plasmaphysikalischer Adjustierungen zu einem DEMO-Reaktor hoher Leistung ausbauen läßt /Spe 89/. Im folgenden wird näher auf die ursprüngliche Version NET-I eingegangen, auf deren Basis die bisherige Blanketentwicklung durchgeführt wurde und die auch den neutronenphysikalischen Rechnungen dieser Arbeit zugrunde liegt.

Der NET-Reaktor kann in die Basismaschine und die darin eingesetzten (austauschbaren) Komponenten aufgeteilt werden; letztere sind die Blanketsegmente mit der ersten Wand und den Divertoren. Die Basismaschine besteht aus dem Toroidalfeld (TF)- und dem Poloidalfeld (PF) -Magnetsystem sowie dem Vakuumgefäß. Das Toroidalfeldsystem (Abb. 3.1) setzt sich aus 16 supraleitenden

Magnetfeldspulen zusammen, die das sich in toroidale Richtung erstreckende magnetische Hauptfeld erzeugen. Das Poloidalfeldsystem (Abb. 3.2) besteht aus einer zentralen, inneren Magnetfeldspule (P1-Spule), über die in angestrebten Pulslängen von mehreren Hundert Sekunden ein Plasmastrom von ca. 11 MA induziert werden soll, sowie aus äußeren Magnetfeldspulen (P3-, P4-Spulen), die der Erzeugung der für die Plasmapositionierung und -formung benötigten poloidalen Magnetfeldkomponenten dienen. Darüberhinaus befinden sich innerhalb des Vakuumgefäßes noch sogenannte aktive Kontrollspulen, mit deren Hilfe vertikale Plasmalageänderungen schnell beeinflußt und damit korrigiert werden können.

Das Vakuumgefäß befindet sich innerhalb des TF-Magnetfeldsystems und umschließt die Vakuumkammer, innerhalb der das Plasma magnetisch eingeschlossen ist. Das Vakuumgefäß ist aus 48 toroidal angeordneten Segmenten zusammengesetzt: die 16 Toroidalfeldmagneten definieren 16 Maschinensektoren, von denen jeder ein mittleres, keilförmiges und zwei seitliche, parallele Vakuumgefäßsegmente enthält (Abb. 3.3). Die beiden parallelen Seitensegmente sind dabei jeweils unterhalb eines TF-Magneten, das keilförmige Segment aber zwischen zwei TF-Magneten angeordnet; das letztere weist nach oben eine Öffnung auf, durch die die innerhalb des Vakuumgefäßes befindlichen austauschbaren Komponenten (Blanketsegmente und Divertoren) ein- und ausgeführt werden können. Nach unten öffnet sich das keilförmige Vakuumgefäßsegment zum Vakuumpumpkanal, durch den das Plasmaabgas während der Brennpausen abgesaugt wird. Während die obere Öffnung nach dem Einbau der Blanketsegmente und Divertoren mit einem Segmentstopfen verschlossen wird, bleibt der untere Vakuumpumpkanal ständig geöffnet.

Die innerhalb des Vakuumgefäßes angeordneten Komponenten sind der direkten Wechselwirkung mit dem Plasma ausgesetzt und unterliegen dadurch einer hohen Strahlen- und Wärmebelastung. Sie werden deswegen nur eine begrenzte Lebensdauer aufweisen und müssen daher austauschbar sein. Es handelt sich dabei um die Blanketsegmente mit den Divertoren. Jeder der 16 Maschinensektoren nimmt dabei drei äußere ("outboard") und drei innere ("inboard") Segmente auf (Abb. 3.4), wobei die Divertoren mit den inneren Blanketsegmenten fest verbunden sind. Nach oben sind die Blanketsegmente, soweit sie sich nicht unter den TF-Magneten befinden, durch einen Stopfen abgeschlossen (Abb. 3.4), der die Versorgungsleitungen für die Blanketsegmente und Divertoren aufnimmt.

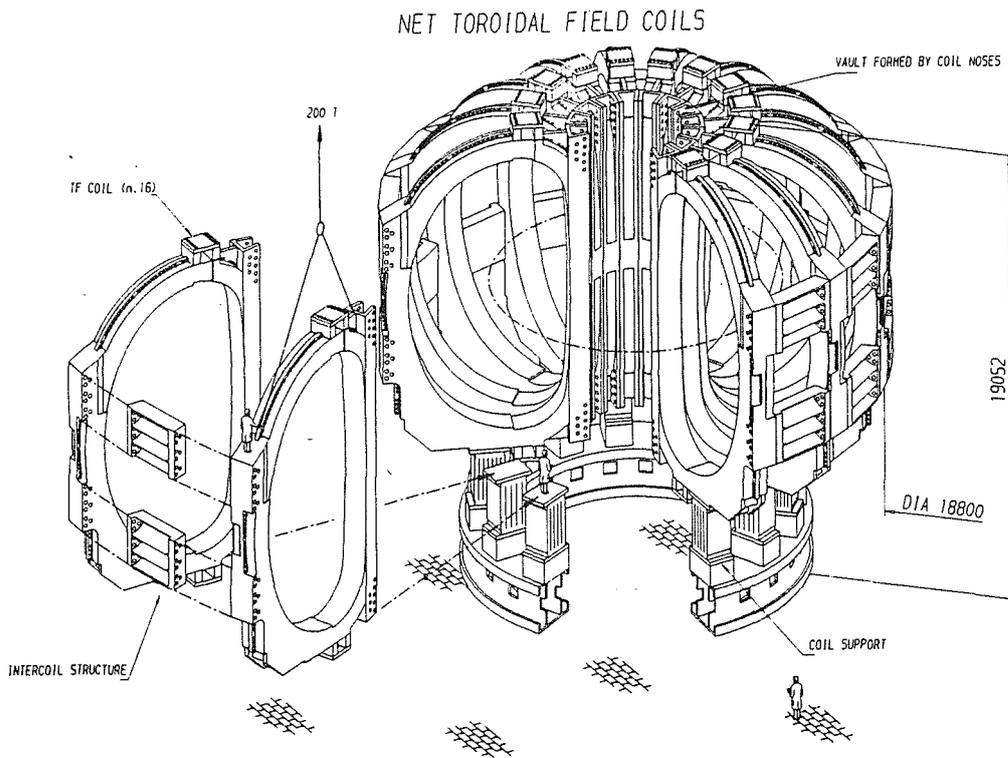


Abb. 3.1: Das NET-Toroidalfeldmagnetsystem /Tos 88/

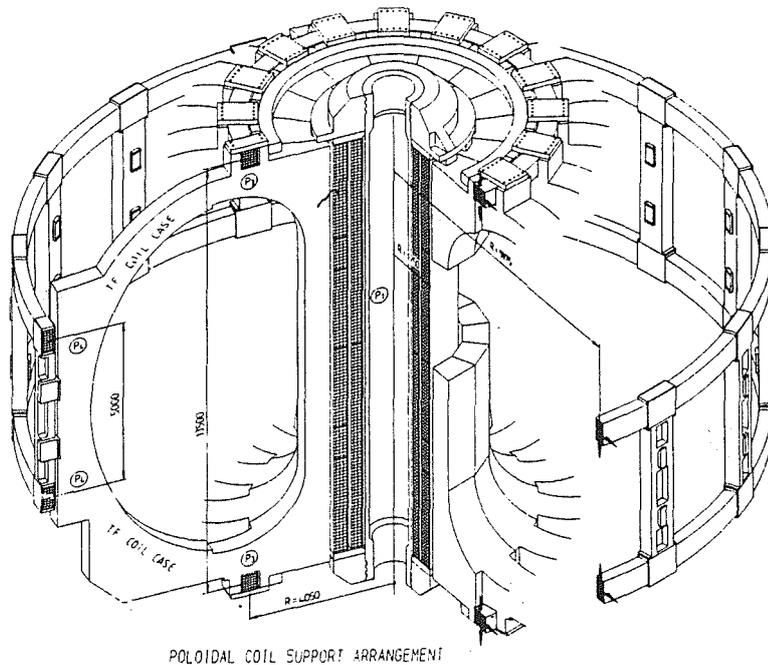


Abb. 3.2: Das NET-Poloidalfeldmagnetsystem mit Stützstruktur /Tos 88/

NET VACUUM VESSEL ASSEMBLY

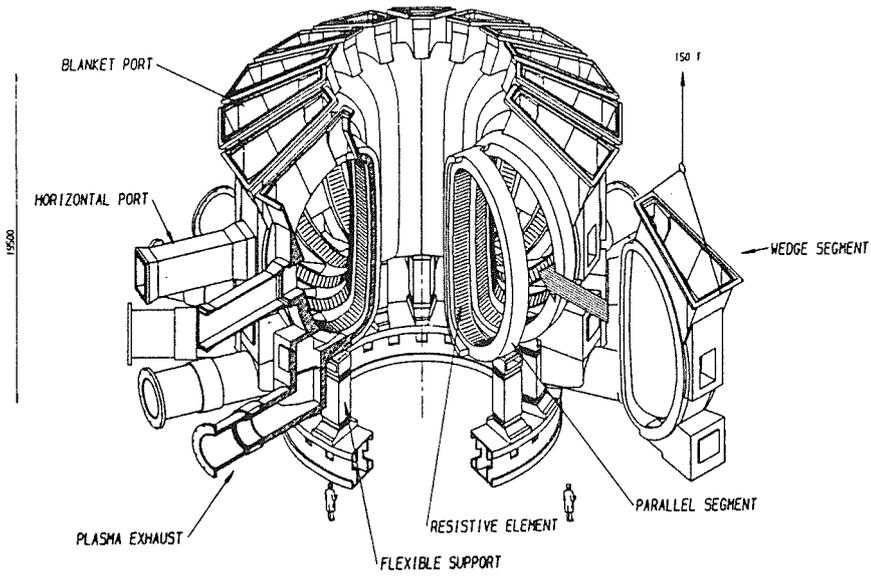


Abb. 3.3: Das NET-Vakuumpfäß /Tos 88/

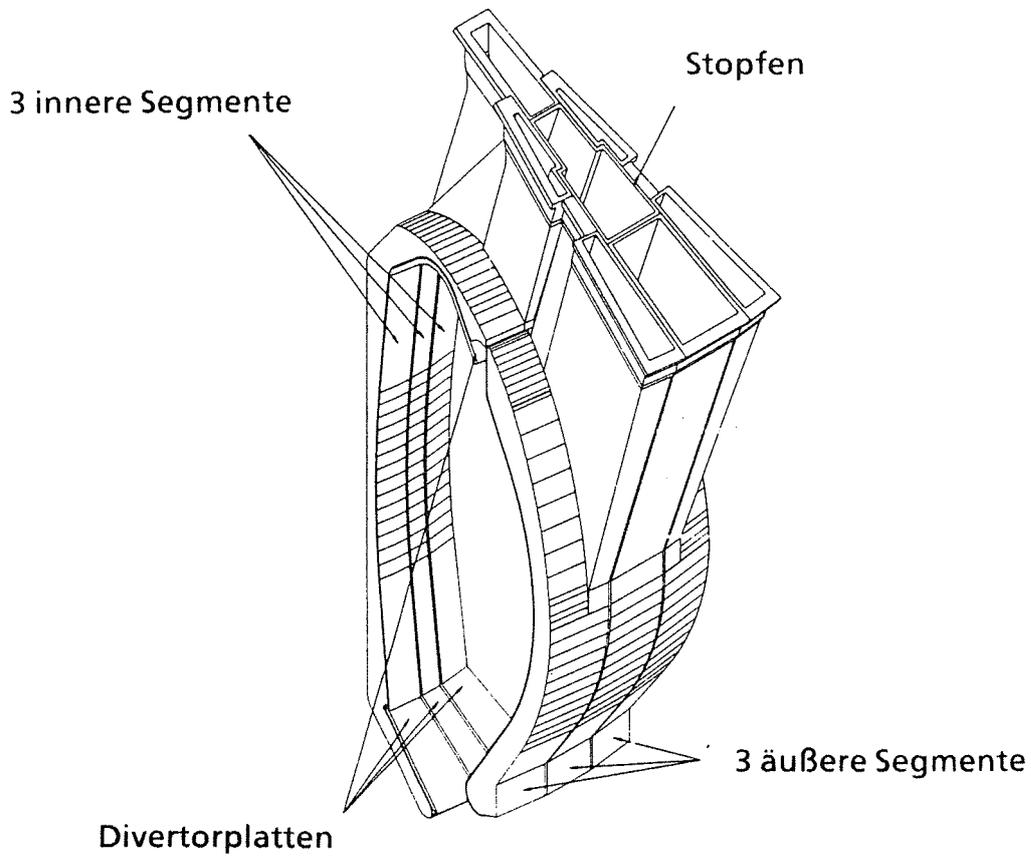


Abb. 3.4: 22,5°-Blanketsektor mit drei äußeren und drei inneren Segmenten

Der Divertor ist die am stärksten belastete Komponente im NET-Reaktor: er hat die Aufgabe, die dem magnetischen Einschluß entkommenden Plasmateilchen (Deuteronen, Tritonen,  $\alpha$ -Teilchen, sowie ins Plasma gelangte und dort ionisierte Verunreinigungen) aufzunehmen. Um dies zu erreichen, müssen die ionisierten Teilchen der Plasmarandschicht durch eine entsprechende magnetische Feldführung gezielt auf den Divertor gelenkt werden. Hierzu benutzt man Magnetfeldspulen, die ein Magnetfeld erzeugen, das sich dem poloidalen Magnetfeld in der Weise überlagert, daß sich dieses an einem Punkt auf einer Separatrix genannten poloidalen Feldlinie völlig aufhebt. Man erhält mithin einen Nullpunkt ("null point") des poloidalen Magnetfeldes in der Nähe des Divertors. Benutzt man zwei poloidale Divertoren, wie im aktuellen Fall des NET-Reaktors, so erhält man zwei "Nullpunkte" des poloidalen Magnetfeldes ("double null"). Die im Bereich der Plasmarandschicht sich aufhaltenden geladenen Teilchen bewegen sich dann schraubenförmig auf den Divertor zu, werden dort neutralisiert und können schließlich abgesaugt werden. Auf diese Weise wird die erste Wand der Blanketsegmente nicht mit dem Strom der dem magnetischen Einschluß entkommenden Plasmateilchen beaufschlagt, dem sie ansonsten ausgesetzt wäre. Im Gegenzug unterliegt der Divertor einer hohen thermischen Belastung, die noch dadurch verschärft wird, daß der Ionenstrom sich nicht auf die Gesamtoberfläche des Divertors verteilt, sondern sich vielmehr in zwei "Punkten" konzentriert, in denen die Separatrix auf den Divertor trifft. Dies führt zu schwer beherrschbaren Materialproblemen, die gegenwärtig noch nicht gelöst sind.

Die Blanketsegmente umfassen das eigentliche Blanket (Abschn. 3.3 unten: Blanketentwicklung) sowie das umschließende Gehäuse, das aus der ersten Wand, den Seitenwänden und der Rückwand besteht und eine geschlossene Einheit ("Segment-Box") darstellt. Für die erste Wand ist eine Schutzschicht aus Graphitziegeln vorgesehen, da es trotz der Verwendung magnetischer Divertoren zu massiven Ionenströmen auf die erste Wand kommen kann und damit zu entsprechend hohen thermischen Belastungen: irregulär bei unvorhergesehen auftretenden Plasmazusammenbrüchen, regulär durch Plasmateilchen, die dem magnetischen Einschluß aufgrund von Unregelmäßigkeiten des toroidalen Magnetfeldes entkommen, die aus dessen Erzeugung durch 16 "diskrete" Magnetfeldspulen resultieren (sog. "ripple"-Verluste). Obwohl Graphit eine vergleichsweise hohe Emissionsrate aufweist, eignet es sich gut als Schutzschichtmaterial für die erste Wand: es besitzt gute thermische und mechanische Materialeigenschaften und eine niedrige Kernladungszahl, so daß es als Plasmaverunreinigung

weniger zur Energieabstrahlung und damit zur Plasmadestabilisierung beiträgt als Materialien mit hoher Kernladungszahl.

### 3.3 Blanketentwicklung

Die Blanketentwicklung wird im Rahmen des Europäischen Fusionstechnologieprogrammes von verschiedenen Forschungsinstitutionen der Europäischen Gemeinschaft für NET durchgeführt. Die Blanketentwicklung umfaßt die neutronenphysikalische, thermohydraulische und konstruktive Auslegung eines Blankets, den Problemkomplex der Tritiumabtrennung und -aufbereitung sowie Fragen der fabrikationstechnischen Fertigung und Machbarkeit des Blankets bzw. von Blanketteilen. Darüberhinaus werden auch mehr übergreifende Fragestellungen untersucht, die Materialeigenschaften, die Tritiumfreisetzung oder auch Strahlenschädigungen betreffen.

Die Blanketentwicklung orientiert sich eng an den durch NET vorgegebenen Randbedingungen, die beispielsweise die geometrischen Abmessungen der Blanketsegmente festlegen und insbesondere die Blanketdicke auf der inneren Torusseite auf maximal 35 cm, auf der äußeren Torusseite auf maximal 65 cm beschränken. NET-III/DN sieht eine Fusionsleistung von 600 MW vor, was im Mittel zu einer Neutronenwandbelastung von 1 MW/m<sup>2</sup> führt und bei der Blanketauslegung berücksichtigt werden muß. Weitere Einschränkungen bestehen auch insofern, als die Kühlmittelzu- und -ableitung durch den oberen Segmentstopfen geführt werden muß, eine radiale Führung der Versorgungsleitungen beispielsweise nicht erlaubt ist; darüberhinaus ist die Konzeption des Blankets nicht weiter festgelegt. Allerdings ist Lithiummetall aus sicherheitstechnischen Gründen nicht als Brutmaterial zugelassen.

Entsprechend der in der Zwischenzeit für NET festgelegten Strategie kann man drei Blankettypen unterscheiden: ein nichtbrütendes Abschirmblanket für die Physikphase, ein Treiberblanket mit geringem Brutvermögen aber hoher technischer Zuverlässigkeit für die Technologiephase und schließlich mehrere reaktorrelevante Brutblanketvarianten, die während der Technologiephase getestet werden können. Als Abschirmblanket ist dabei eine wassergekühlte Stahlkonstruktion vorgesehen, wie sie etwa in Abschn. 4.4.1 beschrieben ist; durch Zugabe eines Lithiumsalzes ergibt sich daraus auch das Treiberblanket. Für das eigentliche Brutblanket sind gegenwärtig zwei Hauptvarianten vorgesehen: ein

Flüssigmetallblanket (direkt oder wassergekühlt) mit dem Eutektikum Pb-17Li als Brutmaterial sowie ein keramisches Feststoffblanket mit Heliumkühlung und Beryllium-Multiplier (Brutstoff ist  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$  oder  $\text{LiAlO}_2$ ) [18]. Während ursprünglich vorgesehen war, den NET-Reaktor überwiegend mit einer Variante dieser Brutblankets zu bestücken, um damit den benötigten Tritiumbedarf weitgehend abzudecken, geht man gegenwärtig davon aus, daß die reaktor-tauglichen Brutblankets in NET lediglich in wenigen Segmenten oder Modulen getestet werden, während der Tritiumbedarf durch das Treiberblanket sowie durch externe Zukäufe sichergestellt werden soll. Damit hat sich aber die Zweckausrichtung für die Brutblanketentwicklung entscheidend geändert: gefordert wird nun der Nachweis der Reaktorrelevanz, d.h. es muß der Nachweis erbracht werden, daß das Brutblanket für einen Einsatz in einem Leistungsreaktor (zunächst: Demonstrationsreaktor) geeignet ist. Hierfür ist ein ausreichend hohes Brutvermögen Grundvoraussetzung, so daß die Tritiumselbstversorgung des Reaktors gewährleistet ist. Darüberhinaus muß das Brutblanket über eine ausreichend lange Betriebszeit (20 000 h Vollaststunden) einer Neutronenwandbelastung standhalten, die mit ca.  $2 \text{ MW/m}^2$  etwa doppelt so groß ist wie in NET; es muß eine Wärmeabfuhr gewährleistet sein unter Kühlmittelbedingungen, die eine Stromerzeugung erlauben, und zwar bei einem Wirkungsgrad, der dem konventioneller Kernkraftwerke vergleichbar ist. Tatsächlich scheinen die beiden im KfK entwickelten und dieser Arbeit zugrunde gelegten Brutblanketentwürfe eines keramischen Feststoffblankets (Abschn. 4.1.2) und eines selbstgekühlten Flüssigmetallblankets (Abschn. 4.1.3) in diesem Sinne reaktorrelevant zu sein, während dies für das alternativ benutzte wäßrige LiOH-Blanket (Abschn. 4.1.1) selbstredend nicht der Fall ist.

#### 4. Die Blanketvarianten

Die wichtigste Aufgabe des Blankets besteht darin, das für die (d, t)-Fusion benötigte Tritium zu erbrüten. Zu diesem Zweck kann das bei der (d, t)-Fusion freigesetzte Neutron genutzt werden, indem das radioaktive Tritium in einer neutroneninduzierten Kernreaktion aus dem natürlich vorkommenden Lithium erzeugt wird:



Außer diesen beiden Reaktionen sind keine weiteren tritiumproduzierenden Kernreaktionen von praktischer Bedeutung. Es ergibt sich folglich die Notwendigkeit, den Brutstoff Lithium in geeigneter Form und Anordnung im Blanket unterzubringen, so daß pro (d, t)-Reaktion im Plasma mindestens ein Triton im Blanket erzeugt werden kann.

Lithium ist mit einer Massendichte von  $\rho = 0,534 \text{ g/cm}^3$  das leichteste aller Metalle und ist in Erzen in der Erdkruste zu finden. Es besitzt einen Schmelzpunkt von  $180,5 \text{ }^\circ\text{C}$  und befände sich in einem leistungsproduzierenden Blanket unter Betriebsbedingungen (bei Temperaturen im Bereich um  $500 \text{ }^\circ\text{C}$ ) im flüssigen Aggregatzustand. Natürliches Lithium setzt sich zu 92,5 Atomprozenten aus  ${}^7\text{Li}$  und zu 7,5 Atomprozenten aus  ${}^6\text{Li}$  zusammen. Da die  ${}^7\text{Li} (n, n'\alpha)\text{t}$ -Reaktion ein Triton erzeugt, ohne ein Neutron zu konsumieren, ist es mit einem Blanket, das flüssiges Lithiummetall (eventuell angereichert in  ${}^6\text{Li}$ ) in einer geeigneten Anordnung enthält, grundsätzlich möglich, pro (d, t)-Fusion mehr als ein Triton zu erzeugen, d.h. eine Tritiumbrutrate  $T > 1,0$  zu erzielen. Die Verwendung von flüssigem Lithiummetall wirft jedoch schwerwiegende technische Probleme auf: die Kühlung mit Wasser verbietet sich aus sicherheitstechnischen Gründen, da Lithium beim Kontakt mit Wasser explosionsartig oxidieren würde. Benutzt man hingegen das flüssige Lithiummetall selbst als Kühlmittel, wofür es aufgrund seiner Materialeigenschaften gut geeignet ist, so muß es mit hoher Geschwindigkeit umgewälzt werden: hierbei treten jedoch hohe MHD-Druckverluste auf, die durch die Bewegung des elektrisch leitfähigen Metalls im Magnetfeld bedingt sind (vgl. hierzu Abschn. 4.1.3 unten) und schwer zu beherrschen sind. Im europäischen Fusionstechnologieprogramm wurde Lithiummetall als Brutmaterial aus sicherheitstechnischen Erwägungen von Anfang an ausgeschlossen. In dieser Arbeit wird es als Option für das selbstgekühlte Flüssigmetallblanket benutzt (Abschn. 4.1.3 unten), die vom neutronenphysikalischen Standpunkt aus sehr interessant ist.

Als Alternative zum flüssigen Lithiummetall wurde schon früh /WIT 80/ die eutektische Legierung Pb-17Li betrachtet, die sich zu 83 Atomprozent aus Blei und zu 17 Atomprozent aus Lithium zusammensetzt. Pb-17Li hat einen Schmelzpunkt von 235 °C und ist mit einer Massendichte von  $\rho = 9,4 \text{ g/cm}^3$  ungleich schwerer als Lithiummetall, ist aber demgegenüber chemisch nicht sehr reaktiv. Der hohe Anteil an Blei ermöglicht aufgrund der Pb (n, 2n)-Reaktion eine ausreichend hohe Neutronenmultiplikation (vgl. hierzu Abschn. 4.2.3), so daß eine Tritiumbrutrate  $T > 1,0$  erreicht werden kann. Eine Multiplikation der 14-MeV-Neutronen ist in diesem Fall zur Deckung der Neutronenverluste (insbesondere durch parasitäre Absorptionsreaktionen im Strukturmaterial) notwendig, da aufgrund der starken Konkurrenzreaktionen am Blei die  ${}^7\text{Li}$  (n, n' $\alpha$ )-Reaktionsrate hierfür nicht mehr ausreichend ist.

Eine andere Möglichkeit besteht darin, das Brutmaterial im Blanket in fester Form zu benutzen; hierfür eignen sich keramische Materialien wie Lithiumoxid ( $\text{Li}_2\text{O}$ ), Lithiumsilikate (z.B.  $\text{Li}_2\text{SiO}_3$ ,  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$ ), Lithiumaluminate (z.B.  $\text{LiAlO}_2$ ) oder auch Lithiumzirkonate (z.B.  $\text{Li}_8\text{ZrO}_6$ ). Während beim Lithiumoxid die  ${}^7\text{Li}$  (n, n' $\alpha$ )-Reaktionsrate noch ausreichend hoch ist, um die Neutronenverluste abdecken zu können, ist dies bei allen anderen keramischen Brutmaterialien nicht mehr der Fall, so daß ein zusätzlicher Neutronenmultiplier eingebracht werden muß: hierfür eignet sich vorzugsweise Beryllium (Abschn. 4.2). Zur Kühlung keramischer Feststoffblankets kommt Wasser und Helium in Frage.

Eine weitere attraktive Möglichkeit besteht darin, eine wäßrige Lithiumsalzlösung (z.B. LiOH-Lösung) als Brutmaterial und Kühlmittel zu benutzen. Ein derartiges Blanket zeichnet sich durch seine technisch einfache Konzeption und große Zuverlässigkeit aus (Abschn. 4.1.1 unten), die seinen Einsatz in einem experimentellen Reaktor wie NET gut eignen. Allerdings ist mit dieser Lösung kein "Netto-Tritiumbrüten" möglich, es ist somit nicht reaktorrelevant.

Im folgenden Abschnitt 4.1 soll nun die technische Konzeption der in dieser Arbeit benutzten Blanketvarianten detailliert beschrieben werden, während nachfolgend im Abschn. 4.2 die neutronenphysikalischen Eigenschaften dargestellt werden sollen. Alle hier behandelten Blanketvarianten wurden im Kernforschungszentrum Karlsruhe für den NET-Reaktor entwickelt und wurden für diese Arbeit herangezogen, da sie einerseits auf detailliert ausgearbeiteten technischen Entwürfen basieren, andererseits sich in ihren neutronenphysikalischen Eigenschaften in charakteristischer Weise unterscheiden.

## 4.1 Beschreibung und technische Konzeption

### 4.1.1 Das wäßrige Lithiumsalzblanket

Für die Physikphase des NET-Betriebes, in der noch keine tritiumerzeugenden Blankets eingesetzt werden sollen, wurde im KfK ein wassergekühltes "Abschirmblanket" entwickelt /Boj 88/, dessen einzige Aufgabe es ist, die auftreffende bzw. im Blanket entstehende Strahlung abzuschirmen und die dabei produzierte Wärme abzuführen. Hierfür eignet sich eine kastenförmige Stahlkonstruktion mit hohen Wasseranteilen (Abb. 4.1: Querschnitt in der Torusmittelebene): die Kastenkonstruktion erlaubt eine hohe Plasmabedeckung ohne Voidanteile (im Gegensatz zu einer Rohranordnung beispielsweise), das Wasser moderiert die hochenergetischen Neutronen effektiv, so daß sie im Stahl der Kastenwände oder im Wasser selbst absorbiert werden können. Zur Kühlung wird das Wasser unter hoher Strömungsgeschwindigkeit aber niedrigem Druck umgewälzt, es durchströmt das Blanketsegment im vorderen Kanal von oben nach unten, wird nach oben und dann wieder nach unten umgelenkt, um schließlich im hinteren Kanal wieder nach oben zu fließen. Dabei erwärmt sich das Wasser lediglich von 50 °C auf 80 °C.

Der Vorteil dieses "Abschirmblankets" liegt in seinem einfachen technischen Aufbau (Kastenkonstruktion aus dem bekannten Stahl SS 316 L) und seiner hohen Zuverlässigkeit, da man zur Kühlung lediglich Wasser benötigt, das praktisch drucklos umgepumpt wird. Als weiterer Vorteil kommt hinzu, daß man ein derartiges "Abschirmblanket" problemlos in ein tritiumerzeugendes Brutblanket verwandeln kann, einfach dadurch, daß man in das Wasser ein Lithiumsalz hinzugibt /Gie 86/. Der Übergang von der Physik - zu Technologiephase ließe sich in dieser Hinsicht ohne Umbauarbeiten der NET-Maschine bewerkstelligen. Allerdings ist es mit diesem Blanket nicht möglich, eine Tritiumbrutrate von  $T > 1,0$  zu erreichen, da die effektive Neutronenmoderation im Wasser dafür sorgt, daß die  ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)t$ -Reaktion mit ihrer Reaktionsschwelle bei 3,5 MeV nicht zum Tragen kommen kann. Zwar ließe sich mit einem zusätzlichen Neutronenmultiplifier (Beryllium) das Brutvermögen deutlich erhöhen /Kü 87/, doch würde dies eine völlig andersartige technische Konzeption des Blankets erfordern. Für den Einsatz als "Treiberblanket" für NET wird andererseits kein "Netto-Tritiumbrüten" gefordert, da der Tritiumbedarf für den NET-Reaktor teilweise durch externe Zukäufe sichergestellt werden kann.

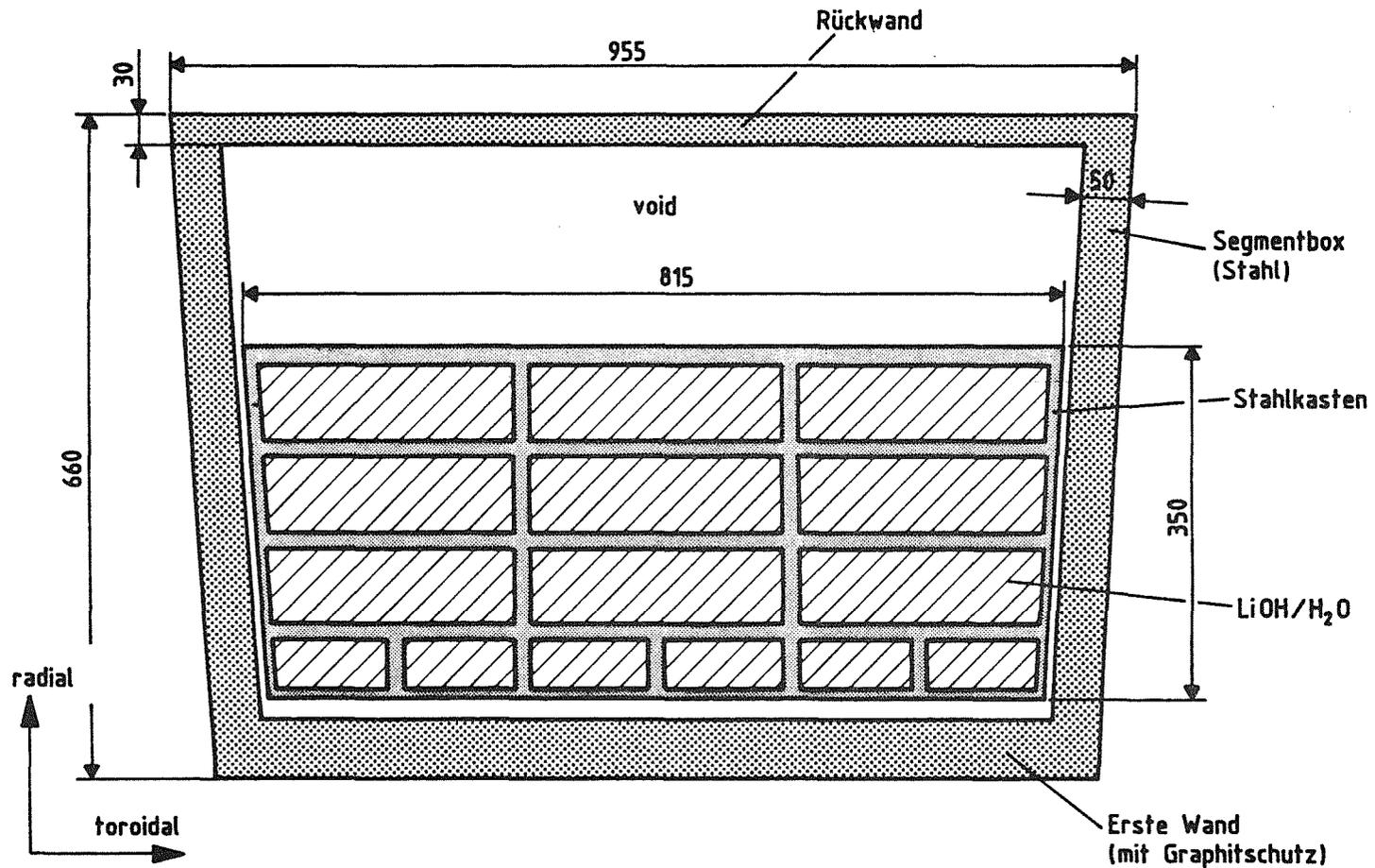


Abb. 4.1: Das wäßrige Lithiumsalzblanket: Radial-toroidaler Schnitt durch das äußere Segment in der Torusmittelebene

Eine Vielzahl von Lithiumsalzen käme grundsätzlich als Brutmaterial in Frage /Bog 87/, doch sind die meisten davon in wäßriger Lösung sehr aggressiv und korrodieren die Stahlwände, andere führen wiederum zu nicht akzeptablen Aktivierungsprodukten. Allen wäßrigen Lösungen gemeinsam ist das Problem der Radiolyse, die zu einer starken Wasserstoffgasbildung führen kann, sowie das Problem der Tritiumabtrennung aus großen Mengen von tritiumhaltigem Wasser. Für das KfK-Blanket wurde als Referenz das LiOH-Salz ausgewählt, da es nach den vorliegenden Erfahrungen am wenigsten zur Korrosion der Stahlwände neigt und trotz der geringen Löslichkeit von 11,3 Gewichtsprozenten LiOH (in einer Wasserlösung bei 28 °C) ein ausreichend hohes Brutvermögen aufweist /Kü 87/. Das wäßrige LiOH-Salzblanket wird entsprechend auch in dieser Arbeit benutzt. Dabei wird ein LiOH-Gehalt von 127 g pro Liter Lösung mit einer  $^6\text{Li}$ -Anreicherung von 60 % zugrunde gelegt.

#### 4.1.2 Das keramische Feststoffblanket

Brutmaterial ist das Lithiumorthosilikat  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$ , das in Form kleiner Kügelchen (mit einem Durchmesser von ca. 0,5 mm) benutzt wird, um zu große thermische Spannungen zu vermeiden /Dal 88, Dal 89/.  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$  weist mit  $0,55\text{ g/cm}^3$  eine hohe Lithiumdichte auf, die sogar jene von reinem Lithiummetall ( $\rho = 0,53\text{ g/cm}^3$ ) übertrifft. Darüberhinaus zeichnet sich  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$  durch eine hohe Tritiumbeweglichkeit aus, so daß das in den  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$ -Kügelchen erzeugte Tritium rasch zur Oberfläche diffundieren kann, wo es durch ein vorbeiströmendes Spülgas (Helium mit kleinen Wasserstoffbeimengungen) aufgenommen werden kann.

Die  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$ -Kügelchen befinden sich in Form einer Bettschüttung in den Spalten zwischen den in radialer Richtung angeordneten Berylliumplatten (Abb. 4.2). Der Neutronenmultiplier Beryllium wird hierbei benötigt, um die Neutronenverluste durch parasitäre Absorptionsreaktionen abzudecken: die  $^7\text{Li}(n, n'\alpha)t$ -Reaktionsrate ist im Falle der  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$ -Brutkeramik hierfür nicht ausreichend, da insbesondere inelastische Streuungen am Sauerstoff die Neutronen unter die Schwelle der  $^7\text{Li}(n, n'\alpha)t$ -Reaktion abbremsen, so daß diese nicht zum Tragen kommen kann. Um das Brutvermögen einer solchen Anordnung optimal auszuschöpfen, ist es erforderlich, große Mengen an Beryllium zu verwenden; das Optimum liegt bei einem Volumenverhältnis Beryllium / Brutkeramik von ca. 4 : 1 /Fi 88a/. Demzufolge besteht das keramische Feststoffblanket überwiegend aus Beryllium, so daß auch seine neutronenphysikalischen Eigenschaften dadurch bestimmt sind (Abschn. 4.2.2).

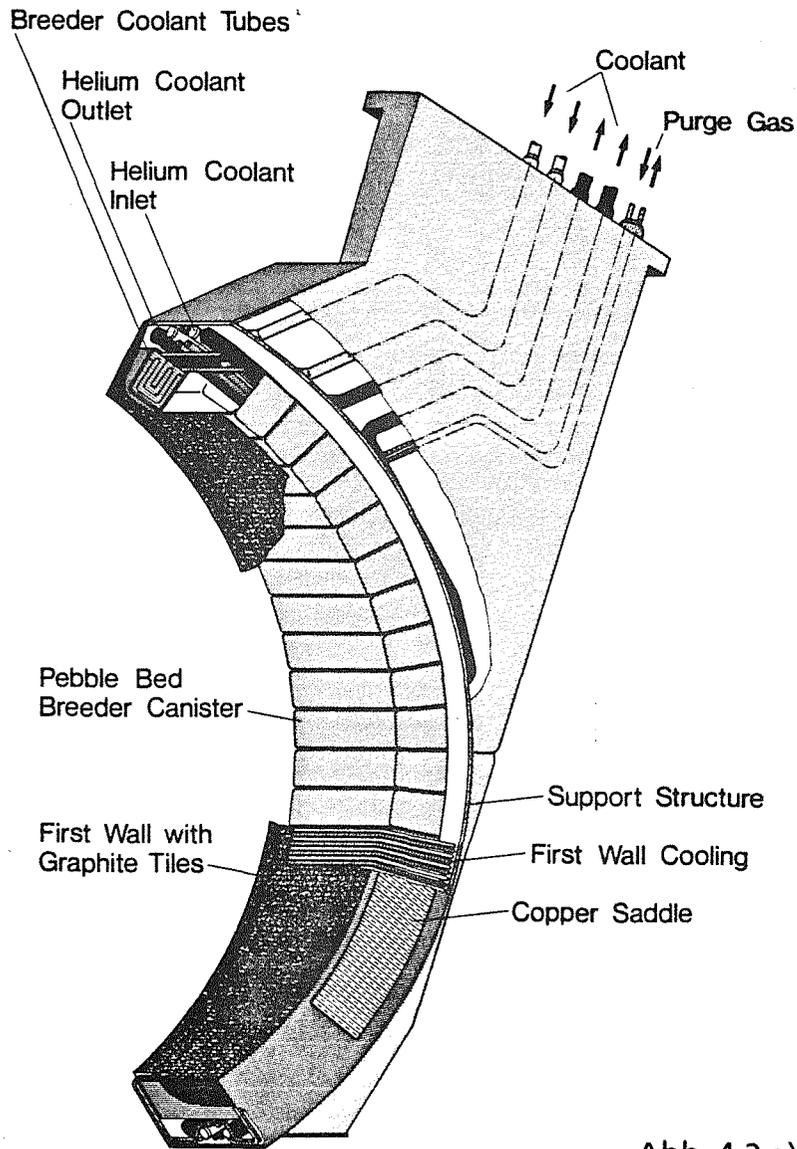


Abb. 4.2 a)

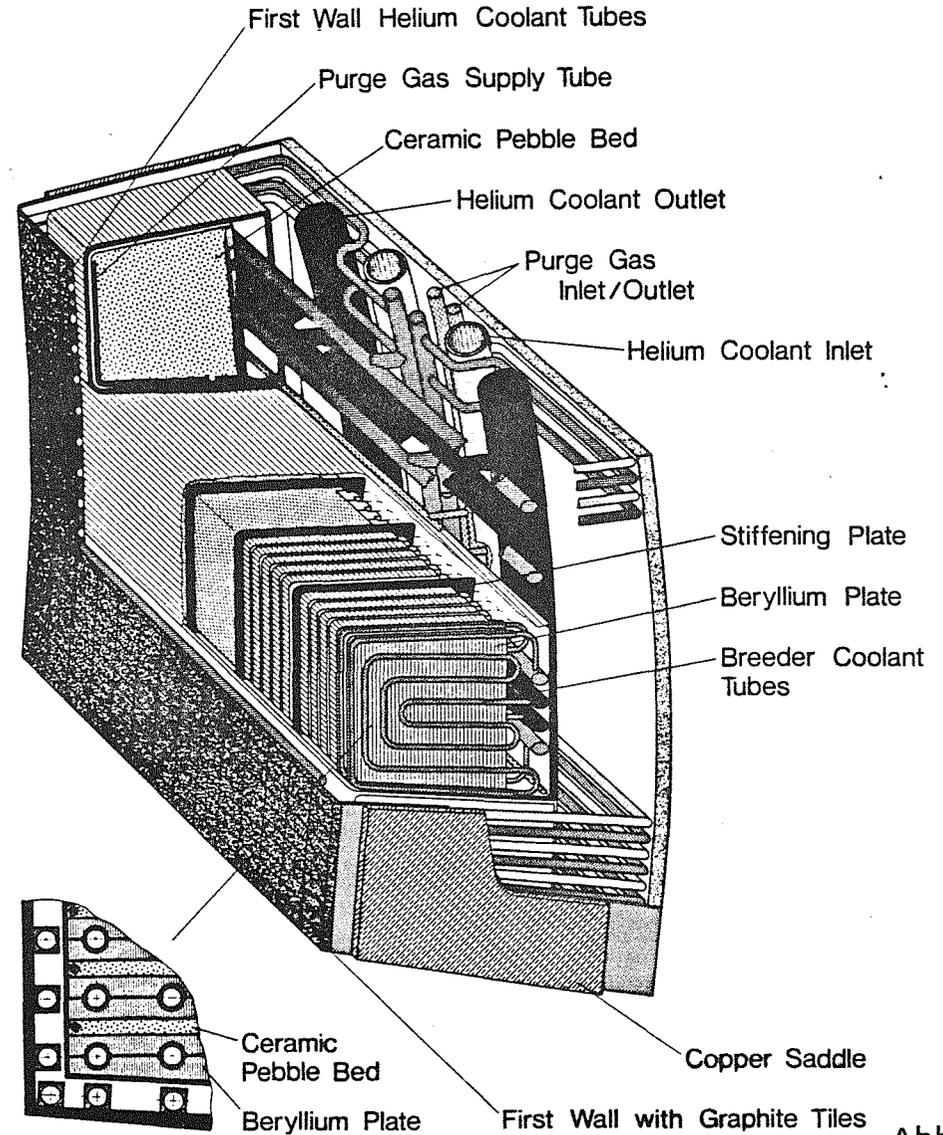


Abb. 4.2 b)

Abb. 4.2: Keramisches Feststoffblanket: a) äußeres Blanketsegment b) geöffneter Brutkanister mit Berylliumplatten und Kugelbettschüttung /Dal 88/

Neben seinen neutronenphysikalischen Eigenschaften weist Beryllium auch äußerst günstige Materialeigenschaften auf, die es für seinen Einsatz in einem Fusionsreaktorblanket eignen: es besitzt eine hohe Wärmeleitfähigkeit, einen hohen Schmelzpunkt, ist mechanisch und chemisch sehr beständig, und besitzt eine sehr kleine Massendichte. Nachteilig wirken sich aus: seine Toxizität, die insbesondere den Fabrikationsprozess erschweren, sein Schwellverhalten bei hohen Neutronenfluenzen, was für einen Testreaktor wie NET allerdings nicht von Bedeutung ist, wohl aber für einen Leistungsreaktor, sowie die beschränkten Weltressourcen, die zu hohen Kapitalkosten führen und insbesondere die kommerzielle Verwendung in späteren Leistungsreaktoren beeinträchtigen.

Das keramische Feststoffblanket wird durch Helium gekühlt, das bei einem Druck von 60 bar durch die radial-poloidal angeordneten Kühlschlangen strömt (vgl. Abb. 4.2). Die hohe Wärmeleitfähigkeit des Berylliums ermöglicht es dabei, die Heliumkühlrohre zwischen zwei, insgesamt 27 mm breiten Berylliumplattenhälften unterzubringen, so daß der nur 6 mm breite Keramikspalt von Kühlrohren frei bleiben kann, obgleich dort die Hauptwärmequelle (nämlich die  ${}^6\text{Li} (n, \alpha)t$ -Reaktion) lokalisiert ist. Die Keramikkügelchen können dadurch problemlos in den schmalen Keramikspalt eingebracht werden und bleiben dann auch in der fertigen Anordnung innerhalb der "Blanketkanister" (Abb. 4.2) beweglich; um zu verhindern, daß die Kügelchen aus den Spalten herausrutschen, ist vorgesehen, Stahlnetze an der Vorder- und Rückseite der Berylliumplattenanordnung anzubringen.

Wie aus Abb. 4.2 gut ersichtlich ist, wird diese Anordnung in geschlossenen Stahlkanistern untergebracht, die an der Rückwand eines Stahlgehäuses befestigt sind. Dieses Stahlgehäuse bildet einen geschlossenen Kasten, dessen Frontseite die erste Wand darstellt und das gesamte Blanketsegment aufnimmt. Die Anordnung übereinander gestapelter Kanister ermöglicht hierbei eine gute Plasmaabdeckung bei einem vernachlässigbaren Voidanteil. Das keramische Feststoffblanket besitzt daher das Potential für eine hohe Tritiumbrutrate.

#### 4.1.3 Das selbstgekühlte Flüssigmetallblanket

Die grundlegende Idee besteht bei diesem Konzept darin, ein zum Tritiumbrüten geeignetes Flüssigmetall - Lithium oder das Eutektikum Pb-17Li - auch als Kühlmittel zu verwenden. Dies macht es notwendig, das Flüssigmetall bei z.T. hohen Strömungsgeschwindigkeiten umzuwälzen, da es die Wärme in diesem Fall an

den Wärmeaustauscher abführen muß. Ein Flüssigmetall ist elektrisch leitend und unterliegt in einem Magnetfeld der Lorentzkraft, die dem Vektorprodukt aus Strömungsgeschwindigkeit und Magnetfeld proportional ist. Strömt das Flüssigmetall senkrecht zum Magnetfeld, so wird aufgrund der Lorentzkraft im Flüssigmetall eine Spannung induziert (Abb. 4.3); über leitfähige Kanalwände fließen dann kurzgeschlossene elektrische Ströme, auf deren Ladungsträger wiederum die Lorentzkraft einwirken kann, und zwar in der Weise, daß entsprechend der Lenz'schen Regel, die resultierende Kraft der ursächlichen Bewegung entgegenwirkt, diese also zu hemmen versucht. Daraus ergibt sich schließlich ein entlang des Strömungsweges auftretender magneto-hydrodynamischer (MHD) Druckverlust, der im praktisch wichtigen Fall "dünner leitender Wände" beispielsweise linear mit der Strömungsgeschwindigkeit, der Kanallänge und der Wanddicke zunimmt, aber quadratisch mit der Magnetfeldkomponente senkrecht zur Strömungsrichtung /Bar 89/. Daraus ergibt sich der für ein selbstgekühltes Flüssigmetallblanket wichtige Grundsatz: die Strömungsführung ist nach MHD-Gesichtspunkten zu optimieren.

Im vorliegenden Fall /Mal 88a, Mal 89/ hat dies zu einer Konzeption geführt, in der das Flüssigmetall im hinteren Blanketbereich in großvolumigen Kanälen in poloidaler Richtung von oben nach unten strömt, dort um  $180^\circ$  umgelenkt wird, im großvolumigen vorderen Kanal wieder nach oben strömt, dabei aber durch schräg angeordnete Leitbleche in den in toroidaler Richtung verlaufenden Frontkanal umgelenkt wird (Abb. 4.4). In den großvolumigen Kanälen strömt das Flüssigmetall mit kleiner Geschwindigkeit senkrecht zum Hauptmagnetfeld, das sich in toroidale Richtung erstreckt. Im Bereich der ersten Wand erfordert die dortige höhere Wärmequellichte aber größere Strömungsgeschwindigkeiten; um dabei die MHD-Druckverluste gering zu halten wird die poloidale Strömungsrichtung in die toroidale Richtung umgelenkt, so daß das Flüssigmetall im Frontkanal parallel zum Hauptmagnetfeld strömt. Die poloidale Strömungsrichtung mit einfacher Umlenkung ergibt sich für dieses Konzept aus den NET-Randbedingungen: der Kühlmittlein- und austritt ist am oberen Ende des Blanketsegmentes vorgesehen. Tatsächlich reicht auch eine auf diese Weise optimierte Strömungsführung nicht aus, um die MHD-Druckverluste hinreichend klein zu halten. Hierzu müßten vielmehr auch die Kanalwände elektrisch isoliert werden. Eine auf den Kanalwänden aufgebrachte elektrische Isolierschicht müßte jedoch über die gesamte Lebensdauer des Blankets Bestand haben; dies kann gegenwärtig nicht gewährleistet werden. Das für NET vorgeschlagene KfK-Konzept eines selbstgekühlten Flüssigmetallblankets sieht deswegen die Verwendung neuartiger "Strömungskanaleinsätze" vor, in denen sich die isolierende Keramik-

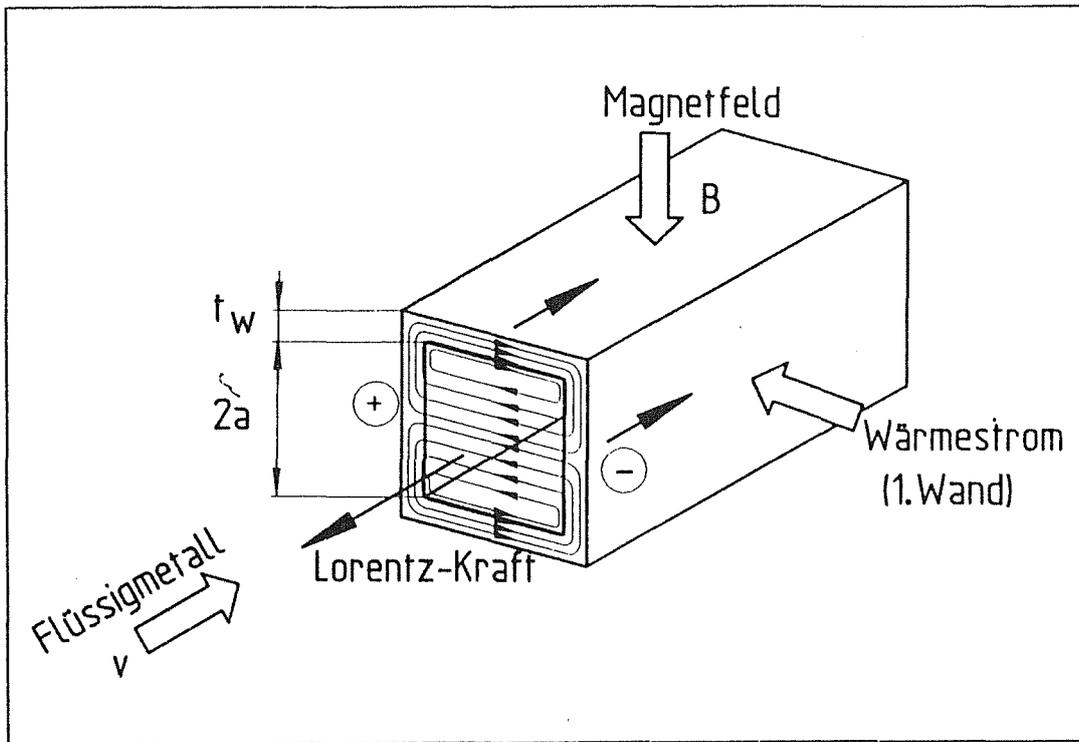


Abb. 4.3: Magneto hydrodynamik des selbstgekühlten Flüssigmetallblankets /Bar 89/

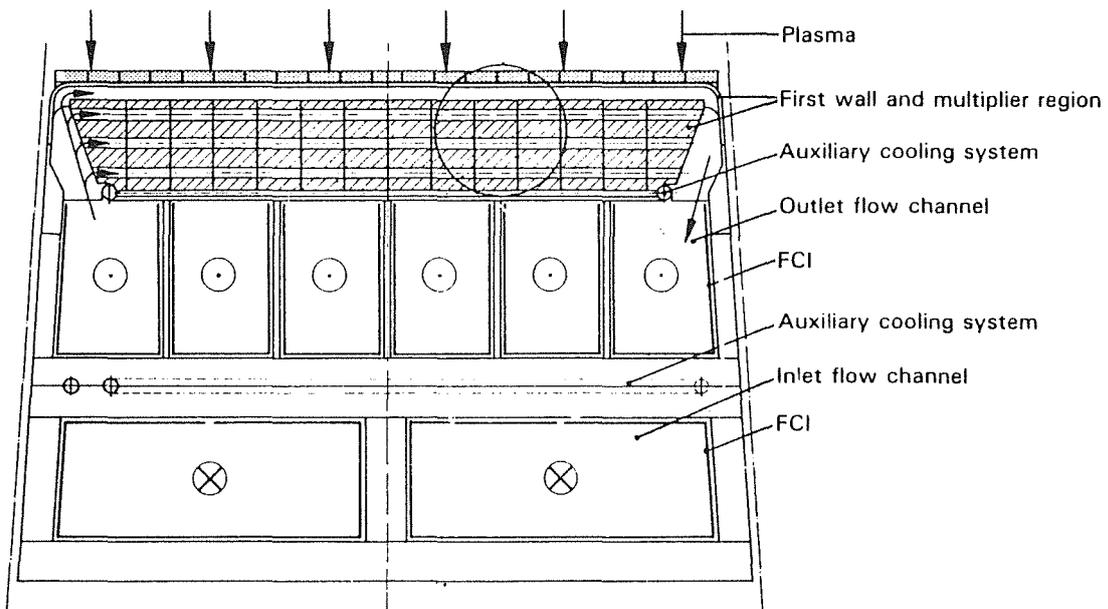


Abb. 4.4: Selbstgekühltes Flüssigmetallblanket: Radial-toroidaler Schnitt durch ein äußeres Segment in der Torusmittelebene /Mal 88/

schicht in einer schützenden Blechumhüllung befindet (Mal 88a, Mal 89); diese Einsätze können lose in die Strömungskanäle eingeführt werden und verhindern große Kurzschlußströme durch die Stahlwände.

Der konstruktive Aufbau des selbstgekühlten Flüssigmetallblankets ist sehr einfach: ein Blanketsegment besteht aus einer einzigen kastenförmigen Einheit (Abb. 4.4) mit großvolumigen Kanälen, die alle mit Flüssigmetall aufgefüllt sind, so daß kein Hohlraum entsteht. Das selbstgekühlte Flüssigmetallblanket besitzt aufgrund seiner technischen Konzeption ein hohes Brutpotential, so daß sich eine neutronenphysikalische Optimierung hierfür erübrigt. Allerdings benötigt das selbstgekühlte Flüssigmetallblanket eine vergleichsweise große Blankettiefe, um sein Brutpotential auch auszuschöpfen (s. Abschn. 5.8).

Als Brut- bzw. Kühlmaterial kommt sowohl Lithiummetall als auch das Eutektikum Pb-17Li in Frage; der technische Aufbau des Flüssigmetallblankets bleibt hiervon unberührt. In der neutronenphysikalischen Rechnung etwa können Pb-17Li und Lithium entsprechend den betreffenden Volumenanteilen einfach ausgetauscht werden. Als Referenzlösung sieht der KfK-Entwurf jedoch Pb-17Li vor, da Lithium aus sicherheitstechnischen Gründen für NET nicht zugelassen ist. Lithium besitzt gegenüber Pb-17Li jedoch einige Materialeigenschaften, die die Thermohydraulik des Blankets begünstigen und insbesondere für ein DEMO-Blanket geeignet sind: es besitzt eine größere Wärmekapazität und eine höhere Wärmeleitfähigkeit, einen niedrigeren Schmelzpunkt und eine bedeutend kleinere Massendichte. Nachteilig kann sich die hohe Tritiumlöslichkeit in Lithium auswirken, die einerseits ein sehr effizientes Tritiumextraktionsverfahren erforderlich macht, andererseits aber auch zu äußerst geringen Tritiumpermeationsverlusten führt. In dieser Arbeit sollen beide Flüssigmetallvarianten, Pb-17Li und Lithium benutzt werden, da sich das neutronenphysikalische Verhalten des Flüssigmetallblankets dadurch grundsätzlich ändert.

## 4.2 Kernphysikalische Charakteristika

Die im Blanket primär angestrebte Kernreaktion ist die der Tritiumerzeugung gemäß  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{t}$  bzw.  ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)\text{t}$ , wobei die letztere Reaktion nur von untergeordneter Bedeutung ist (s. unten: Li-Flüssigkeitsblanket). Da der Wirkungsquerschnitt der  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{t}$ -Reaktion einen  $1/v$ -Verlauf, also eine Zunahme mit abnehmender Neutronengeschwindigkeit bzw. -energie, mit einer Resonanz bei ca.

0,25 MeV aufweist (Abb. 4.5), ist es günstig, die 14-MeV-Quellneutronen auf niedrigere Energien abzubremsen. Dies kann durch elastische und inelastische Streuprozesse erfolgen. Dabei kommt es auch zu parasitären Neutronenabsorptionen: dies sind überwiegend  $(n,\gamma)$ -,  $(n,p)$ -,  $(n,\alpha)$ -Reaktionen am Strukturmaterial des Blankets und der Abschirmkomponenten. Zur Abdeckung dieser Neutronenverluste bedarf es neutronenvermehrender Reaktionen vom Typ  $(n, xn)$ , damit pro  $(d, t)$ -Quellneutron ein Triton erzeugt werden kann. Für 14-MeV-Neutronen kommen hierzu nur  $(n, 2n)$ -Reaktionen, oder aber die  ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)t$ -Reaktion in Frage, da diese ein Triton erzeugt ohne ein Neutron zu konsumieren. Die hinreichend starke Ausnutzung der  ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)t$ -Reaktion ist praktisch nur im Flüssigmetallblanket mit reinem Lithium als Brutmaterial und Kühlmittel möglich, da der Wirkungsquerschnitt dieser endothermen Reaktion, deren Schwelle bei 3,5 MeV liegt, durchweg sehr niedrig ist (Abb. 4.6), so daß bei Anwesenheit weiterer Materialien in entsprechender Konzentration (etwa bei Li-Verbindungen oder einem anderen Kühlmittel) die  ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)t$ -Reaktion nicht in ausreichend hoher Zahl stattfinden kann.

Zur Neutronenvermehrung mittels  $(n, 2n)$ -Reaktionen bedarf es jedoch der Verwendung spezieller Neutronenmultiplikatoren, die für 14-MeV-Neutronen eine hohe  $(n, 2n)$ -Reaktionsrate bei einem über den ganzen Energiebereich kleinen Absorptionsquerschnitt aufweisen müssen. Praktisch nur Beryllium und Blei kommen hierfür in Frage /Abd 82/. Aufgrund der niedrigen Reaktionsschwelle (1,85 MeV gegenüber ca. 7 MeV, s. Abb. 4.7) läßt sich mit Beryllium - trotz des kleineren Wirkungsquerschnitts - eine höhere Neutronenmultiplikation erzielen als mit Blei. Aus diesem Grund und aufgrund seiner außergewöhnlichen Materialeigenschaften /Fi 88a/ wird Beryllium praktisch ausschließlich als Neutronenmultiplikator benutzt, während Blei nur in dem Eutektikum Pb-17Li Verwendung findet.

Die neutronenvermehrenden  $(n, 2n)$ -Reaktionen, wie auch die neutronenerhaltende  ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)t$ -Reaktion, überführen hochenergetische in energieärmere Neutronen und können folglich als Moderationsprozesse aufgefaßt werden: beide Reaktionstypen zählen zur inelastischen Streuung. Die emittierten Neutronen besitzen aber immer noch vergleichsweise hohe Energien im MeV-Bereich (vgl. hierzu z.B. das Emissionsspektrum für Pb, Abb. 4.8): das typische Emissionsspektrum, das sich auch noch in den Neutronenspektren im Blanket zeigt (Abschn. 5.6), hat ein Maximum bei ca. 1 MeV. Eine weitere Moderation durch elastische Streuprozesse ist daher zur Erhöhung der  ${}^6\text{Li}(n,\alpha)t$ -Reaktionsrate günstig. Tatsächlich tritt die  $(n, 2n)$ -Reaktion in Konkurrenz zur elastischen Streu-

ung, die im Blanket die weitaus häufigste Kernreaktion darstellt: für alle relevanten Materialien ( ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ , Be, Pb u.v.a.m.) dominiert im hohen Energiebereich ( $E > 0,1 \text{ MeV}$ ) der elastische Streuquerschnitt die Wirkungsquerschnitte der konkurrierenden Kernreaktionen (vgl. Abb. 4.5, 4.6 sowie 4.9, 4.10). Mit Ausnahme der ausgesprochenen Neutronenabsorber (wie  ${}^6\text{Li}$ ) gilt dies für die meisten Materialien auch über den ganzen Energiebereich. Es ist daher nicht überraschend, daß das neutronenphysikalische Verhalten eines Blankettyps wesentlich von den im Blanket ablaufenden elastischen Streuprozessen geprägt wird. Dies wird im folgenden für die in dieser Arbeit behandelten Blanketvarianten näher ausgeführt.

#### 4.2.1 Das wäßrige LiOH-Blanket

Beim wäßrigen LiOH-Blanket verzichtet man auf einen Neutronenmultiplier und damit auf die Möglichkeit eines "Netto-Tritiumbrütens", sein Vorteil besteht vielmehr in seiner technischen Einfachheit und seiner Verwendungsmöglichkeit als "Treiberblanket" mit minimalem technischen Risiko (Abschn. 4.1). Eine Neutronenmultiplikation in bescheidenem Umfang kann nur am Strukturmaterial (Fe, Cr, Ni) im vorderen Blanketbereich stattfinden.

Das wäßrige LiOH-Blanket wird folglich geprägt durch seinen hohen Wassergehalt und dem daraus resultierenden hohen Moderationsvermögen: die elastische Streuung am Wasserstoff mit ihrem optimalen Moderationseffekt (hoher Energieverlust pro Stoß) ist der dominierende Prozess in diesem Blanket. Es genügen im Mittel 10 Stöße mit einem Wasserstoffkern, um ein 14-MeV-Neutron auf 1KeV abzubremesen und 16 Stöße, um es auf 1eV abzubremesen. Es ist daher zu erwarten, daß die 14-MeV-Neutronen im wäßrigen LiOH-Blanket rasch auf thermische Energien abgebremst und dort schließlich in  ${}^6\text{Li}$  absorbiert werden. Die parasitäre Absorption im Strukturmaterial wird vergleichsweise niedrig sein, da der hierfür sensitive Energiebereich infolge des hohen Energieverlustes pro Stoß rasch überwunden wird. Aufgrund des hohen Moderationsvermögens ist auch zu erwarten, daß das wäßrige LiOH-Blanket mit einer vergleichsweise geringen Blankettiefe auskommt. Tatsächlich liegt der elastische Streuquerschnitt von Wasserstoff über einen weiten Energiebereich bei ca. 20 barn, die entsprechende mittlere freie Weglänge betrüge im LiOH-Blanket nur ca. 0,8 cm. Doch fällt der Streuquerschnitt im hohen Energiebereich (ab etwa 100 KeV bis 14 MeV) um ca. 2 Größenordnungen ab. Die erstmalige Abbremsung der 14-MeV-Neutronen er-

folgt deshalb durch inelastische Streuprozesse am Sauerstoff und am Strukturmaterial sowie durch elastische Streuprozesse an der Graphitschutzschicht der ersten Wand, so daß die mittlere freie Weglänge entsprechend größer wird (vgl. Abschn. 5.6).

#### 4.2.2 Das keramische Feststoffblanket mit Beryllium-Multiplier

Bei Verwendung keramischer Brutstoffe wird ein Neutronenmultiplier benötigt, um eine ausreichend hohe Tritiumbrutrate zu erreichen, da die  ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)$ -Reaktion durch die auftretenden Konkurrenzreaktionen (z.B. inelastische Streuprozesse am Sauerstoff) praktisch unterdrückt wird. Abgesehen von spaltbaren Materialien besitzt Beryllium aufgrund seiner außerordentlich niedrigen  $(n, 2n)$ -Reaktionsschwelle das höchste Multiplikationsvermögen für 14-MeV-Neutronen: im idealen Falle einer reinen Berylliumanordnung läßt sich eine Neutronenmultiplikation von  $M > 2$  erreichen. Darüberhinaus weist Beryllium äußerst günstige Materialeigenschaften auf, die seine Verwendung als Werkstoff in Fusionsreaktorblankets begünstigen (s. Abschn. 4.1 oben). Für ein optimales Tritiumbrüten sind allerdings große Mengen an Beryllium erforderlich: Beryllium beansprucht typischerweise 80 - 90% des dem Brutstoff zur Verfügung stehenden Volumens /Fi 88a/. Damit wird das neutronenphysikalische Verhalten des keramischen Blankets weniger durch den Brutstoff ( $\text{Li}_4\text{SiO}_4$ , s. Abschn. 4.1), als vielmehr durch den Neutronenmultiplier Beryllium geprägt.

Der Vergleich der Wirkungsquerschnitte (Abb. 4.10) zeigt, daß für Beryllium wiederum die elastische Streuung der dominante Wechselwirkungsprozess darstellt. Der  $(n, 2n)$ -Wirkungsquerschnitt ist mit ca. 0,5 barn (oberhalb ca. 2 MeV) nur halb so groß wie der elastische Streuquerschnitt, mithin ist die Wahrscheinlichkeit für einen elastischen Stoß doppelt so groß wie für eine  $(n, 2n)$ -Reaktion. Zur Abbremsung eines 14-MeV-Neutrons unter die  $(n, 2n)$ -Reaktionsschwelle von 1,85 MeV sind aber im Mittel 10 elastische Stöße notwendig, so daß im idealen Fall mehrere  $(n, 2n)$ -Reaktionen pro Quellneutron möglich sind (bei einer  $(n, 2n)$ -Reaktionsschwelle von 7 MeV, wie sie für alle Materialien mit Ausnahme von Beryllium typisch ist, wären im Mittel nur 3 elastische Stöße nötig, um ein 14-MeV-Neutron unter diese Schwelle abzubremsen; es ist offensichtlich, wie groß die Bedeutung der niedrigen  $(n, 2n)$ -Reaktionsschwelle von Beryllium für dessen Multiplikationsvermögen ist, dies schon im idealen Fall einer reinen Berylliumanordnung. Im realistischen Fall kommen noch Konkurrenzreaktionen hinzu, die

ebenso für eine Abbremsung der 14-MeV-Neutronen unter die (n, 2n)-Reaktionsschwelle sorgen können).

Unterhalb der (n, 2n)-Reaktionsschwelle kommt es im Beryllium praktisch nur zu elastischen Streuprozessen, die zur weiteren Abbremsung der Neutronen führen. Der mittlere Energieverlust pro Stoß ist für Beryllium wesentlich kleiner als für Wasserstoff (das mittlere logarithmische Energiedekrement beträgt 1,0 für Wasserstoff und 0,206 für Beryllium), so daß der Abbremsprozeß in mehreren Schritten, also durch sukzessive elastische Stöße, erfolgt. Mit jedem Stoß wächst aber die Wahrscheinlichkeit, daß das Neutron in  ${}^6\text{Li}$  absorbiert wird ( $1/v$ -Verlauf des (n, $\alpha$ )-Wirkungsquerschnittes, s. Abb. 4.5). Folglich kann es im keramischen Blanket nicht zu einer nennenswerten Tritiumproduktion im thermischen Energiebereich kommen, wie dies beim wäßrigen LiOH-Blanket der Fall ist (vgl. hierzu Abschn. 5.7).

#### 4.2.3 Das selbstgekühlte Flüssigmetallblanket mit Pb-17Li

Das Eutektikum Pb-17Li wurde schon in früheren Fusionsreaktorstudien als Brutmaterial benutzt (z.B. /NUW 79/, /WIT 80/), da es aufgrund seiner fast idealen Kombination des Neutronenmultipliers Pb mit dem Brutstoff Li ein hohes Brutvermögen versprach und aus sicherheitstechnischer Sicht (im Gegensatz zu flüssigem Li-Metall) unbedenklich erschien. Tatsächlich ist für die NET-Blanketentwicklung aus sicherheitstechnischen Erwägungen allein Pb-17Li als Flüssigmetall zugelassen.

Das neutronenphysikalische Verfahren des Pb-17Li-Flüssigmetallblankets wird durch den Neutronenmultiplier Pb geprägt, der nicht nur einen Großteil des dem Flüssigmetall zur Verfügung stehenden Volumens einnimmt, sondern darüber hinaus einen vergleichsweise hohen totalen Wirkungsquerschnitt aufweist (Abb. 4.11), der insbesondere im hochenergetischen Bereich ( $E > 1$  MeV) die Wirkungsquerschnitte aller anderen Materialien bei weitem übertrifft. Der dominierende Wechselwirkungsprozeß ist wiederum die elastische Streuung (s. Abb. 4.9), mit der die (n, 2n)-Reaktion im hohen Energiebereich konkurriert. Der (n, 2n)-Wirkungsquerschnitt liegt im Energiebereich oberhalb 10 MeV mit ca. 2.0 barn sehr hoch; der elastische Streuquerschnitt liegt mit ca. 3 barn nur unwesentlich höher. Eine (n, 2n)-Reaktion und ein elastischer Stoß sind für ein 14-MeV-Neutron mithin nahezu gleich wahrscheinlich. Dies und die Tatsache, daß einem Neutron in

Neutron in einem elastischen Stoß mit einem Pb-Kern aufgrund seiner großen Masse vergleichsweise wenig Energie entzogen wird (das mittlere logarithmische Energiedekrement ist mit  $9,62 \cdot 10^{-3}$  um den Faktor 100 kleiner als beim Wasserstoff) ermöglicht eine ausreichend hohe Neutronenmultiplikation, obgleich die (n, 2n)-Reaktionsschwelle mit ca. 7 MeV so hoch liegt, daß eine Neutronenmultiplikation von  $M > 2$  (was ja 2 sukzessive (n, 2n)-Reaktionen erfordern würde, da die (n, 3n) Reaktionsschwelle oberhalb der Energie der Quellneutronen liegt) ausgeschlossen ist.

Unterhalb der (n, 2n)-Reaktionsschwelle finden im Blei praktisch ausschließlich elastische Streuprozesse statt. Da der elastische Streuquerschnitt von Pb im hochenergetischen Bereich die Wirkungsquerschnitte aller Konkurrenzreaktionen der im Blanket befindlichen Materialien dominiert, und der Energieverlust pro Stoß für eine Neutron nahezu vernachlässigbar gering ist, kommt es zu einer Vielzahl von elastischen Stößen der hochenergetischen Neutronen mit den Pb-Kernen, bevor diese soweit abgebremst sind, daß sie in der 0,25-MeV-Resonanz von  ${}^6\text{Li}$  oder aber im Strukturmaterial absorbiert werden. Es ist dieses Verhalten, das das Pb-17Li-Flüssigmetallblanket prägt und sich letztendlich nachteilig auf sein Brutvermögen auswirkt (vgl. Abschn. 5.6): sein hohes Reflexions- und sein geringes Moderationsvermögen.

#### 4.2.4 Das selbstgekühlte Flüssigmetallblanket mit Lithium

Flüssiges Lithiummetall ist aus neutronenphysikalischer Sicht ein idealer Brutstoff: es besteht lediglich aus den beiden Isotopen  ${}^6\text{Li}$  und  ${}^7\text{Li}$ , die beide in neutronenabsorbierenden Reaktionen Tritium produzieren, ansonsten aber keine nennenswerten neutronenabsorbierenden Reaktionen aufweisen. Die Tritiumproduktionsreaktion von  ${}^7\text{Li}$  liefert zusätzlich ein Neutron, das zur Deckung der Neutronenverluste durch parasitäre Absorptionen im Strukturmaterial ausgenutzt werden kann. Es ist somit grundsätzlich möglich, ohne die Verwendung eines zusätzlichen Neutronenmultipliers mit dem Li-Flüssigmetallblanket ein "Netto-Tritiumbrüten" zu erreichen. Flüssiges Li-Metall war in den anfänglichen Fusionsreaktorstudien daher auch die erste Wahl für den Brutstoff /UW 74/ und wurde zwischenzeitlich lediglich aus sicherheitstechnischen Erwägungen zurückgestellt.

Charakteristisch für das Li-Flüssigmetallblanket ist der im hohen Energiebereich niedrige Wirkungsquerschnitt der Li-Isotope (Abb. 4.5, 4.6). Der Wirkungsquerschnitt der  ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)t$ -Reaktion weist bei ca. 3,5 MeV eine Reaktionsschwelle auf und erreicht bei ca. 5 MeV seinen maximalen Wert von etwa 0,4 barn (Abb. 4.6). Der elastische Streuquerschnitt ist um den Faktor 3 bis 4 größer, so daß auf eine  $(n, n'\alpha)$ -Reaktion im Mittel 3 bis 4 elastische Stöße kommen. Da aber im Mittel 5 - 6 elastische Stöße mit  ${}^7\text{Li}$  benötigt werden, um ein 14-MeV-Neutron unter 3,5 MeV abzubremesen, kann die  ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)t$ -Reaktion bei günstigen Verhältnissen in ausreichendem Umfang stattfinden.

Unter realistischen Bedingungen ist es mit dem Li-Flüssigmetallblanket deshalb grundsätzlich möglich, eine globale Tritiumbrutrate  $T > 1,0$  und damit ein "Netto-Tritiumbrüten" zu erreichen, sofern das zur Verfügung stehende Blanketvolumen, insbesondere die Blankettiefe, nur ausreichend ist (vgl. Abschn. 5.8). Dieses günstige Verhalten beruht wesentlich auf den guten Moderations- und Reflexionseigenschaften des Li-Metalls. Aufgrund der niedrigen Streuquerschnitte der Li-Isotope (Abb. 4.5 u. 4.6) kommt es - verglichen mit Pb- ${}^{17}\text{Li}$  - zu einer geringeren Anzahl von elastischen Stößen, die aber aufgrund des größeren Energieverlustes pro Stoß (das mittlere logarithmische Energiedekrement ist mit 0,26 für  ${}^7\text{Li}$  ca. 27 mal größer als für Pb) schon nach wenigen Stößen in den Bereich der Resonanz der  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$ -Reaktion führen. Der niedrige elastische Streuquerschnitt im hohen Energiebereich ist mithin verantwortlich dafür, daß die Ausstreuerungen in nicht-brütende Reaktorkomponenten vergleichsweise gering ausfallen, aber auch dafür, daß die mittlere freie Weglänge im Li-Flüssigmetallblanket mit 20 - 25 cm vergleichsweise groß ist, was wiederum eine große Blankettiefe erforderlich macht.

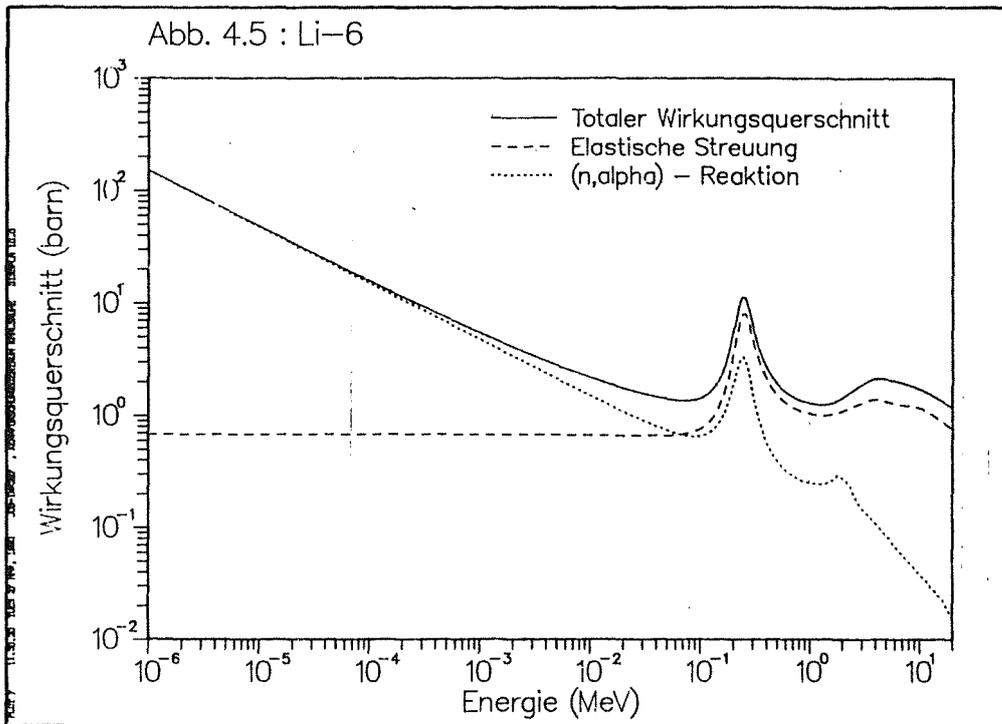


Abb. 4.5: Neutronenwirkungsquerschnitte für  ${}^6\text{Li}$

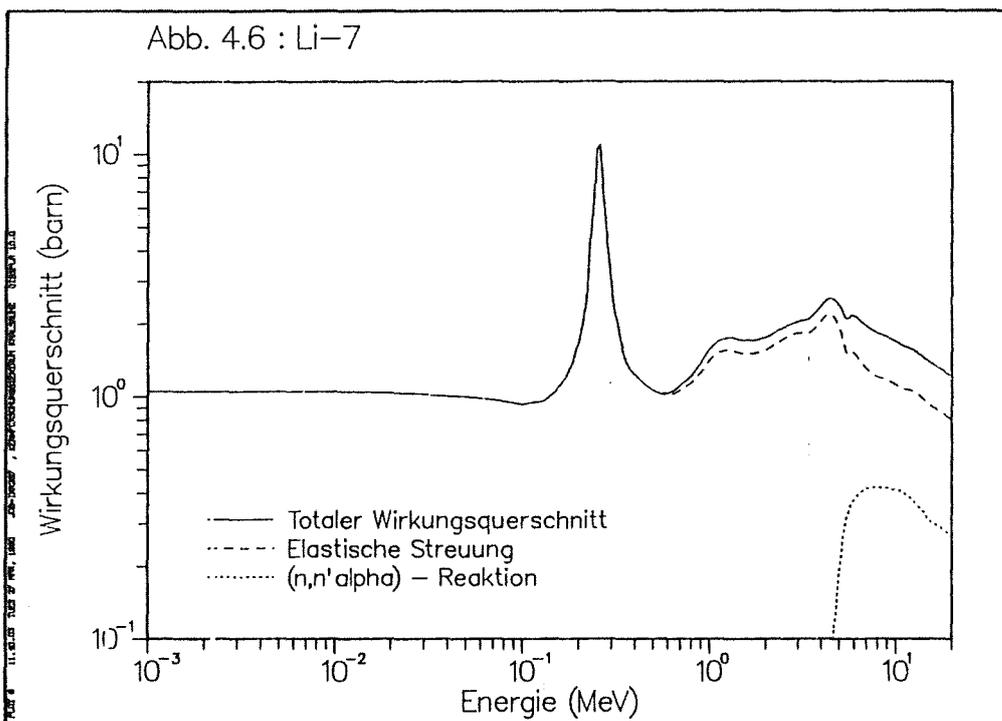


Abb. 4.6: Neutronenwirkungsquerschnitte für  ${}^7\text{Li}$

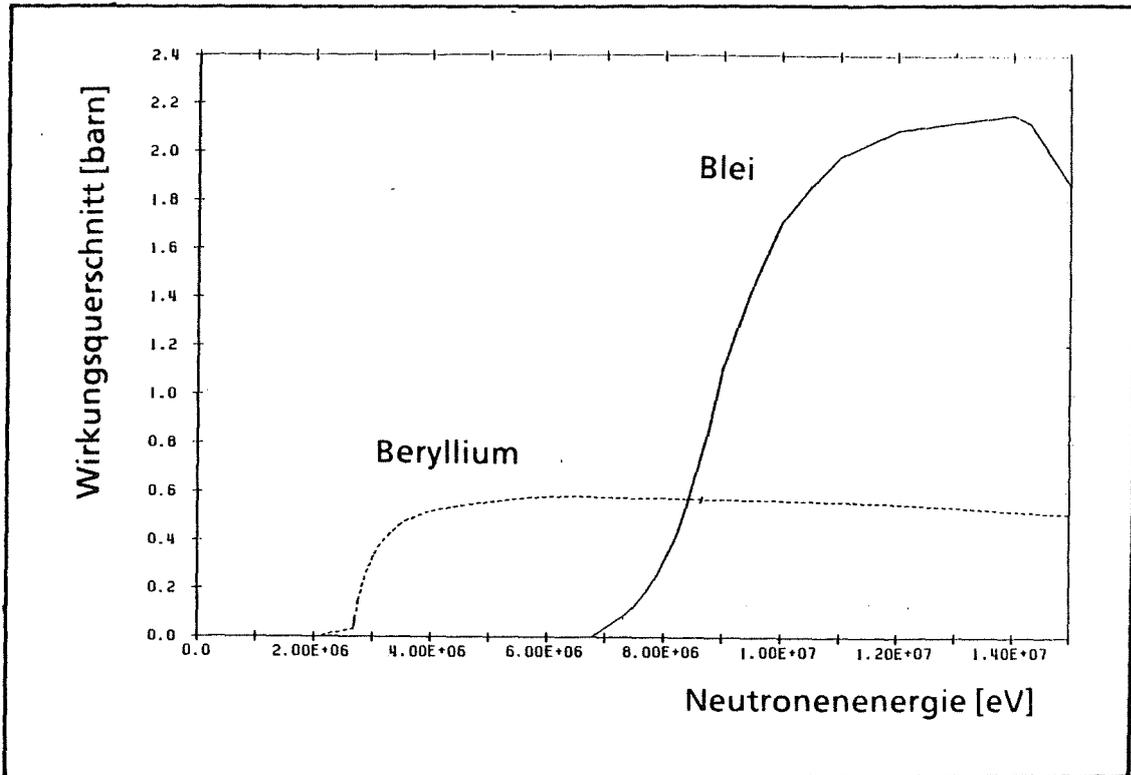


Abb. 4.7: (n, 2n)-Wirkungsquerschnitte für Beryllium und Blei

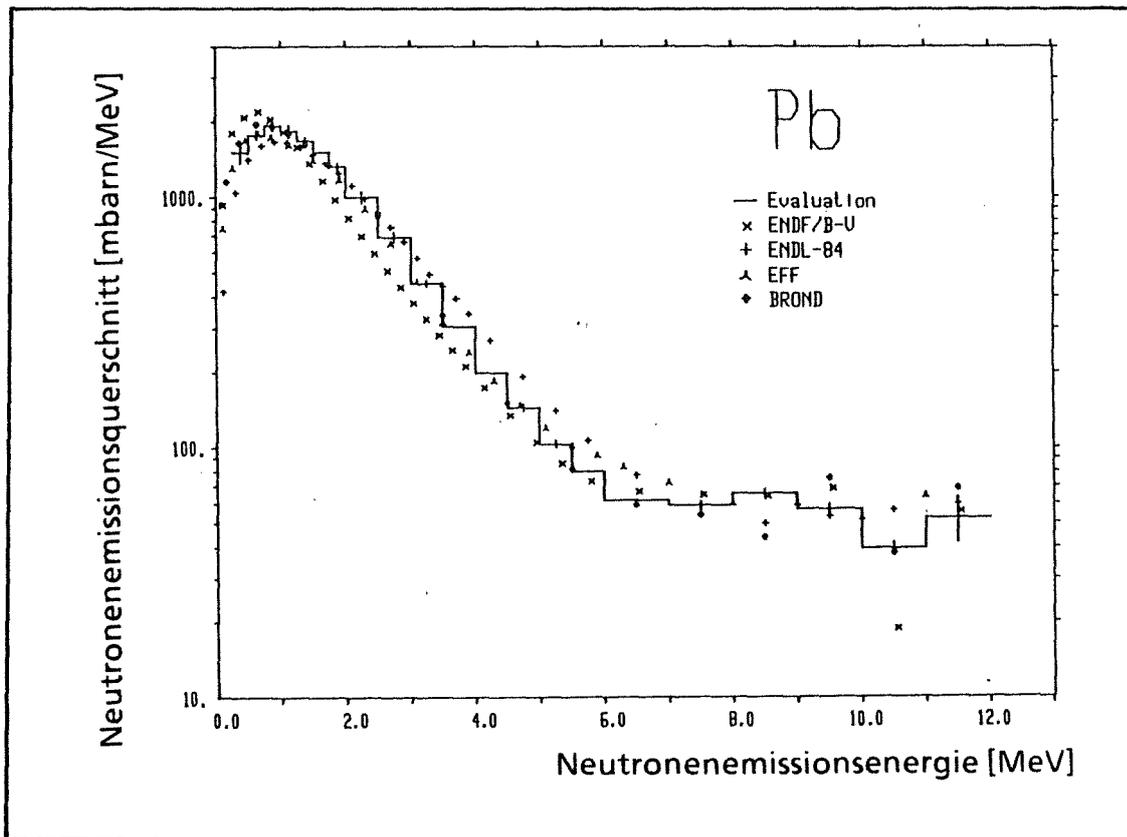


Abb. 4.8: Neutronenemissionsspektrum von Blei /Pav 88/

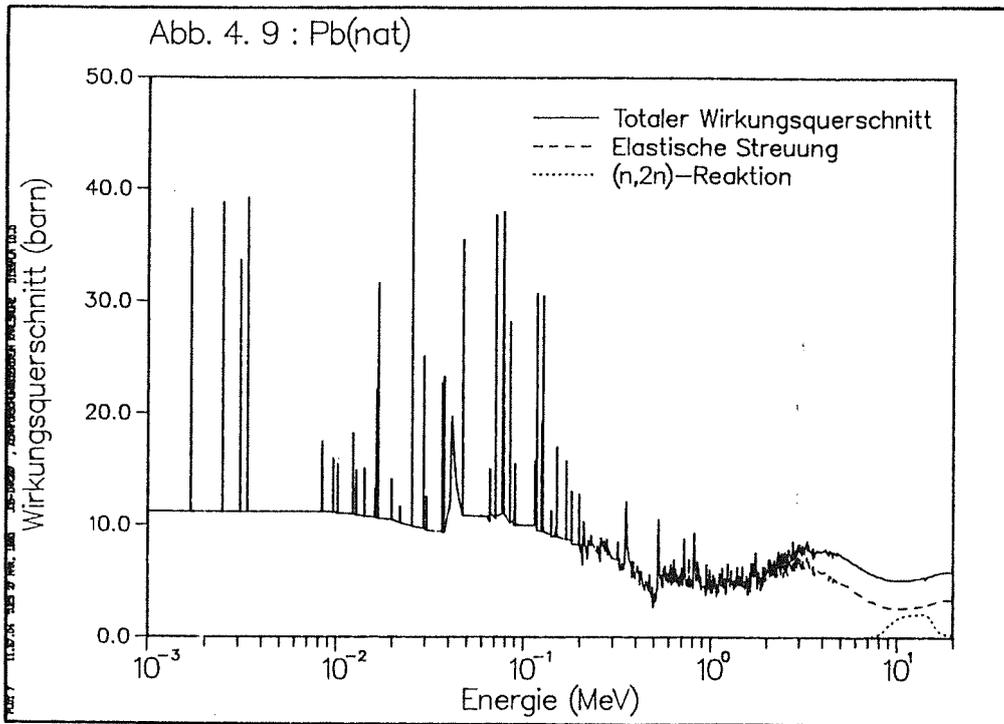


Abb. 4.9: Neutronenwirkungsquerschnitte für Blei

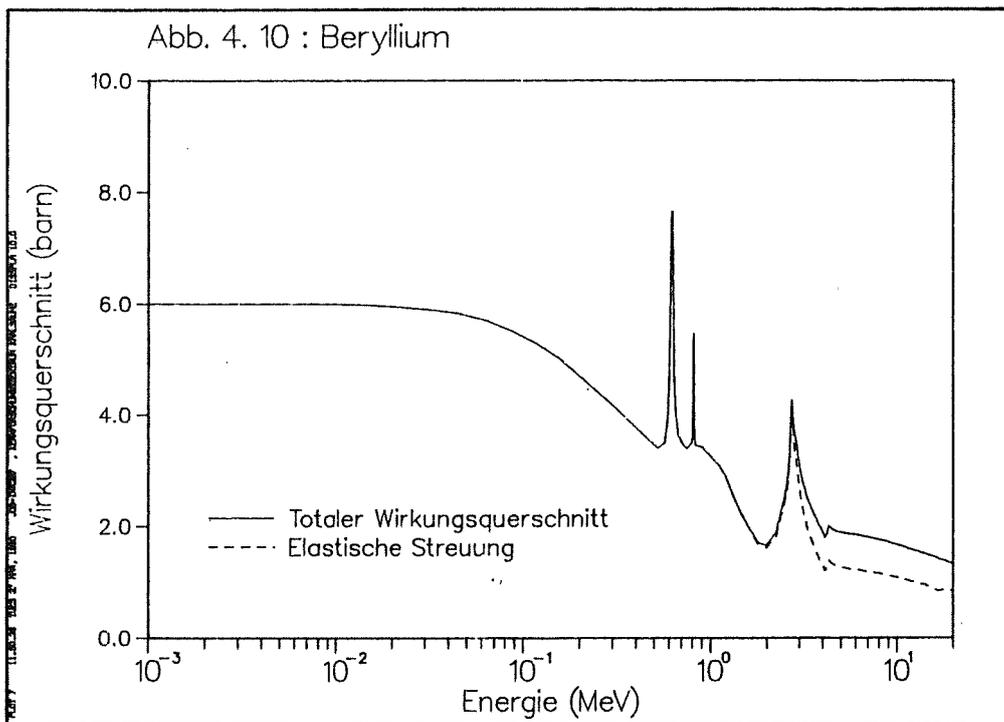


Abb. 4.10: Neutronenwirkungsquerschnitte für Beryllium

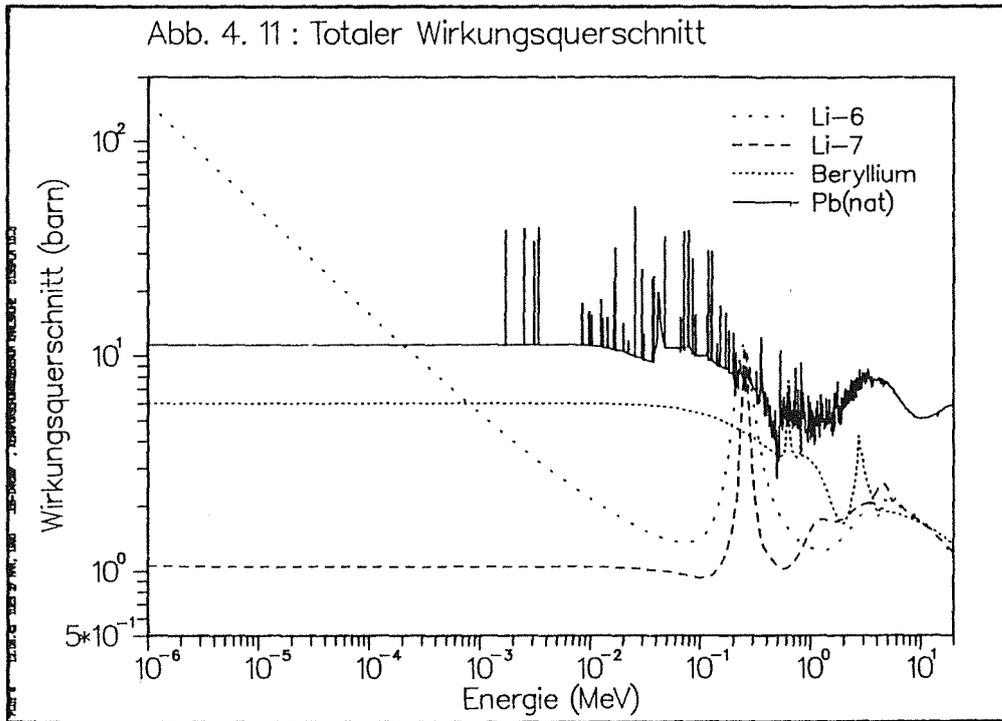


Abb. 4.11: Totale Neutronenwirkungsquerschnitte im Vergleich

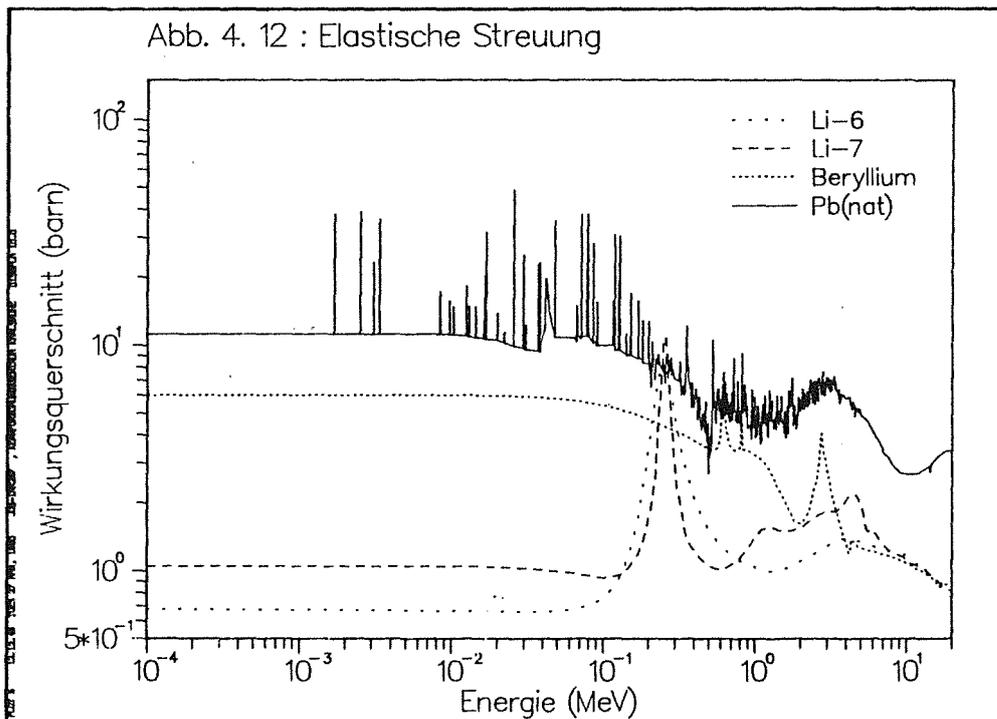


Abb. 4.12: Elastische Streuquerschnitte im Vergleich

## 5. Dreidimensionale neutronenphysikalische Behandlung eines Torussektors

### 5.1 Geometrische Darstellung eines Torussektors

Der NET-Reaktor setzt sich aus 16 toroidal angeordneten Blanketsektoren zusammen. Jeder Sektor enthält 3 innere ("inboard") und 3 äußere ("outboard") Blanketsegmente (vgl. Abschn. 3). Ein inneres und ein äußeres Blanketsegment definieren einen Torussektor von  $360^\circ / (3 \cdot 16) = 7,5^\circ$ . Für den Fall, daß alle Sektoren mit dem gleichen Blanket ausgestattet sind, der Reaktor also mit einem einheitlichen Blanket bestückt ist, kann die neutronenphysikalische Behandlung auf einen Torussektor von  $7,5^\circ$  beschränkt werden. Aufgrund der toroidalen Symmetrie genügt es darüberhinaus, einen Torussektor von  $7,5/2^\circ$  zu behandeln. An den seitlichen Begrenzungsebenen des Sektors werden reflektierende Randbedingungen angewandt, so daß der behandelte Sektor tatsächlich den ganzen Torus repräsentiert.

Eine weitere Vereinfachung ergibt sich für die geometrische Darstellung daraus, daß ein Blanketsegment nur in poloidaler, nicht jedoch in toroidaler Richtung gekrümmt ist. Zur geometrischen Darstellung des Torussektors in der Monte Carlo Rechnung genügen daher Flächen 2. Ordnung, die sich in diesem Fall durch Schnitte von Ebenen und Zylindern im dreidimensionalen Raum ergeben. Auf diese Weise ergibt sich eine sehr realitätsnahe geometrische Darstellung eines Torussektors mit allen maßgeblichen Reaktorkomponenten: Vakuumkammer, Blanketsegmente, Divertoren, Vakuumgefäß, Stopfen, Öffnungen, Kanäle etc. sind entsprechend ihrer tatsächlichen Anordnung im Reaktor modelliert. Abbildung 5.1 zeigt hierzu einen in poloidal-radialer Richtung (vertikal) durch das Torussektormodell gezogenen Schnitt, Abbildung 5.2a einen durch das innere, Abbildung 5.2b einen durch das äußere Blanketsegment in Höhe der Torusmittelebene in toroidal-radialer Richtung (horizontal) gezogenen Schnitt. Dabei wurde für die Blanketsegmente der Entwurf des keramischen Feststoffblankets zugrunde gelegt. Die Abbildungen 5.3 und 5.4 zeigen entsprechende toroidal-radiale Schnitte für das Flüssigmetallblanket und das wäßrige LiOH-Blanket.

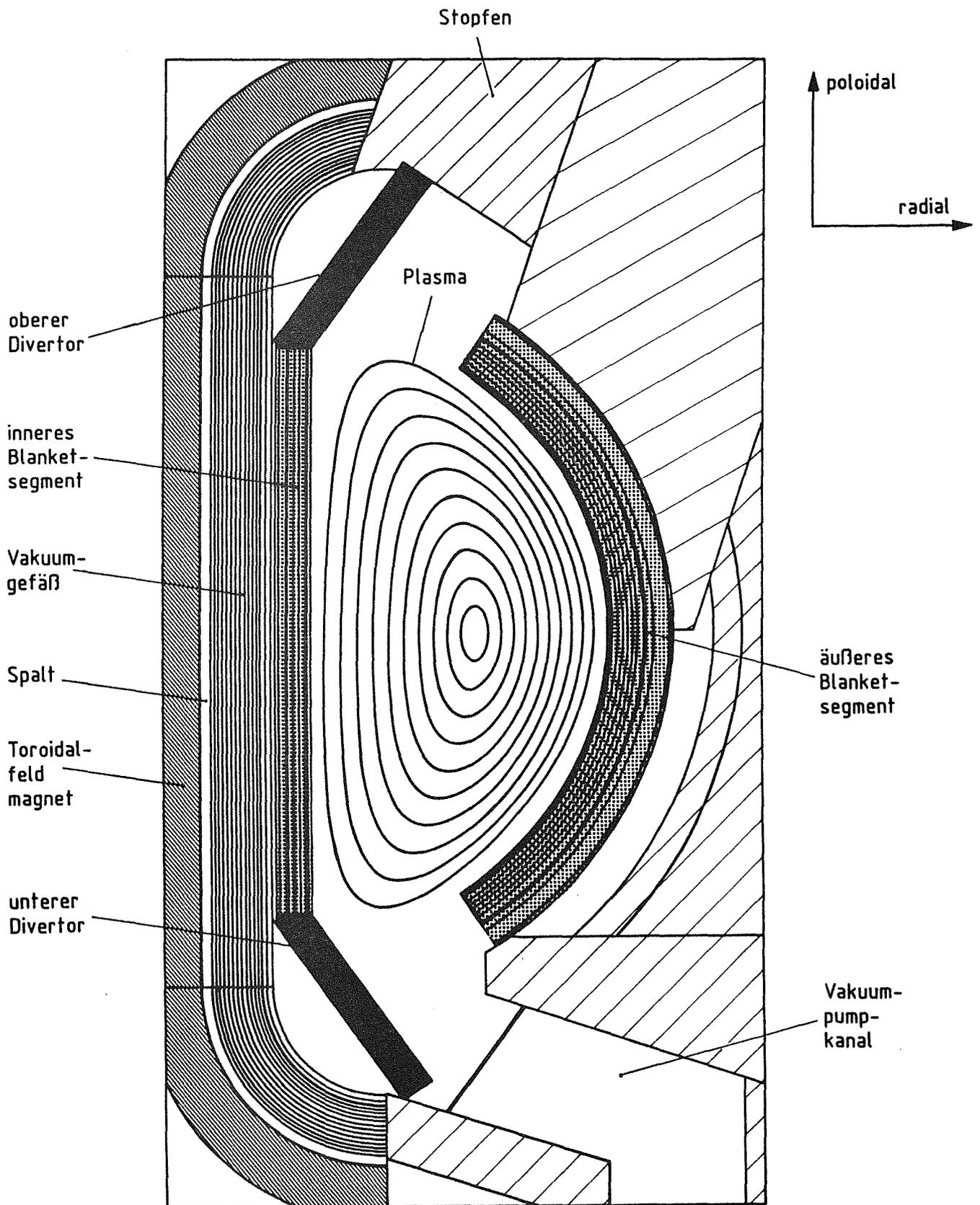


Abb. 5.1: Radial-poloidaler Schnitt durch das dreidimensionale Torussektormodell (mit Einschluß der Plasmakonturlinien)

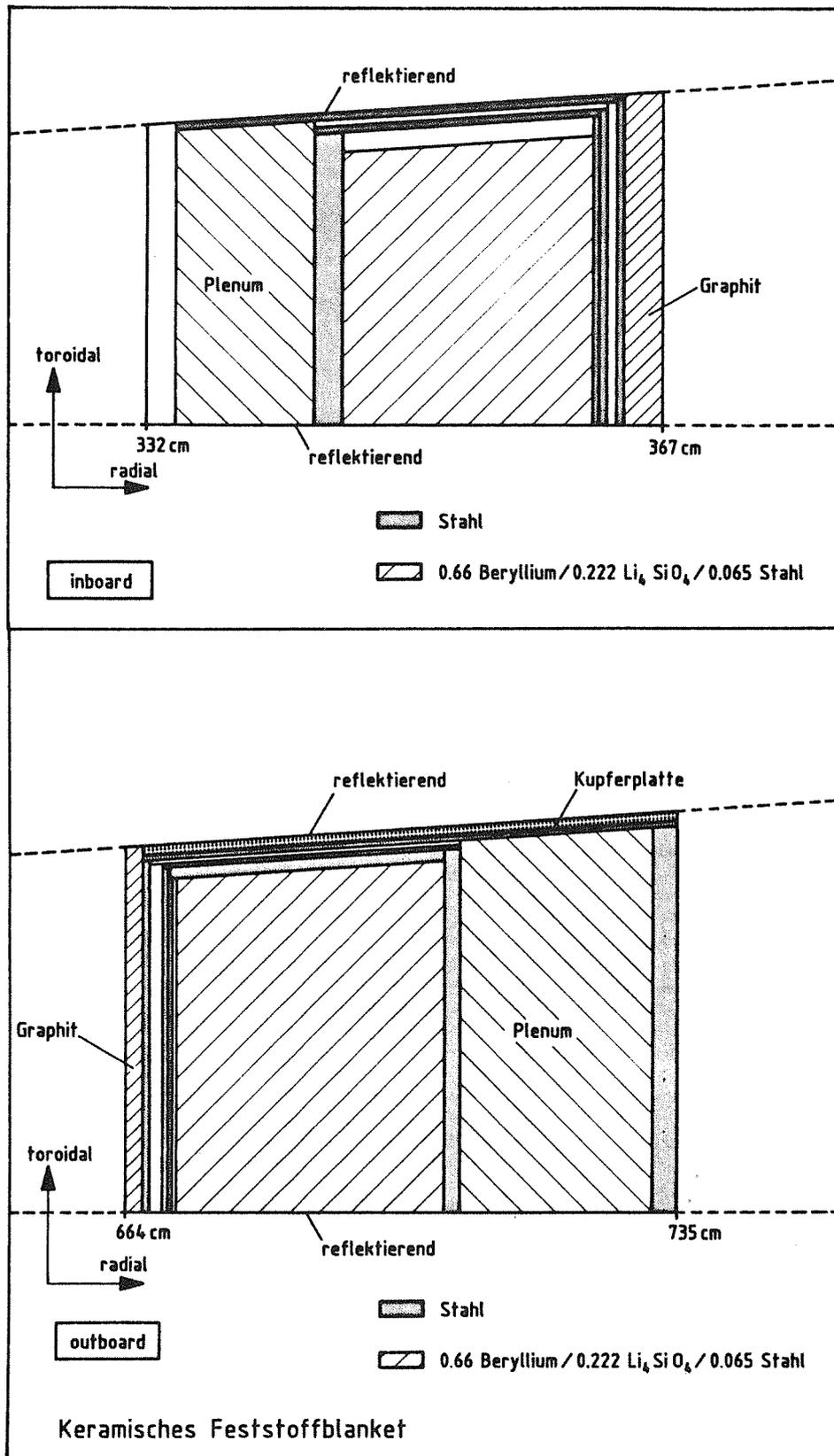


Abb. 5.2: Keramisches Feststoffblanket: Radial-toroidaler Schnitt in der Torus mittelebene.

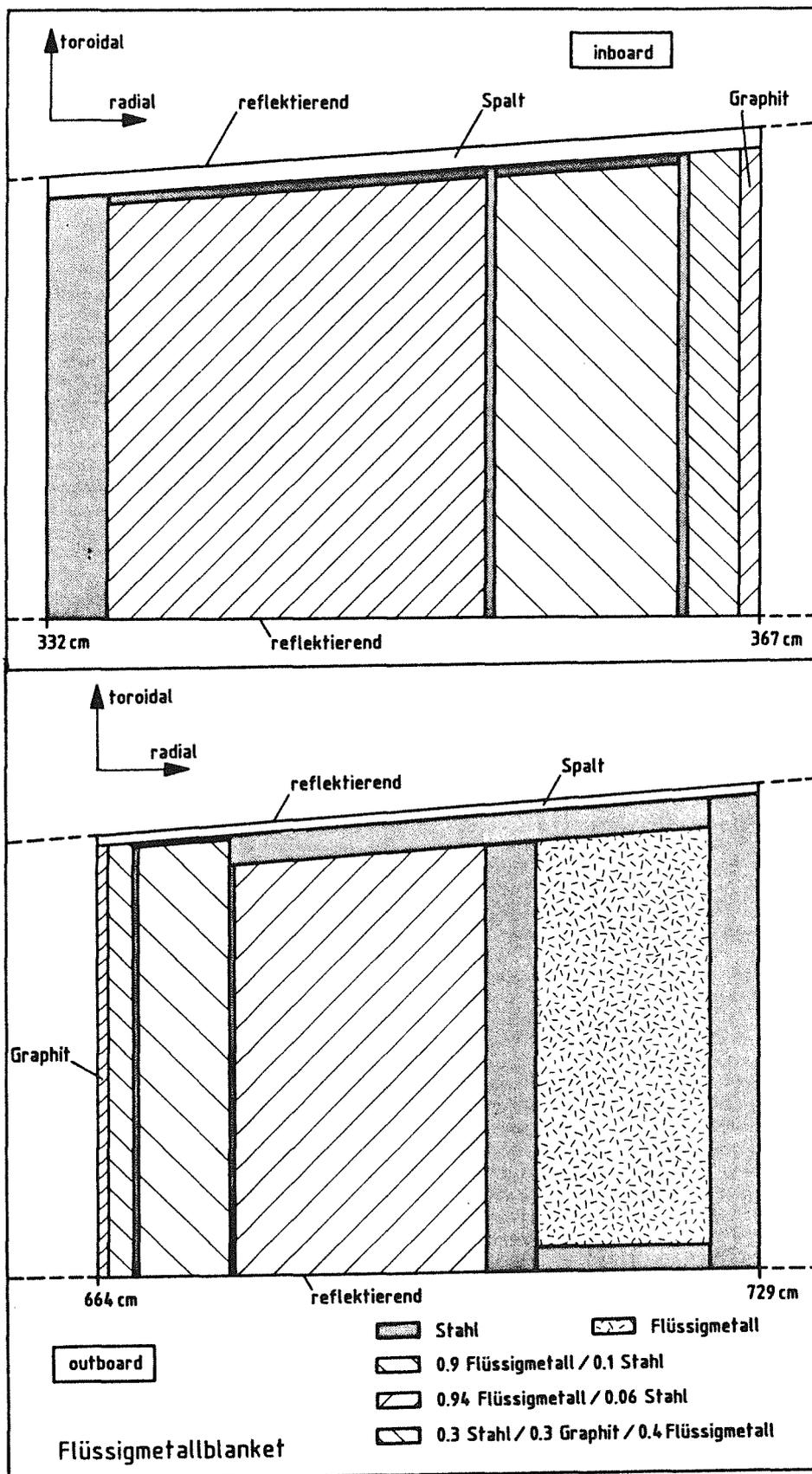


Abb. 5.3: Selbstgekühltes Flüssigmetallblanket: Radial-toroidaler Schnitt in der Torusmittelebene.

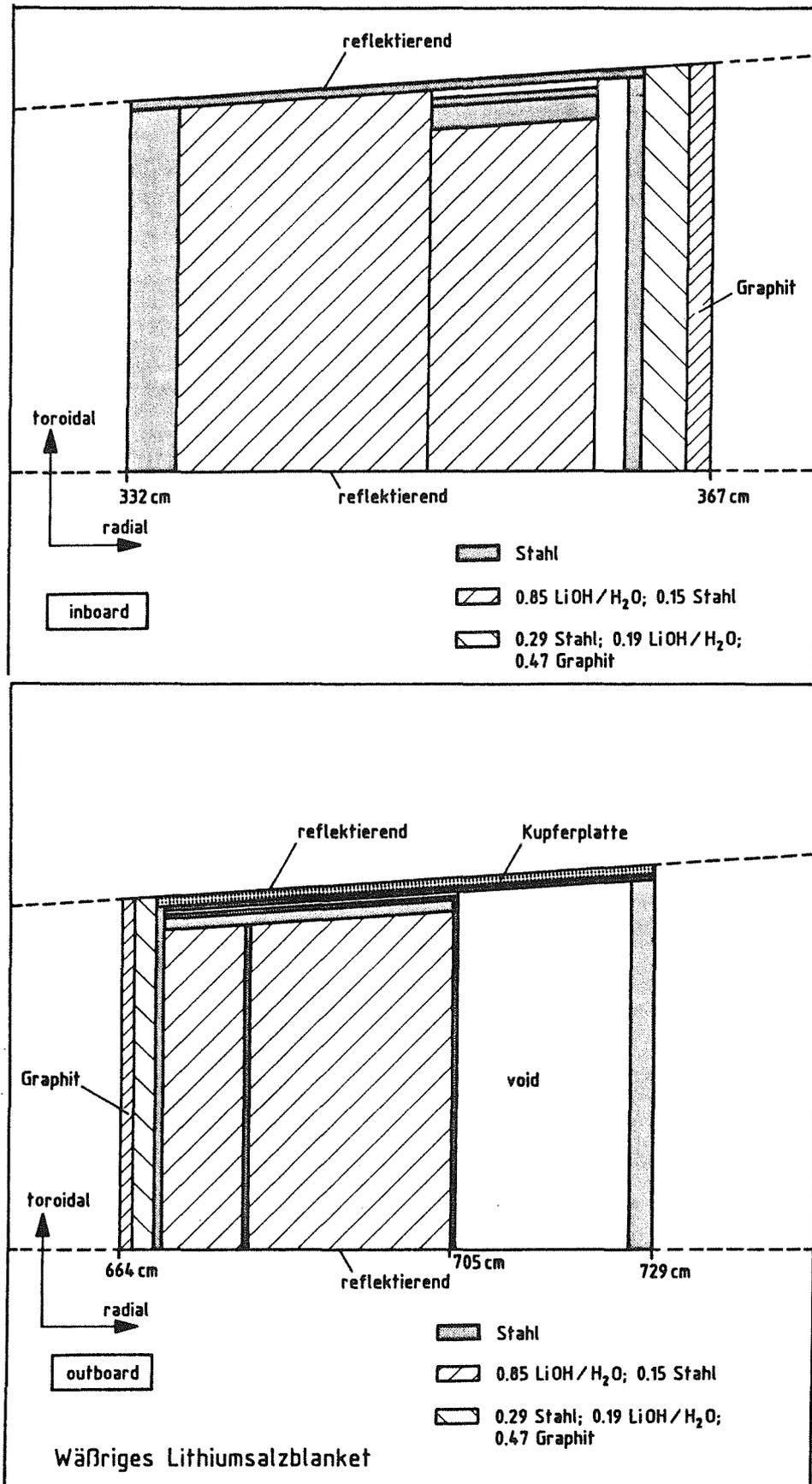


Abb. 5.4: Wäßriges LiOH-Blanket: Radial-toroidaler Schnitt in der Torusmittel ebene.

## 5.2 Darstellung der Plasmaquellverteilung

Aus neutronenphysikalischer Sicht agiert das Plasma als Neutronenquelle und kann aufgrund der extrem niedrigen Teilchendichte (in der Größenordnung von  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ) als Vakuum behandelt werden.

Die räumliche Intensitätsverteilung der 14-MeV-Quellneutronen in der Vakuumkammer wird bestimmt durch die räumliche Verteilung der (d,t)-Fusionsreaktionen. Für NET-III/DN läßt sich die Quelldichte wie folgt darstellen /Ver 87/:

$$s(a) = \left[ 1 - \left( \frac{a}{A} \right)^2 \right]^4 \quad \text{mit } 0 \leq a \leq A \quad (1)$$

Hierin ist  $s(a)$  die normierte Quelldichte. Der Parameter  $a$  fixiert eine Konturlinie, auf der die Neutronenquell-dichte konstant ist. Die Konturlinien entsprechen den magnetischen Flußlinien und sind durch die folgende parametrische Darstellung gegeben /Ver 87/:

$$\begin{aligned} R &= R_0 + a \cdot \cos(t + \delta \cdot \sin t) + e \left[ 1 - \left( \frac{a}{A} \right)^2 \right] \\ z &= E \cdot a \cdot \sin t \\ \delta &= \delta_0 \cdot \frac{a}{A} \end{aligned} \quad (2)$$

mit  $0 \leq a \leq A$  und  $0 \leq t \leq 2\pi$ . Hierin ist  $R$  der radiale Abstand zur Torusachse und  $z$  der poloidale Abstand zur Torusmittelebene. Für NET-III/DN gilt /Dä 87a/:

$R_0 = 518 \text{ cm}$	großer Plasmaradius
$A = 135 \text{ cm}$	kleiner Plasmaradius
$E = 2,18$	Elongation
$e = 16,2 \text{ cm}$	Exzentrizität
$\delta_0 = 0,57$	maximale Triangularität

Die Konturlinien der Quelldichteverteilung sind im poloidal-radialen Schnitt des Torussektorsmodells enthalten, Abbildung 5.5 zeigt die Konturlinien darüberhinaus in einer äquidistanten Intensitätsdarstellung, sowie das Profil der Quelldichte gemäß Gl. (1).

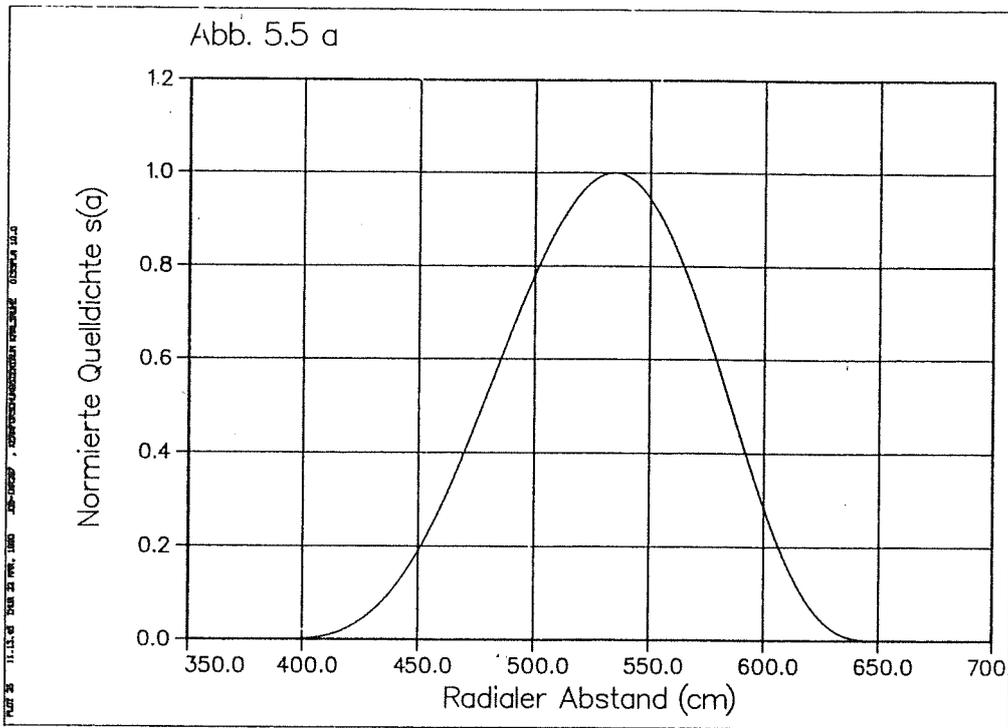


Abb. 5.5 a: Normierte Neutronenquelledichte  $s(a)$  in Abhängigkeit vom radialen Abstand zur Torusachse

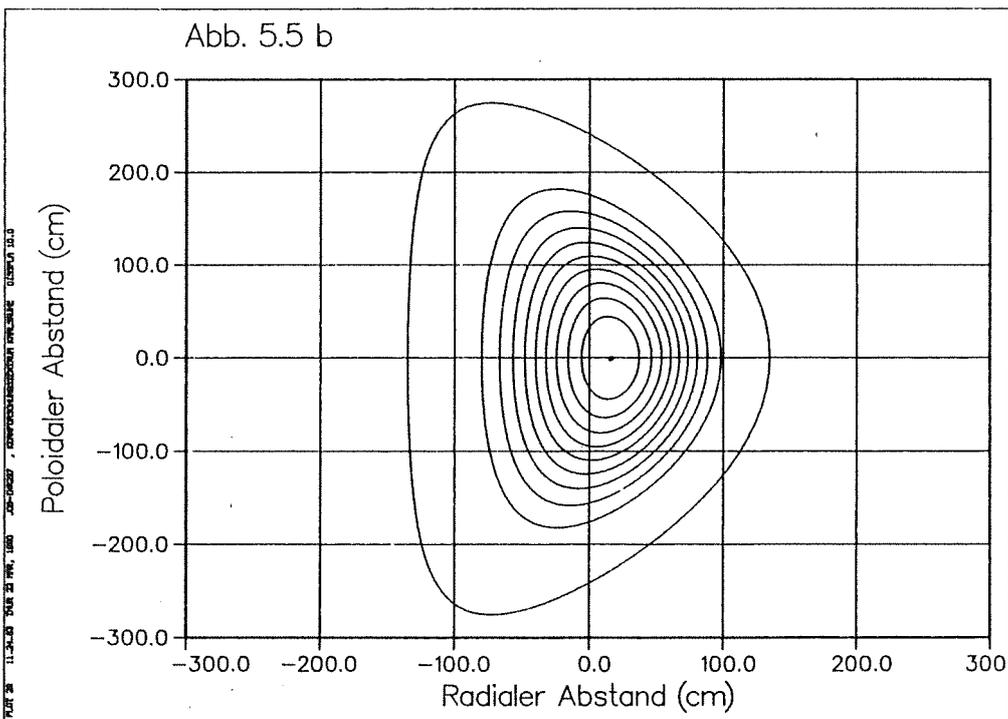


Abb. 5.5 b: Isolinien der Neutronenquelledichte  $s(a)$  im radial-poloidalen Koordinatensystem ( $0 \leq s(a) \leq 1.0$  mit  $\Delta s(a) = 0,1$ )

Die Beschreibung der räumlichen Neutronenquell-dichteverteilung erfolgt in einer FORTRAN-Subroutine, die dem MCNP-Programm beigegeben wird und im folgenden skizziert wird. Mit dem Zufallsgenerator wird zunächst eine Zufallszahl Z1 bestimmt, die eine Konturlinie a fixiert:  $a = Z1 \cdot A$ . Die angestrebte Häufigkeitsverteilung der zufällig ausgewählten Konturlinien ist durch die Queldichteverteilung  $s(a)$  (Gl. 1) gegeben. Um diese zu erreichen, wird eine "Entscheidungszahl" Z2 ausgewählt: die Konturlinie  $a = Z1 \cdot A$  wird nur dann akzeptiert, wenn  $Z2 \leq s(a = Z1 \cdot A)$  gilt, ansonsten wird eine neue Zufallszahl Z1 ausgewählt. Die Konturlinie  $a = Z1 \cdot A$  wird folglich mit der Wahrscheinlichkeit  $s(a)$  akzeptiert, bzw. mit der Wahrscheinlichkeit  $1-s(a)$  zurückgewiesen. Für eine große Anzahl ausgewählter Zufallszahlen Z1 ergibt sich für die Häufigkeitsverteilung der ausgewählten Konturlinien dann die Queldichteverteilung gemäß Gl. (1).

Nach der Festlegung der Konturlinie erfolgt die Wahl der noch zu bestimmenden Ortskoordinaten. Hierzu wird der poloidale Winkel  $t$  und der toroidale Winkel  $\phi$  mittels weiterer Zufallszahlen Z3 und Z4 bestimmt:

$$t = Z3 \cdot 2\pi \quad \text{und} \quad \phi = Z4 \cdot 2\pi \cdot \frac{\frac{7,5^0}{2}}{360^0}$$

Damit ist der Geburtsort der 14-MeV-Quellneutronen vollständig festgelegt. Sie werden nachfolgend mit einer isotropen Wahrscheinlichkeitsverteilung emittiert und treten schließlich mit den Atomkernen der das Plasma umgebenden Strukturen in Wechselwirkung.

### 5.3 Normierung und Neutronenwandbelastung

Die Monte Carlo Rechnung bezieht sich auf ein Quellneutron pro Sekunde und muß korrekterweise auf die totale Fusionsleistung normiert werden. Zur Erzeugung einer Fusionsleistung von 600 MW werden

$$N_q = \frac{600 \text{ M} \frac{1 \text{ W}}{1,6021 \cdot 10^{-19} \text{ WseV}^{-1}}}{17,58 \text{ MeV}} = 2,130 \cdot 10^{20} \text{ s}^{-1}$$

(d,t)-Fusionsreaktionen pro Sekunde benötigt. In einem Torussektor von  $7,5/2^0$  werden folglich

$$f_{\phi} = \frac{7,5}{360} \cdot N_q = 2,219 \cdot 10^{18} \text{ s}^{-1}$$

Neutronen pro Sekunde freigesetzt.

Zur Charakterisierung der auf der ersten Wand auftreffenden 14-MeV-Neutronenstrahlung wurde der Begriff der Neutronenwandbelastung (engl. "neutron wall loading") eingeführt, die in der Einheit MW/m<sup>2</sup> angegeben wird. Eine Neutronenwandbelastung von 1 MW/m<sup>2</sup> führt zu einer Energieflußdichte von

$$1 \frac{\text{MW}}{\text{m}^2} = 1 \frac{\text{M}}{10^4 \text{ cm}^2} \cdot \frac{1 \text{ eV}}{1,6021 \cdot 10^{-19} \text{ s}} = 6,241 \cdot 10^{14} \frac{\text{MeV}}{\text{cm}^2 \text{ s}}$$

Dies entspricht einer Neutronenstromdichte von

$$J_{14} = \frac{6,241 \cdot 10^{14} \text{ MeV}}{14,06 \text{ MeV cm}^2 \text{ s}} = 4,439 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} ,$$

die wir als direkte 14-MeV-Neutronenstromdichte durch die erste Wand bezeichnen (sie ist von der Vakuumkammer aus gesehen nach außen gerichtet). Dies ist die grundlegende physikalische Größe, die in der Neutronentransportrechnung ermittelt wird (s. unten) und entsprechend den obigen Beziehungen in die Neutronenwandbelastung  $W_L$  umgerechnet werden kann:

$$W_L \left[ \frac{\text{MW}}{\text{m}^2} \right] = 2,253 \cdot 10^{-14} \cdot J_{14} [\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}]$$

Die Neutronenwandbelastung ist als Normierungsgröße für die eindimensionale Transportrechnung (vgl. Abschn. 6.2) von großer Bedeutung. Tatsächlich ergibt sie sich aber - bei Normierung auf die totale Fusionsleistung - aus der Neutronenquellverteilung und der räumlichen Anordnung der ersten Wand um das Plasma und kann folglich in einer dreidimensionalen Monte Carlo Rechnung ermittelt werden.

Hierzu benutzt man zweckmäßigerweise die 14-MeV-Neutronenstromdichte  $J_{14}$ , die im MCNP-Programm über das F1-Tally (vgl. hierzu Abschn. 2.4.3) berechnet werden kann. Das F1-Tally zählt alle Neutronen, die durch eine spezifizierte

Fläche (hier: die erste Wand) in einem spezifizierten Richtungssinn (hier: von der Vakuumkammer nach außen) hindurchtreten. Nach der Division durch die Fläche und der Normierung auf die Fusionsleistung erhält man unmittelbar die 14-MeV-Neutronenstromdichte  $J_{14}$  an der ersten Wand, und daraus schließlich die Neutronenwandbelastung in MW/m<sup>2</sup>. Basierend auf der in einem Torussektor von 7,5/2° erzeugten Neutronenfusionsleistung von 480/96 MW = 5,0 MW kann die Neutronenwandbelastung in MW/m<sup>2</sup> direkt aus dem F1-Tally berechnet werden:

$$W_L \left[ \frac{\text{MW}}{\text{m}^2} \right] = \frac{\text{F1}}{A_{\text{FW}} [\text{m}^2]} \cdot 5 \text{ MW}$$

wobei  $A_{\text{FW}}$  die Fläche der ersten Wand in m<sup>2</sup> darstellt. Bei der Bestimmung der Neutronenwandbelastung in der MCNP-Rechnung muß sichergestellt sein, daß das F1-Tally nur Quellneutronen mit einer Energie von 14,06 MeV zählt. Dies kann in einer gewöhnlichen MCNP-Rechnung dadurch erreicht werden, daß man für das F1-Tally ein Energieintervall vorgibt, das so eng gewählt ist (etwa 14,055 - 14,06 MeV), daß darin nur Quellneutronen, nicht aber gestreute Neutronen auftreten können.

MCNP bietet aber auch die Möglichkeit mittels einer "Void-Karte" alle im System befindlichen Materialien unberücksichtigt zu lassen, so daß die emittierten 14-MeV-Quellneutronen ohne Wechselwirkung das ganze System durchdringen. Diese Option ist zur Bestimmung der Neutronenwandbelastung sehr effektiv, da sie eine hohe Zahl von Quellneutronen bei einem nur geringen Aufwand an Rechenzeit erlaubt. Es muß allerdings gewährleistet sein, daß keine "Mehrfachzählungen" im F1-Tally enthalten sind, die durch die geometrische Konfiguration und/oder durch reflektierende Flächen bedingt sein können. Zweckmäßigerweise kann dem vorgebeugt werden, indem man nur die Gewichte der Neutronen in der Vakuumkammer auf eins setzt, überall sonst aber auf null, so daß die Quellneutronen, die durch die erste Wand hindurchtreten, unmittelbar abgetötet werden.

## 5.4 Räumliche Verteilungen der Neutronenwandbelastung

### 5.4.1 Poloidale Profile beim Referenzplasma

Die räumliche Verteilung der Neutronenquell-dichte in der Vakuumkammer führt, in Wechselwirkung mit der räumlichen Anordnung der Blanketsegmente um das Plasma herum, zu einer ungleichmäßigen Belastung der ersten Wand durch die auftreffenden 14-MeV-Quellneutronen.

Die Blanketsegmente sind in ihrer räumlichen Anordnung den Konturlinien der Neutronenquell-dichte nur unvollkommen angepaßt. Auf der inneren Torusseite ist die erste Wand eben (vgl. Abbildung 5.1), auf der äußeren Torusseite in poloidaler Richtung konstant gekrümmt (Abbildung 5.1); der Krümmungsradius beträgt  $r = 326$  cm, der Krümmungsmittelpunkt liegt in der Torusmittelebene bei  $R = 338$  cm, also außerhalb der Vakuumkammer auf der inneren Torusseite.

Die Neutronenquell-dichte hat ihr Maximum bei  $R = R_0 + e = 534,2$  cm in der Torusmittelebene und nimmt mit wachsendem  $a$ -Parameter, d.h. mit wachsendem Abstand zum Punkt  $R = R_0 + e, z = 0$  exponentiell ab. Die Neutronenquelle ist somit überwiegend in einem räumlichen Bereich um den zentralen Punkt  $R = R_0 + e, z = 0$  in der Torusmittelebene konzentriert. Die Neutronenwandbelastung weist daher in der Torusmittelebene ein Maximum auf und nimmt mit wachsendem poloidalem Abstand zur Torusmittelebene ab (Abbildung 5.6). Bedingt durch die ebene Anordnung auf der inneren Torusseite ergibt sich dort ein stärkerer poloidaler Gradient als auf der äußeren Seite. Der entsprechende Formfaktor (definiert als Maximalwert in der Torusmittelebene dividiert durch den poloidalen Mittelwert) beträgt 1,65 auf der inneren und 1,30 auf der äußeren Torusseite (vgl. Tabelle 5.1).

Die poloidal gemittelte Neutronenwandbelastung ergibt sich zu  $0,707$  MW/m<sup>2</sup> auf der inneren und  $1,276$  MW/m<sup>2</sup> auf der äußeren Torusseite, was eine mittlere Wandbelastung von insgesamt  $1,0755$  MW/m<sup>2</sup> ergibt (bezogen auf die Gesamtfläche der ersten Wand). Folglich erhält die erste Wand der äußeren Torusseite (Gesamtfläche ca.  $251$  m<sup>2</sup>) mit  $320$  MW etwa  $2/3$  der von den Neutronen freigesetzten Fusionsleistung von  $480$  MW, die erste Wand der inneren Torusseite mit  $97$  MW nur  $20$  %. Der Restbetrag von  $63$  MW (ca.  $13$  %) wird durch die Divertoröffnungen abgegeben.

Nimmt man eine geschlossene Fläche um das Plasma, d.h. schließt man die erste Wand der äußeren und inneren Torusseite durch Flächen in der Höhe der Divertoröffnungen zusammen, so erhält man eine Gesamtfläche von ca. 480 m<sup>2</sup>, deren mittlere Wandbelastung dann 1,0 MW/m<sup>2</sup> beträgt. Dies ist gerade der Wert, der der technischen bzw. konstruktiven Auslegung von NET-III/DN zugrundeliegt und üblicherweise auch den eindimensionalen Transportrechnungen als Normierung dient (Abschn. 6.2). Der flächenmäßige Anteil der äußeren ersten Wand an der Gesamtfläche von 480 m<sup>2</sup>, die mit der totalen Neutronenfusionsleistung von 480 MW beaufschlagt wird, beträgt ca. 52 %, der flächenmäßige Anteil der inneren ersten Wand etwa 28 %. Die äußere erste Wand wird folglich mit einer beträchtlich höheren Neutronenwandbelastung beaufschlagt, als ihrem flächenmäßigen Anteil entspricht, die innere erste Wand hingegen mit einer geringeren. Dies erklärt sich unmittelbar aus der geometrischen Anordnung der Blanketsegmente um das Plasma: Umschließung auf der äußeren Seite, ebene Anordnung auf der inneren Seite (Abbildung 5.1).

#### 5.4.2 Sensitivitäten bezüglich der Neutronenquellverteilung

Bei der Blanketauslegung bemüht man sich, die Blanketsegmente so zu gestalten, daß die erste Wand sich gut an die Plasmakonturlinien anpaßt. Auf diese Weise läßt sich eine gute Bedeckung des Plasmas und eine gleichmäßige Neutronenwandbelastung erreichen. Aus Gründen der technischen Machbarkeit ist es jedoch erforderlich, Abstriche an dieser idealen Anpassung vorzunehmen. Im vorliegenden Fall führte dies zu ebenen Blanketsegmenten auf der inneren Torusseite und - in poloidaler Richtung - konstant gekrümmten Blanketsegmenten auf der äußeren Torusseite. Dies wirkt sich wiederum in der in Abschnitt 5.4.1 dargelegten Weise auf die poloidale Verteilung der Neutronenwandbelastung aus. Dabei wurde eine Neutronenquellverteilung gemäß den Gleichungen (1) und (2) angenommen, die wir im folgenden als "Referenzplasma" bezeichnen. In diesem Abschnitt soll nun untersucht werden, wie sich - bei festgehaltener geometrischer Anordnung der Blanketsegmente - Änderungen der Neutronenquellverteilung auf die Neutronenwandbelastung und deren Verteilung auswirken. Auf diese Weise läßt sich ermitteln, welche Parameter bzw. plasma-physikalischen Eigenschaften für die beobachteten poloidalen Profile der Neutronenwandbelastung maßgeblich sind.

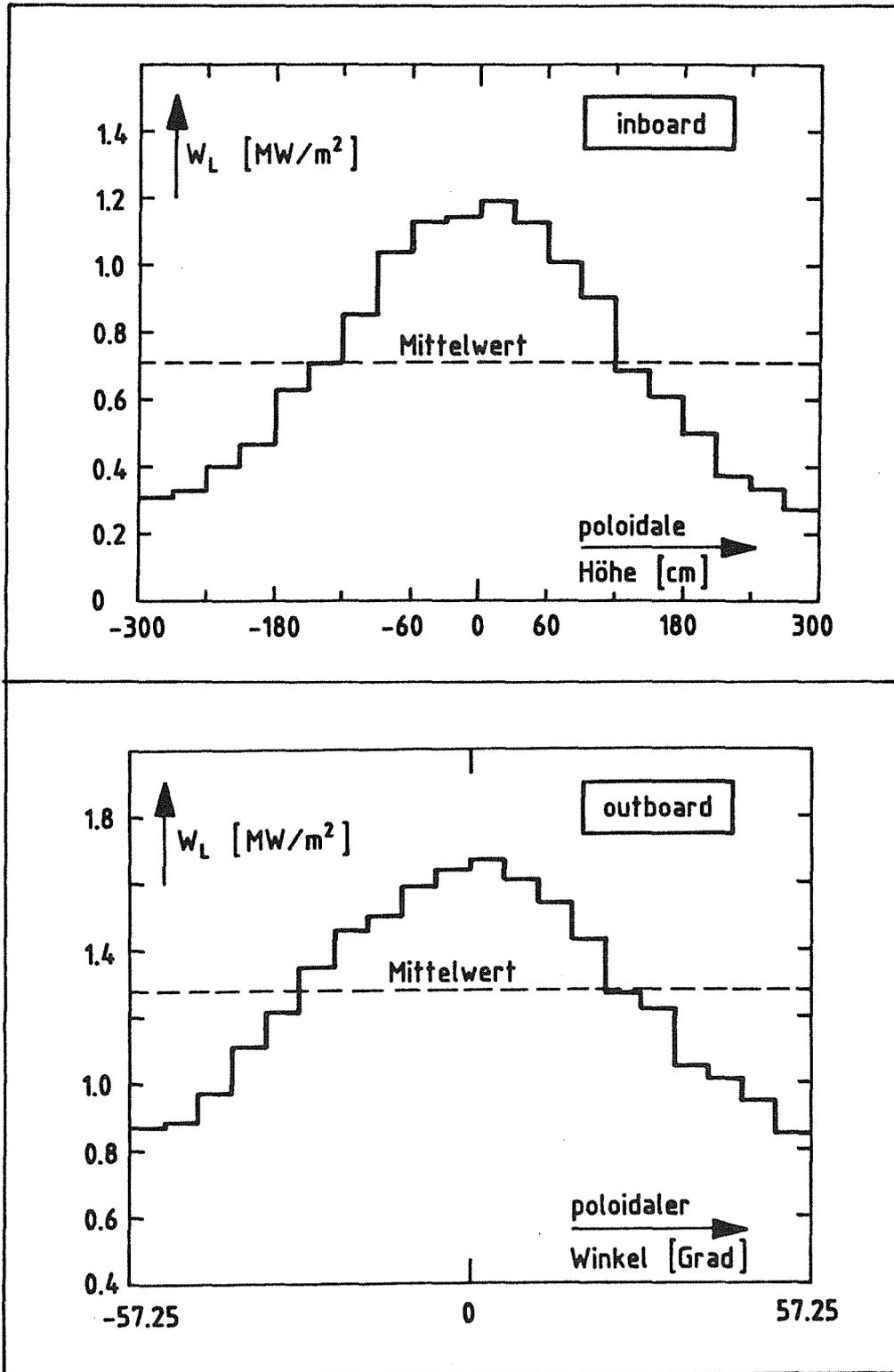


Abb. 5.6: Poloidale Verteilung der Neutronenwandbelastung  $W_L$  für das Referenzplasma.

Die Neutronenquellverteilung besitzt ihr Maximum bei  $R = R_0 + e$ ,  $z = 0$ , ist also um den Betrag der Exzentrizität  $e$  gegenüber dem großen Plasmaradius nach außen verschoben. Dies führt zu einer stärkeren Belastung der äußeren Torusseite. Vernachlässigt man die Exzentrizität ( $e = 0$  in Gl. (2)), so führt dies auf der äußeren Torusseite folglich zu einer geringeren Belastung und einem flacheren poloidalen Profil, auf der inneren Torusseite hingegen zu einer stärkeren Belastung und einem steileren poloidalen Profil. Tabelle 5.1 gibt hierzu die Werte für die mittlere Neutronenwandbelastung sowie die entsprechenden poloidalen Formfaktoren.

Die Neutronenquellverteilung  $s(a)$  fällt gemäß Gl. (1) vom Plasmazentrum nach außen hin exponentiell ab, was zu der beobachteten stärkeren Beaufschlagung der ersten Wand im Bereich der Torusmittelebene führt. Nimmt man eine gleichförmige Verteilung für alle Konturlinien, d.h.  $s(a) = 1$  in Gl. (1), ergibt sich folglich ein abgeflachtes Profil (Abbildung 5.7). Der Formfaktor sinkt auf der äußeren Seite von 1,30 auf 1,16, auf der inneren Seite von 1,65 auf 1,43 und bleibt dort noch beachtlich hoch. Wenn man zusätzlich die Exzentrizität vernachlässigt, so daß sich innerhalb der Separatrix eine gleichförmige räumliche Verteilung der Neutronenquellverteilung ergibt, flacht sich das Profil auf der äußeren Torusseite geringfügig weiter ab: der Formfaktor sinkt dort auf 1,12. Auf der inneren Torusseite nähert sich das Profil hingegen jenem des "Referenzplasmas" an (Abbildung 5.7).

Das steile poloidale Profil auf der inneren Torusseite ist mithin weniger auf die Konzentration der Plasmaquelle im Bereich der Torusmittelebene zurückzuführen, als vielmehr auf die dortige ebene Anordnung der ersten Wand. Dies läßt sich unmittelbar anhand des mittleren Einfallswinkels (bzw. dessen Kosinus) der auf der ersten Wand auftreffenden 14-MeV Quellneutronen erklären. Die Zahl der pro Flächeneinheit auf der ersten Wand auftreffenden Quellneutronen ist direkt proportional dem Kosinus des mittleren Einfallswinkels, der gegeben ist durch den Kosinus des Winkels zwischen der Flugrichtung der 14-MeV Quellneutronen und der Flächennormalen der ersten Wand, gemittelt über alle auftreffenden Quellneutronen. Ausgehend von der Torusmittelebene nimmt der mittlere Kosinus des Einfallswinkels mit zunehmender poloidaler Höhe ab, da die Plasmaquelle auf den räumlichen Bereich der Vakuumkammer beschränkt ist. Mit anderen Worten: die räumlich begrenzte Plasmaquelle führt zu einer anisotropen Verteilung der 14-MeV Neutronenstromdichte an der ersten Wand, mit einer starken Vorwärtsausrichtung in der Torusmittelebene und einer mit der poloi-

dalen Höhe zunehmend schwächeren Vorwärtsausrichtung. Abbildung 5.8 zeigt hierzu die poloidale Verteilung des mittleren Kosinus des Einfallswinkels für den Fall des "Referenzplasmas" sowie der gleichförmigen Quellverteilung. Für die innere Torusseite ergibt sich in beiden Fällen qualitativ das gleiche Verhalten. Im poloidalen Mittel kommt der mittlere Kosinus des Einfallswinkels dabei dem Wert  $\mu_{\text{halb}} = 0,5$  recht nahe, der sich in dem hypothetischen Fall ergibt, daß die Quellneutronen mit einer gleichförmigen Wahrscheinlichkeitsverteilung aus dem gesamten Halbraum der plasmazugewandten Seite einfallen würden:  $\mu = 0,54$  im Falle des "Referenzplasmas",  $\mu = 0,49$  im Falle der gleichförmigen Quellverteilung.

Auf der äußeren Torusseite ändert sich der mittlere Kosinus des Einfallswinkels nur mäßig mit der poloidalen Höhe, da die dortige erste Wand gekrümmt ist und näherungsweise dem Verlauf der Konturlinien folgt. Die poloidale Änderung des mittleren Kosinus des Einfallswinkels ist dabei maßgeblich durch die räumliche Konzentration der Plasmaquelle im Bereich der Torusmittelebene sowie die Exzentrizität bedingt: im Falle der gleichförmigen Quellverteilung ergibt sich nahezu keine poloidale Änderung (vgl. Abbildung 5.8). Im poloidalen Mittel ergibt sich für den mittleren Kosinus des Einfallswinkels auf der äußeren Torusseite der Wert  $\mu = 0,74$ , was einer deutlichen Vorwärtsausrichtung der auftreffenden 14-MeV Neutronenstromdichte entspricht und im Zusammenhang mit der ein-dimensionalen Modellierung (s. Abschn. 6) von entscheidender Bedeutung ist. Würde man das Plasma weiter nach innen, in Richtung des Krümmungsmittelpunktes der ersten Wand schieben, so würde der mittlere Kosinus des Einfallswinkels weiter zunehmen; er betrüge im Falle einer hypothetischen Punktquelle im Krümmungsmittelpunkt schließlich  $\mu = 1,0$ . Das poloidale Profil der Neutronenwandbelastung auf der äußeren Torusseite wäre dann vollkommen flach. Je weiter man diese hypothetische Punktquelle vom Krümmungsmittelpunkt weg radial nach außen schiebt, umso steiler wird das poloidale Profil. Es ist interessant, daß sich das poloidale Profil auf der äußeren Torusseite mit einer Punktquelle bei  $R = R_0 = 518$  cm in der Torusmittelebene reproduzieren läßt (Abbildung 5.9); das gleiche gilt für die innere Torusseite im Fall einer Punktquelle bei  $R = R_0 + e = 534$  cm in der Torusmittelebene (vgl. Abbildung 5.9). Die poloidalen Profile der Neutronenwandbelastung verhalten sich mithin so, als ob sie von einer Punktquelle im Bereich  $R_0 \leq R \leq R_0 + e$  in der Torusmittelebene verursacht wären.

	Referenz- plasma	Exzentrizität vernachlässigt ( $e = 0$ )	Gleichförmige Quelldichteverteilung ( $s(a) = 1$ )		"Punktquelle"	
			$e = 16,2$ cm	$e = 0$	$r = 518$ cm	$r = 534,2$ cm
<u>outboard</u>						
Mittelwert [MW/m <sup>2</sup> ]	1,276	1,241	1,216	1,186	1,258	1,298
Formfaktor	1,30	1,23	1,16	1,12	1,33	1,42
<u>inboard</u>						
Mittelwert [MW/m <sup>2</sup> ]	0,707	0,754	0,740	0,778	0,752	0,70
Formfaktor	1,65	1,73	1,43	1,47	1,87	1,78
<u>inboard + outboard</u>						
Mittelwert[MW/m <sup>2</sup> ]	1,0755	1,069	1,048	1,042	1,080	1,087

Tab. 5.1: Mittlere Neutronenwandbelastung und poloidaler Formfaktor für das Referenzplasma und verschiedene Plasmavariationen

### 5.4.3 Toroidale Variationen

Änderungen der Neutronenwandbelastung in toroidaler Richtung werden dadurch verursacht, daß die erste Wand eines Segments in toroidaler Richtung nicht gekrümmt ist, während das Plasma selbst aber, und damit auch die Neutronenquell-dichte, bezüglich der Torusachse rotationssymmetrisch ist. Die dadurch bedingte Vergrößerung bzw. Verkleinerung des Abstandes der Plasmarandschicht zur ersten Wand ist allerdings so geringfügig (maximal 1,4 cm auf der äußeren und 0,8 cm auf der inneren Torusseite), daß keine signifikanten Änderungen der Neutronenwandbelastung in toroidaler Richtung zu beobachten sind.

### 5.5 *Verteilungen der Neutronenflußdichte an der ersten Wand*

Die durch die erste Wand hindurchtretenden 14-MeV Neutronen treffen dort auf die Atomkerne der im Blanket befindlichen Materialien. Es kommt zu vielfältigen kernphysikalischen Wechselwirkungsprozessen, unter den die elastische Streuung die weitaus häufigste Kernreaktion darstellt (vgl. hierzu Abschn. 4.2). Die totale Neutronenflußdichte an der ersten Wand setzt sich folglich überwiegend aus mehrfach gestreuten Neutronen zusammen und ist damit abhängig vom benutzten Blanketttyp: es zeigt sich schon an der ersten Wand das blanketspezifische Neutronenspektrum. Die totale Neutronenflußdichte an der ersten Wand übersteigt die direkte 14-MeV Neutronenstromdichte typischerweise um eine Größenordnung. Die vielfachen Streuprozesse, die auch zu Streuungen durch die Vakuumkammer hindurch - vom äußeren zum inneren Blanketsegment und umgekehrt - führen, haben zur Folge, daß die poloidalen Profile der totalen Neutronenflußdichte gegenüber jenen der direkten 14-MeV Neutronenstromdichte deutlich abgeflacht sind. Das Ausmaß dieser Abflachung hängt, wie die Höhe der totalen Neutronenflußdichte, naturgemäß von den kernphysikalischen Eigenschaften der im Blanket befindlichen Materialien ab. Anhand der behandelten Blanketvarianten soll im folgenden der Einfluß der Blanketttypen auf die räumliche und energetische Verteilung der Neutronenflußdichte an der ersten Wand untersucht werden.

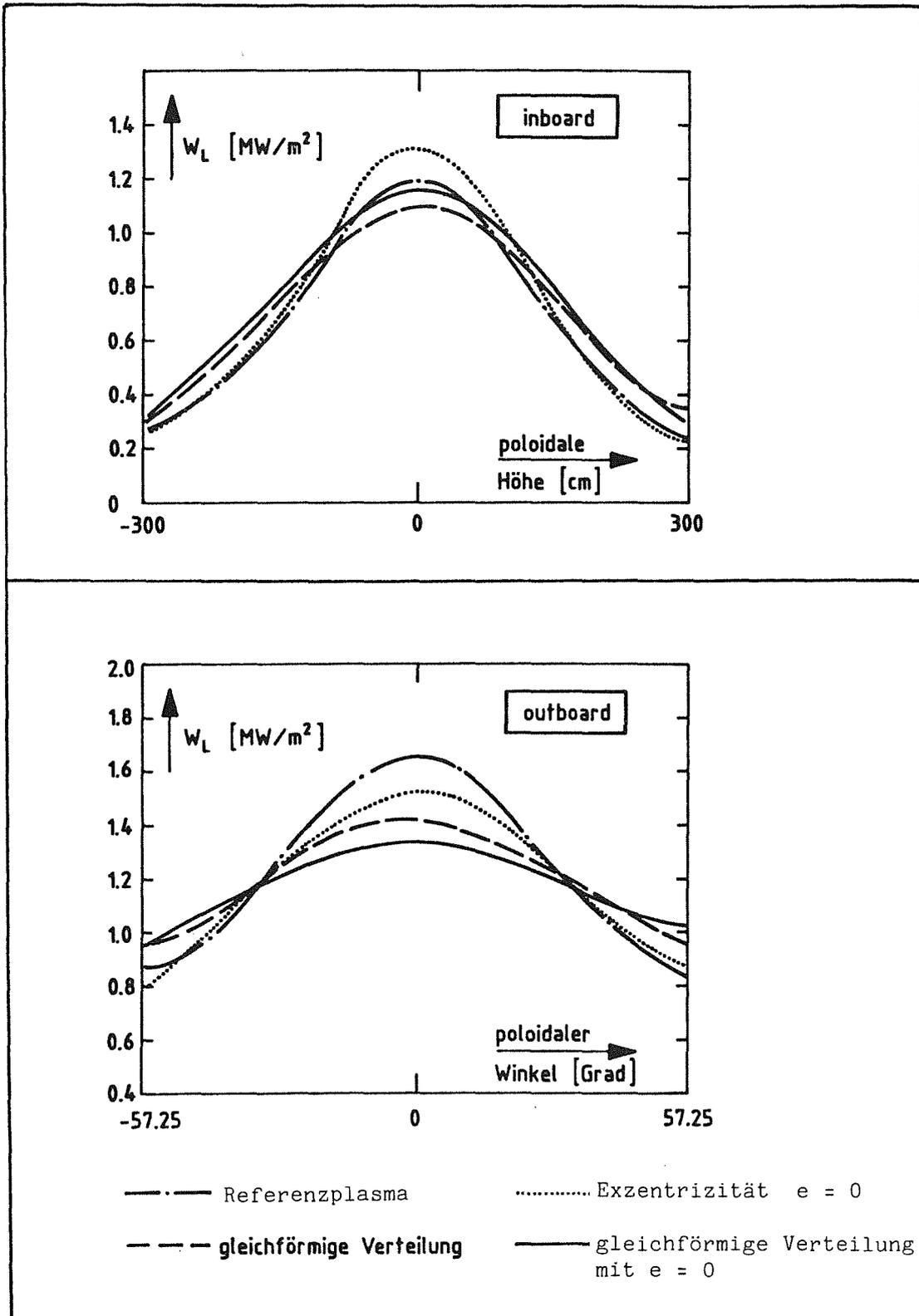
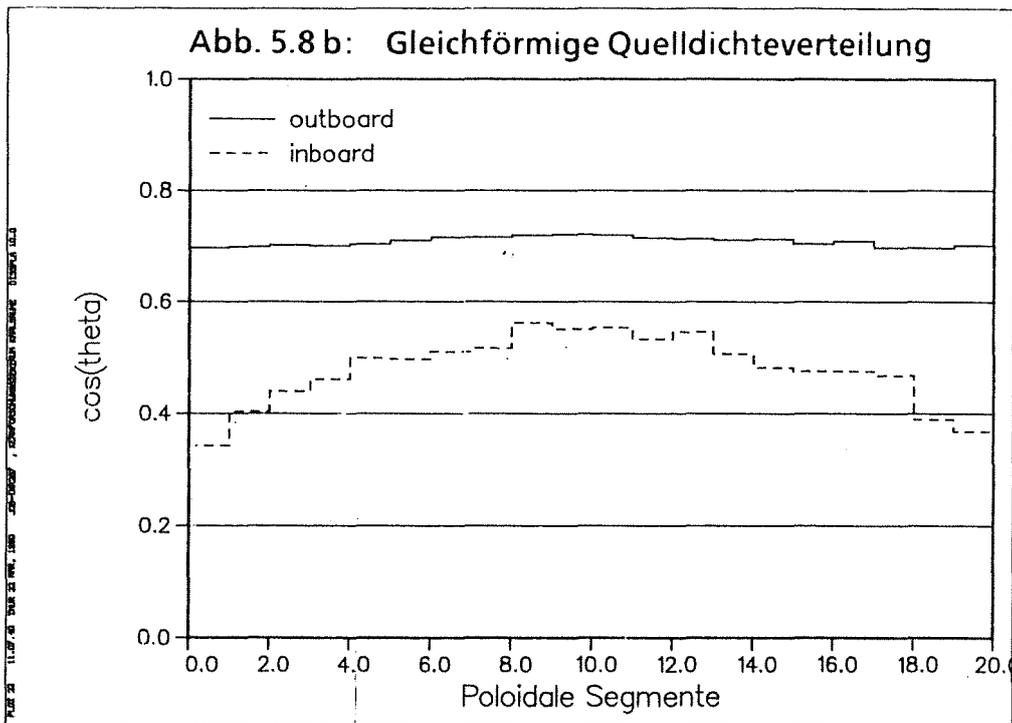
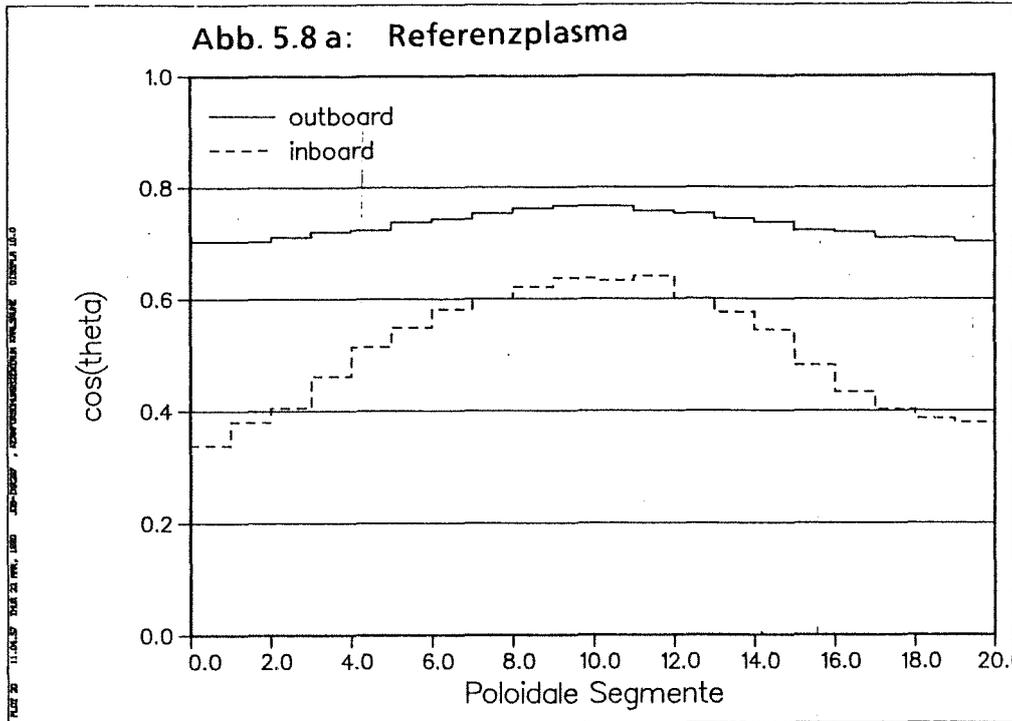


Abb. 5.7: Sensitivitäten der poloidalen Verteilung der Neutronenwandbelastung.



**Abb. 5.8:** Poloidale Verteilung des mittleren Kosinus des Einfallswinkels der 14-MeV-Quellneutronen an der ersten Wand:  
a) Referenzplasma b) gleichförmige Quelldichteverteilung

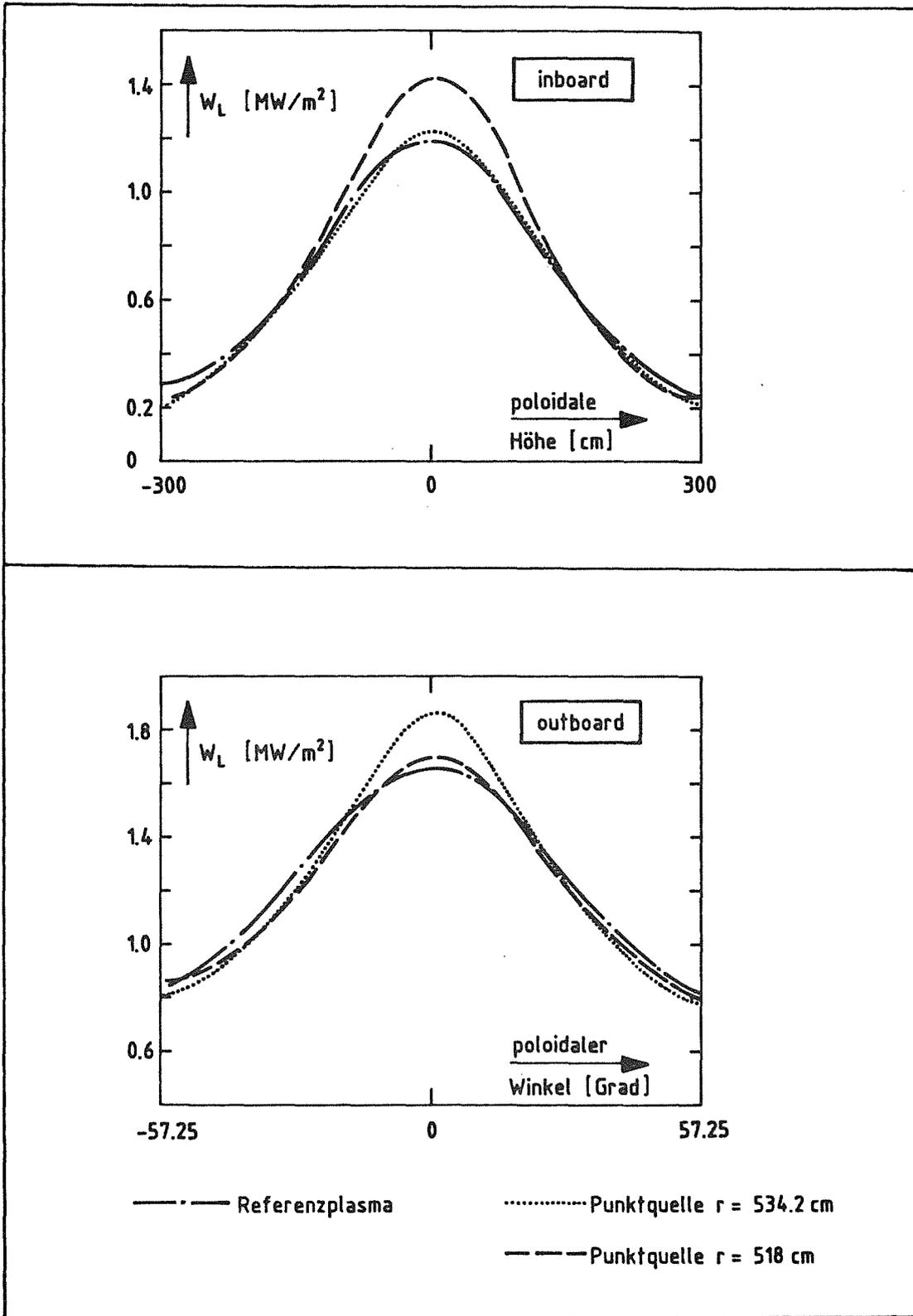


Abb. 5.9: Poloidale Verteilung der Wandbelastung für eine Punktquelle in der Torusmittelebene

Das neutronenphysikalische Verhalten des Flüssigmetallblankets wird durch das benutzte Brutmaterial bestimmt. Das Eutektikum Pb-17Li ist durch sein hohes Reflexions- und geringes Moderationsvermögen charakterisiert (vgl. hierzu Abschn. 4.2.3). Im Pb-17Li-Blanket kommt es daher zu einer außerordentlich hohen Zahl an Streuungen, bevor ein Neutron absorbiert wird: die mittlere Zahl der Stöße pro Quellneutron liegt bei 240. Dies führt zu einer hohen Neutronenflußdichte an der ersten Wand und auch dazu, daß die Neutronenverluste durch Öffnungen, Kanäle, Spalte etc., sowie durch Absorptionsprozesse in nichtbrütenden Reaktorkomponenten unverhältnismäßig hoch sind, was insbesondere für das Brutvermögen des Pb-17Li-Flüssigmetallblankets von Bedeutung ist (vgl. hierzu Abschn. 5.8).

Benutzt man für das Flüssigmetallblanket Lithium als Brutmaterial, so ändert sich sein neutronenphysikalisches Verhalten völlig. Lithium ist für hochenergetische Neutronen zwar sehr transparent (vgl. Abschn. 4.2.4), entzieht einem Neutron in einem elastischen Stoß aber einen vergleichsweise hohen Betrag an kinetischer Energie, so daß sein Moderationsvermögen gegenüber Pb-17Li deutlich erhöht ist. Für das Li-Flüssigmetallblanket ist die mittlere Zahl der Stöße pro Quellneutron mit 108 daher wesentlich kleiner als für das Pb-17Li-Blanket. Entsprechend ist auch die totale Neutronenflußdichte an der ersten Wand niedriger (vgl. Tab. 5.2).

Das neutronenphysikalische Verhalten des keramischen Blankets ist durch den benutzten Neutronenmultiplifier Beryllium geprägt. Die Neutronenmultiplikation ist mit  $M = 1,67$  größer als beim Pb-17Li-Flüssigmetallblanket ( $M = 1,56$ ); dennoch ist die Neutronenflußdichte an der ersten Wand kleiner, da Beryllium aufgrund seiner guten Moderationseigenschaften (vgl. Abschn. 4.2.2) die hochenergetischen Neutronen rasch abbremst: die mittlere Zahl der Stöße pro Quellneutron liegt hier bei 161.

Das wäßrige LiOH-Blanket ist durch seinen hohen Wassergehalt und neutronenphysikalisch damit durch ein hohes Moderationsvermögen geprägt: die mittlere Zahl der Stöße pro Quellneutron ist mit 49 außerordentlich niedrig. Dementsprechend niedrig ist auch die Neutronenflußdichte an der ersten Wand, die beim Pb-17Li-Flüssigmetallblanket beispielsweise um den Faktor 3 größer ist.

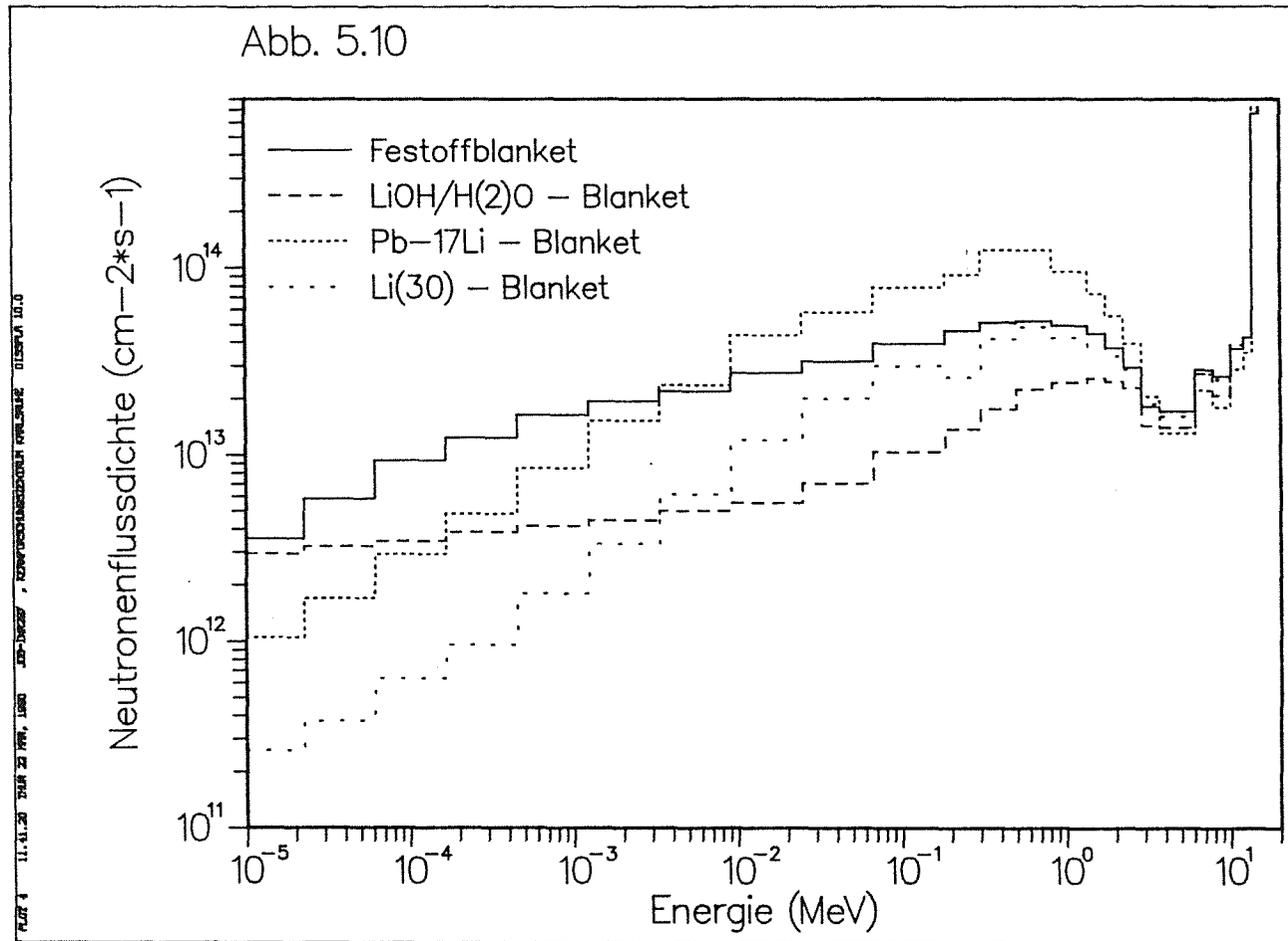


Abb. 5.10: Spektren der totalen Neutronenflußdichte  $\Phi_{\text{tot}}(u)$  an der ersten Wand

Auf der Basis dieser neutronenphysikalischen Charakteristika erklären sich die räumlichen und energetischen Verteilungen der Neutronenflußdichte an der ersten Wand. Abbildung 5.10 zeigt hierzu die energetischen Verteilungen der totalen Neutronenflußdichte an der ersten Wand. Zur Darstellung des Neutronenspektrums wurde der gesamte Energiebereich in 30 Energieintervalle eingeteilt. In der kontinuierlichen Monte Carlo Rechnung werden dabei jeweils die Neutronen gezählt, die sich im betreffenden Energieintervall aufhalten. Das Ergebnis entspricht dem in der Reaktorphysik üblichen Gruppenfluß, also der Zahl der Neutronen pro Flächen- und Zeiteinheit in der betreffenden Energiegruppe. Abbildung 5.10 enthält für alle vier Blanketvarianten die in eine lethargie-darstellung umgerechnete Neutronenflußdichte  $\phi(u)$  an der äußeren ersten Wand.

In der Quellgruppe 13,5 - 15 MeV ist die Neutronenflußdichte mit  $\phi = 7,78 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  für alle vier Blankettypen gleich. Tatsächlich entspricht diese Neutronenflußdichte der direkten 14-MeV Neutronenstromdichte an der äußeren ersten Wand (mit  $\langle \mu \rangle = 0,74$ ) und ist somit unabhängig vom Blankettyp. Der Anteil der Quellgruppe am totalen Neutronenfluß ist hingegen abhängig vom Blankettyp: er beträgt für das wäßrige LiOH-Blanket ca. 34 %, für das Li-Flüssigmetallblanket 24 %, für das keramische Blanket 18 % und für das Pb-17Li-Flüssigmetallblanket 14 % und reflektiert die in dieser Reihenfolge zunehmende mittlere Zahl der Stöße pro Quellneutron.

Das Neutronenspektrum an der ersten Wand wird mithin weniger durch die auftreffenden 14-MeV Neutronen, als vielmehr durch die gestreuten Neutronen niedrigerer Energie geprägt, deren Anteil je nach Blankettyp zwischen 86 % und 66 % beträgt. Das Neutronenspektrum ist folglich wesentlich durch den Blankettyp bestimmt (vgl. Abbildung 5.10). Für alle Blankettypen ist dabei das charakteristische Emissionsspektrum mit einem Maximum bei ca. 0,5 MeV zu beobachten, das durch die Emission niederenergetischer Neutronen in inelastischen Streuprozessen und (n, 2n)-Reaktionen entsteht. Die absolute Höhe dieses Emissionsspektrums und der weitere energetische Verlauf zu niederen Energien hin werden maßgeblich durch das Reflexions- und Moderationsvermögen des Blankets geprägt. Für das Pb-17Li-Flüssigmetallblanket ergibt sich daher das höchste Maximum und auch die höchste Neutronenflußdichte (vgl. Tab. 5.2). Zu niederen Energien hin fällt das Neutronenspektrum ab: im Pb-17Li werden die Neutronen durch sukzessive Stöße mit jeweils geringer Energieabgabe abgebremst; es wird für ein Neutron mit abnehmender Energie daher zunehmend wahrscheinlicher, daß es absorbiert wird.

	Keramisches Blanket	LiOH-Blanket	Flüssigmetallblanket	
			Pb-17Li	Li-30
<u>inboard</u>				
$\phi_{tot}$ [ $10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ]	3,633	1,835	5,113	2,704
Formfaktor	1,17	1,23	1,17	1,19
$\phi_{fast}$ [ $10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ]	2,130	1,365	3,256	2,013
Formfaktor	1,23	1,28	1,23	1,23
<u>outboard</u>				
$\phi_{tot}$ [ $10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ]	4,225	2,255	5,930	3,277
Formfaktor	1,09	1,14	1,07	1,10
$\phi_{fast}$ [ $10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ]	2,618	1,752	3,910	2,530
Formfaktor	1,13	1,17	1,11	1,13

Tab. 5.2: Schnelle und totale Neutronenflußdichten an der ersten Wand der behandelten Blanketvarianten

Im keramischen Blanket genügen hingegen eine vergleichsweise geringe Zahl von elastischen Stößen, um Neutronen aus dem MeV-Bereich in den mittleren Energiebereich abzubremsen (um ein Neutron mit 0,5 MeV kinetischer Energie auf 100 eV abzubremsen, sind im Mittel 40 elastische Stöße mit  $^9\text{Be}$  nötig, aber ca. 900 mit Pb). Dies führt dazu, daß das Emissionsspektrum beim keramischen Blanket weniger ausgeprägt ist als beim Pb-17Li Blanket (obwohl die Neutronenmultiplikation größer ist), Neutronen aber auch in den niederenergetischen Bereich ( $E < 1 \text{ keV}$ ) gelangen können, ohne vorher absorbiert zu werden.

Im Falle des Li-Flüssigmetallblankets befindet sich das Emissionsspektrum auf etwa gleichem Niveau wie beim keramischen Blanket; entsprechend ist auch die schnelle ( $E > 0,1 \text{ MeV}$ ) Neutronenflußdichte für beide Blankettypen gleich (Tab. 5.2). Neutronenphysikalisch ähneln sich diese beiden von der technischen Konzeption her grundverschiedenen Blankettypen recht stark. Zu niedrigen Energien hin treten aber markante Unterschiede auf, da der makroskopische Streuquerschnitt im Li-Blanket bedeutend kleiner ist als im keramischen Blanket (vgl. hierzu Abschn. 4.2). Im Li-Flüssigmetallblanket kommt es folglich nicht zur Ausbildung einer ausgesprochenen niederenergetischen Neutronenpopulation

wie im Falle des keramischen Blankets (vgl. hierzu auch die energetische Verteilung der Tritiumproduktionsrate in Abschn. 5.6.4), das Neutronenspektrum fällt vielmehr mit abnehmender Energie steil ab (Abbildung 5.10).

Ein gänzlich anderes Verhalten zeigt das wäßrige LiOH-Blanket: das Emissionsspektrum ist nur schwach ausgeprägt, da die hochenergetischen Neutronen durch elastische Stöße mit den Wasserstoffkernen unmittelbar in den niederenergetischen Bereich überführt werden, so daß es nicht zu einer größeren Neutronenansammlung im hohen Energiebereich kommen kann. Vielmehr ergibt sich ab einer Energie von ca. 10 keV ein  $1/E$ -Spektrum, das für einen idealen Moderator mit schwacher bzw. vernachlässigbarer Absorption typisch ist.

Die poloidalen Profile der Neutronenflußdichten an der äußeren und inneren ersten Wand sind in Abbildung 5.11 für alle Blanketvarianten dargestellt. Tab. 5.2 enthält darüberhinaus die poloidal gemittelten Neutronenflußdichten sowie die entsprechenden poloidalen Formfaktoren. Für das keramische Feststoffblanket zeigt Abbildung 5.12 im unmittelbaren Vergleich mit der direkten 14-MeV Neutronenstromdichte die Abflachung der poloidalen Profile der Neutronenflußdichte. Im Falle der totalen Neutronenflußdichte liegen die entsprechenden poloidalen Formfaktoren bei etwa 1,10 auf der äußeren und 1,20 auf der inneren Torusseite (vgl. Tab. 5.2), während die poloidalen Formfaktoren der 14-MeV Neutronenstromdichte 1,30 bzw. 1,65 betragen. Im Falle der schnellen Neutronenflußdichte  $\phi_{\text{fast}}$  ( $E > 0,1$  MeV) sind die Formfaktoren geringfügig größer als bei der totalen Neutronenflußdichte, da die in  $\phi_{\text{fast}}$  beinhaltenden Neutronen im Mittel eine geringere Zahl von Stößen erlitten haben. Entsprechend der mittleren Zahl der Stöße pro Quellneutron steigt die Neutronenflußdichte an der ersten Wand, wird das poloidale Profil flacher bzw. der poloidale Formfaktor kleiner: für das Pb-17Li-Flüssigmetallblanket ergibt sich daher die höchste Neutronenflußdichte und das flachste Profil, für das wäßrige LiOH-Blanket hingegen die niedrigste Neutronenflußdichte und das steilste Profil. Diese Tendenz zur "Nivellierung" führt auch dazu, daß die Neutronenflußdichten an der äußeren und inneren ersten Wand nahezu ausgeglichen sind: die poloidal gemittelten Werte unterscheiden sich je nach Blankettyp um 15 - 20 %, die Spitzenwerte in der Torusmittelebene um 6 - 15 %, während die Werte der direkten 14-MeV Neutronenstromdichte um 80 % (poloidal gemittelt) bzw. um 42 % (Spitzenwert in der Torusmittelebene) differieren.

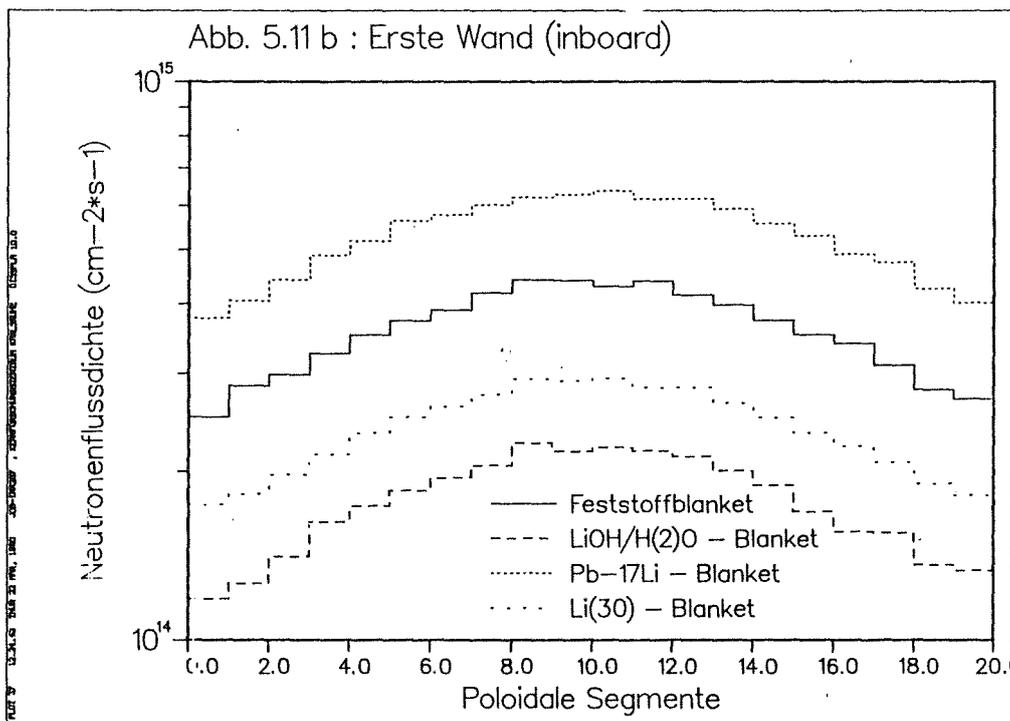
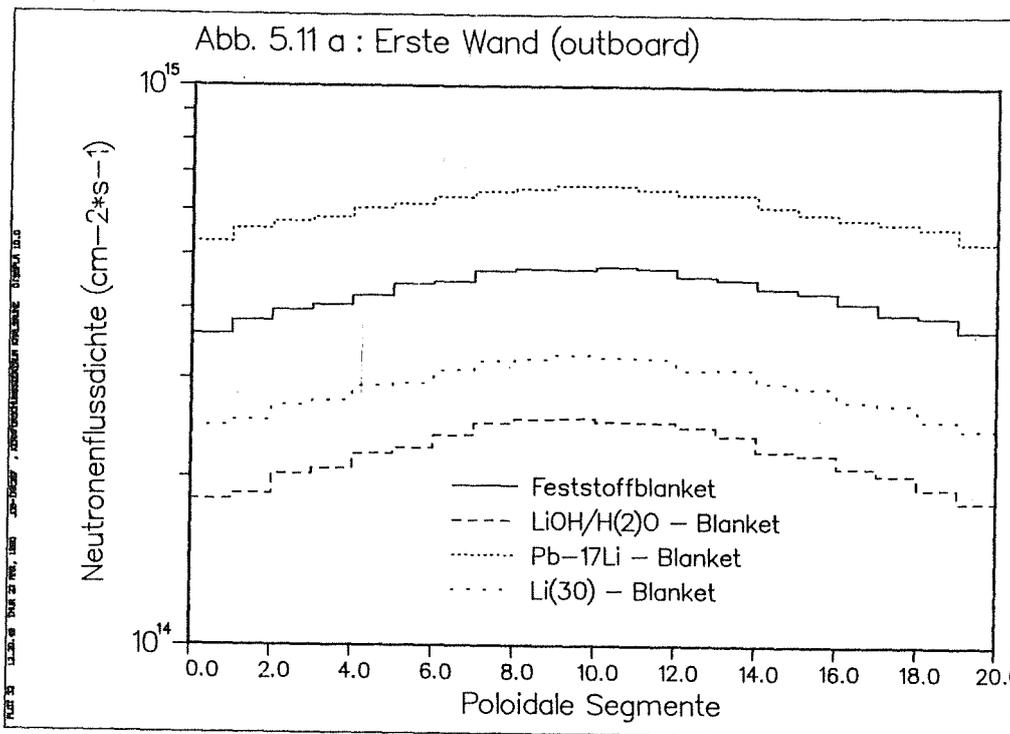


Abb. 5.11: Poloidale Verteilung der totalen Neutronenflußdichte an der ersten Wand: a) outboard b) inboard

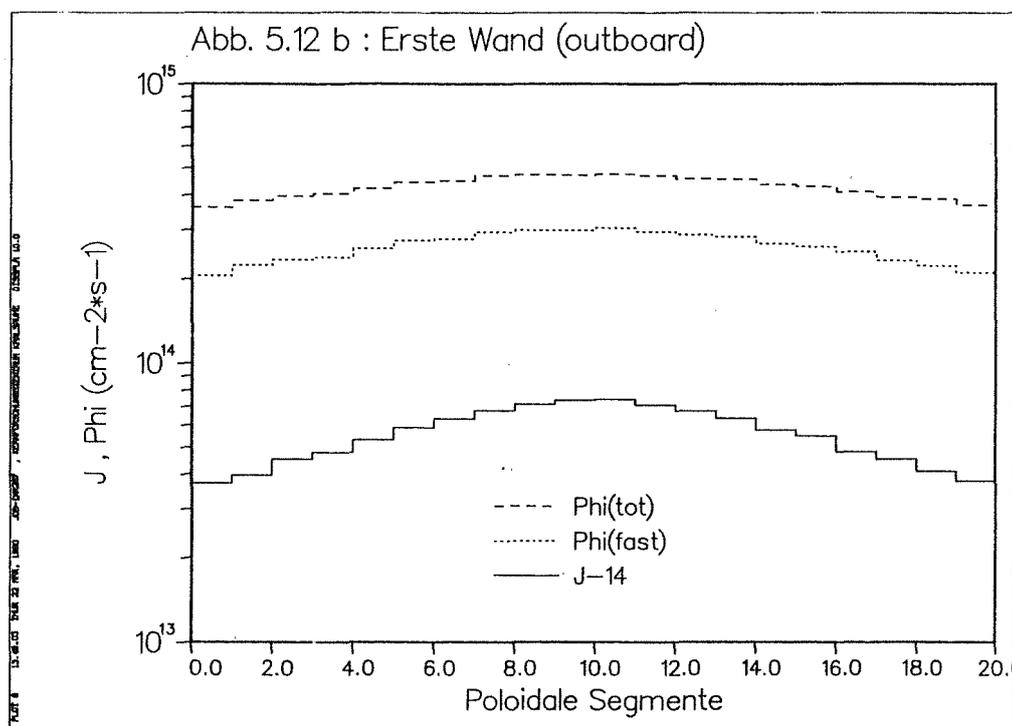
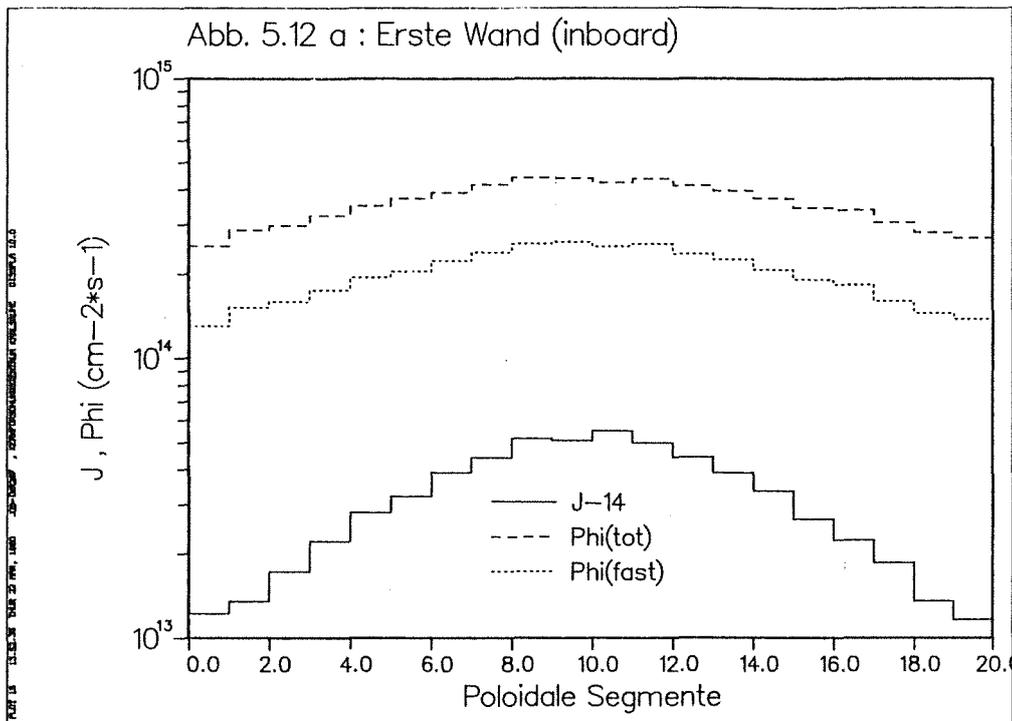


Abb. 5.12: Poloidale Verteilung der direkten 14-MeV-Neutronenstromdichte ( $J_{14}$ ), der schnellen ( $\Phi_{\text{fast}}$ ) und der totalen ( $\Phi_{\text{tot}}$ ) Neutronenflußdichte an der ersten Wand (keramisches Feststoffblanket)

## 5.6 Verteilungen der Neutronenflußdichte im Blanket

### 5.6.1 Radiale Profile

Ausgehend von der ersten Wand schwächt sich die Neutronenflußdichte aufgrund der im Blanket stattfindenden kernphysikalischen Wechselwirkungsprozesse mit zunehmender Blankettiefe ab. Für das wäßrige LiOH-Blanket ergibt sich aufgrund dessen guten Moderationseigenschaften die stärkste Abschwächung: auf der inneren Torusseite mit einer Blankettiefe von 35 cm sinkt die Neutronenflußdichte beispielsweise von  $1,835 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  an der ersten Wand auf  $1,06 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  an der Rückwand des Blankets, mithin um den Faktor 17 (vgl. Abbildung 5.13). Demgegenüber zeigen das Flüssigmetall- und das keramische Blanket ein deutlich schlechteres Abschirmverhalten: die totale Neutronenflußdichte an der Blanketrückwand der inneren Torusseite übersteigt jene des wäßrigen LiOH-Blankets um mehr als eine Größenordnung (Abb. 5.13). Im Falle des Pb-17Li-Blankets schwächt sich dabei die totale Neutronenflußdichte über die gesamte Blankettiefe um den Faktor 2,95 ab; für das Li-Blanket beträgt dieser "Schwächungsfaktor" 2,6 und für das keramische Blanket 3,7. Die äußerst geringe Abschwächung durch das Li-Blanket begründet sich in dessen Transparenz für hochenergetische Neutronen (vgl. Abschn. 4.2.4): die mittlere freie Weglänge im Li-Blanket beträgt typischerweise 15 cm, im Pb-17Li-, LiOH- und keramischen Blanket aber 3 - 5 cm. Die geringe Abschwächung durch das Pb-17Li ist auf dessen hohes Reflexionsvermögen zurückzuführen; das gleiche gilt für das keramische Blanket, das jedoch aufgrund des besseren Moderationsvermögens des Berylliums zu einer rascheren Abbremsung der hochenergetischen Neutronen mit nachfolgend erhöhter Absorption in  ${}^6\text{Li}$  führt und folglich die Abschirmwirkung des Pb-17Li-Blankets übertrifft.

### 5.6.2 Poloidale Profile

Innerhalb der Blanketsegmente ändern sich die poloidalen Profile der totalen Neutronenflußdichte in charakteristischer Weise. Abb. 5.14 zeigt hierzu die poloidalen Neutronenflußdichteverteilungen in den radialen Materialzonen der Blanketvarianten auf der inneren, Abb. 5.15 auf der äußeren Torusseite. Auf der inneren Torusseite ergibt sich mit zunehmender Blankettiefe eine immer stärkere Ausprägung der poloidalen Profile. Ausgehend von der Torusmittelebene wird die Neutronenstrahlung demzufolge mit zunehmender poloidaler Höhe stärker

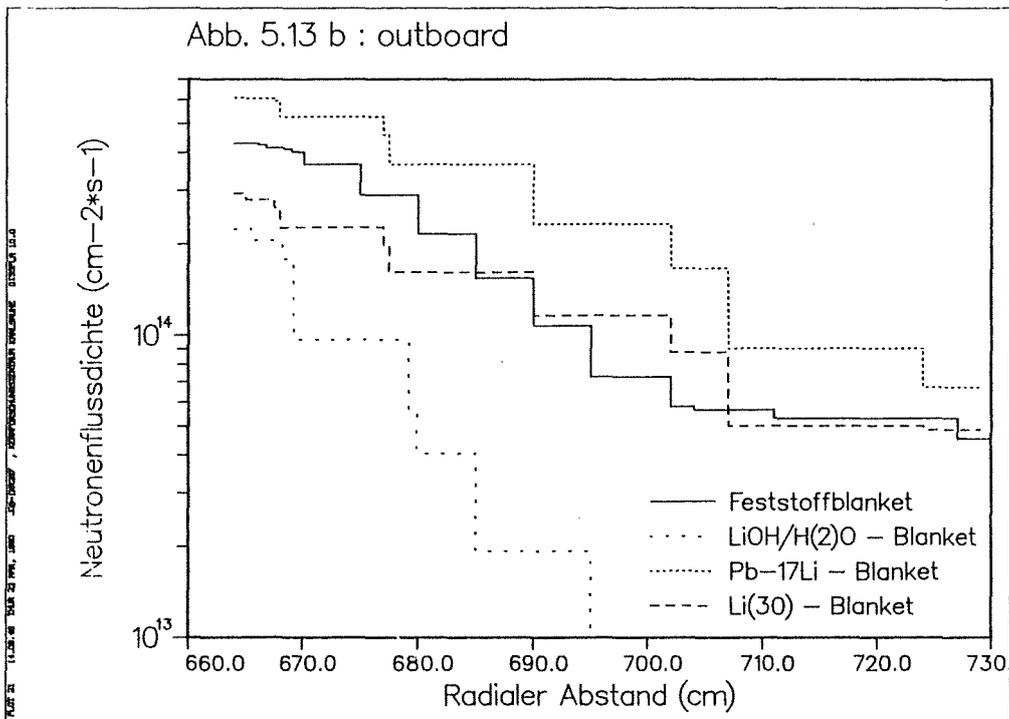
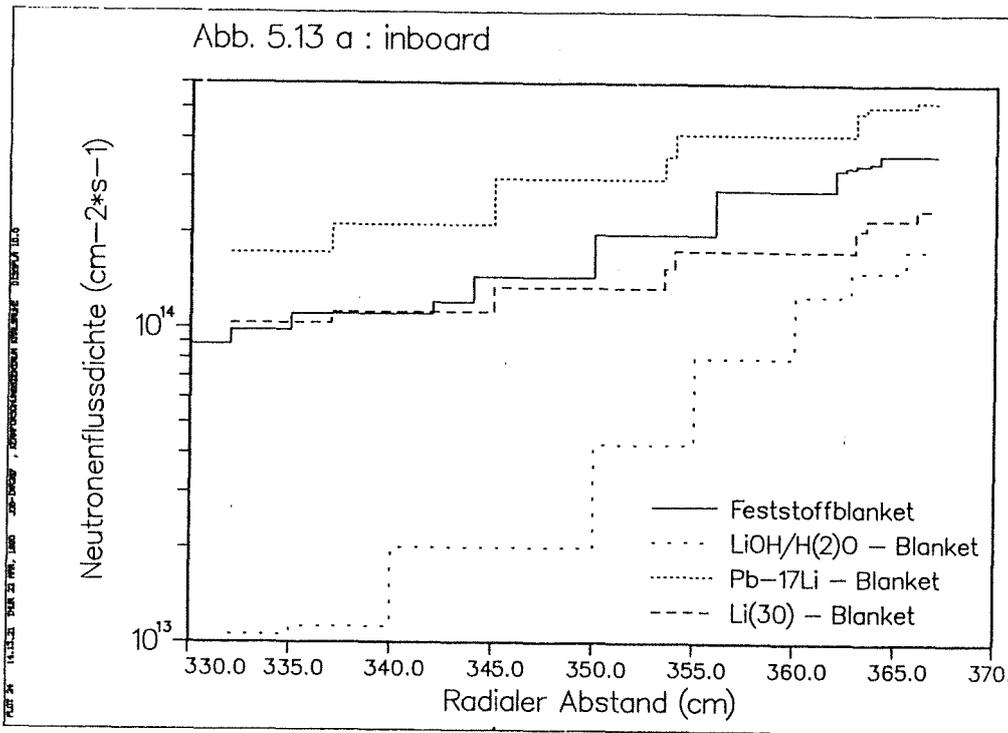


Abb. 5.13: Radiales Profil der totalen Neutronenflußdichte im Blanketsegment (poloidaler Mittelwert): a) inboard b) outboard

abgeschwächt. Dies erklärt sich daraus, daß die Neutronenflußdichte in der Torusmittelebene stärker in Vorwärtsrichtung ausgerichtet ist, mit zunehmender poloidaler Höhe aber immer weniger; bedingt ist dieses Verhalten wiederum durch die ebene Anordnung des Blanketsegments und die auf die Vakuumkammer räumlich begrenzte Plasmaquelle (vgl. Abschn. 5.4.2). Je stärker die Neutronenstrahlung aber nach vorwärts ausgerichtet ist, umso größer ist die mittlere freie Weglänge der Neutronen und umso geringer ist die Abschwächung der Neutronenstrahlung. Es ergibt sich folglich in der Torusmittelebene die geringste Abschwächung, mit zunehmender poloidaler Höhe aber eine immer stärkere. Naturgemäß hängt dieser Effekt stark vom Blankettyp ab: er ist umso ausgeprägter, je stärker das Blanket die Neutronenstrahlung abschwächt, je besser also die Abschirmwirkung des Blankets ist. Im Falle des LiOH-Blankets wächst der poloidale Formfaktor auf der inneren Torusseite beispielsweise von 1,28 an der ersten Wand auf 1,82 an der Blanketrückwand, im Falle des keramischen Blankets aber nur von 1,23 auf 1,56 und im Falle des Flüssigmetallblankets (Li und Pb-17Li) von 1,23 auf 1,40.

Auf der äußeren Torusseite ändert sich die Winkelabhängigkeit der Neutronenflußdichte mit der poloidalen Höhe nur in geringem Ausmaße (vgl. Abschn. 5.4); dies führt zu deutlich flacheren poloidalen Profilen als auf der inneren Torusseite. Dementsprechend fällt auch der Anstieg der poloidalen Formfaktoren mit zunehmender Blankettiefe nur gering aus: im Falle des LiOH-Blankets von 1,14 an der ersten Wand auf maximal 1,26 im Blanket, für das keramische Blanket von 1,09 auf maximal 1,24 und für das Flüssigmetallblanket von 1,07 (Pb-17Li) bzw. 1,10 (Li) auf maximal 1,18.

Die poloidalen Profile (Abb. 5.15) lassen erkennen, daß im hinteren Blanketbereich Neutronen von unten und oben in das Blanketsegment einströmen und dort eine Anhebung der Neutronenflußdichte bewirken, wodurch auch deren poloidaler Mittelwert angehoben wird und der Anstieg des poloidalen Formfaktors begrenzt wird; dies umso mehr, je besser die Abschirmwirkung des Blankets ist. Im Falle des LiOH-Blankets ist der maximale poloidale Formfaktor beispielsweise schon im mittleren Blanketbereich erreicht; an der Blanketrückwand liegt der poloidale Mittelwert der totalen Neutronenflußdichte dabei über dem Wert in der Torusmittelebene.

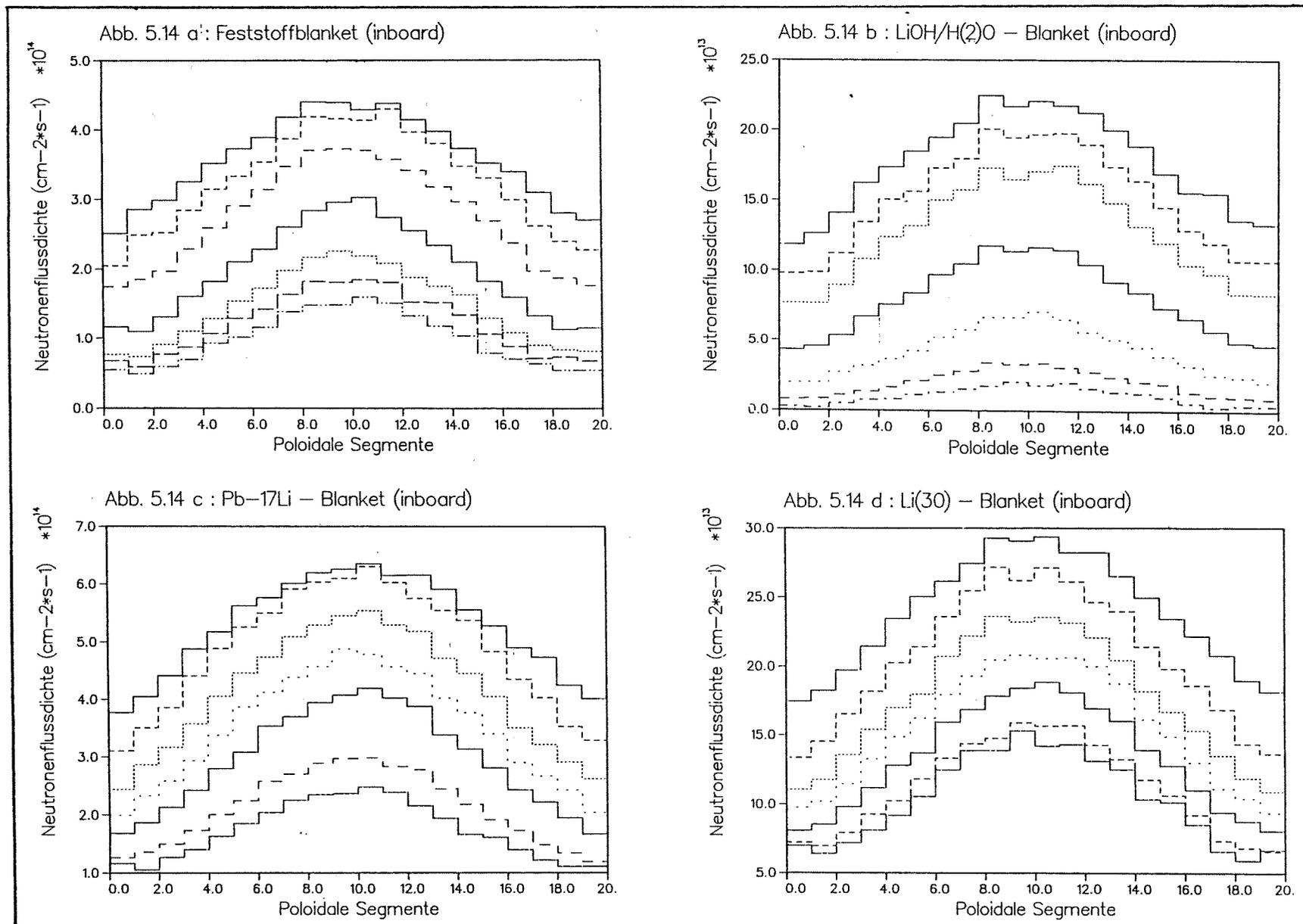


Abb. 5.14: Poloidale Profile der totalen Neutronenflußdichte im Inboard-Blanketsegment

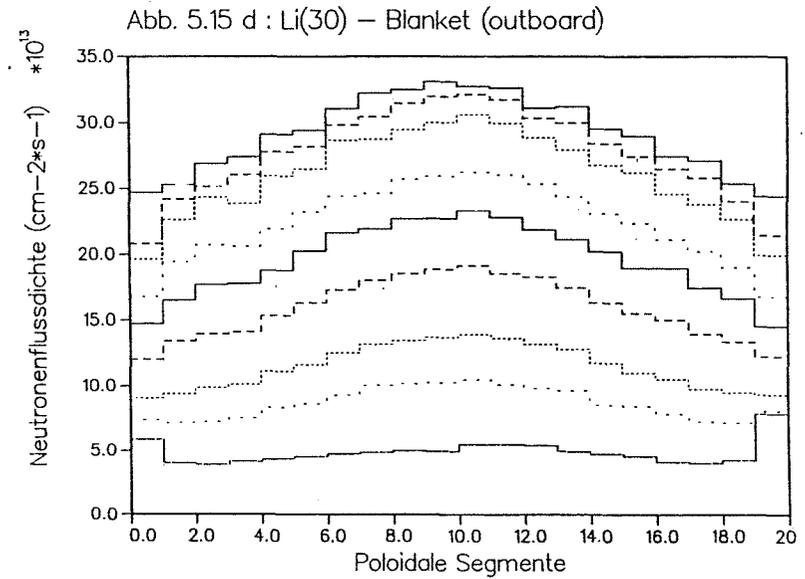
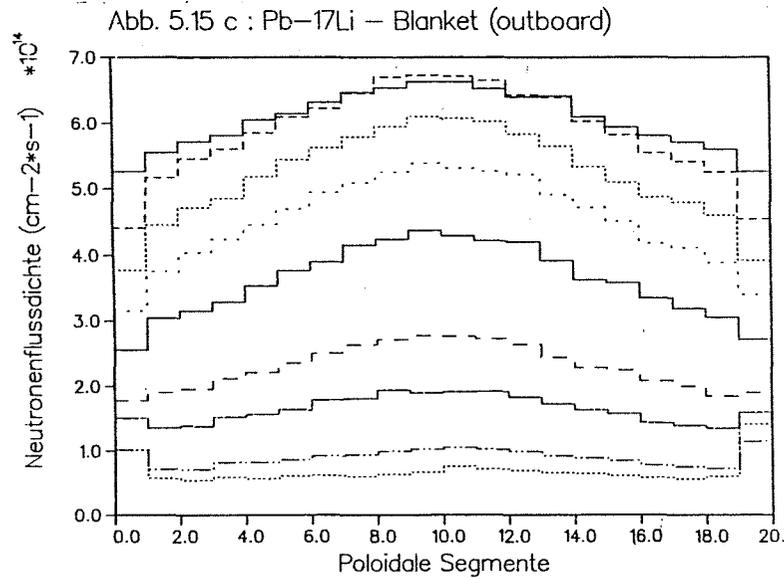
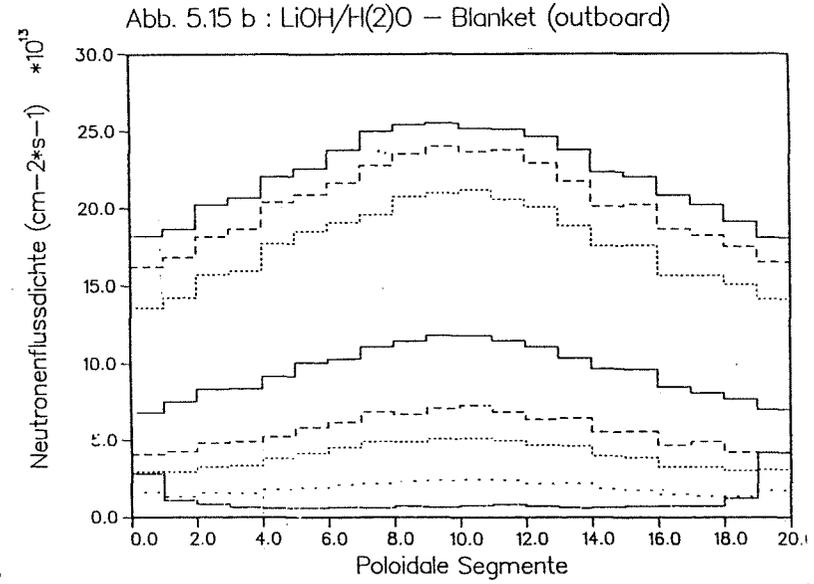
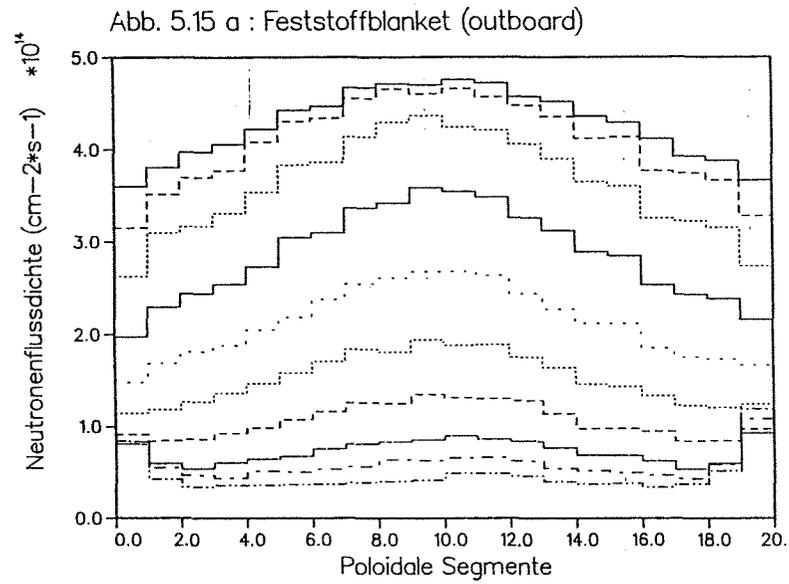


Abb. 5.15: Poloidale Profile der totalen Neutronenflußdichte im Outboard-Blanketsegment

### 5.6.3 Energetische Verteilungen der Neutronenflußdichte

Die für jeden Blankettyp charakteristische energetische Verteilung der Neutronen stellt sich schon an der ersten Wand ein und wurde bereits in Abschn. 5.5 diskutiert. Innerhalb des Blankets ändert sich das Neutronenspektrum nur unwesentlich. Dies gilt insbesondere für das LiOH- und das keramische Blanket, da in beiden Fällen das Neutronenspektrum schon im vorderen Blanketbereich gut moderiert ist (Abb. 5.16a und 5.16d). Im Falle des Flüssigmetallblankets ist im hinteren Blanketbereich eine leichte Verschiebung des Neutronenspektrums zu niedrigeren Energien hin festzustellen (Abb. 5.16b und c). Dieses Verhalten erklärt sich daraus, daß sich beim Flüssigmetallblanket ein merklicher Moderationseffekt erst bei größeren Blankettiefen einstellen kann: im Falle des Pb-17Li aufgrund des geringen Energieverlustes beim Stoß eines Neutrons mit einem Pb-Kern, im Falle des Lithiums aufgrund des niedrigen elastischen Streuquerschnittes der beiden Li-Isotope.

## 5.7 *Verteilungen der Tritiumproduktionsrate*

### 5.7.1 Energetische Verteilungen

Die energetische Verteilung der Tritiumproduktionsrate erklärt sich auf der Basis der kernphysikalischen Eigenschaften der Blanketvarianten (Abschn. 4.2). Das Flüssigmetallblanket (Pb-17Li- und Li-Variante) unterscheidet sich dabei grundsätzlich vom LiOH- und keramischen Blanket. Aufgrund des geringen Moderationsvermögens des Flüssigmetallblankets findet die Tritiumproduktion im wesentlichen im Bereich der  ${}^6\text{Li}$ -Resonanz bei 0,25 MeV statt (Abb. 5.17b und c). Im Falle des Li-Blankets schließt sich im oberen MeV-Bereich noch die Tritiumproduktion über die  ${}^7\text{Li}(n, n')t$ -Reaktion an, die aber nur mit ca. 20 % zur gesamten Tritiumerzeugung beiträgt.

Im Falle des LiOH-Blankets kommt es zu einer raschen Abbremsung der hochenergetischen Neutronen, so daß die Tritiumproduktion praktisch ausschließlich im thermischen Energiebereich stattfindet (Abb. 5.17d): allein der Anteil der niedrigsten Energiegruppe ( $E < 0,152$  eV) an der gesamten Tritiumproduktion beträgt schon ca. 30 %.

Abb. 5.16 a : Feststoffblanket

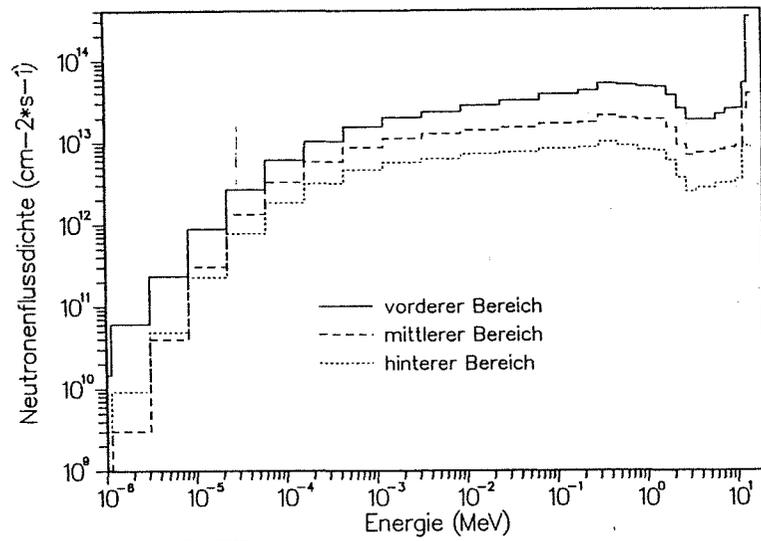


Abb. 5.16 b : Pb-17Li - Blanket

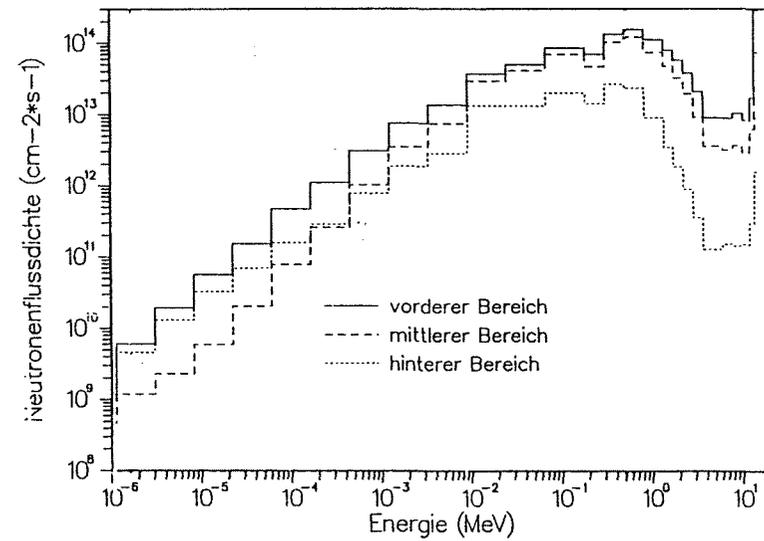


Abb. 5.16 c : Li(30) - Blanket

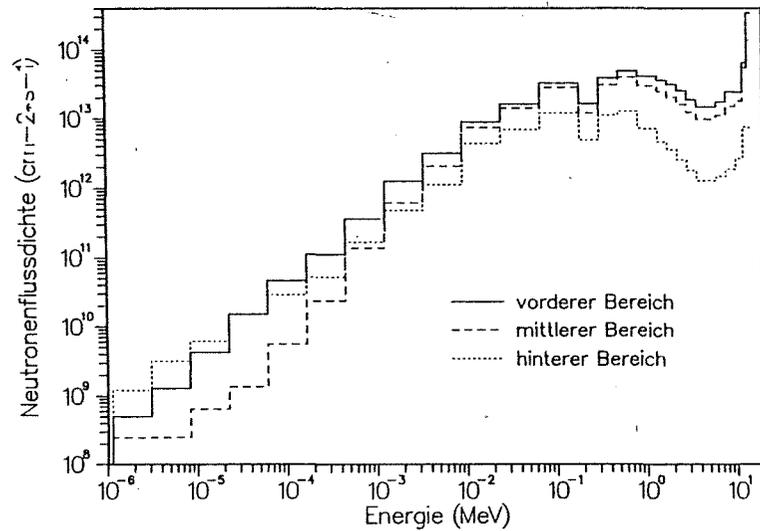


Abb. 5.16 d : LiOH/H(2)O - Blanket

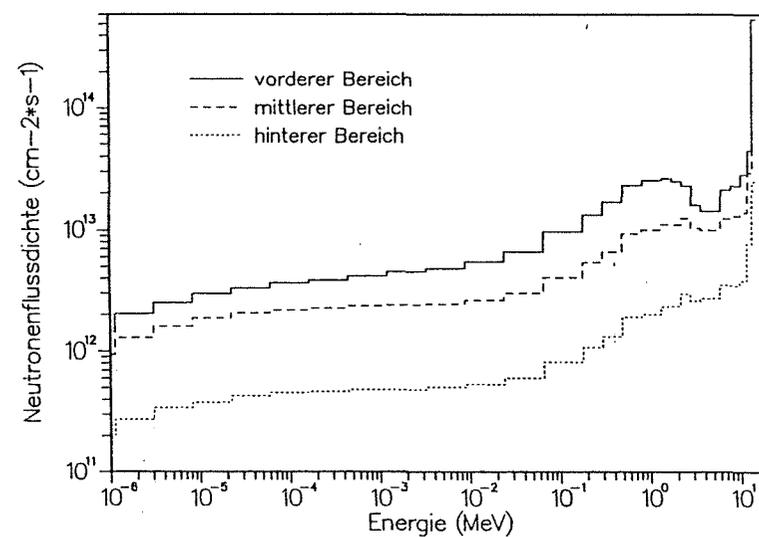


Abb. 5.16: Spektren der totalen Neutronenflußdichte  $\Phi_{tot}(u)$  in verschiedenen radialen Bereichen des Outboard-Blanketsegmentes (poloidaler Mittelwert)

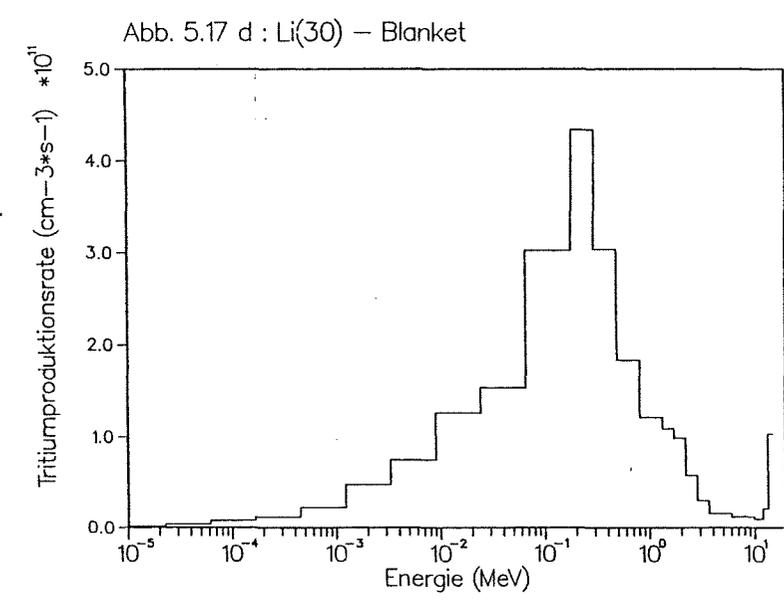
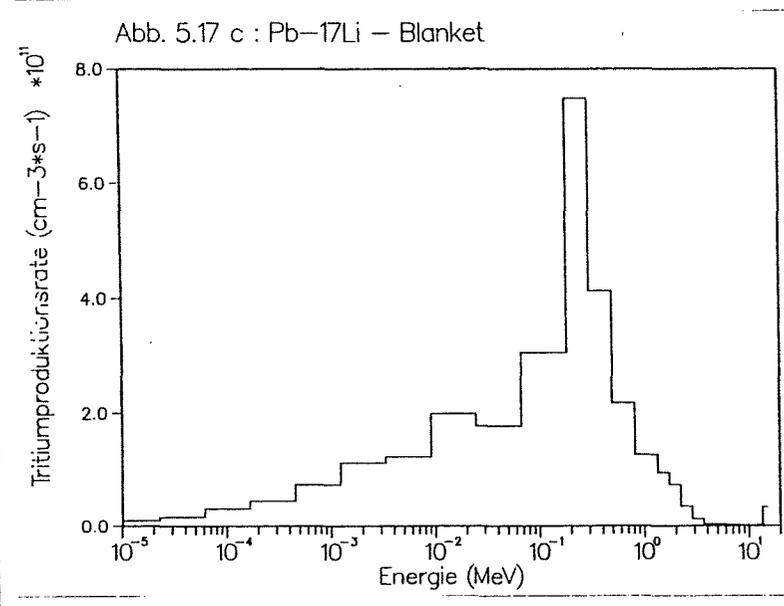
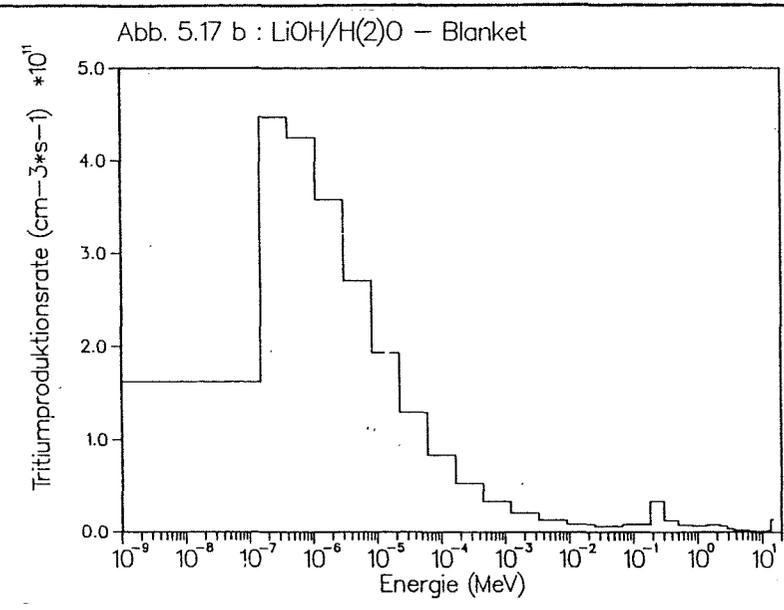
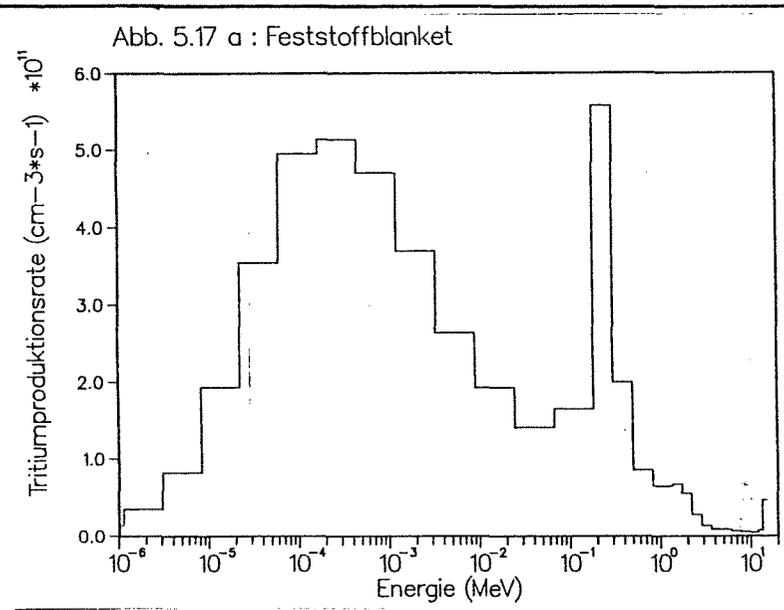


Abb. 5.17: Typische Spektralverteilung der Tritiumproduktionsrate  $T_6(u)$  im Outboard-Blanketsegment (poloidaler Mittelwert)

Das keramische Blanket ist hinsichtlich der energetischen Verteilung der Tritiumproduktionsrate zwischen LiOH- und dem Flüssigmetallblanket einzuordnen: das Moderationsvermögen des Berylliums ist ausreichend, um hochenergetische Neutronen in den niederenergetischen Bereich abzubremesen, doch geschieht dies durch sukzessive Stöße mit wesentlich geringerem Energieverlust als beim LiOH-Blanket. Dadurch findet im keramischen Blanket eine beträchtliche Tritiumproduktion im Bereich der  ${}^6\text{Li}$ -Resonanz bei 0,25 MeV statt. Eine nennenswerte Tritiumproduktion im thermischen Energiebereich ist hingegen nicht möglich, da der  $1/v$ -Wirkungsquerschnitt der  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$ -Reaktion für ein "Aussterben" der Neutronenpopulation zu niedrigeren Energien hin sorgt. Für das keramische Blanket ergibt sich somit ein Maximum der Tritiumproduktion bei ca. 200 - 300 eV (Abbildung 5.17a).

### 5.7.2 Radiale Profile

Entsprechend den neutronenphysikalischen Eigenschaften der Blanketvarianten nimmt die Tritiumproduktionsrate mit der Blankettiefe ab (Abb. 5.18). Im Falle des LiOH-Blankets bewirkt die gute Moderation einen steilen Abfall. Im Falle des Flüssigmetallblankets ( $\text{Pb-}{}^{17}\text{Li}$  und  $\text{Li}$ ) ergibt sich hingegen ein flaches Profil, während das keramische Blanket wiederum eine Mittelstellung einnimmt. Im allgemeinen sind die radialen Profile der Tritiumproduktionsrate flacher als jene der totalen Neutronenflußdichte, da mit der Blankettiefe die Neutronenmoderation zunimmt, und damit auch die Wahrscheinlichkeit, daß Neutronen in  ${}^6\text{Li}$  absorbiert werden, während gleichzeitig die Neutronenflußdichte abnimmt. Je schlechter mithin das Moderationsvermögen des Blankets ist, desto größer ist die benötigte Blankettiefe, und desto flacher ist auch das radiale Profil der Tritiumproduktionsrate. Das Flüssigmetallblanket benötigt folglich in seiner  $\text{Pb-}{}^{17}\text{Li}$ - und in seiner  $\text{Li}$ -Variante eine bedeutend größere Blankettiefe als das keramische Blanket, um sein Brutvermögen optimal auszuschöpfen (vgl. hierzu Abschn. 5.8 unten). Das wäßrige LiOH-Blanket kommt hingegen mit einer geringeren Blankettiefe aus: hier genügen 35 bis 40 cm, wie unmittelbar aus dem radialen Profil der Tritiumproduktionsrate ersichtlich ist (Abb. 5.18).

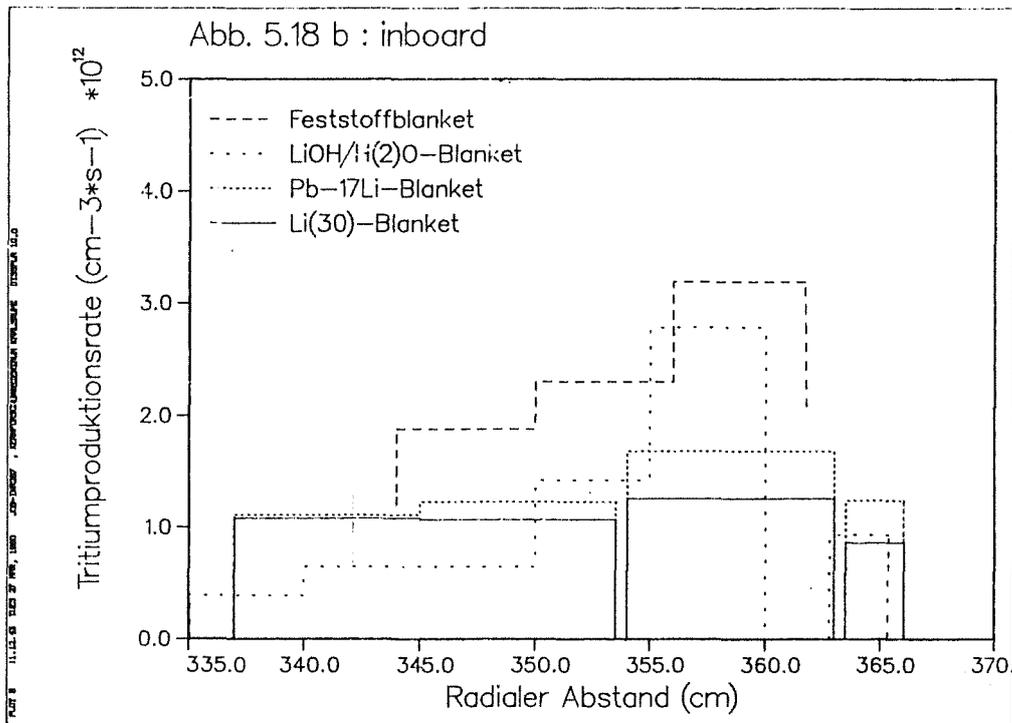
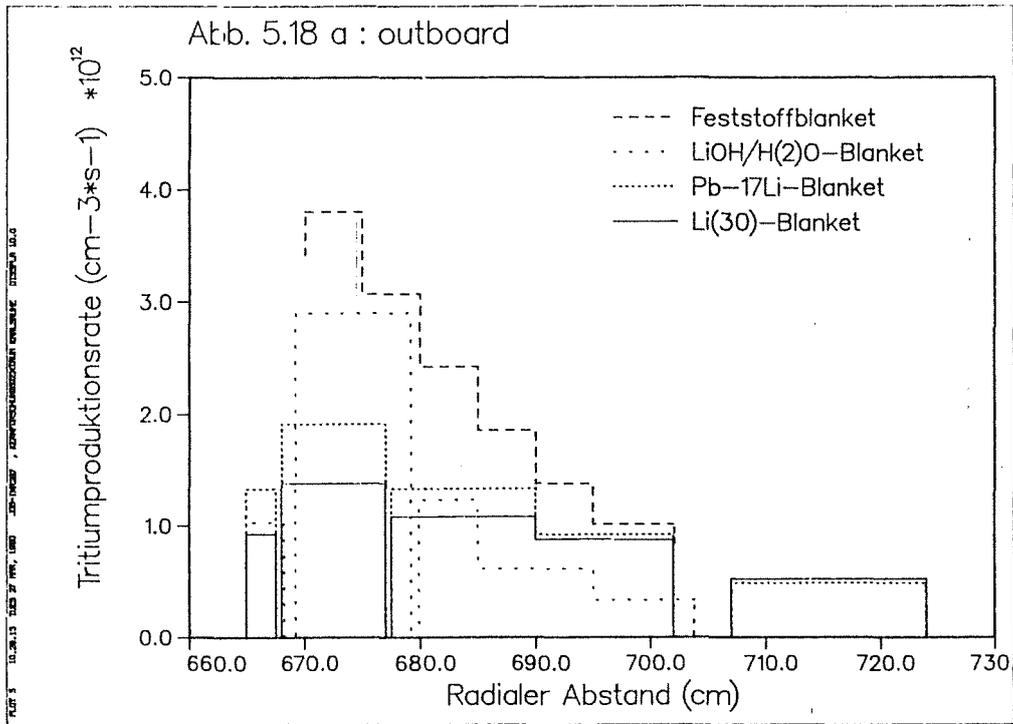


Abb. 5.18: Radiale Profile der Tritiumproduktionsrate  $T_6$  (poloidaler Mittelwert): a) outboard b) inboard

## 5.8 Brutvermögen der Blanketvarianten

Der übergeordnete Zweck des Blankets ist es, das für die (d,t)-Fusion benötigte Tritium zu erbrüten. Für den Betrieb eines Leistungsreaktors ist es daher notwendig, pro (d,t)-Fusion mindestens ein Triton zu erzeugen. Diese Anforderung wird auch an einen Demonstrationsreaktor gestellt. Zur Abdeckung verfahrensbedingter Unsicherheiten und von Tritiumverlusten wird darüberhinaus eine globale Brutrate von  $T = 1,05$  angestrebt. Für den Betrieb des Testreaktors NET ist eine Tritiumbrutrate von  $T > 1,0$  nicht erforderlich, da der geringe Bedarf an Tritium auch in der Technologiephase durch externe Zukäufe sichergestellt werden kann (vgl. Abschn. 3). In NET ist der für die Blanketsegmente zur Verfügung stehende Platz denn auch sehr eingeschränkt, die maximale Blankettiefe ist beispielsweise auf 35 cm auf der inneren und 65 cm auf der äußeren Torusseite begrenzt. Dadurch ist es für Blankettypen mit geringem Moderationsvermögen (z.B. das Flüssigmetallblanket) nicht möglich in NET ihr Brutpotential auszuschöpfen, obgleich dies in einem Demonstrations- oder Leistungsreaktor mit größeren Abmessungen möglich wäre. Die nachfolgende Diskussion soll daher auch unter dem Aspekt geführt werden, welches Brutpotential die behandelten Blankettypen besitzen, wenn man NET-spezifische Beschränkungen fallen läßt. Hierzu gehört auch der Schutz der ersten Wand durch Graphitziegel, die sich in recht unterschiedlicher Weise auf das Brutvermögen auswirken. Man geht heute davon aus, daß in einem Demonstrations- und erst recht in einem Leistungsreaktor ein derartiger Schutz entfallen kann (vgl. Abschn. 3).

Tabelle 5.3 enthält die für NET ermittelten globalen Brutraten der vier behandelten Blanketvarianten. Es ist offensichtlich, daß das keramische Blanket unter dem Gesichtspunkt "Brutvermögen" reaktortauglich ist, da schon unter NET-Bedingungen eine globale Brutrate  $T > 1,0$  erreicht wird. Dies ist insbesondere auf die massive Verwendung des Neutronenmultipliers Beryllium zurückzuführen, aber auch darauf, daß die technische Konzeption des Blankets (vgl. Abschn. 4.1.2) einen hohen Bedeckungsgrad bei sehr niedrigem Void-Anteil ermöglicht. Aus dem radialen Profil der Tritiumproduktionsrate (Abb. 5.18) läßt sich entnehmen, daß sich bei Vergrößerung der Brutzone noch ein bescheidener Brutgewinn erzielen läßt, insbesondere durch Hinzufügen von reinem Brutmaterial, da Beryllium im hinteren Blanketbereich als Neutronenmultiplier nicht mehr wirksam ist. Tatsächlich ließe sich die radiale Ausdehnung der Berylliumplatten bei gleicher Brutrate beträchtlich verkürzen, und damit das benötigte Berylliuminventar reduzieren, wenn man im Anschluß an die Berylliumplatten

eine reine  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$ -Partikelbettschüttung vorsehen würde (vgl. /Fi 87/). Darüberhinaus läßt sich das Brutvermögen auf jeden Fall noch steigern, wenn man im hinteren Blanketbereich einen gegenüber Beryllium effektiveren Moderator einbringt, z.B. wasserstoffhaltiges Material wie das Metallhydrid  $\text{ZrH}_{1,7}$  /Fi 88a/.

Das wäßrige  $\text{LiOH}$ -Blanket ist in der hier behandelten Ausführung nicht in der Lage, eine globale Brutrate von  $T > 1,0$  zu erzielen. Dazu bedarf es des zusätzlichen Einsatzes eines wirksamen Neutronenmultipliers - in Frage käme nur Beryllium -, was aber die technische Konzeption dieses Blankets grundlegend ändern würde (vgl. /Kü 87/). Für NET wird das wäßrige  $\text{LiOH}$ -Blanket als Treiberblanket in der Technologiephase in Erwägung gezogen (vgl. Abschn. 3), es ist ohne Neutronenmultiplier nicht reaktortauglich.

Für das Flüssigmetallblanket ergibt sich in beiden Varianten ( $\text{Pb-17Li}$  und  $\text{Li}$ ) eine globale Brutrate, die deutlich unter eins liegt (Tab. 5.3). Dabei wird für Lithium-Metall eine höhere Brutrate erreicht als für das Eutektikum  $\text{Pb-17Li}$ . Auf der Basis der früheren Optimierungs- und Auslegungsrechnungen wäre dies nicht zu erwarten: in einer eindimensionalen Darstellung des NET-Reaktors ergibt sich für das  $\text{Pb-17Li}$ -Blanket eine höhere Tritiumbrutrate als für das  $\text{Li}$ -Blanket (vgl. hierzu Abschn. 6.3). In bezug auf das Brutvermögen galt das Eutektikum  $\text{Pb-17Li}$  daher dem Lithium-Metall als überlegen. Erste Zweifel an diesem Sachverhalt erbrachten Monte Carlo Rechnungen für geometrisch einfache Blanketanordnungen, die zeigten, daß die Neutronenleckage durch Öffnungen in einer  $\text{Pb-17Li}$ -Anordnung wesentlich stärker mit dem Öffnungswinkel wächst als bei einer äquivalenten  $\text{Li}$ -Anordnung /Mei 83/. Die tatsächliche Überlegenheit des Lithium-Metalls ergibt sich aber erst in einer dreidimensionalen Darstellung des Blankets in der realistischen Reaktorumgebung: das hohe Reflexionsvermögen des  $\text{Pb-17Li}$ -Eutektikums führt zu einer vergleichsweise hohen Ausstreuung von Neutronen durch die Divertoröffnungen (was auch unmittelbar an der hohen Neutronenflußdichte an der ersten Wand ablesbar ist, s. Abschn. 5.5), so daß es in den dortigen Reaktorkomponenten (Divertoren, Stopfen, Vakuumgefäße, etc.) zu einer unverhältnismäßig hohen Zahl von Neutronenabsorptionen kommt. Die Neutronenbilanz ist denn auch für das  $\text{Pb-17Li}$ -Blanket sehr ungünstig: ca. 45 % aller Neutronen gehen durch parasitäre Absorption verloren, beim  $\text{Li}$ -Blanket sind dies nur 23 %. Diese neutronenphysikalisch ungünstigen Eigenschaften des  $\text{Pb-17Li}$ -Eutektikums können in einem wassergekühlten Flüssigmetallblanket durch das Kühlmittel bzw. den Moderator Wasser abgeschwächt werden, doch macht diese Variante eine technische Blanketkonzeption erforderlich, die einen hohen Void-

anteil und einen hohen Strukturmaterialanteil aufweist. Dies und die Tatsache, daß das Wasser die Neutronenmultiplikation beeinträchtigt, führen dazu, daß das Brutvermögen eines wassergekühlten Flüssigmetallblankets dem eines selbstgekühlten deutlich unterlegen ist.

Das Brutvermögen des Li-Blankets wird in NET primär durch die geringen Blanketabmessungen beeinträchtigt, wie auch aus dem flachen radialen Profil der Tritiumproduktionsrate (Abbildung 5.18) hervorgeht. Bei einer größeren Blankettiefe läßt sich mühelos eine globale Brutrate von  $T \geq 1,05$  erzielen; tatsächlich ist dies in einem "NET-ähnlichen" Demonstrationsreaktor bei einer Blankettiefe von 85 cm auf der äußeren und 65 cm auf der inneren Torusseite schon mit natürlichem, also nicht angereichertem, Lithium möglich /Mal 88b/. Auch für Pb-17Li erhält man unter diesen Bedingungen eine globale Brutrate von  $T = 1,05$ , wobei allerdings eine  ${}^6\text{Li}$ -Anreicherung von 90 % notwendig ist /Mal 88b/. Das Flüssigmetallblanket ist somit in seiner Li- wie in seiner Pb-17Li-Variante reaktor-tauglich. Die geringe Brutrate, die für beide Blanketvarianten unter NET-Bedingungen erzielt worden ist, ist primär auf die restriktiven Blanketabmessungen zurückzuführen.

	Feststoffblanket	LiOH-Blanket	Pb-17Li-Blanket	Li(30)-Blanket
M	1,67	1,14	1,56	1,19
T	1,03	0,78	0,86	0,92

Tab. 5.3: Neutronenmultiplikation (M) und Tritiumbrutrate (T) der behandelten Blanketvarianten (mit Graphitschutzschicht auf der ersten Wand)

	Feststoffblanket	LiOH-Blanket	Pb-17Li-Blanket	Li(30)-Blanket
M	1,78	1,17	1,63	1,22
T	1,11	0,82	0,89	1,0

Tab. 5.4: Neutronenmultiplikation und Tritiumbrutrate der behandelten Blanketvarianten ohne Graphitschutzschicht auf der ersten Wand

Eine weitere NET-spezifische Beschränkung, die das Brutvermögen der Blankets beeinträchtigt, in einem Demonstrations- oder Leistungsreaktor aber entfällt, stellt die schon erwähnte Verwendung von Graphitziegeln an der ersten Wand in NET dar. Neutronenphysikalisch wirkt sich dies primär darin aus, daß die auftretenden 14-MeV-Neutronen schon in der Graphitschutzschicht abgebremst werden können, bevor sie noch die Multiplizierzone erreichen. Dadurch wird die Neutronenmultiplikation, die auf endothermen  $(n, 2n)$ -Reaktionen basiert, beeinträchtigt. Darüberhinaus kann es aufgrund von  $(n, \alpha)$ - bzw.  $(n, n'\alpha)$ -Reaktionen auch zu merklichen Neutronenverlusten im Graphit selbst kommen. Man könnte vermuten, daß sich die Graphitschutzschicht am stärksten beim Pb-17Li-Blanket auswirken sollte, da die  $(n, 2n)$ -Reaktionsschwelle von Pb mit ca. 7 MeV vergleichsweise hoch liegt, aber weniger beim Li-Blanket (die Schwelle der Reaktion  ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)t$  liegt bei ca. 3,5 MeV), ebenso wie beim keramischen Blanket (die Schwelle der  $\text{Be}(n, 2n)$ -Reaktion liegt bei ca. 1,85 MeV), und daß sie sich beim wäßrigen LiOH-Blanket kaum auswirken sollte, da hier die Neutronenmultiplikation nicht von Bedeutung ist und das Neutronenspektrum ohnehin gut moderiert ist. Tatsächlich ist die Wirkung aber beim keramischen Blanket und beim Li-Flüssigmetallblanket am größten: die Brutrate steigt jeweils um 0,08, wenn man die Graphitziegel entfernt (Tab. 5.4). Beim LiOH-Blanket ergibt sich hingegen ein gemäßiger Anstieg um 0,04 und beim Pb-17Li-Flüssigmetallblanket nur um 0,03 (Tab. 5.4). Dies begründet sich darin, daß der Streuquerschnitt von  ${}^{12}\text{C}$  im hohen Energiebereich ( $E > 1,0$  MeV) um etwa eine Größenordnung kleiner ist als der von Pb, aber von der gleichen Größenordnung wie der Streuquerschnitt von Beryllium und  ${}^7\text{Li}$ . Die Neutronenmultiplikation im keramischen Blanket geht durch die Graphitziegel um 0,11 zurück, die  ${}^7\text{Li}(n, n'\alpha)$ -Reaktionsrate im Li-Blanket um 0,07 (Tab. 5.4). Im Pb-17Li-Blanket bewirken die Graphitziegel einen Rückgang der Neutronenmultiplikation um 0,07; der Rückgang der Brutrate wird aber dadurch etwas abgeschwächt, daß das etwas besser moderierte Neutronenspektrum zu einer erhöhten  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)t$ -Reaktionsrate im vorderen Blanketbereich führt.

## 5.9 Verteilungen der Neutronenflußdichte im Vakuumgefäß

Im NET-Reaktor ist das Vakuumgefäß als Abschirmkomponente ausgelegt (Abschn. 3.2): neben seiner eigentlichen Funktion hat es die Aufgabe, die das Blanket durchdringende bzw. durch die Divertoröffnungen entweichende Strahlung abzuschwächen und damit die hinter dem Vakuumgefäß befindlichen supraleitenden Magnetfeldspulen vor Strahlenschäden zu schützen. Die Abschirmwirkung des Vakuumgefäßes hängt dabei wesentlich von der poloidalen Höhe ab, da einerseits die das äußere und innere Blanketsegment durchdringende Strahlung in poloidaler Richtung variiert (Abschn. 5.6.2), andererseits in Höhe der Divertoröffnungen Neutronenstrahlung direkt das Vakuumgefäß erreichen kann, ohne durch ein Blanketsegment oder eine sonstige Strukturkomponente abgeschwächt zu werden. In diesem Abschnitt soll zunächst die räumliche Verteilung der Neutronen im Vakuumgefäß untersucht werden, um die räumlichen Bereiche mit der geringsten Abschirmwirkung, also die "Schwachstellen" der Abschirmung herauszufinden, die für die Abschirmrechnungen, die weiter unten in Abschnitt 5.11 diskutiert werden, maßgeblich sind. Hierfür wird das in Abb. 5.19 dargestellte Torussektormodell benutzt, das einen Sektor repräsentiert, dessen äußeres Segment sich direkt unter einem der 16 Toroidal-feldmagneten befindet, während das für die neutronenphysikalische Behandlung des Blankets benutzte Modell einen Sektor darstellt, dessen äußeres Segment sich zwischen den Toroidal-feldmagneten befindet und insofern für die Behandlung der Abschirmproblematik nicht geeignet ist. Für die Abschirmrechnungen genügt es dabei, die obere poloidale Hälfte eines Torussektors zu behandeln; in der Torusmittelebene werden dann reflektierende Randbedingungen angewandt. In toroidaler Richtung erstreckt sich dieses Modell über  $7,5^\circ$ , wobei darauf verzichtet wird, die toroidale Symmetrie eines Torussektors auszunutzen. Vielmehr soll später (s. unten) in der Mitte dieses Sektors (bezüglich der toroidalen Richtung) ein Segmentspalt eingezogen werden, der im tatsächlichen Fall benachbarte Blanketsegmente trennt, die Neutronenstrahlung aber ungehindert passieren läßt und auf diese Weise die Abschirmwirkung vermindert.

Für das Vakuumgefäß wird ein Entwurf benutzt, der vom NET-Team ausgearbeitet wurde /Dä 87b/ und in Abb. 5.20 dargestellt ist. Es handelt sich dabei um einen im konstruktiven Aufbau und der Materialzusammensetzung einfachen Entwurf, der in seiner Abschirmwirkung aber sehr effektiv ist: massive Stahlplatten, die mechanische Trage- und Stützfunktionen ausüben, wechseln sich ab mit Wasserschichten, die der Wärmeabfuhr dienen.

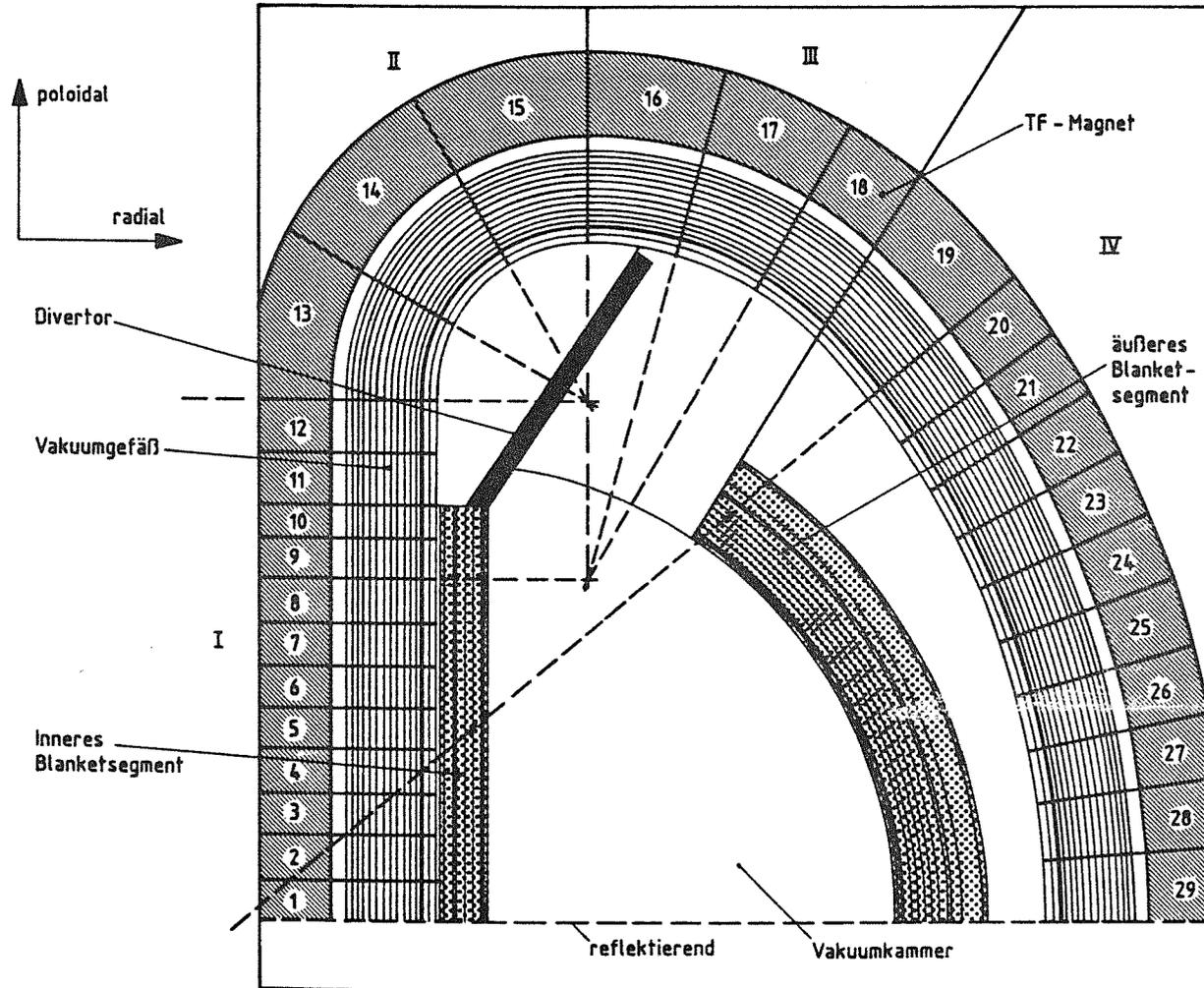


Abb. 5.19: Poloidal-radialer Schnitt durch das für die Abschirmrechnungen benutzte Torussektormodell mit poloidaler Segmentierung des Vakuumgefäßes

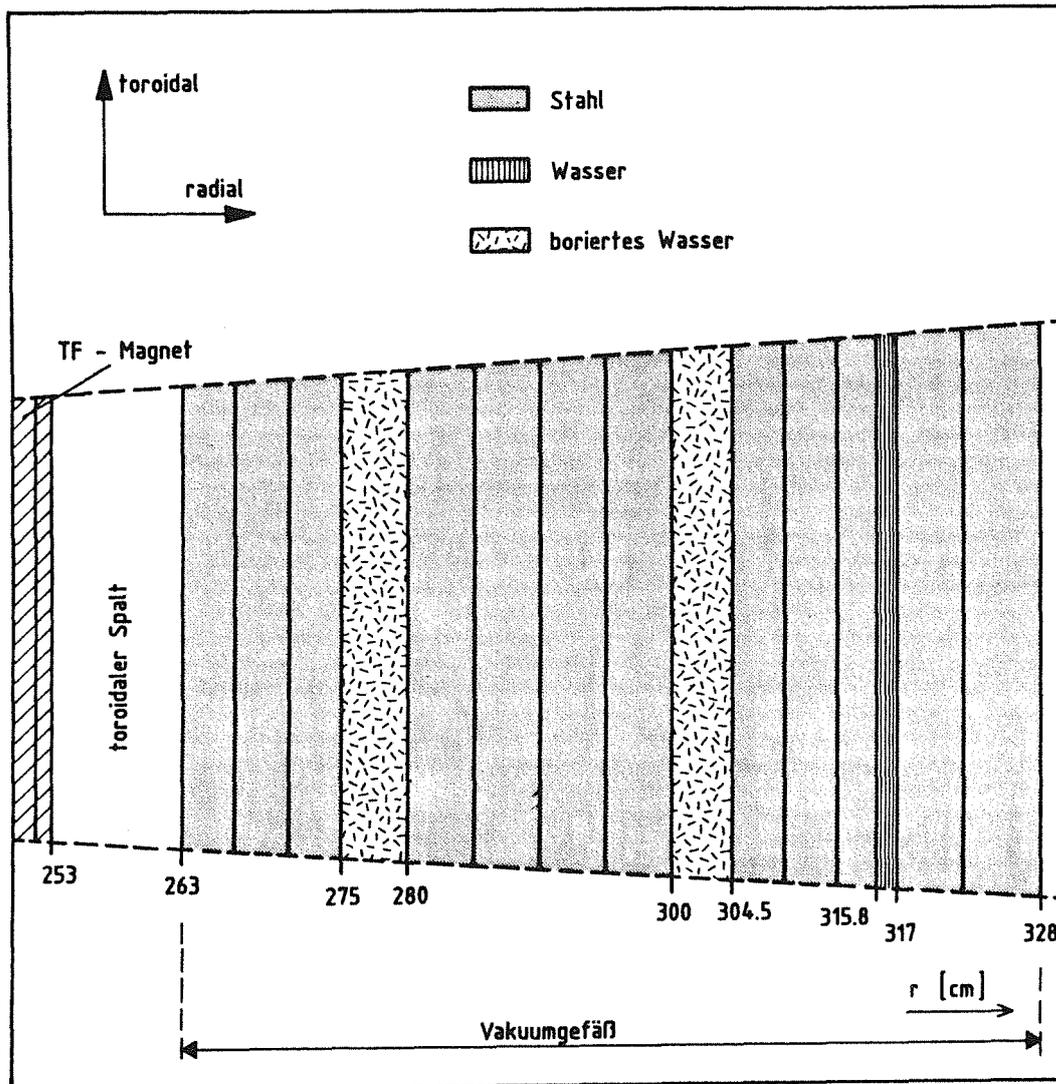


Abb. 5.20: Radial-toroidaler Schnitt durch das Vakuumgefäß der inneren Torusseite in Höhe der Torusmittelebene

Die hohe Abschirmwirkung dieser Anordnung ergibt sich daraus, daß im vorderen Bereich des Vakuumgefäßes die dort noch zahlreichen hochenergetischen Neutronen durch inelastische Streuprozesse an den Stahlkomponenten abgebremst werden, im mittleren und hinteren Bereich, wo die mittlere Neutronenenergie geringer ist, aber durch elastische Streuprozesse mit den Wasserstoffkernen. Die abgebremsten Neutronen können in den Resonanzen der Stahlkomponenten eingefangen werden, oder aber als thermische Neutronen in  $^{10}\text{B}$ , das dem Wasser zu diesem Zweck in Form von Borsäure zugegeben wird. Die in den inelastischen Streuprozessen und den  $(n, \gamma)$ -Reaktionen entstehenden Photonen werden vorzugsweise von den Stahlkomponenten absorbiert. Zwar gibt es Materialzusammensetzungen bzw. -anordnungen mit einer besseren Abschirmwirkung [Gre 85], doch hat man sich bei NET für bekannte Materialien entschieden, so daß keine Probleme durch ungünstige Material- oder Fabrikationseigenschaften zu erwarten sind.

Für die im folgenden durchgeführten Rechnungen zur Bestimmung der räumlichen Verteilung der Neutronen im Vakuumgefäß - wie für alle weiteren Rechnungen zur Frage der Abschirmung in Abschn. 5.11 - wird für das Blanket durchweg der Entwurf des keramischen Feststoffblankets zugrunde gelegt. Zur Verfolgung der Neutronen durch das Vakuumgefäß hindurch ist die Anwendung der analogen Monte Carlo Technik ungenügend, da sich die Neutronenpopulation über den Bereich des Vakuumgefäßes (mit einer radialen Dicke von 65 cm) typischerweise um mehr als 3 Größenordnungen abschwächt. Von 100 000 Neutronen, die im günstigsten Fall auf das Vakuumgefäß aufträfen, würden bei Anwendung der analogen Monte Carlo Technik gerade 100 Neutronen das Vakuumgefäß durchdringen; diese Zahl ist für eine ausreichende Genauigkeit offensichtlich zu gering. Infolgedessen bedarf es der Anwendung geeigneter Varianzreduktionsmethoden. Wir benutzen im folgenden das in Abschn. 2.2 beschriebene geometrieabhängige "Teilchensplitting"-Verfahren, das einerseits in seiner Methodik direkt einsehbar und sehr zuverlässig ist, andererseits durch die geometrieabhängige Wahl der Teilchengewichte den stattfindenden physikalischen Prozessen sehr gut angepaßt werden kann.

Die Neutronenpopulation schwächt sich aufgrund der im Vakuumgefäß stattfindenden kernphysikalischen Wechselwirkungsprozessen von innen nach außen exponentiell ab. Um die Neutronenpopulation über das Vakuumgefäß hinweg konstant zu halten, müssen die Teilchengewichte von innen nach außen entsprechend hochgesetzt werden. Die Wahl der Teilchengewichte erfolgt dabei in einer

radialen Zoneneinteilung, die wie die Teilchengewichte selbst dem exponentiellen Abfall der Neutronenpopulation angepaßt ist: entsprechend einer Abnahme um den Faktor 2 nach einer Stahlschichtdicke von ca. 5 cm beispielsweise wird eine Erhöhung der Teilchengewichte um den Faktor 2 vorgenommen (vgl. Abb. 5.21). Die Zoneneinteilung, die durch den Entwurf des Vakuumgefäßes vorgegeben ist und auch dünne Wasserschichten vorsieht, bleibt davon unberührt. Die Teilchengewichte müssen dabei so angesetzt werden, daß Übergänge zwischen Zonen stark unterschiedlicher Teilchengewichte vermieden werden, da dies zu einer "Verfälschung" der Teilchenstatistik führen würde: die Zahl der in einer Zone "gesplitteten" Teilchen steht für ein einziges Teilchen der vorigen Zone, das "Repräsentationsgewicht" eines Teilchens wächst folglich mit der Zahl der nachfolgend "gesplitteten" Teilchen und entsprechend geringer ist dann die zu erwartende statistische Genauigkeit. In der Praxis erhält man eine optimale Wahl der geometrieabhängigen Teilchengewichte in wenigen Iterationsschritten, die in der Regel mit geringem Rechenaufwand durchgeführt werden können, so daß ein hoher Rechenaufwand auf die eigentliche neutronenphysikalische Rechnung beschränkt bleibt. Abb. 5.21 zeigt hierzu exemplarisch die radiale Zoneneinteilung des Vakuumgefäßes der inneren Torusseite, zusammen mit dem ausiterierten Satz von Teilchengewichten und der sich damit ergebenden Neutronenpopulation.

Für die Berechnung der poloidal-radialen Verteilung der Neutronenflußdichte im Vakuumgefäß wurde diese Einteilung mit dem zugehörigen Satz von Teilchengewichten entsprechend für das gesamte Vakuumgefäß übernommen. Abb. 5.22 zeigt hierzu die poloidalen Profile, die sich vor und hinter dem Vakuumgefäß für die totale Neutronenflußdichte ergeben. Dabei wurde das Vakuumgefäß über die gesamte poloidale Länge, ausgehend von der Torusmittelebene auf der inneren Seite (Zone I) über die poloidalen "Bögen" in Höhe des Divertors (Zonen II, III) bis zur Torusmittelebene auf der äußeren Seite, in 29 poloidale Segmente unterteilt.

Die sich dabei ergebende poloidale Verteilung der Neutronenflußdichte im Vakuumgefäß ist sehr charakteristisch: hinter dem Blanketsegment auf der inneren Torusseite ergibt sich das bekannte poloidale Profil (vgl. Abschn. 5.6.2) einer mit der poloidalen Höhe abnehmenden Neutronenflußdichte; hinter dem Divertor steigt die Neutronenflußdichte wieder an, da die Abschwächung durch den Divertor vergleichsweise gering ist; das dortige Maximum der Neutronenflußdichte erreicht dabei das Niveau des poloidalen Mittelwertes der Neutronen-

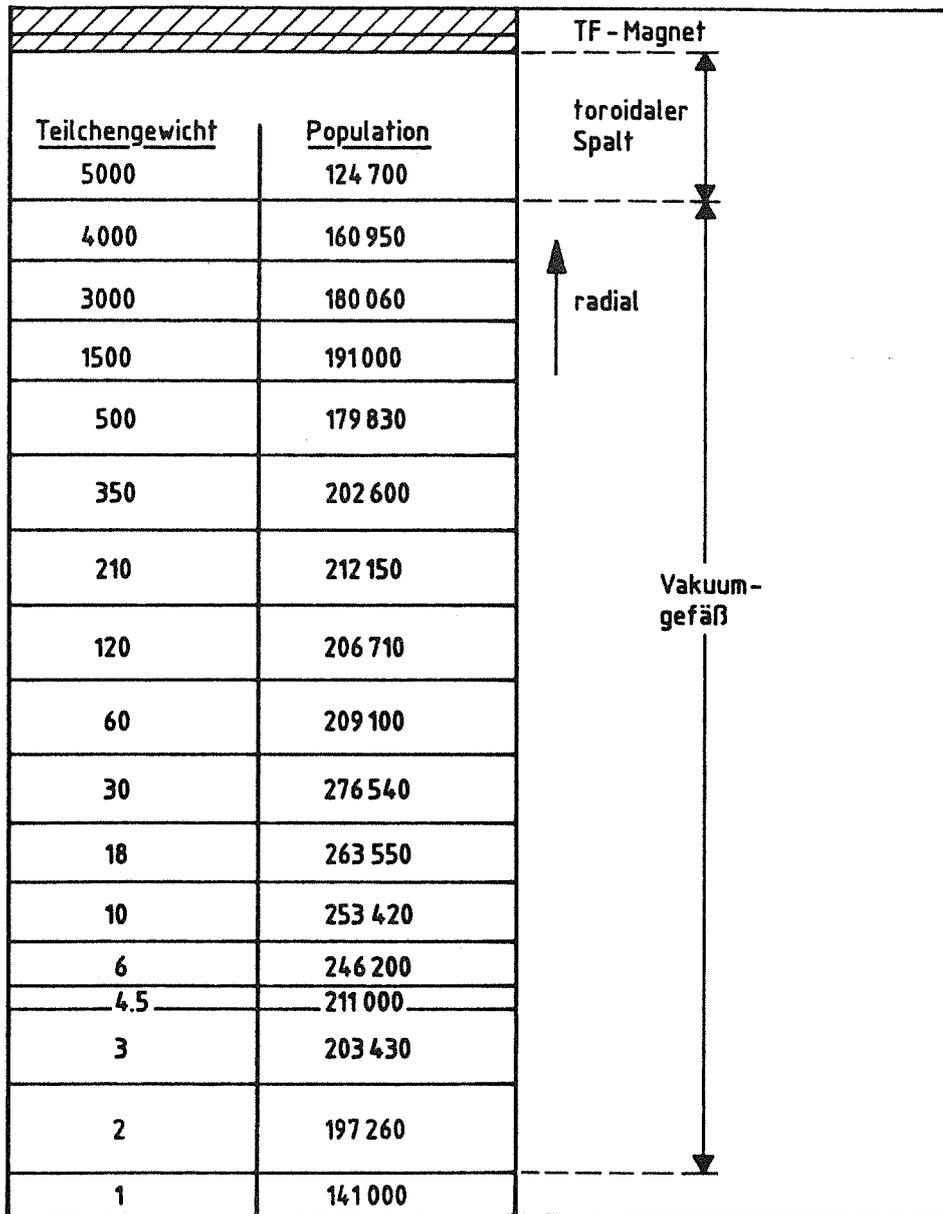


Abb. 5.21: Zonenabhängige Wahl der Teilchengewichte im Vakuumpfäß und erzielte Neutronenpopulationen bei 160 000 Quellneutronen

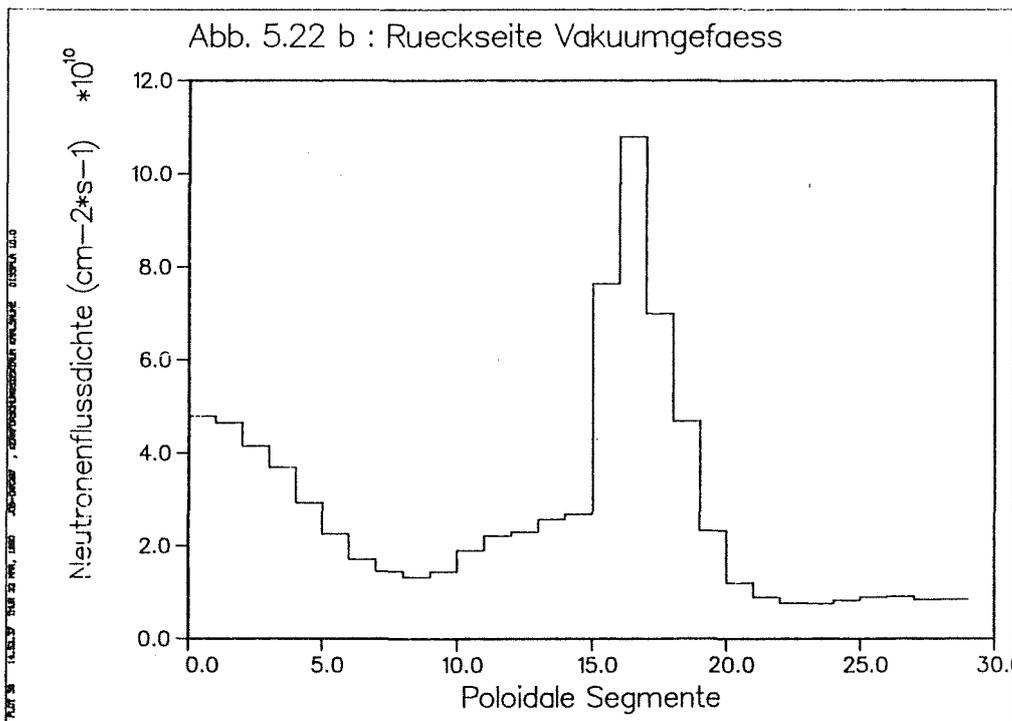
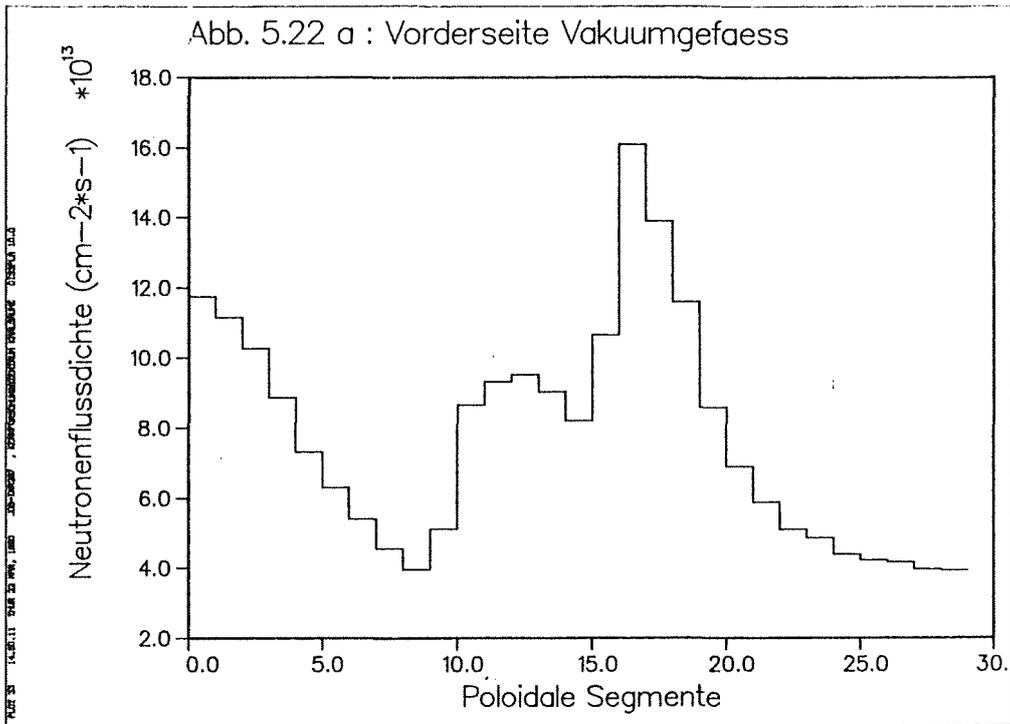


Abb. 5.22: Poloidale Verteilung der totalen Neutronenflußdichte im Bereich des Vakuumgefäßes a) Vorderseite Vakuumgefäß b) Rückseite Vakuumgefäß

flußdichte hinter dem Blanketsegment. In Höhe der Divertoröffnung (Zone III in Abb. 5.19) erreicht die Neutronenstrahlung das Vakuumgefäß direkt ohne eine Materialzone durchdringen zu müssen; dort ergibt sich dann auch das absolute Maximum der Neutronenflußdichte (Abb. 5.22). Zur Torusmittelebene hin auf der äußeren Seite fällt die Neutronenflußdichte wieder ab, das poloidale Profil im dortigen Vakuumgefäß zeigt somit einen gegensätzlichen Verlauf zu jenem im zugehörigen Blanketsegment: dort nimmt die Neutronenflußdichte, ausgehend von der Torusmittelebene, mit zunehmender poloidaler Höhe ab (vgl. Abschn. 5.6.2). Im Vakuumgefäß auf der äußeren Seite ergibt sich das Maximum der Neutronenflußdichte folglich nicht in der Torusmittelebene, sondern in Höhe der Divertoröffnung; in der Torusmittelebene ergibt sich hingegen ein Minimum. Dies begründet sich darin, daß Neutronen in großer Zahl durch die Divertoröffnung ausgestreut werden und durch Vielfachstreuungen das äußere Vakuumgefäß erreichen, ohne das Blanketsegment durchdringen zu müssen. Dieser Effekt überwiegt den Effekt, der aufgrund der Konzentration der Quellneutronen im Bereich der Torusmittelebene dort zu einem Maximum führen würde (wie dies im äußeren Blanketsegment und auf der inneren Torusseite sowohl im Blanket als auch im Vakuumgefäß der Fall ist). Tatsächlich war ja schon im hinteren Bereich des äußeren Blanketsegmentes dieser "Einstreueffekt" andeutungsweise zu beobachten (s. Abschn. 5.6.2).

Die eigentlichen "Schwachstellen" bezüglich der Strahlenabschirmung befinden sich offensichtlich im Bereich der Divertoröffnungen und ließen sich durch vergleichsweise einfache konstruktive Maßnahmen beseitigen: hinter dem Divertor könnte zusätzliches Abschirmmaterial angebracht werden, die Divertoröffnung könnte durch ein in poloidaler Richtung verlängertes äußeres Blanketsegment verkleinert werden (dies würde allerdings die Handhabung beim Wechsel der Blanketsegmente erschweren); Abschirmstücke könnten aber auch zwischen dem äußeren Blanketsegment und dem Vakuumgefäß in Höhe der Divertoröffnung angebracht werden, so daß ein Einstreuen in das dortige Vakuumgefäß über die Divertoröffnung vermieden werden würde.

Im folgenden befassen wir uns detaillierter mit der äußeren und inneren Torusseite, da dies zur Beurteilung der Abschirmwirkung des Systems Blanket/Vakuumgefäß eher relevant ist und auch im Hinblick auf die routinemäßig in eindimensionaler Näherung durchgeführten Abschirmrechnungen (vgl. Abschn. 6.3 u. 6.6) von Bedeutung ist.

### 5.9.1 Innere Torusseite mit Segmentspalt

Im Vakuumgefäß der inneren Torusseite setzt sich qualitativ das bereits im Blanket beobachtete Verhalten der Neutronenflußdichte fort: ausgehend von der Torusmittelebene nimmt die Neutronenflußdichte mit zunehmender poloidaler Höhe ab; dies umso mehr, je größer die Eindringtiefe im Vakuumgefäß ist. Die poloidalen Profile werden mit zunehmender Eindringtiefe folglich steiler: die Neutronenstrahlung ist im Bereich der Torusmittelebene stärker nach vorwärts ausgerichtet und wird damit weniger abgeschwächt als in den Bereichen größerer poloidaler Höhe. Der poloidale Formfaktor der totalen Neutronenflußdichte steigt von 1,59 an der Vorderseite des Vakuumgefäßes auf 1,72 an der Rückseite (an der ersten Wand beträgt er 1,23; vgl. Abschn. 5.5). Im poloidalen Mittel schwächt sich die totale Neutronenflußdichte um den Faktor  $2,68 \cdot 10^3$  über den Bereich des Vakuumgefäßes ab (schnelle Neutronenflußdichte:  $4,43 \cdot 10^3$ ) in der Torusmittelebene aber nur um den Faktor  $2,48 \cdot 10^3$  (schnelle Neutronenflußdichte:  $4,18 \cdot 10^3$ ). Abschirmrechnungen für das System Blanket/Vakuumgefäß müssen daher auf den Bereich der Torusmittelebene ausgerichtet sein, wo die Abschirmwirkung am geringsten ist; dies gilt insbesondere für routinemäßig durchgeführte Abschirmrechnungen in eindimensionaler Näherung (vgl. hierzu Abschn. 6.3.2 bzw. 6.7).

Die Abschirmwirkung des Systems Blanket/Vakuumgefäß wird weiter dadurch beeinträchtigt, daß benachbarte Blanketsegmente durch einen Spalt voneinander getrennt sind. Dieser Segmentspalt ist einerseits erforderlich, um die Handhabung der Blanketsegmente überhaupt zu ermöglichen, andererseits aber auch zur gegenseitigen elektrischen Isolierung der Blanketsegmente. Durch diesen Segmentspalt kann die Neutronenstrahlung unabgeschirmt, also ohne durch Absorptionsprozesse abgeschwächt zu werden, den räumlichen Bereich des Blankets durchdringen ("Neutronenstreaming") und dadurch die auf das Vakuumgefäß auftreffende Neutronenstrahlung erhöhen. Das Ausmaß dieser erhöhten Strahlung hängt dabei empfindlich von der Spaltbreite ab. Für NET steht eine Spaltbreite von 2 bis 4 cm zur Diskussion; im folgenden soll daher eine Spaltbreite von 2,5 und 4 cm betrachtet werden.

Der Einfluß des Segmentspaltes auf das Abschirmvermögen des Systems Blanket/Vakuumgefäß wurde für die innere Torusseite kürzlich in einem zweidimensionalen Modell untersucht / Fi 88d/ , /Fi 88e/ (vgl. auch Abschn. 7.2). Dort wurde gezeigt, daß der Effekt des Segmentspaltes primär darin besteht, daß die das

Vakuumgefäß durchdringende Strahlung sich im Mittel erhöht, daß sich aber dort kein toroidales Profil ausbildet, wie dies eventuell zu erwarten wäre und im vorderen Bereich des Vakuumgefäßes für die Neutronenflußdichte auch zu beachten ist.

In diesem Abschnitt soll nun erstmals im dreidimensionalen Torussektormodell untersucht werden, wie sich der Segmentspalt auf die poloidal-radiale Verteilung der Neutronenflußdichte im Vakuumgefäß, und damit auch auf das tatsächliche Abschirmvermögen des Gesamtsystems, auswirkt. Hierzu modifizieren wir das oben vorgestellte  $7,5^\circ$ -Sektormodell (Abb. 5.19) in der Weise, daß wir in der toroidalen Mitte des Sektors in radialer Richtung einen Segmentspalt von 2,5 bzw. 4 cm Breite einziehen und zusätzlich Stahlseitenwände der Breite 1,25 cm für die Blanketsegmente einfügen (Abb. 5.23). Das  $7,5^\circ$ -Sektormodell repräsentiert mithin je zwei toroidale Blanketsektorhälften mit dem sie trennenden Segmentspalt in der Mitte. Das Vakuumgefäß bleibt dabei unverändert; es wird die oben dargelegte Zoneneinteilung mit dem zugehörigen Satz von Teilchengewichten benutzt. Allerdings wird in diesem Fall das "Teilchen-Splitting"-Verfahren nur für den Bereich des Vakuumgefäßes hinter dem inneren Blanketsegment angewandt. Probleme bezüglich der Zuverlässigkeit der Rechnung entstehen dabei lediglich im Bereich des Übergangs der Zonen mit bzw. ohne Teilchensplitting, mithin im Vakuumgefäß in Höhe des oberen poloidalen Endes des Blanketsegments. Teilchen, die sich im dortigen Vakuumgefäß aufhalten, können zwischen Zonen stark unterschiedlicher Teilchengewichte wechseln. Die Verteilungen in diesem Bereich (dies betrifft die poloidalen Segmente 9 und 10 in Abb. 5.19, die einem Bereich von ca. 10 mittleren freien Weglängen entsprechen) sind daher eher als unzuverlässig einzustufen; dies ist aber für die hier durchgeführten Untersuchungen nicht von Belang, da der Beitrag dieser Segmente gegenüber dem der restlichen Segmente gering ist und darüberhinaus auch anhand der oben durchgeführten Abschirmrechnung für den ganzen Torussektor überprüft werden kann.

Abb. 5.24a zeigt hierzu das radiale Profil der poloidal gemittelten Neutronenflußdichte im Vakuumgefäß für die Fälle ohne Segmentspalt, mit 2,5 cm breitem und 4,0 cm breitem Segmentspalt. Im Falle des 2,5 cm breiten Spaltes ergibt sich gegenüber dem Referenzfall (kein Segmentspalt) durchweg eine Erhöhung der Neutronenflußdichte um ca. 10 %, im Falle des 4,0 cm breiten Spaltes steigt diese Erhöhung aber von + 17 % an der Vorderseite des Vakuumgefäßes auf + 30 % an der Rückseite an. Dies deutet darauf hin, daß im Falle des 4,0 cm breiten Spaltes

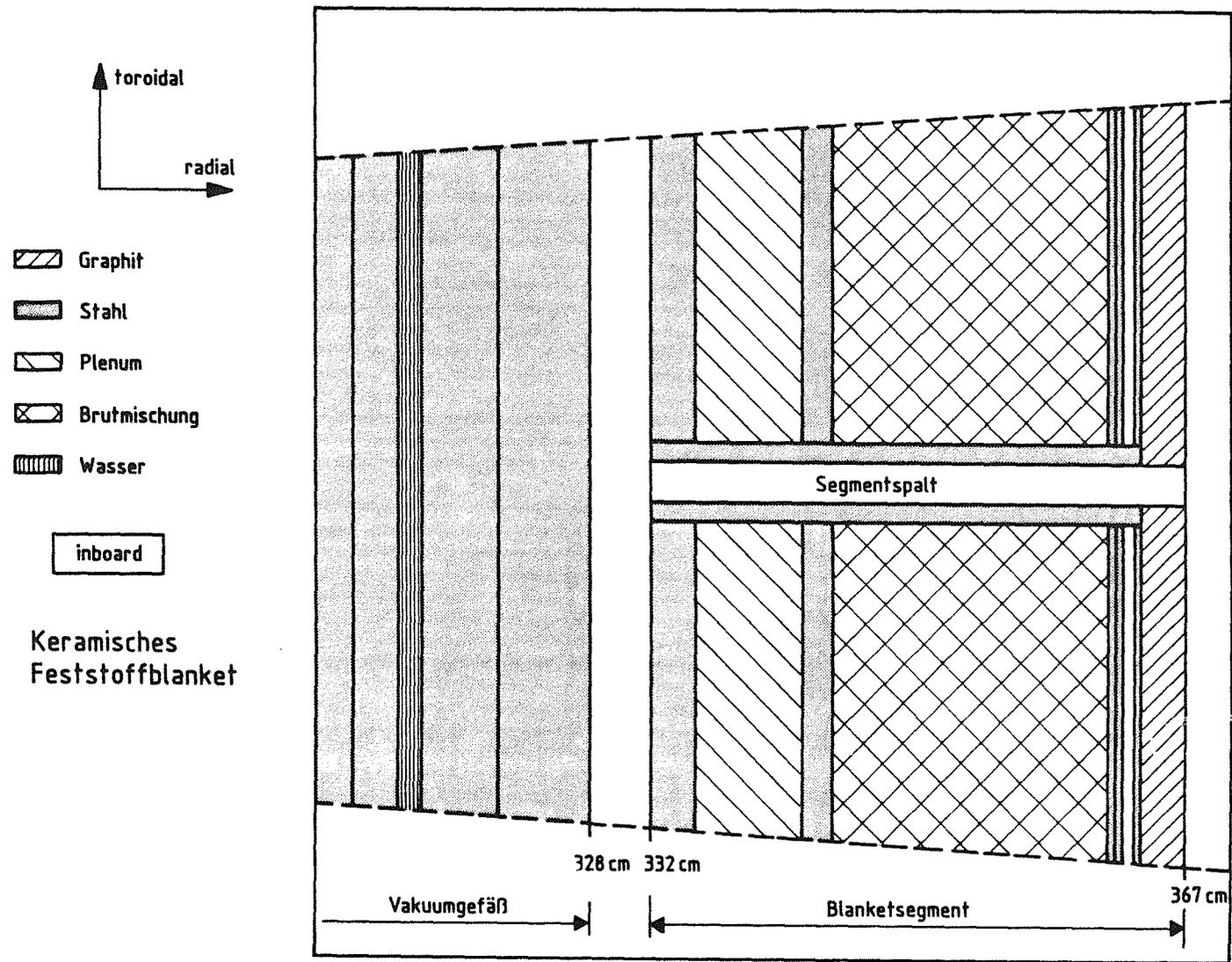


Abb. 5.23: Radial-toroidaler Schnitt durch das Inboard-Blanketsegment (keramisches Feststoffblanket) mit Segmentspalt.

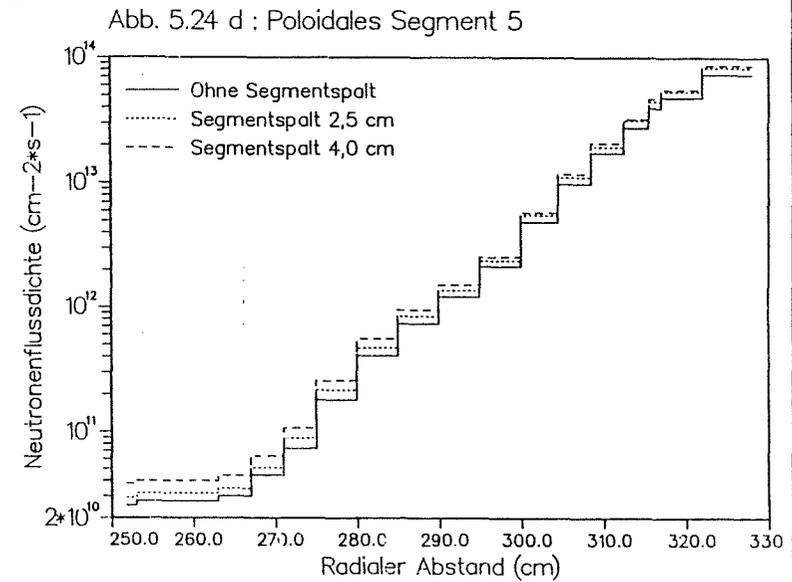
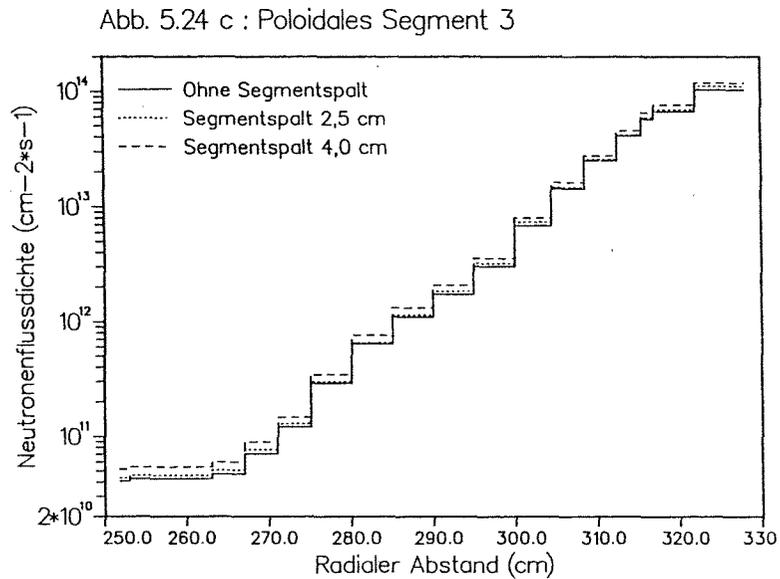
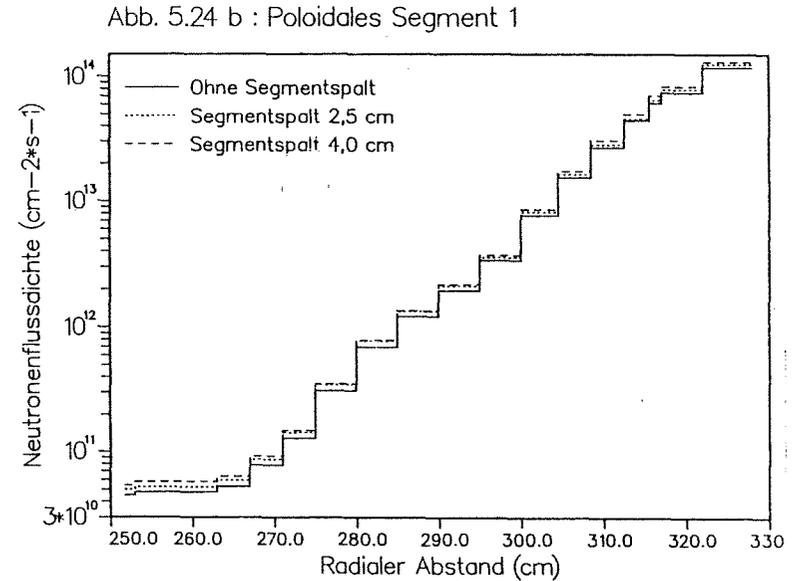
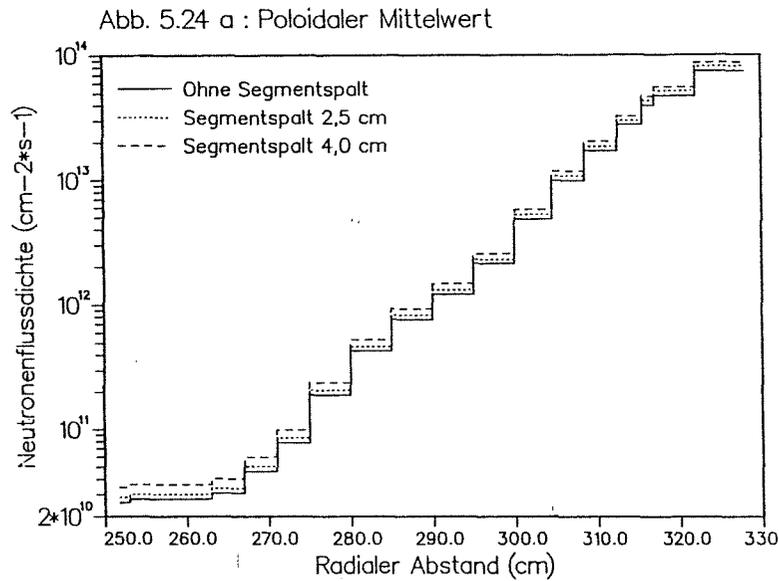


Abb. 5.24: Radiale Profile der totalen Neutronenflußdichte im Inboard-Vakuumgefäß mit und ohne Segmentspalt

die auf das Vakuumgefäß auftreffende Neutronenstrahlung stärker nach vorwärts ausgerichtet ist als im Referenzfall, was sich eben dadurch erklärt, daß in vermehrtem Ausmaß Neutronen direkt aus der Vakuumkammer bzw. unter kleinem Winkel gestreute, den Segmentspalt entlang strömende Neutronen auf das Vakuumgefäß auftreffen. Im Falle des 2,5 cm breiten Spaltes ist dieser Effekt noch zu gering, um zu einer merklichen Änderung in der Winkelausrichtung der auf das Vakuumgefäß auftreffenden Neutronenstrahlung beizutragen. Der Effekt der im Vakuumgefäß um ca. 10 % angehobenen Neutronenflußdichte ist daher auf die gegenüber dem Referenzfall geringere Abschwächung der Neutronenflußdichte durch das Blanket zurückzuführen und ließe sich beispielsweise auch ohne Segmentspalt durch eine entsprechend reduzierte Materialdichte oder Blanketdicke erreichen.

Die in unterschiedlicher poloidaler Höhe sich ergebenden radialen Profile der totalen Neutronenflußdichte (Abb. 5.24: Segment 1, entsprechend einer poloidalen Höhe von 0 - 30 cm bezüglich der Torusmittelebene; Segment 3: 60 - 90 cm; Segment 5: 120 - 150 cm) reflektieren dieses Verhalten recht gut: im Falle des 2,5 cm breiten Spaltes ist die Erhöhung der Neutronenflußdichte im Vakuumgefäß praktisch unabhängig von der poloidalen Höhe, im Falle des 4,0 cm breiten Spaltes hängt die (radial variierende) Erhöhung aber empfindlich von der poloidalen Höhe ab. In der Torusmittelebene (poloidales Segment 1 in Abb. 5.24 b) ist die Neutronenstrahlung auch im Referenzfall am stärksten nach vorne ausgerichtet, der Streamingeffekt durch den 4 cm-Spalt ändert infolgedessen die Winkelausrichtung der auf das Volumengefäß auftreffenden Neutronenstrahlung dort nicht allzu stark; die Neutronenflußdichte erhöht sich in der Torusmittelebene um ca. + 10 % an der Vorderseite des Vakuumgefäßes bis auf ca. + 20 % an der Rückseite. Die Vorwärtsausrichtung der Neutronenstrahlung nimmt aber im Referenzfall mit zunehmender poloidaler Höhe ab, so daß die durch den 4 cm-Spalt bewirkte Änderung der Winkelausrichtung mit der poloidalen Höhe an Gewicht zunimmt, entsprechend stärker ist der radiale Anstieg der durch den 4 cm-Spalt bewirkten Erhöhung der Neutronenflußdichte im Vakuumgefäß (Abb. 5.24 b, c). So steigt diese Erhöhung im poloidalen Segment 5 (120 - 150 cm über der Torusmittelebene) beispielsweise von ca. 20 % an der Vorderseite des Vakuumgefäßes auf ca. 50 % an der Rückseite. Dieses Verhalten setzt sich bis ca. 200 cm über der Torusmittelebene fort. Offensichtlich wird dieses Verhalten wesentlich durch Neutronen bestimmt, die aus dem räumlichen Bereich der Torusmittelebene stammen. Mit anderen Worten: im Falle des 4 cm-Spaltes gibt es, ausgehend von der Torusmittelebene, einen deutlichen Streamingeffekt in radial-polo-

	Ohne Segment- spalt	Mit Segmentspalt	
		2,5 cm	4,0 cm
$\Phi_{\text{tot}}$ [cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]			
<u>Vorderseite Vakuumgefäß</u>			
poloidal gemittelt	7,40 · 10 <sup>13</sup>	8,08 · 10 <sup>13</sup>	8,65 · 10 <sup>13</sup>
Torusmittelebene	1,18 · 10 <sup>14</sup>	1,25 · 10 <sup>14</sup>	1,31 · 10 <sup>14</sup>
<u>Rückseite Vakuumgefäß</u>			
poloidal gemittelt	2,76 · 10 <sup>10</sup>	3,01 · 10 <sup>10</sup>	3,63 · 10 <sup>10</sup>
Torusmittelebene	4,76 · 10 <sup>10</sup>	5,24 · 10 <sup>10</sup>	5,78 · 10 <sup>10</sup>
$\Phi_{\text{fast}}$ [cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]			
<u>Vorderseite Vakuumgefäß</u>			
poloidal gemittelt	3,75 · 10 <sup>13</sup>	4,05 · 10 <sup>13</sup>	4,36 · 10 <sup>13</sup>
Torusmittelebene	6,02 · 10 <sup>13</sup>	6,47 · 10 <sup>13</sup>	6,70 · 10 <sup>13</sup>
<u>Rückseite Vakuumgefäß</u>			
poloidal gemittelt	8,47 · 10 <sup>9</sup>	9,37 · 10 <sup>9</sup>	1,14 · 10 <sup>10</sup>
Torusmittelebene	1,44 · 10 <sup>10</sup>	1,62 · 10 <sup>10</sup>	1,77 · 10 <sup>10</sup>

Tab. 5.5: Neutronenflußdichten an der Vorder- und Rückseite des Vakuumgefäßes auf der inneren Torusseite

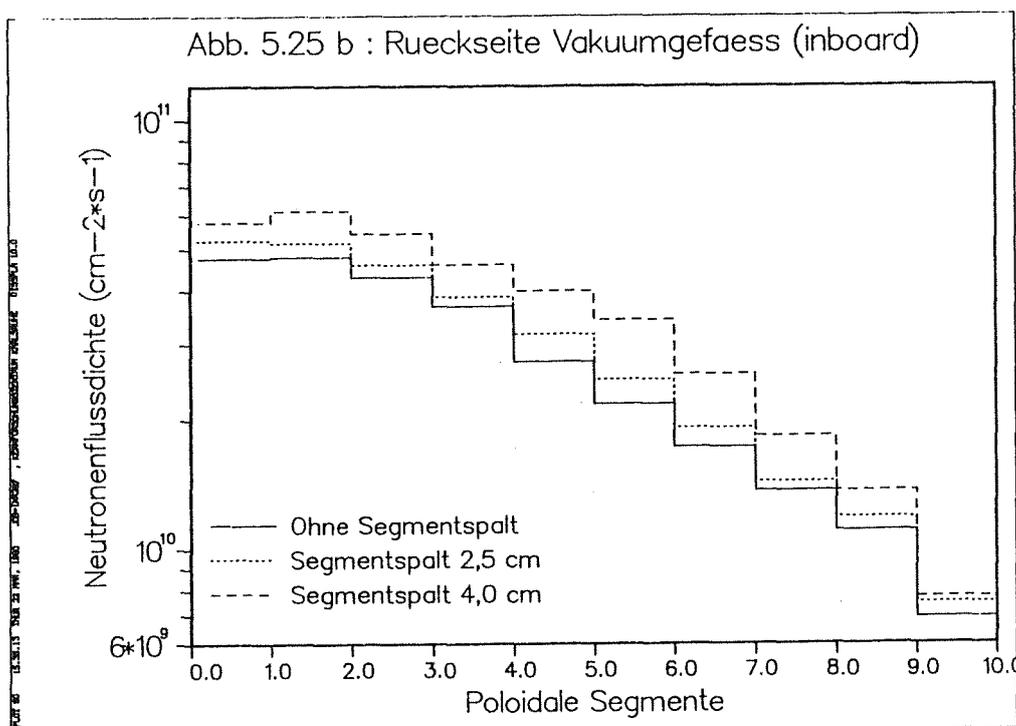
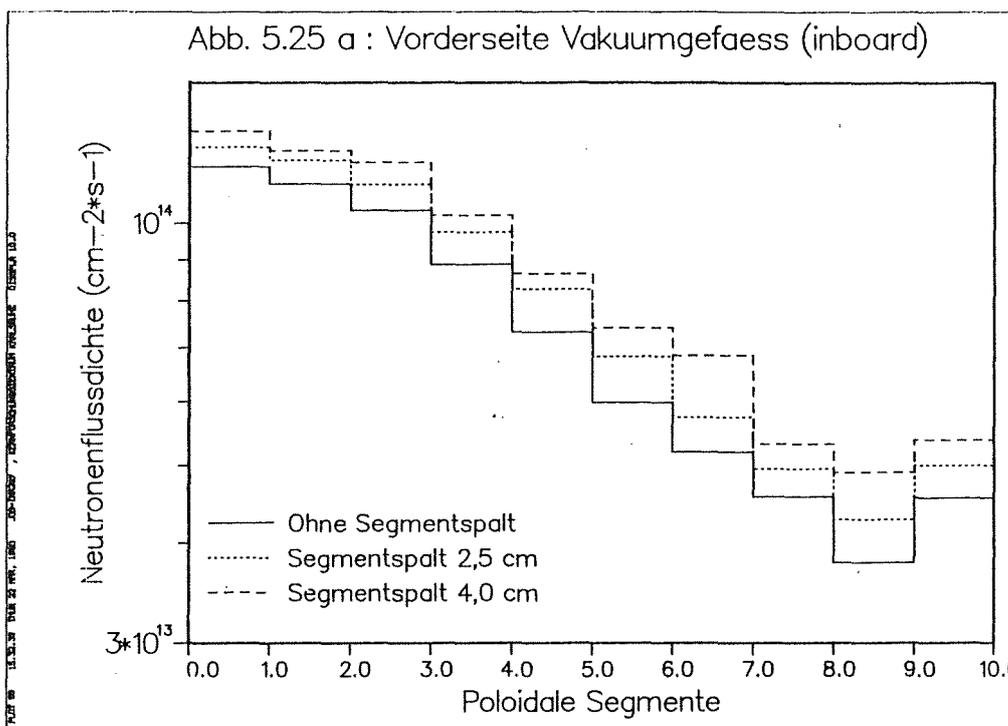


Abb. 5.25: Poloidale Profile der totalen Neutronenflußdichte im Bereich des Inboard-Vakuumgefäßes mit und ohne Segmentspalt: a) Vorderseite Vakuumgefäß b) Rückseite Vakuumgefäß

idaler Richtung, also von der Torusmittelebene in der Vakuumkammer aus gesehen schräg nach außen oben. Dies wird auch deutlich, wenn man die poloidalen Profile der Neutronenflußdichte im Vakuumgefäß (Abb. 5.25 a: Vorderseite, Abb. 5.25 b: Rückseite) für die untersuchten Fälle (ohne und mit 2,5 bzw. 4 cm breitem Segmentspalt) vergleicht. Bei größeren poloidalen Höhen ergibt sich aufgrund des Segmentspaltes eine stärkere Erhöhung der das Vakuumgefäß durchdringenden Strahlung als in der Torusmittelebene. Der Segmentspalt bewirkt in der Tendenz folglich eine Abflachung des poloidalen Profils; dies ist für Fragen der Abschirmung von Bedeutung (Abschn. 5.11).

### 5.9.2 Äußere Torusseite mit Segmentspalt

Die äußere Torusseite unterscheidet sich grundlegend von der inneren. Das äußere Blanketsegment ist gekrümmt, so daß das poloidale Profil der Neutronenflußdichte im Blanket flacher ist als auf der inneren Torusseite (Abschn. 5.6.2); das äußere Blanketsegment ist gegenüber dem inneren um 30 cm dicker, so daß die das Blanket durchdringende Strahlung stärker abgeschwächt wird; schließlich ist das äußere Blanketsegment so angeordnet, daß Neutronen durch Ausstreuungen in die Divertoröffnungen und anschließenden Vielfachstreuungen in großer Zahl in den räumlichen Bereich hinter dem Blanketsegment eindringen können und dort das Vakuumgefäß beaufschlagen. Dieser "Einstreueffekt" prägt das poloidale Profil der Neutronenflußdichte an der Vorderseite des Vakuumgefäßes, so daß die Neutronenflußdichte dort, ausgehend von der Torusmittelebene, mit der poloidalen Höhe zu- statt abnimmt (vgl. Abb. 5.27 a). Mit anderen Worten: an der Vorderseite des Vakuumgefäßes überdeckt der dargestellte "Einstreueffekt" völlig das durch die Konzentration der Plasmaquelle im Bereich der Torusmittelebene geprägte poloidale Profil der Neutronenflußdichte. In der Torusmittelebene ergibt sich dadurch ein Minimum für die Neutronenflußdichte, wobei der poloidale Mittelwert deutlich höher liegt (vgl. Tab. 5.6). Eine Abschirmrechnung für die äußere Torusseite muß dieser Tatsache Rechnung tragen, insbesondere in der eindimensionalen Näherung (Abschn. 6.3.2 und 6.6), die auf den geometrischen Abmessungen der Torusmittelebene beruht. Allerdings beschränken sich derartige Abschirmrechnungen üblicherweise auf die innere Torusseite, da das "Abschirmsystem" Blanket/Vakuumgefäß hinsichtlich der schwächsten Stelle ausgelegt werden muß; diese befindet sich aufgrund der geringeren Blanketdicke auf der inneren Torusseite. Tatsächlich ist die das Vakuumgefäß durchdringende Neutronenstrahlung auf der äußeren Torusseite um

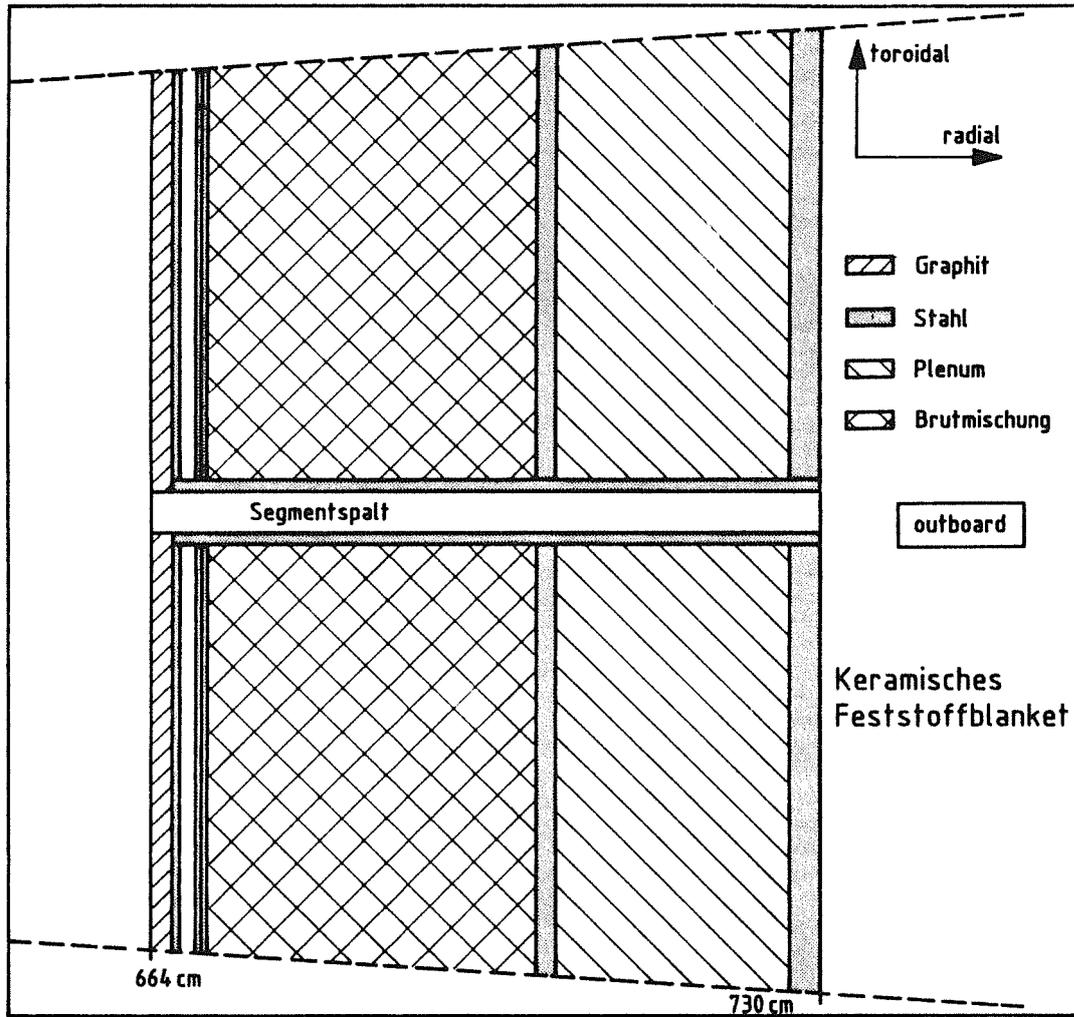


Abb. 5.26: Radial-toroidaler Schnitt durch das Outboard-Blanketsegment (keramisches Feststoffblanket) mit Segmentspalt.

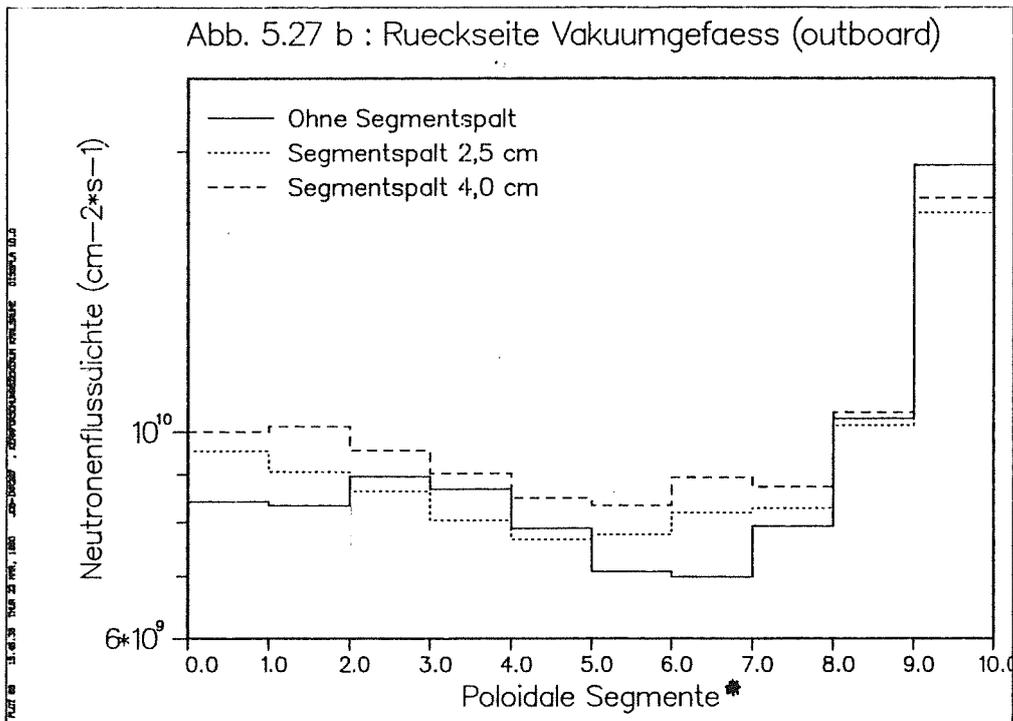
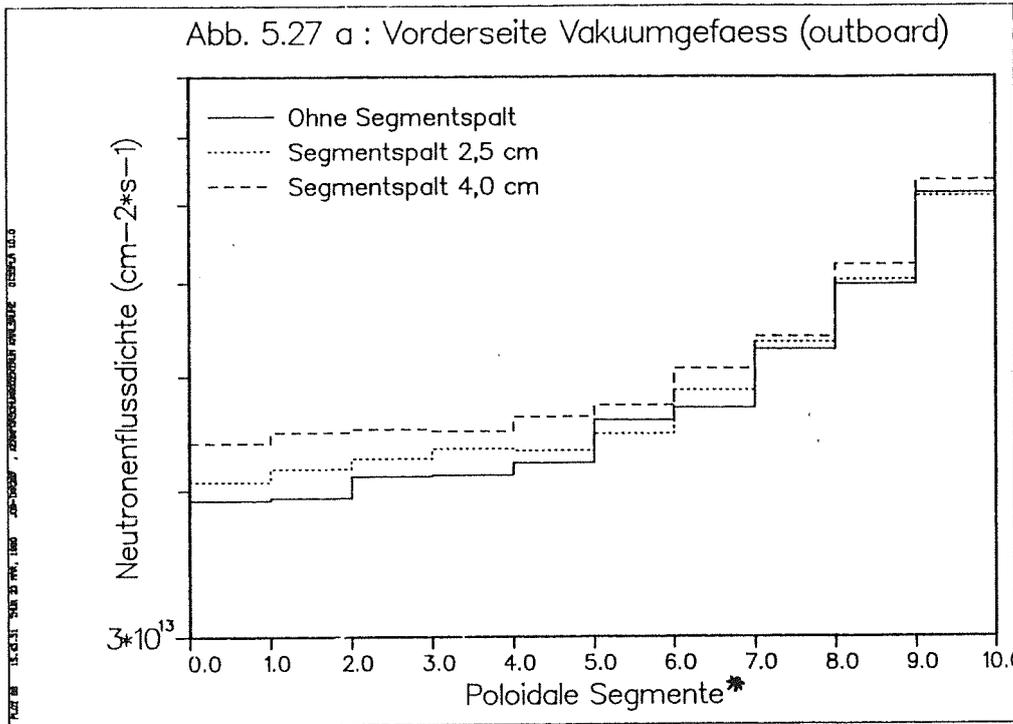


Abb. 5.27: Poloidale Profile der totalen Neutronenflußdichte im Bereich des Outboard-Vakuumgefäßes mit und ohne Segmentspalt: a) Vorderseite Vakuumgefäß  
 b) Rückseite Vakuumgefäß

\* Die poloidalen Segmente sind hier, ausgehend von der Torusmittelebene, mit der poloidalen Höhe hochgezählt.

	Ohne Segment- spalt	Mit Segmentspalt	
		2,5 cm	4,0 cm
$\Phi_{\text{tot}}$ [ $10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ] Vorderseite Vakuumgefäß			
poloidal gemittelt	6,05	6,14	6,40
Torusmittelebene	3,92	4,07	4,40
Segment 3	4,11	4,26	4,51
Segment 5	4,22	4,33	4,62
Segment 7	4,70	4,87	5,08
$\Phi_{\text{tot}}$ [ $10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ] Rückseite Vakuumgefäß			
poloidal gemittelt	15,0	13,9	14,2
Torusmittelebene	8,42	9,54	10,0
Segment 3	8,95	8,64	9,55
Segment 5	7,88	7,67	8,50
Segment 7	6,99	8,19	8,93

Tab. 5.6: Neutronenflußdichten an der Vorder- und Rückseite des Vakuumgefäßes auf der äußeren Torusseite

mehrere Faktoren kleiner als auf der inneren Torusseite (vgl. Tab. 5.5 und 5.6), in der Torusmittelebene beispielsweise um den Faktor 5,6.

An der Rückseite des Vakuumgefäßes bildet sich in der dortigen unteren poloidalen Hälfte andeutungsweise noch einmal das vom Blanket bekannte, durch die Plasmaquelleverteilung geprägte poloidale Profil der Neutronenflußdichte aus; der durch den "Einstreueffekt" verursachte Anteil ist mithin durch das Vakuumgefäß weitgehend "herausgefiltert" worden. Dies ist darauf zurückzuführen, daß die durch den "Einstreueffekt" auf das Vakuumgefäß auftreffende Neutronenstrahlung wesentlich schwächer in Vorwärtsrichtung ausgerichtet ist und dadurch im Vakuumgefäß stärker abgeschwächt wird als die Neutronenstrahlung, die aus der Vakuumkammer kommend auf direktem Weg das Blanket und schließlich das Vakuumgefäß durchdringt.

Aufgrund des "Einstreueffektes" wirkt sich der Segmentspalt auf der äußeren Torusseite völlig anders auf die Verteilung der Neutronen im Vakuumgefäß aus als auf der inneren Seite. An der Vorderseite des Vakuumgefäßes ergibt sich aufgrund des Segmentspaltes ein nur mäßiger Anstieg der poloidal gemittelten Neutronenflußdichte (Tab. 5.6), da hier der durch den "Einstreueffekt" bedingte Anteil dominierend ist. Das poloidale Profil der Neutronenflußdichte ändert sich dabei qualitativ nicht (Anstieg mit zunehmender poloidaler Höhe, vgl. Abb. 5.27 a). Im Gegensatz zur inneren Torusseite ergibt sich hier der stärkste Anstieg in den nahen Bereichen um die Torusmittelebene (Abb. 5.27 a, vgl. auch Tab. 5.6). Dies ist wiederum auf den dominierenden "Einstreueffekt" zurückzuführen.

An der Rückseite des Vakuumgefäßes macht sich wiederum die recht unterschiedliche Winkelausrichtung der auf das Vakuumgefäß auftreffenden Neutronenstrahlung bemerkbar. So ergibt sich der stärkste Anstieg durch den Segmentspalt im Bereich um die Torusmittelebene (dort wo die Neutronenstrahlung am stärksten nach vorne ausgerichtet ist) und - bedingt durch den radial-poloidalen Streamingeffekt (schräg nach außen oben, vgl. Abschn. 5.9.1) - im Bereich der poloidalen Segmente 5 - 7 (vgl. Abb. 5.27 b). Für den poloidalen Mittelwert der das Vakuum durchdringenden Neutronenstrahlung ergibt sich durch den Segmentspalt keine nennenswerte Veränderung (Tab. 5.6), da dieser durch den "Einstreueffekt" dominiert wird; dies wird aus dessen radialem Profil (Abb. 5.28 a) besonders deutlich. Verglichen mit der inneren Torusseite ist der Effekt des Segmentspaltes auf die Neutronenflußdichteverteilung im Vakuumgefäß auf der äußeren Torusseite insgesamt gering, wie auch aus den radialen Profilen in den poloidal unterteilten Segmenten (Abb. 5.28 b - 5.28 d) hervorgeht.

Abb. 5.28 a : Poloidaler Mittelwert (outboard)

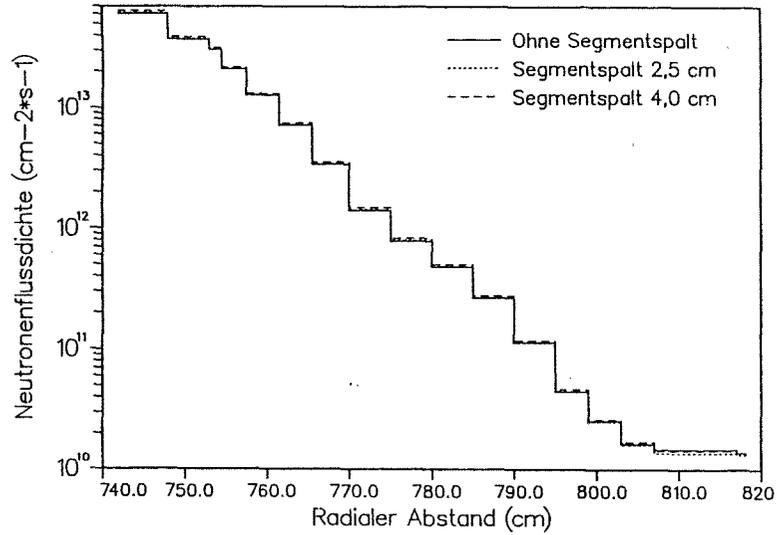


Abb. 5.28 b : Poloidales Segment 1 (outboard)

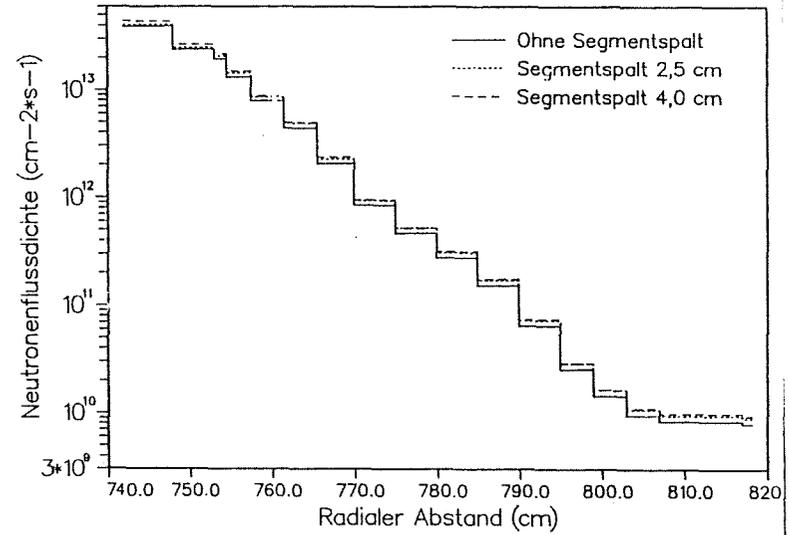


Abb. 5.28 c : Poloidales Segment 5 (outboard)

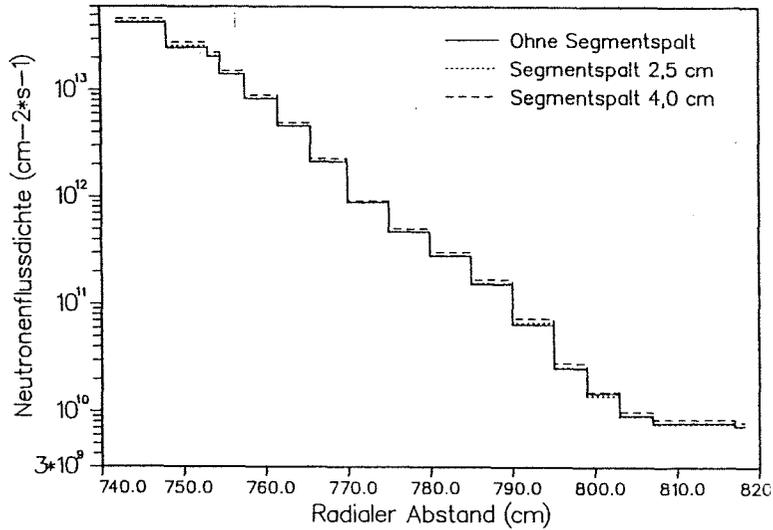


Abb. 5.28 d : Poloidales Segment 7 (outboard)

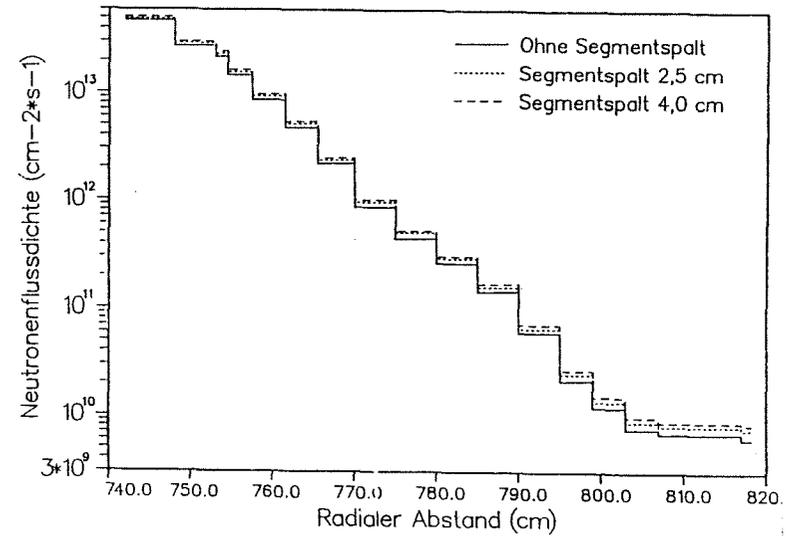


Abb. 5.28: Radiale Profile der totalen Neutronenflußdichte im Outboard-Vakuumgefäß mit und ohne Segmentspalt

## 5.10 Leistungserzeugung

Neben dem Tritiumbrüten kommt dem Blanket die Aufgabe zu, die kinetische Energie der in den (d,t)-Fusionsreaktionen freigesetzten 14-MeV-Neutronen in thermisch nutzbare Energie zu konvertieren. Dies erfolgt in kernphysikalischen Wechselwirkungsprozessen der Neutronen mit den Atomkernen der im Blanket befindlichen Materialien: die hochenergetischen Neutronen übertragen in elastischen und inelastischen Streuprozessen kinetische Energie an die gestoßenen Atomkerne, bis sie schließlich absorbiert werden. Dabei kommt es auch zur Emission geladener Teilchen und von  $\gamma$ -Strahlung. Die geladenen Teilchen (Protonen, Deuteronen, Tritonen,  $\alpha$ -Teilchen) werden durch die elektromagnetische Wechselwirkung schnell abgebremst und neutralisiert; ihre Reichweite im Blanket ist daher äußerst gering (im Bereich weniger  $\mu\text{m}$ ). Man kann folglich davon ausgehen, daß die geladenen Teilchen ihre kinetische Energie lokal (d.h. am Ort ihrer Entstehung) deponieren. In der Monte Carlo Rechnung muß ihr Schicksal dann nicht weiterverfolgt werden: für die Bestimmung der Leistungserzeugung genügt die Kenntnis der betreffenden Reaktionsrate und der pro Reaktion freigesetzten Energie.

Die entstehende  $\gamma$ -Strahlung besitzt andererseits im Blanket eine so große mittlere freie Weglänge (größenordnungsmäßig einige cm bis ca. 20 cm), daß es notwendig ist, das Schicksal der Photonen von ihrer Entstehung bis zur Absorption transporttheoretisch zu verfolgen. Der Anteil der durch Photoabsorptionsprozesse erzeugten Leistung ist insbesondere bei Materialien mit hoher Kernladungszahl (z.B. den Komponenten des als Strukturmaterial benutzten Stahls mit Fe:  $Z = 26$ , Cr:  $Z = 24$ , Ni:  $Z = 28$ , oder Pb mit  $Z = 82$  im Pb-17Li-Eutektikum) dominierend, da die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit überproportional mit der Kernladungszahl  $Z$  wächst (mit  $Z^2$  bis  $Z^4$ ). Für die Bestimmung der Leistungserzeugung ist deswegen eine gekoppelte Neutronen-Photonen-Transportrechnung erforderlich: jedes in einer Kernreaktion im Reaktor erzeugte Photon wird in der Monte Carlo Rechnung von seiner Entstehung bis zu seiner Absorption verfolgt. Die dabei freigesetzte Energie wird wie im Falle der neutroneninduzierten Kernreaktionen auf der Basis des KERMA-Faktor-Konzepts (vgl. hierzu Abschn. 2.3) berechnet.

Die Kenntnis der Leistungserzeugung ist eine wichtige Voraussetzung für die thermohydraulische Blanketauslegung, die eine ausreichende Wärmeabfuhr zu gewährleisten hat, so daß keine zu hohen, aber auch keine zu niedrigen Tem-

peraturen im Blanket entstehen (vgl. hierzu Abschn. 4.1). Hierzu benötigt man nicht nur die Kenntnis der insgesamt im Blanket erzeugten Leistung, sondern auch die der Leistungsdichte, und ihrer poloidal-radialen Verteilung. In MCNP kann die Leistungserzeugung mit Hilfe des F6-Tallies (vgl. Abschn. 2.2) berechnet werden. Basierend auf dem KERMA-Faktor-Konzept ergibt das F6-Tally - getrennt für Photonen und Neutronen - die in einer Zone freigesetzte, thermisch nutzbare Energie in MeV/g pro Quellneutron. Mit dem Normierungsfaktor  $f_{\Phi}$  (Abschn. 5.3), der die Zahl der pro Sekunde in einem Torussektor von  $7,5^{\circ}$  freigesetzten Quellneutronen angibt, und der betreffenden Massendichte erhält man daraus die Leistungsdichte  $P$  in  $W/cm^3$  und daraus schließlich die erzeugte Leistung.

Tab. 5.7 enthält die auf diese Weise für alle Blanketvarianten ermittelte Leistungserzeugung eines Torussektors von  $7,5^{\circ}$ : Offensichtlich ergibt sich aufgrund der in den materiellen Reaktorkomponenten stattfindenden Kernreaktionen eine höhere Leistungserzeugung als die durch die Fusionsneutronen in der Vakuumkammer gegebene. Letztere beträgt in einem  $7,5^{\circ}$ -Sektor von NET 10 MW; die durch die Neutronen im Torussektor tatsächlich erzeugte Leistung ist im Falle des keramischen Blankets um 39 %, im Falle des Pb-17Li-Blankets um 29 %, und im Falle des Li- und des LiOH-Blankets jeweils um 21 % höher (Tab. 5.7). Diese unterschiedliche Leistungs- bzw. Energiemultiplikation ist darauf zurückzuführen, daß abhängig vom Blankettyp in unterschiedlichem Maße Bindungsenergie freigesetzt wird. Die hohe Energiemultiplikation des keramischen Feststoffblankets ist dabei auf den hohen Berylliumgehalt zurückzuführen: die niedrige  $(n, 2n)$ -Reaktionsschwelle von Beryllium ermöglicht einerseits eine hohe Neutronenmultiplikation und verbraucht andererseits vergleichsweise wenig Bindungsenergie.

Aus Tab. 5.7 wird auch deutlich, daß im Falle des Flüssigmetallblankets (in beiden Varianten) eine vergleichsweise hohe Leistungserzeugung im Vakuumgefäß stattfindet. Dies erklärt sich aufgrund der weiter oben dargelegten neutronenphysikalischen Eigenschaften dieser Blankettypen: im Falle des Pb-17Li-Blankets aufgrund dessen hohen Reflexionsvermögens, im Falle des Li-Blankets aufgrund dessen hoher Transparenz für hochenergetische Neutronen. Beide Eigenschaften führen dazu, daß vermehrt Neutronen in das Vakuumgefäß eindringen und in den dort stattfindenden Kernreaktionen Energie freisetzen. Im Falle des LiOH-Blankets führt sein hohes Abschirmvermögen, bedingt durch die guten Moderationseigenschaften, im Gegenzug zu einer vergleichsweise geringen Leistungserzeugung im Vakuumgefäß. Die für das Flüssigmetallblanket berechnete, gegenüber dem Feststoff- und LiOH-Blanket geringere Leistungserzeugung in den

Divertoren (Tab. 5.7) ist darauf zurückzuführen, daß die Divertoren für das Flüssigmetallblanket konstruktiv anders ausgelegt sind als für die anderen Blanketvarianten.

	Feststoffblanket	Flüssigmetallblanket		LiOH-Blanket
		Pb-17Li	Li(30)	
<b>outboard</b>				
Blanket	8,15	6,70	6,98	7,41
Vakuumgefäß / Stopfen	1,15	1,94	1,46	0,925
Summe	9,30	8,64	8,43	8,34
<b>inboard</b>				
Blanket	2,46	2,11	2,03	2,29
Vakuumgefäß / Struktur	0,85	1,51	1,13	0,32
Divertoren	1,25	0,63	0,51	1,17
Summe	4,55	4,25	3,67	3,78
<b>Gesamtsumme</b>	<b>13,85</b>	<b>12,89</b>	<b>12,10</b>	<b>12,12</b>

Tab. 5.7: Leistungserzeugung [MW] in einem 7,5<sup>0</sup>-Torussektor: Vergleich aller Blanketvarianten

Die poloidal-radiale Verteilung der Leistungsdichte im Blanket hängt maßgeblich von der räumlichen (und energetischen) Verteilung der Neutronen im Blanket ab. Die poloidalen Profile der Leistungsdichte zeigen denn auch das gleiche Verhalten wie die entsprechenden Profile der Neutronenflußdichte (vgl. Abschn. 5.6.2): in der Torusmittelebene ergibt sich die höchste Leistungsdichte; mit zunehmender poloidaler Höhe nimmt die Leistungsdichte ab. Dabei kommt es zur bekannten charakteristischen radialen Abhängigkeit der poloidalen Profile: auf der inneren Torusseite ergeben sich mit der Blankettiefe zunehmend steilere Profile (der poloidale Formfaktor wächst dort im Falle des Feststoffblankets von 1,35 an der ersten Wand auf ca. 1,5 an der Blanketrückwand, im Falle des LiOH-Blankets von 1,34 auf ca. 1,7 und im Falle des Flüssigmetallblankets von 1,32 (Pb-17Li) bzw. 1,34 (Li) auf ca. 1,4), auf der äußeren Torusseite sind die poloidalen Leistungs-

dichteprofle, wie auch die der Neutronenflußdichte, eher "abgesättigt"; der poloidale Formfaktor liegt dort für alle Blanketvarianten im Bereich um 1,2 - 1,3. An der Blanketrückseite macht sich auch im Falle der Leistungsdichte der oben dargelegte "Einstreueffekt" bemerkbar, so daß in diesem Bereich die Leistungsdichte mit der poloidalen Höhe zu- statt abnimmt.

Die für alle Blanketvarianten ermittelten radialen Leistungsdichteprofle sind in Abb. 5.29 a - d für die Torusmittelebene sowie für den poloidalen Mittelwert aufgetragen. Auf der äußeren Torusseite ergibt sich für die Torusmittelebene im Bereich der ersten Wand eine deutlich höhere Leistungsdichte als im poloidalen Mittel, im hinteren Bereich des Blankets ergibt sich aufgrund des "Einstreueffektes" hingegen eine Übereinstimmung, so daß der radiale Gradient der Leistungsdichte in der Torusmittelebene deutlich größer ist als für den poloidalen Mittelwert. Auf der inneren Torusseite zeigt sich in der Torusmittelebene eine gegenüber dem poloidalen Mittelwert erhöhte Leistungsdichte, die in der dort benutzten linearen Auftragung über den ganzen Blanketbereich nahezu gleichbleibt.

Die Leistungsdichte sinkt auf der äußeren Torusseite von Werten unter  $10 \text{ W/cm}^3$  im Bereich der ersten Wand rasch (nach ca. 30 cm) auf Werte unter  $1 \text{ W/cm}^3$ ; die Leistungserzeugung findet im Blanket somit überwiegend in einer 30 cm dünnen Schicht statt. Dies gilt insbesondere für das Feststoff- und das LiOH-Blanket, die beide aufgrund ihrer neutronenphysikalischen Eigenschaften den steilsten radialen Abfall der Leistungsdichte aufweisen, während das radiale Leistungsdichteprofil im Falle des Flüssigmetallblankets (Pb-17Li- und Li-Variante) bedeutend flacher ist. Dabei weist insbesondere das Li-Flüssigmetallblanket ein sehr flaches radiales Leistungsprofil auf, was wiederum auf die hohe Transparenz des Lithiummetalls für hochenergetische Neutronen zurückzuführen ist. Dies führt beim Li-Blanket auch dazu, daß im vorderen Blanketbereich die Leistungsdichte in den Stahlwänden deutlicher höher ist als im Lithiummetall selbst (vgl. Abb. 5.29 d). Die geringe Leistungsdichte und das vergleichsweise flache radiale Profil des Lithiummetalls sind für die thermohydraulische Blanketauslegung sehr vorteilhaft; auch günstige Materialeigenschaften (z.B. hohe Wärmeleitfähigkeit, geringe Massendichte, vgl. Abschn. 4.1) sowie die neutronenphysikalischen Eigenschaften (vgl. etwa Abschn. 5.8: Brutvermögen der Blanketvarianten) begünstigen die Verwendung von Lithiummetall in einem Flüssigmetallblanket.

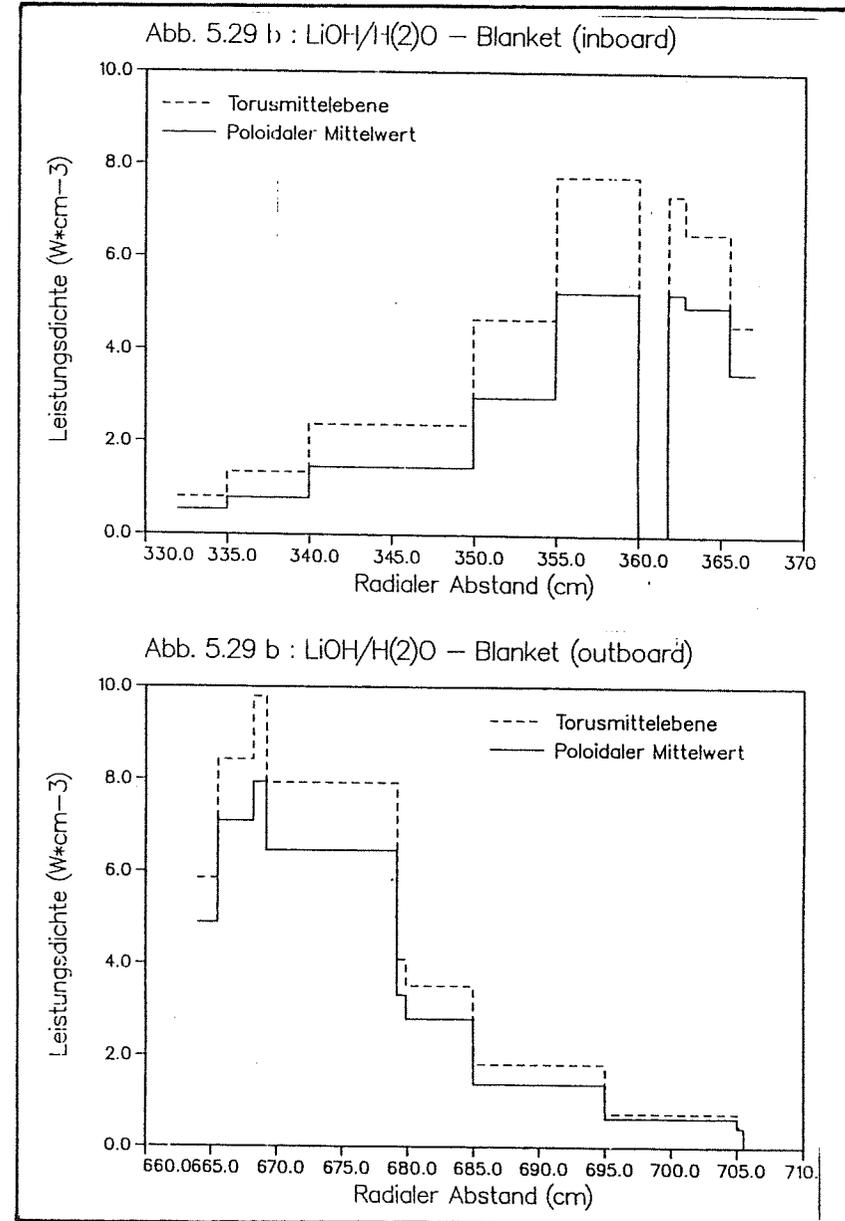
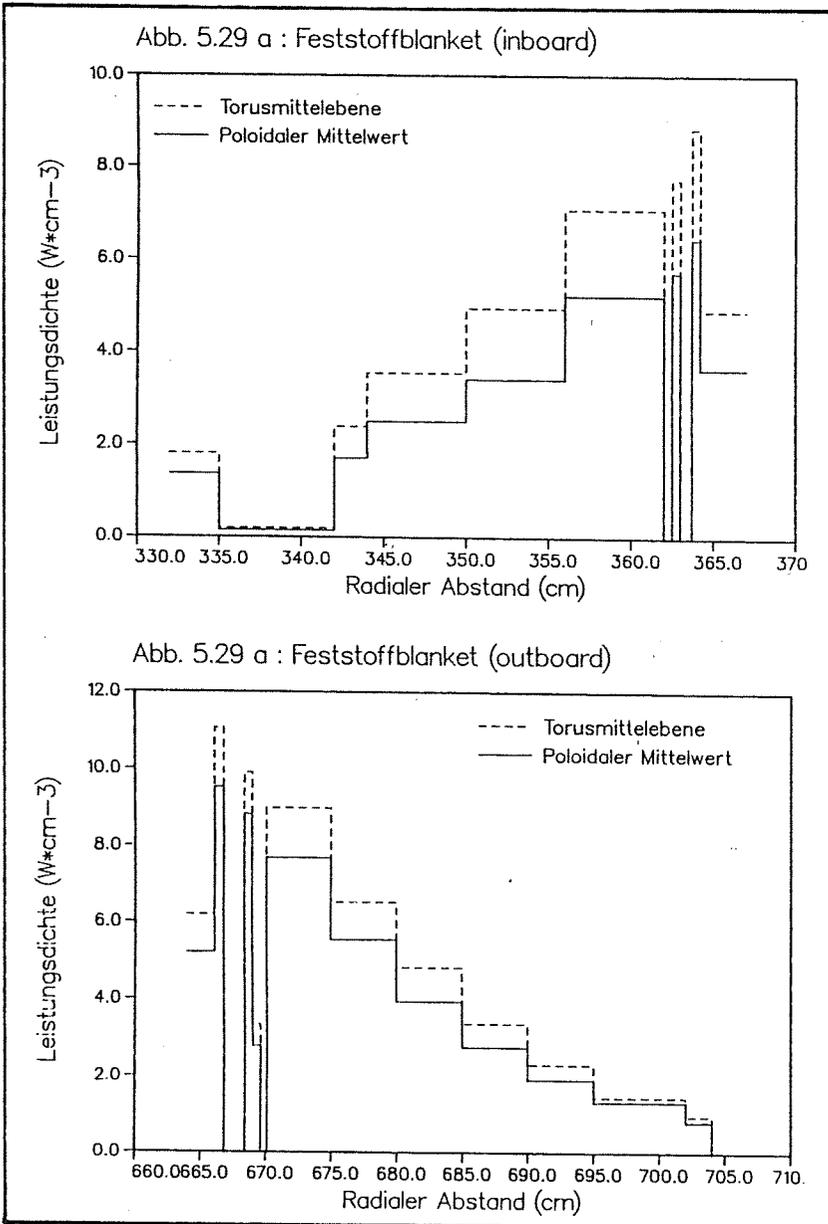


Abb. 5.29: Radiale Profile der Leistungsdichte im Blanket: a) keramisches Feststoffblanket b) Wäßriges LiOH-Blanket

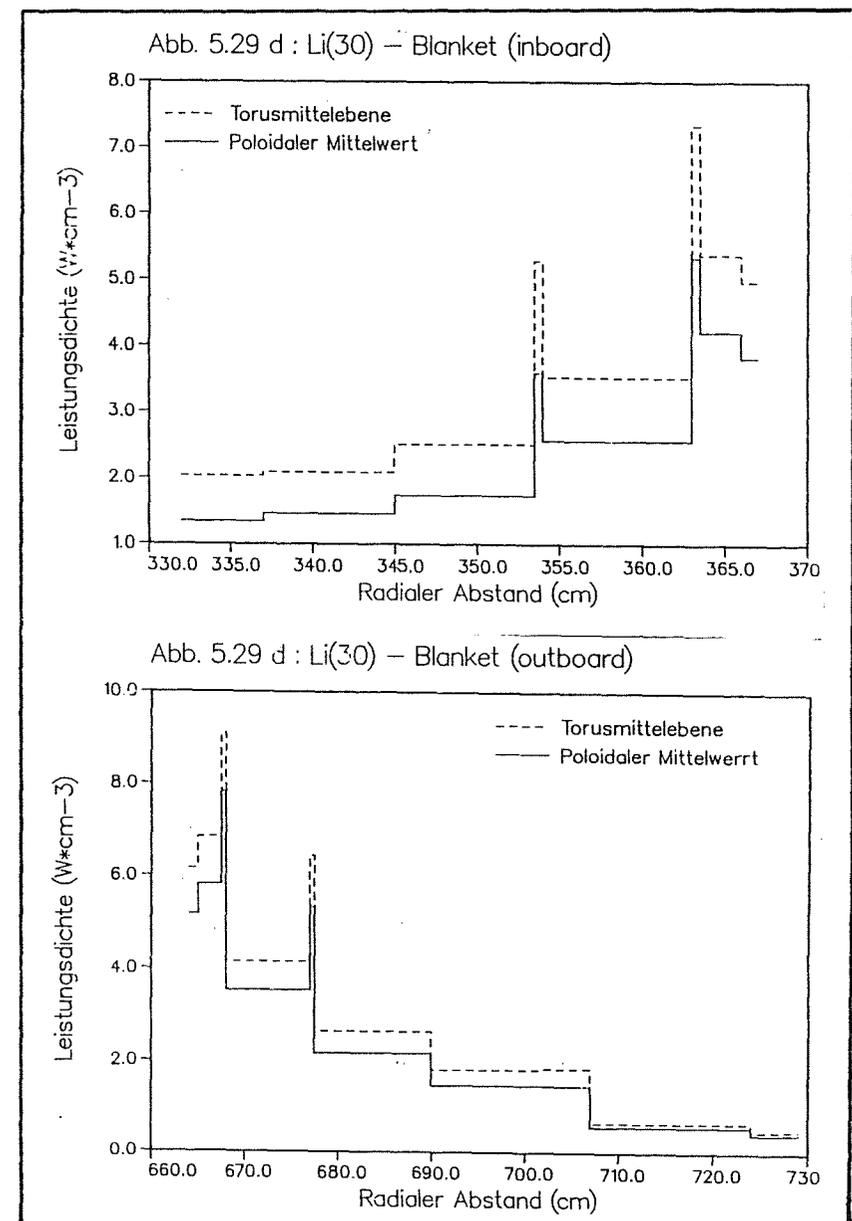
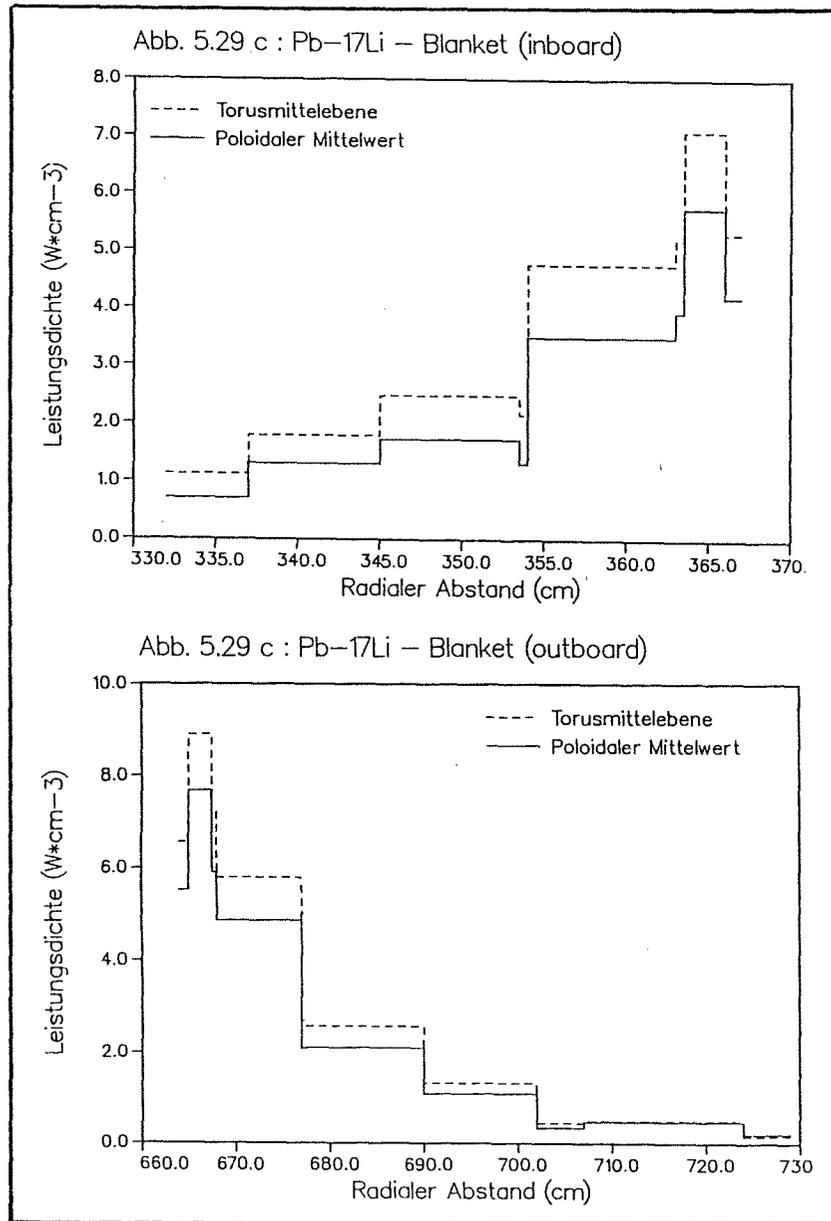


Abb. 5.29: Radiale Profile der Leistungsdichte im Blanket: c) Pb-17Li-Flüssigmetallblanket d) Li(30)-Flüssigmetallblanket

Im Feststoffblanket ist die Leistungsdichte der Brutkeramik deutlich höher als die der homogenisierten Mischung, die in Abb. 5.29 aufgetragen ist, da ihr volumemäßiger Anteil nur ca. 20 % beträgt, ihr Anteil an der Leistungserzeugung (im wesentlichen durch die Brutreaktion  $6\text{Li}(n, \alpha)t$ ) aber bei ca. 50 % liegt. Im Bereich der ersten Wand liegt die Leistungsdichte der Brutkeramik typischerweise im Bereich um  $20 \text{ W/cm}^3$  (Torusmittelebene); dies kann unter Umständen Probleme für eine ausreichende Wärmeabfuhr ergeben, insbesondere beim Übergang zum Leistungsreaktor, wo noch ein zusätzlicher Faktor 2-3 für die Leistungsdichte zu erwarten ist. Für eine detaillierte thermohydraulische Auslegung ist dann die genaue Kenntnis der poloidal-radialen Leistungsdichteverteilung erforderlich. Radiale Leistungsdichteprofile aus eindimensionalen Transportrechnungen, wie sie bislang überwiegend für die Blanketauslegung benutzt worden sind (vg. hierzu Abschn. 6.5), sind dann nicht mehr ausreichend.

### 5.11 Abschirmung

In einem Tokamakreaktor wie NET werden die Blanketsegmente innerhalb des Vakuumgefäßes angeordnet. Die das Blanket durchdringende Strahlung trifft folglich auf das Vakuumgefäß; durch die Divertoröffnungen erreicht die Strahlung darüberhinaus das Vakuumgefäß auf direktem Wege. Außerhalb des Vakuumgefäßes befinden sich die supraleitenden Toroidalfeldmagneten, die unter der Strahleneinwirkung ihre Funktionstüchtigkeit zunehmend einbüßen. Es ist daher zweckmäßig, das Vakuumgefäß so auszulegen, daß es die auftreffende Neutronen- und  $\gamma$ -Strahlung ausreichend abschwächt und damit die supraleitenden Magnetfeldspulen vor Strahlenschäden schützt. Mit anderen Worten: es ist zweckmäßig, das Vakuumgefäß als Abschirmkomponente auszulegen. Für NET wurde dazu ein Entwurf erarbeitet, der die Verwendung massiver Stahlplatten mit dazwischen liegenden Wasserschichten (mit z.T. boriiertem Wasser) vorsieht (s. Abschn. 5.9 oben). Dieser Entwurf wird den nachfolgend durchgeführten Untersuchungen zugrunde gelegt; für das Blanket wird wiederum der Entwurf des keramischen Feststoffblankets benutzt. Es wird hierbei nicht versucht, die Abschirmwirkung des Systems Blanket/Vakuumgefäß zu optimieren. Zweck der Untersuchung ist vielmehr, den Effekt der Tokamakgeometrie auf das Abschirmvermögen des gesamten Systems zu untersuchen, mit dem letztendlichen Ziel, Abschirmrechnungen in der üblicherweise benutzten eindimensionalen Näherung qualitativ beurteilen zu können. Dabei soll auch der Einfluß des Segmentspalts benachbarter Blanketsektoren miteinbezogen werden.

Neutronen- und  $\gamma$ -Strahlung beeinträchtigt die Materialeigenschaften supraleitender Magnete in mannigfacher Weise (vgl. z.B. / Mau 84, Mau 85 /): die supraleitende Metallegierung (z.B.  $\text{Nb}_3\text{Sn}$ ) kann durch strahlenbedingte Umordnungen im Gittergefüge ihre Supraleitfähigkeit einbüßen; der als "Stabilisator" benutzte Normalleiter (meist Kupfer), durch den der Strom im Falle eines Verlustes der Supraleitfähigkeit fließen soll, erleidet durch die Strahleneinwirkung eine Erhöhung seines elektrischen Widerstandes, so daß es zu einer erhöhten Ohm'schen Wärmezeugung kommt; die zur elektrischen Isolierung der supraleitenden Wicklungen benutzten organischen Materialien (z.B. Epoxy-Glasplättchen) verlieren unter der Strahleneinwirkung ihre mechanische Festigkeit. Darüber hinaus führt die in die TF-Magnete eindringende Strahlung dort zu einer direkten Energiedeposition und damit zu einer Wärmezeugung, die durch das Kühlmittel (flüssiges Helium) abgeführt werden muß, um zu vermeiden, daß sich der Supraleiter über die Sprungtemperaturen erwärmt. Die meisten dieser Strahleneffekte hängen empfindlich von der Strahlendosis ab und beginnen erst oberhalb eines Schwellwertes zu ernsthaften Beeinträchtigungen der Materialeigenschaften zu führen.

Die Frage, welcher Strahleneffekt tatsächlich begrenzend wirkt und damit für die Beurteilung des Abschirmvermögens maßgeblich ist, hängt von der Betriebsweise des Reaktors ab. Für den kurzzeitigen Testbetrieb (z.B. einige Tage) ist dies primär die in den TF-Magneten erzeugte Wärmeleistung; für einen längeren Testbetrieb sind dies dann die Strahlenschäden, die sich mit der Bestrahlungszeit akkumulieren, also mit der Fluenz zunehmen. Für NET mit einer integralen Betriebszeit von maximal 0,8 Vollastjahren hat sich die Epoxystrahlendosis als primär begrenzende Größe erwiesen. Die folgende Untersuchung stützt sich daher auf die Epoxystrahlendosis als für die Abschirmung maßgebliche Größe, die die Lebensdauer des TF-Magneten begrenzt; doch soll dabei auch die maximale Neutronenfluenz im Magneten sowie die dort erzeugte Leistung (bzw. die Leistungsdichte) beachtet werden; es sollen die vom NET-Team empfohlenen Grenzwerte für die Epoxystrahlendosis ( $5 \cdot 10^8$  rad), für die schnelle Neutronenfluenz ( $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ ) und die maximale Leistungsdichte im TF-Magneten ( $1,1 \text{ mW/cm}^3$ ) angewandt werden. Dabei soll von einer Betriebszeit von einem Vollastjahr ausgegangen werden.

Abb.5.30 zeigt zunächst die radialen Profile der Leistungsdichte im Vakuumgefäß der äußeren und inneren Torusseite: die Leistungsdichte fällt, entsprechend der Neutronenflußdichte (Abschn. 5.9), über das Vakuumgefäß um ca. 3 Größen-

Abb. 5.30 a : Poloidaler Mittelwert (inboard)

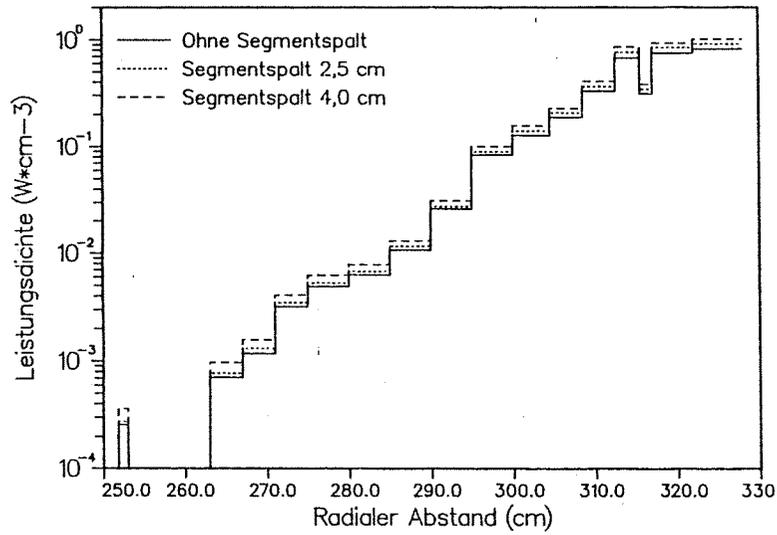


Abb. 5.30 b : Poloidales Segment 1 (inboard)

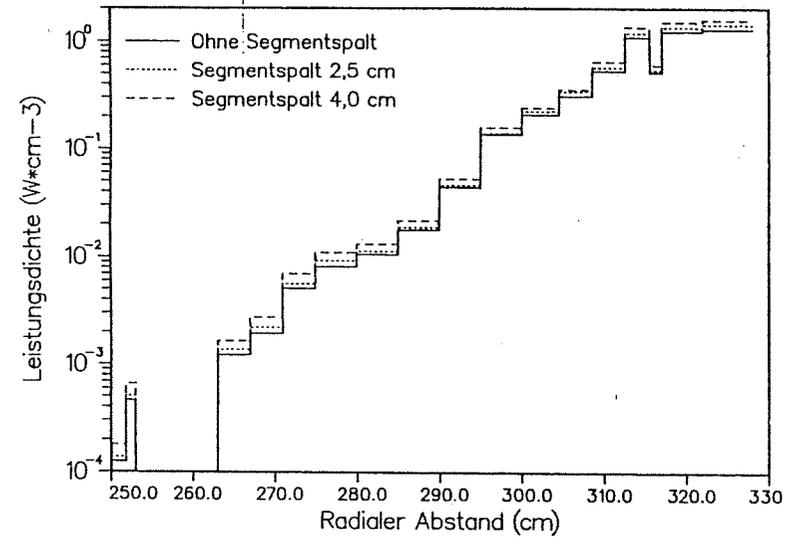


Abb. 5.30 c : Poloidaler Mittelwert (outboard)

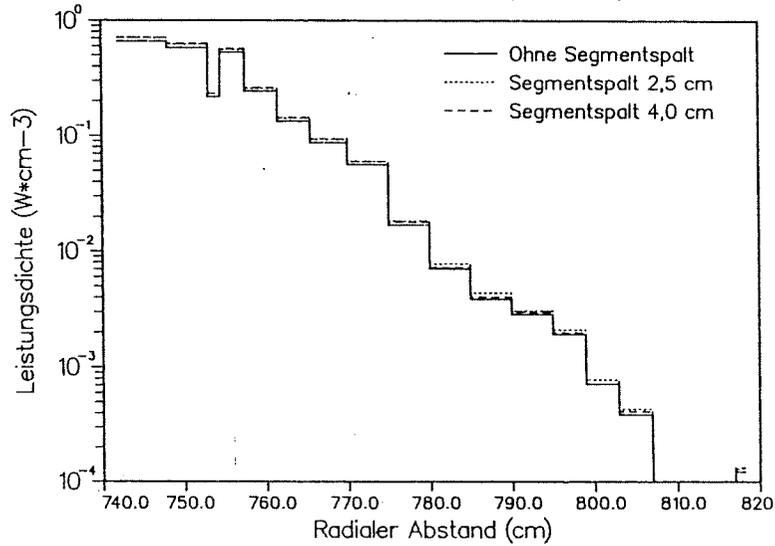


Abb. 5.30 d : Poloidales Segment 1 (outboard)

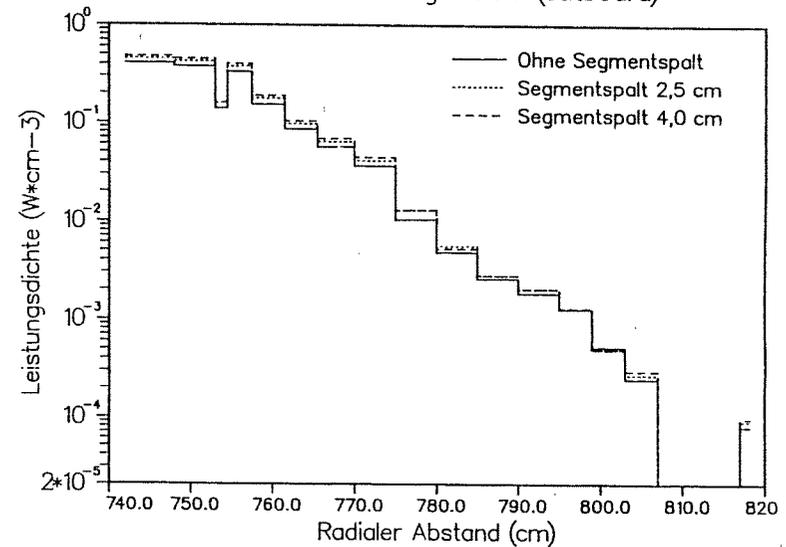


Abb. 5.30: Radiale Profile der Leistungsdichte im Vakuumgefäß mit und ohne Segmentspalt

ordnungen ab (Abb. 5.30), auf der inneren Torusseite von Werten um  $1 \text{ W/cm}^3$  an der Vorderseite auf Werte um  $1 \text{ mW/cm}^3$  an der Rückseite des Vakuumgefäßes (Tab. 5.8); auf der äußeren Torusseite entsprechend von Werten um  $0,5 \text{ W/cm}^3$  auf Werte um  $3 \cdot 10^{-4} \text{ W/cm}^3$  (Tab. 5.8). Dabei verhalten sich die poloidalen Profile der Leistungsdichte wiederum wie jene der Neutronenflußdichte: auf der inneren Torusseite steigt der poloidale Formfaktor von 1,57 an der Vorderseite auf 1,71 an der Rückseite des Vakuumgefäßes; auf der äußeren Torusseite nimmt die Leistungsdichte aufgrund des "Einstreueffektes" wiederum mit der poloidalen Höhe zu, so daß der poloidale Mittelwert der Leistungsdichte dort größer ist als der Wert in der Torusmittelebene (Tab. 5.8). Auch die Einführung eines Segmentspaltes zwischen den Blanketsektoren wirkt sich für die Leistungsdichte im Vakuumgefäß ähnlich aus wie für die Neutronenflußdichte: auf der inneren Torusseite bewirkt der 2,5cm-Spalt durchweg eine Erhöhung der Leistungsdichte um ca. 10 % (Tab. 5.8), während im Falle des 4 cm-Spaltes die Leistungsdichteerhöhung von der Vorderseite (um 20 - 25 %) bis zur Rückseite des Vakuumgefäßes steigt (bis auf +35 %, vgl. Tab.5.8), was auf die in diesem Fall stärker nach vorwärts ausgerichtete Neutronenstrahlung zurückzuführen ist (vgl. hierzu Abschn. 5.9.1). Auf der äußeren Torusseite ergibt sich, wiederum durch den "Einstreueffekt" bedingt, durch den Segmentspalt nur eine bescheidene Zunahme von ca. 10 % für die poloidal gemittelte Leistungsdichte, doch ist die Zunahme aufgrund der Winkelabhängigkeit der auf das Vakuumgefäß auftreffenden Neutronenstrahlung im Bereich der Torusmittelebene größer (+20 % für den 4 cm-Spalt, vgl. Tab. 5.8). In jedem Falle liegt aber die Leistungsdichte, die sich an der Vorderseite des TF-Magneten ergibt, deutlich unter dem Grenzwert von  $1,1 \text{ mW/cm}^3$ ; dies gilt für die Torusmittelebene, wie für den poloidalen Mittelwert, für die innere wie die äußere Torusseite, sowohl mit als auch ohne Segmentspalt (vgl. Tab.5.9).

Auch die schnelle Neutronenfluenz  $\Phi_{\text{fast}} \cdot \Delta t$  (für Neutronen mit Energien oberhalb 0,1 MeV), deren Maximalwert an der Vorderseite des TF-Magneten erreicht wird, bleibt fast durchweg unter dem Grenzwert von  $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$  (Tab.5.9); lediglich bei Einführung des Segmentspaltes steigt der Spitzenwert in der Torusmittelebene in die Nähe des Grenzwertes bzw. übersteigt diesen leicht (Tab. 5.9); doch ist dies angesichts der Unsicherheit des Grenzwertes noch tolerabel. Die maximale Epoxydosis an der Vorderseite des TF-Magneten übersteigt andererseits den Grenzwert von  $5 \cdot 10^8 \text{ rad}$  auf der inneren Torusseite zum Teil beträchtlich (Abb. 5.31 a): zwar wird der Grenzwert im poloidalen Mittel eingehalten (Tab. 5.9), doch gilt dies nicht für den Bereich um die Torusmittel-

ebene (etwa bis zur "halben" poloidalen Höhe bei ca. 150 cm über der Mittel-ebene, vgl. Abb.5.31 a). Bei Einführung des 2,5 cm-Spalt es ändert sich dies qualitativ nicht, die Epoxydosis steigt lediglich um ca. 10 %. Der 4 cm-Segment-spalt führt allerdings zu einer deutlichen Erhöhung der Epoxydosis (+ 40 %), so daß auch der poloidale Mittelwert über dem Grenzwert liegt (Tab. 5.9). Auf der äußeren Torusseite liegt die Epoxydosis durchweg deutlich unter dem Grenzwert; es ergibt sich dort das durch den "Einstreueffekt" geprägte poloidale Profil mit dem Spitzenwert in Höhe der Divertoröffnung (Abb. 5.31 b).

	Ohne Segmentspalt	Segmentspalt 2,5 cm	Segmentspalt 4,0 cm
<b>inboard</b>			
<u>Vorderseite Vakuumgefäß</u>			
Torusmittelebene	1,29	1,43	1,57
poloidal gemittelt	0,823	0,914	1,02
<u>Rückseite Vakuumgefäß</u>			
Torusmittelebene	$1,22 \cdot 10^{-3}$	$1,36 \cdot 10^{-3}$	$1,65 \cdot 10^{-3}$
poloidal gemittelt	$7,15 \cdot 10^{-4}$	$7,78 \cdot 10^{-4}$	$9,69 \cdot 10^{-4}$
<b>outboard</b>			
<u>Vorderseite Vakuumgefäß</u>			
Torusmittelebene	0,408	0,454	0,480
poloidal gemittelt	0,657	0,711	0,712
<u>Rückseite Vakuumgefäß</u>			
Torusmittelebene	$2,46 \cdot 10^{-4}$	$2,72 \cdot 10^{-4}$	$2,97 \cdot 10^{-4}$
poloidal gemittelt	$3,91 \cdot 10^{-4}$	$4,39 \cdot 10^{-4}$	$4,18 \cdot 10^{-4}$

**Tab. 5.8:** Leistungsdichten [W/cm<sup>3</sup>] an der Vorder- und Rückseite des Vakuumgefäßes.

Der Segmentspalt hat auf der äußeren Torusseite keinen großen Einfluß auf die Epoxydosis: ihr poloidaler Mittelwert ändert sich kaum (Tab. 5.9), das poloidale Profil dagegen flacht sich eher ab, so daß die Epoxydosis bis auf den Bereich der Divertoröffnung in poloidaler Richtung nahezu konstant bleibt (Abb. 5.31 b).

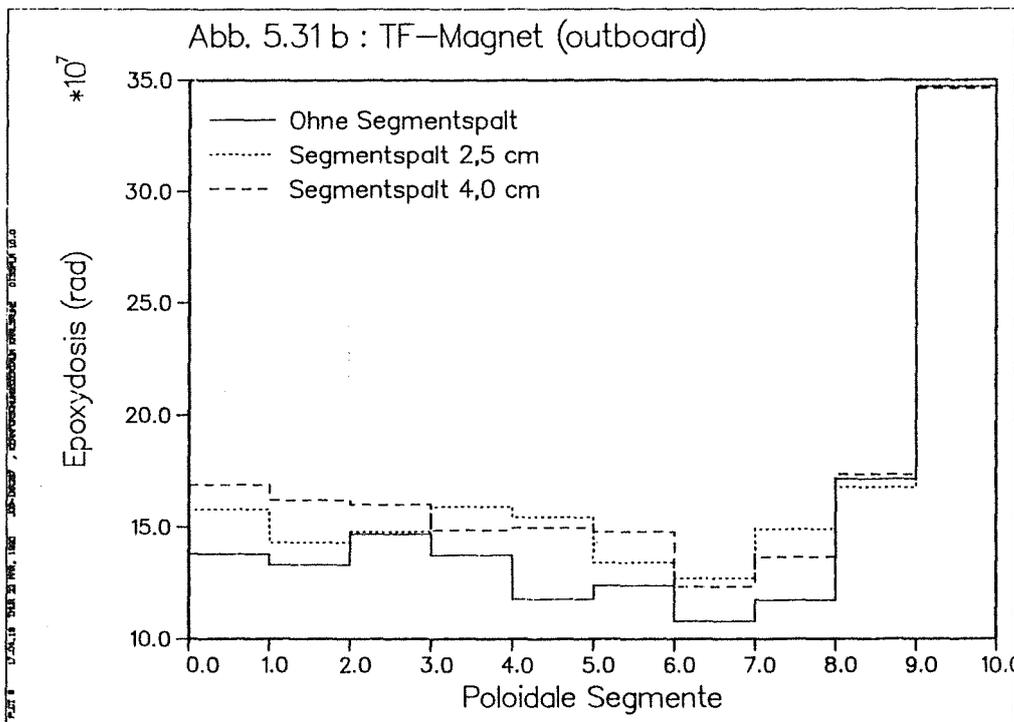
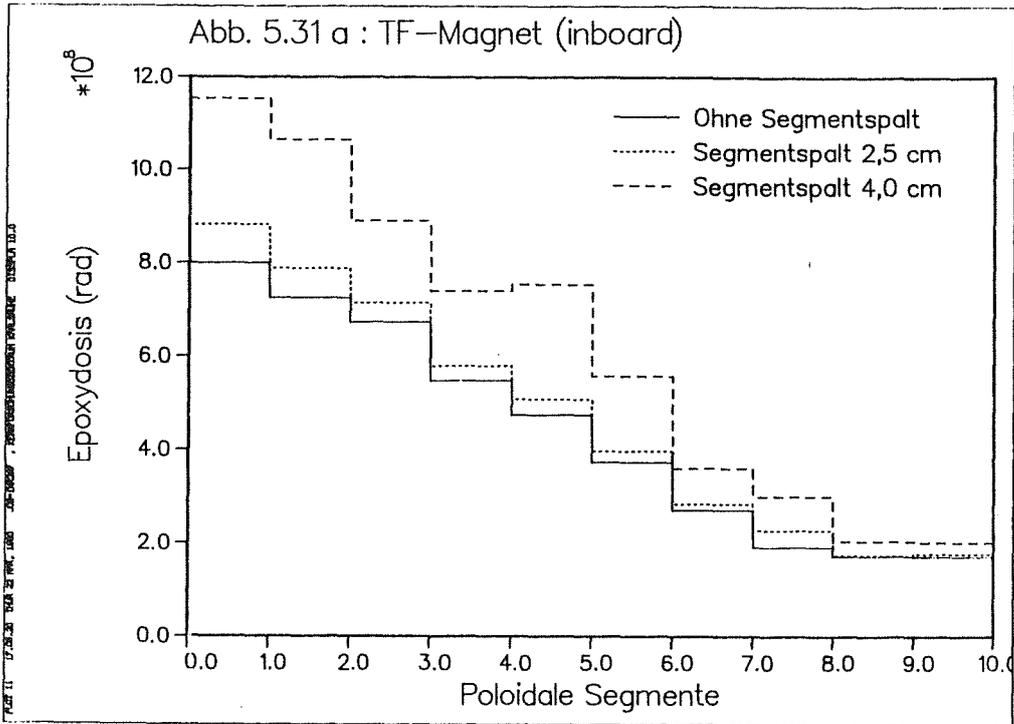


Abb. 5.31: Poloidale Profile der Strahlendosis im Epoxyisolator des TF-Magneten nach einem Vollastjahr (mit und ohne Segmentspalt): a) inboard b) outboard

	Ohne Segmentspalt		Segmentspalt 2,5 cm		Segmentspalt 4,0 cm	
	Torusmittel- ebene	poloidal gemittelt	Torusmittel- ebene	poloidal gemittelt	Torusmittel- ebene	poloidal gemittelt
<u>inboard</u>						
$P_{\max}$ [W/cm <sup>3</sup> ]	$4,60 \cdot 10^{-4}$	$2,55 \cdot 10^{-4}$	$5,07 \cdot 10^{-4}$	$2,74 \cdot 10^{-4}$	$6,63 \cdot 10^{-4}$	$3,61 \cdot 10^{-4}$
$D_{\text{Epoxy}}$ [10 <sup>8</sup> rad]	8,00	4,44	8,82	4,77	11,5	6,29
$\Phi_{\text{fast}} \cdot \Delta t$ [10 <sup>17</sup> cm <sup>-2</sup> ]	4,56	2,67	5,10	2,96	5,59	3,59
$\Phi_{\text{tot}} \cdot \Delta t$ [10 <sup>18</sup> cm <sup>-2</sup> ]	1,50	0,871	1,65	0,949	1,82	1,14
<u>outboard</u>						
$P_{\max}$ [W/cm <sup>3</sup> ]	$7,93 \cdot 10^{-5}$	$1,23 \cdot 10^{-4}$	$9,07 \cdot 10^{-5}$	$1,30 \cdot 10^{-4}$	$9,70 \cdot 10^{-5}$	$1,35 \cdot 10^{-4}$
$D_{\text{Epoxy}}$ [10 <sup>8</sup> rad]	1,38	2,13	1,58	2,26	1,69	2,34
$\Phi_{\text{tot}} \cdot \Delta t$ [10 <sup>17</sup> cm <sup>-2</sup> ]	2,51	4,44	2,99	4,48	2,85	4,24

Tab. 5.9: Maximale Leistungsdichte im TF-Magneten ( $P_{\max}$ ), maximale Strahlendosis ( $D_{\text{Epoxy}}$ ) und schnelle bzw. totale Neutronenfluenz im Epoxyisolator nach einer Betriebszeit von 1 Vollastjahr

Für den NET-Reaktor mit einer Fusionsleistung von 600 MW und einer integralen Betriebszeit von einem Vollastjahr ergibt sich mithin die im Epoxyglas-Isolator des supraleitenden TF-Magneten deponierte Strahlendosis als maßgebliche Größe für die Auslegung des Abschirmsystems Blanket/Vakuumgefäß. Als "Schwachstelle" des Abschirmsystems erweist sich dabei der Bereich um die Torusmittelebene auf der inneren Torusseite: dort wird der vom NET-Team angesetzte Grenzwert der Epoxystrahlendosis von  $5 \cdot 10^8$  rad deutlich überschritten, während er im poloidalen Mittel eingehalten werden kann. Die Berücksichtigung eines Segmentspaltes zwischen den Blanketsektoren führt zu einer weiteren Erhöhung der Epoxystrahlendosis, die im Falle des 2,5 cm-Spaltes nur marginal ist (+ 10 %), im Falle des 4 cm-Spaltes aber mit durchschnittlich + 40 % deutlich ausfällt und dazu führt, daß der Grenzwert der Epoxystrahlendosis auch im poloidalen Mittel nicht mehr eingehalten werden kann. Auf der äußeren Torusseite können die Grenzwerte aufgrund der dortigen größeren Blanketdicke durchweg eingehalten werden; dies gilt auch für den Fall, daß der Segmentspalt zwischen den Blanketsektoren berücksichtigt wird. Neutronenphysikalische Auslegungsrechnungen des Abschirmsystems Blanket/Vakuumgefäß müssen sich folglich an den Gegebenheiten der Torusmittelebene auf der inneren Torusseite orientieren. Abschirmrechnungen in der üblicherweise angewandten eindimensionalen Näherung müssen sich daran messen lassen, in welchem Maß sie in der Lage sind, die dort maßgeblichen Maximalwerte zu bestimmen; dies soll in Abschn. 6 detailliert untersucht werden.

### 5.12 Zusammenfassende Wertung der dreidimensionalen Behandlung

Mit Hilfe des Monte-Carlo-Verfahrens ist es möglich, den komplexen geometrischen Aufbau eines Tokamakreaktors in einer neutronenphysikalischen Transportrechnung in einem realistischen dreidimensionalen Modell darzustellen. In diesem Modell können alle neutronenphysikalischen maßgeblichen Phänomene bzw. Eigenschaften adäquat beschrieben werden: von der räumlichen Verteilung der Quellneutronen in der Vakuumkammer über die in den Blanketsegmenten und sonstigen Reaktorkomponenten stattfindenden Kernreaktionen und die sich dabei ergebende räumliche und energetische Verteilung der Neutronen bis hin zur Neutronen- und  $\gamma$ -Strahlung, die das Vakuumgefäß durchdringt und auf die supraleitenden Toroidalfeldmagneten trifft. Dabei treten Effekte auf, die durch die Tokamakgeometrie bedingt sind und folglich nur in einem derartigen dreidimensionalen Modell behandelt werden können. Darüberhinaus hängen diese

Effekte in einer wechselseitigen Beziehung von den neutronenphysikalischen Eigenschaften der benutzten Blanketvarianten ab und können deshalb nicht in einfacher Weise, etwa auf der Basis eindimensionaler Transportrechnungen, vorausgesagt werden. Im Hinblick auf die in Abschn. 6 durchgeführten Analysen zu den Transportrechnungen in eindimensionaler geometrischer Näherung, die üblicherweise für Auslegungs- und Optimierungsrechnungen benutzt werden, soll im folgenden eine zusammenfassende Wertung der wichtigsten Phänomene durchgeführt werden, wie sie sich in der dreidimensionalen Behandlung ergeben.

Die in der Vakuumkammer in den dort stattfindenden (d, t)-Fusionsreaktionen freigesetzten 14-MeV-Quellneutronen treffen mit einer charakteristischen Winkelverteilung auf die erste Wand der inneren und äußeren Torusseite. Diese Winkelverteilung wird geprägt durch die räumliche Plasmaquellverteilung in der Vakuumkammer sowie die räumliche Anordnung der Blanketsegmente um das Plasma herum und führt in poloidaler Richtung zu einer charakteristischen Verteilung der 14-MeV-Neutronenstromdichte an der ersten Wand mit einem Maximum in der Torusmittelebene. Die poloidale Verteilung der 14-MeV-Neutronenstromdichte an der ersten Wand läßt sich auch mit einer "Punktquelle" in der Torusmittelebene reproduzieren, d.h. sie verhält sich so, als ob sie von einer Punktquelle in der Torusmittelebene erzeugt worden wäre; dies ist im Hinblick auf die Behandlung in der eindimensionalen Näherung von großer Bedeutung. Im Unterschied zur direkten 14-MeV-Neutronenstromdichte ist die poloidale Verteilung der totalen Neutronenflußdichte bedeutend flacher, da diese schon vielfach gestreute Neutronen beinhaltet und damit auch vom benutzten Blanketttyp abhängig ist. Die totale Neutronenflußdichte übersteigt dabei die direkte 14-MeV-Neutronenstromdichte an der ersten Wand um etwa eine Größenordnung. Im Blanket selbst ändert sich das poloidale Profil der totalen Neutronenflußdichte dann in Abhängigkeit von der radialen Position in charakteristischer Weise: auf der inneren Torusseite ergibt sich mit der Blankettiefe ein zunehmend steileres Profil, auf der äußeren Torusseite ein eher "abgesättigtes". Naturgemäß hängt das Ausmaß dieser Variationen empfindlich von den neutronenphysikalischen Eigenschaften der Blanketvarianten ab. Im Hinblick auf eine in radialer Richtung durchgeführte eindimensionale Transportrechnung führt dies zur wichtigen Konsequenz, daß die radiale Verteilung der Neutronenflußdichte sich mit der poloidalen Höhe ändert. Entsprechend gilt dies für die zur thermohydraulischen Blanketauslegung benötigte radiale Leistungsdichteverteilung.

Auch im Vakuumgefäß wird die radiale Verteilung der Neutronenflußdichte maßgeblich von der globalen Tokamakgeometrie bestimmt, insbesondere durch die Anordnung der inneren und äußeren Blanketsegmente innerhalb des Vakuumgefäßes und die räumliche Plasmaquellverteilung. Auf der inneren Torusseite setzt sich dabei das im inneren Blanketsegment festgestellte Verhalten fort: das poloidale Profil wird mit zunehmender Eindringtiefe immer steiler, in der Torusmittelebene ergibt sich ein deutlich ausgeprägtes Maximum der Neutronenflußdichte. Auf der äußeren Torusseite zeigt sich im dortigen Vakuumgefäß ein gänzlich anderes Verhalten: es ergibt sich dort in der Torusmittelebene eher ein Minimum der Neutronenflußdichte; mit zunehmender poloidaler Höhe nimmt dort die Neutronenflußdichte zu statt ab; das Maximum ergibt sich in Höhe der Divertoröffnung, wo die Neutronenstrahlung das Vakuumgefäß direkt erreichen kann, ohne das Blanket durchdringen zu müssen. Dies ist auch der Grund für die beobachtete poloidale Verteilung der Neutronenflußdichte im Vakuumgefäß: die "von oben" erfolgende Einstreuung von Neutronen, die in großer Zahl durch die Divertoröffnung entweichen. Für Abschirmrechnungen des Systems Blanket/Vakuumgefäß ergibt sich daraus die wichtige Tatsache, daß das Maximum der das System durchdringenden Strahlung sich auf der äußeren Torusseite nicht in der Torusmittelebene, sondern in Höhe der Divertoröffnung ergibt: eindimensionale Abschirmrechnungen in den geometrischen Abmessungen der Torusmittelebene sind daher für die äußere Torusmittelebene nicht von großem praktischem Nutzen. Auf der inneren Torusseite ergibt sich das Maximum der das System Blanket/Vakuumgefäß durchdringenden Strahlung hingegen in der Torusmittelebene: eindimensionale Abschirmrechnungen müssen sich an dieser "Schwachstelle" orientieren und sich an den hier sich ergebenden Maximalwerten messen lassen. Als maßgebliche Größe zur Beurteilung der Abschirmwirkung hat sich hierbei die im Epoxyglasisolator der supraleitenden TF-Magnetspulen deponierte Strahlendosis erwiesen, wofür sich eine ähnliche poloidale Verteilung wie für die Neutronenflußdichte ergibt. Für die Beurteilung der Abschirmwirkung des Systems Blanket/Vakuumgefäß muß auch der Einfluß von Segmentspalten zwischen den Blanketsektoren berücksichtigt werden. Neutronenstreamingeffekte in diesen Segmentspalten führen einerseits zu einer höheren Beaufschlagung des Vakuumgefäßes durch die auftreffende Neutronenstrahlung, andererseits aber auch zu einer erhöhten "Durchdringungskraft" aufgrund einer stärkeren Vorwärtsausrichtung, so daß die das Vakuumgefäß durchdringende Neutronenstrahlung sich aufgrund des Segmentspaltes wesentlich stärker erhöht als die auf das Vakuumgefäß mit ungeänderter Richtungsverteilung auftref-

fende. Naturgemäß hängt der letzte Effekt empfindlich von der Breite des Segmentspaltes ab und variiert mit der poloidalen Höhe.

Die wichtigste Eigenschaft einer Blanketvariante, sein Brutvermögen, läßt sich ausschließlich in einer dreidimensionalen Darstellung der tatsächlichen Tokamakgeometrie beurteilen. Dies begründet sich darin, daß die unterschiedlichen neutronenphysikalischen Eigenschaften der Blanketvarianten (wie z. B. das Moderationsvermögen) in unterschiedlichen geometrischen Modellen zu recht unterschiedlichen neutronenphysikalischen Ergebnissen führen können. Dies wird am Beispiel des Pb-17Li-Flüssigmetallblankets besonders deutlich, das aufgrund seines hohen Reflexions- und niedrigen Moderationsvermögens in der realistischen Tokamakgeometrie hohe Ausstreuverluste aufweist, die sein Brutvermögen stark beeinträchtigen; eine Tatsache, die sich in ihrem Ausmaß nur in einem realistischen dreidimensionalen Modell der tatsächlichen Tokamakgeometrie erhalten läßt, nicht jedoch in einer idealisierten geometrischen Darstellung.

Anhand der in diesem Abschnitt gewonnenen Erkenntnisse soll nun im nachfolgenden Abschnitt 6 die vereinfachte neutronenphysikalische Behandlung in eindimensionaler Geometrie, wie sie üblicherweise in den Auslegungsrechnungen angewandt wird, einer grundsätzlichen Prüfung unterzogen werden. Dabei steht die Frage im Vordergrund, für welche Zwecke, mit welcher Genauigkeit bzw. mit welchen Einschränkungen eine eindimensionale neutronenphysikalische Behandlung eines Tokamakreaktors überhaupt möglich ist. Diese Untersuchung orientiert sich an den tatsächlich in der Anwendungspraxis üblichen Zweckausrichtungen der neutronenphysikalischen Rechnungen: diese sind die Optimierung des Brut- und Abschirmvermögens sowie die Bestimmung der Leistungserzeugung aufgrund der in den Reaktorkomponenten stattfindenden Kernreaktionen.

## 6. Eindimensionale Näherung

Angesichts der komplexen geometrischen Konfiguration eines Tokamakreaktors mag es fragwürdig erscheinen, ein eindimensionales Näherungsverfahren zur neutronenphysikalischen Behandlung anzuwenden. Tatsächlich wurden und werden eindimensionale  $S_N$ -Verfahren zur Blanketauslegung und -optimierung routinemäßig benutzt, ohne daß der Gültigkeitsbereich bzw. die Grenzen dieser starken Vereinfachung bekannt gewesen wäre. In der frühen Entwurfsphase des NET-Reaktors beispielsweise wurden ausschließlich eindimensionale Näherungsverfahren zur neutronenphysikalischen Blanketauslegung benutzt. Dies betraf sowohl die Optimierung des Brut- und Abschirmvermögens, als auch die Bestimmung der Leistungsproduktion und der (radialen) Leistungsdichteverteilung als Grundlage für die thermohydraulische Blanketauslegung. In der späteren Entwicklungsphase mit technisch detaillierteren Blanketentwürfen wurden dann auch dreidimensionale Monte Carlo Rechnungen durchgeführt, um die globale Tritiumbrutrate /Fi 87, Gal 87, Ger 89/, das Abschirmvermögen /Fi 88d, Gal 88, Ark 88/ und die totale Leistungsproduktion, sowie teilweise auch zweidimensionale Leistungsdichteverteilungen für verschiedene Blanketentwürfe zu ermitteln. Erste Anstrengungen dreidimensionale Monte Carlo Rechnungen mit eindimensionalen Näherungsrechnungen zu vergleichen /Fi 88b/, /Fi 88d/ können als Versuch gewertet werden, das eindimensionale Näherungsverfahren in bezug auf seinen Anwendungsbereich qualitativ einzuordnen. In diesem Abschnitt soll nun erstmals eine grundlegende Analyse des eindimensionalen Näherungsverfahrens durchgeführt werden, die zeigt, welcher Stellenwert diesem Verfahren tatsächlich für die neutronenphysikalische Blanketauslegung zukommen kann. Diese Untersuchung wird, entsprechend der dreidimensionalen Analyse in Abschn. 5, mit Hilfe des MCNP-Programms durchgeführt, um verfahrens- und datenbedingte Einflüsse auszuschließen: Gegenstand der Untersuchung ist die neutronenphysikalische Behandlung des Tokamakreaktors in der vereinfachten Darstellung eines eindimensionalen Modells und ihr Bezug zur Behandlung in der realistischen Darstellung der tatsächlichen Tokamakgeometrie.

## 6.1 Geometrische Darstellung

Das einfachste eindimensionale Modell eines Tokamakreaktors läßt sich erzeugen, indem man den Torus vertikal aufschneidet und geradebiegt: es ergibt sich ein endlicher Zylinder mit der magnetischen Achse als Symmetrieachse. Dehnt man diese bis ins Unendliche aus, so kann man den Torus neutronenphysikalisch in eindimensionaler Zylindergeometrie behandeln. In diesem Fall wäre das Plasma durch einen unendlich ausgedehnten Vollzylinder repräsentiert, umgeben von konzentrischen Zylinderringen, die die erste Wand, das Blanket und das Vakuumgefäß darstellen (Abb. 6.1). Die neutronenphysikalische Rechnung würde in diesem Fall vom Plasmazentrum aus radial nach außen geführt werden. Dieses Modell -toroidales Modell genannt- wurde in den ersten Fusionsreaktorstudien benutzt und wurde anfänglich auch noch in den Blanketauslegungsrechnungen für den NET-Reaktor angewandt. Der gravierende Nachteil dieses Modells besteht darin, daß es die getrennte Anordnung der Blanketsegmente auf der inneren und äußeren Torusseite mit ihren unterschiedlichen Bedeckungsgraden, die durch die toroidale Krümmung bedingt sind, nicht berücksichtigen kann.

Ein für die Blanketauslegung besser geeignetes Modell läßt sich gewinnen, indem man die Torusachse als Symmetrieachse eines unendlich ausgedehnten Zylinders wählt. In diesem Fall läßt sich die innere und die äußere Torusseite getrennt darstellen: innere Abschirmung, inneres Blanketsegment, Plasma, äußeres Blanketsegment und äußere Abschirmung ergeben konzentrische Zylinderringe um die Torusachse (Abb. 6.2). Zweckmäßigerweise wählt man hierbei die geometrischen Abmessungen der Torusmittelebene, es ergibt sich für die Blanketsegmente dann auch die dortige toroidale Krümmung. Die neutronenphysikalische Rechnung wird folglich in der Torusmittelebene in radialer Richtung durchgeführt; ausgehend vom Plasmaring zwischen innerer und äußerer Torusseite erstreckt sich die Transportrechnung radial nach innen und außen. Inneres und äußeres Blanket können somit gleichzeitig in einer Rechnung erfaßt werden. Dieses Modell -poloidales Modell genannt- wurde erstmals in der amerikanischen "Blanket Comparison and Selection Study" /BCSS/ benutzt und schließlich standardmäßig in den neutronenphysikalischen Auslegungsrechnungen für NET angewandt; es liegt allen hier behandelten eindimensionalen Rechnungen zugrunde.

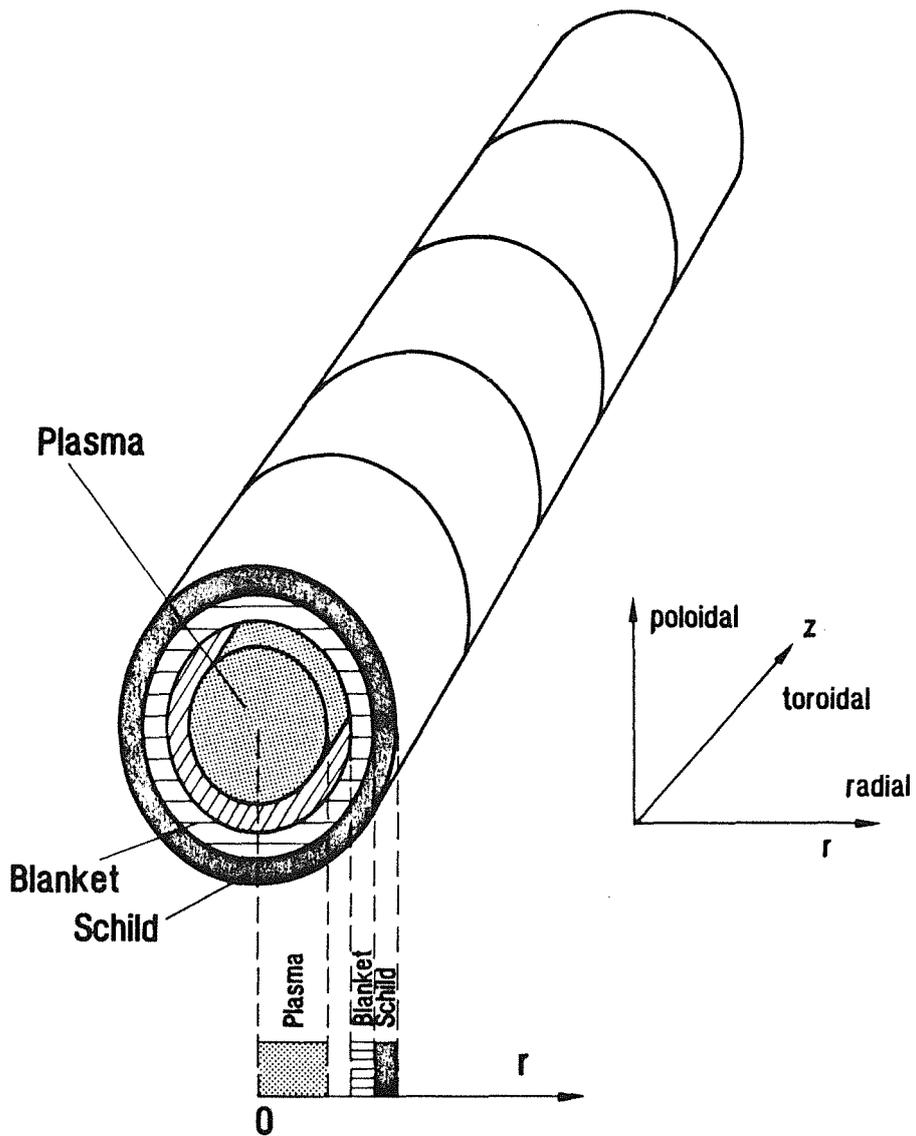


Abb. 6.1 Eindimensionales toroidales Modell

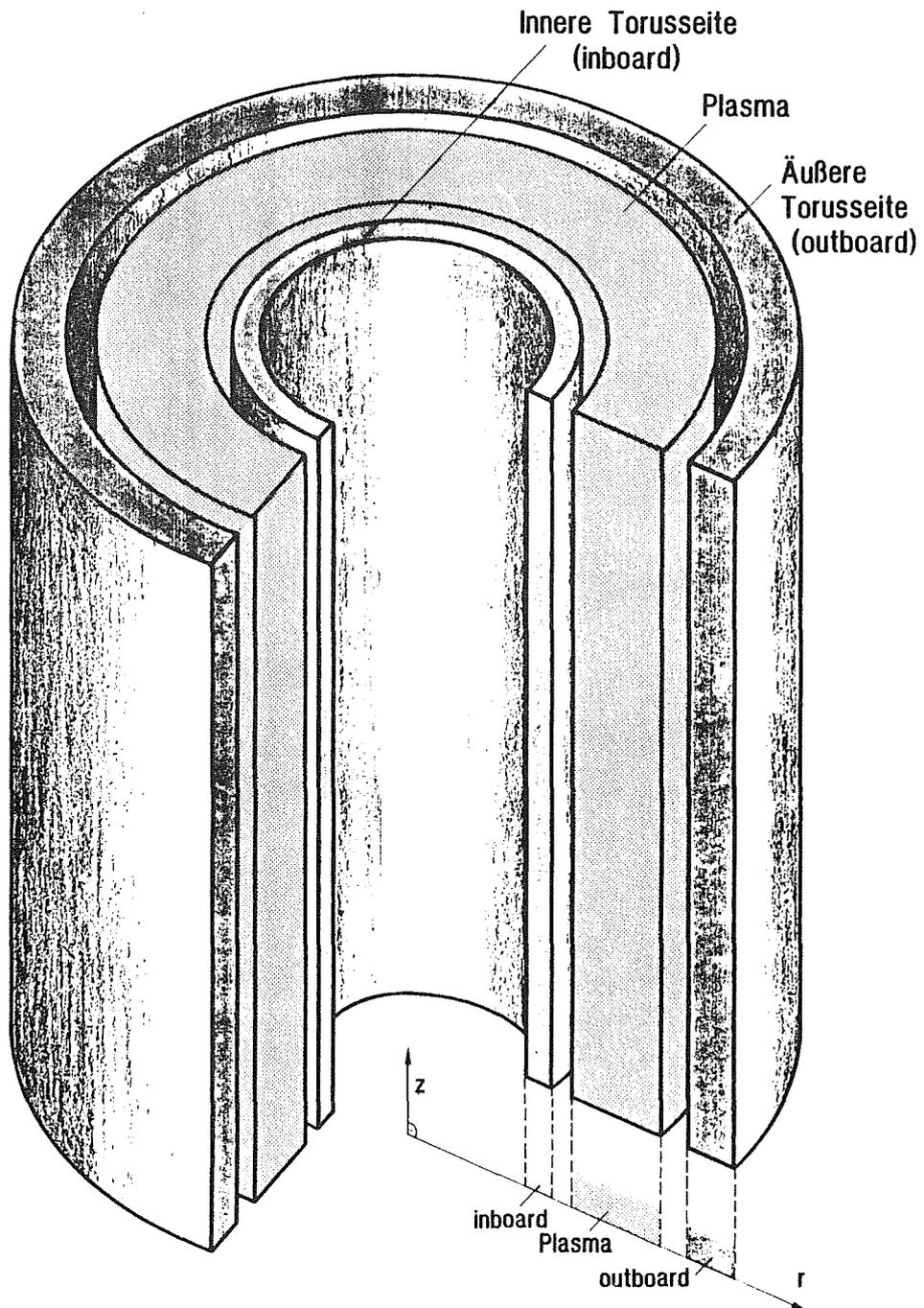


Abb. 6.2 Eindimensionales poloidales Modell

## 6.2 Normierung

Die eindimensionale Transportrechnung kann aufgrund der unendlichen Ausdehnung des zugrunde gelegten Zylindermodells nicht auf die totale Fusionsleistung normiert werden, sie kann aber auf eine mittlere Flächenleistung der auf die erste Wand auftreffenden 14-MeV-Quellenneutronen normiert werden. Hierzu eignet sich die in Abschn. 5.3 definierte Neutronenwandbelastung  $W_L$ , die gerade die auf die erste Wand auftreffende Neutronenfusionsleistung pro Flächeneinheit angibt.

Für NET-III/A beträgt die totale Neutronenfusionsleistung 480 MW und die Gesamtfläche der ersten Wand 480 m<sup>2</sup>. Daraus ergibt sich eine mittlere Wandbelastung von 1,0 MW/m<sup>2</sup>, was einer direkten 14-MeV-Neutronenstromdichte von  $\overline{J_{14}} = 4,439 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  an der ersten Wand entspricht (Abschn. 5.3). Die eindimensionale Rechnung muß so normiert werden, daß sich an der ersten Wand im Mittel die 14-MeV-Neutronenstromdichte  $\overline{J_{14}}$  ergibt. Die eindimensionale Transportrechnung selbst bezieht sich auf ein Quellneutron in einer Zylinderscheibe der Höhe  $h = 1 \text{ cm}$ . Die Fläche der ersten Wand in dieser Zylinderscheibe beträgt  $A_{FW} = 2 \pi (r_{IB} + r_{OB}) \cdot 1 \text{ cm} = 6,478 \cdot 10^3 \text{ cm}^2$ , mit dem Radius der inneren ersten Wand  $r_{IB} = 367 \text{ cm}$ , und dem Radius der äußeren ersten Wand  $r_{OB} = 664 \text{ cm}$ . In der Zylinderscheibe müssen folglich pro Sekunde

$$N_{\phi} = \overline{J_{14}} \cdot A_{FW} = 2,876 \cdot 10^{17} \text{ s}^{-1}$$

Quellneutronen erzeugt werden, damit sich an der ersten Wand die mittlere 14-MeV-Neutronenstromdichte  $\overline{J_{14}}$  einstellen kann.

Im poloidalen Modell (s. Abschn. 6.1) wird die innere und äußere erste Wand durch die auftreffenden 14-MeV-Neutronen unterschiedlich beaufschlagt. Die zugrunde gelegten geometrischen Abmessungen gelten für die Torusmittelebene und bestimmen maßgeblich die anteilmäßige Beaufschlagung der inneren und äußeren ersten Wand. In weit geringerem Maße spielt dabei die radiale Verteilung der Plasmaquell-dichte eine Rolle. Bei einer gleichförmigen Verteilung der Quell-dichte zwischen  $R_{\min} = R_0 - a = 383 \text{ cm}$  und  $R_{\max} = R_0 + a = 653 \text{ cm}$  ergibt sich beispielsweise für die innere Torusseite  $W_{L,IB} = 0,73 \text{ MW/m}^2$  und für die äußere Torusseite  $W_{L,OB} = 1,15 \text{ MW/m}^2$ . Bei einer gleichförmigen Verteilung zwischen  $R_{\min} = R_0 + e - 80 \text{ cm}$  und  $R_{\max} = R_0 + e + 80 \text{ cm}$ , die der tatsächlichen Intensitätsverteilung (s. Abschn. 5.2) eher gerecht wird und üblicherweise

in den Auslegungsrechnungen für NET benutzt wird, ergibt sich  $W_{L,IB} = 0,69$  MW/m<sup>2</sup> und  $W_{L,OB} = 1,17$  MW/m<sup>2</sup>. Für eine konsistente Normierung muß jedoch gelten, daß die Wandbelastung der inneren Torusseite mit der dortigen mittleren Wandbelastung im tatsächlichen Fall übereinstimmt, wobei sich letztere aus der dreidimensionalen Rechnung (Abschn. 5.4) ergibt; ebenso muß für die äußere Torusseite gelten, daß die dortige Wandbelastung mit der mittleren Wandbelastung im tatsächlichen Fall übereinstimmt:

$$W_{L,IB} (1d) = \overline{W_{L,IB} (3d)} = 0,707 \text{ MW/m}^2 \quad (6.1)$$

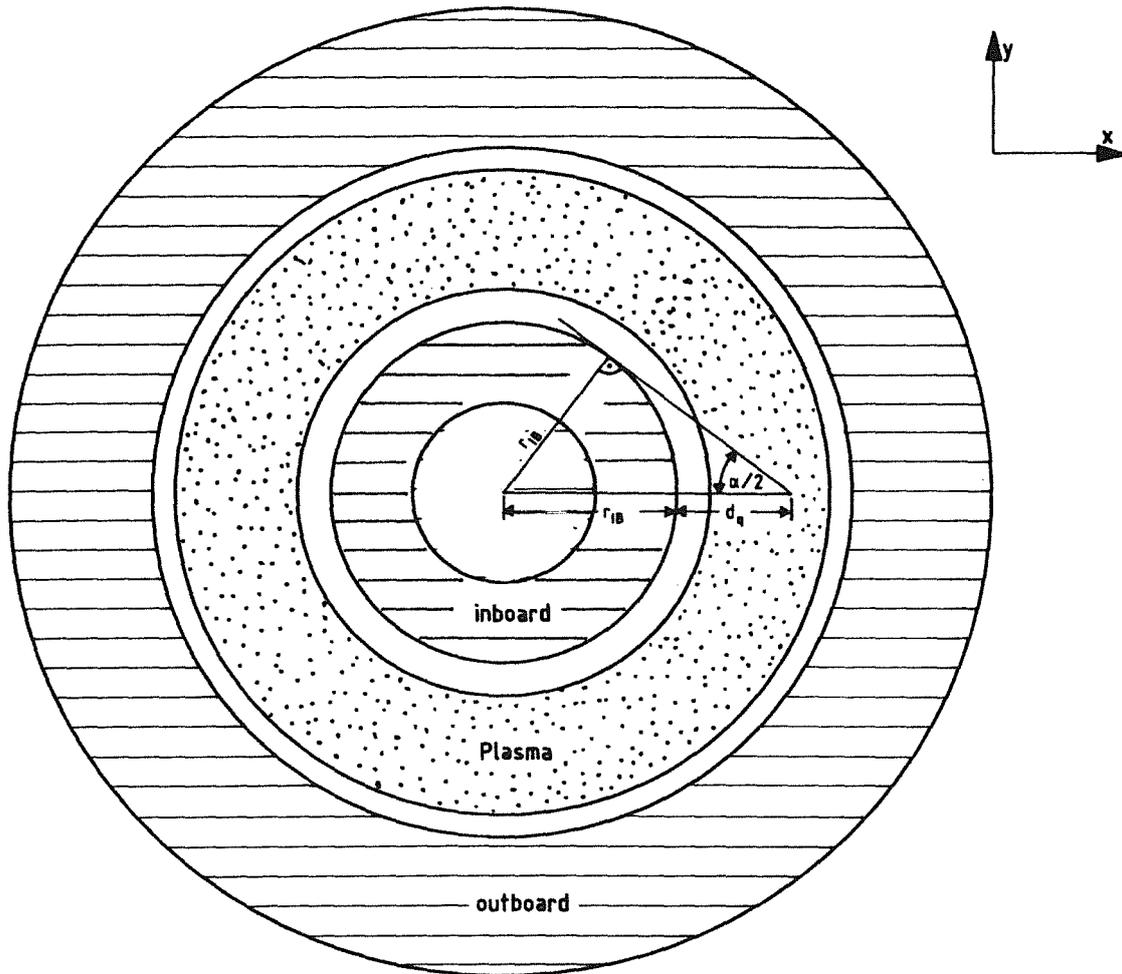
$$W_{L,OB} (1d) = \overline{W_{L,OB} (3d)} = 1,276 \text{ MW/m}^2$$

Die über die innere und äußere Torusseite gemittelte Wandbelastung beträgt dann  $W_L = 1,076$  MW/m<sup>2</sup>, was dem tatsächlichen Wert der dreidimensionalen Rechnung, gemittelt über die innere und äußere erste Wand, entspricht und auch insofern konsistent ist.

Für eine "Punktquelle" in der eindimensionalen Zylindergeometrie des poloidalen Modells (tatsächlich entspricht diese "Punktquelle" einer Flächenquelle auf einer Zylinderoberfläche, vgl. Abb. 6.3) läßt sich die obige Bedingung (6.1) in einfacher Weise realisieren. Die Bedingung (6.1) entspricht der Forderung, daß die Zahl der anteilmäßig auf die innere erste Wand auftreffenden 14-MeV-Neutronen im eindimensionalen Fall genauso groß sein muß, wie im tatsächlichen Fall, der sich aus der dreidimensionalen Rechnung (Abschn. 5.4) ergibt. Bezeichnen wir mit  $N^{14}$  die Zahl der auftreffenden 14-MeV-Neutronen, so muß also gelten:

$$N_{IB}^{14} (1d) / N_{IB+OB}^{14} (1d) = N_{IB}^{14} (3d) / N_{IB+OB}^{14} (3d) = 0,2319$$

Mit anderen Worten: für eine konsistente Normierung müssen 23,19 % aller Quellneutronen auf die innere erste Wand auftreffen und 76,8 % auf die äußere. Ausgehend von einer isotropen Emission der 14-MeV-Quellneutronen bedeutet dies für die "Punktquelle", daß sie so plaziert werden muß, daß die innere erste Wand unter einem Winkel von  $\alpha = 0,2319 \cdot 360^\circ = 83,5^\circ$  erscheint, die äußere erste Wand also zu 23,19 % durch die innere "abgeschattet" wird. Es ergibt sich dann ein radialer Abstand von  $r_q = 551,2$  cm (s. Abb. 6.3) für die "Punktquelle".



$$\sin \alpha/2 = \frac{r_{IB}}{r_{IB} + d_q}, \quad r_{IB} = 367 \text{ cm}$$

Für Punktquelle soll gelten:  $\alpha / 360^\circ = 0.2319$   
(3d - Rechnung)

$$\hookrightarrow \alpha = 41.74^\circ$$

$$r_q = r_{IB} + d_q = 551.2 \text{ cm}$$

Abb. 6.3: "Punktquelle" im eindimensionalen poloidalen Modell

Tatsächlich ergibt sich in der eindimensionalen Rechnung damit eine Wandbelastung von

$$W_{L,IB} (1d) = 0,699 \text{ MW/m}^2$$

für die innere und

$$W_{L,OB} (1d) = 1,279 \text{ MW/m}^2$$

für die äußere Torusseite.

Damit ist eine konsistente Normierung der eindimensionalen Rechnung sichergestellt. Darüberhinaus zeigt sich hierbei, daß die Plasmaquellverteilung in der eindimensionalen Rechnung sehr gut durch eine "Punktquelle" simuliert werden kann.

	3d-Rechnung	1d-Rechnung		
		Volumenquelle (isotrop)	"Punktquelle" (isotrop)	"Punktquelle" (anisotrop)
<u>outboard</u>				
$\overline{W_L}$ [MW/m <sup>2</sup> ]	1,28	1,26	1,28	1,28
$\langle \mu \rangle$	0,74	0,46	0,47	0,72
<u>inboard</u>				
$\overline{W_L}$ [MW/m <sup>2</sup> ]	0,707	0,743	0,700	0,700
$\langle \mu \rangle$	0,54	0,39	0,39	0,60

Tab. 6.1: Neutronenwandbelastung  $\overline{W_L}$  und Kosinus des mittleren Einfallswinkels: Vergleich ein- und dreidimensional ermittelter Werte

Wie oben schon erwähnt wurde, handelt es sich bei dieser "Punktquelle" der eindimensionalen Rechnung in Zylindergeometrie tatsächlich um eine Flächenquelle auf einer Zylinderoberfläche mit dem Radius  $r = r_q$ . Entsprechend der eindimensionalen Modellierung erstreckt sich diese Fläche bis ins Unendliche, was dazu führt, daß auch Neutronen mit sehr großem Einfallswinkel (bis zu 90°) auf der ersten Wand auftreffen: der mittlere Kosinus des Einfallswinkels ist denn auch deutlich kleiner als im tatsächlichen Falle (Tab. 6.1). Dies gilt im ein-

dimensionalen Fall der Zylindergeometrie ganz allgemein, da sich dort die Quellverteilung in Richtung der Torusachse immer bis ins Unendliche erstreckt. Um zu realistischen mittleren Einfallswinkeln zu gelangen, die auch mit den oben aufgestellten Bedingungen für die Wandbelastung konsistent sind, muß folglich dafür gesorgt werden, daß aus Richtung der Torusachse keine Quellneutronen auf die erste Wand einfallen, die zu einer Verfälschung des (entsprechend Abb. 6.3) eingestellten Einfallswinkels führen. Dies hat zur Folge, daß man im eindimensionalen Zylindermodell die Annahme einer isotropen Emission der 14-MeV-Neutronen fallen lassen muß. Wir fordern daher eine gleichverteilte Emission der Quellneutronen in Richtung der Ebenen  $z = \text{const.}$ , also senkrecht zur Torusachse; in  $z$ -Richtung sollen keine Quellneutronen emittiert werden. Es ist offensichtlich, daß sich für die "Punktquelle" bei  $r = r_q = 551,2 \text{ cm}$  dann der geforderte mittlere Einfallswinkel ergibt (Tab. 6.1). Dies ist natürlich auch der Fall, wenn man für die üblicherweise benutzte gleichförmige räumliche Quellverteilung (Volumenquelle im Zylinderring  $R_{\min} \leq R \leq R_{\max}$ , s. oben) die Annahme einer isotropen Emission der 14-MeV-Quellneutronen in entsprechender Weise fallen läßt. Offensichtlich ist die im poloidalen Zylindermodell sich einstellende inkorrekte Winkelausrichtung der auf die erste Wand auftreffenden 14-MeV-Quellneutronen durch die in Richtung der Torusachse unendlich ausgedehnte Plasmaquelle bedingt und kann durch eine anisotrope Quellverteilung in der dargestellten Art korrigiert werden.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß für das eindimensionale poloidale Zylindermodell, das routinemäßig in den Auslegungsrechnungen für NET benutzt wird, eine konsistente Normierung möglich ist, sogar dann, wenn man sich auf eine "Punktquelle" in radialer Richtung beschränkt, daß aber zur Erreichung der korrekten Richtungsabhängigkeit der direkten 14-MeV-Neutronenstromdichte an der ersten Wand es notwendig ist, eine entsprechend angepaßte anisotrope Quellverteilung zu benutzen.

### 6.3 Radiale Profile der Neutronenflußdichte

Die Normierung der eindimensionalen Transportrechnung entsprechend den Bedingungen (6.1) erzwingt, daß die Zahl der pro Flächeneinheit der ersten Wand auftreffenden 14-MeV-Quellneutronen übereinstimmt mit dem tatsächlichen Mittelwert der direkten 14-MeV-Neutronenstromdichte an der äußeren und inneren ersten Wand. An die eindimensionale Rechnung kann daher die For-

derung gestellt werden, daß sie auch im weiteren Verlauf - das Blanket und die Abschirmung hindurch radial nach außen - eine dreidimensionale Rechnung im Mittel repräsentiert. Das radiale Profil der Neutronenflußdichte der eindimensionalen Rechnung sollte folglich mit dem radialen Profil der mittleren - und das bedeutet: gemittelt über die poloidale Richtung - Neutronenflußdichte der dreidimensionalen Rechnung übereinstimmen, von der ersten Wand über das Blanket und die Abschirmung hinaus, bis in den Bereich der Toroidalfeldmagneten. Im folgenden soll dies auf der Basis des poloidalen Modells für die behandelten Blanketvarianten untersucht werden. Dabei wird die in den Abbildungen 6.4 a - 6.4 c dargestellte radiale Zoneneinteilung für die verschiedenen Blanketvarianten zugrunde gelegt.

### 6.3.1 Radiales Profil der Neutronenflußdichte im Blanket

Für das eindimensionale poloidale Modell mit einer gleichförmigen, isotropen Quellverteilung innerhalb  $R_{\min} \leq R \leq R_{\max}$  (vgl. Abschn. 6.2) - im folgenden bezeichnen wir dies als "eindimensionales Standardmodell", da es routinemäßig für Auslegungsrechnungen angewandt wird - ergibt sich im Bereich der ersten Wand eine deutliche Überschätzung der poloidal gemittelten Neutronenflußdichten. Tab. 6.2 enthält hierzu die für das keramische Feststoffblanket ermittelten Neutronenflußdichten in den Graphitziegeln der ersten Wand. Dort ergeben sich für das eindimensionale Standardmodell Neutronenflußdichten, die recht gut mit den Spitzenwerten in der Torusmittelebene übereinstimmen, gegenüber den poloidal gemittelten Werten also entsprechend überhöht sind. Im weiteren Verlauf durch das Blanket fällt die Neutronenflußdichte des eindimensionalen Standardmodells dann steiler ab als die poloidal gemittelte Neutronenflußdichte und unterschreitet diese schon im vorderen Blanketdrittel (vgl. Abb. 6.5 zur schnellen, Abb. 6.6 zur totalen Neutronenflußdichte im keramischen Feststoffblanket). Mithin ergibt sich für das keramische Feststoffblanket im eindimensionalen Standardmodell ein inkorrektes radiales Profil der Neutronenflußdichte. Dies deutet darauf hin, daß die Richtungsabhängigkeit der Neutronenflußdichte im eindimensionalen Standardmodell nicht korrekt ist, was aufgrund der im vorausgegangenen Abschnitt 6.2 ausgeführten Analyse auch zu erwarten ist.

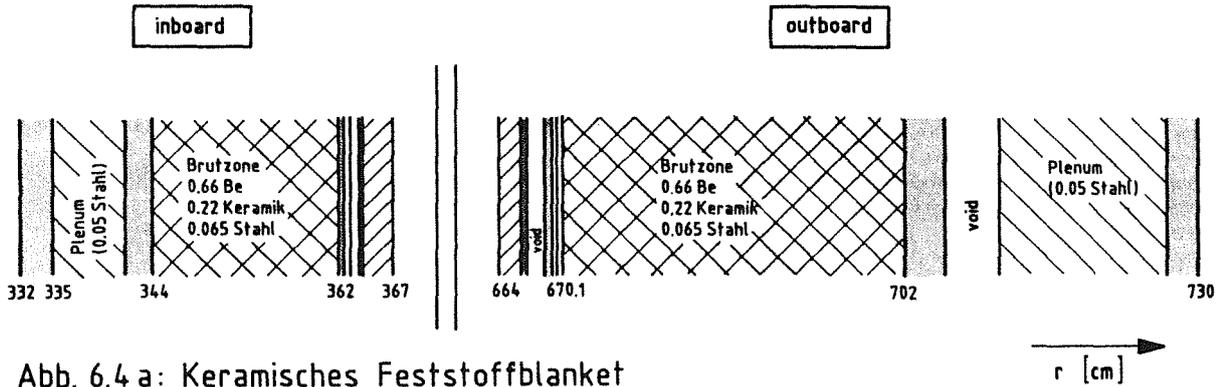


Abb. 6.4 a: Keramisches Feststoffblanket

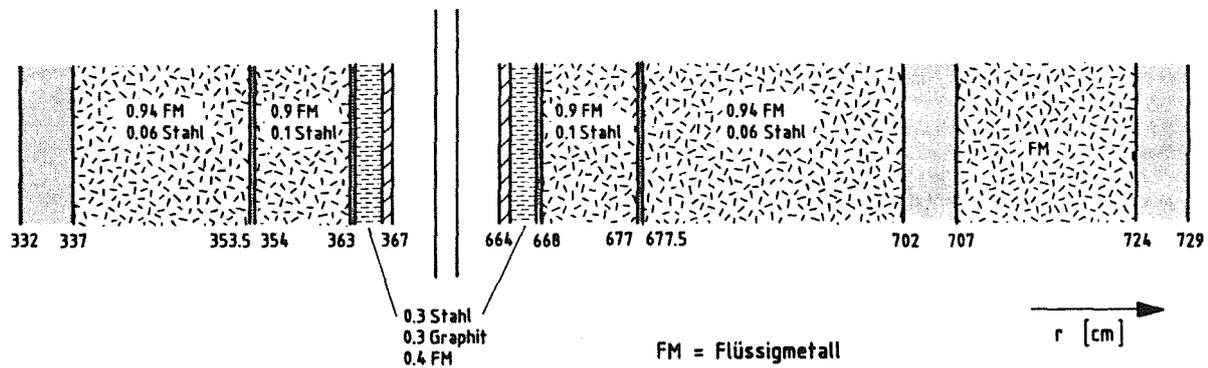


Abb. 6.4 b: Selbstgekühltes Flüssigmetallblanket

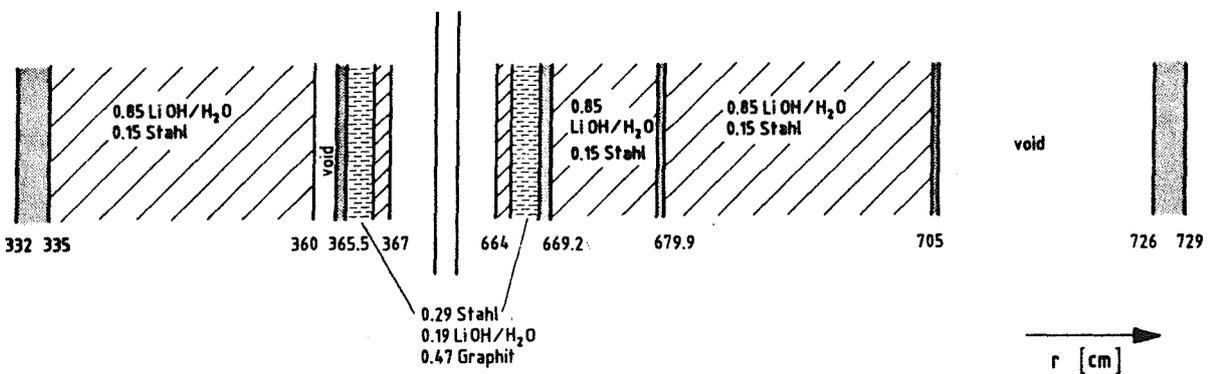


Abb. 6.4 c: Wässriges Lithiumsalzblanket

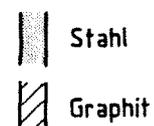


Abb. 6.4 a-c: Zoneneinteilung der Blanketvarianten für das eindimensionale poloidale Modell

	3d-Rechnung		1d-Rechnung	
	Poloidaler Mittelwert	Torus-mittelebene	Isotrope Volumenquelle	Anisotrope "Punktquelle"
$\phi_{\text{tot}} [10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}]$				
inboard	3,59	4,31	4,38	3,98
outboard	4,30	4,73	5,16	4,63
$\phi_{\text{fast}} [10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}]$				
inboard	2,00	2,56	2,36	2,02
outboard	2,63	3,01	3,09	2,63

Tab. 6.2: Neutronenflußdichten in den Graphitziegeln der ersten Wand: Vergleich ein- und dreidimensional berechneter Werte (Keramisches Feststoffblanket)

Benutzt man im eindimensionalen poloidalen Modell die in Abschn. 6.2 abgeleitete anisotrope "Punktquelle", die für die auf die erste Wand auftreffenden 14-MeV-Neutronen den korrekten mittleren Einfallswinkel ergibt, so ergibt sich auch für die Neutronenflußdichte im Blanket die korrekte Richtungsabhängigkeit; man erhält dann im keramischen Feststoffblanket das korrekte radiale Profil der mittleren Neutronenflußdichte. Für die anisotrope "Punktquelle" enthält Tab. 6.2 hierzu auch die Neutronenflußdichten in den Graphitziegeln der ersten Wand: für die schnelle Neutronenflußdichte ergibt sich eine vorzügliche Übereinstimmung mit den poloidal gemittelten Werten, die poloidal gemittelte totale Neutronenflußdichte wird noch leicht überschätzt. Das radiale Profil der poloidal gemittelten schnellen Neutronenflußdichte im keramischen Feststoffblanket wird mit der anisotropen "Punktquelle" nahezu korrekt reproduziert, auf der inneren wie auf der äußeren Torusseite (Abb. 6.5). Im Falle der totalen Neutronenflußdichte erhält man im Bereich der ersten Wand noch eine leichte Überschätzung, innerhalb des Blankets wird das radiale Profil aber gut wiedergegeben (Abb. 6.6).

Die verbleibende Überhöhung im Bereich der ersten Wand ist modellbedingt: die vielfachen Streuprozesse der Neutronen durch die Vakuumkammer hindurch (vgl.

Abschn. 5.5) führen im dreidimensionalen Fall zu Ausstreuungen durch die Divertoröffnungen, die im eindimensionalen Fall nicht auftreten können und dadurch die Neutronenflußdichte an der ersten Wand erhöhen. Bei der schnellen Neutronenflußdichte, die nur Neutronen oberhalb einer Energie von 0,1 MeV berücksichtigt, macht sich dies noch nicht bemerkbar, wohl aber bei der totalen Neutronenflußdichte, in der die Gesamtzahl aller gestreuten Neutronen beinhaltet ist.

Im Falle des eindimensionalen Standardmodells mit isotroper Quelle tritt dieser Effekt verstärkt auf: aufgrund der schwächer nach vorwärts ausgerichteten Neutronenstrahlung kommt es zu mehr Rückstreuungen in Richtung Vakuumkammer. Dies führt dann zu der beobachteten hohen Überschätzung der poloidal gemittelten Neutronenflußdichte im Bereich der ersten Wand.

Beim Pb-17Li-Flüssigmetallblanket führt die außerordentlich hohe Zahl an Streuprozessen (s. Abschn. 5.5) dazu, daß die Neutronenflußdichte im Blanket nur schwach vom mittleren Einfallswinkel der 14-MeV-Quellneutronen abhängt. Für die anisotrope "Punktquelle" ergibt sich daher nahezu das gleiche radiale Profil der totalen Neutronenflußdichte wie für die isotrope Volumenquelle (Abb. 6.7); das gleiche gilt auch für die schnelle Neutronenflußdichte (Abb. 6.10), da im Falle des Pb-17Li schon im Energiebereich oberhalb 0,1 MeV eine sehr hohe Zahl von Streuprozessen stattfindet. Für das Pb-17Li-Flüssigmetallblanket ergibt das eindimensionale poloidale Modell mithin eine starke Überhöhung der Neutronenflußdichten im Bereich der ersten Wand, die dort sogar noch die Spitzenwerte in der Torusmittelebene übertrifft; dies gilt für die isotrope Volumenquelle wie für die anisotrope "Punktquelle". Für das Pb-17Li-Flüssigmetallblanket ist es folglich mit einem eindimensionalen Modell nicht möglich, das korrekte radiale Profil der Neutronenflußdichte zu reproduzieren; ursächlich hierfür ist das hohe Reflexionsvermögen des Pb-17Li-Eutektikums bei gleichzeitigem niedrigem Moderationsvermögen.

Für das Li-Flüssigkeitsmetallblanket ergibt sich ein ähnlicher Sachverhalt wie für das keramische Feststoffblanket. Im Falle der isotropen Volumenquelle erhält man die zu erwartende Überschätzung der Neutronenflußdichte im Bereich der ersten Wand mit anschließend zu steilem radialem Abfall (Abb. 6.8). Im Falle der anisotropen "Punktquelle" wird hingegen das radiale Profil der mittleren Neutronenflußdichte korrekt reproduziert (Abb. 6.8); dies gilt hier sogar für die totale Neutronenflußdichte und begründet sich darin, daß das Lithiummetall für die auftreffenden 14-MeV-Neutronen sehr transparent ist (vgl. Abschn. 3), so daß

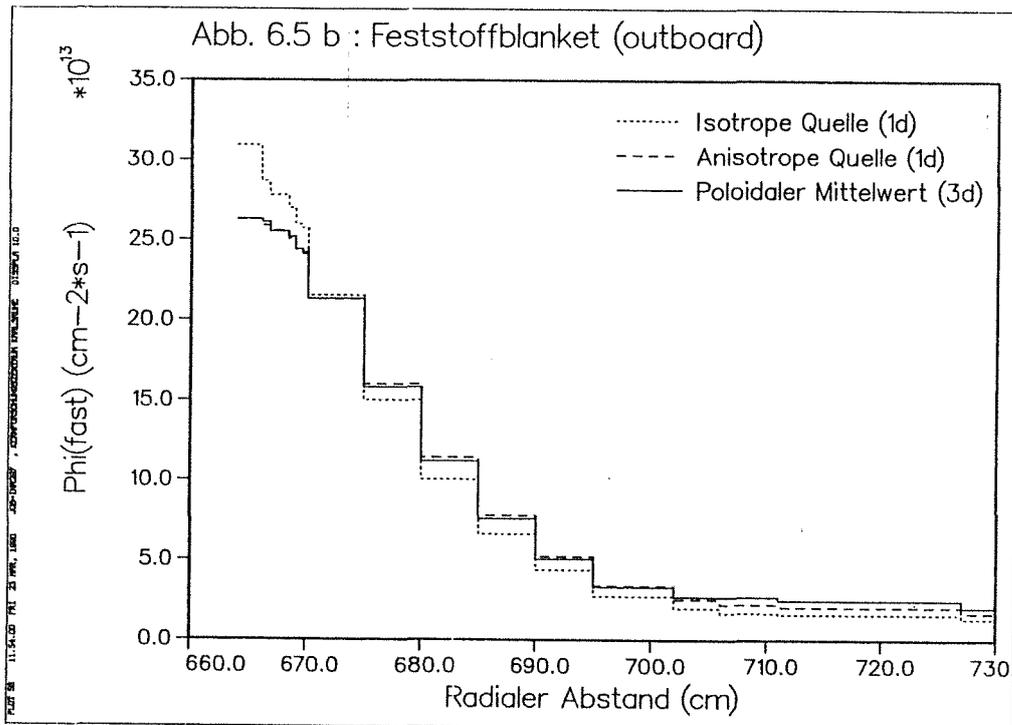
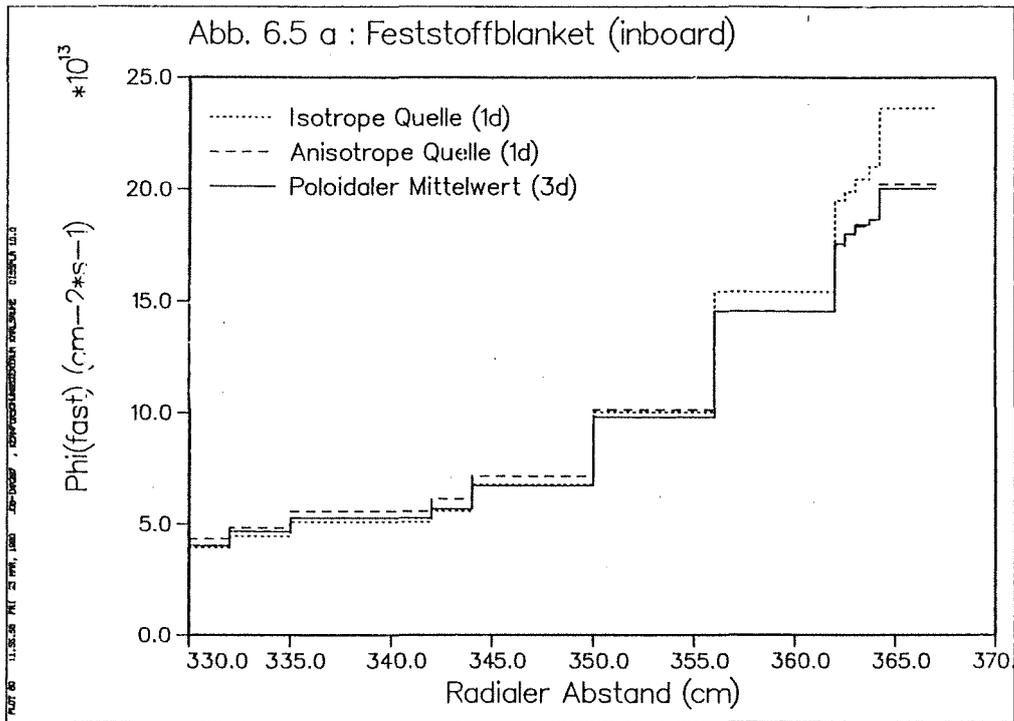


Abb. 6.5: Radiale Profile der schnellen Neutronenflußdichte  $\Phi_{\text{fast}}$ : Vergleich ein- und dreidimensional berechneter Werte (keramisches Feststoffblanket)

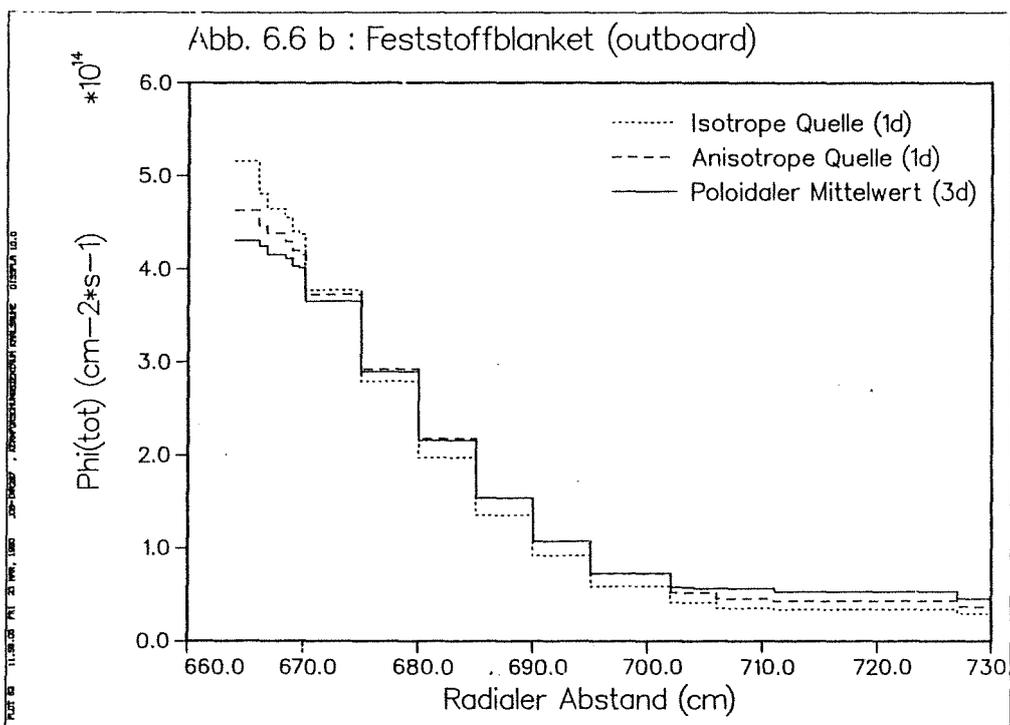
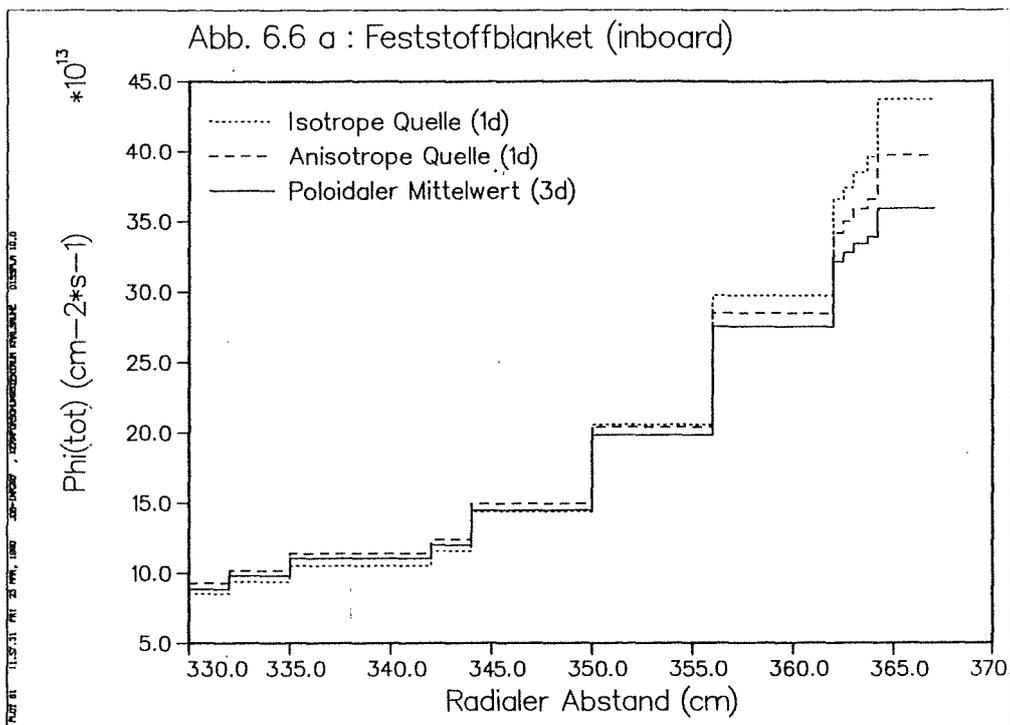


Abb. 6.6: Radiale Profile der totalen Neutronenflußdichte  $\Phi_{\text{tot}}$ : Vergleich ein- und dreidimensional berechneter Werte (keramisches Feststoffblanket)

es zu einer (gegenüber dem keramischen Feststoffblanket) vergleichsweise schwachen Rückstreuung in Richtung der Vakuumkammer kommt. Für das Li-Flüssigmetallblanket ergibt das eindimensionale poloidale Modell mit anisotroper "Punktquelle" mithin eine sehr gute Reproduktion der radialen Profile der mittleren Neutronenflußdichten.

Im wäßrigen LiOH-Blanket kommt es unter allen betrachteten Blanketvarianten zu der geringsten Anzahl von Streuprozessen pro Quellneutron (s. Abschn. 5.3); die Neutronenflußdichte im Blanket sollte daher stark vom mittleren Einfallswinkel der 14-MeV-Quellneutronen abhängen. Das radiale Profil der mittleren Neutronenflußdichte läßt sich im eindimensionalen poloidalen Modell denn auch sehr gut mit der anisotropen "Punktquelle" reproduzieren, während die isotrope Volumenquelle wiederum ein inkorrektes radiales Profil mit einer deutlichen Überschätzung im Bereich der ersten Wand ergibt (vgl. Abb. 6.9 zur totalen und Abb. 6.12 zur schnellen Neutronenflußdichte).

Es läßt sich zusammenfassen, daß das in Abschn. 6.2 eingeführte eindimensionale poloidale Modell mit anisotroper "Punktquelle" im allgemeinen in der Lage ist, im poloidalen Mittel eine dreidimensionale Rechnung bezüglich der radialen Verteilung der Neutronenflußdichte im Blanket zu repräsentieren. Der Grad der Übereinstimmung hängt dabei von den neutronenphysikalischen Eigenschaften der Blanketvarianten ab und ist lediglich beim Pb-17Li-Flüssigmetallblanket als ungenügend einzustufen.

### 6.3.2 Radiales Profil der Neutronenflußdichte im Vakuumgefäß

Für die Ausdehnung der eindimensionalen Rechnung über das Blanket hinaus in den Bereich des Vakuumgefäßes stellt sich zunächst die Zweckfrage. Zwar muß das Vakuumgefäß in den neutronenphysikalischen Rechnungen für das Blanket immer mitbehandelt werden, doch erfordert dies in der Monte-Carlo-Rechnung beispielsweise nicht die präzise Erfassung der Neutronenverteilung im Vakuumgefäß. Hierzu ist vielmehr die Anwendung aufwendiger Varianzreduktionsmethoden notwendig, wie sie in Abschn. 2.2 dargelegt sind und in den dreidimensionalen Abschirmrechnungen in Abschn. 5.9 bereits angewandt worden sind. Die genaue Verfolgung der Neutronen durch das Vakuumgefäß hindurch ist nur für den Fall notwendig, daß die nach außen dringende Neutronenstrahlung von Interesse ist; dies ist in Abschirmrechnungen der Fall. Eindimensionale

	Pb-17Li-Blanket			Li(30)-Blanket			LiOH-Blanket		
	3d-poloid. Mittelwert	1d-Rechnung		3d-poloid. Mittelwert	1d-Rechnung		3d-poloid. Mittelwert	1d-Rechnung	
		isotrope Volumenquelle	anisotrope "Punktquelle"		isotrope Volumenquelle	anisotrope "Punktquelle"		isotrope Volumenquelle	anisotrope "Punktquelle"
$\Phi_{\text{tot}}$ [ $10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ]									
inboard	5,29	7,29	6,96	2,40	2,87	2,46	1,78	2,12	1,70
outboard	6,08	8,06	7,56	2,93	3,53	2,97	2,24	2,75	2,19
$\Phi_{\text{fast}}$ [ $10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ]									
inboard	3,51	4,52	4,16	1,86	2,30	1,90	1,29	1,57	1,21
outboard	4,18	5,21	4,71	2,36	2,93	2,39	1,72	2,17	1,68

Tab. 6.3: Neutronenflußdichten in den Graphitziegeln der ersten Wand: Vergleich ein- und dreidimensional berechneter Werte für die Flüssigmetallblanketvarianten und das wäßrige LiOH-Blanket

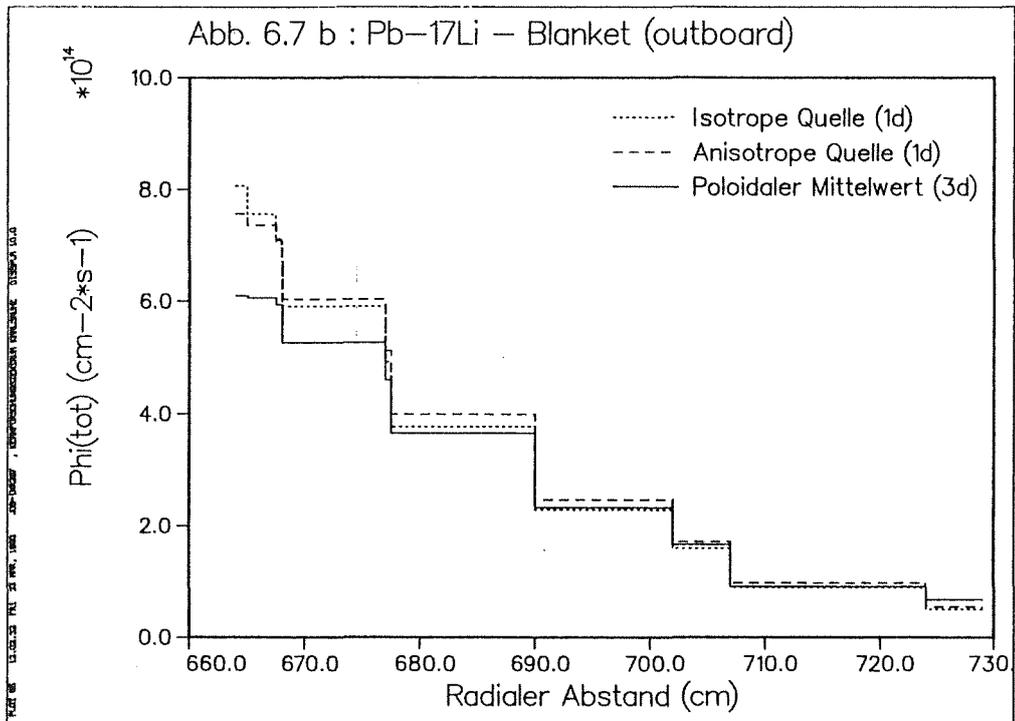
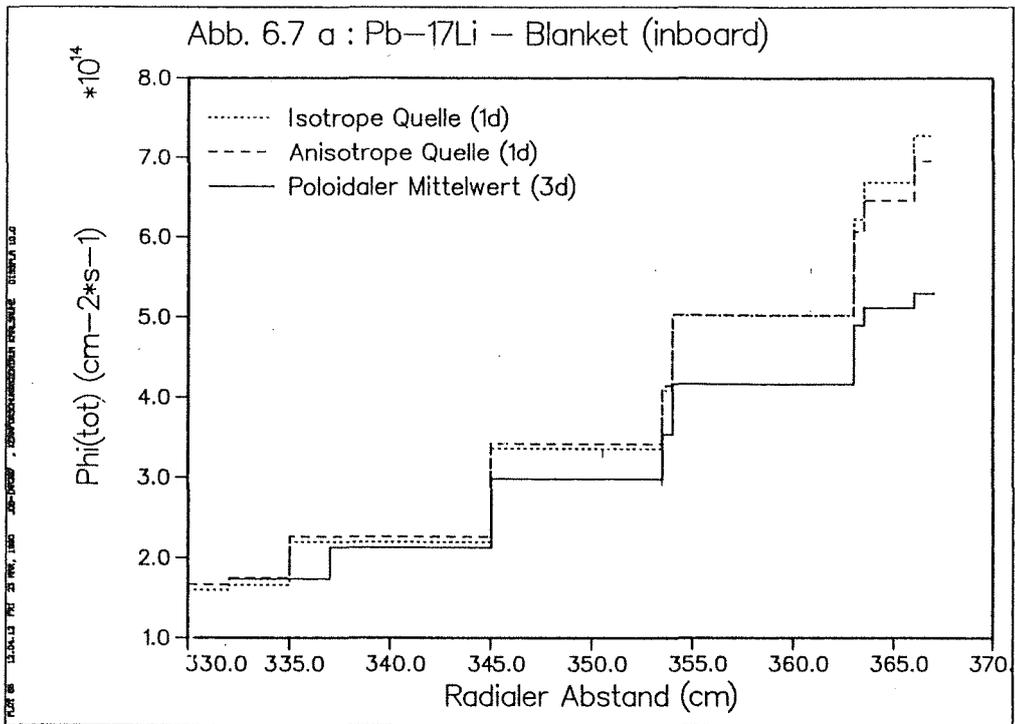


Abb. 6.7: Radiale Profile der totalen Neutronenflußdichte  $\Phi_{\text{tot}}$ : Vergleich ein- und dreidimensional berechneter Werte (Pb-17Li-Flüssigmetallblanket)

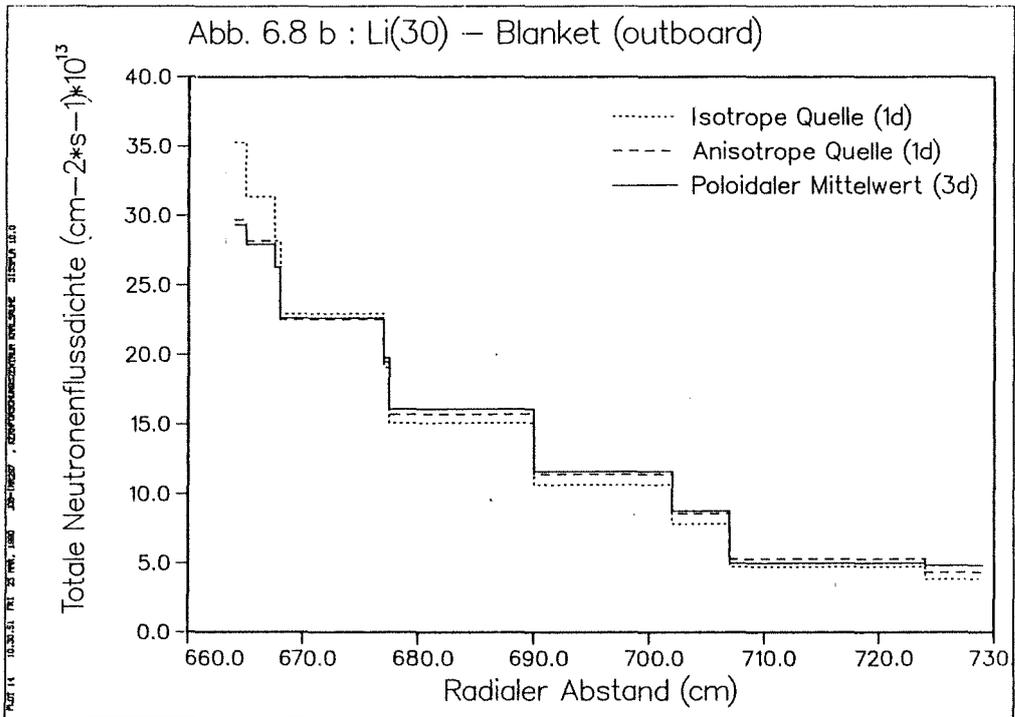
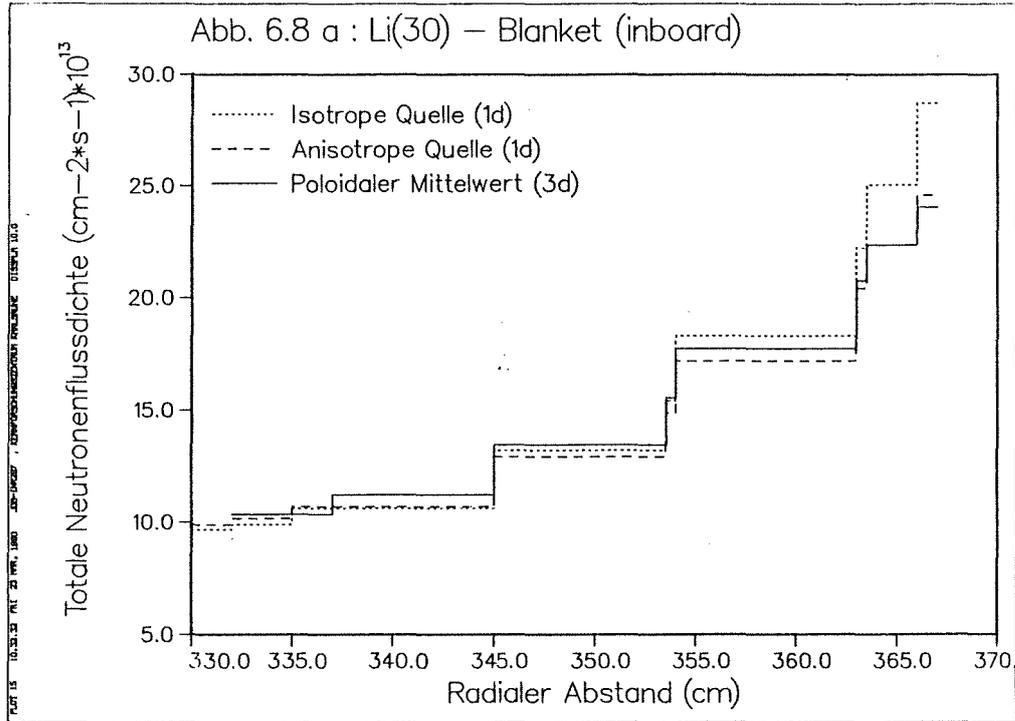


Abb. 6.8: Radiale Profile der totalen Neutronenflußdichte  $\Phi_{\text{tot}}$ : Vergleich ein- und dreidimensional berechneter Werte (Li(30)-Flüssigmetallblanket)

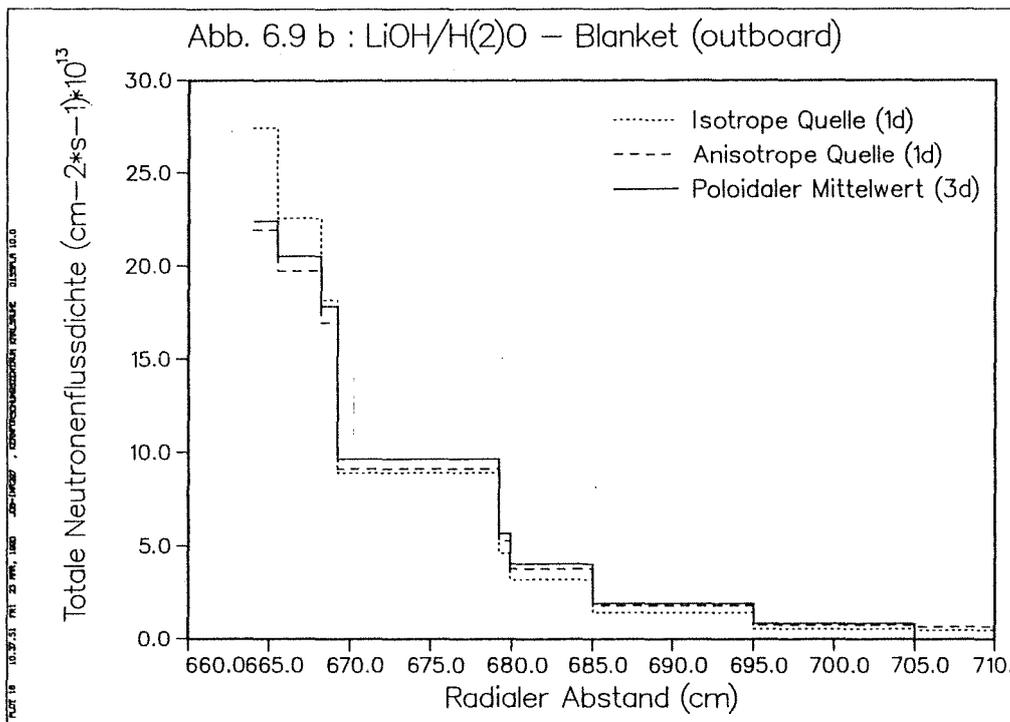
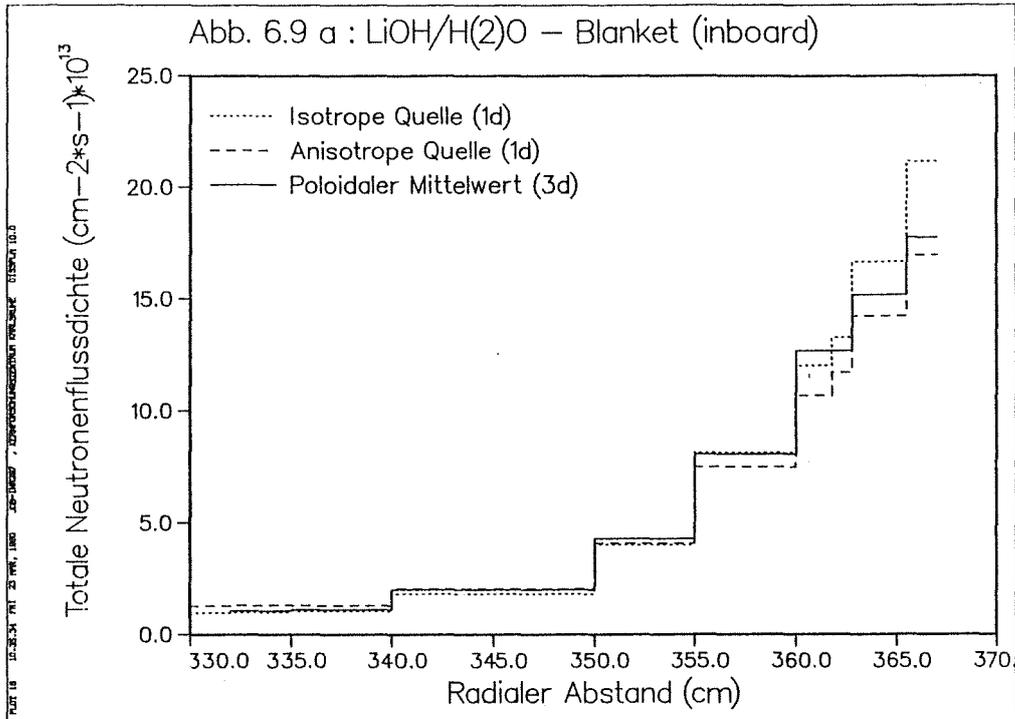


Abb. 6.9: Radiale Profile der totalen Neutronenflußdichte  $\Phi_{\text{tot}}$ : Vergleich ein- und dreidimensional berechneter Werte (Wäßriges LiOH-Blanket)

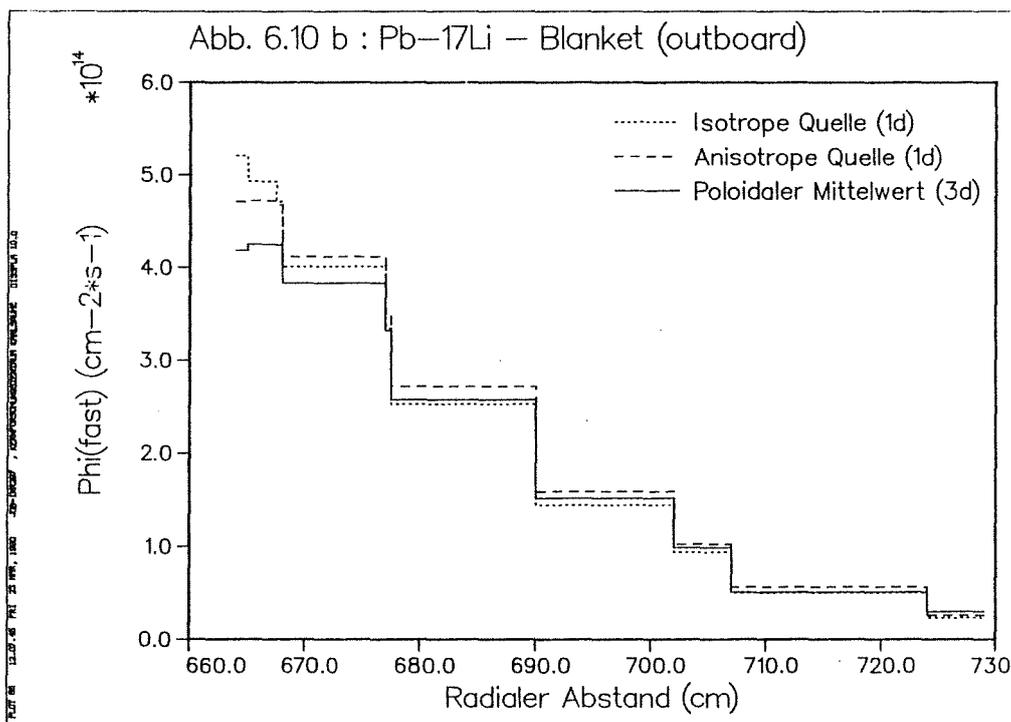
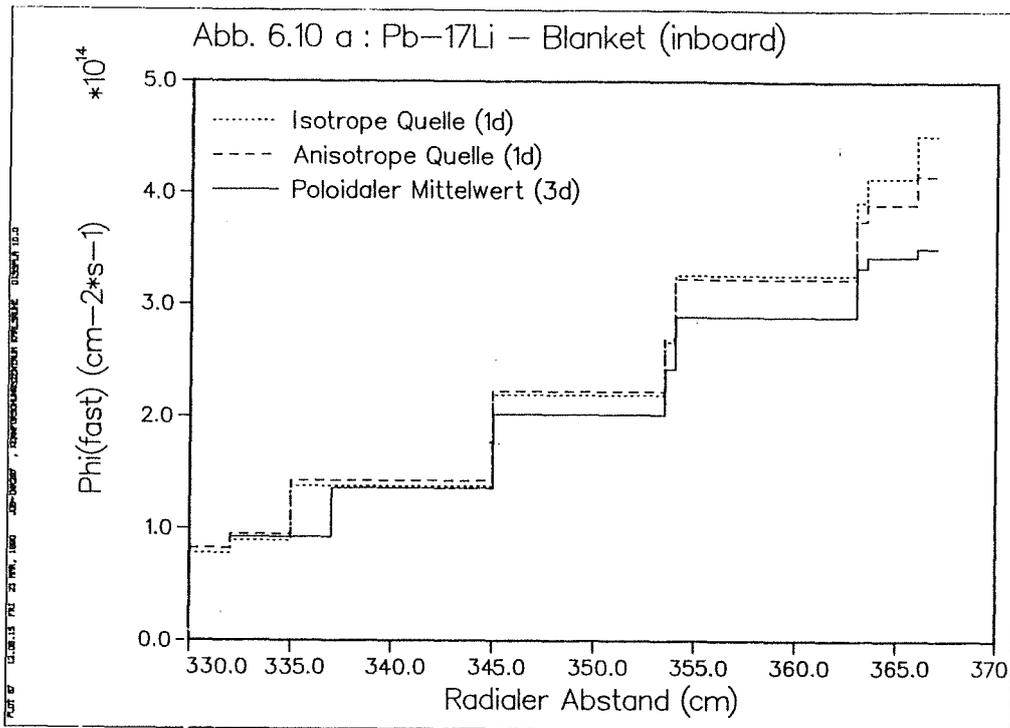


Abb. 6.10: Radiale Profile der schnellen Neutronenflußdichte  $\Phi_{fast}$ : Vergleich ein- und dreidimensional berechneter Werte (Pb-17Li-Flüssigmetallblanket)

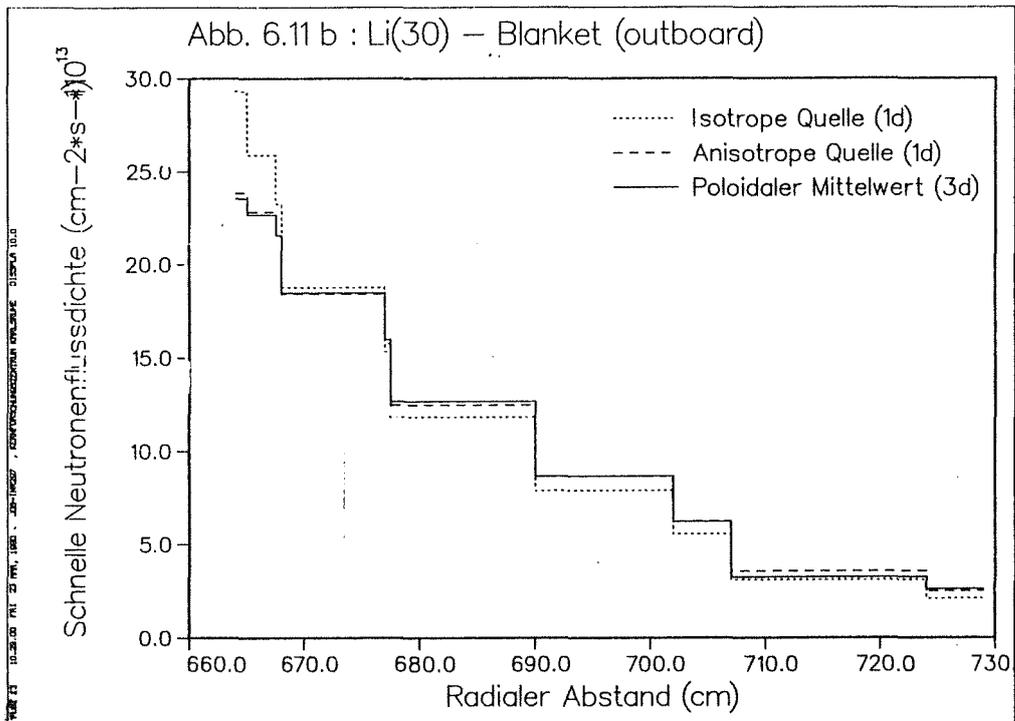
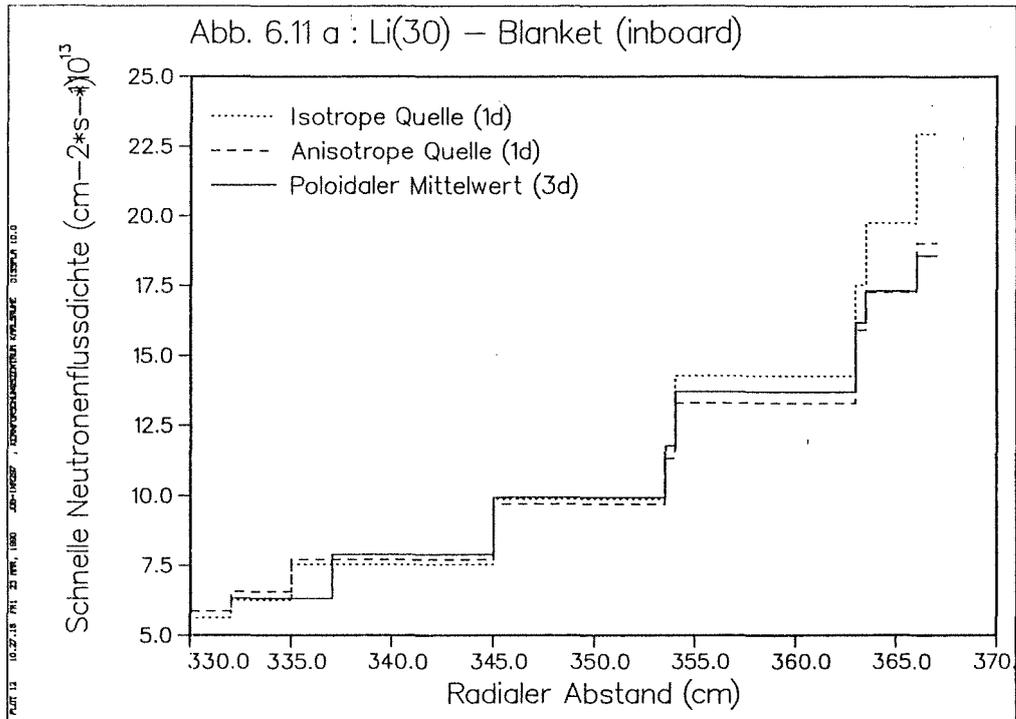


Abb. 6.11: Radiale Profile der schnellen Neutronenflußdichte  $\Phi_{\text{fast}}$ : Vergleich ein- und dreidimensional berechneter Werte (Li(30)-Flüssigmetallblanket)

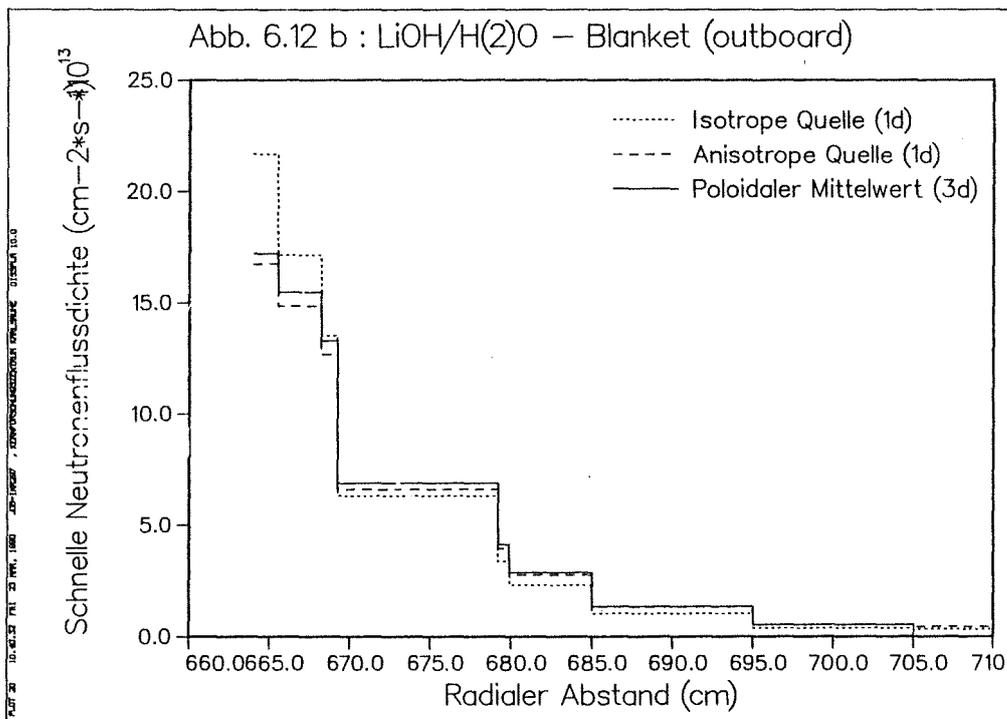
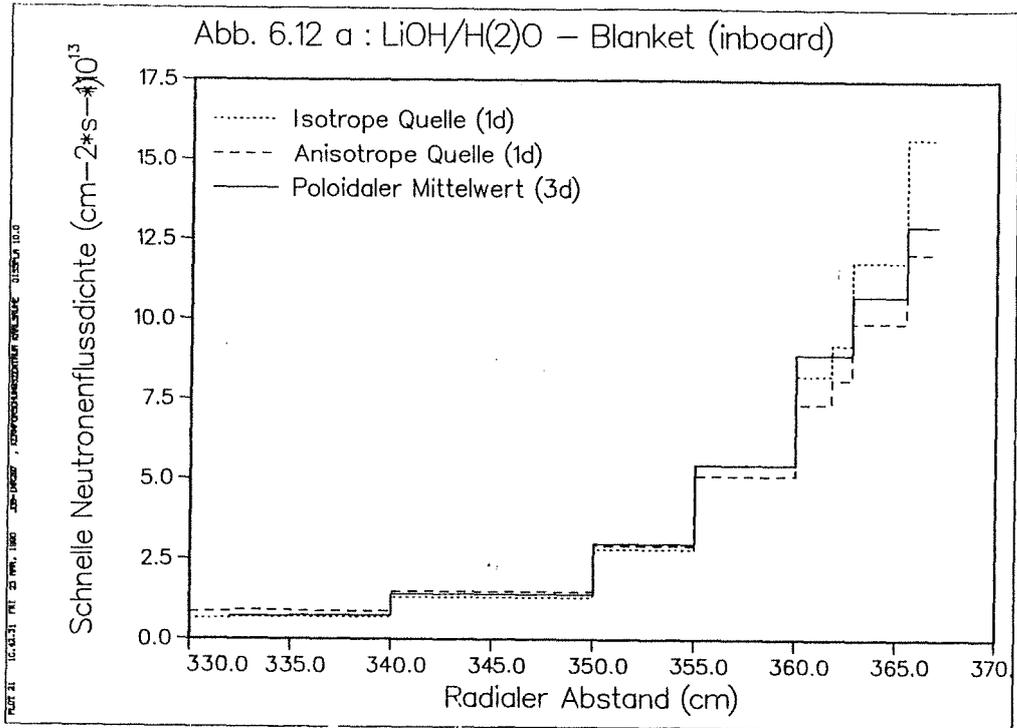


Abb. 6.12: Radiale Profile der schnellen Neutronenflußdichte  $\Phi_{\text{fast}}$ :  
Vergleich ein- und dreidimensional berechneter Werte  
(Wäßriges LiOH-Blanket)

Rechnungen der beschriebenen Art werden denn auch routinemäßig eingesetzt, um das Abschirmvermögen des Systems Blanket / Vakuumgefäß zu optimieren, bzw. ein ausreichendes Abschirmvermögen rechnerisch nachzuweisen. Für diesen Zweck benötigt man aber die Maximalwerte der nach außen dringenden Neutronenstrahlung, die sich für das Gesamtsystem Blanket / Vakuumgefäß (s. Abschn. 5.9) in der Torusmittelebene ergeben. Dies kann von einem eindimensionalen Verfahren nun gerade nicht geleistet werden: für den Bereich des Blankets erhält man im eindimensionalen poloidalen Modell im günstigsten Fall eine Reproduktion der poloidalen Mittelwerte, wie die Untersuchungen im vorangegangenen Abschnitt 6.3.1 zeigten. Für den Bereich des Vakuumgefäßes kann daher höchstens erwartet werden, daß das eindimensionale poloidale Modell die radiale Verteilung der Neutronenflußdichte im poloidalen Mittel reproduziert. Dabei ist der Begriff "poloidaler Mittelwert" für den Bereich des Vakuumgefäßes durchaus problematisch: während die Ausdehnung der Blanket-segmente, auf der inneren wie auf der äußeren Torusseite, in poloidaler Richtung begrenzt ist und damit ein poloidaler Mittelwert eindeutig definiert ist, ist das Vakuumgefäß in poloidaler Richtung geschlossen; die Festlegung auf einen poloidalen Mittelwert auf der inneren und der äußeren Torusseite ist damit recht willkürlich (natürlich ließe sich ein poloidaler Mittelwert für das Vakuumgefäß als ganzes eindeutig angeben, doch wäre dieser Mittelwert für unsere Zwecke wenig hilfreich). Ziel der nachfolgenden Untersuchungen ist es daher nicht, das radiale Profil der Neutronenflußdichte im Vakuumgefäß mit dem eindimensionalen poloidalen Modell "korrekt" (im poloidalen Mittel, oder auch: in der Torusmittelebene) zu reproduzieren, sondern qualitativ einzuordnen, um damit eindimensionale Abschirmrechnungen auf der Basis dieses Modells letztendlich bewerten zu können. Dabei legen wir die bereits in Abschn. 5.9 vorgenommenen Festlegungen zugrunde, wobei sich die poloidalen Mittelwerte jeweils auf jene poloidalen Segmente des Vakuumgefäßes beziehen, die sich hinter den entsprechenden Blanketsegmenten befinden. Wir benutzen wiederum den NET-Entwurf für das Vakuumgefäß und für das Blanket den Entwurf des keramischen Feststoffblankets.

Für die innere Torusseite ergibt sich im Vakuumgefäß das in Abb. 6.13 dargestellte radiale Profil der totalen Neutronenflußdichte. Für die anisotrope "Punktquelle" im eindimensionalen poloidalen Modell ist dabei im vorderen Bereich des Vakuumgefäßes noch eine sehr gute Übereinstimmung mit dem poloidalen Mittelwert festzustellen; mit fortschreitender Tiefe erhält man dann

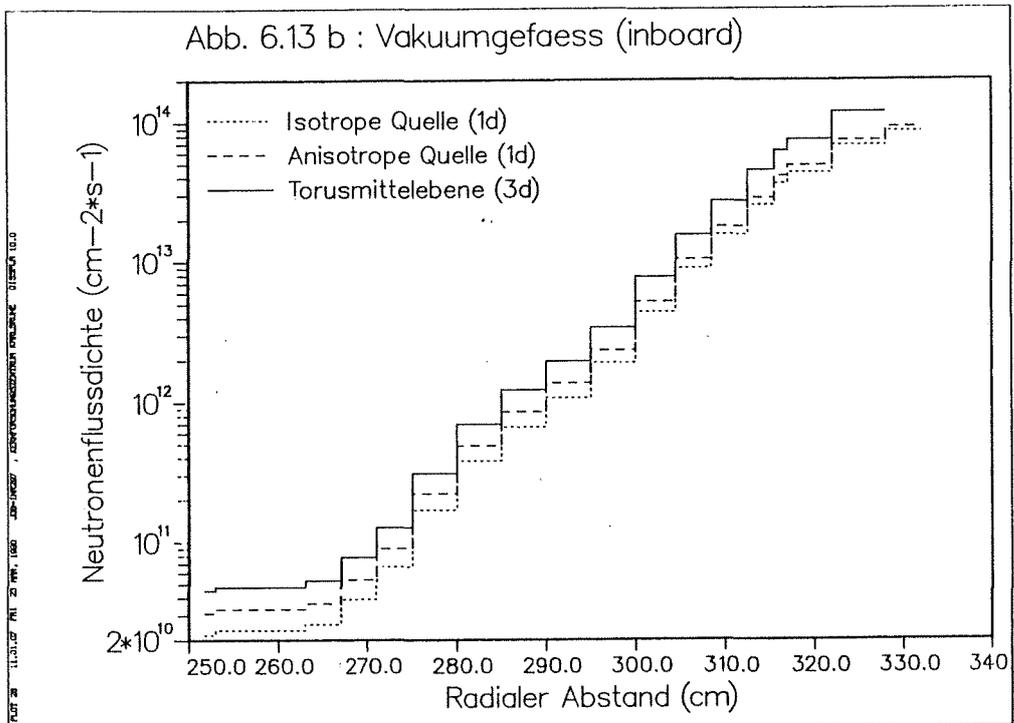
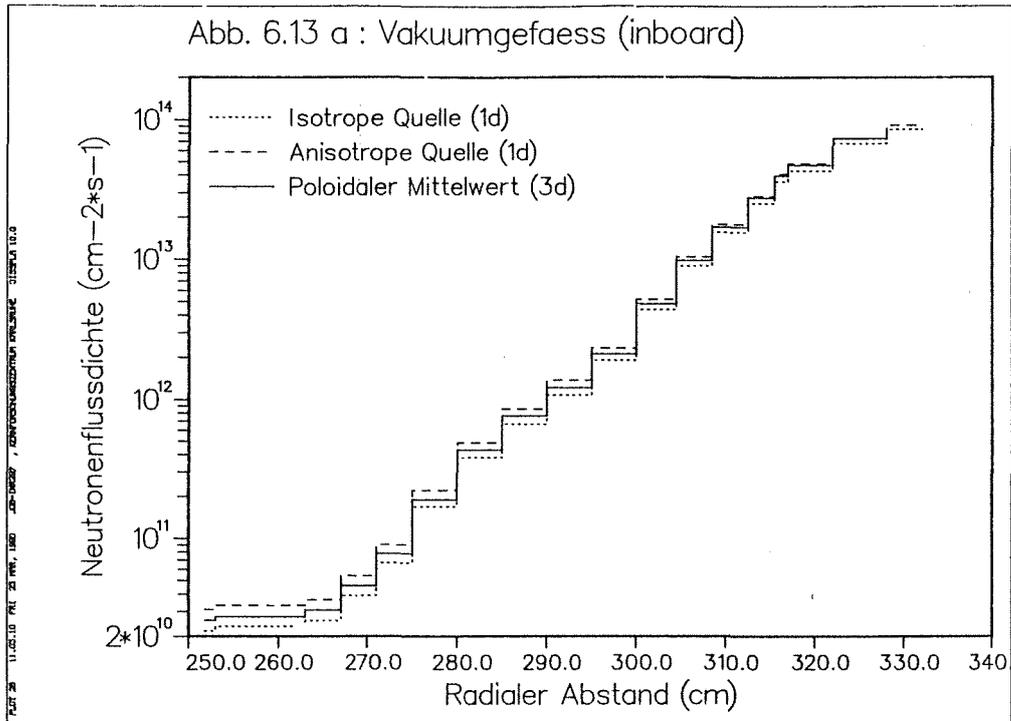


Abb. 6.13: Radiale Profile der totalen Neutronenflußdichte  $\Phi_{\text{tot}}$  im Inboard-Vakuumgefäß: Vergleich ein- und dreidimensional berechneter Werte im poloidalen Mittel (a) und in der Torusmittelebene (b)

einen gegenüber dem poloidalen Mittel erhöhten Wert der Neutronenflußdichte. Hinter dem Vakuumgefäß ergibt sich eine "Überschätzung" um ca. 20 %.

Für die routinemäßig benutzte isotrope Volumenquelle ergibt sich im eindimensionalen poloidalen Modell durchweg eine Unterschätzung des poloidalen Mittelwerts der totalen Neutronenflußdichte, die hinter dem Vakuumgefäß schließlich ca. 15 % beträgt. Die im poloidalen Mittel durch die innere Torusseite hindurchgehende Neutronenstrahlung wird folglich mit der isotropen Volumenquelle unterschätzt, mit der anisotropen "Punktquelle" dagegen überschätzt. Angesichts der Abschwächung der Neutronenstrahlung über vier Größenordnungen (von der ersten Wand bis hinter das Vakuumgefäß) und des zugrunde liegenden einfachen geometrischen Modells sind die beobachteten Abweichungen aber als gering einzustufen. Vergleicht man die radialen Profile der Neutronenflußdichte mit den Spitzenwerten in der Torusmittelebene (Abb. 6.13 b), so zeigt sich für die isotrope Volumenquelle wie für die anisotrope "Punktquelle" im eindimensionalen poloidalen Modell eine durchgängige Unterschätzung. Im Falle der anisotropen "Punktquelle" beträgt diese Unterschätzung hinter dem Vakuumgefäß ca. 43%, im Falle der isotropen Volumenquelle aber einen Faktor 2 (vgl. Tab. 6.4). Dies ist für die Einschätzung eindimensionaler Abschirmrechnungen von großer Bedeutung und soll in Abschn. 6.6 weiter unten diskutiert werden.

	3d-Rechnung		1d-Rechnung	
	poloidal gemittelt	Torusmittelebene	Isotrope Volumenquelle	Anisotrope "Punktquelle"
<b>inboard</b>				
Vorderseite Vakuumgefäß				
$\phi_{tot}$ [ $10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ]	8,87	13,9	8,62	9,23
$\phi_{fast}$ [ $10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ]	4,03	6,56	4,27	4,75
Rückseite Vakuumgefäß				
$\phi_{tot}$ [ $10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ]	2,76	4,76	2,36	3,32
$\phi_{fast}$ [ $10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ]	8,47	14,4	6,94	10,2
<b>outboard</b>				
Vorderseite Vakuumgefäß				
$\phi_{tot}$ [ $10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ]	6,05	3,92	2,08	2,65
Rückseite Vakuumgefäß				
$\phi_{tot}$ [ $10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ]	15,0	8,42	4,48	6,80

Tab. 6.4: Neutronenflußdichten an der Vorder- und Rückseite des Vakuumgefäßes: Vergleich ein- und dreidimensional berechneter Werte (Keramisches Feststoffblanket)

Für die äußere Torusseite ergibt sich ein qualitativ anderes Bild als für die innere (vgl. Abb. 6.14); dies ist darauf zurückzuführen, daß im äußeren Vakuumgefäß, ausgehend von der Torusmittelebene, die Neutronenflußdichte mit der poloidalen Höhe zunimmt (bedingt durch die Anordnung der äußeren Blanket-segmente um das Plasma, s. Abschn. 5.2), so daß dort der poloidale Mittelwert höher ist als der Wert in der Torusmittelebene. Eine eindimensionale Abschirmrechnung für die äußere Torusseite erscheint unter diesen Umständen wenig sinnvoll. Tatsächlich wird sie auch kaum durchgeführt, da man sich bei der Auslegung des Abschirmsystems Blanket / Vakuumgefäß auf die schwächste Stelle konzentriert; diese befindet sich aufgrund der geringen Blanketdicke aber auf der inneren Torusseite. Bei gleicher Auslegung ist die äußere Blanketdicke in der Regel dann ausreichend, um die gegenüber der inneren Torusseite stärkere Neutronenwandbelastung zu kompensieren. Das Maximum der das äußere Vakuumgefäß durchdringenden Neutronenstrahlung wiederum wird in Höhe der Divertoröffnung erreicht (Abschn. 5.9), was mit einer eindimensionalen Rechnung ohnehin nicht nachvollzogen werden kann. Für das eindimensionale poloidale Modell ergibt sich folglich, für die isotrope Volumenquelle wie für die anisotrope "Punktquelle", eine Unterschätzung der Neutronenflußdichte in der Torusmittelebene als auch im poloidalen Mittel (Abb. 6.14). Die in der Torusmittelebene durch das Vakuumgefäß hindurchtretende Neutronenstrahlung wird mit der anisotropen "Punktquelle" um 48 %, mit der isotropen Volumenquelle um 88 % unterschätzt (Tab. 6.4).

Zusammenfassend ist festzuhalten, daß das eindimensionale poloidale Modell das radiale Profil der poloidal gemittelten Neutronenflußdichte im Vakuumgefäß auf der inneren Torusseite näherungsweise reproduziert; auf der äußeren Torusseite ist dies, bedingt durch den geometrischen Aufbau des Reaktors, nicht möglich. Die für Abschirmrechnungen wichtigen Spitzenwerte der Neutronenflußdichte können mit diesem Verfahren nicht nachvollzogen werden. Die anisotrope "Punktquelle" ergibt hierbei höhere Werte der Neutronenflußdichte, und damit auch der nach außen dringenden Neutronenstrahlung, als die routinemäßig eingesetzte isotrope Volumenquelle.

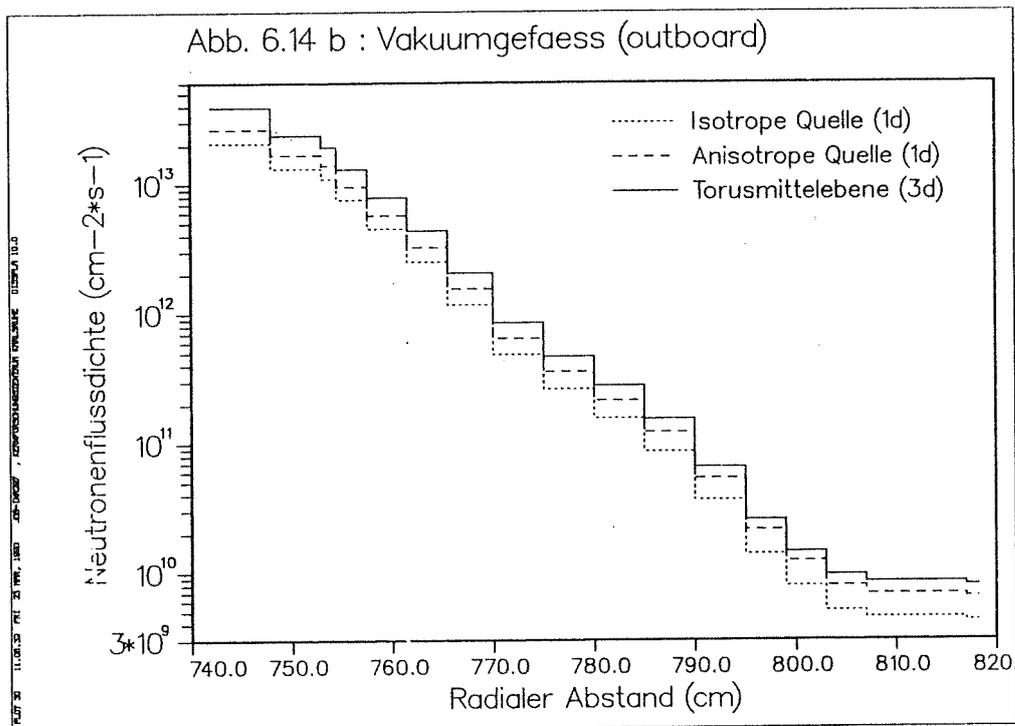
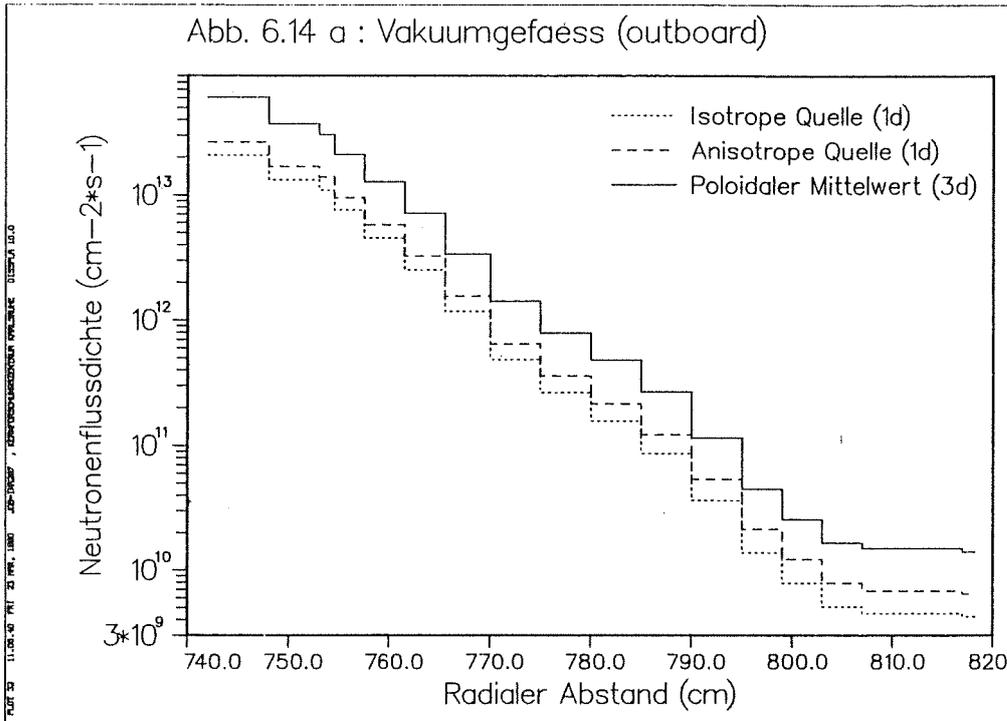


Abb. 6.14: Radiale Profile der totalen Neutronenflußdichte  $\Phi_{\text{tot}}$  im Outboard-Vakuumgefäß: Vergleich ein- und dreidimensional berechneter Werte im poloidalen Mittel (a) und in der Torusmittelebene (b)

#### 6.4 Tritiumbrutrate

Ein eindimensionales Modell führt zwangsläufig zu einer Überschätzung der Tritiumbrutrate, da Öffnungen, Kanäle, Spalte, Divertoren, Stopfen und andere Reaktorkomponenten darin modellbedingt nicht berücksichtigt werden können. Neutronen, die im tatsächlichen Fall durch diese Öffnungen, Kanäle oder Spalte entweichen und dann in den dortigen Strukturkomponenten absorbiert werden oder andersweitig verloren gehen, werden im eindimensionalen Modell auf jeden Fall in das Blanket auf der äußeren oder inneren Torusseite zurückgestreut und dort vorzugsweise im Brutmaterial, das den höchsten makroskopischen Absorptionsquerschnitt aufweist, absorbiert. Dies gilt natürlich auch für das hier benutzte eindimensionale poloidale Modell, das routinemäßig eingesetzt wird, um das Brutpotential eines Blanketentwurfs abzuschätzen und ihn hinsichtlich seines Brutvermögens zu optimieren. Es stellt sich mithin die Frage, wie hoch die Tritiumbrutrate in diesem Modell tatsächlich überschätzt wird und darüber hinaus, ob es möglich ist, aus der eindimensional berechneten Tritiumbrutrate auf die dreidimensionale zu schließen. Dies soll im folgenden für die behandelten Blanketvarianten systematisch untersucht werden.

Zu diesem Zweck benutzen wir zunächst ein zweidimensionales Modell, das sich in radial-toroidaler Richtung erstreckt, die poloidale Richtung mithin ignoriert. Auf diese Weise läßt sich der Einfluß der in poloidaler Richtung durch die Divertoröffnungen begrenzten Blanketsegmente auf die Tritiumbrutrate ermitteln. Der Übergang zum eindimensionalen poloidalen Modell, das sich in radialer Richtung erstreckt, ergibt schließlich den Einfluß der Seitenwände der Blanketsegmente. Tab. 6.5 enthält hierzu die im ein-, zwei- und dreidimensionalen Modell für alle Blanketvarianten ermittelten Tritiumbrutraten. In bezug auf die dreidimensional berechnete Brutrate ergibt sich im eindimensionalen toroidalen Modell, abhängig vom Blankettyp, eine um 20 - 40 % überhöhte Tritiumbrutrate. Offensichtlich hängt das Ausmaß dieser Überschätzung maßgeblich von den neutronenphysikalischen Eigenschaften des Blankets ab, nämlich seinem Reflexions- und Moderationsvermögen.

Beim Übergang von der drei- zur zweidimensionalen (radial-toroidal) Beschreibung ist dieser Einfluß unmittelbar abzulesen, da die hierbei maßgeblichen geometrischen Gegebenheiten - die poloidale Begrenzung der Blanketsegmente, ihre poloidale Krümmung, die Divertoröffnungen, die Divertoren, der Vakuumpumpkanal, die Strukturkomponenten im Bereich der Divertoröffnungen - für alle Blanketvarianten identisch sind. Die in der zweidimensionalen Darstellung in

unterschiedlichem Ausmaß überhöht berechneten Tritiumbrutraten - keramisches Feststoffblanket: + 24 %, Pb-17Li-Blanket: + 38 %, Li-Blanket: + 24 % und LiOH-Blanket: + 20 % - sind folglich ausschließlich auf die unterschiedlichen neutronenphysikalischen Eigenschaften der Blanketvarianten zurückzuführen: Streuprozesse in den Blanketsegmenten führen in unterschiedlichem Ausmaße zu Ausstreuerungen durch die Divertoröffnungen mit Neutronenverlusten in den dortigen Strukturkomponenten. Rückstreuungen in die Vakuumkammer und in die Blanketsegmente schwächen diese Ausstreuerverluste ab, so daß es zu kompensatorischen Effekten kommt. Für das Pb-17Li-Blanket sind die Ausstreuerverluste aufgrund seines hohen Reflexionsvermögens am größten; die dadurch bedingten Einbußen in der Tritiumbrutrate wären ohne die Rückstreuungen noch beträchtlich höher. Im aktuellen Fall ist diese Einbuße für das Pb-17Li-Blanket mit 27,5 % anteilmäßig größer als der flächenmäßige Anteil der nicht bedeckten Plasmaoberfläche mit ca. 20 % (dies entspricht dem Anteil der Divertoröffnungen an der Gesamtfläche der ersten Wand, vgl. Abschn. 5.4.1). Für das keramische Feststoffblanket und das Li-Flüssigmetallblanket entspricht die Einbuße der Tritiumbrutrate mit 20 % recht genau dem Anteil der nicht bedeckten Plasmaoberfläche. Für das wäßrige LiOH-Blanket ergibt sich mit ca. 17 % eine Einbuße, die unter dem Anteil der nicht bedeckten Plasmaoberfläche liegt.

Interessanterweise ergibt sich im zweidimensionalen Modell für das Pb-17Li-Blanket eine höhere Brutrate als für das Li-Blanket, während im realistischen dreidimensionalen Modell der umgekehrte Sachverhalt zutrifft (vgl. Tab. 6.5); dies ist wiederum auf die überproportional hohen Ausstreuerverluste des Pb-17Li-Blankets zurückzuführen (vgl. hierzu auch Abschn. 5.8). Folglich kann aus einer bezüglich seines Brutvermögens in einem vereinfachten Modell ermittelten Überlegenheit eines Blanketentwurfs nicht geschlossen werden, daß dies auch im tatsächlichen Fall, d.h. bei realistischer geometrischer Darstellung, gilt. Insofern kann eine eindimensionale Optimierung des Brutvermögens irreführend sein: es läßt sich daraus nicht auf das tatsächliche Brutvermögen schließen.

Beim Übergang vom zweidimensionalen (radial-toroidal) zum eindimensionalen (radialen) Modell treten Unterschiede auf, die wiederum größtenteils durch die unterschiedlichen neutronenphysikalischen Eigenschaften der Blanketvarianten bedingt sind, aber auch durch die z.T. unterschiedlich gestaltete Randzone der Blanketsegmente beeinflusst werden. Tatsächlich ist der Effekt der Seitenwände auf die Tritiumbrutrate im Falle des Flüssigmetallblankets (Li- und Pb-17Li-Varianten) und das LiOH-Blankets eher marginal (vgl. Tab. 6.5), da die Absorptions

	Keramisches Feststoffblanket			Flüssigmetallblanket						Wäßriges LiOH-Blanket		
				Pb-17Li			Li-30					
	3d	2d	1d	3d	2d	1d	3d	2d	1d	3d	2d	1d
M	1,67	1,67	1,75	1,56	1,56	1,57	1,19	1,16	1,15	1,14	1,11	1,10
outboard	0,79	0,94	1,01	0,67	0,88	0,89	0,72	0,85	0,86	0,54	0,62	0,62
inboard	0,24	0,34	0,37	0,20	0,32	0,34	0,20	0,29	0,30	0,18	0,25	0,25
total	1,03	1,28	1,38	0,87	1,20	1,23	0,92	1,14	1,16	0,72	0,87	0,87

Tab. 6.5: Tritiumbrutrate und Neutronenmultiplikation (M): Vergleich ein- (radial), zwei- (radial-toroidal) und drei-dimensional (radial-toroidal-poloidal) berechneter Werte für alle Blanketvarianten

verluste in den dünnen Seitenrändern nicht sehr stark sind und auch die Neutronenmultiplikation dadurch nicht beeinträchtigt wird. Für das keramische Feststoffblanket aber ist dies der Fall: die Seitenwände bewirken dort eine Reduktion der Neutronenmultiplikation von  $M = 1,75$  auf  $M = 1,67$  und eine Reduktion der Brutrate von  $T = 1,38$  auf  $T = 1,28$  (Tab. 6.5). Dies ist nun auf die neutronenphysikalischen Eigenschaften des im Feststoffblanket benutzten Neutronenmultipliers Beryllium zurückzuführen. Der  $(n, 2n)$ -Wirkungsquerschnitt von Beryllium ist vergleichsweise niedrig und besitzt eine niedrige Reaktionsschwelle (vgl. hierzu Abschn. 4.2.2). Die letztere Eigenschaft hat zufolge, daß es auch noch tief im Blanket (die Berylliumzone ist auf der äußeren Torusseite ca. 30 cm dick) zu nennenswerten  $(n, 2n)$ -Reaktionen kommt; die erstere Eigenschaft hat zur Folge, daß bei ausreichend hohem Wirkungsquerschnitt Konkurrenzreaktionen möglich sind, die hochenergetischen Neutronen kinetische Energien entziehen und dadurch eine Beeinträchtigung der Be  $(n, 2n)$ -Reduktionsrate bewirken. Dies ist im vorliegenden Fall auf die inelastische Streuung an den Strukturmaterialien in den Seitenwänden zurückzuführen, deren Wirkungsquerschnitte den Be $(n,2n)$ -Wirkungsquerschnitt über den ganzen Energiebereich dominieren.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß es aufgrund eindimensionaler Optimierungsrechnungen nicht möglich ist, Aussagen über das tatsächliche Brutvermögen eines Blanketentwurfs zu machen. Dazu bedarf es einer dreidimensionalen Rechnung mit einer adäquaten Darstellung der tatsächlichen geometrischen Gegebenheiten. Eindimensionale Rechnungen zur Optimierung des Brutvermögens eines Blanketentwurfs können als erster Schritt für eine Richtungsorientierung dienen, an deren Ende als letztendliche Überprüfung dann die dreidimensionale Rechnung in der tatsächlichen geometrischen Konfiguration steht.

## 6.5 Leistungsproduktion

Für die thermohydraulische Blanketauslegung ist die Kenntnis der Leistungserzeugung im Blanket von grundlegender Bedeutung (vgl. hierzu Abschn. 4.1 u. 5.9). Insbesondere benötigt man hierfür die räumliche Verteilung der Leistungsdichte sowie die insgesamt im Blanket erzeugte Leistung.

Gekoppelte Neutronen-Photonen-Transportrechnungen im eindimensionalen toroidalen Modell können radiale Verteilungen der Leistungsdichte im äußeren und inneren Blanketsegment liefern, die entsprechend der in Abschn. 6.2 abgelei-

teten Normierung die radialen Profile der poloidal gemittelten Leistungsdichte reproduzieren sollten. In den Abbildungen 6.15 - 6.18 sind die mit der anisotropen "Punktquelle" sowie die mit der isotropen Volumenquelle im eindimensionalen poloidalen Modell ermittelten Leistungsdichteprofile für die behandelten Blanketvarianten zusammen mit der poloidal gemittelten Leistungsdichte der dreidimensionalen Rechnung wiedergegeben. Ähnlich wie bei den Neutronenflußdichteprofilen (Abschn. 6.3.1) ergibt sich durchweg eine gute Übereinstimmung der mit der anisotropen "Punktquelle" berechneten Leistungsdichteprofilen und den poloidal gemittelten; dies gilt insbesondere für die äußere Torusseite. Für die isotrope Volumenquelle ergibt sich analog zu den radialen Profilen der Neutronenflußdichte (Abschn. 6.3.1) hingegen eine deutliche Überschätzung der mittleren Leistungsdichte im Bereich der ersten Wand mit einem anschließenden zu steilen radialen Abfall. Nimmt man den Bereich der ersten Wand aus, so sind die Unterschiede zwischen den mit der isotropen und der anisotropen Quelle berechneten Leistungsdichteprofilen überwiegend nicht so gravierend wie im Falle der Neutronenflußdichteverteilung. Dies ist darauf zurückzuführen, daß die Leistungserzeugung im Blanket im wesentlichen auf die  ${}^6\text{Li}(n,\alpha)t$ -Reaktion zurückzuführen ist, deren radiales Profil flacher ist als das der Neutronenflußdichte und nur schwach vom Einfallswinkel der auftreffenden 14-MeV-Neutronen abhängt. Im keramischen Feststoffblanket ist andererseits ein merklicher Anteil der Leistungserzeugung im Blanket auf die elastischen Streuprozesse im Beryllium zurückzuführen; in diesem Fall weicht das mit der isotropen Quelle berechnete radiale Leistungsdichteprofil denn auch deutlich von jenem der mit der anisotropen Quelle berechneten ab. Auch die im Strukturmaterial erzeugte Leistung trägt zu der Angleichung der mit der isotropen und anisotropen Quelle im Blanket berechneten Leistungsdichteprofile bei, da diese überwiegend auf Photonenabsorptionsprozesse zurückzuführen sind. Die Photonen sind aber Emissionsprodukte neutroneninduzierter Kernreaktionen im Blanket, so daß die durch die Photonenabsorptionsprozesse freigesetzte Energie weniger vom Einfallswinkel der auftreffenden 14-MeV-Neutronen abhängt. Der Anteil der durch das Strukturmaterial im Blanket erzeugten Leistung ist allerdings gering; dabei kann die Leistungsdichte im Strukturmaterial vergleichsweise hoch sein, insbesondere dann, wenn die mittlere freie Weglänge der Neutronen im Blanket sehr groß ist, wie dies für das Li-Flüssigmetallblanket der Fall ist (Abb. 6.17).

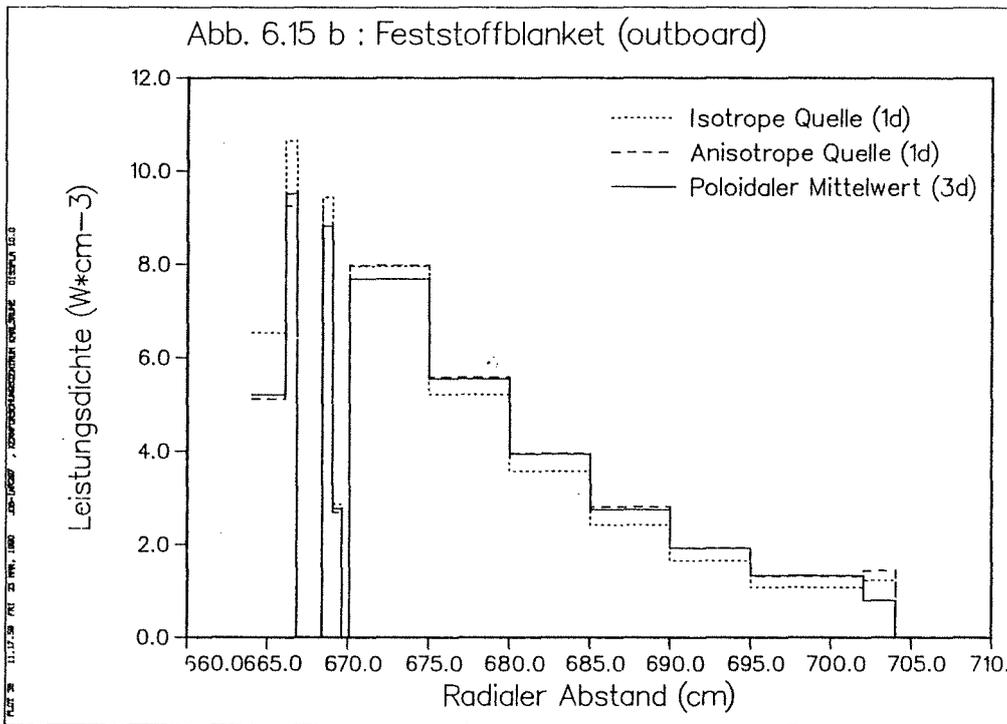
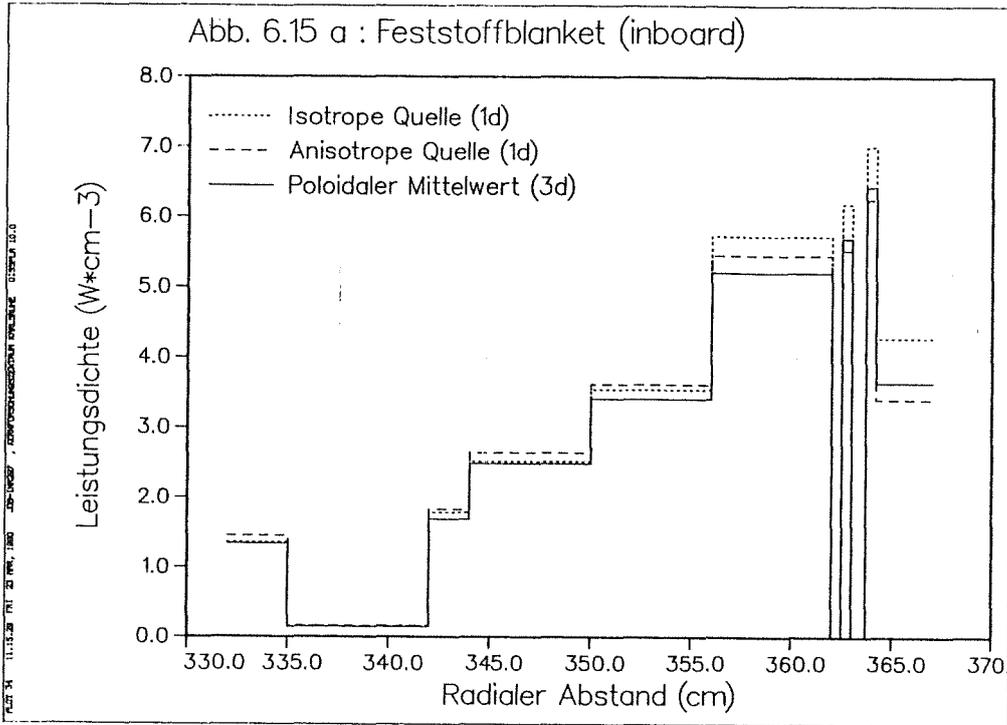


Abb. 6.15: Radiale Profile der Leistungsdichte im keramischen Feststoffblanket: Vergleich ein- und dreidimensional berechneter Werte

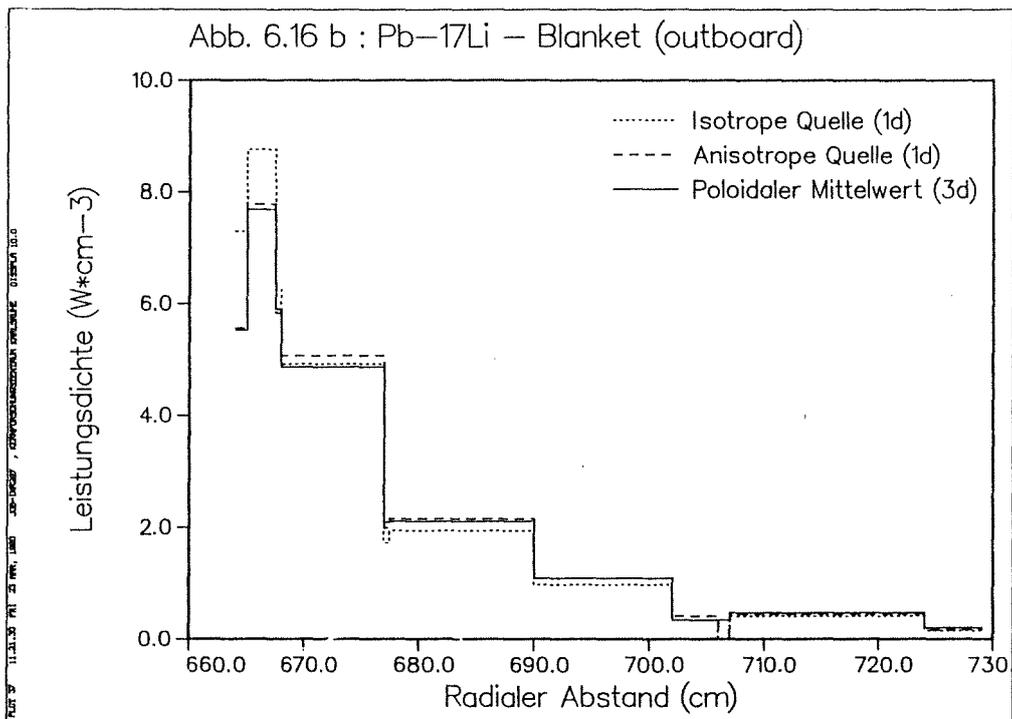
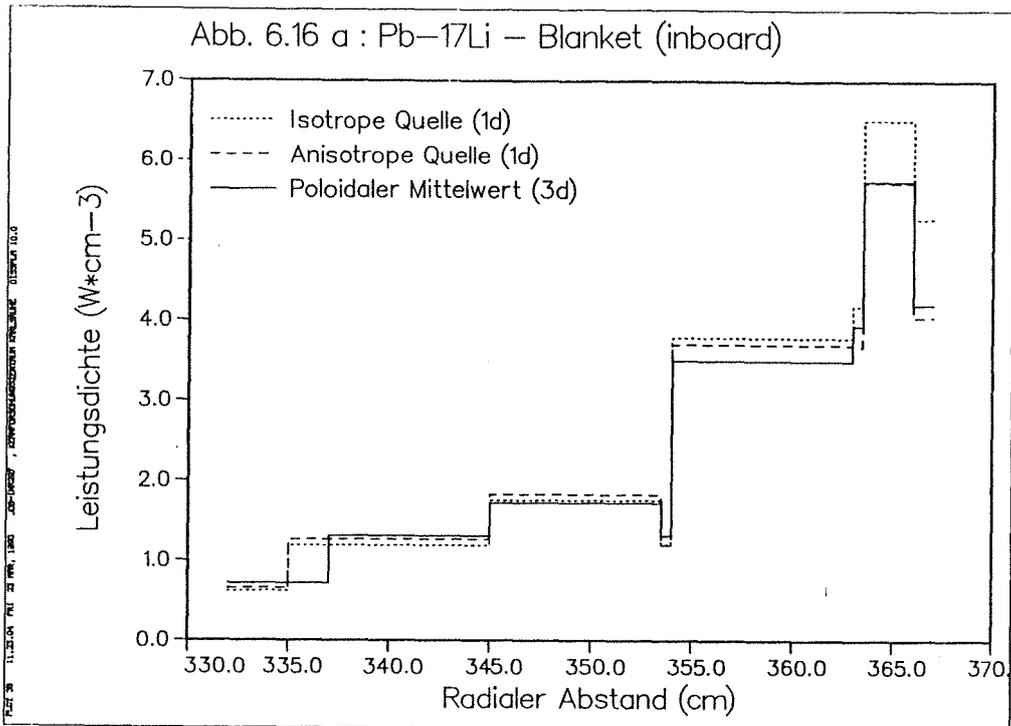


Abb. 6.16: Radiale Profile der Leistungsdichte im Pb-17Li-Flüssigmetallblanket: Vergleich ein- und dreidimensional berechneter Werte

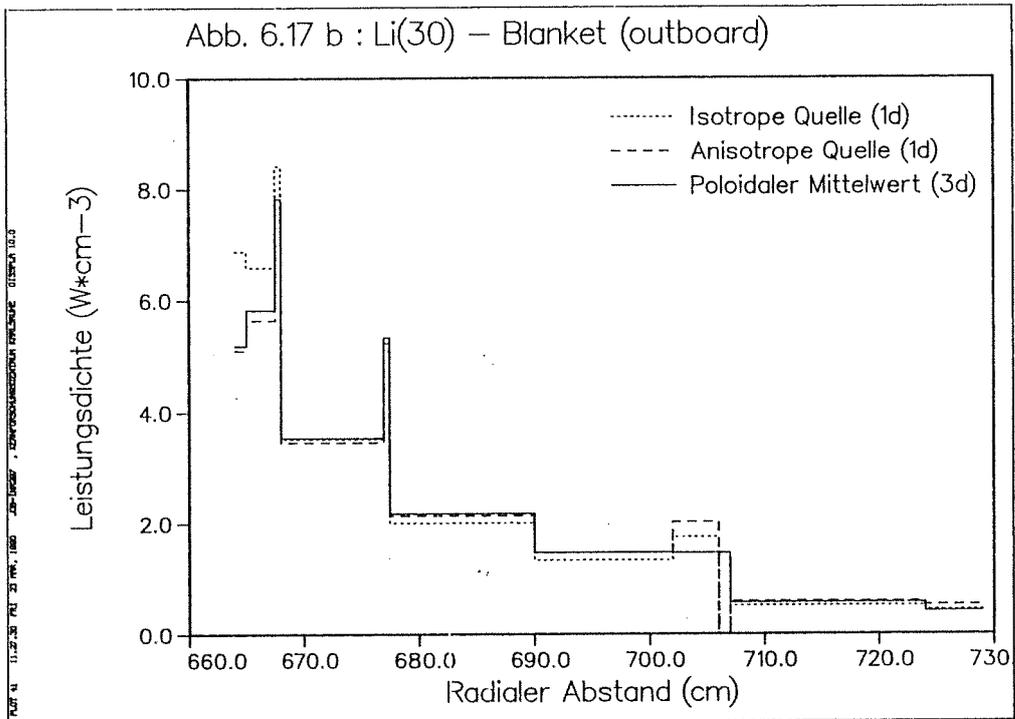
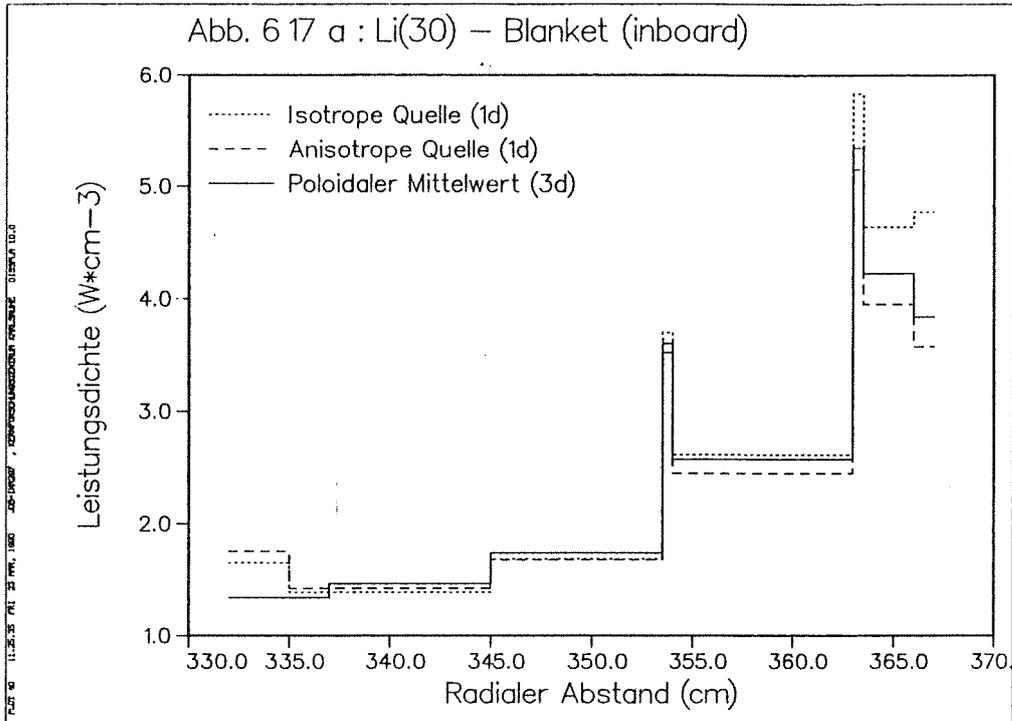


Abb. 6.17: Radiale Profile der Leistungsdichte im Li(30)-Flüssigmetallblanket: Vergleich ein- und dreidimensional berechneter Werte

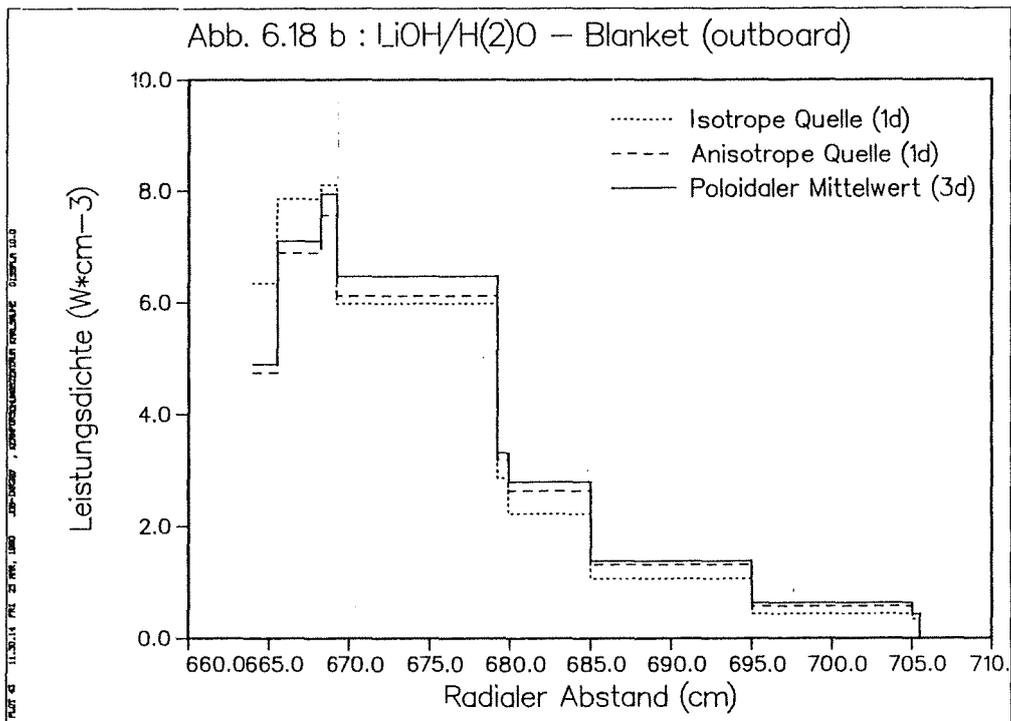
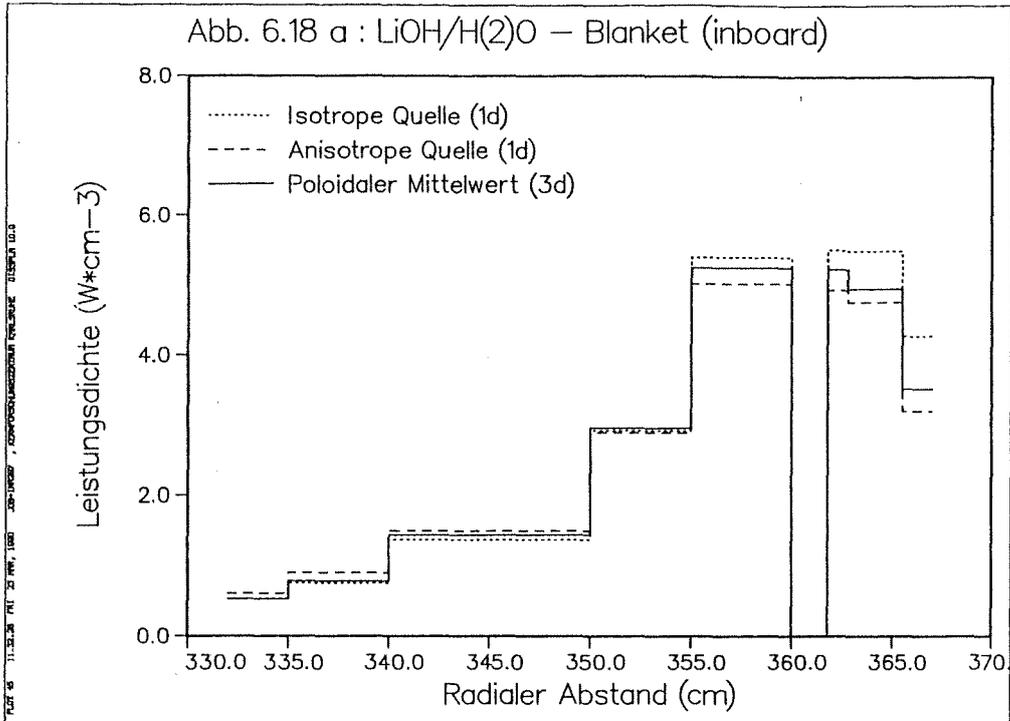


Abb. 6.18: Radiale Profile der Leistungsdichte im wäßrigen LiOH-Blanket: Vergleich ein- und dreidimensional berechneter Werte

	3d-Rechnung	1d-Rechnung	
		Isotrope Volumenquelle	Anisotrope "Punktquelle"
<u>outboard</u>			
Blanket	391,2	453,5	470,3
Vakuumgefäß / Stopfen	55,2	14,9	19,3
Summe	446,4	468,4	489,6
<u>inboard</u>			
Blanket	117,9	162,1	156,6
Vakuumgefäß / Struktur	40,8	22,3	24,9
Divertoren	59,8	-	-
Summe	218,4	184,5	181,6
<u>Gesamtsumme</u>	664,8	652,9	671,2

**Tab. 6.6:** Leistungserzeugung [MW] im keramischen Feststoffblanket:  
Vergleich ein- und dreidimensional berechneter Werte

Die insgesamt im Blanket erzeugte Leistung kann im eindimensionalen poloidalen Modell mit Hilfe der Energiemultiplikation  $M_E$  berechnet werden. Die Transportrechnung in diesem Modell bezieht sich auf ein Quellneutron in einer Zylinderscheibe der Höhe  $h = 1$  cm (s. Abschn. 6.2) und ermittelt dabei zonenweise die Energiefreisetzung  $E_i$  in dieser Zylinderscheibe (in MeV pro Quellneutron). Daraus läßt sich die zonenabhängige Energiemultiplikation  $M_E^i$  bestimmen

$$M_E^i = E_i [\text{MeV}] / 14,06 \text{ MeV}$$

Die Leistungserzeugung in der Zone  $i$  ergibt sich dann durch die Normierung auf die totale Neutronenfusionsleistung von 480 MW:

$$P_i [\text{MW}] = 480 \text{ MW} \cdot M_E^i$$

Die gesamte Leistungserzeugung im Reaktor erhält man schließlich durch Aufsummierung aller Zonenbeiträge  $P_i$ .

Die auf diese Weise ermittelte Leistungserzeugung kann wiederum mit der in Abschn. 5.10 dreidimensional berechneten verglichen werden. Dieser Vergleich ist in Tab. 6.6 für das keramische Feststoffblanket und in Tab. 6.7 für die beiden Flüssigmetallblanketvarianten sowie für das wäßrige LiOH-Blanket durchgeführt. Es ergibt sich dabei eine recht gute Übereinstimmung für die ein- und dreidimensional berechnete totale Leistungserzeugung. Allerdings ist dies auf kompensatorische Effekte zurückzuführen: für die im Blanket erzeugte Leistung ergibt das eindimensionale Modell eine deutliche Überschätzung (bis zu 40 %), für die im Vakuumgefäß erzeugte Leistung hingegen eine Unterschätzung, die mehrere Faktoren betragen kann (vgl. Tab. 6.6, 6.7). Modellbedingt ist auch zu erwarten, daß sich für das Blanket eine Überschätzung der Leistungserzeugung ergibt, da im eindimensionalen Fall alle Neutronen zwangsweise in das Blanket eindringen, um dort mit hoher Wahrscheinlichkeit in  ${}^6\text{Li}$  absorbiert zu werden, was zu der überhöht berechneten Tritiumbrutrate führt, während im dreidimensionalen Fall Neutronen auch durch die Divertoröffnungen entweichen können. Es ist ebenso zu erwarten, daß die Leistungserzeugung im Vakuumgefäß durch das eindimensionale Modell unterschätzt wird, da das Vakuumgefäß in diesem Fall durch das Blanket vollständig abgedeckt wird, alle Neutronen, die in das Vakuumgefäß gelangen also das Blanket durchdringen müssen. Im tatsächlichen Fall gelangen Neutronen aber auch durch die Divertoröffnungen direkt in das Vakuumgefäß; darüberhinaus können sie noch in Reaktorkomponenten absorbiert werden, die im eindimensionalen Modell nicht berücksichtigt werden können (Divertoren, Segmentstopfen u.a.). Daraus ergibt sich für das eindimensionale poloidale Modell zwangsweise eine Überschätzung der im Blanket erzeugten Leistung und eine Unterschätzung der im Vakuumgefäß erzeugten Leistung; der sich dabei ergebende kompensatorische Effekt bezüglich der totalen Leistungserzeugung im Reaktor muß in seinem Ausmaß als zufallsbedingt bewertet werden.

	Pb-17Li-Blanket		Li(30)-Blanket		LiOH-Blanket	
	3d	1d	3d	1d	3d	1d
<u>outboard</u>						
Blanket	321,4	387,4	334,9	384,3	355,9	401,9
Vakuumgefäß / Stopfen	93,3	19,6	69,9	19,8	44,4	5,05
Summe	414,7	407,0	404,9	404,0	400,3	407,0
<u>inboard</u>						
Blanket	101,4	144,1	97,4	128,1	109,9	144,8
Vakuumgefäß / Struktur	72,5	29,9	54,3	26,6	15,5	5,0
Divertoren	30,0	-	24,6	-	56,3	-
Summe	203,9	173,9	176,3	154,8	181,7	149,9
<u>Gesamtsumme</u>	618,6	580,9	581,2	558,8	582,0	556,9

Tab. 6.7: Leistungserzeugung [MW] im Flüssigmetall (Pb-17Li- und Li-Variante)- und LiOH-Blanket: Vergleich drei- und eindimensional berechneter Werte

Der Einfluß der Winkelausrichtung der auf die erste Wand auftreffenden 14-MeV-Neutronen auf die im eindimensionalen poloidalen Modell berechnete Gesamtleistungsproduktion ist eher marginal: im allgemeinen ergibt sich mit der anisotropen "Punktquelle" auf der inneren Torusseite eine geringere Leistungsproduktion im Blanket als mit der isotropen Volumenquelle, da die stärker nach vorwärts ausgerichteten 14-MeV-Neutronen das dortige "dünne" Blanket besser durchdringen können und damit eine höhere Leistungserzeugung im dortigen Vakuumgefäß bewirken (vgl. Tab. 6.6 für das keramische Feststoffblanket); auf der äußeren Torusseite bewirken die stärker nach vorwärts ausgerichteten 14-MeV-Neutronen aufgrund der größeren Blankettiefe eine höhere Neutronenmultiplikation, die insbesondere beim keramischen Feststoffblanket mit seinem hohen Berylliumanteil recht stark ausfällt, und in der Folge eine höhere Leistungserzeugung im dortigen Blanket und Vakuumgefäß. Insgesamt ergibt sich mit der anisotropen Quelle dann eine gegenüber der isotropen Quelle erhöhte Leistungserzeugung, die beim keramischen Feststoffblanket mit ca. 3 % am höchsten ausfällt (Tab. 6.6), bei den beiden Flüssigmetallblanketvarianten und beim wäßrigen LiOH-Blanket mit  $< 1$  % aber kaum ins Gewicht fällt.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß das eindimensionale poloidale Modell mit anisotroper "Punktquelle" in der Lage ist, das für die thermohydraulische Blanketauslegung wichtige radiale Profil der Leistungsdichte im poloidalen Mittel zu reproduzieren. Insofern ist es gerechtfertigt, gekoppelte Neutronen-Photonen-Transportrechnungen in diesem einfachen Modell als Grundlage für thermohydraulische Blanketauslegungen zu benutzen. Die totale Leistungserzeugung wird im eindimensionalen poloidalen Modell aufgrund kompensatorischer Effekte recht gut berechnet, wobei die erzeugte Blanketleistung überschätzt, und die im Vakuumgefäß erzeugte Leistung unterschätzt wird.

## 6.6 Abschirmung

Die primäre Aufgabe der Abschirmung besteht darin, die supraleitenden Toroidal-feldmagneten vor Strahlenschäden zu bewahren, die deren Funktion beeinträchtigen würde (vgl. hierzu Abschn. 5.11). Die Aufgabe einer Abschirmrechnung besteht demzufolge darin, die Strahlung zu bestimmen, die das Blanket/Schild-System durchdringt, in den TF-Magneten eindringt und dort zu Energiefreisetzen und Strahlenschäden führt; bei gegebenem Blanket ist die Abschirmung dann so zu optimieren, daß die auftretenden Strahlenschäden bzw.

Energiefreisetzen die festgelegten Grenzwerte nicht überschreiten (s. Abschn. 5.11). Eine Abschirmrechnung muß folglich immer die maximale Strahlung berücksichtigen, die das Blanket/Schild-System durchdringt. Diese ergibt sich gerade in der Torusmittelebene auf der inneren Torusseite; dort ist die schwächste Stelle des Blanket/Schild-Systems. Abschirmrechnungen, die üblicherweise im eindimensionalen poloidalen Modell durchgeführt werden, befassen sich denn auch fast ausschließlich mit der inneren Torusseite. Aus den Ausführungen in Abschn. 6.3.2 ist jedoch klar, daß eine Abschirmrechnung im eindimensionalen poloidalen Modell zwar die im poloidalen Mittel des Blanket/Schild-Systems durchdringende Strahlung recht gut wiedergeben kann, nicht jedoch deren Maximalwerte in der Torusmittelebene, was von einer Abschirmung aber zu fordern ist. Die folgende Untersuchung soll anhand der für die Abschirmung maßgeblichen Größen (maximale Leistungsdichte im TF-Magneten, Strahlendosis im Epoxyisolator, maximale schnelle Fluenz im TF-Magneten) zeigen, was von einer Abschirmrechnung im eindimensionalen poloidalen Modell wirklich erwartet werden kann bzw. mit welchen Faktoren sie beaufschlagt werden muß, damit die Spitzenwerte der Torusmittelebene erreicht werden können. Hierzu werden wiederum gekoppelte Neutronen-Photonen-Transportrechnungen durchgeführt, die sich im eindimensionalen Modell des Abschnitts 6.2 bis in den Bereich des Toroidal-feldmagneten erstrecken; dabei werden die gleichen Varianzreduktionsmethoden wie in Abschn. 6.3.2 angewandt, es wird wiederum der NET-Entwurf für das Vakuumgefäß und für das Blanket der Entwurf des keramischen Feststoffblankets benutzt.

In den Abbildungen 6.19 u. 6.20 sind die mit der isotropen und der anisotropen Quelle im eindimensionalen poloidalen Modell für das Vakuumgefäß ermittelten radialen Leistungsdichteprofile in Vergleich zu den radialen Leistungsdichteprofilen in der Torusmittelebene sowie deren poloidalen Mittelwerten wiedergegeben. Es zeigt sich ein ähnliches Verhalten wie im Falle der Neutronenflußdichteprofile (Abschn. 6.3.2): auf der inneren Torusseite reproduziert die eindimensionale Rechnung recht gut das radiale Profil der poloidal gemittelten Leistungsdichte, wobei die isotrope Quelle zu einer leichten Unterschätzung (8 % im Eingangsbereich des TF-Magneten), die anisotrope Quelle wiederum zu einer leichten Überschätzung (15 % im Eingangsbereich des TF-Magneten) führt. Infolgedessen wird die maximale Leistungsdichte in der Torusmittelebene durch die eindimensionale Rechnung deutlich unterschätzt: im Eingangsbereich des TF-Magneten um ca. 35 % im Falle der anisotropen Quelle, um nahezu einen Faktor 2 im Falle der isotropen Quelle (vgl. Tab. 6.8). Die gleichen Unterschätzungen

ergeben sich für die maximale Strahlendosis des Epoxyisolators und in etwa auch für die maximale Neutronenfluenz im Eingangsbereich des TF-Magneten.

Auch für die Leistungsdichteprofile im Vakuumgefäß der äußeren Torusseite ergibt sich ein ähnliches Bild wie für die entsprechenden Neutronenflußdichteprofile (Abschn. 6.3.2). Ausgehend von der Torusmittelebene nimmt die Leistungsdichte hier mit der poloidalen Höhe zu, so daß ihr poloidaler Mittelwert höher ist als ihr Wert in der Torusmittelebene. Demzufolge ist es mit einer eindimensionalen Rechnung in den geometrischen Abmessungen der Torusmittelebene nicht möglich, das poloidal gemittelte Leistungsprofil des äußeren Vakuumgefäßes zu reproduzieren (s. Abb. 6.20 a). Für die Torusmittelebene ergibt die eindimensionale Rechnung eine Unterschätzung der Leistungsdichte, die für die anisotrope Quelle im Eingangsbereich des TF-Magneten um 30 % beträgt und für die isotrope Quelle um 87 %. Ähnliche Unterschätzungen ergeben sich für die Neutronenfluenz im Eingangsbereich des TF-Magneten. Die Unterschätzungen der Werte in der Torusmittelebene des äußeren Vakuumgefäßes liegen somit qualitativ gleichauf mit denen der inneren Torusseite, doch sei daran erinnert, daß Abschirmrechnungen für die äußere Torusseite nicht von großem praktischen Nutzen sind, da die das Vakuumgefäß durchdringende Strahlung auf der äußeren Seite um mehrere Faktoren kleiner ist als auf der inneren, eine Optimierung des Blanket/Schild-Systems daher immer auf der inneren Torusseite durchgeführt werden muß. Darüberhinaus befindet sich die "Schwachstelle" in der Abschirmung der äußeren Torusseite in Höhe der Divertoröffnung (Abschn. 5.11), die durch eine eindimensionale Abschirmrechnung nicht erfaßt werden kann.

Abschirmrechnungen im eindimensionalen poloidalen Modell, wie sie zur Auslegung und Optimierung des Blanket/Schild-Systems bezüglich seines Abschirmvermögens routinemäßig angewandt werden, sind mithin nicht in der Lage, die Maximalwerte der das Vakuumgefäß durchdringenden Strahlung zu bestimmen. Auf der inneren Torusseite ergeben sich diese Maximalwerte in der Torusmittelebene und werden von der eindimensionalen Rechnung mit isotroper Quelle etwa um den Faktor 2 unterschätzt. Ein für die innere Torusseite durchgeführte Abschirmrechnung muß folglich mit diesem Sicherheitsfaktor beaufschlagt werden. Auf der äußeren Torusseite ergeben sich die Maximalwerte in Höhe der Divertoröffnungen, so daß eine Abschirmrechnung für die äußere Torusseite in der Torusmittelebene nicht von praktischem Nutzen ist.

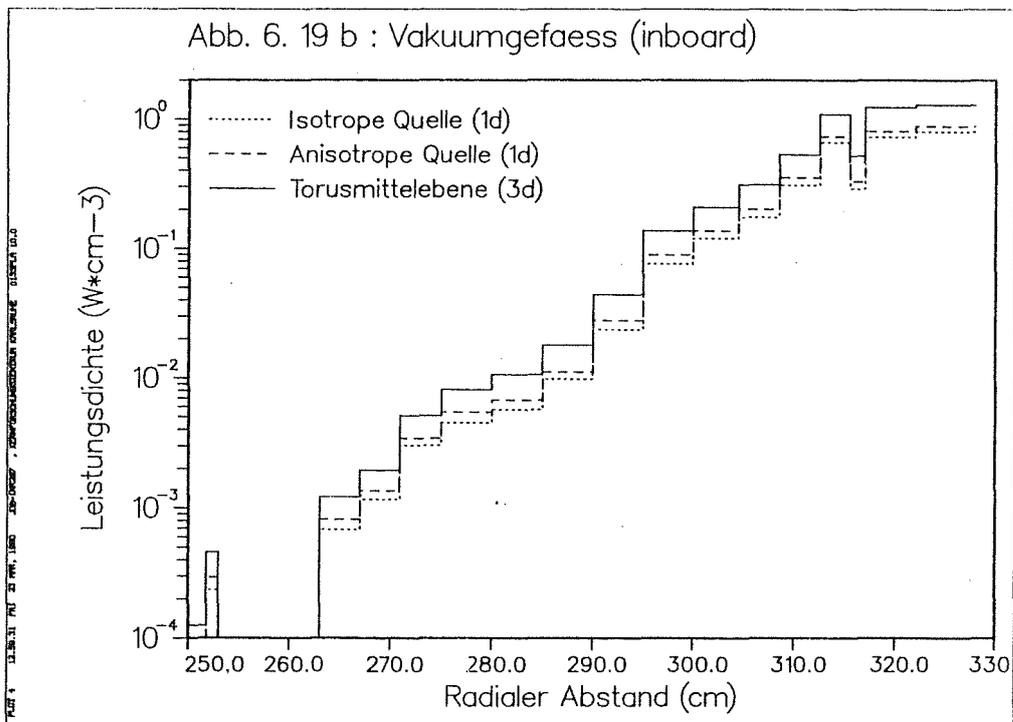
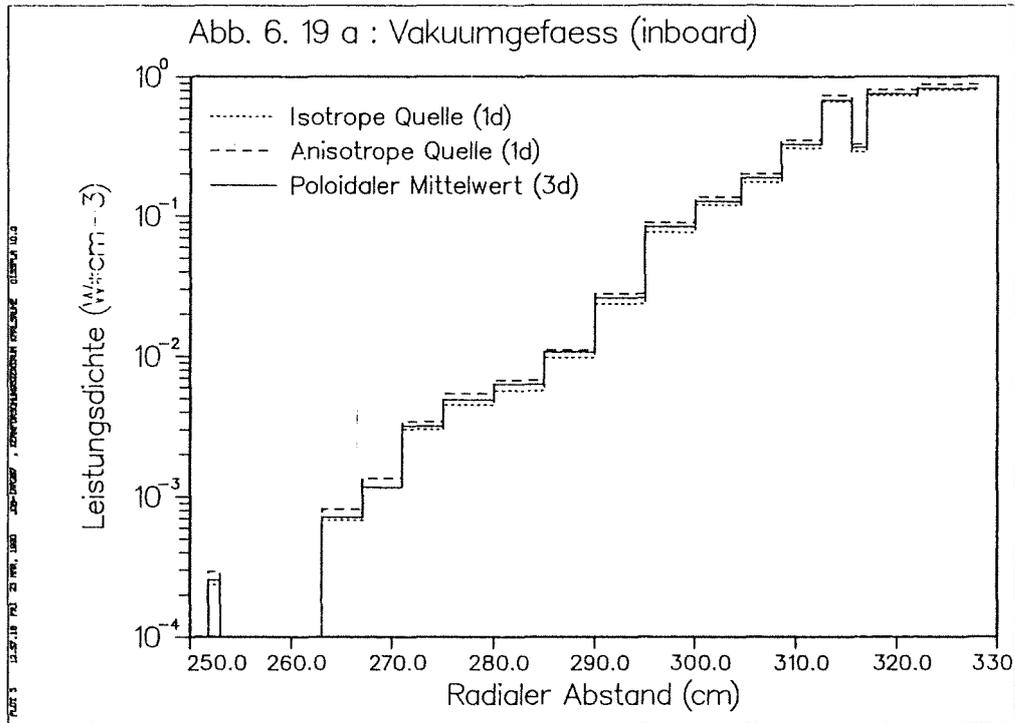


Abb. 6.19: Radiale Profile der Leistungsdichte im Inboard-Vakuumgefäß: Vergleich ein- und dreidimensional berechneter Werte im poloidalen Mittel (a) und in der Torusmittelebene (b)

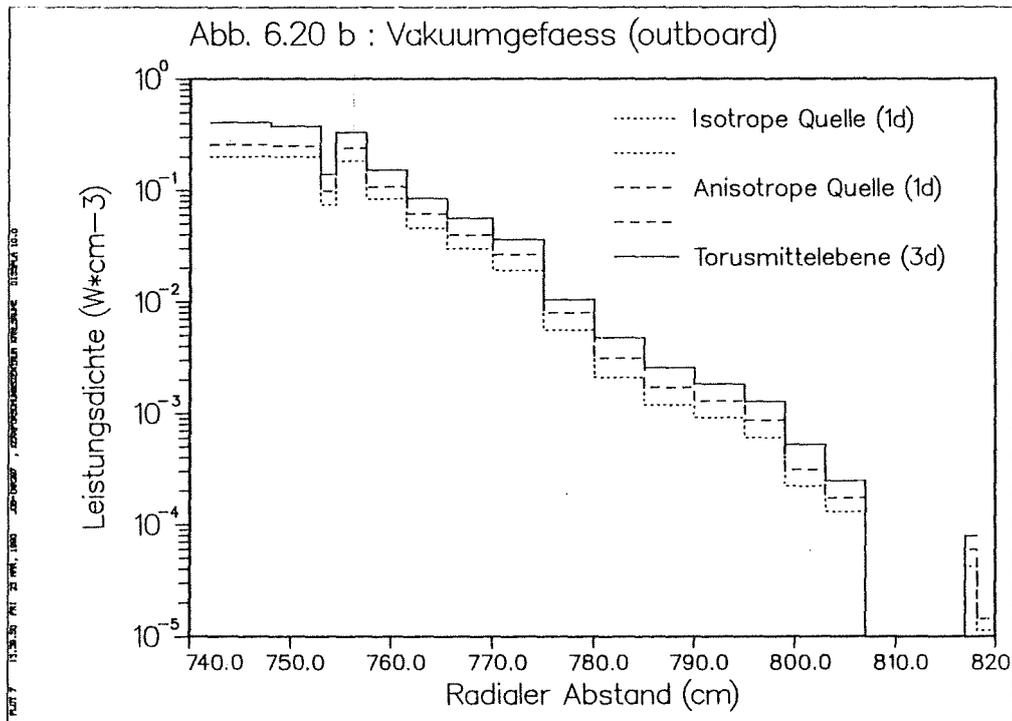
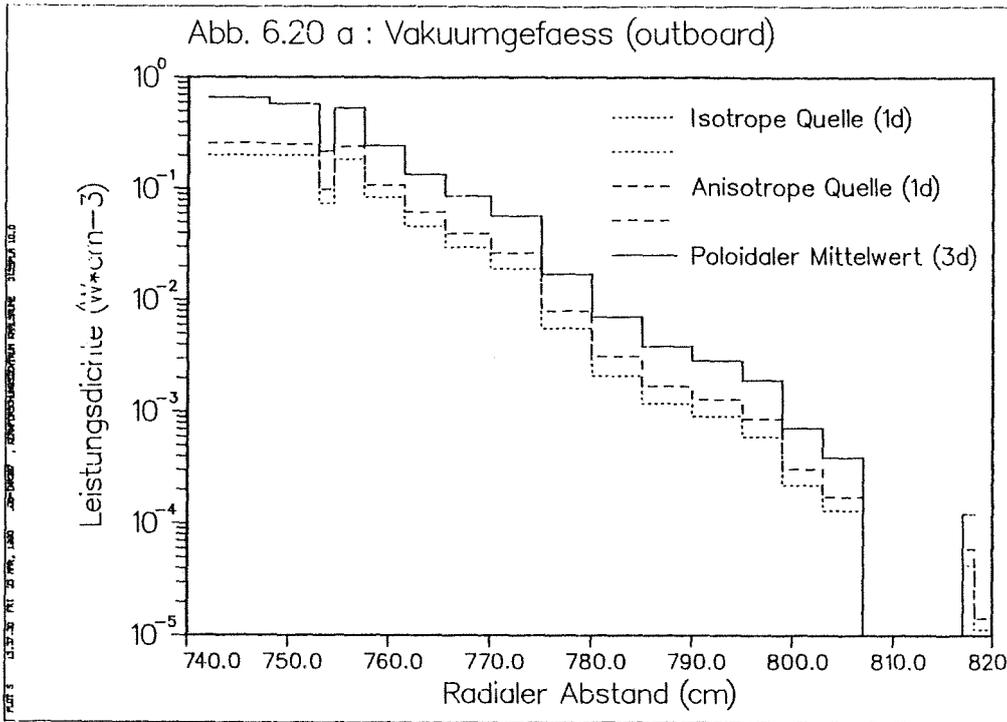


Abb. 6.20: Radiale Profile der Leistungsdichte im Outboard-Vakuumbaß: Vergleich ein- und dreidimensional berechneter Werte im poloidalen Mittel (a) und in der Torusmittelebene (b)

	3d-Rechnung		1d-Rechnung	
	Torusmittel- ebene	Poloidaler Mittelwert	Isotrope Quelle	Anisotrope Quelle
<u>inboard</u>				
$P_{max}$ [W/cm <sup>3</sup> ]	$4,60 \cdot 10^{-4}$	$2,55 \cdot 10^{-4}$	$2,35 \cdot 10^{-4}$	$2,93 \cdot 10^{-4}$
$D_{Epoxy}$ [10 <sup>8</sup> rad]	8,00	4,44	4,09	5,10
$\Phi_{fast} \cdot \Delta t$ [10 <sup>17</sup> cm <sup>-2</sup> ]	3,50	2,03	1,69	2,45
$\Phi_{tot} \cdot \Delta t$ [10 <sup>17</sup> cm <sup>-2</sup> ]	14,2	8,18	6,91	9,80
<u>outboard</u>				
$P_{max}$ [W/cm <sup>3</sup> ]	$7,93 \cdot 10^{-5}$	$1,23 \cdot 10^{-4}$	$4,25 \cdot 10^{-5}$	$6,00 \cdot 10^{-5}$
$D_{Epoxy}$ [10 <sup>8</sup> rad]	1,38	2,13	0,74	1,05
$\Phi_{tot} \cdot \Delta t$ [10 <sup>17</sup> cm <sup>-2</sup> ]	2,50	4,44	1,34	2,04

Tab. 6.8: Vergleich ein- und dreidimensional berechneter Größen, die für die Abschirmung relevant sind: maximale Leistungsdichte im TF-Magneten ( $P_{max}$ ), maximale Strahlendosis ( $D_{Epoxy}$ ) und schnelle bzw. totale Neutronenfluenz im Epoxyisolator nach einer Betriebszeit von 1 Vollastjahr

### 6.7 Zusammenfassende Wertung der eindimensionalen Näherung

Neutronenphysikalische Rechnungen in einem geometrisch einfachen Modell - eindimensionales poloidales Modell genannt - werden routinemäßig angewandt zur neutronenphysikalischen Auslegung und Optimierung von Blanketentwürfen und Abschirmkomponenten. Für dieses eindimensionale poloidale Modell ist eine konsistente Normierung in dem Sinne möglich, daß die Wandbelastung durch die auftreffenden 14-MeV-Quellneutronen auf der äußeren und auf der inneren Torusseite im Mittel mit der dortigen tatsächlichen Wandbelastung übereinstimmt, die sich aus der dreidimensionalen Rechnung in der realistischen Tokamakgeometrie ergibt. Dabei ist die räumliche Verteilung der Plasmaquelle im eindimensionalen poloidalen Modell ziemlich unerheblich: es genügt, eine "Punktquelle" in der Vakuumkammer in radialer Richtung so zu plazieren, daß sich für die äußere und die innere erste Wand die aus der dreidimensionalen Rechnung ermittelte Auftreffwahrscheinlichkeit ergibt. Wählt man darüberhinaus statt einer isotropen Quellverteilung eine Plasmaquelle, die 14-MeV-Neutronen nur in eine Ebene senkrecht zur Torusachse emittiert, so erhält man auch für den mittleren Einfallswinkel der auf die erste Wand auftreffenden 14-MeV-Neutronen den Wert, der sich im Mittel aus der dreidimensionalen Rechnung ergibt.

Mit dieser anisotropen "Punktquelle" ist es im eindimensionalen poloidalen Modell möglich, die radialen Profile der Leistungsdichte und der Neutronenflußdichte im Blanket im poloidalen Mittel näherungsweise zu reproduzieren. Insofern kann diese einfache eindimensionale Rechnung eine aufwendige dreidimensionale Rechnung in der realistischen Tokamakgeometrie repräsentieren. Im Falle der inneren Torusseite gilt dies auch für den Bereich des Vakuumgefäßes: auch dort kann die eindimensionale Rechnung die radialen Profile der Leistungsdichte und der Neutronenflußdichte im Mittel wiedergeben. Auf der äußeren Torusseite ist dies nicht der Fall, da die poloidalen Profile der Leistungsdichte und Neutronenflußdichte dort aufgrund der Tokamakgeometrie mit der poloidalen Höhe ansteigen, so daß die poloidalen Mittelwerte im dortigen Vakuumgefäß höher sind als die Werte in der Torusmittelebene. Die eindimensionale Rechnung in den geometrischen Abmessungen der Torusmittelebene kann die poloidalen Mittelwerte im äußeren Vakuumgefäß dadurch nicht reproduzieren.

Abschirmrechnungen im eindimensionalen poloidalen Modell sind nicht in der Lage, die Maximalwerte der das Vakuumgefäß durchdringende Strahlung zu be-

stimmen, was von einer Abschirmrechnung aber zu fordern ist. Dies gilt sowohl für die äußere Torusseite, wo sich die Maximalwerte in Höhe der Divertoröffnungen ergeben, was von der eindimensionalen Rechnung ohnehin nicht nachvollzogen werden kann, als auch für die innere Torusseite, wo sich die Maximalwerte in der Torusmittelebene einstellen. Abschirmrechnungen im eindimensionalen poloidalen Modell, wie sie routinemäßig zur Auslegung und Optimierung der Abschirmung durchgeführt werden, sind daher mit einem Sicherheitsfaktor zu beaufschlagen; im Falle der üblich benutzten isotropen Quelle ist für die innere Torusseite dabei ein Faktor 2 anzusetzen.

Für die Tritiumbrutrate ergibt sich im eindimensionalen poloidalen Modell -abhängig vom Blankettyp - eine Überschätzung um 20 - 40 %. Die Höhe dieser Überschätzung hängt empfindlich von den neutronenphysikalischen Eigenschaften des Blankets, nämlich seinem Reflexions- und Moderationsvermögen, ab. Auf der Basis eindimensionaler Optimierungsrechnungen lassen sich folglich keine sicheren Aussagen über das tatsächliche Brutvermögen eines Blanketentwurfs machen; hierzu sind dreidimensionale Rechnungen in einer adäquaten Darstellung der tatsächlichen geometrischen Gegebenheiten notwendig.

Analog zur überhöht berechneten Tritiumbrutrate wird auch die im Blanket erzeugte Leistung im eindimensionalen poloidalen Modell überhöht berechnet. Da auf der anderen Seite die Leistungserzeugung im Vakuumgefäß und in sonstigen Reaktorkomponenten modellbedingt unterschätzt wird (bzw. gar nicht berücksichtigt werden), kommt es zu kompensatorischen Effekten, die dazu führen, daß die im Reaktor insgesamt erzeugte Leistung im eindimensionalen Modell recht gut berechnet wird.

Das eindimensionale poloidale Modell besitzt mithin Eigenschaften, die seinen Einsatz in Auslegungsrechnungen rechtfertigen: bezüglich der radialen Verteilung der Leistungsdichte und der Neutronenflußdichte kann damit näherungsweise eine dreidimensionale Rechnung in der tatsächlichen Tokamakgeometrie repräsentiert werden, sofern die Plasmaquelle in konsistenter Weise normiert wird und auch ihre Richtungsabhängigkeit entsprechend berücksichtigt ist. In bezug auf das Brut- und Abschirmvermögen können eindimensionale Rechnungen im poloidalen Modell zur Richtungsorientierung dienen, an die sich dann eine dreidimensionale Rechnung in der tatsächlichen Tokamakgeometrie als letztendliche Überprüfung anschließt.

## 7. Spezielle zweidimensionale Analysen

Ergänzend zu den Analysen in Abschn. 5 (dreidimensionale Behandlung) und Abschn. 6 (eindimensionale Näherung) sollen in diesem Abschnitt spezielle Aspekte untersucht werden, für die sich eine zweidimensionale Behandlung eignet, bzw. die ausschließlich in einer zweidimensionalen Darstellung behandelt werden können. Letzteres trifft auf die Behandlung geometrischer Heterogenitäten im Blanket zu, wie am Beispiel des keramischen Feststoffblankets demonstriert werden soll. Ersteres trifft auf den Neutronenstreamingeffekt in den Segmentspalten benachbarter Blanketsektoren zu: dies ist grundsätzlich ein zweidimensionales Problem, das sich in einem entsprechenden Modell untersuchen läßt /Fi 88e/. Tatsächlich wird der Streamingeffekt aber durch die räumliche Plasmaquellverteilung sowie die Tokamakgeometrie beeinflusst, wie sich in Abschn. 5 gezeigt hat. Es soll daher untersucht werden, inwieweit die zweidimensionale Behandlung des Streamingeffektes dem tatsächlichen Phänomen in der Tokamakgeometrie gerecht werden kann.

### 7.1 Heterogenitätsanalyse für das keramische Feststoffblanket

Das keramische Feststoffblanket weist eine sehr heterogene Anordnung von Neutronenmultiplier und Brutmaterial auf: die Brutkeramik  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$  befindet sich als Partikelbettschüttung in den schmalen Spalten zwischen den in radialer Richtung angeordneten Berylliumplatten; die Berylliumplatten sind durch dünne Stahlbleche eingehüllt und werden von engen Kühlrohren durchzogen (vgl. hierzu Abschn. 4.1.2). In der eindimensionalen Transportrechnung kann diese heterogene Anordnung modellbedingt nicht berücksichtigt werden. Die in der Brutzone befindlichen Materialien - Beryllium, Brutkeramik, Stahl, Helium etc. - müssen daher entsprechend ihrem anteilmäßigen Volumen homogenisiert werden. Darüberhinaus ist diese Homogenisierung auch für die in Abschn. 5 durchgeführte dreidimensionale Transportrechnung erforderlich, da es in der neutronenphysikalischen Behandlung eines Torussektors in der kompletten Tokamakgeometrie nicht möglich ist, den detaillierten geometrischen Aufbau der einzelnen Blanketsegmente zu berücksichtigen.

Es stellt sich daher die Frage, ob diese Homogenisierung in der dreidimensionalen Transportrechnung gerechtfertigt ist bzw. welche Einschränkungen sich dadurch ergeben. Dies kann in einer zweidimensionalen Darstellung der heterogenen Anordnung untersucht werden. Durch eine schrittweise vorgenommene Homo-

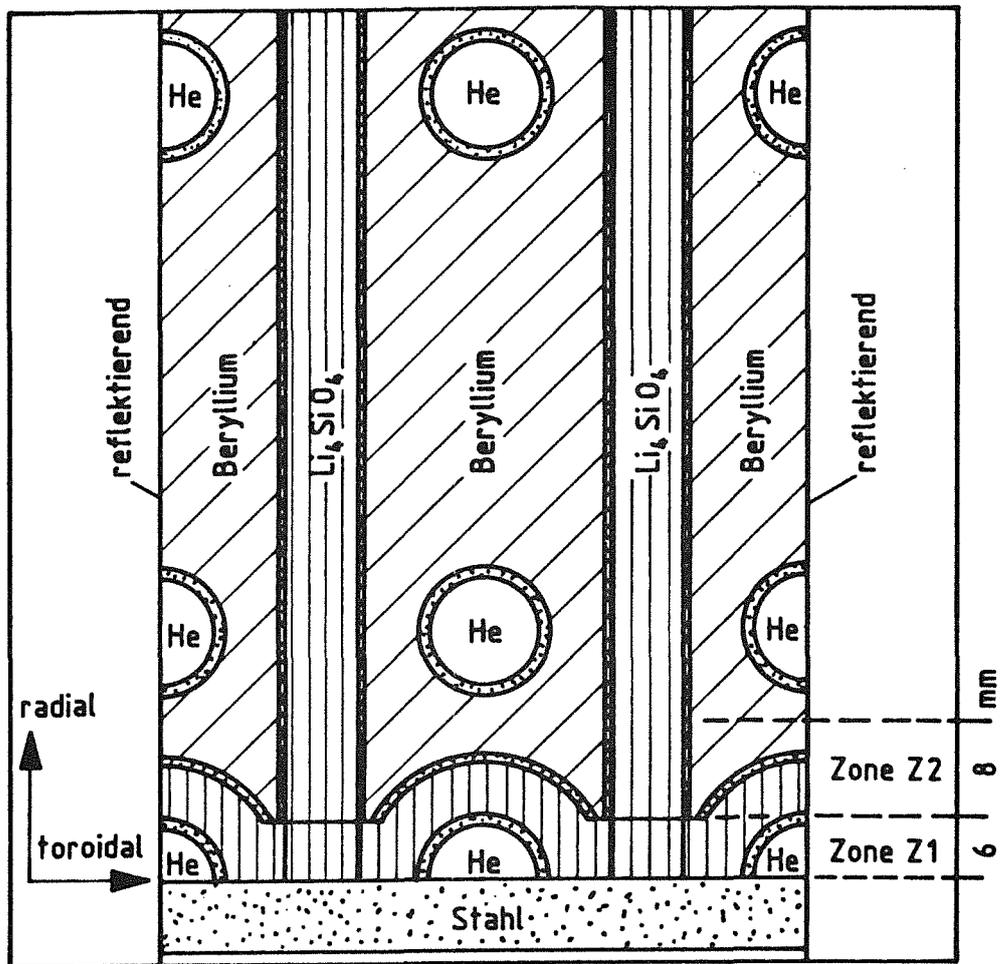


Abb. 7.1: Zweidimensionales Modell zur Heterogenitätsanalyse des keramischen Feststoffblankets

genisierung kann dann der Heterogenitätseffekt bestimmt werden. Im folgenden soll dies anhand der wichtigsten globalen Größen, der Neutronenmultiplikation und der Tritiumbrutrate demonstriert werden (vgl. hierzu auch /Fi 88a/), sowie anhand der für die thermohydraulische Blanketauslegung wichtigen Leistungsdichteverteilung.

Abb. 7.1 zeigt die heterogene Anordnung der Berylliumplatten, der Keramikspalte, Kühlrohre und Stahlwände, wie sie für die zweidimensionale Monte-Carlo-Rechnung modelliert wird. Der behandelte Blanketausschnitt wird dabei durch reflektierende seitliche Ebenen begrenzt. Tab. 7.1 enthält die Werte für die Neutronenmultiplikation und die Tritiumbrutrate, die sich in der heterogenen Anordnung und bei deren schrittweisen Homogenisierung ergeben. Hierbei werden zunächst die Kühlkanäle in den Berylliumplatten und deren Stahlumhüllungen homogenisiert (Fall I), sodann die Keramikkanäle und die bereits homogenisierten Berylliumplatten (Fall II) und schließlich auch die beiden Zonenbereiche Z1 und Z2 an der Vorderseite der Berylliumplatten (s. Abb. 7.1), so daß effektiv ein eindimensionales Modell entsteht (Fall III). Tab. 7.1 enthält hierzu die entsprechenden Mischungsanteile der homogenisierten Materialkomponenten. Offensichtlich bleibt sowohl die Neutronenmultiplikation als auch die Tritiumbrutrate bei der schrittweisen Homogenisierung weitgehend unverändert. Hinsichtlich dieser Größen ist es mithin gerechtfertigt, eine Homogenisierung der Brutzone vorzunehmen.

Dieses Verhalten begründet sich darin, daß die mittlere freie Weglänge der Neutronen im Blanket bei 3-7 cm liegt und damit bedeutend größer ist als die maßgeblichen geometrischen Abmessungen im Blanket (Spaltbreite: 6 mm, Dicke der Stahlumhüllung: 0,5 mm, Wanddicke der Kühlrohre: 1 mm, Breite der Berylliumplatten: 2,7 cm), so daß die heterogene Anordnung der Abb. 7.1 sich aus neutronenphysikalischer Sicht eher als homogenisierte Mischung darstellt. Auch die im homogenisierten Fall berechnete Leistungsdichte der Keramik stimmt mit jener überein, die sich im heterogenen Fall durch eine entsprechend vorgenommene Mittelung ergibt (Tab. 7.3). Mit anderen Worten: die Leistungsdichte, die sich für die Keramik in der homogenisierten Mischung ergibt, stimmt mit der Leistungsdichte überein, die sich für die Keramik in der heterogenen Anordnung ergibt, wenn sie entsprechend ihrem anteilmäßigen Volumen über die betreffende Zone gemittelt wird.

	heterogen (2d)	schrittweise homogenisiert		
		I Kühlkanäle + Be-Umhüllung	II Berylliumplatten + Keramikspalte	III Zonen Z1, Z2 (1d)
M	1,67	1,68	1,68	1,67
T	1,36	1,36	1,36	1,35

Tab. 7.1: Heterogenitätseffekt für die Neutronenmultiplikation M und die Tritiumbrutrate T im keramischen Feststoffblanket

Fall	Stahl	Beryllium	Brutkeramik	Zone
I	8,3	85,0	-	Be-Platten
II	6,5	66,0	22,2	Beryllium/Keramik-Zone
III	8,0	40,0	52,0	Zone Z2
	11,6	-	64,8	Zone Z 1

Tab. 7.2: Volumenanteile [ % ] der Materialkomponenten in den jeweils neu homogenisierten Zonen

	heterogen (2d)	homogen (1d)
Zone Z1	17,7	17,0
Zone Z2	15,9	16,8
Keramikspalte	12,4	12,4

Tab. 7.3: Vergleich der heterogen und homogen berechneten Leistungsdichte [ $\text{W}/\text{cm}^3$ ] in der Brutkeramik

Allerdings ergeben sich im Bereich der Vorderseite der Berylliumplatten (Zone Z1, Z2, s. Abb. 7.1) geringfügige Unterschiede in den ermittelten Leistungsdichten (Tab. 7.3), die auch mit entsprechenden Unterschieden in den dort berechneten Tritiumproduktionsraten korrespondieren. Dies begründet sich darin, daß im heterogenen Fall Neutronen aus den Berylliumplatten der Zone Z 2 (s. Abb. 7.1) durch Rückstreuung direkt in die "berylliumfreie" Zone Z1 gelangen können, wo sie in der Brutkeramik absorbiert werden. Im homogenisierten Fall ist dieser Übergang weniger wahrscheinlich, da die homogenisierte Mischung in der Zone Z2 auch Brutkeramik enthält und es schon dort zur Absorption kommen kann. Dementsprechend wird die Tritiumproduktionsrate, und damit auch die Leistungsdichte, durch die homogenisierte Rechnung in der Zone Z2 leicht überschätzt, in der Zone Z1 dagegen leicht unterschätzt. Die Effekte sind jedoch so geringfügig (und die betreffenden Zonenabmessungen so klein), daß sie kaum von Bedeutung sind und weder für die Tritiumbrutrate noch für die Leistungserzeugung eine Rolle spielen. Allerdings zeigt sich hierbei, daß Heterogenitätseffekte lokal durchaus eine Rolle spielen können, insbesondere an der Grenzfläche zwischen absorbierenden (Brutkeramik) und nicht absorbierenden (Beryllium) Materialanordnungen.

## 7.2 Neutronenstreaming durch Blanketsektorenspalte

Das Problem des "Neutronenstreamings" durch die Spalte benachbarter Blanket-sektoren wurde für die innere Torusseite kürzlich in einem zweidimensionalen Modell untersucht /Fi 88d, Fi 88e/. Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Neutronenstreamingeffekt und sein Einfluß auf das Abschirmvermögen des Systems Blanket/Vakuumgefäß im vollständigen dreidimensionalen Torussektormodell

behandelt (Abschn. 5.9.1 u. 5.9.2). In diesem Abschnitt soll nun untersucht werden, inwieweit die zweidimensionale Behandlung des Streamingproblems dem tatsächlichen Phänomen gerecht werden kann. Wir beschränken uns dabei auf die innere Torusseite und benutzen wiederum für das Blanket den Entwurf des keramischen Feststoffblankets; wie in Abschn. 5.9 soll eine Spaltbreite von 2,5 und 4 cm zugrunde gelegt werden. Abb. 7.2 zeigt das in der zweidimensionalen Behandlung benutzte Modell, das dem tatsächlichen Torussektormodell in der Torusmittelebene entspricht, die poloidale Richtung aber nicht berücksichtigt. Tatsächlich ist dieses Modell gut geeignet, den Neutronenstreamingeffekt in den Blanketsegmentspalten zu untersuchen, doch bleibt hierbei der Einfluß der Tokamakgeometrie und der räumlichen Plasmaquellverteilung unberücksichtigt.

Aus den Ausführungen in Abschn. 5.9 ist aber bekannt, daß die räumliche Plasmaquellverteilung den Streamingeffekt maßgeblich beeinflusst, so daß es beispielsweise zu einem Neutronenstreaming in radial-poloidale Richtung kommt. Die auf das Vakuumgefäß auftreffende Neutronenstrahlung erhöht sich dann in Abhängigkeit von der poloidalen Höhe in unterschiedlichem Ausmaße (vgl. hierzu die entsprechenden poloidalen Profile der totalen Neutronenflußdichte an der Vorderseite des Vakuumgefäßes, (Abb. 5.22a auf Seite 107).

Tatsächlich wird die durch den Streamingeffekt bewirkte Erhöhung der Neutronenflußdichte an der Vorderseite des Vakuumgefäßes im zweidimensionalen Modell stark überschätzt (Tab. 7.4). Die im Segmentspalt in poloidal-radialer Richtung strömenden Neutronen führen folglich nicht nur zu einer Abflachung der poloidalen Profile (vgl. Abschn. 5.9), sondern auch zu einer insgesamt geringeren auf das Vakuumgefäß auftreffenden Neutronenstrahlung (vgl. hierzu die poloidalen Mittelwerte für die Neutronenflußdichte mit den im zweidimensionalen Modell ermittelten Werte, Tab. 7.4).

Für die das Vakuumgefäß durchdringende Strahlung ist die Winkelausrichtung der auf das Vakuumgefäß auftreffenden Neutronenstrahlung von entscheidender Bedeutung. Im Falle des 2,5 cm-Spaltens bewirkt der Streamingeffekt keine nennenswerte Änderung der Winkelausrichtung (Abschn. 5.9), so daß einerseits die sich an der Vorderseite des Vakuumgefäßes einstellende Erhöhung der Neutronenflußdichte sich - unabhängig von der poloidalen Höhe - über das ganze Vakuumgefäß fortpflanzt, andererseits die sich im zweidimensionalen Modell ergebende Überschätzung ebenfalls erhalten bleibt (Tab. 7.4). Im Falle des 4 cm-Spaltens bewirkt der poloidal-radiale Streamingeffekt jedoch eine deutliche

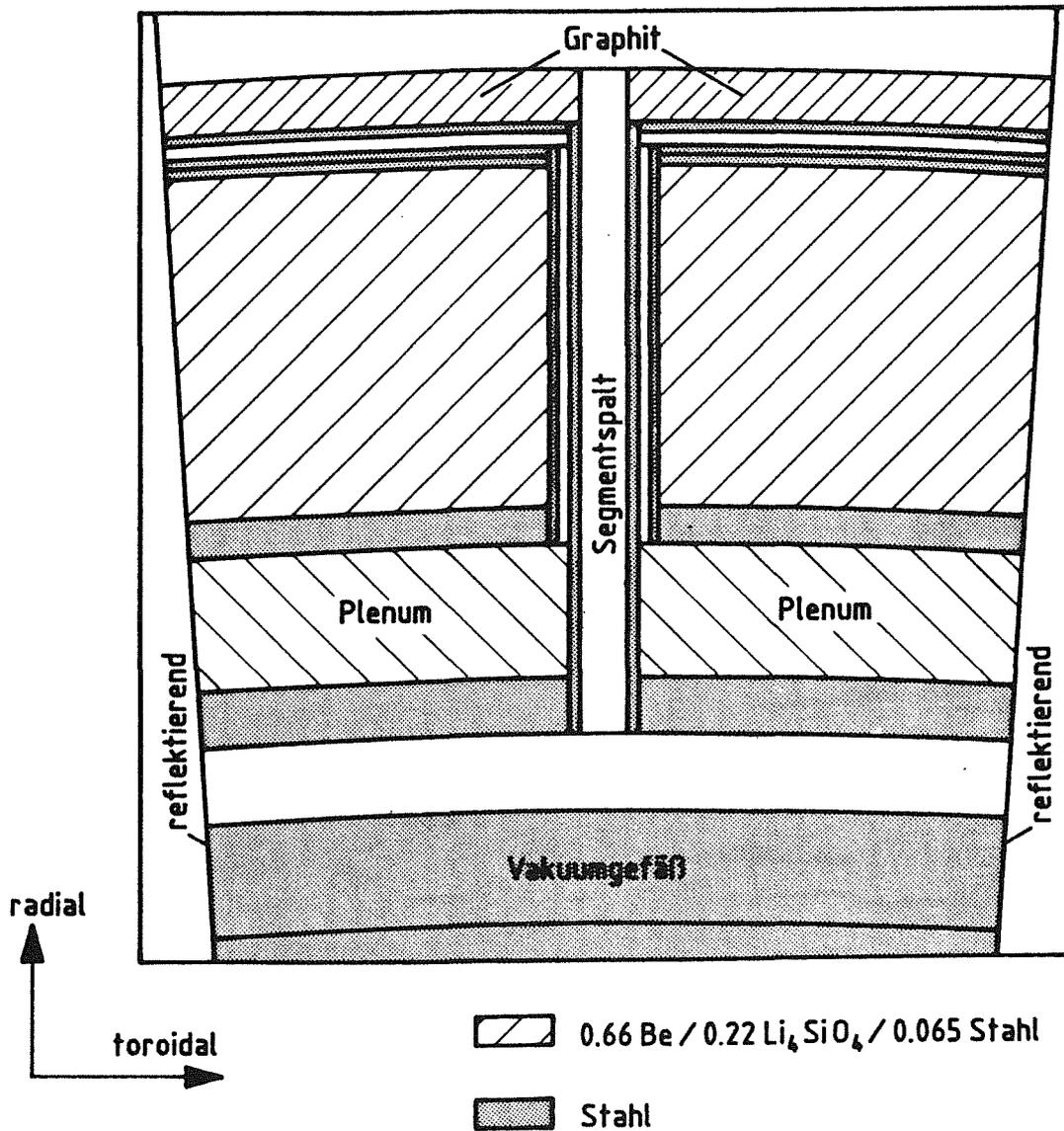


Abb. 7.2: Zweidimensionales Modell zur Analyse des Neutronenstreamingeffekts im Segmentspalt benachbarter Blanketsektoren (keramisches Feststoffblanket)

Änderung in der Winkelausrichtung der auf das Vakuumgefäß auftreffenden Neutronenstrahlung, so daß die sich einstellende Erhöhung der Neutronenflußdichte, abhängig von der poloidalen Höhe, quer über das Vakuumgefäß weiter zunimmt (vgl. Abschn. 5.9). Dadurch übersteigt die durch den 4 cm-Spalt bewirkte Erhöhung der nach außen dringenden Neutronenstrahlung im Bereich der mittleren poloidalen Höhe (ca. 150 - 200 cm über der Torusmittelebene) deutlich den im zweidimensionalen Modell berechneten Wert (Tab. 7.4), während im Bereich der Torusmittelebene der umgekehrte Sachverhalt zutrifft. Im poloidalen Mittel ergibt sich für diesen Fall eine gute Übereinstimmung für die durch den 4 cm-Spalt bewirkte Erhöhung der nach außen dringenden Neutronenstrahlung.

Für die zweidimensionale Behandlung des Neutronenstreamingeffektes in den Blanketsegmentspalten läßt sich somit feststellen, daß die durch den Spalt bewirkte Erhöhung der das Vakuumgefäß durchdringenden Neutronenstrahlung in der Torusmittelebene eher überschätzt wird, daß dies aber nicht unbedingt für den poloidalen Mittelwert gilt. Die in größeren poloidalen Höhen auftretenden Erhöhungen der Neutronenstrahlung können darüberhinaus die im zweidimensionalen Modell ermittelten Werte bei weitem übersteigen. Für die Behandlung des Neutronenstreamingproblems und dessen Einfluß auf das Abschirmvermögen des Systems Blanket/Vakuumgefäß ist folglich eine Berücksichtigung der Tokamakgeometrie in einem vollständigen dreidimensionalen Torussektormodell erforderlich.

	3d-Modell (Torussektor)		2d-Modell	
	2,5 cm-Spalt	4 cm-Spalt	2,5 cm-Spalt	4 cm-Spalt
Vorderseite Vakuumgefäß				
poloidal gemittelt	+ 9 %	+ 17 %	+ 20 %	+ 38 %
Torusmittelebene	+ 6 %	+ 11 %	-	-
maximale Erhöhung <sup>a)</sup>	+ 14 %	+ 32 %	-	-
Rückseite Vakuumgefäß				
poloidal gemittelt	+ 9 %	+ 31 %	+ 20 %	+ 32 %
Torusmittelebene	+ 10 %	+ 21 %	-	-
maximale Erhöhung <sup>a)</sup>	+ 16 %	+ 57 %	-	-

**Tab.7.4:** Einfluß des Segmentspaltes auf die totale Neutronenflußdichte an der Vorder- und Rückseite des Vakuumgefäßes; Vergleich zwei- und dreidimensional berechneter Werte

a) Die maximal durch den Segmentspalt bewirkte Erhöhung tritt bei einer - bezüglich der Torusmittelebene - mittleren poloidalen Höhe (ca. 150 - 200 cm über der Mittelebene) auf, vgl. Abb. 5.25 a u. b auf Seite 115.

## 8. Zusammenfassung und Wertung

Mit Hilfe des Monte Carlo Verfahrens ist es möglich, den komplexen geometrischen Aufbau eines Tokamakreaktors in einer neutronenphysikalischen Transportrechnung in einer realistischen Darstellung zu beschreiben. Dies kann in einem dreidimensionalen Torussektormodell erfolgen, das alle maßgeblichen Reaktorkomponenten - Vakuumkammer, Blanketsegmente, Vakuumgefäß, Divertoren, Stopfen, Öffnungen, Kanäle etc. - in einer adäquaten Darstellung enthält. Auf der Basis des Monte Carlo Transportverfahrens können in diesem Modell alle Phänomene und Eigenschaften, die für die neutronenphysikalische Behandlung des Tokamakreaktors von Bedeutung sind, in geeigneter Weise beschrieben werden.

Ausgehend von der räumlichen Verteilung der Neutronenquellendichte in der Vakuumkammer, die durch eine entsprechende Wahrscheinlichkeitsverteilung der 14-MeV-Quellneutronen beschrieben wird, kann auf diese Weise die räumliche und energetische Verteilung der Neutronen in den einzelnen Reaktorkomponenten, die dort stattfindenden Kernreaktionen, sowie die dort erzeugte  $\gamma$ -Strahlung einschließlich ihrer räumlichen und energetischen Verteilung, bestimmt werden. Für eine ausreichende statistische Genauigkeit der zu berechnenden neutronenphysikalischen Größen, wie beispielsweise der räumlichen (und/oder energetischen) Verteilung der Neutronenflußdichte oder der Leistungsdichte, müssen dabei typischerweise 100 000 - 150 000 Quellneutronen berücksichtigt werden. Die Anwendung der "nicht-analogen" Monte Carlo Technik ermöglicht es darüberhinaus, das Schicksal der Neutronen und Photonen durch das Blanket und das sich anschließende Vakuumgefäß hindurch zu verfolgen. Dabei erweist sich das im angewandten Monte Carlo Programm MCNP verfügbare, geometrieabhängige "Teilchensplittingverfahren", bei dem ein "physikalisches" Teilchen, entsprechend der vorgenommenen Wahl seiner Gewichte, geometrieabhängig in mehrere "Monte Carlo Teilchen" aufgeteilt wird, als sehr zuverlässig und physikalisch einsichtig.

In der neutronenphysikalischen Behandlung eines Torussektors zeigen sich charakteristische Phänomene, die durch die Tokamakgeometrie bedingt sind und in einer wechselseitigen Beziehung auch von den neutronenphysikalischen Eigenschaften der Blanketvarianten abhängen. Für die direkte 14-MeV-Neutronenstromdichte an der ersten Wand und der daraus abgeleiteten Neutronenwandbelastung ergibt sich eine poloidale Verteilung, die maßgeblich durch die

räumliche Plasmaquellverteilung bestimmt wird: ausgehend von der Torusmittelebene nimmt die 14-MeV-Neutronenstromdichte an der ersten Wand mit der poloidalen Höhe ab. Entsprechend der räumlichen Anordnung der Blanketsegmente, ebene Anordnung auf der inneren Torusseite, "Umschließung" des Plasmas auf der äußeren Torusseite, ergibt sich dabei auf der inneren Torusseite ein steileres poloidales Profil als auf der äußeren. Im Hinblick auf eine vereinfachte neutronenphysikalische Behandlung in eindimensionaler Geometrie ist hierbei von Bedeutung, daß sich diese poloidalen Profile auch mit einer "Punktquelle" in der Torusmittelebene erzeugen lassen. Gegenüber der 14-MeV-Neutronenstromdichte ist die poloidale Verteilung der totalen Neutronenflußdichte an der ersten Wand bedeutend flacher, da diese - unabhängig von deren Energie - auch die im Blanket schon vielfach gestreuten Neutronen beinhaltet. Damit ist die Neutronenflußdichte an der ersten Wand empfindlich von dem benutzten Blankettyp abhängig; dies gilt sowohl für deren poloidale als auch deren energetische Verteilung. Die totale Neutronenflußdichte übersteigt dabei die direkte 14-MeV-Neutronenstromdichte an der ersten Wand typischerweise um eine Größenordnung.

Im Blanket selbst ändern sich die poloidalen Profile der Neutronenflußdichte in Abhängigkeit von der radialen Position in charakteristischer Weise: auf der inneren Torusseite ergibt sich ein mit der Blankettiefe zunehmend steileres poloidales Profil, auf der äußeren Torusseite dagegen ein eher "abgesättigtes" Profil. Das Ausmaß dieser Variationen hängt wiederum wesentlich von den neutronenphysikalischen Eigenschaften der Blanketvarianten ab. Im Hinblick auf eine in radiale Richtung durchgeführte eindimensionale Transportrechnung führt dies zur wichtigen Konsequenz, daß die radiale Verteilung der Neutronenflußdichte sich mit der poloidalen Höhe signifikant ändert. Entsprechend gilt dies auch für die radiale Leistungsdichteverteilung, die eine grundlegende Eingangsgröße für die thermohydraulische Blanketauslegung darstellt.

Auch im Vakuumgefäß wird die radiale Verteilung der Neutronenflußdichte maßgeblich von der globalen Tokamakgeometrie beeinflusst. Auf der inneren Torusseite setzt sich dabei das im inneren Blanketsegment festgestellte Verhalten fort: das poloidale Profil der Neutronenflußdichte wird mit zunehmender Eindringtiefe steiler, in der Torusmittelebene ergibt sich ein deutlich ausgeprägtes Maximum. Auf der äußeren Torusseite ergibt sich aufgrund der dortigen geometrischen Konfiguration im Vakuumgefäß, ausgehend von der Torusmittelebene, eine mit der poloidalen Höhe zunehmende Neutronenflußdichte. Das Maximum

ergibt sich dort in Höhe der Divertoröffnung, wo die Neutronenstrahlung das Vakuumgefäß auf direktem Wege erreichen kann, ohne das Blanket durchdringen zu müssen.

Als maßgebliche Größe zur Beurteilung der Abschirmwirkung erweist sich für den NET-Reaktor die im Epoxyglasisolator der supraleitenden Toroidalfeldmagnetspulen deponierte Strahlendosis, für die sich eine ähnliche poloidale Verteilung wie für die das Vakuumgefäß durchdringende Neutronenstrahlung ergibt. Das Abschirmvermögen des Systems Blanket/Vakuumgefäß wird auch durch Neutronenstreamingeffekte in den Segmentspalten zwischen den Blanketsektoren beeinträchtigt: dies führt einerseits zu einer höheren Beaufschlagung des Vakuumgefäßes durch die auftreffende Neutronenstrahlung, andererseits zu einer stärker nach vorwärts ausgerichteten Winkelverteilung mit einer entsprechend erhöhten "Durchdringungskraft" dieser Strahlung. Die das Vakuumgefäß durchdringende Neutronenstrahlung erhöht sich somit aufgrund des Segmentspaltes wesentlich stärker als die auf das Vakuumgefäß auftreffende. Dieser Effekt hängt nicht nur von der Spaltbreite ab, sondern auch von der poloidalen Höhe. Die globale Tokamakgeometrie, einschließlich der räumlichen Plasmaquellverteilung, hat somit einen signifikanten Einfluß auf den Streamingeffekt in den Segmentspalten: es ergibt sich ein "Neutronenstreaming" in poloidal-radiale Richtung, was schließlich zu einer bescheidenen Abflachung des poloidalen Profils der Neutronenflußdichte im Bereich des Vakuumgefäßes führt.

In der behandelten Tokamakgeometrie des NET-Reaktors läßt sich nur mit dem keramischen Feststoffblanket ein "Netto-Tritiumbrüten" erreichen, für das wäßrige LiOH-Blanket ist dies prinzipiell ausgeschlossen, während das selbstgekühlte Flüssigmetallblanket hierfür lediglich eine größere Blanketdicke benötigt. Es ergibt sich für das Flüssigmetallblanket mit Lithiummetall eine höhere Tritiumbrutrate als für die Variante mit dem Pb-17Li-Eutektikum.

Zweidimensionale Modelle eignen sich im Rahmen der neutronenphysikalischen Auslegung zur Lösung spezieller Probleme: heterogene Anordnungen von Brutmaterialien, Neutronenmultipliern und Strukturmaterialien können beispielsweise in der dreidimensionalen Rechnung nicht berücksichtigt werden, können aber in einer zweidimensionalen Darstellung analysiert werden. Neutronenstreamingeffekte in toroidalen Blanketsegmentspalten können zwar in einer zweidimensionalen (radial-toroidalen) Darstellung behandelt werden, doch ist

diese Behandlung nicht hinreichend, da der tatsächlich auftretende poloidal-radiale Streamingeffekt hierbei nicht erfaßt werden kann.

Für die routinemäßige Anwendung in neutronenphysikalischen Auslegungsrechnungen des Blankets und des Abschirmsystems ist das beschriebene Monte Carlo Transportverfahren in einem dreidimensionalen Torussektormodell im allgemeinen zu aufwendig. Man beschränkt sich meist auf ein vereinfachtes Verfahren, das den Tokamakreaktor in eindimensionaler geometrischer Darstellung annähert. In diesem Modell - eindimensionales poloidales Modell genannt - wird die Transportrechnung in radialer Richtung in der Torusmittelebene durchgeführt. Dabei werden die äußere und die innere Torusseite als unendlich ausgedehnte konzentrisch angeordnete Zylinderringe mit der Torusachse als Symmetrieachse dargestellt, während die Plasmaquelle sich gleichförmig in einem dazwischen eingebetteten Zylinderring verteilt.

Für dieses eindimensionale Modell ist eine konsistente Normierung in dem Sinne möglich, daß die Wandbelastung durch die auftreffenden 14-MeV-Quellneutronen auf der äußeren und inneren Torusseite im Mittel mit der dortigen tatsächlichen Wandbelastung übereinstimmt, die sich als poloidaler Mittelwert aus der dreidimensionalen Rechnung in der Tokamakgeometrie ergibt. Dabei ist die räumliche Verteilung der Plasmaquelle im eindimensionalen poloidalen Modell ziemlich unerheblich: es genügt, eine "Punktquelle" in der Vakuumkammer in radialer Richtung so zu plazieren, daß sich für die äußere und innere erste Wand die in der dreidimensionalen Rechnung ermittelte Auftreffwahrscheinlichkeit ergibt. Wählt man darüberhinaus statt einer isotropen Quellverteilung eine Plasmaquelle, die 14-MeV-Neutronen mit einer Gleichverteilung in radial-toroidale Richtung emittiert, nicht jedoch in poloidale Richtung (die sich in dieser eindimensionalen Darstellung bis ins Unendliche fortsetzt), so erhält man auch für den mittleren Einfallswinkel (bzw. dessen Kosinus) der auf die erste Wand auftreffenden 14-MeV-Neutronen den Wert, der sich als poloidaler Mittelwert für die äußere und die innere Torusseite in der dreidimensionalen Rechnung ergibt.

Mit dieser anisotropen "Punktquelle" ist es im eindimensionalen poloidalen Modell im allgemeinen möglich, die radialen Profile der Neutronenflußdichte und der Leistungsdichte im Blanket im poloidalen Mittel in guter Näherung zu reproduzieren. Insofern kann eine einfache eindimensionale Rechnung eine aufwendige dreidimensionale Rechnung in der tatsächlichen Tokamakgeometrie re-

präsentieren. Für die innere Torusseite gilt dies auch im Bereich des Vakuumgefäßes: auch dort gibt die eindimensionale Rechnung die radialen Profile der Neutronenflußdichte und der Leistungsdichte gut wieder. Auf der äußeren Torusseite ist dies nicht der Fall, da aufgrund der Tokamakgeometrie die Neutronenflußdichte (und entsprechend die Leistungsdichte) dort, ausgehend von der Torusmittelebene, mit der poloidalen Höhe zunimmt, so daß die poloidalen Mittelwerte im dortigen Vakuumgefäß höher sind als die Werte in der Torusmittelebene. Eindimensionale Rechnungen in den geometrischen Abmessungen der Torusmittelebene können die poloidalen Mittelwerte im Vakuumgefäß der äußeren Torusseite dadurch nicht reproduzieren.

Abschirmrechnungen im eindimensionalen poloidalen Modell sind nicht in der Lage, die Maximalwerte der das Vakuumgefäß durchdringenden Strahlung zu bestimmen, was von einer Abschirmrechnung andererseits zu fordern ist. Dies gilt sowohl für die äußere Torusseite, wo sich die Maximalwerte in Höhe der Divertoröffnungen ergeben (was von der eindimensionalen Rechnung ohnehin nicht nachvollzogen werden kann), als auch für die innere Torusseite, wo sich die Maximalwerte in der Torusmittelebene einstellen. Abschirmrechnungen im eindimensionalen poloidalen Modell, wie sie routinemäßig zur Auslegung und Optimierung der Abschirmung auf der inneren Torusseite durchgeführt werden, sind daher mit einem Sicherheitsfaktor zu beaufschlagen; im Falle der üblich benutzten isotropen Quelle ist für die innere Torusseite dabei von einem Faktor 2 auszugehen.

Für die Tritiumbrutrate ergibt sich im eindimensionalen poloidalen Modell, abhängig vom Blankettyp, eine Überschätzung um 20 bis 40%. Die Höhe dieser Überschätzung hängt entscheidend von den neutronenphysikalischen Eigenschaften des Blankets ab, nämlich seinem Reflexions- und Moderationsvermögen, und ist insbesondere beim selbstgekühlten Pb-17Li-Flüssigmetallblanket sehr hoch anzusetzen. Auf der Basis eindimensionaler Transportrechnungen lassen sich folglich keine gesicherten Aussagen über das tatsächliche Brutvermögen eines Blanketentwurfs machen. Hierzu ist eine dreidimensionale Rechnung in der tatsächlichen Tokamakgeometrie notwendig.

Analog zur überhöht berechneten Tritiumbrutrate wird auch die im Blanket erzeugte Leistung im eindimensionalen poloidalen Modell überhöht berechnet. Da auf der anderen Seite die Leistungserzeugung im Vakuumgefäß und in sonstigen Reaktorkomponenten unterschätzt wird bzw. modellbedingt nicht berück-

sichtigt werden kann, kommt es zu kompensatorischen Effekten, die dazu führen, daß die im Reaktor insgesamt erzeugte Leistung im eindimensionalen Modell recht gut abgeschätzt wird.

Das eindimensionale poloidale Modell besitzt mithin Eigenschaften, die seinen Einsatz für routinemäßige Auslegungsrechnungen rechtfertigen: bezüglich der radialen Verteilung der Leistungsdichte und der Neutronenflußdichte im Blanket kann damit näherungsweise eine dreidimensionale Rechnung in der tatsächlichen Tokamakgeometrie repräsentiert werden, sofern die Plasmaquelle in konsistenter Weise normiert und auch ihre Richtungsabhängigkeit entsprechend berücksichtigt wird. In bezug auf das Brut- und Abschirmvermögen können eindimensionale Rechnungen im poloidalen Modell zur Richtungsorientierung dienen, an die sich dann als letztendliche Überprüfung eine dreidimensionale Rechnung in der tatsächlichen Tokamakgeometrie anschließt.

## 9. Literaturverzeichnis

- /Abd 75/ M.A. Abdou, C.W. Maynard: Calculational Methods for Nuclear Heating - Part I: Theoretical and Computational Algorithmus, Nucl. Science and Engineering 56 (1975), 360 - 380
- /Abd 82/ M.A. Abdou: Tritium Breeding in Fusion Reactors, Proc. Int. Conference on Nuclear Data for Science and Technology, Antwerp, Belgium, 6 - 10 September 1982, 293 - 312
- /Ark 88/ J.J. Arkuszewski, J.F. Jaeger: Shielding Performance of the NET Vacuum Vessel, PSI-Bericht Nr. 12, Aug. 1988
- /Bar 89/ L. Barleon, V. Casal, L.L. Lenhart, A. Sterl: MHD-Strömung in flüssigmetallgekühlten Blankets, KfK-Nachrichten Nr. 4/89, 224 - 231
- /BCSS/ M.A. Abdou et al.: Blanket Comparison and Selection Study (Interim Report), ANL/FPP/TM-177 (1983)
- /Bog 87/ W.F. Bogaerts, M.J. Embrechts, R. Waeben: Application of the Aqueous Self-cooled Blanket Concept to a Tritium Producing Shielding Blanket for NET, EUR-FU/XII-80/87/75, 1987
- /Boj 88/ E. Bojarsky, U. Fischer, G. Reimann, H. Reiser, R. Brook, R. Diethelm, S.E. Schweizer: Auslegungsstudie über wasser- und gasgekühlte Outboard-Abschirmblankets für NET, KfK-4434 (1988)
- /Bri 86/ J.F. Briesmeister (Ed.): MCNP - A General Monte Carlo Code for Neutron and Photon Transport, Version 3A, Report LA-7396-M, Rev. 2, Sept. 1986
- /Cha 88/ M. Chazalon, W. Dänner, B. Libin: Blanket Testing in NET, Proc. 15th Symposium on Fusion Technology, Utrecht, The Netherlands, 19 - 23 September 1988, Vol. I, 115 - 124
- /Dä 87a/ W. Dänner, The NET-Team, persönliche Mitteilung (1987)

- /Dä 87b/ W. Dänner: The Shielding Properties of the Vacuum Vessel, NET/87/IN-022, 16/6/87
- /Dal 88/ M. Dalle Donne, U. Fischer, M. Küchle, G. Schumacher, G. Sordon, E. Bojarsky, P. Norajitra, H. Reiser, H.D. Baschek, E. Bogusch: Pebble Bed Canister: The Karlsruhe Ceramic Breeder Blanket Design for the Next European Torus, Fusion Technology 14 (3), 1988, 1357 - 1388
- /Dal 89/ M. Dalle Donne, U. Fischer, M. Küchle, G. Schumacher, G. Sordon, E. Bojarsky, P. Norajitra, G. Reimann, H. Reiser, H.D. Baschek, E. Bogusch: Das Konzept eines Feststoffblankets mit Helium-Kühlung, KfK-Nachrichten Nr. 4/89, 232 - 238
- /Dav 58/ B. Davison: Neutron Transport Theory, Oxford University Press, Oxford 1958
- /El 87/ T. Elfruth et al.: The Neutron Multiplication of Lead at 14 MeV Neutron Incidence Energy, Atomkernenergie - Kerntechnik 49 (1987), 121 - 125
- /Eng 67/ W.W. Engle: A User's Manual for ANISN, a One-dimensional Discrete Ordinates Transport Code with Anisotropic Scattering, Report K-1693, Union Carbide Corporation (1967)
- /Eng 86/ F. Engelmann: Concept and Parameters of NET, Report EUR-FU/XII-80/86/64, Oct. 1986
- /Fi 87/ U. Fischer: Multi-dimensional Neutronics Analysis of the "Canister Blanket" for NET, KfK-4255 (1987)
- /Fi 88a/ U. Fischer: Optimal Use of Beryllium for Fusion Reactor Blankets, Fusion Technology 13 (1), 1988, 143 - 152
- /Fi 88b/ U. Fischer: Multi-dimensional Neutronics Analyses in the Double Null Configuration of NET, Proc. First International Symposium on Fusion Nuclear Technology, Tokyo, Japan, April 10 - 19, 1988, Part C, 187 - 193

- /Fi 88c/ U. Fischer, A. Schwenk-Ferrero, E. Wiegner: Neutron Multiplication in Lead: A Comparative Study Based on a New Computational Procedure and New Nuclear Data, Proc. First Int. Symposium on Fusion Nuclear Technology, Tokyo, Japan, April 10 - 19 (1988), Part C, 139 - 144
- /Fi 88d/ U. Fischer: Monte Carlo Shielding Calculations in the Double Null Configuration of NET, KfK-4411 (1988)
- /Fi 88e/ U. Fischer: Monte Carlo Shielding Analyses in the Double Null Configuration of NET, Proc. 15<sup>th</sup> Symposium on Fusion Technology, Utrecht, The Netherlands, 19 - 23 September, 1988, 1117 - 1123
- /Fus 81/ E. Teller (Ed.): Fusion, Vol. 1, Parts A and B, Academic Press, New York 1981
- /Fus 89/ Fusion Directorate / The Commission of the European Countries: The Status of Tokamak Physics and Implications for the Next Step, Report STC-89-D-111, Brussels, Feb. 1989
- /Gal 87/ M. Gallina, L. Petrizzi, V. Rado: 3D Monte Carlo Neutronic Analysis of the NET-DN Water Cooled LiPb Blanket, ENEA Frascati, Nov. 1987
- /Gal 88/ M. Gallina, L. Petrizzi, V. Rado: 3D Monte Carlo Analysis of the NET Shielding System, ENEA Frascati, Nov. 1988
- /Ger 89/ F. Gervaise: Monte Carlo Calculations for Evaluation of the Tritium Breeding Ratio in LiPB. Double Null Configuration of DEMO. DEMA 89/066, SERMA/1062, CEA Saclay, 1989
- /Gie 86/ P. Gierszewski, L. Deutsch, M. Embrechts, D. Steiner: A Low-risk Aqueous Lithium Salt Blanket for Engineering Test Reactors, Proc. 14<sup>th</sup> Symposium on Fusion Technology, Avignon, France, 8 - 12 September 1986, 1217 - 1222
- /Gre 68/ H. Greenspan, C.N. Kelber, D. Okrent (Ed.): Computational Methods in Reactor Physics, Gordon and Breach Science Publishers, New York 1968

- /Gre 85/ E. Greenspan, P. Levin, A. Kinrot: Optimal Shield Concepts for Experimental Fusion Devices, Fusion Technology 8 (1985), 1026 - 1031
- /Gru 86/ H. Gruppelaar: Status of the European Fusion File, IAEA Advisory Group Meeting on Nuclear Data for Fusion Reactor Technology, Dresden, December 1 - 6, 1986
- /Gru 88/ H. Gruppelaar: Status of the European Fusion File, Int. Conference on Nuclear Data for Science and Technology, Mito, Japan, May 30 - June 3, 1988
- /Har 88/ R.S. Hartley, N.E. Hertel, J.W. Davidson: Neutron Leakage Multiplication from Beryllium Spheres, Proc. First Int. Symposium on Fusion Nuclear Technology, Tokyo, Japan, April 10 - 19 (1988), Part C, 133 - 138
- /Kü 87/ M. Küchle, E. Bojarsky, S. Dorner, U. Fischer, J. Reimann, H. Reiser: Potential and Problems of an Aqueous Lithium Salt Solution Blanket for NET, KfK-4271 (1987)
- /Mai 88/ Ch. Maisonnier, R. Toschi: Overview of the European Fusion Programme, Proc. First Int. Symposium on Fusion Nuclear Technology, Tokyo, Japan, April 10 - 19 (1988), Part A, 3 - 8
- /Mal 88a/ S. Malang, K. Arheidt, L. Barleon, H.U. Borgstedt, V. Casal, U. Fischer, W. Link, J. Reimann, K. Rust, G. Schmidt: Self-Cooled Liquid Metal Blanket Concept, Fusion Technology 14 (3), 1988, 1343 - 1356
- /Mal 88b/ S. Malang, K. Arheidt, U. Fischer: Test Module in NET for a Self-Cooled Liquid Metal Blanket Concept, Proc. 15<sup>th</sup> Symposium on Fusion Technology, Utrecht, The Netherlands, 19 - 23 September 1988, 1223 - 1228
- /Mal 89/ S. Malang, K. Arheidt, V. Casal, H. John, R. Möller, J. Reimann, H.U. Borgstedt, H. Deckers, P. Norajitra, H. Reiser, U. Fischer: Das Konzept eines Brutblankets mit der eutektischen Blei-Lithium Legierung Pb-17Li als Brutstoff und Kühlmittel, KfK-Nachrichten Nr. 4/89, 213 - 223

- /Mei 83/ W.R. Meier: Neutron Leakage Through Fusion Chamber Ports: A Comparison of Lithium and Lead-Lithium Blankets, Nucl. Techn./Fusion 3 (1983), 385 - 391
- /Mau 84/ W. Maurer: Neutron Irradiation Effects on Superconducting and Stabilizing Materials for Fusion Magnets, KfK-3733 (1984)
- /Mau 85/ W. Maurer: Neutron and Gamma Irradiation Effects on Organic Insulating Materials for Fusion Magnets, KfK-3974 (1985)
- /NET 85/ Next European Torus, Status Report 1985, NET Report 51, CEC Brussels, 1985
- /NET 88/ Next European Torus (NET), Fusion Technology, 14 (1), 1 - 246 (1988)
- /NUW 79/ B. Badger et al.: NUWMAK, A Tokamak Reactor Design Study, UWFD-330, University of Wisconsin (1979)
- /Pav 88/ A. Pavlik, H. Vonach: Evaluation of the Angle Integrated Neutron Emission Cross Sections From the Interaction of 14 MeV Neutrons With Medium and Heavy Nuclei, Universität Wien, Institut für Radiumforschung und Kernphysik, 1988
- /Per 85/ S.T. Perkins, E.T. Plechaty, R.J. Howerton: A Reevaluation of the  $^9\text{Be}(n, 2n)$  Reaction and Its Effect on Neutron Multiplication in Fusion Blanket Applications, Nuclear Science and Engineering 90, 83 - 98 (1985)
- /Reb 88/ P.H. Rebut, P.P. Lallia: JET Results and the Prospects of Fusion, Proc. 15th Symposium on Fusion Technology, Utrecht, The Netherlands, 19 - 23 September 1988, Vol. I, 1 - 22
- /Sch 86/ A. Schwenk-Ferrero: GANTRAS - A System of Codes for the Solution of the Multigroup Transport Equation with a Rigorous Treatment of Anisotropic Neutron Scattering. Plane and Spherical Geometry, KfK-4163 (1986)

- /Seg 84/ M. Segev: Analysis of the Multiplication of D-T Neutron Sources in Blanket Materials of Fusion Reactors, KfK-3620 (1984)
- /Spe 89/ W. Spears: Demonstration Power Reactor Parameters, NET/IN/89-019, 11/5/89
- /Tak 79/ A. Takahashi, D. Rusch: Fast Rigorous Numerical Method for the Solution of the Anisotropic Neutron Transport Problem and the NITRAN System for Fusion Neutronic Application, Parts I and II, KfK-2832/I, II (1979)
- /Tak 82/ A. Takahashi et al.: Measurement of Neutron Multiplication by Lead Shells and Leakage Spectra from Lithium, Graphite and Stainless Steel Slabs, Proc. 12<sup>th</sup> Symposium on Fusion Technology, Jülich, Fed. Rep. Germany, 13 - 17 Sept. 1982, 687 - 692
- /Tos 88/ R. Toschi: NET and the European Fusion Technology Programme, Proc. 15<sup>th</sup> Symposium on Fusion Technology, Utrecht, The Netherlands, 19 - 23 September (1988), Vol. I, 47 - 62
- /UW 74/ B. Badger et al.: UWMAK-I, A Wisconsin Toroidal Fusion Reactor Design, UWFD-68, University of Wisconsin (1974)
- /Ver 87/ K.A. Verschuur: Poloidal Variation of the NET Blanket Nuclear Response Functions, ECN-87-011 (1987)
- /Vet 88/ J.E. Vetter: Breeding Blanket Development for NET, Proc. 15<sup>th</sup> Symposium on Fusion Technology, Utrecht, The Netherlands, 19 - 23 September 1988, Vol. I, 101 - 114
- /Von 89/ P. Vontobel: Paul Scherrer Institut Villigen, Schweiz, unveröffentlichter Bericht 1989
- /Wes 87/ J. Wesson: Tokamaks, Oxford University Press, Oxford 1987
- /WIT 80/ B. Badger et al.: WITAMIR-1: A Tandem Mirror Fusion Power Plant, UWFD-400, University of Wisconsin (1980)

/You 79/ P.G. Young, L. Stewart: Evaluated Data for  $n + {}^9\text{Be}$  Reactions, Report LA-7932 MS (1979)

/Zag 88/ V.A. Zagryadskii et al.: Calculated Neutron Transport Verifications by Integral 14 MeV Neutron Source Experiments with Multiplying Assemblies, Proc. First Int. Symposium Fusion Nuclear Technology, Tokyo, Japan, April 10 - 19 (1988), Part B, 353 - 358

## 10. Anhang: Toruskoordinaten und Volumenberechnung

Ein Torus mit kreisförmigem Querschnitt läßt sich durch Rotation eines Kreises um eine in der Kreisebene, aber außerhalb des Kreises liegende Achse erzeugen (Abb. A1). Sei  $R$  der Radius des Kreises,  $R_0$  der Abstand des Kreismittelpunktes zur Rotationsachse,  $\phi$  der Rotationswinkel und  $\alpha$  der Kreiswinkel (Abb. A1), dann gilt für den Fall, daß die Rotationsachse mit der  $z$ -Achse des kartesischen Koordinatensystems zusammenfällt:

$$\begin{aligned}x &= (R \cos \alpha + R_0) \cdot \cos \phi \\y &= (R \cos \alpha + R_0) \cdot \sin \phi \\z &= R \cdot \sin \alpha\end{aligned}$$

mit

$$0 \leq \phi \leq 2\pi, \quad 0 \leq \alpha \leq 2\pi, \quad 0 \leq R \leq R_{\max}.$$

Der Torus läßt sich folglich mit den Koordinaten  $R$  (radiale Richtung),  $\phi$  (toroidale Rotation) und  $\alpha$  (poloidale Rotation) beschreiben, die entsprechend das radial-toroidal-poloidale Dreibein festlegen, das zur Charakterisierung der Torusgeometrie üblicherweise benutzt wird.

Das Gesamtvolumen eines Torus ergibt sich in einfacher Weise aus der Kreisfläche  $\pi R^2$  und dem Kreisumfang  $2\pi R_0$

$$V = \pi \cdot R^2 \cdot 2\pi R_0 = 2\pi^2 R_0 \cdot R^2$$

und ist identisch mit dem Volumen eines Zylinders der Grundfläche  $\pi R^2$  und der Höhe  $h = 2\pi R_0$ .

Für die Auswertung der MCNP-Berechnungen benötigen wir die Volumina eines Torussegmentes. Dies macht es erforderlich, das Torusvolumen in Abhängigkeit von den Toruskoordinaten zu berechnen:

$$V = \iiint_V dV = \iiint_V dx dy dz = \iiint_V |D| dR d\alpha d\phi$$

Hierin ist  $|D|$  die Determinante der Transformationsmatrix:

$$|D| = \begin{vmatrix} \frac{\partial x}{\partial R} & \frac{\partial x}{\partial \alpha} & \frac{\partial x}{\partial \phi} \\ \frac{\partial y}{\partial R} & \frac{\partial y}{\partial \alpha} & \frac{\partial y}{\partial \phi} \\ \frac{\partial z}{\partial R} & \frac{\partial z}{\partial \alpha} & \frac{\partial z}{\partial \phi} \end{vmatrix}$$

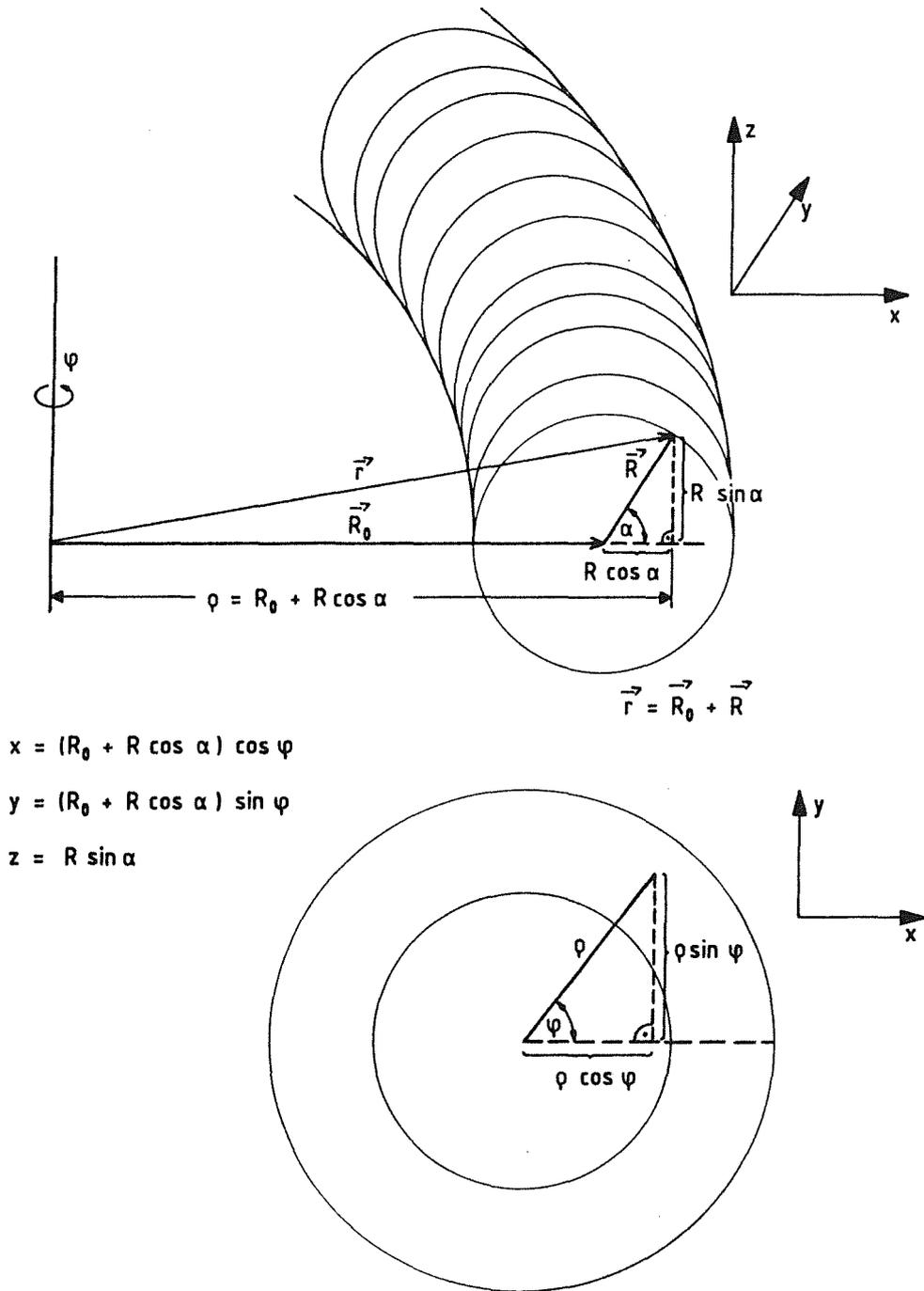


Abb. A1: Die Toruskoordinaten

die sich zu  $|D| = R (R_0 + R \cos \alpha)$  ergibt. Für das Torusvolumen gilt hiermit:

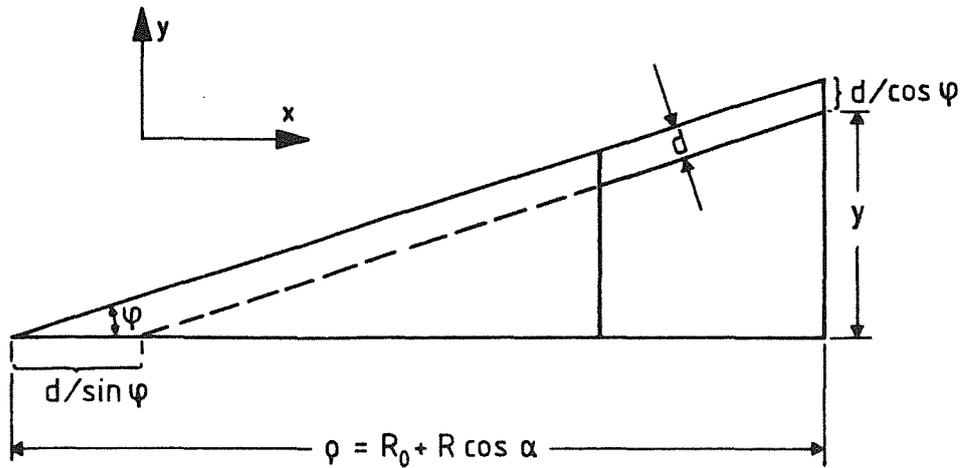
$$\begin{aligned}
 V &= \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^R R (R_0 + R \cos \alpha) dR da d\phi \\
 &= \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \left( \frac{R_0 R^2}{2} + \frac{R^3}{3} \cdot \cos \alpha \right) da d\phi \\
 &= \int_0^{2\pi} \frac{R_0 \cdot R^2}{2} \cdot 2\pi d\phi \\
 &= 2\pi^2 \cdot R_0 \cdot R^2 ,
 \end{aligned}$$

was mit dem obigen Resultat übereinstimmt.

Für das Volumen eines Torussegmentes gilt nun:

$$\begin{aligned}
 \Delta V &= \int_{R_1}^{R_2} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \int_{\phi_1}^{\phi_2} R (R_0 + R \cos \alpha) d\phi da dR \\
 &= \Delta\phi \left\{ \int_{R_1}^{R_2} \left[ R R_0 \cdot \Delta\alpha + R^2 (\sin \alpha_2 - \sin \alpha_1) \right] dR \right\} \\
 &= \Delta\phi \left\{ \frac{R_0}{2} (R_2^2 - R_1^2) \cdot \Delta\alpha + \frac{R_2^3 - R_1^3}{3} (\sin \alpha_2 - \sin \alpha_1) \right\}
 \end{aligned}$$

Das Volumen eines Torussegmentes setzt sich folglich aus zwei Termen zusammen, deren Bedeutung anhand folgender Überlegung klar wird: Setzt man  $\alpha_2 = 2\pi$ ,  $\alpha_1 = 0$ , so verschwindet der zweite Term, das Volumen eines kompletten Torussektors beträgt folglich  $\Delta\phi \cdot R_0 (R_2^2 - R_1^2) \cdot \pi$ . Im Falle einer poloidalen Segmentierung wächst der erste Term mit  $\Delta\alpha$ , der zweite Term für kleine poloidale Winkel (für diese gilt  $\sin \alpha \approx \alpha$ ) zunächst auch mit  $\Delta\alpha$ , mit größerem poloidalen Winkel wächst der zweite Term aber immer schwächer. Der zweite Term beschreibt mithin die mit der poloidalen Höhe sich vermindernde Volumenzunahme des Torussegmentes aufgrund dessen zunehmender Verjüngung.



$$y = \tan \varphi \left( \rho - \frac{d}{\sin \varphi} \right) = y(R, \alpha)$$

$$\Delta V = \int_{R_1}^{R_2} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \int_0^{y(R, \alpha)} R dR d\alpha dy$$

$$= \int_{R_1}^{R_2} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} R \tan \varphi \left( R_0 + R \cos \alpha - \frac{d}{\sin \varphi} \right) dR d\alpha$$

$$\Delta V = \tan \varphi \left\{ \frac{1}{2} \left( R_0 - \frac{d}{\sin \varphi} \right) (\alpha_2 - \alpha_1) (R_2^2 - R_1^2) + \frac{R_2^3 - R_1^3}{3} (\sin \alpha_2 - \sin \alpha_1) \right\}$$

Abb. A2: Volumenberechnung eines Torussegmentes mit Berücksichtigung der Seitenwand (Dicke d)

In der Realität wird ein Tokamakreaktor nicht die ideale Gestalt eines Torus besitzen, er wird vielmehr aus toroidalen Sektoren zusammengesetzt werden (für NET sind beispielsweise 48 Sektoren vorgesehen). Innerhalb dieser Sektoren ist es dann nicht notwendig, eine toroidale Krümmung vorzusehen, da dies nur die Fabrikation der Blanketsegmente und -gehäuse erschweren würde; dementsprechend verzichtet das in dieser Arbeit benutzte Torussektormodell auf eine toroidale Krümmung, so daß die geometrische Modellierung des Sektors mit Ebenen und Zylindern möglich ist.

Für die Berechnung der Volumen eines Torussegmentes hat dies lediglich zur Folge, daß die toroidale Segmentierung statt mit  $\Delta\phi$  durch  $\tan(\Delta\phi)$  bzw.  $\tan\phi$  beschrieben wird:

$$\Delta V = \tan\phi \cdot \left\{ \frac{R_0}{2} (R_2^2 - R_1^2) \cdot \Delta\alpha + \frac{R_2^3 - R_1^3}{3} (\sin\alpha_2 - \sin\alpha_1) \right\}$$

Weiter muß hierbei noch berücksichtigt werden, daß sich die relevanten Materialzonen in einem Blanketsegment nicht über die gesamte toroidale Breite erstrecken, sondern nur bis zu den Seitenwänden, die um eine Breite  $d$  gegenüber der begrenzenden Fläche  $\phi = \text{const.}$  parallel verschoben sind (Abb. A2). Dies kann in der obigen Volumenformel dadurch berücksichtigt werden, daß der Krümmungsradius  $R_0$  durch  $R_0 - d/\sin\phi$  ersetzt wird (vgl. Abb. A2):

$$\Delta V = \tan\phi \left\{ \frac{1}{2} \left( R_0 - \frac{d}{\sin\phi} \right) (R_2^2 - R_1^2) \Delta\alpha + \frac{R_2^3 - R_1^3}{3} (\sin\alpha_2 - \sin\alpha_1) \right\}$$

Diese Volumenformel wird in einer FORTRAN-Subroutine programmiert und kann in den MCNP-Auswerteprogrammen in Abhängigkeit von den Radien  $R_1$ ,  $R_2$ , den poloidalen Winkeln  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  sowie der Wanddicke  $d$  aufgerufen werden (s. Abschn. 2.4.4).