

# Untersuchung sicherheitstechnisch relevanter nuklearer Parameter einer hochintensiven Spallationsneutronenquelle im MW Bereich am Beispiel des Referenzentwurfes der Europäischen Spallationsneutronenquelle (ESS)

Im Fachbereich D – Abt. Sicherheitstechnik  
der Bergischen Universität Wuppertal  
genehmigte Dissertation  
zur Erlangung des akademischen Grades Dr.-Ing.

von  
Dipl.-Ing. Burkhard Lensing  
aus Medebach (Sauerland)

- März 2004 -

1. Gutachter: Prof. Dr. D. Filges
2. Gutachter: Prof. Dr. S. Hartwig

Tag der mündlichen Prüfung: 25. Mai 2005

Diese Dissertation kann wie folgt zitiert werden:

urn:nbn:de:hbz:468-20050500

[<http://nbn-resolving.de/urn/resolver.pl?urn=urn%3Anbn%3Ade%3Ahbz%3A468-20050500>]

## **Inhaltsangabe**

Diese Arbeit beschreibt die Verwendung von Strahlungstransportprogrammen und Rechenmethoden, die entwickelt wurden um eine Vielzahl sicherheitstechnisch relevanter nuklearer Parameter des Target-Moderator-Reflektor Systems der Europäischen Spallationsneutronenquelle (ESS) zu bestimmen. In Anbetracht der hohen Protonenstrahlleistung von 5 MW dieser fortschrittlichen Spallationsneutronenquelle und der Tatsache, daß über die gesamte Betriebszeit von 30 Jahren das Targetmaterial nicht ausgetauscht werden soll, wurde eine sorgfältige Bestimmung der entstehenden radioaktiven Nuklide insbesondere im Targetmaterial Quecksilber vorgenommen. Wesentliche Ergebnisse der Arbeit sind die Untersuchung der Radioaktivität, der Nachwärmeleistung und der Energiedeposition im Target und in targetnahen Bereichen ebenso wie im Reflektor und in der Abschirmung. Die verwendeten 3-dimensionale Monte-Carlo Methoden und die nuklearen Daten werden ausführlich diskutiert. Alle Ergebnisse beziehen sich auf eine Protonenstrahlenergie von 1334 MeV und auf eine Strahlleistung von 5 MW. Diese Arbeit wurde teilweise unterstützt durch das HINDAS Projekt im EU-FP 5, FIKW-CT-2000-01031.

## **Abstract**

This thesis describes a calculational program on radiation transport and neutronics, which has been carried out to study and investigate the various aspects on nuclear safety parameters of the target-moderator-reflector system of the European Spallation Source (ESS). Due to the high power (5 MW) of the advanced neutron spallation source ESS and due to the fact that the target material mercury will not be changed during the operation time of 30 years careful examinations of the long-lived radioactive nuclides has been done. The main results are the magnitude of the radiation environment within and near the target, heating of components including moderator systems, the induced radioactivity and after-heat and the radiation damage in the target material, in structures and other near target components as well as inside the reflector and shield. The 3-dimensional Monte Carlo calculational approach and the used nuclear data are described in detail. All investigations are based on a proton beam energy of 1334 MeV and an average beam power of 5 MW. This work was partly supported by the HINDAS Project, EU-FP 5, FIKW-CT-2000-01031.

## Resumé

Cette thèse décrit un programme de transport de radiation et des méthodes d'évaluation développées en vue de déterminer une multiplicité, dans la sécurité technique des paramètres nucléaires significatifs du système Modérateur-Réacteur cible appartenant à la source européenne de Spallation-neutron, appelée ESS. En considération de 5 MW d'émission des protons dans une source de spallation neutron (ESS) avancée et en tenant compte du fait que pendant toute une période totale de 30 années d'utilisation du matériel-cible sans un seul remplacement de ce matériel, il sera posé la question de déterminer minicieusement la quantité du nuclide radioactif qui en résulte, particulièrement dans la station cible de mercure. Les principaux résultats de ce travail résident dans la recherche de la radioactivité, de la chaleur et de l'énergie déposée dans la station cible et son environnement, et aussi bien dans le réflecteur que dans le blindage. La méthode tridimensionnelle de Monte-Carlo utilisée ainsi que les données nucléaires seront l'objet d'une discussion approfondie. Tous les résultats se rattachent sur l'énergie dégagée par le rayonnement des protons de 1334 MeV et sur une puissance rayonnée de 5 MW. Ce travail a été en partie supporté par le project HINDAS du EU-FP 5, FIKW-CT-2000-01031.

Ich versichere, daß ich die Arbeit selbständig verfaßt und  
keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt,  
sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Jülich, 25. März 2004

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung und Zielsetzung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Konzeptionelle Grundzüge der Europäischen Spallationsneutronenquelle ESS</b>	<b>3</b>
<b>3</b>	<b>Die Teilchenproduktions- und transportmodelle für die Simulation der nuklearen Parameter der ESS</b>	<b>7</b>
3.1	Physikalische Grundlagen . . . . .	7
3.2	Das HERMES System . . . . .	8
3.2.1	Das HETC Modell für Energien $\geq 20$ MeV . . . . .	8
3.2.2	Das MORSE Modell für n, $\gamma$ Energien $\leq 20$ MeV . . . . .	9
3.2.3	Das NDEM –“De-excitation“ Modell . . . . .	10
3.2.4	Das EGS Modell für elektromagnetische Schauer . . . . .	10
3.3	Das MCNPX Teilchentransportsystem von Los Alamos . . . . .	11
<b>4</b>	<b>Ingenieurwissenschaftliche Methoden zur Evaluierung nuklearer Parameter</b>	<b>12</b>
4.1	Methoden zur Berechnung der Radioaktivität und Zerfallswärme .	12
4.1.1	Reaktionswirkungsquerschnitte zur Bestimmung der Aktivierung durch Neutronen $\leq 20$ MeV . . . . .	13
4.1.2	Das ORIHET Modell zur Berechnung der Aktivität und Nachwärme . . . . .	16
4.2	Methoden zur Bestimmung der Energiedeposition und Wärmeleistung im Spallationstarget und Komponenten . . . . .	17
4.2.1	Energieverluste geladener Teilchen und Neutronen $\geq 15$ MeV	18
4.2.2	Energiedeposition durch Neutronen und Gammas mit Energien $\leq 15$ MeV . . . . .	20
4.2.3	Auswirkung unterschiedlicher Kerma-Faktoren auf die Gesamtenergiedeposition . . . . .	24
4.2.4	Verifikation der KERMA-Faktoren . . . . .	26
4.3	Methoden zur Bestimmung der Gasproduktion und Materialschädigung . . . . .	30
4.3.1	Spallationsinduzierte Effekte . . . . .	33
4.3.2	Schädigung durch Neutronen $\leq 20$ MeV . . . . .	33

<b>5</b>	<b>Das Target Moderator Reflektor (TMR) System und die Geometriemodelle für die Simulation</b>	<b>34</b>
<b>6</b>	<b>Radioaktivität und Nachwärme im TMR Komplex der ESS</b>	<b>41</b>
6.1	Target und -container . . . . .	41
6.1.1	Materielle Zusammensetzung und Eigenschaften . . . . .	41
6.1.2	Teilchenflüsse im Target und -container . . . . .	43
6.1.3	Verteilung der Spallationsprodukte durch Protonen und Neutronen $\geq 20$ MeV . . . . .	45
6.1.4	Isotopenproduktion durch Neutronen $\leq 20$ MeV im Targetcontainer . . . . .	48
6.1.5	Vergleich simulierter Produktionsraten mit experimentellen Daten für Quecksilber . . . . .	49
6.1.6	Zeitverhalten der Aktivität . . . . .	51
6.1.7	Nachwärme des radioaktiven Inventars im Quecksilbertarget der ESS . . . . .	56
6.2	Moderator und Moderatorbehälter . . . . .	58
6.2.1	Materielle Zusammensetzung und Eigenschaften . . . . .	58
6.2.2	Teilchenflüsse im Moderator und seinem Behälter . . . . .	58
6.2.3	Aktivierungsreaktionen in Moderator und -behälter . . . . .	59
6.2.4	Abklingverhalten der Radionuklide . . . . .	61
6.3	Reflektor und innere Abschirmung . . . . .	63
6.3.1	Materielle Zusammensetzung und Eigenschaften . . . . .	63
6.3.2	Teilchenflüsse in Reflektor und Abschirmung . . . . .	64
6.3.3	Aktivierungsreaktionen . . . . .	65
6.3.4	Aktivierung, Abklingverhalten und Nachwärme . . . . .	67
6.4	Verschlüsselemente der Neutronenstrahlrohre . . . . .	70
<b>7</b>	<b>Energiedeposition und Wärmeleistung im TMR Komplex der ESS</b>	<b>72</b>
7.1	Target und -container . . . . .	75
7.1.1	Energiedeposition geladener Teilchen und hochenergetischer Neutronen $\geq 15$ MeV . . . . .	75
7.1.2	Energiedeposition durch hochenergetische Photonen . . . . .	79
7.1.3	Energiedeposition der Neutronen und Photonen $\leq 15$ MeV . . . . .	80
7.2	Energiedeposition im Moderator und -container . . . . .	82
7.2.1	Neutronen- und Gammaflüsse $\leq 15$ MeV . . . . .	82
7.2.2	Energiedeposition geladener Teilchen und hochenergetischer Neutronen $\geq 15$ MeV . . . . .	84
7.2.3	Energiedeposition der Neutronen und Photonen $\leq 15$ MeV . . . . .	84
7.3	Reflektor und innere Abschirmung . . . . .	85
7.3.1	Neutronen- und Gammaflüsse $\leq 15$ MeV . . . . .	85

---

7.3.2	Verteilung der Energiedeposition in Reflektor und Abschirmung . . . . .	86
7.4	Verschlüsselemente der Neutronenstrahlrohre . . . . .	89
7.4.1	Teilchenflüsse in den Shuttern . . . . .	89
7.4.2	Energiedeposition der Neutronen und Photonen $\leq 15$ MeV	91
<b>8</b>	<b>Gasproduktion und Materialschädigung im TMR Komplex der ESS</b>	<b>94</b>
8.1	Auswirkungen auf die Werkstoffeigenschaften . . . . .	94
8.2	Sicherheitstechnisch bedeutsame Bauteile . . . . .	95
8.2.1	Die Target-Sicherheitshülle . . . . .	95
8.2.2	Die Sicherheitshülle des Reflektors . . . . .	99
<b>9</b>	<b>Typische Parameter zum TMR System der ESS und Vergleich mit im Bau befindlichen Anlagen</b>	<b>100</b>
9.1	Typische Parameter des TMR Systems der ESS . . . . .	100
9.2	Vergleich mit Parametern anderer Spallationsquellen . . . . .	102
<b>10</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>105</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>107</b>
	<b>Verzeichnis der Tabellen</b>	<b>112</b>
	<b>Verzeichnis der Abbildungen</b>	<b>114</b>
	<b>Lebenslauf</b>	<b>118</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>120</b>





# Kapitel 1

## Einleitung und Zielsetzung

Seit einigen Jahrzehnten beschäftigen sich Studien in mehreren Ländern Europas [1, 2, 3, 4, 5], Nordamerikas [6, 7, 8, 9, 10, 11] und in Japan [12, 13] mit der Konzeption von Neutronenquellen, die nicht auf dem in den heutigen Forschungsreaktoren genutzten Prinzip der Kernspaltung sondern auf der Spallation schwerer Kerne beruhen. Dies hat mehrere Gründe: Zum einen bieten Spallationsneutronenquellen, bei denen Protonen in Teilchenbeschleunigern auf Energien zwischen einigen hundert MeV bis zu einigen GeV gebracht werden und dann auf Atomkerne hoher Massen (üblicherweise Schwermetalle) treffen, den Vorteil, daß der Neutronenfluß bereits durch den Protonenstrahl gepulst werden kann und der Einsatz von Choppern, wie er beim kontinuierlichen Neutronenfluß eines Reaktors notwendig ist, entfällt, zum anderen gibt es in keinem Anlagenteil einer Spallationsneutronenquelle eine sich selbst erhaltende Kettenreaktion. Auch Kernbrennstoffe im Sinne des Atomgesetzes werden nicht verwendet. Dieser Umstand verleiht Anlagen dieser Art eine hohe inhärente Sicherheit, da die Kritikalitätssicherheit a priori gegeben ist. Ein weiterer Beitrag zur inhärenten Sicherheit ist die Tatsache, daß die Neutronenproduktion jederzeit durch einfaches Abschalten des Protonenstrahls am Beschleuniger unterbrochen werden kann.

Welchen Einfluß aber hat die Auswahl von im Hinblick auf den Neutronenflusses "optimierter Systemkomponenten" auf die Aktivierung von Target und Anlagenteilen? Die zu erwartenden Nuklidvektoren sind aufgrund fehlender Betriebserfahrung noch weitgehend unbekannt, was die Planung der Maßnahmen des Strahlenschutzes zum Beispiel für Wartungs- und Instandhaltungsarbeiten erschwert. Auch die Handhabung ausgebaute Komponenten hängt wesentlich von ihrer Aktivität, Art und Energie der radioaktiven Strahlung ab, die wiederum Grundlage für die Abschätzung der zu erwartenden Dosisleistung ist.

Welche Nuklide bestimmen das Abklingverhalten aktivierter Komponenten? Aktivität und Art der Strahlung sowie die Nachwärmeentwicklung bestimmen maßgeblich die notwendige Zwischen- bzw. Endlagerung. Nicht unerheblich ist ebenfalls die Frage der Höhe und räumlichen Verteilung der durch die Strahlen-

felder in der Anlage deponierten Energie. Sie ist unabdingbare Voraussetzung für die Beurteilung der thermischen Belastung sicherheitskritischer Bauteile, die Dimensionierung der notwendigen Kühlung und ist Eingangsgröße in Störfall- und Konsequenzanalysen.

Moderne drei-dimensionale Monte Carlo Teilchentransportverfahren und Wechselwirkungsmodelle mit Materie in komplexen Geometrie- und Materialsystemen in Verbindung mit aus der Reaktorphysik und Fusionstechnologie gut bekannten und validierten Wirkungsquerschnittsdaten geben wertvolle Hilfen in der Beantwortung der Fragen für eine Vielzahl zu bestimmender Parameter an nuklearen Systemen. Die Ergebnisse dieser Simulationen bestimmen dabei weitgehend die sicherheits- und ingenieurtechnische Auslegung eines nuklearen Systems mit Spallation.

Ziel der Arbeit ist es, die Radioaktivität, die Energiedeposition und die Materialschädigung der Komponenten des Target-Moderator-Reflektor (TMR) Systems der projektierten 5 MW "Europäischen Spallationsneutronenquelle (ESS)" zu studieren und damit für die sicherheitstechnische Auslegung die entsprechenden nuklearen Parameter zur Verfügung zu stellen.

Kapitel 2 der vorliegenden Arbeit gibt zunächst eine Einführung in die grundlegenden Komponenten einer Spallationsneutronenquelle und deren Funktionsweise am Beispiel der in den letzten Jahren projektierten ESS. Kapitel 3 beschreibt die Physik des Spallationsprozesses und seine Modellierung in den für die verschiedenen Fragestellungen benutzten Monte-Carlo-Codes. Kapitel 4 geht auf die Rechenverfahren ein, mit denen aus den Ergebnissen der Monte Carlo Simulationen ingenieurmäßige Parameter wie Aktivierung, Wärmeleistung und Materialschädigung gewonnen werden. Die Umsetzung der technischen Anlagenbeschreibung in eine für Monte Carlo Simulationen nutzbare Geometrie wird in Kapitel 5 dargestellt. Produktion und Abklingverhalten radioaktiver Nuklide in den verschiedenen Zonen und Materialien werden in Kapitel 6 ausführlich diskutiert, Kapitel 7 beschäftigt sich mit der von den Strahlenfeldern im Strukturmaterial deponierten Energie.

Die durch atomare Displacements, Wasserstoff- und Heliumproduktion zu erwartenden sicherheitstechnischen Auswirkungen werden in Kapitel 8 dargestellt. Kapitel 9 zeigt Vergleiche der in den vorangegangenen Kapiteln bestimmten Parameter mit denen anderer, schon im Bau befindlicher Spallationsquellen, Kapitel 10 gibt einen zusammenfassenden Überblick der erzielten Ergebnisse sowie Anregungen zu weiterer wissenschaftlicher Arbeit an Problemen, die im Rahmen dieser Arbeit nicht abschliessend geklärt werden konnten oder benachbarte Disziplinen berühren.

## Kapitel 2

# Konzeptionelle Grundzüge der Europäischen Spallationsneutronenquelle ESS

Schon seit über einem Jahrzehnt ist man sich bewußt darüber, daß der zukünftige Bedarf an Neutronen für Forschungszwecke nicht mehr allein durch Forschungsreaktoren zu decken sein wird. Dies gilt nicht nur im Hinblick auf die zur Verfügung stehende Anzahl von Experimentierplätzen, sondern insbesondere auch was die nutzbaren Flüsse und Intensitäten betrifft.

Immer mehr naturwissenschaftliche Disziplinen wie zum Beispiel die Festkörperphysik, Biologie und Medizin, Chemie, aber auch die Ingenieurwissenschaften entdecken in den letzten Jahren zunehmend breitere Anwendungsgebiete der Neutronenstreuung.

Um diesem Umstand und dem daraus resultierenden steigenden Bedarf Rechnung zu tragen und nicht zuletzt um Europa weiterhin auf dem Gebiet der Neutronenstreuung eine Spitzenposition zu sichern, initiierte die ESF (European Science Foundation) im Jahre 1994 eine Studie, die die Perspektiven der Neutronenstreuung mit bestehenden Möglichkeiten für zukünftigen Quellen aufzeigen sollte [14].

Die derzeit im Bau befindlichen Spallationsneutronenquellen in den USA (SNS) [49] und in Japan (J-PARC) [50] orientieren sich eng an dem 1996 vorgelegten Konzept der europäischen Spallationsneutronenquelle ESS (European Spallation Source) [15].

Im Gegensatz zu Reaktoren, die Neutronen über Kernspaltungsreaktionen freisetzen, bei denen spaltbarer Kernbrennstoff benötigt wird, ist dies bei Spallationsquellen nicht erforderlich. Vielmehr kann eine Spallationsquelle jederzeit gefahrlos abgeschaltet werden, da es keine sich selbst erhaltende Kettenreaktion gibt. Ein weiterer Vorteil gegenüber Forschungsreaktoren ist die Möglichkeit, direkt einen gepulsten Neutronenstrom zur Verfügung stellen zu können und nicht darauf angewiesen zu sein, einen kontinuierlichen Neutronenstrahl über einen

Chopper zu pulsen, wobei ein erheblicher Anteil an Neutronen verloren gehen würde.

Folgendes Funktionsprinzip liegt der ESS zugrunde:

In einem Linearbeschleuniger werden  $H^-$  Ionen auf eine kinetische Energie von 1334 MeV beschleunigt und in einen Kompressorring eingefädelt. Am Eingang dieses Kompressorring streift das  $H^-$  Ion an einer sogenannten "Stripping Folie" seine beiden Elektronen ab. Sobald der Kompressorring gefüllt ist, werden die Protonen extrahiert und durch die Protonenbeamline zur Kurzpuls-Targetstation (SPTS) geleitet. Die Pulslänge des Protonenstrahls beträgt hier 1.4  $\mu\text{s}$ , die Pulsfrequenz 50 Hz und die Energie pro Puls 100 kJ.

In demselben Linearbeschleuniger können auch  $H^+$  Ionen beschleunigt werden, die dann unter Umgehung des Kompressorring direkt auf die Langpuls-Targetstation (LPTS) geleitet werden. Hierbei beträgt die Pulslänge 2.0 ms, die Pulsfrequenz 10 Hz und die Energie pro Puls 300 kJ. Beiden Targetstationen gemeinsam ist eine mittlere Stromstärke des Protonenstrahls von 3.75 mA und daraus resultierend eine mittlere Strahlleistung von 5 MW. Die beim Spallationsprozeß im Target freiwerdenden Neutronen gelangen zu den vom Reflektor ( $D_2O$ -gekühltes Blei) umgebenen Moderatoren, wo sie auf die vom jeweiligen Nutzer gewünschten Eigenschaften moderiert werden. Als Moderatormaterial kommen neben Wasser, Wassereis bei versch. Temperaturen auch flüssiger Wasserstoff, festes Methan, Methanhydrat, Mesitylen und andere innovative, z.T. noch in der Erprobung befindliche Verbindungen in Betracht. Vom Moderator aus gelangen die Neutronen dann über entsprechende Neutronenleiter, die durch Strahlrohrverschlüsse (sog. Shutter) einzeln verschlossen werden können, zu den Experimentierplätzen, wo sie den Nutzern dann für Experimente zur Verfügung stehen.

Abb. 2.1 zeigt den prinzipiellen Aufbau einer kurzgepulsten Spallationsneutronenquelle mit ihren wesentlichen Anlagenteilen. Abb. 2.2 gibt einen Überblick über die Anordnung der einzelnen Anlagenteile auf dem Betriebsgelände der ESS nach derzeitigem Referenzentwurf [15]. Bei der Wahl des Targetmaterials entschied man sich für das Flüssigmetall Quecksilber, welches den Vorteil bietet, dass es Targetmaterial und Kühlmittel zugleich ist, da es in einem kontinuierlichen Strom durch das Target und von dort aus zu einem Wärmetauscher gepumpt werden kann. Diesen Vorteil bieten neben Flüssigmetallen zwar auch einige eutektische Legierungen, die einen Schmelzpunkt haben, der zum Teil knapp über Raumtemperatur liegt, jedoch müßte dann aufwendig sichergestellt werden, daß die Temperatur des Targetmaterials überall und zu jedem Zeitpunkt über dem Schmelzpunkt liegt und damit eine Wärmeabfuhr gewährleistet ist. Bei Festmetalltargets muß die Kühlung durch Kühlmittelkanäle im Target realisiert werden, was die "effektive Dichte" des Targets verändert, d.h. in der Regel verringert. Dies bringt naturgemäß eine Veränderung der neutronenphysikalischen Eigenschaften mit sich, die sich zumeist negativ auf die Neutronenausbeute auswirkt. Tab. 2.1 zeigt die physikalischen Eigenschaften einiger ausgesuchter Targetmaterialien im Vergleich. Auffallend ist der hohe Absorptionsquerschnitt des Quecksilbers für

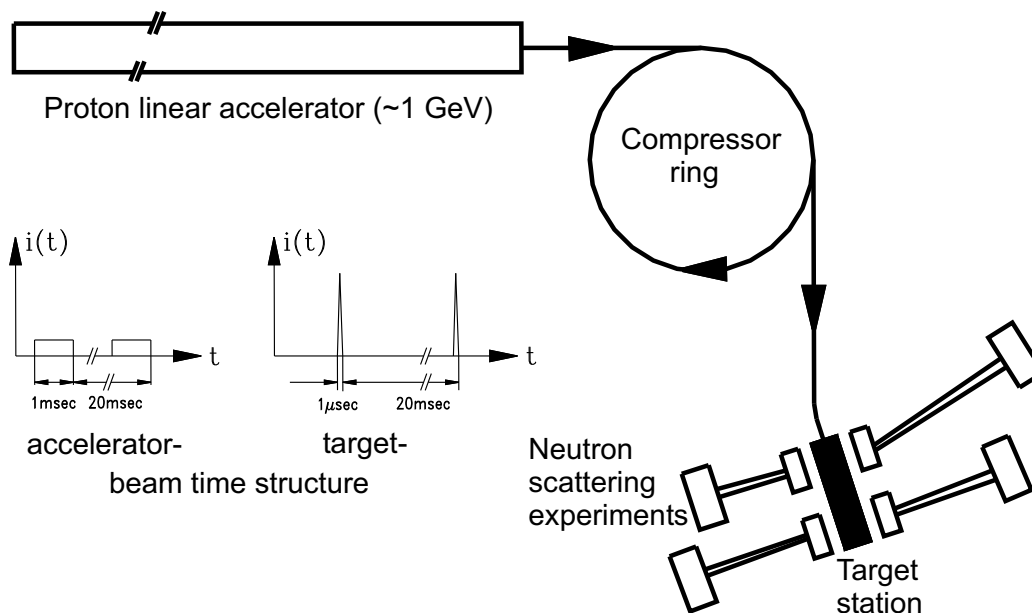


Abbildung 2.1: Prinzipieller Aufbau einer kurzgepulsten Spallationsneutronenquelle mit Beschleuniger, Kompressorring und Targetstation.

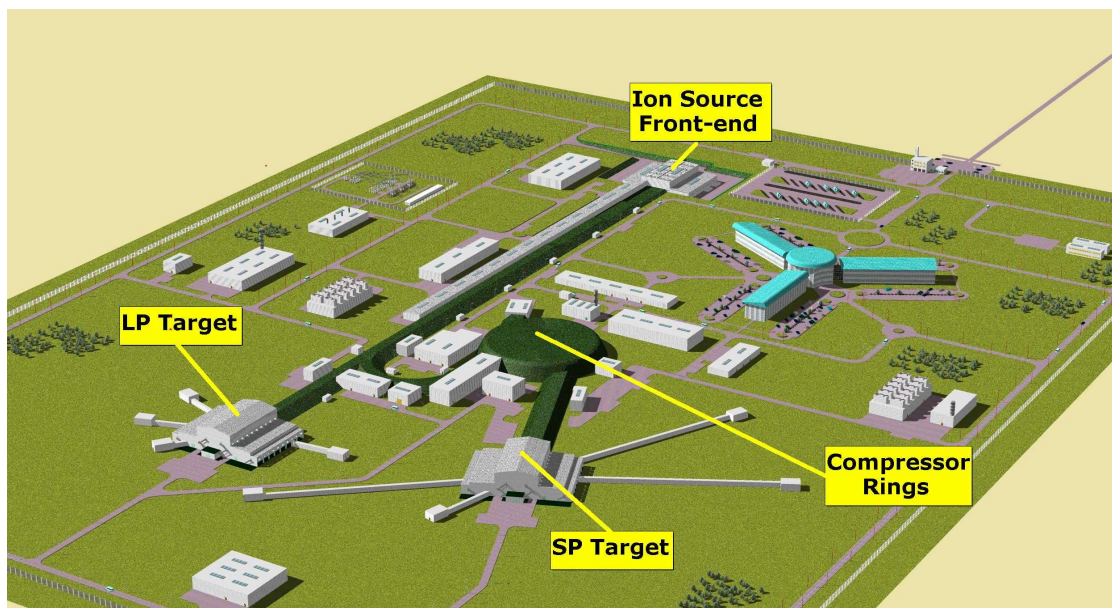


Abbildung 2.2: Übersichtsplan der Europäischen Spallationsneutronenquelle mit Beschleuniger, Kompressorring und Targetstationen sowie Hilfs- und Nebengebäuden.

thermische Neutronen. Dies ist für das Target einer Spallationsneutronenquelle durchaus positiv, da so die Neutronen gezielt im Moderator auf thermische Ener-

gien gebracht werden können und kein unkontrollierter thermischer Fluß aus dem Target das Spektrum beeinflusst.

	Ta	W	Hg	Pb	Bi	Pb-Bi
Atomare Masse [g/mol]	180.95	183.84	200.6	207.2	209.0	208.2
Dichte bei 20° C	16.6	19.3	13.55	11.35	10.07	10.57
Schmelzpunkt [° C]	3000	3410	-38.87	327.5	271.3	125
Siedepunkt [° C]	5425	5700	356.6	1740	1560	1670
spez. Wärmekapazität [J/gK]	0.14	0.13	0.12	0.14	0.15	0.146
Absorptionsquerschnitt für thermische Neutronen [barn]	22	18.5	389	0.17	0.034	0.11

Tabelle 2.1: *Physikalische Eigenschaften einiger Targetmaterialien.*

Für die beiden Targetstationen werden in Tab. 2.2 die wesentlichen Leistungsdaten vorgestellt.

	SPTS	LPTS
<b>Protonenstrahlparameter am ESS Target</b>		
Teilchenart	Protonen	
kinetische Energie	1334 MeV	
Strahlquerschnitt	elliptisch, $6 \times 20 \text{ cm}^2$	
Stromstärke	3.75 mA	
Strahlleistung	5 MW	
Puls Frequenz	50 Hz	16 2/3 Hz
Pulslänge	1.4 $\mu\text{s}$	2 ms
<b>favorisierte Target-Parameter</b>		
Targetmaterial	Quecksilber	
Target-Typ	Flüssigmetall	
Targetcontainer	martensitischer oder austenitischer Stahl	
Moderatoren 4 an jedem Target	$H_2O$ bei Raumtemperatur flüssiges $H_2$ bei 20 K	
Reflektor	$D_2O$ -gekühltes Pb	
<b>angestrebter thermischer Neutronenfluß</b>		
mittlerer therm. Neutronenfluß in jedem Moderator bei 5 MW	$3.1 \cdot 10^{14} \text{ n}/(\text{cm}^2\text{s})$	
therm. Spitzenfluß	$1.3 \cdot 10^{17} \text{ n}/(\text{cm}^2\text{s})$	$1 \cdot 10^{16} \text{ n}/(\text{cm}^2\text{s})$
Abklingkonstante der Flußdichte	150 $\mu\text{s}$	

Tabelle 2.2: *Wesentliche Leistungsdaten im aktuellen Referenzentwurf der ESS (aus [53]).*

# Kapitel 3

## Die Teilchenproduktions- und transportmodelle für die Simulation der nuklearen Parameter der ESS

### 3.1 Physikalische Grundlagen

Mit dem Begriff der Spallation (engl. to spall = zertrümmern) beschreibt man in der Kernphysik den Effekt der auftritt, wenn Hadronen mit einer Energie zwischen 100 MeV bis mehreren GeV auf einen Atomkern treffen. Während bei der Kernspaltung der Atomkern in 2 (seltener 3) Fragmente zerbricht und lediglich 2 bis 3 Neutronen freigesetzt werden, können bei der Wechselwirkung von GeV Hadronen mit schweren Atomkernen (z.B. Hg, Pb, Bi) im Mittel zwischen 20 und 30 Neutronen entstehen. Ein auf den Atomkern treffendes Primärteilchen kann einerseits Stöße mit einzelnen Nukleonen ausführen, die dann ihrerseits wiederum innerhalb des Kerns mit anderen Nukleonen wechselwirken können. So kann sich innerhalb des Kerns eine intranukleare Kaskade (INC) ausbilden.

Ist die mittlere freie Weglänge der wechselwirkenden Nukleonen größer als der Weg des Nukleons zum Rand des Kerns, so kann es den Kern verlassen und mit weiteren Kernen der umgebenden Materie wechselwirken. Es entsteht eine Internukleare Kaskade.

Als Ergebnis der intranuklearen Kaskade verbleibt ein hochangeregter Restkern, der in seinen energetischen Grundzustand übergeht, indem einzelne Nukleonen wie Protonen und vor allem Neutronen oder seltener kleinere Kernfragmente (d, t,  $^3\text{He}$ ,  $\alpha$ ) abgedampft werden, man spricht hier von einer Verdampfung (Evaporation). Ist dies energetisch nicht mehr möglich, wird die verbleibende Energiedifferenz bis zum Grundzustand in Form von Gammastrahlung emittiert. Während die Internukleare Kaskade stark in Richtung der einfallenden Primärteilchen aus-

gerichtet ist, sind die aus der Verdampfung erzeugten Teilchen isotrop verteilt. Das Prinzip des Spallationsprozesses wird schematisch in Abb. 3.1 dargestellt.

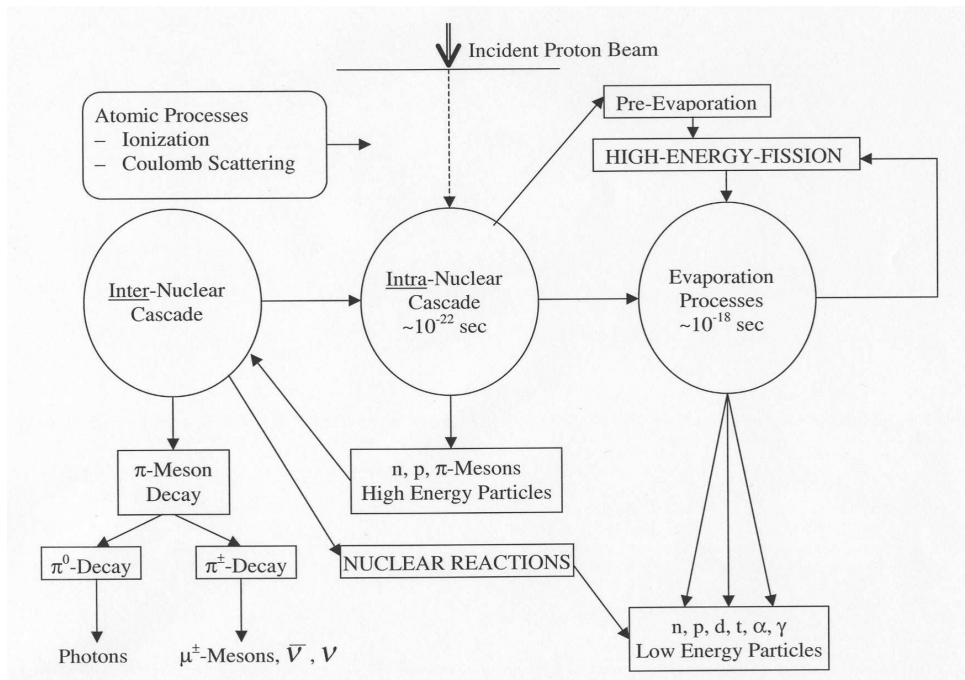


Abbildung 3.1: Schematischer Ablauf und Aufteilung des Spallationsprozesses sowie der dabei emittierten Teilchen.

## 3.2 Das HERMES System

Das Programmpaket HERMES (High Energy Radiation Monte Carlo Elaborate System) [16, 17], dessen Komponenten und Aufbau nachstehend in Abb. 3.2 dargestellt sind, ist Kernstück der in dieser Arbeit durchgeführten Berechnungen. Es besteht aus mehreren Einzelmodellen, die über sogenannte "Submission files" Daten untereinander austauschen können und sich so gegenseitig ergänzen. Die Modelle und Module werden im folgenden beschrieben.

### 3.2.1 Das HETC Modell für Energien $\geq 20$ MeV

Im HETC-Modul (High Energy Transport Code) [18, 19] werden die hochenergetischen Prozesse aus der intra- und internuklearen Kaskade sowie der Verdampfung behandelt. Neben dem Transport von n, p, d, t,  $^3\text{He}$ ,  $\alpha$ ,  $\pi^\pm$  und  $\mu^\pm$  wird auch der durch Ionisationsprozesse geladener Teilchen hervorgerufene Energieverlust und die damit verbundene lokale Energiedeposition bestimmt. Ferner bietet



## The structure of HERMES

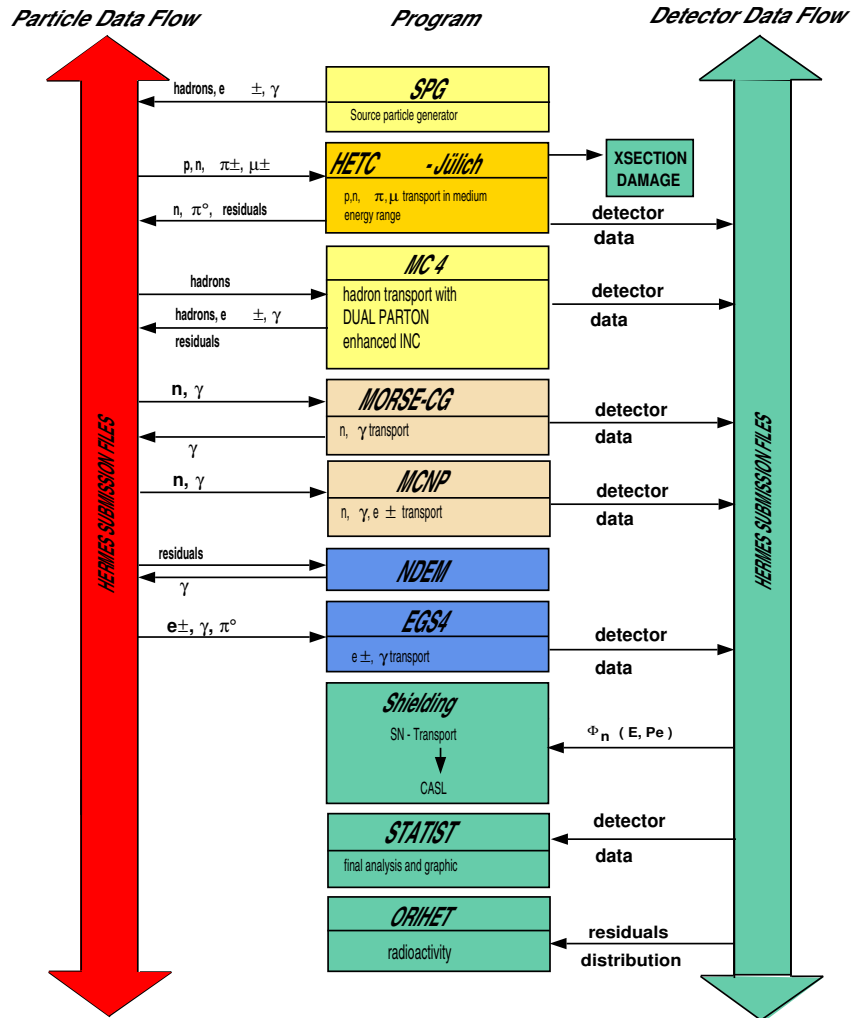


Abbildung 3.2: Struktur des HERMES Systemes mit seinen physikalischen Modulen sowie der Datenflüsse.

ein im HETC implementierter Detektor die Möglichkeit, die aus dem Dresner-Verdampfungsmodell [20] entstehenden Kernfragmente und Restkerne (residual nuclei) zu bestimmen, die im gesamten Bereich von  $A=1$  bis  $A_{Target}$  liegen können.

### 3.2.2 Das MORSE Modell für n, $\gamma$ Energien $\leq 20$ MeV

Der Neutronen- und Gammatransport für Energien  $\leq 20$  MeV erfolgt mit dem im HERMES Paket implementierten Programm MORSE (Multigroup Oak Ridge Stochastic Experiment) [23]. Die obere Grenzenergie, unterhalb derer Neutronen

vom Programm HETC an MORSE übergeben werden, ist bibliothekenabhängig und liegt üblicherweise im Bereich zwischen 14 und 20 MeV. Neben der Möglichkeit der Übernahme und Weiterverarbeitung von Daten aus anderen Programmen des HERMES-Pakets über HERMES-submission-files ist es auch möglich, MORSE mit einer selbstdefinierten Neutronen- und/oder Gammaquelle zu starten. Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Bibliotheken haben eine obere Grenzeenergie von 14.9 MeV (EPR-library [38]) bzw. 20 MeV (MatXS-11-library [34]).

Der grundlegende Unterschied des MORSE Modells zum HETC ist, daß hier statt eines analogen Monte-Carlo-Programms, dem physikalische Modelle zugrunde liegen, energie- und materialabhängige Gruppenwirkungsquerschnitte verwendet werden. Diese sind zwar aus der Reaktorphysik weitgehend bekannt, jedoch schränkt die Bibliothek den Nutzer insofern ein, als jeweils nur die in der Bibliothek vorhandenen Materialien benutzt werden können, was zuweilen dazu führen kann, daß der Anwender in der Modellierung der zu untersuchenden Fragestellung Kompromisse eingehen muß. Entweder muß dann auf andere Bibliotheken ausgewichen werden, die unter Umständen wiederum andere benötigte Eigenschaften wie den gekoppelten n- $\gamma$ -Transport nicht beherrschen, oder die Materialzusammensetzung muß durch die Wahl geeigneter Ersatzmaterialien geändert werden.

### 3.2.3 Das NDEM –“De-excitation“ Modell

Wie in Kap. 3.1 schon beschrieben, können hochangeregte Restkerne Nukleonen abdampfen und damit ihre Anregungsenergie verringern. Die mittlere Bindungsenergie pro Nukleon wird dabei mit 7 MeV angenommen. Bei Anregungsenergien unterhalb von 7 MeV ist es also energetisch nicht mehr möglich, ein Nukleon zu emittieren. Die verbleibende Anregungsenergie des Kerns wird dann über  $\gamma$ -Emission abgebaut, bis der Kern seinen Grundzustand erreicht hat. Mit dem Programm NDEM (Nucleus De-Excitation Modul) wird diese Photonenproduktion der angeregten Restkerne simuliert und kann dann als  $\gamma$ -Quelle an das EGS Modul übergeben werden.

### 3.2.4 Das EGS Modell für elektromagnetische Schauer

Mit dem EGS-Programm (Electron Gamma Shower Code) [24, 25, 26] wird die Simulation des Elektron-/Positron- und Photonentransports realisiert. Berücksichtigt werden die Einflüsse von Bremsstrahlung, Comptonstreuung, Paarbildung / Annihilation und Rayleighstreuung. Die in diesem Programm behandelten Teilchen können verschiedener Herkunft sein:

- aus (n, $\gamma$ )-Reaktionen (MORSE), ihre Energie liegt aufgrund des Massendefekts (s. Kap. 4) materialabhängig zwischen 1 und 10 MeV,
- aus angeregten Restkernen (NDEM), ihre Energie liegt unterhalb von ca. 10 MeV, da die mittlere Bindungsenergie im HETC mit 7 MeV angenommen

wird und Anregungsenergien oberhalb von 7 MeV noch durch Nukleonemission abgebaut werden können, so daß Photonen hauptsächlich zum Abbau der Restanregungsenergie unterhalb dieser 7 MeV emittiert werden und

- aus dem Zerfall von  $\pi^0$  (HETC), ihre Energie ist mit im Mittel 70 MeV deutlich höher als die der anderen Photonen, da hier zusätzlich zur kinetischen Energie auch die gesamte Ruhemasse des zerfallenden  $\pi^0$  (135 MeV) in Photonenenergie umgesetzt wird.

Die hierfür benötigten Wirkungsquerschnitte sind für alle Elemente von  $Z = 1$  bis 100 verfügbar. Über ein Pre-Prozessorsystem (PEGS) können die für die jeweilige Fragestellung benötigten Daten sowohl für Elemente selbst als auch für beliebige Moleküle oder sonstige Verbindungen / Kombinationen der Elemente in einem DATA-file erzeugt werden.

### 3.3 Das MCNPX Teilchentransportsystem von Los Alamos

Das MCNPX-System [27] aus Los Alamos besteht ähnlich wie HERMES aus mehreren Modulen, die jedoch enger miteinander verknüpft sind. Der Transport hochenergetischer Teilchen ist Aufgabe des Programms LAHET (Los Alamos High Energy Transport Code). Dies ist eine Weiterentwicklung und Implementierung des HETC in Los Alamos. Für die Beschreibung der Spallation stehen neben dem Bertini-Modell [28, 29] im Original HETC ebenso die Modelle ISABEL [30, 31] oder CEM [32] zur Verfügung. Der niederenergetische Transport von Neutronen und Photonen wird im MCNPX System durch das implementierte MCNP [33] realisiert. Während in MORSE wie bereits beschrieben die Daten in den Wirkungsquerschnittsbibliotheken in Gruppenstrukturen vorliegen, verwendet MCNP sog. Punktdaten, die nicht an feste Energiegruppen gebunden sind. Der Nutzer ist damit frei in der Wahl, welche Energiebereiche er wie fein auflösen möchte. Insbesondere im Bereich von Resonanzen ist dieses Verfahren unter Umständen problemunabhängiger als die Mittelung von Querschnittsdaten über die Gruppenbreite.

# Kapitel 4

## Ingenieurwissenschaftliche Methoden zur Evaluierung nuklearer Parameter

### 4.1 Methoden zur Berechnung der Radioaktivität und Zerfallswärme

Die beiden Effekte der spallationsinduzierten und neutroneninduzierten Aktivierung unterscheiden sich sehr stark im Ort ihres Auftretens und in der Bandbreite der entstehenden Nuklide. Während die Produktionsraten der als direkte Spallationsprodukte entstehenden Restkerne im Programm HETC nach Massen- und Ordnungszahl aufgeschlüsselt über einen eigenen Detektor direkt ausgegeben werden und über ein Hilfsprogramm in das von ORIHET3a benötigte Input-Format überführt werden können, ist dies für die neutroneninduzierte Aktivierung nicht ohne weiteres möglich. Hier ist es notwendig, die energieabhängigen Neutronenflüsse in den einzelnen Zonen eines Systems mit den entsprechenden Reaktionswirkungsquerschnitten zu falten und so die Produktionsraten der einzelnen Nuklide zu bestimmen. Abb. 4.1 zeigt das Ablaufschema zur Bestimmung von Radioaktivität und Nachwärme.

Während die spallationsinduzierte Aktivierung im Wesentlichen im “Wirkungsbereich“ des Primärprotonenstrahls im Target einer Spallationsquelle zum Tragen kommt, erstreckt sich die neutroneninduzierte Aktivierung auf alle Bereiche einer Targetstation.

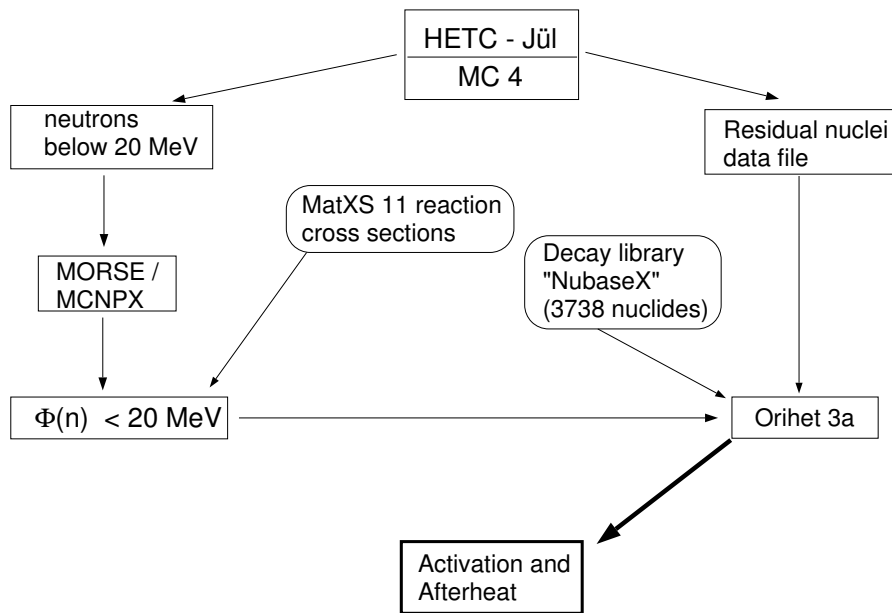


Abbildung 4.1: Schema der Aktivierungsrechnung.

### 4.1.1 Reaktionswirkungsquerschnitte zur Bestimmung der Aktivierung durch Neutronen $\leq 20$ MeV

Reaktionen von Neutronen mit der sie umgebenden Materie werden durch Reaktionswirkungsquerschnitte quantifiziert, das heißt, diese sind ein Maß für die Wahrscheinlichkeit des Auftretens einer bestimmten Reaktion.

Besondere Bedeutung hatten im Rahmen dieser Arbeit die Reaktionswirkungsquerschnitte von Neutronen für die in der ESS-Targetstation besonders häufig vorkommenden Elemente. Tabelle 4.1 zeigt eine Übersicht der in den jeweiligen Bereichen der Targetstation am häufigsten vorkommenden Elemente.

Bereich	häufige Elemente
Target	Hg
Targetcontainer	Fe, Cr, Ni
Moderator	$H_2$ , $O_2$
Moderatorbehälter	Al
Reflektor	Pb, $D_2$ , $O_2$
Abschirmung	Fe
Shutter	Fe, W

Tabelle 4.1: Häufige Elemente im Target-Moderator-Reflektor (TMR) - Komplex der ESS.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde zur Bestimmung der neutroneninduzierten Aktivierung die Wirkungsquerschnittsbibliothek MatXS-11 [34] verwendet.

Im Gegensatz zu den direkt aus dem Spallationsprozeß entstehenden Restkerne liegen die durch neutroneninduzierte Kernreaktionen entstehenden Nuklide bedingt durch die relativ kleine Anzahl möglicher Reaktionen in einem Bereich von  $\Delta N = 5$  Nukleonen um den entsprechenden Targetkern.

Tab. 4.2 zeigt mögliche neutroneninduzierten Reaktionen.

Reaktion	Abweichung vom Targetkern	
	A	Z
(n, $\gamma$ )	+1	0
(n,2n)	-1	0
(n,3n)	-2	0
(n,p)	0	-1
(n,d)	-1	-1
(n,t)	-2	-1
(n, $\alpha$ )	-3	-2

Tabelle 4.2: Mögliche neutroneninduzierte Aktivierungsreaktionen.

Die Abb. 4.2 und 4.3 zeigen den Verlauf einiger Neutronenabsorptionswirkungsquerschnitte für Eisen und Blei. Typisch hier der  $(1/\sqrt[3]{E})$ -Verlauf des (n,  $\gamma$ )-Querschnitts über mehrere Größenordnungen bei Neutronenenergien unterhalb von 1 keV. Die Daten stammen aus dem Programm MCNP [33] und basieren auf der ENDF/B-VI Datenbank.

Für jede der in Tab. 4.2 genannten Reaktionen ist für die jeweiligen Materialien zu prüfen, ob sie zu einem stabilen oder instabilen Nuklid führen. Führt sie zu einem stabilen Nuklid, braucht die Reaktion nicht weiter betrachtet zu werden, entsteht jedoch ein instabiles, das heißt ein radioaktives Nuklid bei der Reaktion, so wird der entsprechende Reaktionswirkungsquerschnitt mit dem entsprechenden Neutronenfluß gefaltet und so die Produktionsrate des entstehenden Nuklids bestimmt.

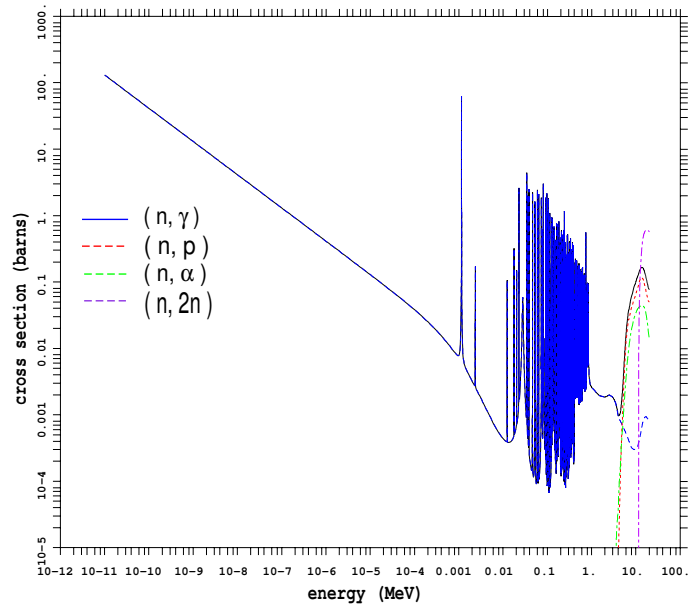


Abbildung 4.2: Ausgewählte Reaktions-Wirkungsquerschnitte für Eisen.

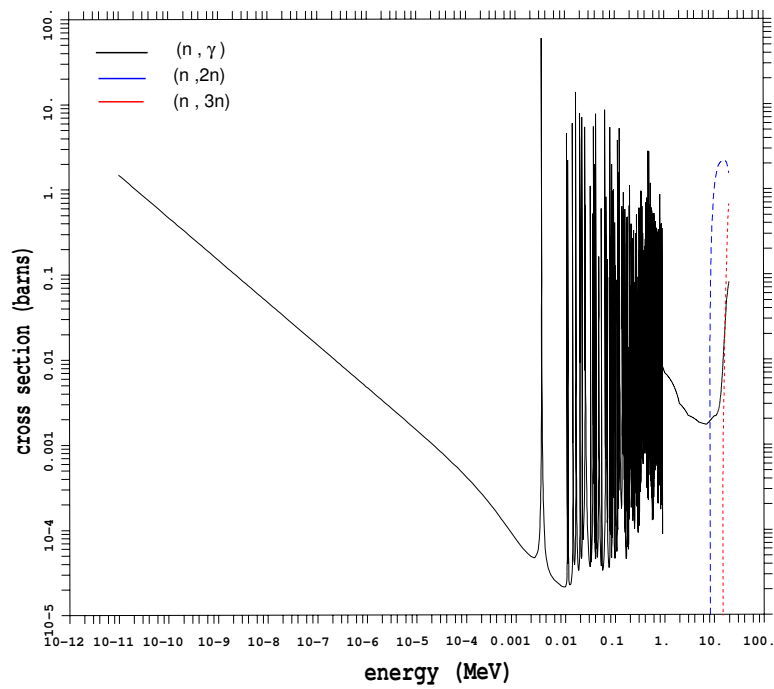


Abbildung 4.3: Ausgewählte Reaktions-Wirkungsquerschnitte für Blei.

### 4.1.2 Das ORIHET Modell zur Berechnung der Aktivität und Nachwärme

Das ORIHET-Modell ist eine Weiterentwicklung und Anpassung des ORIGEN-Modells [35], welches für Abbrandrechnungen in der Reaktortechnik verwendet wird. Es ermöglicht ortsunabhängige Untersuchungen über den Aufbau und Zerfall radioaktiver Nuklide in beliebig wählbaren Zeitintervallen. Es löst die Bateman Gleichungen

$$\frac{dN_i}{dt} = -\tau_i N_i + \sum f_{ik} \tau_k N_k + B_i \quad \text{mit } i = 1 \dots I.$$

Dabei sind  $N_i$  die Konzentration,  $\tau_i$  die Zerfallskonstanten und  $f_{ik}$  der Anteil der Zerfälle eines Nuklids  $k$  in das Nuklid  $i$ , und  $B_i$  die Produktionsrate des Nuklids  $i$ . Zusammengefaßt ergibt sich ein System aus  $I$  Differentialgleichungen, die man als Matrixgleichung der Form

$$\left[ \frac{dN}{dt} \right] = [A] \times [N] + [B]$$

darstellen kann.

Sowohl für die Zeiträume des Aufbaus (Produktion) als auch des Abklingens (Zerfalls) können die in Tab. 4.3 aufgeführten Größen ausgegeben werden. Bei den ersten sieben Größen ist es zudem möglich, die Angaben für jedes einzelne Nuklid oder für jedes Element als Summe über alle Isotope aufzulisten.

Größe	Bedeutung
g-atoms	Mengenangabe in Mol
gramm	Mengenangabe in Gramm
activity	Aktivität in Bq oder Ci
alpha	Aktivität der $\alpha$ -Zerfälle in Bq oder Ci
neutron	Aktivität der Neutronenstrahler in Bq oder Ci
watt	Nachwärmeleistung aller Nuklide in Watt
g-watt	Nachwärme aus der Gammastrahlung in Watt
gamma	Gammaspektrum in Energiegruppen
line	prozentualer Anteil jedes Nuklids am Gammaspektrum
dose	Anteil jedes Nuklids an der Gammadosis

Tabelle 4.3: *Ausgabemöglichkeiten in ORIHET3a*

Das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Programm ORIHET3a [36] ist eine Weiterentwicklung von ORIHET, wobei insbesondere die Nukliddatenbanken



umfangreicher und, statt wie beim ursprünglichen ORIHET in fünf Dateien, jetzt in der Datei "NubaseX" [37] zusammengefaßt wurden. Diese verfügt über Daten für insgesamt 3738 Nuklide, davon 258 stabile. Im Vergleich zur Vorgängerdatenbank wurde bei 30 Nukliden die Halbwertszeit korrigiert. Die Berechnung der Zerfallswärme erfolgt nun statt über tabellierte Werte in der Datenbank über die Differenz der Bindungsenergie pro Nukleon. Weitere 18 Nuklide (zumeist metastabile) wurden aus der Bibliothek entfernt, da es deren metastabile Zustände nicht gibt. Die Eingabegröße für ORIHET3a ist die Nuklidproduktionsrate für jedes einzelne Nuklid in mol pro Sekunde.

## 4.2 Methoden zur Bestimmung der Energiedeposition und Wärmeleistung im Spallations-target und Komponenten

Die Energiedeposition in den Systemkomponenten setzt sich aus drei wesentlichen Anteilen zusammen: aus den geladenen Teilchen und hochenergetischen Neutronen und Photonen ( $> 15$  MeV), aus den niederenergetischen Neutronen ( $\leq 15$  MeV) und aus der durch  $(n,\gamma)$ -Reaktionen erzeugten Gammastrahlung. Abb. 4.4 zeigt das Ablaufschema zur Berechnung von Energiedeposition und Wärmeleistung, die in den beiden folgenden Unterkapiteln 4.2.1 und 4.2.3 eingehend erläutert wird.

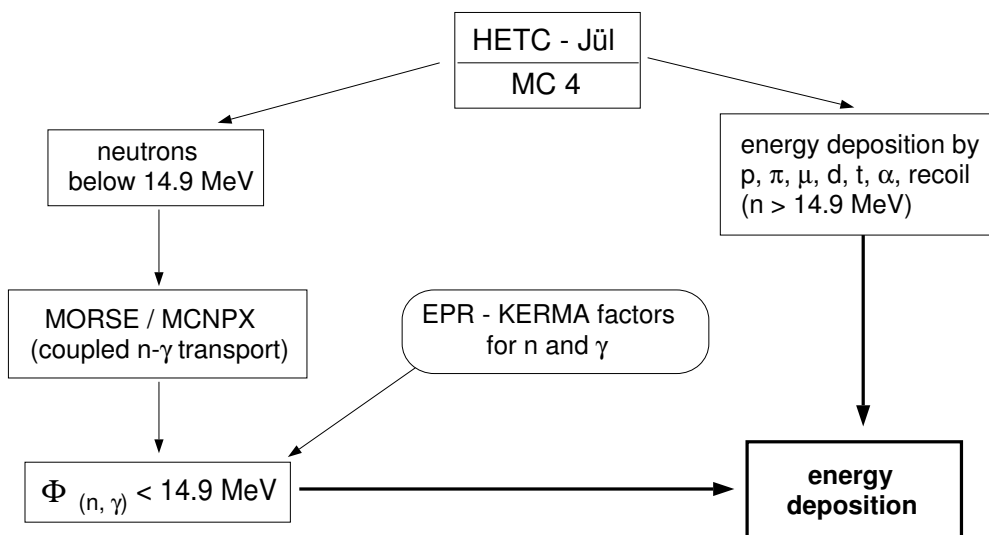


Abbildung 4.4: Schema der Energiedepositionsrechnung.

### 4.2.1 Energieverluste geladener Teilchen und Neutronen $\geq 15$ MeV

Die vom Programm HETC behandelte Energiedeposition der geladenen Teilchen und hochenergetischen Neutronen ( $> 15\text{MeV}$ ) kann, wie Tabelle 4.4 zeigt, in 19 verschiedene physikalische Größen oder Kanäle aufgeschlüsselt werden.

Die gesamte Energiedeposition erhält man, indem man über die Kanäle 1 bis 10 aufsummiert. Die Kanäle 11 bis 16 geben die Energie von p, n,  $\pi^\pm$  und  $\mu^\pm$  an, die das System über die äußeren Grenzen der Geometrie verlassen und im betrachteten System keine Energie mehr deponieren können. Die Kanäle 17 bis 19 geben die Energie von Neutronen  $\leq 15$  MeV,  $\pi^0$ -Teilchen und angeregten Restkernen an, die über submission-files an andere Programme des HERMES Pakets zur weiteren Behandlung übergeben werden können.

Kanal	Teilchenart und Beschreibung
1	Energieverlust der Protonen
2	Energieverlust der $\pi^+$
3	Energieverlust der $\pi^-$
4	Energieverlust der $\mu^+$
5	Energieverlust der $\mu^-$
6	Energiedeposition der Deutronen
7	Energiedeposition der Tritonen
8	Energiedeposition der $^3\text{He}$ Ionen
9	Energiedeposition der $\alpha$ 's
10	Recoil-Energie der Restkerne (Darin ist auch der Energieverlust hochenergetischer Neutronen bei Stößen mit anderen Kernen enthalten)
11	Leckageenergie der Protonen
12	Leckageenergie der Neutronen
13	Leckageenergie der $\pi^+$
14	Leckageenergie der $\pi^-$
15	Leckageenergie der $\mu^+$
16	Leckageenergie der $\mu^-$
17	Energie der an MORSE übergebenen Neutronen $< 20$ MeV
18	Energie der $\pi^0$ (Übergabe an EGS möglich)
19	Anregungsenergie der Restkerne (Übergabe an NDEM möglich).

Tabelle 4.4: *Energiedepositionsarten im HETC*

Die Ergebnisse werden in allen 19 Kanälen in der Einheit [MeV / Quellteilchen] ausgegeben. Durch Skalierung mit einem entsprechenden Umrechnungsfaktor kann dann die Energiedeposition für die jeweilige Protonenstrahlleistung bestimmt werden.

Üblich sind Angaben in den Einheiten  $\left[\frac{\text{MeV}}{p}\right]$ ,  $\left[\frac{\text{MeV}}{p \cdot \text{cm}^3}\right]$ ,  $\left[\frac{\text{MeV}}{\text{cm}^3}\right]$ , [W],  $\left[\frac{\text{W}}{\text{cm}^3}\right]$ .

Die ersten 3 Größen sind unabhängig von der konkreten Anlagenleistung, die Angaben in Watt und  $\text{Watt}/\text{cm}^3$  hingegen beziehen sich stets auf die konkrete Protonenstrahlleistung (z.B. bei der ESS 5 MW Strahlleistung, das entspricht bei einer Protonenenergie von 1334 MeV einem Strom von 3.75 mA, was  $2.34 \cdot 10^{16} p/s$  entspricht).

Abb. 4.5 zeigt beispielhaft die Energiedeposition eines 1334 MeV Protonenstrahls in einem 40 cm langen Quecksilberzylinder in Abhängigkeit von der Tiefe.

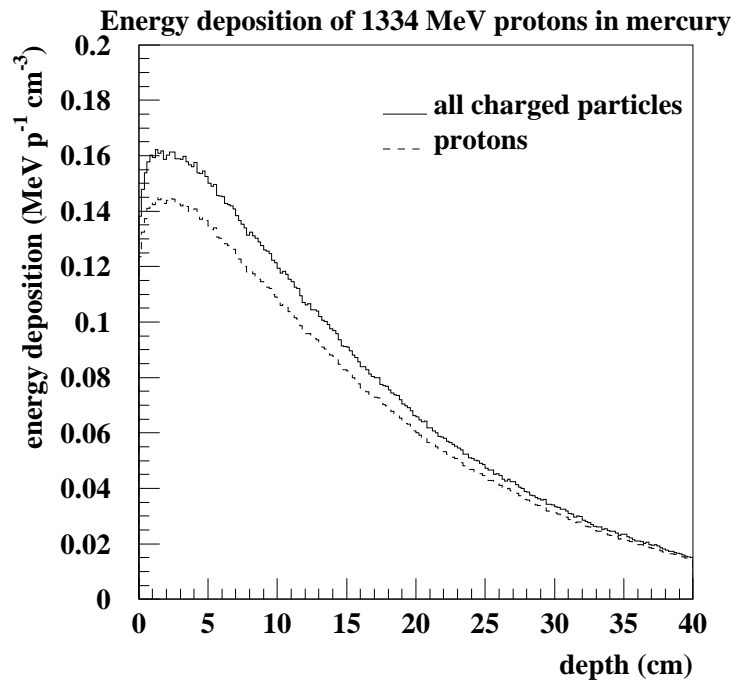


Abbildung 4.5: Energiedeposition der geladenen Teilchen in einem zylindrischen Quecksilber-Target von 7.5 cm Radius und 40 cm Länge beim Beschuss mit 1334 MeV Protonen. Die Energiedeposition durch von Neutronen mit  $E_n \geq 20$  MeV erzeugten Recoil-Teilchen ist berücksichtigt.

### 4.2.2 Energiedeposition durch Neutronen und Gammas mit Energien $\leq 15$ MeV

Im MORSE Modell gibt es im Unterschied zum HETC keinen eigenen Energiedepositionsdetektor. Vielmehr bietet MORSE die Möglichkeit, die Neutronen- und Gammaflüsse mit als Responsefunktionen angegebenen KERMA Faktoren zu falten. Da Neutronen elektrisch neutral sind, kommt es beim Durchgang durch Materie auch nicht zu Wechselwirkungen mit dem elektrischen Feld von Atomen. Allerdings können Neutronen an Atomkernen gestreut werden oder werden von diesen absorbiert. Dabei können geladene Teilchen und Photonen erzeugt werden. Diese wechselwirken nun wieder sehr stark mit der umgebenden Materie und geben dadurch Energie ab. KERMA-Faktoren (Kinetic Energy Release per unit mass) geben die Summe der kinetischen Energien aller geladenen Teilchen an, die durch ein indirekt ionisierendes Teilchen in dem Volumen  $dV$  der Materie mit der Dichte  $\rho$  produziert wurden.

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm}$$

wobei  $dE_{tr}$  die Summe der Ausgangswerte der kinetischen Energien aller geladenen Teilchen ist, die im Volumen  $dV$  durch Photonen und Neutronen verursacht wurden und  $dm = \rho \cdot dV$ .

Sie werden vorwiegend im Energiebereich unterhalb von ca. 20 MeV (je nach benutzter Bibliothek) verwendet. Üblicherweise haben mikroskopische KERMA Faktoren die Einheit  $[eV \cdot barn/atom]$  während sie makroskopisch in der Einheit  $[eV \cdot cm^2/g]$  angegeben werden.

Da KERMA-Faktoren energieabhängig sind, ist es natürlich auch hier wieder entscheidend, wie fein die Gruppenstruktur ist. Die MatXS-11 Bibliothek besitzt 80 Gruppen für den Neutronentransport im Energiebereich von 20 MeV bis  $10^{-4}$  eV, allerdings keine Gruppen für den Gammatransport. Die EPR-Bibliothek [38] besitzt 100 Gruppen für den Neutronentransport im Energiebereich von 14.9 MeV bis  $10^{-4}$  eV und 21 Gruppen für den Gammatransport im Energiebereich von 14 MeV bis 10 keV.

Da der Neutronen- und Gammafluß in MORSE in der Einheit  $[cm/Quellteilchen \cdot eV]$  ausgegeben wird, resultiert bei der Faltung mit KERMA-Faktoren der Einheit  $[(eV \cdot barn)/atom]$  und Aufsummierung über alle Energiegruppen der Breite  $\Delta E [eV]$  eine Einheit der Responsefunktion von

$$\left[ \frac{eV \cdot barn \cdot cm}{Quellteilchen \cdot atom} \right].$$

Berücksichtigt man weiterhin, daß  $1 \text{ barn} = 10^{-24} cm^2$  sind und multipliziert noch mit der numerischen Atomdichte  $DEN [atome/cm^3]$  des jeweiligen Materials, so erhält man schließlich die Energiedeposition in  $[eV/p_{quell}]$ . Diese kann dann wiederum über einen Skalierungsfaktor auf die jeweilige Protonenstrahlleistung

umgerechnet werden.

Zusammengefasst ergibt sich die Energiedeposition zu

$$E_{dep} \left[ \frac{eV}{\text{Quellteilchen}} \right] = \Phi_{n,\gamma} \left[ \frac{cm}{\text{Quellteilchen} \cdot eV} \right] \cdot K \left[ \frac{eV \cdot barn}{atom} \right] \cdot \Delta E [eV] \cdot DEN \left[ \frac{atome}{cm^3} \right] \cdot 10^{-24} \left[ \frac{cm^2}{barn} \right].$$

Abb. 4.6 zeigt die KERMA-Faktoren der beiden verwendeten Bibliotheken für die wichtigsten der im TMR-Komplex verwendeten Elemente. Man erkennt deutlich, daß der Energieübertrag für Neutronen umso höher ist, je geringer die Nuklidichte des Materials ist, der KERMA-Faktor ist in diesem Fall hoch, und er wird umso kleiner, je dichter das Material ist, da hier in der Regel schwere Atomkerne vorliegen, an denen die Neutronen nur elastisch ohne nennenswerten Energieverlust gestreut werden.

Bei den KERMA-Faktoren für Photonen sieht es genau gegenteilig aus, hier ist der KERMA-Faktor umso höher, je dichter das Material ist. Diesen Effekt macht man sich üblicherweise auch bei der Abschirmung von Gammastrahlung zunutze, wobei häufig Elemente wie Eisen, Wolfram und Blei verwendet werden.

Wie in Abb. 4.6 zu sehen ist, zeigen sich allerdings bei den Kermafaktoren für Neutronen von Blei und Aluminium starke Abweichungen zwischen den beiden Bibliotheken im Energiebereich unterhalb von 10 keV, die teilweise mehr als 3 Größenordnungen betragen.

Ein Vergleich mit den entsprechenden Kermafaktoren des Programms MCNP [33] zeigt, daß diese mit den Kermafaktoren der MatXS-11 Bibliothek (vgl. auch Abb. 4.7), wengleich auch hier noch Unterschiede unterhalb einer Energie von 10 eV vorhanden sind.

In Abb. 4.8 (Seite 23) wird ein Vergleich der entsprechenden Gamma-Kermafaktoren gezeigt. Diese Kermafaktoren stimmen gut überein.

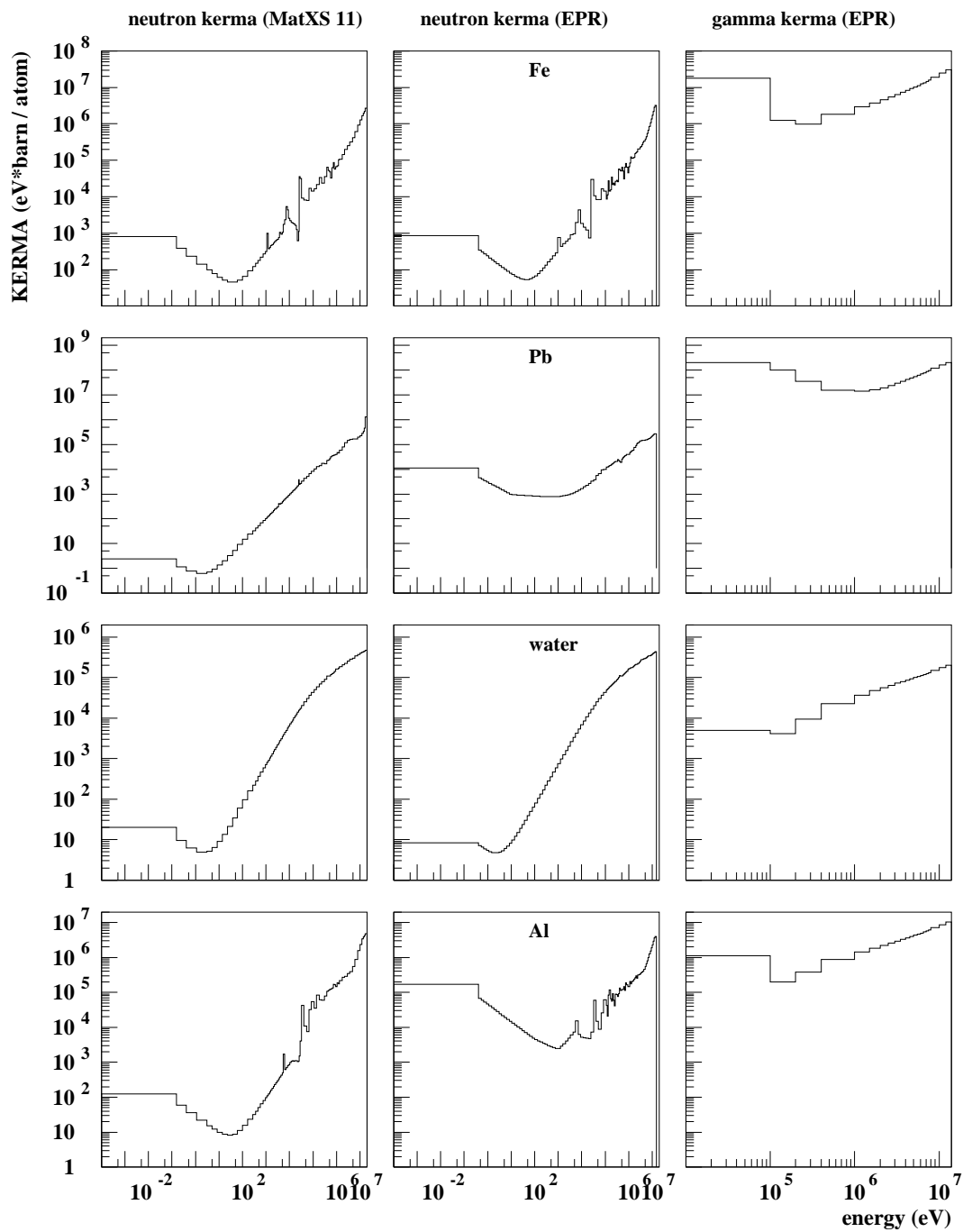


Abbildung 4.6: Die Neutronen- und Gamma-KERMA-Faktoren der MatXS-11 [34] und EPR Bibliothek [38] für verschiedene Elemente und  $H_2O$  im Vergleich.

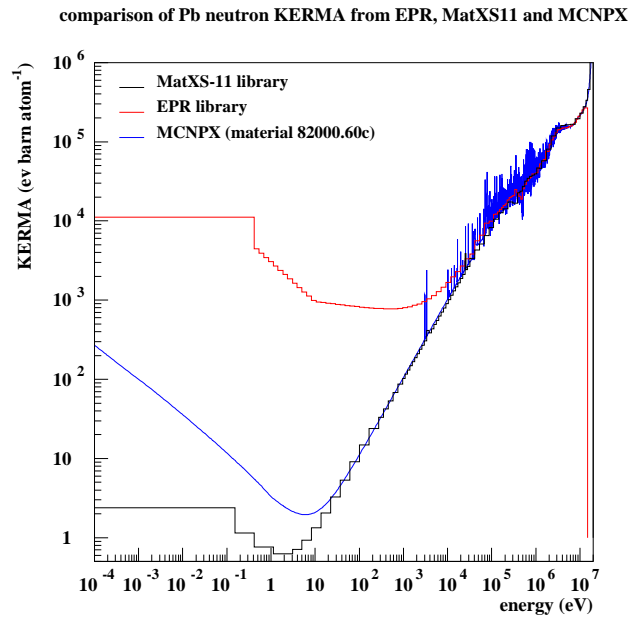


Abbildung 4.7: Die Neutronen-KERMA Faktoren für Blei der MatXS11 und EPR Bibliothek im Vergleich zu Punktdaten aus der MCNPX Datei.

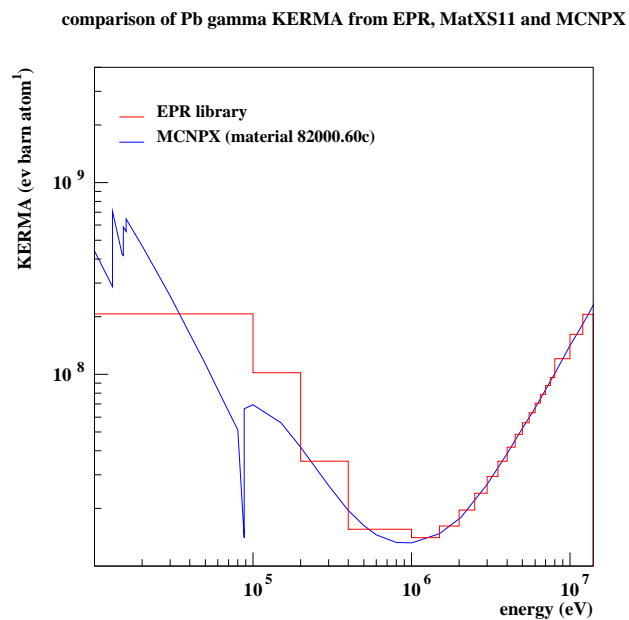


Abbildung 4.8: Die Gamma-KERMA Faktoren für Blei der EPR Bibliothek im Vergleich zu Punktdaten aus der MCNPX Datei.

### 4.2.3 Auswirkung unterschiedlicher Kerma-Faktoren auf die Gesamtenergiedeposition

Aufgrund der großen Unterschiede war zu klären, welchen Einfluß dies auf die totale Energiedeposition hat. Dazu wurde zunächst bestimmt, ob sich die Unterschiede in den Kermafaktoren in konkreten Energiedepositionsrechnungen nachweisen lassen. Die dazu gewählte Prüfanordnung bestand aus einer Bleikugel mit einem Radius von 5 cm, in deren Mittelpunkt sich eine isotrope, monoenergetische Neutronenquelle befindet. Der Radius wurde deshalb so klein gewählt um ein Streuen in niedrigere Energiegruppen möglichst gering zu halten und so ausschließlich die Auswirkung der Unterschiede der Kermafaktoren in der gewählten Energiegruppe beobachten zu können. Tab. 4.5 zeigt deutlich, wie sich der Unterschied der Kermafaktoren (Abb. 4.7) proportional in der Energiedeposition widerspiegelt.

Start- energie $E_n[eV]$	Energiedeposition [MeV / Quellteilchen]				
	MatXS 11 Neutronen	EPR		MCNPX	
		Neutronen	Gamma	Neutronen	Gamma
$5.50 \cdot 10^5$	$3.86 \cdot 10^{-3}$	$5.42 \cdot 10^{-3}$	$5.27 \cdot 10^{-3}$	$4.97 \cdot 10^{-3}$	$4.24 \cdot 10^{-3}$
$2.02 \cdot 10^5$	$3.84 \cdot 10^{-3}$	$3.93 \cdot 10^{-3}$	$7.97 \cdot 10^{-3}$	$3.43 \cdot 10^{-3}$	$5.40 \cdot 10^{-3}$
$1.23 \cdot 10^5$	$2.53 \cdot 10^{-3}$	$3.27 \cdot 10^{-3}$	$6.50 \cdot 10^{-3}$	$2.92 \cdot 10^{-3}$	$2.32 \cdot 10^{-3}$
$1.17 \cdot 10^4$	$2.80 \cdot 10^{-4}$	$4.82 \cdot 10^{-4}$	$9.16 \cdot 10^{-3}$	$3.28 \cdot 10^{-4}$	$4.69 \cdot 10^{-3}$
$1.01 \cdot 10^2$	$2.67 \cdot 10^{-6}$	$2.42 \cdot 10^{-4}$	$5.32 \cdot 10^{-3}$	$3.15 \cdot 10^{-6}$	$3.77 \cdot 10^{-3}$
$1.13 \cdot 10^0$	$1.21 \cdot 10^{-6}$	$8.96 \cdot 10^{-4}$	$5.01 \cdot 10^{-2}$	$8.98 \cdot 10^{-7}$	$3.72 \cdot 10^{-2}$
$4.14 \cdot 10^{-1}$	$2.15 \cdot 10^{-6}$	$3.17 \cdot 10^{-3}$	$1.50 \cdot 10^{-1}$	$1.61 \cdot 10^{-6}$	$6.70 \cdot 10^{-2}$
$1.52 \cdot 10^{-1}$	$4.56 \cdot 10^{-6}$	—	—	$2.75 \cdot 10^{-6}$	$1.14 \cdot 10^{-1}$
$1.00 \cdot 10^{-2}$	—	—	—	$1.04 \cdot 10^{-5}$	$4.30 \cdot 10^{-1}$

Tabelle 4.5: *Energiedeposition monoenergetischer Neutronen der Startenergie  $E_n$  in einer Bleikugel mit 5 cm Radius.*

Welchen Einfluß aber hat der Fluß in diesem Energiebereich auf die Gesamtenergiedeposition der Neutronen? Um diese Frage zu klären, wurden Vergleichsrechnungen an einer einfach aufgebauten Zylindergeometrie durchgeführt, die durch Beschuß mit Protonen ein realitätsnahes Spallationsneutronenspektrum liefert. Abb. 4.9 zeigt den Aufbau der Geometrie mit dem Bleitarget (Länge 80 cm, Radius 6 cm) in der Mitte, darum ein 5 Millimeter dicker Eisenmantel. Diesen umgibt ebenfalls zylindrisch ein 5.5 cm dicker Wassermoderator, der von einem 8 cm dicken Reflektor aus 15 Vol-%  $D_2O$  und 85 Vol-% Pb umgeben ist.



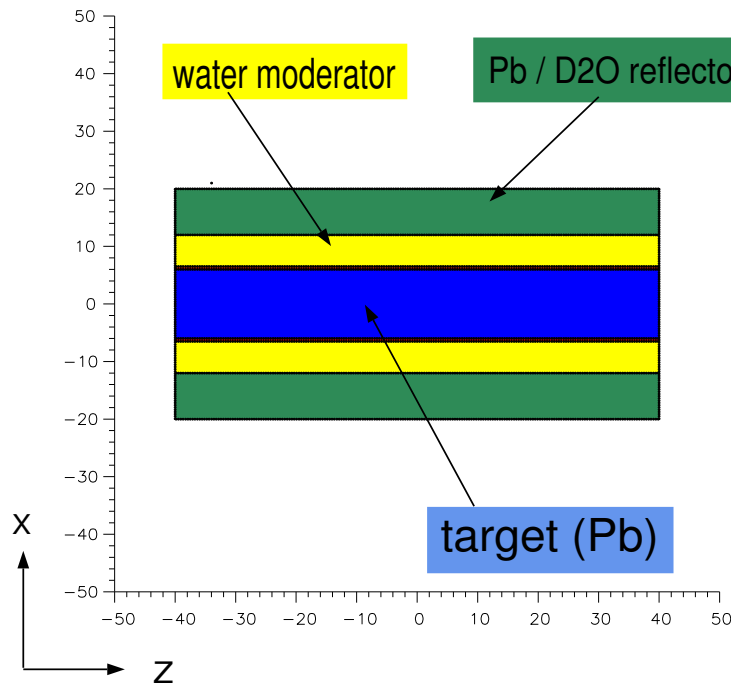


Abbildung 4.9: Längsschnitt durch die zylindrische Testanordnung.

Während es mit den Detektoren des HERMES-Pakets nur möglich ist, die Energiedeposition nach Teilchenart aufzuschlüsseln, bietet MCNPX auch die Möglichkeit, die Energiedeposition der Teilchen in Abhängigkeit von ihrer Momentanenergie zu bestimmen.

Auf das oben beschriebene Zylindertarget trifft ein punktförmiger Protonenstrahl ("pencil beam") der Energie 1334 MeV. Die Energiedeposition in der dargestellten Anordnung wurde zunächst mit den Programmen HETC und MORSE des HERMES-Pakets sowie mit dem MCNPX-Code gerechnet.

Während die Ergebnisse der beiden Codes außerhalb des Targets gut übereinstimmen, ergeben sich im Target selbst deutliche Unterschiede in der Energiedeposition der Neutronen und Photonen. Auch bei den Gammaflüssen liefert MCNPX deutlich höhere Ergebnisse als der gekoppelte  $(n,\gamma)$ -Transport im MORSE (siehe Abb. 4.10 auf Seite 27).

Dies hat zwei Gründe: Zum einen summiert MCNPX die Energiedeposition aller Neutronen, also auch derjenigen oberhalb von 15 bzw. 20 MeV im entsprechenden Detektor auf, während in HERMES eine Aufteilung in hoch- und niederenergetische Neutronen erfolgt. Die Energiedeposition der niederenergetischen wird durch Faltung des Flusses mit dem entsprechenden Kernfaktor im Programm MORSE behandelt, wohingegen die hochenergetischen Neutronen im Kanal "recoil energy" des HETC-Energiedepositionsdetektors mit berücksichtigt werden.

Zum anderen kann im Programm MORSE zwar ein gekoppelter  $(n, \gamma)$ -Transport gerechnet werden, jedoch umfassen die Gruppenwirkungsquerschnittsdaten für Photonen nur einen Energiebereich von 10 keV bis 14 MeV. Ein höherenergetischer Gammafluß kann hier also nicht berücksichtigt werden. Für die durch Neutronenwechselwirkungen verursachten Gammas reicht dieser Energiebereich im MORSE auch vollkommen aus, nicht jedoch für die aus dem Zerfall von  $\pi^0$  entstehenden Gammas, die im Mittel Energien von 70 MeV haben können. Diese treten jedoch nur im Target und dessen direkter Umgebung auf. Auch die von den angeregten Restkernen emittierten Photonen werden im MORSE nicht berücksichtigt.

Darum wurde zusätzlich der durch den  $\pi^0$ -Zerfall entstehende Gammafluß mit dem elektromagnetischen Schauer Modell EGS [24] und die Photonenemission der angeregten Restkerne mit NDEM sowie der daraus entstehende Gammafluß ebenfalls mit EGS simuliert.

Abb. 4.10 (Seite 27) zeigt die einzelnen Anteile am gesamten Gammafluß zwischen 10 keV und 14 MeV in der beschriebenen Test-Anordnung sowie den Vergleich mit den Ergebnissen aus dem MCNPX-Code. Insbesondere im Target ist ein deutlicher Einfluß der aus dem  $\pi^0$ -Zerfall und den angeregten Restkernen entstehenden Photonen zu erkennen. Mit zunehmender Entfernung vom Target nimmt der Anteil der aus diesen Effekten entstehenden Photonen ab und der aus  $(n, \gamma)$ -Reaktionen Gammafluß wird dominant.

#### 4.2.4 Verifikation der KERMA-Faktoren

Da für Mischungen von Elementen und Verbindungen keine KERMA-Faktoren verfügbar waren, ergab sich die Frage, wie die Energiedeposition in solchen Materialsystemen (z.B. der Reflektor mit 15 Vol%  $D_2O$  und 85 Vol%  $Pb$ ) bestimmt werden kann.

Die Möglichkeit, den Reflektor realitätsnah auch in der geometrischen Modellierung mit  $D_2O$ -Kühlkanälen zu durchziehen, schied wegen der Komplexizität aus. Hierbei wäre zwar jeder Bereich entweder mit reinem  $D_2O$  oder  $Pb$  (für die ja einzeln jeweils KERMA-Faktoren existieren) zu definieren gewesen, jedoch hätte dies zu einer überproportionalen Zunahme der Rechenzeit geführt.

Darum wurde an der oben beschriebenen Zylindergeometrie geprüft, inwieweit sich KERMA-Faktoren "mischen" lassen, d.h. ob eine lineare Interpolation der KERMA-Faktoren im jeweiligen Verhältnis der beteiligten Elemente möglich ist.

Der so "gemischte" Kermafaktor  $K_{eff}$  ergibt sich dann zu

$$K_{eff} = DEN_{(D_2O)} \cdot K_{(D_2O)} + DEN_{(Pb)} \cdot K_{(Pb)}$$

mit:

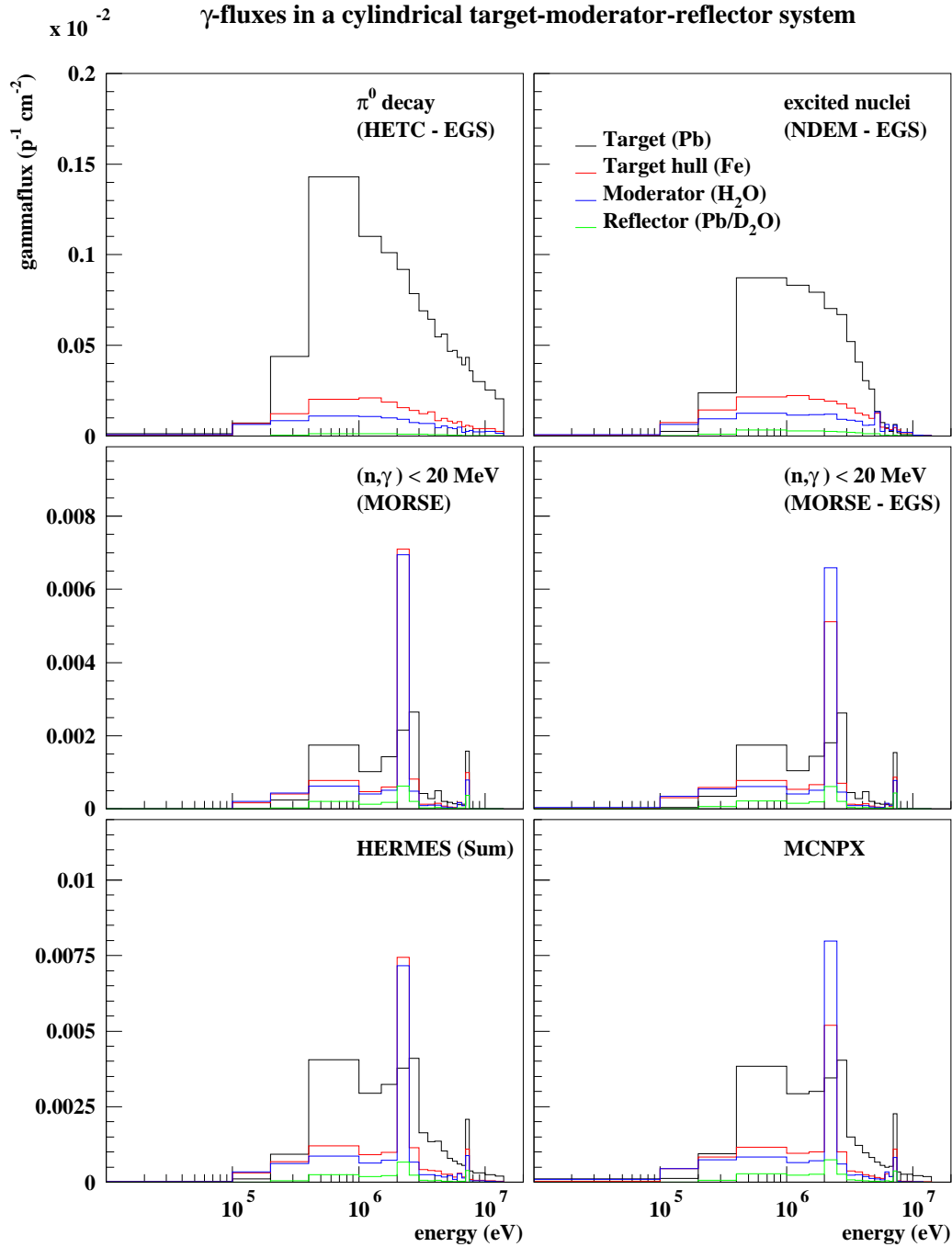


Abbildung 4.10: Übersicht der Beiträge zum Gammafluß aus den einzelnen Programmodulen des HERMES-Pakets und Vergleich mit dem Gammafluß des MCNPX-Codes im Energiebereich  $10 \text{ keV} \leq E_\gamma \leq 14 \text{ MeV}$ .

$K_{eff}$	interpolierter, effektiver KERMA-Faktor der Mischung,
DEN	Anteil des jeweiligen Elements bzw. der Verbindung an der numerischen Atomdichte der Mischung,
K	Kerma-Faktor des jeweiligen Elements bzw. der Verbindung.

Der 85%ige Pb-Anteil und dessen hoher Gamma-KERMA lassen die Vermutung naheliegen, daß ein Großteil der Energiedeposition von der Gammastrahlung herrührt. Berücksichtigt man, daß der Kerma-Faktor definiert ist als die Summe der kinetischen Energien  $E_{kin}$  aller geladenen Teilchen, die beim Durchgang indirekt ionisierender Strahlung durch Materie der Dichte  $\rho$  in einem Volumen  $V$  erzeugt werden, so lag es nahe, dies mit dem EGS-Modell [24] zu verifizieren.

Die durch (n,  $\gamma$ )-Reaktionen entstehenden Photonen wurden am Ort ihrer Entstehung einerseits an das EGS-Modell übergeben, das den weiteren Gamma-transport einschließlich der Energiedeposition simulierte, andererseits wurde im MORSE selbst der Gammafluß berechnet und mittels einer Responsefunktion mit dem entsprechenden KERMA-Faktor gefaltet.

Eine weitere Variante der Überprüfung der Ergebnisse war die Simulation der Energiedeposition mit dem Programm MCNPX (vgl. Kap. 3.3), welches statt KERMA-Faktoren sog. 'Track Length Cell Energy Deposition Tallies' benutzt. Die in einem Volumen  $V$  deponierte Energie  $F$  wird hier bestimmt über die Gleichung

$$F = \rho \int_V \int_t \int_E H(E) \Phi(\vec{r}, E, t) dE dt \frac{dV}{V}$$

wobei  $H(E)$  als "heating response" bezeichnet wird und gegeben ist durch

$$H(E) = \sigma_T * (E - \sum_i p_i(E) [\bar{E}_{out_i}(E) - Q_i + \bar{E}_\gamma(E)]) \text{ für Neutronen und}$$

$$H(E) = \sigma_T * \sum_{i=1}^3 p_i(E) * (E - \bar{E}_{out}) \text{ für Photonen}$$

mit:

$\rho$	density (atoms / $cm^3$ ),
$\Phi(\vec{r}, E, t)$	neutron flux,
$\sigma_T$	total neutron cross section,
$E$	incident neutron energy,
$p_i(E)$	probability of reaction i,
$\bar{E}_{out_i}$	average exiting neutron energy for reaction i,
$Q_i$	Q-value of reaction i,
$\bar{E}_{\gamma_i}$	average energy of exiting gammas for reaction i
	i = 1 Compton-Streuung,

i = 2 Paarbildung ( $\bar{E}_{out} = 1.022016\text{MeV}$ ) und  
 i = 3 Photoelektrischer Effekt.

Tab. 4.6 gibt eine Übersicht der von Neutronen ( $\leq 20\text{ MeV}$ ) in der zuvor beschriebenen zylindrischen Testgeometrie deponierten Energie, Tab. 4.7 zeigt die Beiträge aus den verschiedenen HERMES-Programmen zur Energiedeposition der Photonen sowie den Vergleich mit MCNPX.

Zone	Energiedeposition [MeV / Quellteilchen]	
	HERMES	MCNPX
Target (Pb)	1.12	1.09
Targetmantel (Fe)	0.51	0.56
Moderator ( $H_2O$ )	37.8	34.1
Reflektor (Pb/ $D_2O$ )	5.97	5.82

Tabelle 4.6: Vergleich der Energiedeposition der Neutronen unterhalb von 20 MeV in der zylindrischen Testgeometrie (s. Abb. 4.9) mit HERMES und MCNPX.

Zone	Energiedeposition [MeV / Quellteilchen]				
	Photonen				Photonen MCNPX
	MORSE	NDEM - EGS	EGS $\pi^0$	Summe	
Target (Pb)	25.44	13.38	53.3	92.1	89.7
Targetmantel (Fe)	1.75	0.26	0.71	2.09	2.58
Moderator ( $H_2O$ )	3.51	0.37	0.76	4.40	5.41
Reflektor (Pb/ $D_2O$ )	22.9	5.32	4.05	32.3	35.04

Tabelle 4.7: Vergleich der Energiedeposition der Photonen in der zylindrischen Testgeometrie (s. Abb. 4.9) mit HERMES und MCNPX.

Die Abweichungen zwischen den Ergebnissen der beiden Modelle beträgt bei der Energiedeposition der Neutronen im Maximum weniger als zehn Prozent, bei der Energiedeposition der Photonen im Maximum 19 %. Insbesondere im Reflektor läßt sich sowohl bei den Neutronen als auch bei den Photonen eine gute Übereinstimmung beobachten, was die Möglichkeit der oben beschriebenen anteiligen Wichtung von Kermafaktoren bestätigt.

### 4.3 Methoden zur Bestimmung der Gasproduktion und Materialschädigung

Die Materialschädigung durch Teilchenstrahlung wird durch spallationsinduzierte Effekte und durch niederenergetische Neutronen ( $< 20$  MeV) verursacht.

Die Materialschädigung ist grundsätzlich Folge verschiedener Effekte. Dies sind die Gasproduktion von Wasserstoff und Helium, atomare Displacements und Transmutation. Die Gasproduktion wird im Wesentlichen bestimmt durch die Reaktionen

(p,p)	(n,p)
(p,d)	(n,d)
(p,t)	(n,t)
(p, $^3He$ )	(n, $^3He$ )
(p, $\alpha$ )	(n, $\alpha$ ).

Die dabei entstehenden Wasserstoff- und Heliumatome können entweder Leerstellen im Gitter oder Zwischengitterstellen besetzen oder, da sie im Vergleich zu den Gitteratomen und Gitterabständen sehr klein und damit im Gitter sehr beweglich sind, innerhalb des Gitters wandern und sich an den Korngrenzen sammeln.

Dies führt zu Inhomogenität und bereits bei geringen Belastungen zu mikroskopischen Spannungsspitzen entlang der Korngrenzen, was frühes Bauteilversagen zur Folge haben kann.

Displacements entstehen, wenn ein Gitteratom von seinem Gitterplatz gestossen wird. Grundsätzlich können Displacements durch 2 verschiedene Effekte entstehen:

- (a) "nuclear effects",
- (b) "electronic effects".

Der Displacement-Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{dpa}$  setzt sich aus den Beiträgen der beiden zuvor genannten Effekte zusammen. Beim direkten Stoß eines Primärteilchens der Masse  $m$  (oder eines aus den oben aufgeführten Transmutationsreaktionen emittierten Teilchens) der Energie  $E$  mit einem Gitteratom der Masse  $M$  bestimmt sich die maximal auf das Gitteratom übertragbare Energie  $T$  durch

$$T = T_{max} = \frac{4mM}{(m + M)^2} * E$$

. Betrachtet man dies für ein auf einen Eisen-Atomkern treffendes Neutron der Energie  $E = 1$  MeV, so ergibt sich die maximal auf das Eisenatom übertragbare Energie  $T$  aus

$$T = \frac{4 * m_n * M_{Fe}}{(m_n + M_{Fe})^2} * E = \frac{4 * 1u * 56u}{(1u + 56u)^2} * 1MeV = 68,9keV$$

Um ein Gitteratom von seinem Gitterplatz zu verdrängen, muß das stoßenden Teilchen eine Mindestenergie (Schwellenergie) haben, um das von den Gitterkräften gehaltene Atom aus seiner Position zu stossen (“nuclear effect“). Diese Mindestenergie ist elementspezifisch und für alle Isotope eines Elements gleich, da sie von der Gitterbindungsenergie eines Atoms bestimmt wird. Gitterbindungen aber werden von den Atomhüllen ausgebildet. Dies bedeutet auch, daß Schwellenergien nur für Materialien mit Gitterstruktur angegeben werden können, nicht jedoch für Flüssigkeiten (wie zum Beispiel Flüssigmetalle) ohne Gitterstruktur.

Tabelle 4.8 gibt die Schwellenergien für einige häufig vorkommende Elemente an.

Element	Schwellenergie $T_d$	Element	Schwellenergie $T_d$
Al	25 eV	Fe	40 eV
Pb	25 eV	Ni	40 eV
Si	25 eV	Co	40 eV
Ti	30 eV	Cr	40 eV
Cu	30 eV	Ta	90 eV
C	31 eV	W	90 eV

Tabelle 4.8: *Schwellenergie  $T_d$  für verschiedene Elemente.*

Diesen ersten Anstoß eines einfallenden Teilchen an ein Gitteratom nennt man “primary knock-on atom“ (PKA). Das von seinem Gitterplatz gestossene Atom kann nun seinerseits wieder, sofern es über eine ausreichende Recoil-Energie (oberhalb der notwendigen Schwellenergie) verfügt, weitere Displacements verursachen. Es kann sich auf diese Weise eine ganze Kaskade an Displacements ausbilden. Die maximale Anzahl  $N_d$  der Displacements in einer solchen Kaskade kann mit der Theorie von Lindhard [46] beschrieben werden.  $N_d$  ist dabei eine in Abhängigkeit von der Recoilenergie  $T$  abschnittsweise definierte Funktion und lautet:

$$\begin{aligned}
 N_d &= 0 && \text{für} && T < T_d, \\
 N_d &= 1 && && T_d \leq T < 2 * T_d \text{ und} \\
 N_d &= \frac{0,8 * T}{2 * T_d} && && 2 * T_d \leq T.
 \end{aligned}$$

Der zweite Effekt (“electronic effect“), durch den ein Gitteratom von seinem Platz gestossen werden kann, ist eine Photonenemission des Gitteratoms selbst. Bei  $(n, \gamma)$ -Reaktionen absorbiert das Gitteratom ein Neutron und emittiert ein Photon. Die Energie dieses Photons ist nuklidabhängig und wird für einige im Bereich der ESS häufig vorkommende Nuklide in Tab. 7.1 (siehe Seite 75) dargestellt.

Um dem Impulserhaltungssatz zu genügen muß das Gitteratom den entgegengesetzten Impuls des von ihm emittierten Photons übernehmen. Für die Reaktion  $^{56}\text{Fe}(n, \gamma)^{57}\text{Fe}$  bedeutet dies einen Impuls von  $p_\gamma = p(^{57}\text{Fe}) = 3,799 \cdot 10^{-21} \frac{\text{kg}\cdot\text{m}}{\text{s}}$ , was für das Eisenatom eine kinetische Energie von 477 eV bedeutet. Da diese größer ist als die Schwellenergie von  $T_d = 40$  eV, kann es seinen Gitterplatz verlassen und, soweit seine Energie dann noch groß genug ist, wiederum eine Kaskade von Displacements auslösen.

Während für den oben beschriebenen Effekt des direkten “primary knock-on atom“ (PKA) die durch den Stoß auf das Gitteratom übertragene Energie  $T$  größer sein muß als die Schwellenergie  $T_d$  um ein Displacement zu verursachen, ist dies bei den durch  $(n, \gamma)$ -Reaktionen ausgelösten Recoil-Reaktionen nicht notwendig. Hier kann auch ein Neutron mit einer Energie  $E_n < T_d$  bei Absorption durch ein Gitteratom und anschließender Photon-Emission ein Displacement verursachen. Vielmehr ist hierbei der  $(n, \gamma)$ -Wirkungsquerschnitt ein Maß für die Wahrscheinlichkeit einer Photon-Emission und somit für die Entstehung von Displacements. Das erklärt auch ein Ansteigen der in Abb. 4.12 gezeigten dpa-Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{dpa}$  für Pb und Fe bei abnehmender Neutronenenergie unterhalb der Schwellenergie  $T_d$ .

In Abb. 4.11 wird das Ablaufschema zur Simulation der Materialschädigung durch Teilchenstrahlung gezeigt, es wird nachfolgend in 4.3.1 und 4.3.2 erläutert.

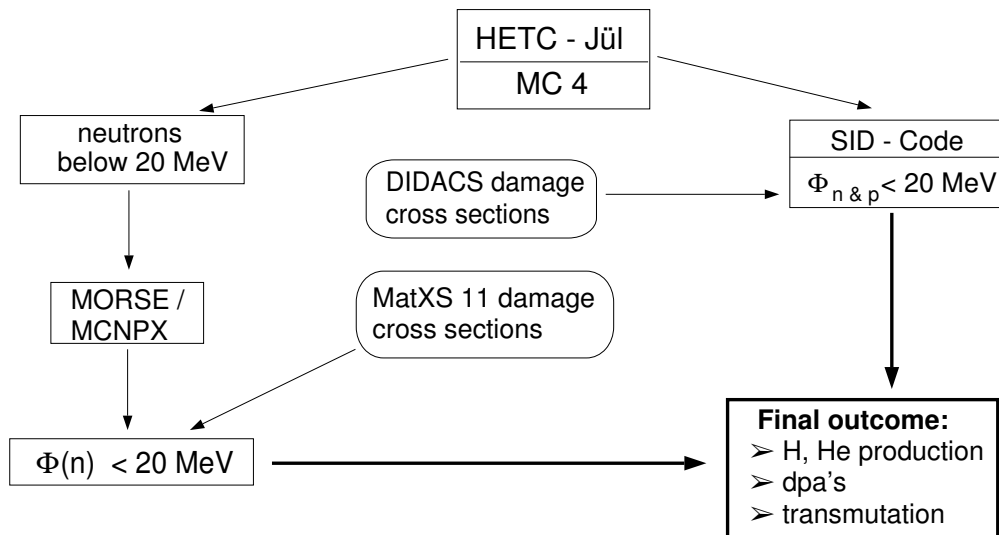


Abbildung 4.11: Schema der Materialschädigungsrechnung.



### 4.3.1 Spallationsinduzierte Effekte

Zur Berechnung der Displacements und Heliumproduktion durch hochenergetische Teilchen (oberhalb von 20 MeV) wurden die DIDACS Daten [40] benutzt. Dazu wurde der hochenergetische Protonen- und Neutronenfluß in 14 Energiegruppen für den Bereich von 20 bis 1334 MeV bestimmt. Diese wurden dann mit den entsprechenden Wirkungsquerschnitten gefaltet.

### 4.3.2 Schädigung durch Neutronen $\leq 20$ MeV

Für die Effekte, die von Neutronen mit Energien  $\leq 20$  MeV verursacht werden, wurden die Daten der MatXS-11 Bibliothek verwendet.

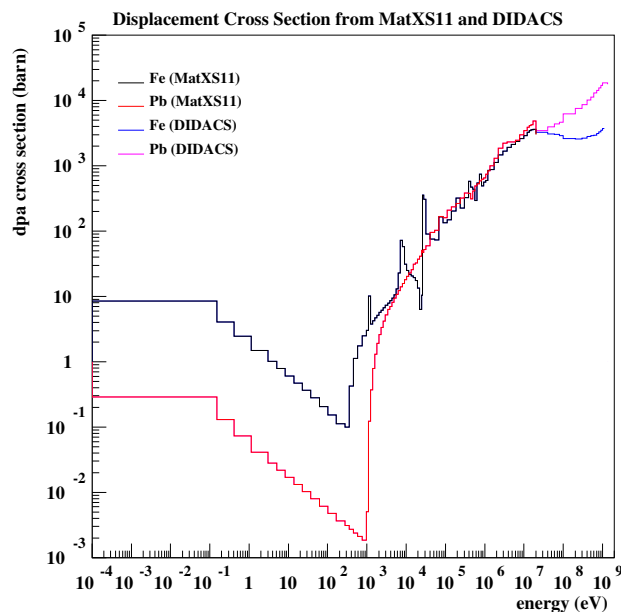


Abbildung 4.12: Verlauf der Displacement Wirkungsquerschnitte (MatXS11 und DIDACS Daten) für Eisen und Blei im Energiebereich von  $10^{-4}$  eV bis 1334 MeV.

Der Wasserstoffproduktionswirkungsquerschnitt ergibt sich durch Bildung der Summe über die Reaktionswirkungsquerschnitte von (n,p), (n,d) und (n,t). Der He-Produktionswirkungsquerschnitt setzt sich aus den Wirkungsquerschnitten der (n,  $^3\text{He}$ ) und (n, $\alpha$ ) Reaktionen zusammen.

Die Produktionsraten ergeben sich dann durch Faltung der Wirkungsquerschnitte mit den entsprechenden Neutronenflüssen in den Komponenten der Spallationsquelle.

# Kapitel 5

## Das Target Moderator Reflektor (TMR) System und die Geometriemodelle für die Simulation

Die geometrische Beschreibung der Körper, in denen der Strahlungstransport gerechnet werden soll, erfolgt im HERMES System über das Combinatorial Geometry (CG) Interface. Auf der Grundlage eines dreidimensionalen Koordinatensystems werden durch Kombination von Flächen und Körpern die Geometriezonen definiert [16].

Je mehr Zonengrenzen ein Teilchen auf seinem Transportweg dabei überschreiten muss, desto aufwendiger wird auch die Berechnung seines Weges. Je mehr Zonen die Gesamtgeometrie hat, desto größer ist der Rechenaufwand und damit auch die Rechenzeit. Insofern lag es nahe, die technische Anordnung via CG so zu beschreiben, daß einerseits eine ausreichend detailgetreue Nachbildung und andererseits eine rechenzeitoptimierte Anordnung zur Verfügung steht.

Im Folgenden soll zur Veranschaulichung eine Gegenüberstellung von Zeichnungen der Anlage und deren Umsetzung in die geometrischen Modelle gezeigt werden.

Abb. 5.1 zeigt den Grundriss der Halle des Targetgebäudes, der Protonenstrahl trifft von links zwischen den Kollimatoren hindurch durch das Protonenstrahlfenster auf das Target (hier grün zusammen mit dem Reflektor abgebildet). Um den Reflektor herum (blau eingezeichnet) die Shutterräder, von denen aus (hier nicht abgebildet) Neutronenleiter weiter zu den einzelnen Experimentierplätzen führen. Das Target ist fahrbar gelagert und kann nach rechts herausgefahren werden. Im rechten Teil der Halle befindet sich die "heiße Zelle" zur sicheren Handhabung aktivierter Komponenten und ein Dekontaminationsbereich.

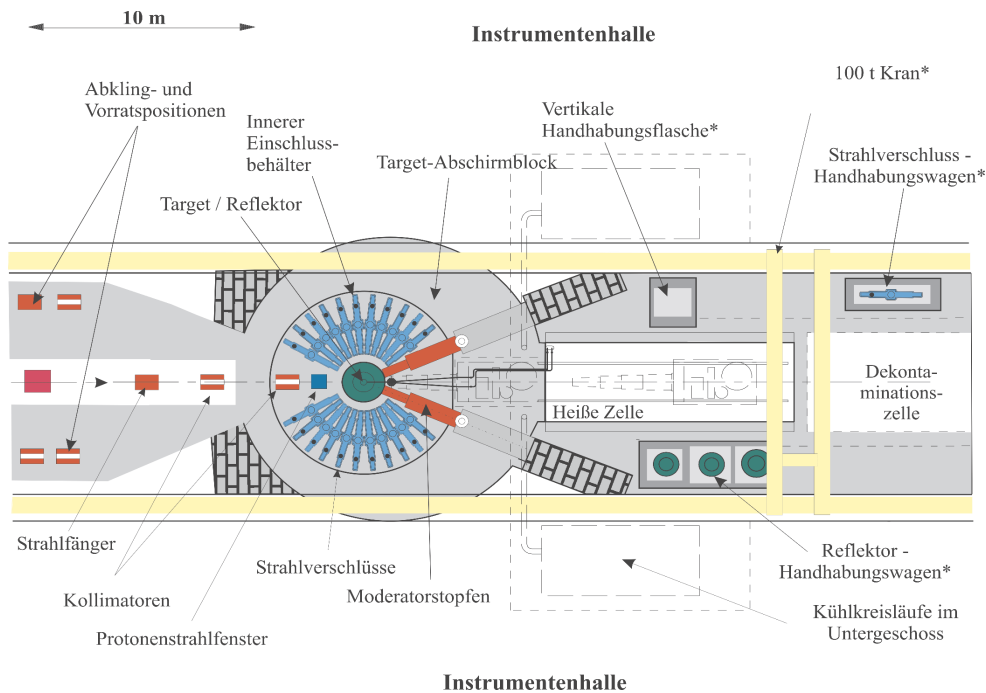


Abbildung 5.1: Grundriss der Halle mit dem TMR Komplex, Shuttern und heisser Zelle.

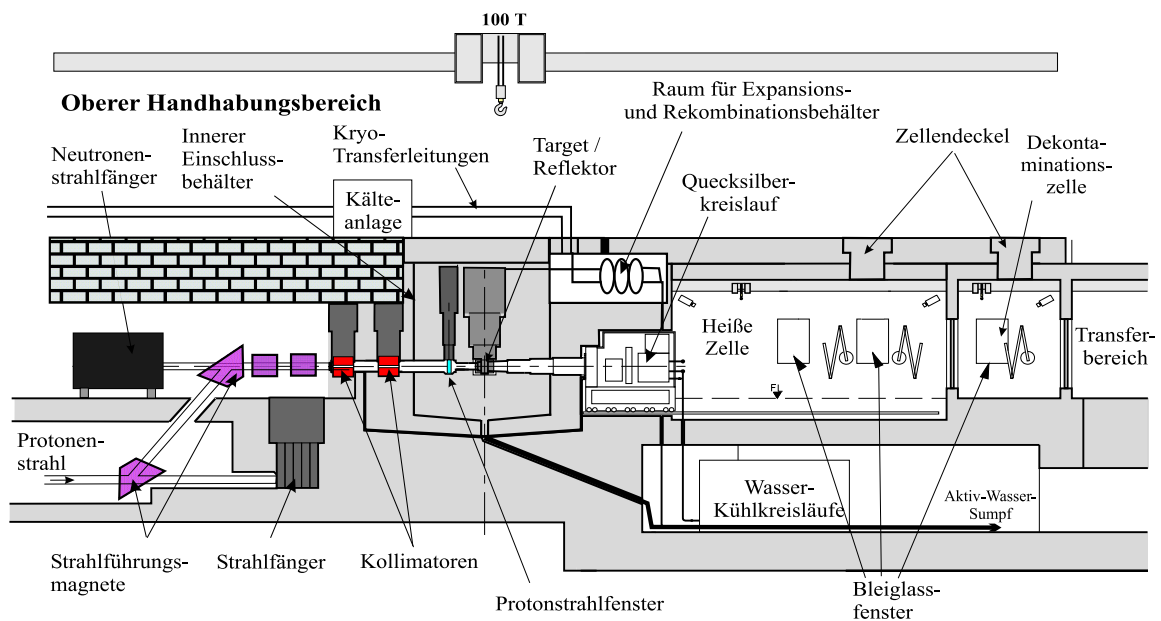


Abbildung 5.2: Senkrechter Schnitt der ESS Targetstation mit Reflektor, innerer Abschirmung und heisser Zelle (aus [15]).

Abb. 5.2 zeigt in Analogie zu Abb. 5.1 einen senkrechten Schnitt durch die Mittelachse der Halle des Targetgebäudes. Von rechts unten kommend wird der

Protonenstrahl über 2 Führungsmagnete durch die Kollimatoren gefädelt und trifft auf das Target. Rechts im Bild die heißen Zellen zur Handhabung aktivierter Komponenten sowie ober- und unterhalb des Targetkomplexes Hilfs- und Versorgungskreisläufe.

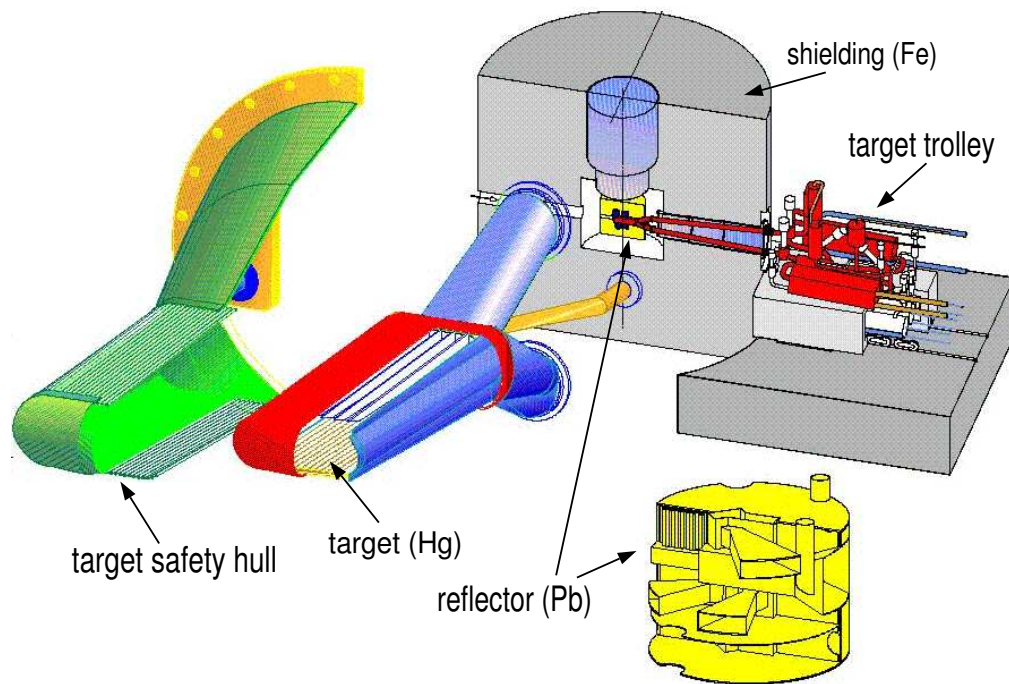


Abbildung 5.3: Schnitt durch Target, Reflektor und innere Abschirmung, im Vordergrund links Target und Sicherheitshülle, rechts der Reflektor.

Abb. 5.3 zeigt eine Detailansicht des Target-Moderator-Reflektor Komplexes mit der inneren Abschirmung. Rechts im Bild erkennt man das auf dem Trolley in Abschirmung und Reflektor eingefahrenen Target, das vorne links im Detail mit seiner Sicherheitshülle abgebildet ist. Vorne rechts im Bild (gelb dargestellt) eine Vergrößerung der Reflektorstrukturen mit den Öffnungen der Neutronenstrahlrohre. Die vorhergehende Anordnung wurde dann für die Monte Carlo Simulation wie nachfolgend beschrieben schematisiert. Zur Bestimmung der räumlichen Verteilung von radioaktiven Nukliden, Energiedeposition und Materialschädigungen wurden Reflektor und innere Abschirmung einerseits in horizontale Scheiben und diese wiederum zur winkelabhängigen Auflösung in 8 Kreissegmente unterteilt. Abb. 5.4 zeigt einen vertikalen Schnitt durch die mit HERMES-CG programmierte Geometrie in der Y-Z-Ebene, deutlich zu erkennen die Einteilung in horizontale Ebenen.

Die Anordnung der beiden Moderatoren wird in Abb. 5.5 deutlich, die einen Ausschnitt aus Abb. 5.4 zeigt.

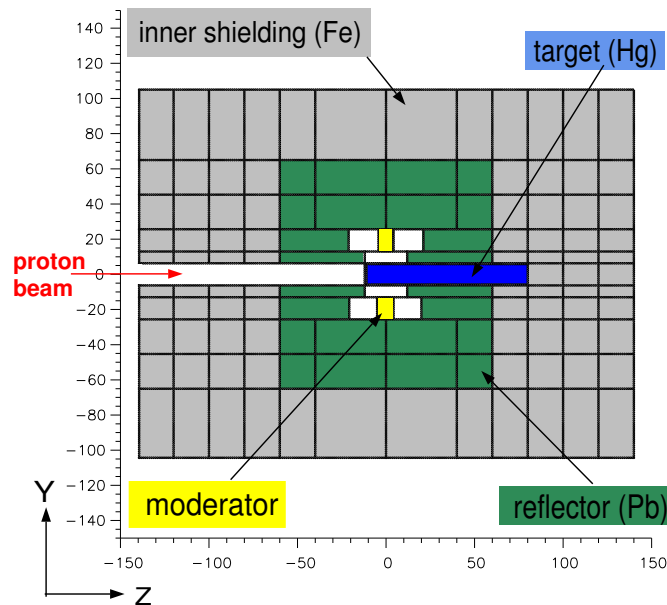


Abbildung 5.4: Geometrieschnitt in der Y-Z-Ebene bei  $x = 0\text{cm}$  (alle Maße in cm).

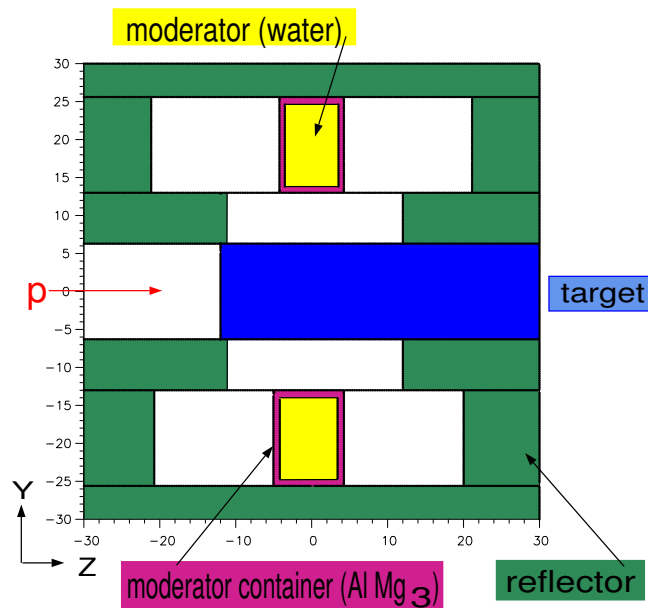


Abbildung 5.5: Schnitt in der Y-Z-Ebene bei  $x = 0\text{cm}$ , gelb dargestellt die beiden Wassermoderatoren, umgeben von ihrem Containment ( $\text{AlMg}_3$ ), rechts und links der Moderatoren die Neutronenflugrohre, vgl. auch Abb. 5.7.

Weiterhin sind die horizontalen Scheiben in konzentrische Kreise zur radialen Auflösung unterteilt. Der in Abb. 5.8 gezeigte Schnitt durch den Reflektor und

die innere Abschirmung verdeutlicht die Aufteilung in konzentrische Kreise und die Kreissegmente.

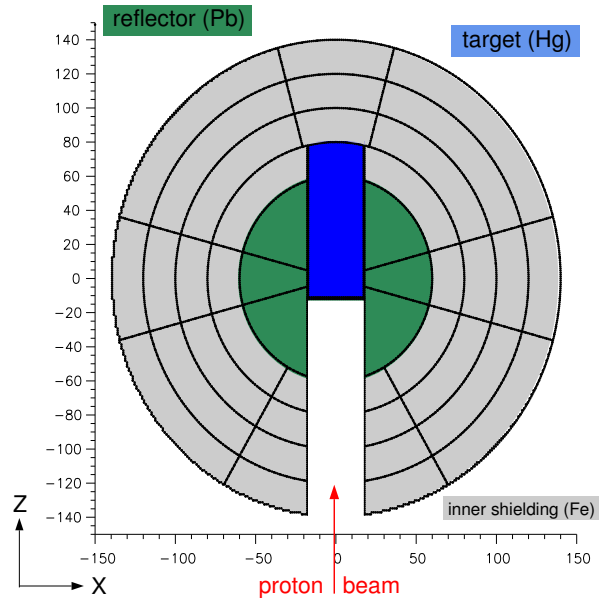


Abbildung 5.6: Geometrieschnitt in der X-Z-Ebene bei  $y = 0$  cm durch das Target, Reflektor und innere Abschirmung (alle Maße in cm).

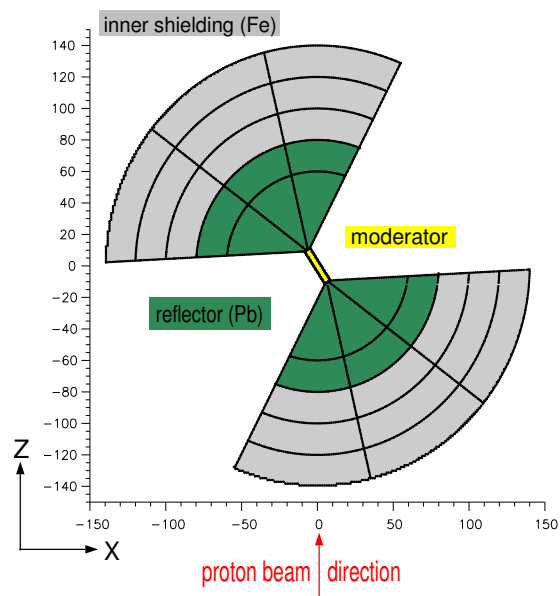


Abbildung 5.7: Geometrieschnitt in der X-Z-Ebene bei  $y = 20$  cm durch den Moderator, Reflektor und innere Abschirmung (alle Maße in cm).

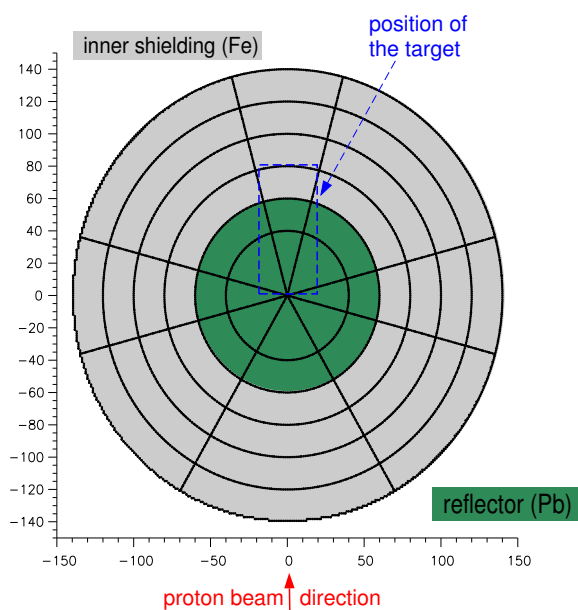


Abbildung 5.8: Geometrieschnitt in der  $X$ - $Z$ -Ebene bei  $y = 40$  cm durch Reflektor und innere Abschirmung (alle Maße in cm).

Das Target wurde, von der realen, sich nach hinten leicht aufweitenden Form abweichend im Rechenmodell als rechteckiger Kasten gestaltet, wie in den Abb. 5.4 und 5.6 (Seite 37/38) zu sehen ist, da dies die Anzahl der notwendigen Begrenzungsflächen in der geometrischen Beschreibung erheblich reduziert.

Abb. 5.9 zeigt einen Schnitt in der  $x$ - $z$ -Ebene auf Höhe des unteren Moderators und gibt einen Überblick über die Lage von Moderator, Reflektor, innerer Abschirmung und der Shutter, deren Aufteilung in Zonen zu erkennen ist. Die Zahlen beziehen sich auf die Nummerierung der Shutter-Zonen.

In Abb. 5.10 wird die Anordnung und Funktionsweise eines Shutter-Rades als Verschlüsselement zwischen dem Moderator auf der einen Seite und den Experimentierplätzen auf der anderen Seite dargestellt. Die Shutter sind als Rad ausgebildete Verschlüsselemente der Neutronenbeamline, die dazu dienen, den Neutronenfluß an jedem einzelnen Experimentplatz unterbrechen zu können. Bei geöffnetem Shutter können die Neutronen durch eine radiale Bohrung (neutron guide line) durch das Shutterrad zum Experimentplatz gelangen, bei geschlossenem Shutterrad jedoch hat dieses die Aufgabe, den gesamten Neutronenfluss zu absorbieren und den Experimentplatz so abzuschirmen. Der Durchmesser eines Shutter-Rades beträgt mindestens 280 cm.

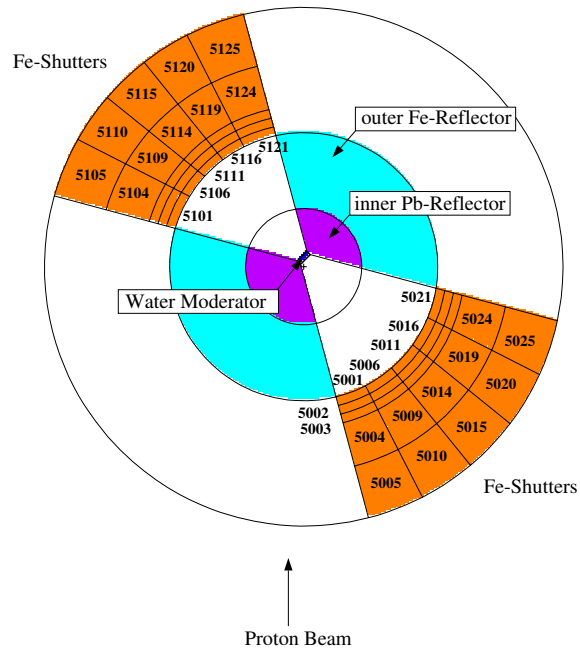


Abbildung 5.9: Schnitt durch Moderator, Reflektor, innere Abschirmung und die Shutter, der Gesamtdurchmesser beträgt hier incl. der Shutter 580 cm.

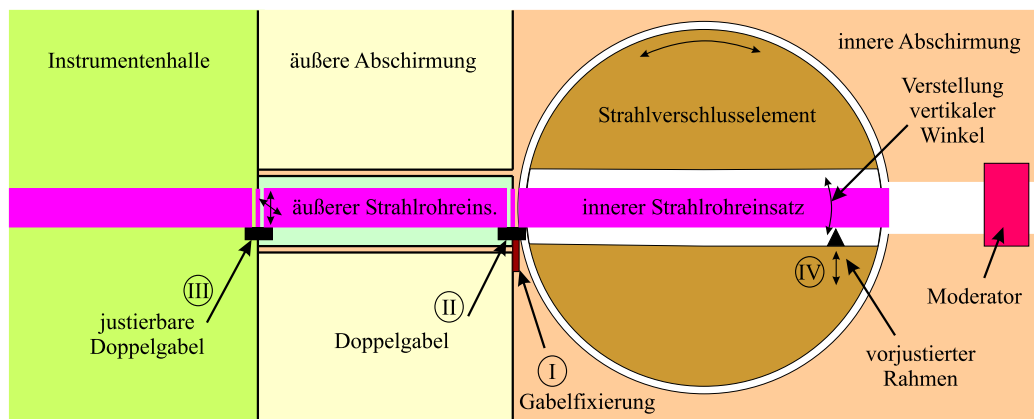


Abbildung 5.10: Prinzipskizze der Lage und Funktionsweise der Shutter zwischen dem TMR-Komplex (rechts) und den Experimentierplätzen (links vom Shutter).



# Kapitel 6

## Radioaktivität und Nachwärme im TMR Komplex der ESS

Wo immer es zu Kernreaktionen, sei es nun die beabsichtigte protoninduzierte Spallation oder andere Reaktionen kommt, ist die Produktion instabiler, radioaktiver Nuklide nicht ausgeschlossen und in den meisten Fällen sogar sehr wahrscheinlich. Es lassen sich generell zwei Möglichkeiten der Entstehung radioaktiver Nuklide unterscheiden, deren Dominanz in den verschiedenen Anlagenkomponenten einer Spallationsquelle sehr differieren kann:

- spallationsinduzierte Aktivierung und
- neutroneninduzierte Aktivierung.

### 6.1 Target und -container

#### 6.1.1 Materielle Zusammensetzung und Eigenschaften

Wie in Kap. 2 schon erwähnt, wurde als Targetmaterial Quecksilber gewählt, da es bei Raum- und Betriebstemperatur flüssig ist, zugleich als Targetmaterial und Kühlmittel genutzt werden kann.

Natürliches Quecksilber besteht, wie Tab. 6.1 zeigt, aus 7 stabilen Isotopen, von denen jedes Isotop unterschiedliche Eigenschaften hinsichtlich seines radiologischen Verhaltens hat. Während dies bei der Entstehung radioaktiver Nuklide aus Spallationsreaktionen noch eine recht untergeordnete Rolle spielt, gewinnt es bei der neutroneninduzierten Aktivierung an Bedeutung, da sich hier zum einen die Reaktionsprodukte in Abhängigkeit vom Ausgangsisotop stark unterscheiden können und andererseits die Reaktionswirkungsquerschnitte für jedes Isotop unterschiedlich sind.

Der Targetcontainer ist aus Sicherheitsgründen doppelwandig ausgeführt und wird aus sogenanntem HT-9 Stahl oder einem anderen austenitischen Stahl be-

$^{nat}\text{Hg}$		
Isotop	Anteil	num. Dichte ( $10^{24} \text{atome} \cdot \text{cm}^{-3}$ )
$^{196}\text{Hg}$	0.15%	$6.237 \cdot 10^{-5}$
$^{198}\text{Hg}$	10.1%	$4.157 \cdot 10^{-3}$
$^{199}\text{Hg}$	17.0%	$6.961 \cdot 10^{-3}$
$^{200}\text{Hg}$	23.1%	$9.372 \cdot 10^{-3}$
$^{201}\text{Hg}$	13.2%	$5.352 \cdot 10^{-3}$
$^{202}\text{Hg}$	29.65%	$1.196 \cdot 10^{-2}$
$^{204}\text{Hg}$	6.8%	$2.716 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 6.1: Zusammensetzung des Isotopengemischs von natürlichem Quecksilber.

stehen. Beispielhaft wird hier in den folgenden Untersuchungen die Legierung des Stahls HT-9 verwendet. Die Bestandteile dieser Legierung sind in Tab. 6.2 aufgeführt.

Legierungsbestandteile des Targetcontainers			
Element	Anteil in Gew.-%	Element	Anteil in Gew.-%
Fe	ad 100	Mn	0.4 bis 1.0
Cr	8.2 bis 13.0	Co	$\leq 0.01$
Mo	$\leq 1.0$	Ni	$\leq 0.1$
W	$\leq 2.0$	Si	0.2 bis 1.0
V	$\leq 0.3$	P	$\leq 0.05$
Nb	$\leq 0.15$	S	$\leq 0.03$
Ta	$\leq 0.07$	C	0.05 bis 0.2
Ti	$\leq 0.3$	N	0.01 bis 0.05

Tabelle 6.2: Legierungsbestandteile des Targetcontainermaterials HT-9.

Da die meisten Beimengungen im Bereich unterhalb von 1 Gew. % liegen, wurde zur Vereinfachung der Rechnungen bei den Berechnungen die Zusammensetzung des Targetcontainers mit 90 % Fe und 10% Cr angenommen. Insbesondere der sehr geringe Anteil an Cobalt und Nickel ist bei HT-9 aus Gesichtspunkten der Vermeidung neutroneninduzierter Aktivierung sehr positiv, da so die Entstehung

des instabilen Nuklids  $^{60}\text{Co}$  ( $T_{1/2} = 5.3$  Jahre), das beim Zerfall Gammaemission im MeV-Bereich aufweist, stark vermindert werden kann.

Die Zusammensetzung des natürlichen Isotopengemisches von Eisen und Chrom zeigt Tab. 6.3.

$^{nat}\text{Fe}$		$^{nat}\text{Cr}$	
$^{54}\text{Fe}$	5.8%	$^{50}\text{Cr}$	4.35 %
$^{56}\text{Fe}$	91.7%	$^{52}\text{Cr}$	83.79 %
$^{57}\text{Fe}$	2.2%	$^{53}\text{Cr}$	9.5 %
$^{58}\text{Fe}$	0.3%	$^{54}\text{Cr}$	2.36 %

Tabelle 6.3: *Zusammensetzung des Isotopengemisches von natürlichem Eisen und Chrom.*

Ein vorgesehener Spalt des doppelwandigen Targetcontainers (vgl. auch Abb. 5.3 auf Seite 36) soll zur Kühlung des Targets mit Leichtwasser und Helium genutzt werden. Da die Schichtdicke dieses Zwischenraums jedoch nur wenige Millimeter beträgt, hat sie auf den Primärprotonenstrahl gar keinen und auf die das Target verlassenden Teilchen einen zu vernachlässigenden Einfluß.

Die beiden Wände der Doppelhülle des Targets wurden darum in den Rechnungen als eine zusammenhängende Wand betrachtet. Die im Kühlwasser entstehenden Reaktionsprodukte können bei Bedarf leicht durch Faltung der Teilchenvolumenflüsse in den Containerwänden mit den entsprechenden Reaktionswirkungsquerschnitten für Wasser bzw. Helium abgeschätzt werden.

### 6.1.2 Teilchenflüsse im Target und -container

Da das Target und dessen Hülle direkt dem Primärprotonenstrahl ausgesetzt sind, finden sich hier auch die höchsten Teilchenflüsse. Durch die ständige Umwälzung des als Targetmaterial benutzten Quecksilbers während des Betriebes macht es keinen Sinn, eine ortsabhängige Bestimmung der entstehenden Spallationsnuklide vorzunehmen. Daher erübrigte es sich auch, das Target in mehrere Zonen zu unterteilen. Da der Targetcontainer stets als Ganzes ausgetauscht wird, interessiert auch hier nur die Gesamtaktivität des Containments und nicht die Aktivität einzelner Zonen. Darum brauchten auch die vier Seitenwände des Targetcontainers nicht weiter unterteilt zu werden. Aus Symmetriebetrachtungen ergibt sich, daß der Teilchenfluß in der rechten und linken Seitenwand gleich ist, ebenso wie in oberer und unterer Wand vergleichbare Flüsse zu finden sind. Dies konnte auch in früheren Untersuchungen schon gezeigt werden [41].

Die Abb. 6.1 zeigt die hochenergetischen Protonen- und Neutronenflüsse im Target sowie in den einzelnen Wänden des Targetcontainers für  $E > 20$  MeV. Im Protonenfluß zeigt sich der vom Primärprotonenstrahl verursachte Peak, am deutlichsten innerhalb des Targets und im Targetfenster.

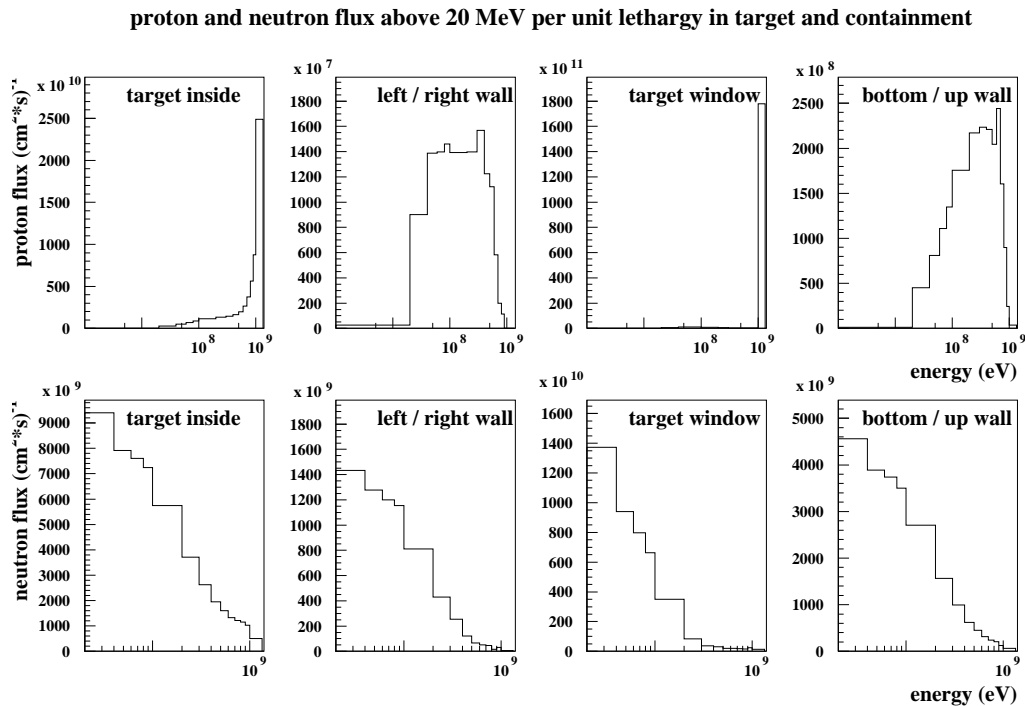


Abbildung 6.1: Obere Bildreihe: Protonenfluß oberhalb von 20 MeV (von links nach rechts) im Targetmaterial, oberer und unterer Containerwand, im Targetfenster sowie den Seitenwänden des Containers. Untere Bildreihe: Neutronenfluß oberhalb von 20 MeV (von links nach rechts) im Targetmaterial, oberer und unterer Containerwand, im Targetfenster sowie den Seitenwänden des Containers. (Alle Werte beziehen sich auf eine Protonenstrahlleistung von 5 MW, das entspricht  $2.34 \cdot 10^{16}$  p/s).

Für die Berechnung des Neutronenflusses unterhalb von 20 MeV wurde die MatXS-11 Bibliothek verwendet, deren Daten den Energiebereich von 0.4 eV bis 20 MeV abdeckt. Abb. 6.2 zeigt den Neutronenfluß im Energiebereich von 0.4 eV bis 20 MeV in den Wänden des Targetcontainments, wobei im Bereich von ca. 20 keV ( $2 \cdot 10^4$  eV) eine deutliche, scharf begrenzte Spitze im Fluß zu erkennen ist, die auch unter dem Namen “Eisenfenster“ bekannt ist. Sie beruht darauf, daß der totale Wirkungsquerschnitt von Eisen in diesem Energiebereich sehr stark absinkt (20 keV Resonanz).

## neutron flux below 20 MeV (per unit lethargy) in target-containment

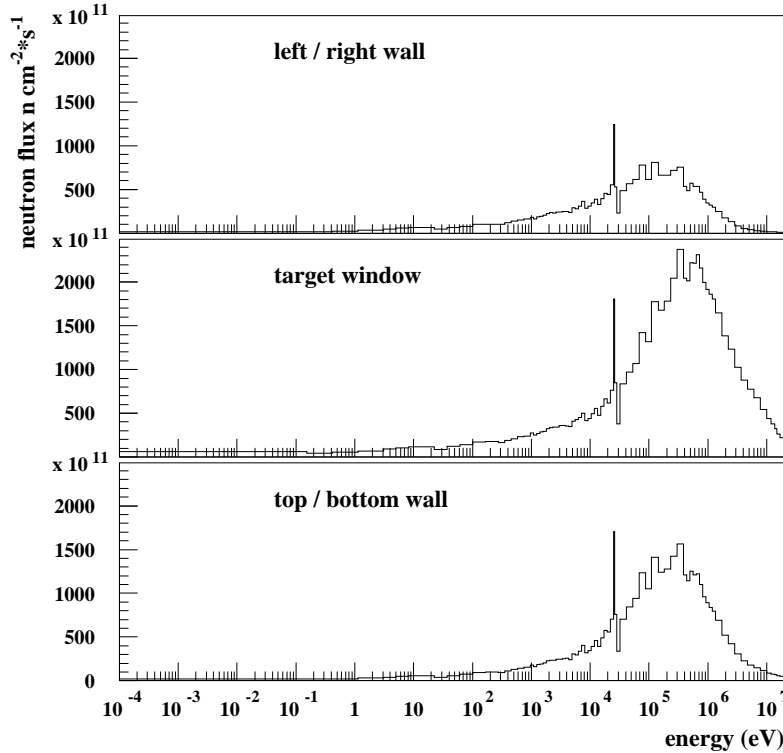


Abbildung 6.2: Neutronenfluß unterhalb von 20 MeV in den Wänden des Target-containers. Gut zu erkennen der deutliche Peak bei ca. 20 keV, in der Literatur oft als “Eisenfenster“ bezeichnet. (Alle Werte beziehen sich auf eine Protonenstrahlleistung von 5 MW, das entspricht  $2.34 \cdot 10^{16}$  p/s).

### 6.1.3 Verteilung der Spallationsprodukte durch Protonen und Neutronen $\geq 20$ MeV

Durch die Spallationsreaktionen an Atomkerne entstehen eine Vielzahl unterschiedlicher Fragmente, die über den gesamten Massenbereich von  $1 \leq A \leq A_{\text{Target}}$  verteilt sind. Der im HETC zur Verfügung stehende Restkerndetektor liefert eine geometrieabhängige Verteilung der aus der Spallation entstehenden Nuklide für jede Zone der dargestellten Geometrie. Diese Verteilung ist nicht nur abhängig von der Energie und räumlichen Verteilung des auftreffenden Protonenstrahls sondern auch vom verwendeten Targetmaterial und dessen Isotopenzusammensetzung.

Einzigste Ausnahme sind hier die leichten Fragmente, die vom Restkerndetektor deshalb nicht erfaßt werden, weil als Restkerne nur diejenigen Kerne registriert werden, die als Rest eines Targetkerns nach dem Verdampfungsprozeß beziehungsweise der Hochenergiespaltung übrigbleiben. Um also einen Heliumkern mit dem Restkerndetektor zu registrieren, müßte dieser aus einem Targetkern entstehen, der alle Nukleonen bis auf 2 Protonen und 2 Neutronen abgedampft hat. Dies ist aber energetisch äußerst unwahrscheinlich.

Vielmehr entstehen die leichten Kerne (p, d, t,  $^3\text{He}$  und  $^4\text{He}$ ) als von schweren Kernen abgedampfte Teilchen. Als solche werden sie jedoch vom Restkerndetektor in HETC nicht erfaßt. Darum wurde zur Bestimmung der Produktionsraten dieser leichten Kerne ein Yield-Detektor<sup>1</sup> im HETC benutzt, der für jedes im berechneten System definierten Material die Produktionsraten für p, n,  $\pi^\pm$ ,  $\pi^0$ ,  $\mu^\pm$ , d, t,  $^3\text{He}$  und  $^4\text{He}$  angibt.

Abb. 6.3 zeigt die mit HETC simulierte Restkernverteilung eines Quecksilbertargets mit natürlicher Isotopenmischung als A-Z-Verteilung.

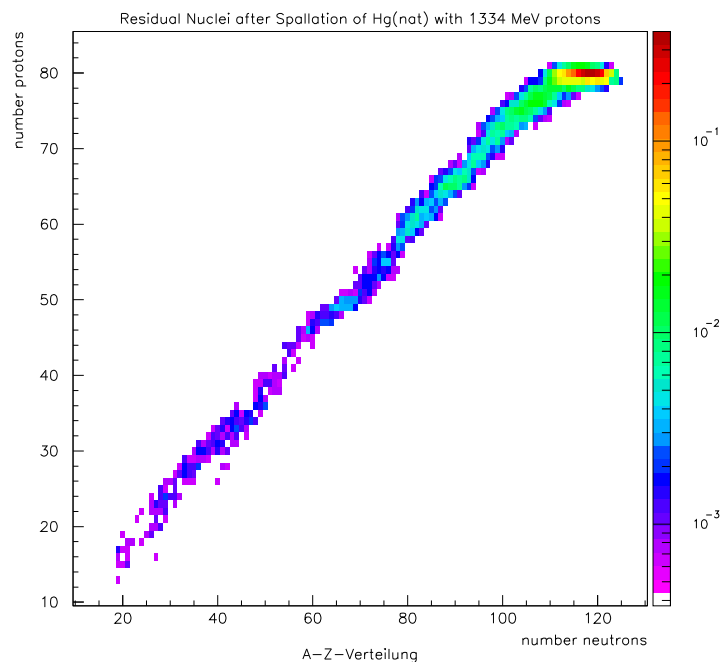


Abbildung 6.3: Restkernverteilung bei der Spallation von  $^{nat}\text{Hg}$  mit 1334 MeV Protonen.

Abb 6.4 zeigt die zuvor in Abb. 6.3 gezeigte Restkernproduktion einmal in Abhängigkeit von der Massenzahl A und einmal von der Ladungszahl (Ordnungs-

<sup>1</sup>Dieser Detektor bestimmt die Anzahl der entstehenden Teilchen eines bestimmten, definierbaren Typs

### Residual Nuclei Production in $^{nat}\text{Hg}$ irradiated with 1334 MeV Protons

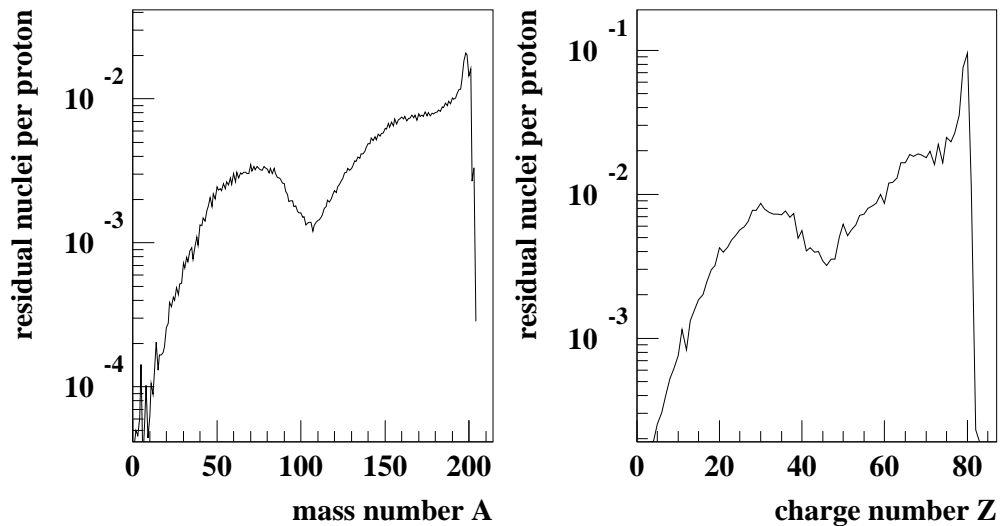


Abbildung 6.4: Restkernverteilung bei der Spallation von  $^{nat}\text{Hg}$  mit 1334 MeV Protonen in der Darstellung als Isobare (Nuklide gleicher Massenzahl) und der Isotope (Nuklide gleicher Ladungszahl).

zahl) Z der produzierten Nuklide. Im Bereich von  $A = 70$  und  $Z = 30$  ist der Anstieg der Produktionsraten durch die Fragmente der Hochenergiespaltung zu sehen.

In Abb. 6.5 wird die Verteilung der Produktionsraten der Isotope der 12 Elemente mit den höchsten Produktionsraten gezeigt. Diese 12 Elemente liegen direkt unterhalb des Targetmaterials, in geringem Maß wird sogar das im Periodensystem direkt über dem Quecksilber liegende Thallium (Tl) durch Protoneneinfang gebildet. Im Diagramm steht jede Linie für ein Element, die Punkte dieser Linie stehen für die Isotope des Elements.

Berücksichtigt man die oben erwähnte Tatsache, daß der Restkerndetektor in HETC nur die Kerne detektiert, die als Rest eines zerstörten Targetkerns übrigbleiben, so läßt sich abschätzen, wie viele Targetkerne insgesamt zerstört werden und wie stark das Targetmaterial bei Bestrahlung durch entstehende neue Elemente verunreinigt wird. Die Summe der Produktionsraten über alle Nuklide beträgt für das ESS Quecksilbertarget 4.26 pro Quellproton, das heißt es werden 4.26 Quecksilberatome pro Quellproton zerstört. Bei einer Protonenstrahlleistung von 5 MW ( $\hat{=} 2.34 \cdot 10^{16}$  p/s) werden pro Sekunde  $9.97 \cdot 10^{16}$  Quecksilberatome ( $\hat{=} 1.655 \cdot 10^{-7}$  mol) zerstört. Auf eine Betriebszeit von 30 Jahren gerechnet werden insgesamt  $9.44 \cdot 10^{25}$  Quecksilberatome ( $\hat{=} 156.7$  mol) zerstört, was bei einer

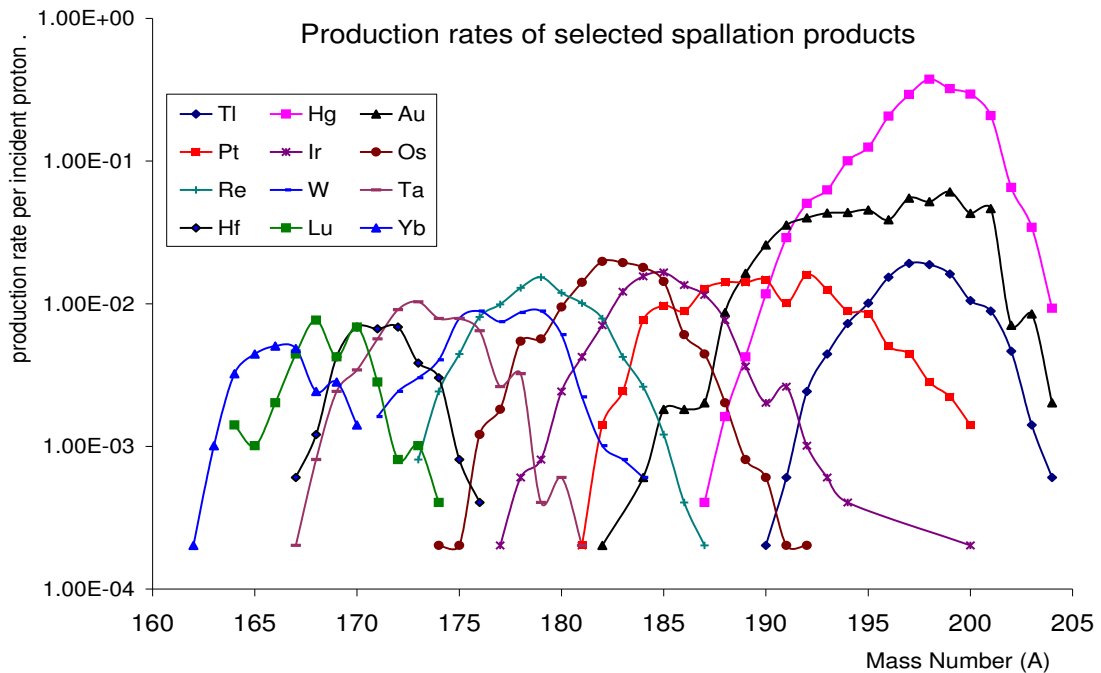


Abbildung 6.5: Produktionsraten der 12 häufigsten Elemente bei der Spallation von  $^{nat}\text{Hg}$  mit 1334 MeV Protonen im ESS Target.

Gesamtmenge von 20 Tonnen Quecksilber eine Zerstörungsrate von 0.16% in 30 Jahren beziehungsweise  $5.24 \cdot 10^{-3}$  % pro Jahr bedeutet.

#### 6.1.4 Isotopenproduktion durch Neutronen $\leq 20$ MeV im Targetcontainer

Neutronenabsorptionsreaktionen, deren Reaktionsmechanismus in Kap. 3.4.1 ausführlich erläutert wurde, haben aufgrund des hohen Neutronenflusses im Container des Targets und der Strukturen der Targetstation eine große Bedeutung für die Aktivierung.

Durch die Faltung der Neutronenflüsse mit den entsprechenden Reaktionswirkungsquerschnitten und Wichtung mit der numerischen Dichte des jeweiligen Nuklids ergeben sich die Produktionsraten, die in Tab. 6.4 dargestellt sind.

Die höchste Produktionsrate weist das Eisenisotop  $^{55}\text{Fe}$  auf, das zu 7.8 % aus der Reaktion  $^{54}\text{Fe}(n, \gamma)^{55}\text{Fe}$  und zu 92.2 % aus der Reaktion  $^{56}\text{Fe}(n, 2n)^{55}\text{Fe}$  stammt.  $^{54}\text{Mn}$  stammt fast ausschließlich aus der Reaktion  $^{54}\text{Fe}(n, p)^{54}\text{Mn}$  und  $^{56}\text{Mn}$  wird durch Neutronen oberhalb von 1 MeV durch die Reaktion  $^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mn}$  gebildet.



Nuklid	Halbwertszeit	Produktionsrate pro Proton
$^3\text{H}$	12.3 a	$3.10 \cdot 10^{-3}$
$^{53}\text{Fe}$	8.5 m	$1.02 \cdot 10^{-4}$
$^{55}\text{Fe}$	2.7 a	$2.93 \cdot 10^{-2}$
$^{53}\text{Mn}$	$3.7 \cdot 10^6$ a	$2.44 \cdot 10^{-3}$
$^{54}\text{Mn}$	312 d	$1.32 \cdot 10^{-2}$
$^{56}\text{Mn}$	2.58 h	$1.37 \cdot 10^{-2}$
$^{51}\text{Cr}$	27.2 d	$3.31 \cdot 10^{-3}$
$^{52}\text{V}$	3.75 m	$1.44 \cdot 10^{-3}$

Tabelle 6.4: Produktionsraten der durch Neutronenreaktionen im Targetcontainer produzierten Radionuklide.

### 6.1.5 Vergleich simulierter Produktionsraten mit experimentellen Daten für Quecksilber

Die der bei der Spallation entstehenden Nuklide sind für das Modell ORIHET3a eine wesentliche Grundlage einerseits für die weitere Berechnung der Gesamtaktivität und deren Zeitverhalten, andererseits auch für die Abschätzung, in welchem Umfang kritische, das heißt besonders gefährliche Nuklide gebildet werden.

Für das langfristige Zeitverhalten der Aktivität sind insbesondere Nuklide mit sehr langen Halbwertszeiten oder Nuklide, in deren Zerfallskette sehr langlebige Tochternuklide vorkommen interessant. Dagegen sind die Produktionsraten kurzlebiger Nuklide mit Halbwertszeiten bis zu einigen Stunden wegen ihres schnellen Abklingens insbesondere für die Aktivität während des laufenden Betriebs und bis wenige Tage nach Abschalten maßgeblich. Zur Gruppe der kritischen Nuklide gehören z.B. radioaktive Isotope gasförmiger Elemente, da sie als sehr volatil angesehen werden müssen und aus dem Targetmaterial durch ein Leck im Quecksilberkreislauf eventuell in die Umgebungsluft gelangen könnten. Die Gruppe der Alphastrahler ist ebenfalls als kritisch anzusehen, da sie bei Inkorporation durch ihren hohen linearen Energietransfer ein ausgesprochen hohes Schädigungspotential haben.  $^{148}\text{Gd}$  ist ein solcher  $\alpha$ -Strahler mit einer Halbwertszeit von  $t_H = 90$  Jahren, der als repräsentativ für diese Nuklidgruppe angesehen werden kann.

Experimentelle Daten der beim Beschuß eines  $^{nat}\text{Hg}$ -Dünntargets<sup>2</sup> mit Protonen der Energie 0.8 und 2.6 GeV beobachteten Restkernverteilungen [42] ermögli-

<sup>2</sup>Das heißt, es werden keine Sekundärteilchen produziert

chen den Vergleich der simulierten Restkernverteilungen mit den gemessenen Daten. Da bei der experimentellen Bestimmung der Restkernverteilung jedoch die Methode der Gammaspektroskopie benutzt wurde, konnten diejenigen Nuklide, die keine Gammastrahler sind, nicht detektiert werden. Dies trifft unter anderem auf  $^{194}\text{Hg}$  zu, dessen Produktionsrate deshalb interessant ist, weil es das langlebigste Isotop des Targetmaterials ist und sich nur unter unverhältnismässig hohem Aufwand vom restlichen Quecksilber abtrennen ließe. Auch zu seiner Halbwertszeit finden sich teils widersprüchliche Angaben. So gibt die Karlsruher Nuklidkarte [44] eine Halbwertszeit von 367 Jahren an, während die Strassburger Nuklidkarte [45] 520 Jahre angibt. In der neuen Datenbasis von Orihet3 [36] wird eine Halbwertszeit von 440 Jahren verwendet.

Nuklid	$T_{1/2}$	$\sigma_{Prod}$ [mbarn]		Verhältnis Exp. / Simulation
		Experiment	Simulation	
$^{147}\text{Eu}$	24 d	18.8	5.0	3.76
$^{148}\text{Eu}$	54.5 d	0.725	3.5	0.21
$^{149}\text{Gd}$	9.28 d	5.13	6.3	0.81
$^{151}\text{Gd}$	124 d	13.0	4.1	3.17
$^{148}\text{Tb}$	60 m	9.31	2.3	4.05
$^{149}\text{Tb}$	4.1 h	5.13	4.0	1.28
$^{150}\text{Tb}$	3.48 h	7.89	5.7	1.38
$^{151}\text{Tb}$	17.61	13	6.2	2.1
$^{152}\text{Tb}$	17.5 h	12.1	6.9	1.75
$^{152}\text{Dy}$	2.38 h	11.9	5.7	2.09
$^{188}\text{Pt}$	10.2 d	25.2	7.1	3.55
$^{189}\text{Au}$	28.7 m	3.3	9.4	0.35
$^{190}\text{Au}$	42.8 m	42	10.2	4.12
$^{194}\text{Au}$	38.02	24.9	8.6	2.89
$^{190}\text{Hg}$	20 m	15.8	7.9	2.00
$^{192}\text{Hg}$	4.85 h	14.8	10.7	1.38
$^{194}\text{Tl}$	32.8 m	6.3	2.4	2.63

Tabelle 6.5: Vergleich experimentell ermittelter Produktionswirkungsquerschnitte [42] mit simulierten Daten für  $^{nat}\text{Hg}(p,x)$ .

Tab. 6.5 zeigt einen Vergleich gemessener und in der Simulation bestimmter Produktionswirkungsquerschnitte beim Beschuss von  $^{nat}\text{Hg}$  mit Protonen im GeV Bereich. Wie aus Tab. 6.5 ersichtlich, bestehen zwischen den experimentellen und simulierten Produktionsraten Unterschiede bis zu einem Faktor 4.

### 6.1.6 Zeitverhalten der Aktivität

Bei der Berechnung von Aktivität und Nachwärme mit Orihet3 wird berücksichtigt, daß ein Teil der Nuklide (insbesondere die kurzlebigen) bereits während dieser Phase wieder zerfallen, das heißt für jedes instabile Nuklid stellt sich nach einer für das jeweilige Nuklid charakteristischen Zeit ein Sättigungszustand ein.

Neben der Aktivität der Komponenten der Targetstation zum Zeitpunkt ihres Ausbaus und der Entsorgung ist vor allem auch die Aktivität während des laufenden Betriebs und in den Wartungs- und Instandhaltungspausen von großem Interesse. Im Normalbetrieb sind regelmässige Unterbrechungen des Strahlbetriebes zur Wartung und Instandhaltung der Anlage geplant, wobei im Jahresplan folgende Zyklen vorgesehen sind:

5 Nutzerbetriebzyklen (je 45 Tage)	5400 Stunden
4 kurze Wartungspausen (je 14 Tage)	1344 Stunden
1 lange Wartungspause (84 Tage)	2016 Stunden

Tab. 6.6 zeigt die Aktivität und Nachwärme des Targetmaterials (ohne den Container) über den Verlauf eines Jahres. Da diese Aufteilung des Jahres in 10 Zyklen (je 5 Strahl- und 5 Abklingzyklen) sehr rechenintensiv ist, wurde zum Vergleich gegenübergestellt, welche Aktivität sich ergibt, wenn die 5400 Stunden Strahlbetrieb zusammenhängend betrachtet werden. Es ergeben sich im Vergleich der beiden Rechenmethoden nur marginale Unterschiede, die im Bereich der Fehlerbreite dieser Rechnungen liegen.

Die Aktivität während des Betriebs wird im Wesentlichen bestimmt durch die Aktivität der kurzlebigen Nuklide, bei denen sich ein Gleichgewichtszustand aus Produktion neuer Kerne und Zerfall produzierter Kerne eingestellt hat.

Betrachtet man, welche Nuklide für die Gesamtaktivität nach einigen Jahren maßgeblich sind, so stellt man fest, daß sich für ein derart komplexes System aus anfänglich über 800 verschiedenen Nukliden keine konstante "effektive" Halbwertszeit des Nuklidgemisches bestimmen läßt. Das liegt unter anderem auch daran, daß nicht jedes instabile Nuklid direkt in ein stabiles übergeht sondern sich Zerfallsketten ausbilden. Somit hängt die Aktivität eines Nuklids nicht nur von seiner eigenen (primären) Produktionsrate ab, sondern auch von der Zerfallsrate eventueller Mutternuklide.

Ein gutes Beispiel dafür ist das Nuklidpaar  $^{194}\text{Au}$  und  $^{194}\text{Hg}$ , wobei  $^{194}\text{Hg}$  durch Elektroneneinfang in  $^{194}\text{Au}$  übergeht. Die Halbwertszeiten betragen für  $^{194}\text{Hg}$  ca. 400 Jahre und für  $^{194}\text{Au}$  39.5 Stunden. Die Aktivität von  $^{194}\text{Au}$  ist zunächst deutlich höher als die von  $^{194}\text{Hg}$ , und zwar solange, bis das aus der Spallationsreaktion primär gebildete  $^{194}\text{Au}$  zerfallen ist. Danach wird die Aktivität des Tochternuklids  $^{194}\text{Au}$  ausschließlich von der Aktivität des Mutternuklids  $^{194}\text{Hg}$  bestimmt.

Zeitpunkt		Rechnung zyklusweise		Rechnung in 2 Blöcken	
		Aktivität [Bq]	Nachwärme [W]	Aktivität [Bq]	Nachwärme [W]
initial	0 h	0	0	0	0
1. Strahlzykl.	1080 h	$7.29 \cdot 10^{+16}$	$2.44 \cdot 10^{+04}$	$7.92 \cdot 10^{+16}$	$2.58 \cdot 10^{+04}$
1. kurze Pause	1416 h	$5.80 \cdot 10^{+15}$	$8.14 \cdot 10^{+02}$		
2. Strahlzykl.	2496 h	$7.51 \cdot 10^{+16}$	$2.46 \cdot 10^{+04}$		
2. kurze Pause	2832 h	$7.67 \cdot 10^{+15}$	$1.00 \cdot 10^{+03}$		
3. Strahlzykl.	3912 h	$7.64 \cdot 10^{+16}$	$2.47 \cdot 10^{+04}$		
3. kurze Pause	4248 h	$8.85 \cdot 10^{+15}$	$1.11 \cdot 10^{+03}$		
4. Strahlzykl.	5328 h	$7.73 \cdot 10^{+16}$	$2.48 \cdot 10^{+04}$		
4. kurze Pause	5664 h	$9.69 \cdot 10^{+15}$	$1.17 \cdot 10^{+03}$		
5. Strahlzykl.	6744 h	$7.80 \cdot 10^{+16}$	$2.48 \cdot 10^{+04}$		
1. lange Pause	8760 h	$4.62 \cdot 10^{+15}$	$4.00 \cdot 10^{+02}$		

Tabelle 6.6: *Aktivierung und Nachwärme in Abhängigkeit von der zeitlichen Anordnung der Strahlzyklen und Wartungspausen über die Dauer eines Jahres.*

Die sogenannten “Leitnuklide“, das heißt die Nuklide mit der jeweils höchsten Aktivität bestimmen den Verlauf der Gesamtaktivität im jeweiligen Zeitabschnitt. Sie sind auch verantwortlich für den treppenartigen Verlauf der Aktivitätskurve in der doppelt-logarithmischen Darstellung, das bedeutet ein Wechsel des Leitnuklids geht meistens einher mit einer relativ starken Abnahme der Gesamtaktivität.

Abb. 6.6 zeigt den Verlauf der Gesamtaktivität des Targetinventars und des Containers nach einem beziehungsweise nach 30 Jahren Vollastbetrieb. Der Unterschied der beiden Abklingkurven entsteht durch die langlebigen Nuklide, die nach einem Vollastjahr noch nicht den Gleichgewichtszustand erreicht haben, von denen also beim Betrieb noch mehr produziert wird als gleichzeitig zerfällt. Für das Targetmaterial ist erkennbar, daß die Aktivität während des laufenden Betriebs bereits nach einem Jahr genauso groß ist wie nach 30 Jahren Betrieb.

Abb. 6.7 gibt eine Übersicht über die Aktivität einzelner Nuklide, die zum einen die Aktivität des Targets während des Betriebs bestimmen und zum anderen das Abklingverhalten einige Jahre nach Abschalten der Anlage beeinflussen. Man erkennt deutlich, daß die Gesamtaktivität an einigen Zeitpunkten zu mehr als 50 % von der Aktivität eines einzelnen Nuklids bestimmt wird. Bei  $t = 10$

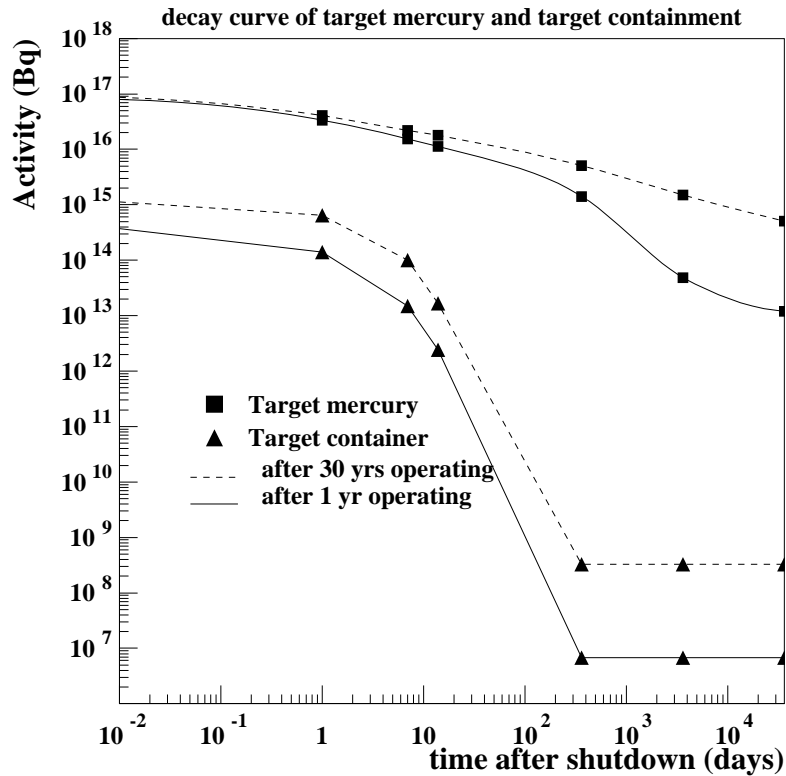


Abbildung 6.6: Abklingverhalten des Targetmaterials Quecksilber und des Targetcontainers nach 1 Jahr und nach 30 Jahren Vollastbetrieb.

Jahre ist dies zum Beispiel die Aktivität des Tritiums, bei  $t = 1000$  Jahren ist es die Aktivität des Nuklidpaares  $^{194}\text{Au}$  und  $^{194}\text{Hg}$ .

Ein besonderes Problem in Bezug auf die Entsorgung sind die flüssigen radioaktiven Stoffe. Sie müssen vor der Endlagerung verfestigt werden. Dies könnte je nach Element durch gezielte chemische Fällungsreaktionen erreicht werden. Abb. 6.8 zeigt die Aktivität der Elemente, die bei Betriebstemperatur des Targets flüssig vorliegen.

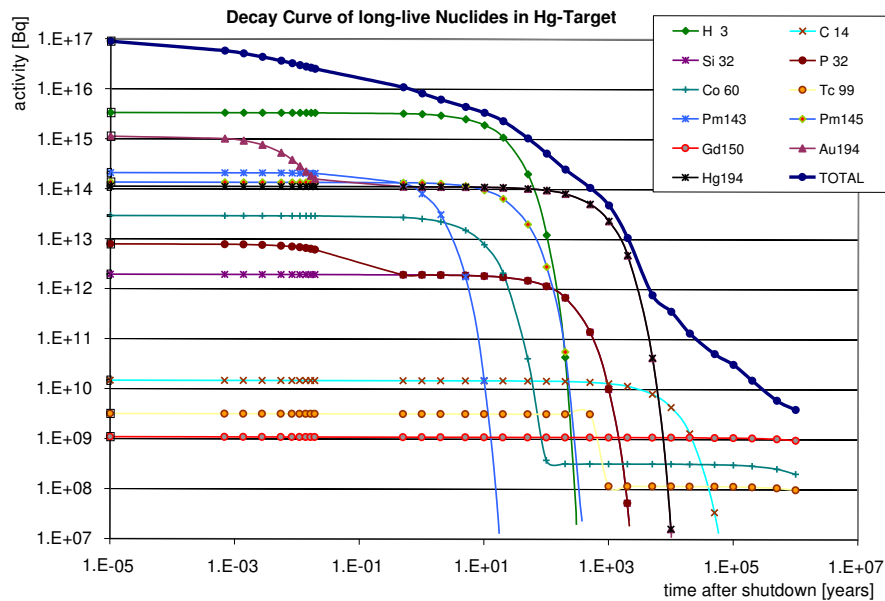


Abbildung 6.7: Abklingverhalten der Nuklide, die die Aktivität während des Betriebs und die Langzeitaktivität des Targetmaterials nach 30 Jahren Vollastbetrieb maßgeblich bestimmen.

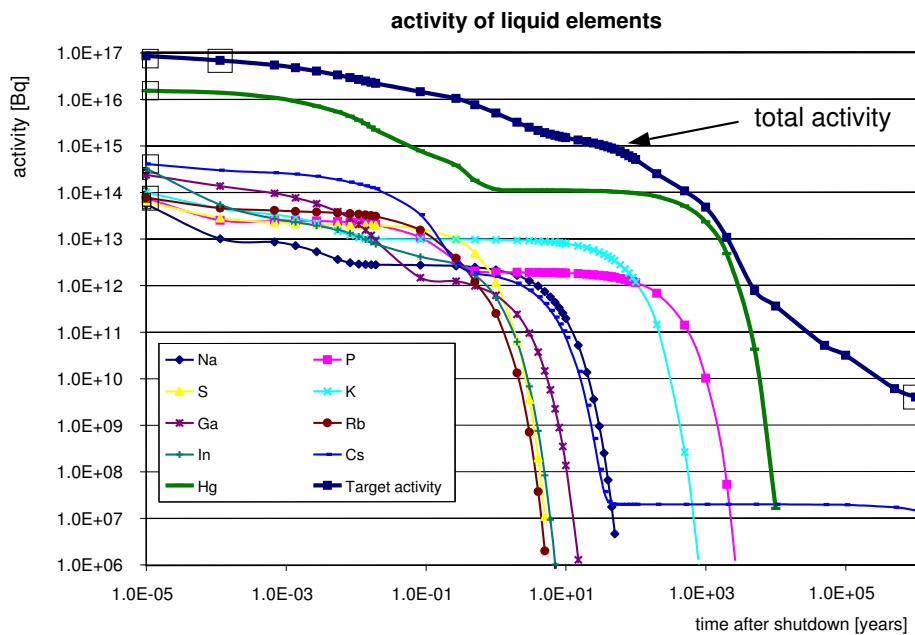


Abbildung 6.8: Langzeitabklingverhalten der Aktivität der flüssigen Nuklide im Targetmaterial Quecksilber nach 30 Jahren Vollastbetrieb.

Ein wesentlicher Sicherheitsaspekt kommt auch den gasförmigen radioaktiven Stoffen zu, die im Target gebildet werden und, was durch das stetige Umwälzen

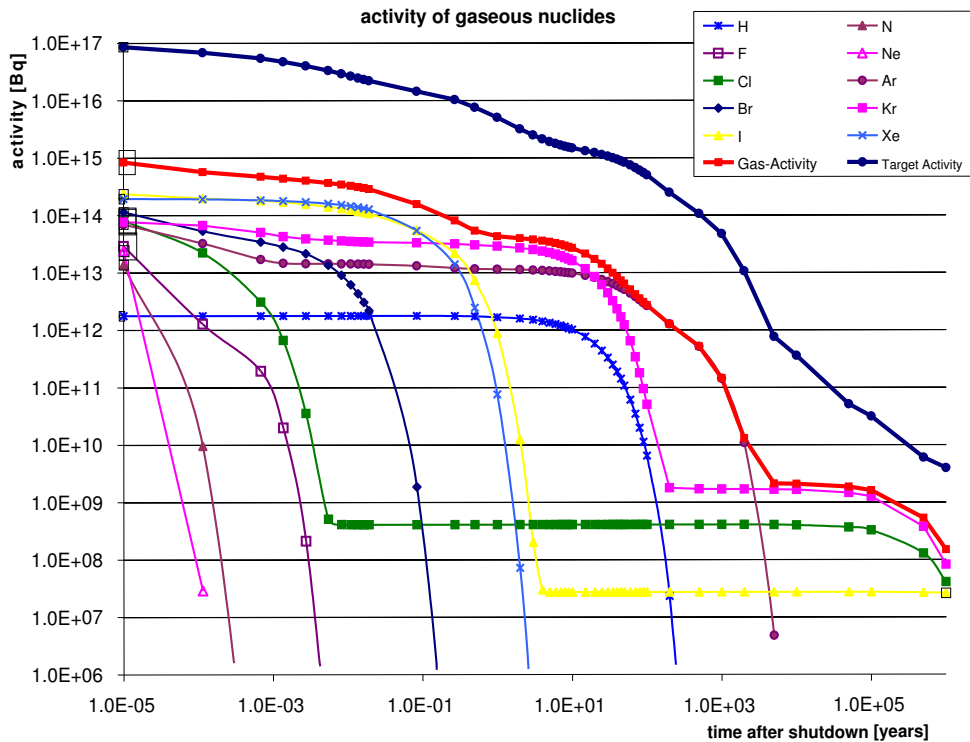


Abbildung 6.9: Langzeitabklingverhalten der Aktivität der gasförmigen Nuklide im Targetmaterial Quecksilber nach 30 Jahren Vollastbetrieb.

des flüssigen Quecksilbers begünstigt wird, leicht flüchtig sein können. Hier muß durch sicheren Einschluß des gesamten Quecksilberkreislaufs gewährleistet sein, daß keine Gase aus dem Kreislauf in die Umgebung diffundieren können. Abb. 6.9 zeigt die Aktivität der Elemente, die bei Betriebstemperatur gasförmig vorliegen. Man erkennt, daß die Aktivität der entstehenden Gase rund 1 % (bei laufendem Betrieb rund  $10^{15}$  Bq) der Gesamtaktivität des Targetmaterials beträgt.

In der technischen Studie zur ESS-Planung wird von einer Gesamtmenge an Quecksilber von 20 Tonnen ausgegangen. Bezieht man die Gesamtaktivität des Targetmaterials auf diesen Wert, so stellt sich während des laufenden Betriebes eine spezifische Aktivität von  $5 \cdot 10^{12}$  Bq/kg ein. Bei einer Dichte von  $13.45 \text{ g/cm}^3$  entspricht dies  $6.7 \cdot 10^{13}$  Bq/Liter. Wichtig anzumerken ist in diesem Zusammenhang, daß die Gesamtaktivität des Targetmaterials von der Gesamtmenge an Quecksilber unabhängig ist. Sollte die Anlage mit 15 oder 10 Tonnen Quecksilber betrieben werden, so bleibt die Gesamtaktivität gleich, lediglich die spezifische Aktivität wird größer.

### 6.1.7 Nachwärme des radioaktiven Inventars im Quecksilbertarget der ESS

Die beim Zerfall instabiler Kerne freiwerdende Energie in Form von kinetischer Energie der  $\alpha$  und  $\beta$  Teilchen einerseits und elektromagnetischer Wellen der Gammastrahlung andererseits wird durch Abbremsen der Teilchen beziehungsweise Schwächung der Wellen in Wärmeenergie umgewandelt.

Setzt man vereinfachend voraus, daß die so entstehende Nachwärme durch Selbstabschirmungseffekte in dem Material entsteht und verbleibt, das auch die zerfallenden Kerne beinhaltet, so muß die im Target und Container entstehende Nachwärme im Gleichgewichtszustand während des laufenden Betriebes der in Kap. 7.1 bestimmten Energiedeposition hinzugerechnet werden. Die im Gleichgewichtszustand während des Betriebs beobachtete Zerfallswärme von circa 25 kW macht ein Prozent der im Target insgesamt deponierten Energie aus (siehe Kap. 7.1).

Abb. 6.10 zeigt den Verlauf der Nachwärmeentwicklung über einen Zeitraum von  $10^6$  Jahren) nach einer Betriebszeit von 30 Jahren. Sie korreliert deutlich mit der Gesamtaktivität. Die Auswirkung der Betriebsdauer auf Höhe und Verlauf der Nachwärme ist sehr gering, was darauf schliessen läßt, daß die Nachwärmeproduktion hauptsächlich bestimmt wird vom Zerfall kurzlebiger Nuklide, die bereits nach kurzer Betriebszeit im Gleichgewichtszustand sind.

Die Nachwärme des gesamten Targetmaterials beträgt zum Zeitpunkt des Abschaltens (und damit auch im Gleichgewichtszustand während des Betriebes) insgesamt 25.4 kW, das entspricht bei einer angenommenen Gesamtquecksilbermenge von 20 Tonnen 1270 mW/kg.

Bereits nach 7 Tagen beträgt die Nachwärmeleistung nur noch 2.02 kW beziehungsweise 101 mW/kg.

Bei einem Ausfall der Quecksilberkühlung zum Beispiel nach einer Notabschaltung würden sich die 20 Tonnen Quecksilber (molare Wärmekapazität  $27.98 \text{ J/kg} \cdot \text{K}$ ) innerhalb von 12 Stunden konservativ abgeschätzt höchstens um  $190^\circ\text{C}$  erwärmen.



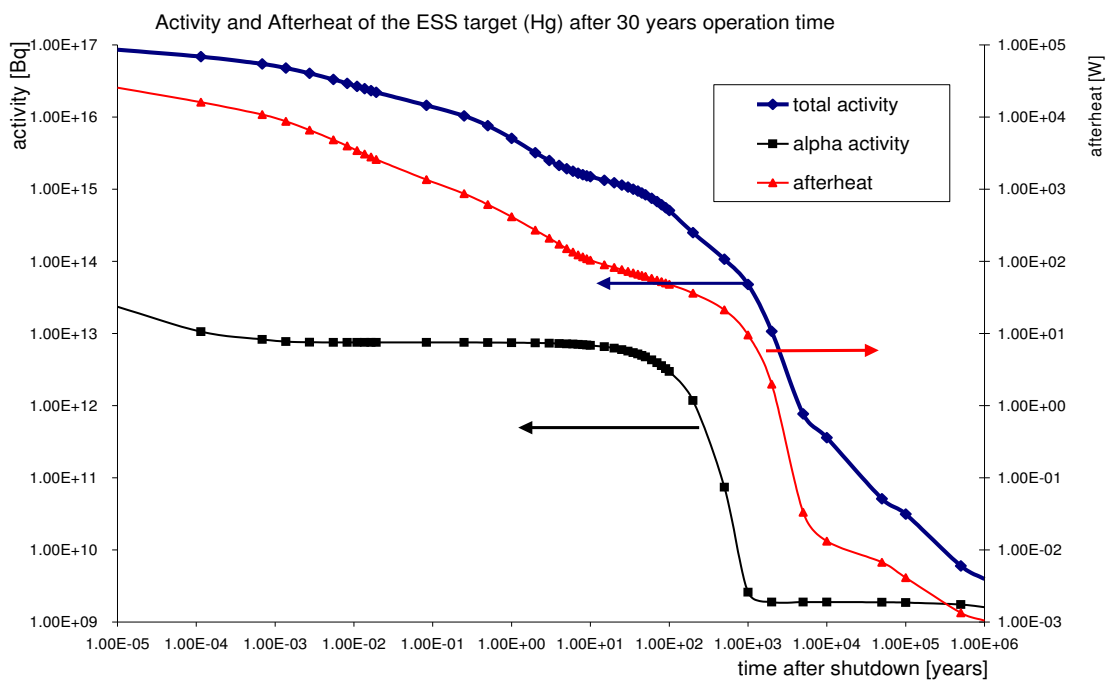


Abbildung 6.10: Langzeitabklingverhalten der Gesamtaktivität, der Aktivität der Alphastrahler und der Nachwärme des Targetmaterials Quecksilber nach 30 Jahren Vollastbetrieb.

## 6.2 Moderator und Moderatorbehälter

### 6.2.1 Materielle Zusammensetzung und Eigenschaften

Der Moderatorbehälter (vgl. auch Abb. 5.5 und 5.7) besteht aus der Legierung AlMg<sub>3</sub>, die aus ca. 97 % Aluminium und 3% Magnesium besteht. Weitere Legierungsbestandteile wie Si, Fe, Cu, Mn, Cr, Zn und Ti kommen mit maximal 0.4 % vor und wurden deshalb nicht weiter berücksichtigt. Aluminium hat nur ein stabiles Isotop, das <sup>27</sup>Al, Magnesium (<sup>nat</sup>Mg) setzt sich zu 79% aus <sup>24</sup>Mg, 10% <sup>25</sup>Mg und 11% <sup>26</sup>Mg zusammen.

### 6.2.2 Teilchenflüsse im Moderator und seinem Behälter

Bei den Teilchenflüssen in den Seitenwänden des Moderatorcontainments lassen sich wieder die Symmetrieeigenschaften der Anordnung erkennen, während zwischen den beiden Deckeln des Moderatorcontainments (top und bottom wall) ein deutlicher Unterschied im Energiespektrum des Flusses zu beobachten ist, der leicht erkennen läßt, welcher Deckel dem Target zugewandt und welcher dem Target abgewandt ist.

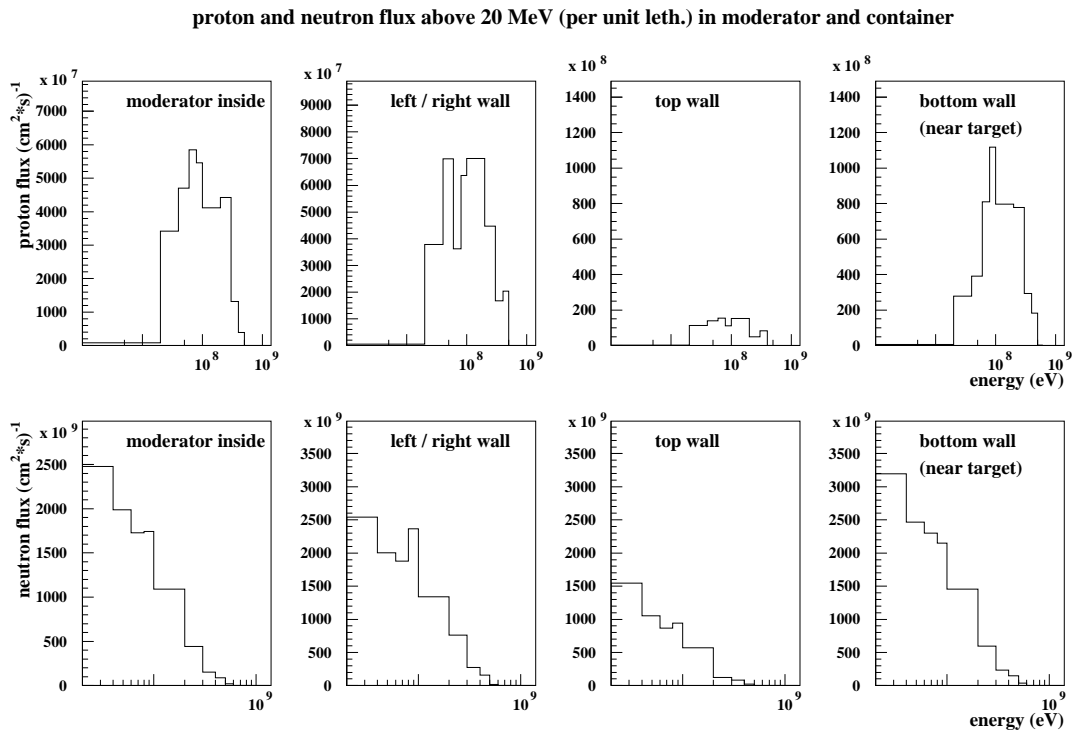


Abbildung 6.11: Hochenergetischer Protonenfluß (obere Bildreihe) und Neutronenfluß (untere Bildreihe) in Moderator und -behälter.

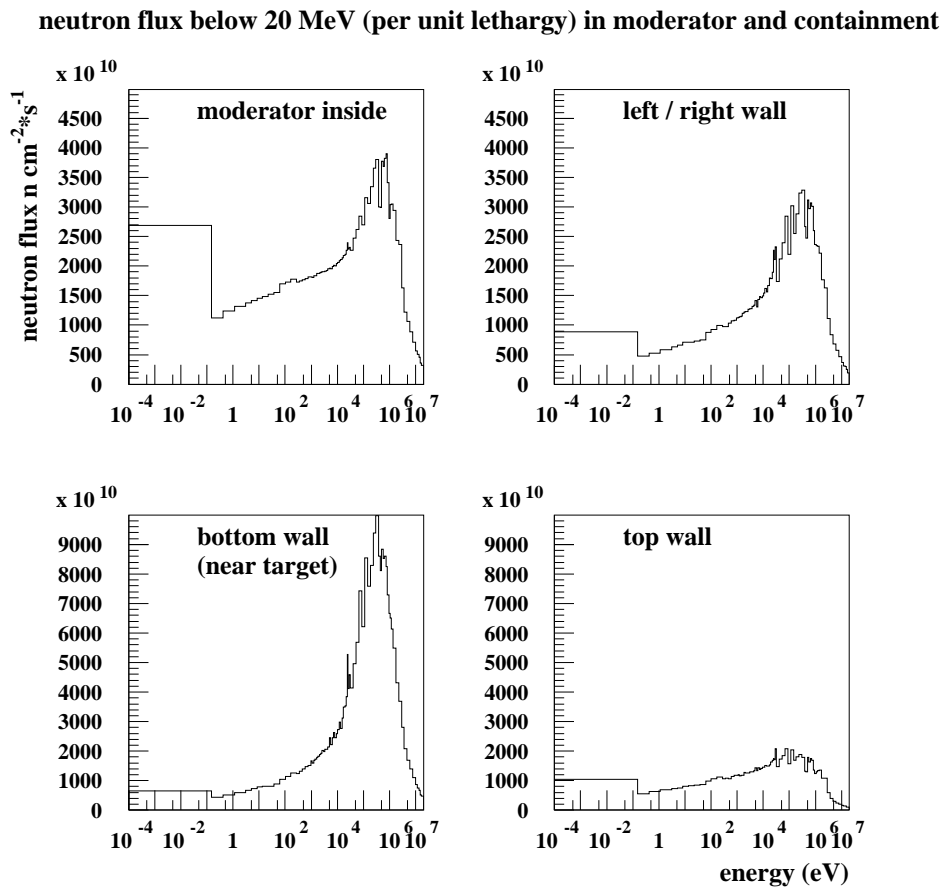


Abbildung 6.12: Neutronenfluß unterhalb von 20 MeV im Moderator und -behälter.

Zum Target hingewandt ist der Teilchenfluß noch wesentlich schneller als nach dem Durchgang durch den Moderator. Abb. 6.11 zeigt den hochenergetischen Teilchenfluß im Moderator und dessen Behälter, Abb. 6.12 den niederenergetischen Neutronenfluß im Moderator und -behälter.

### 6.2.3 Aktivierungsreaktionen in Moderator und -behälter

Da der Moderator bereits ausserhalb der direkten Einwirkung des Primärprotonenstrahls und damit auch ausserhalb der direkten Spallationszone liegt, finden sich hier auch wesentlich weniger Restkerne aus Spallationsreaktionen (s. Abb. 6.13). Vielmehr findet die Aktivierung in zunehmendem Maße über die vom Neutronenfluß  $\leq 20$  MeV induzierten Neutronenabsorptionsreaktionen statt.

Abb. 6.13 zeigt die Verteilung der Restkerne, die im Moderator und -container noch durch den hochenergetischen Protonen- und Neutronenfluß gebildet werden.

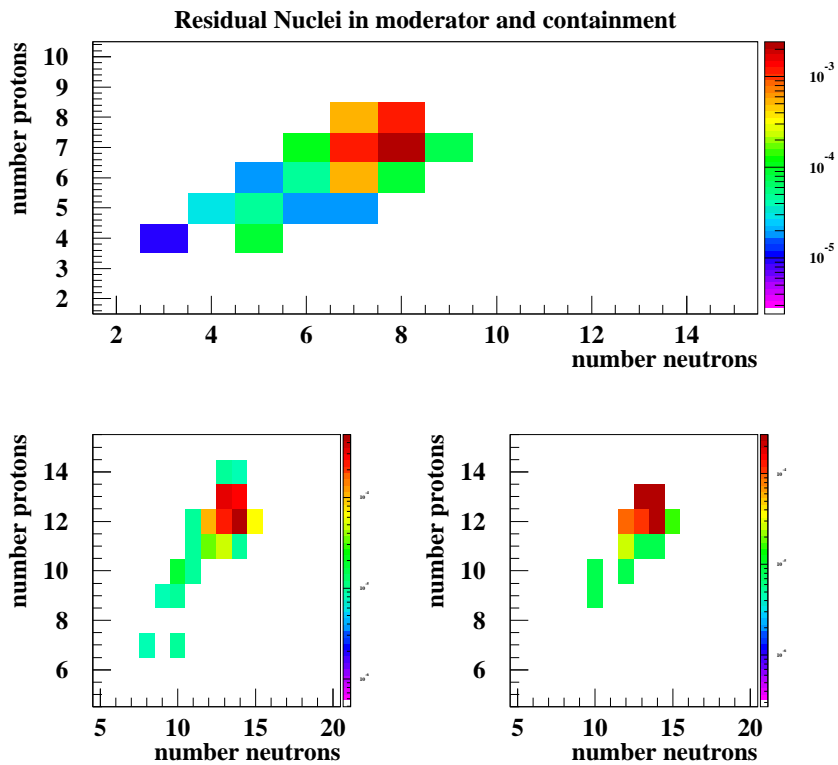


Abbildung 6.13: Restkernverteilung im Wassermoderator (oberes Bild) und in der Seitenwand (Bild unten links) sowie dem zum Target gewandten Boden (Bild unten rechts) des Moderatorcontainers.

Tab. 6.7 zeigt die möglichen Reaktionen von Neutronen mit dem Moderatorstrukturmaterial, die zur Produktion radioaktiver Isotope führen.

Alle der elf verschiedenen hier entstehenden Radioisotope liegen direkt neben der Stabilitätsgeraden und zerfallen ohne weitere Zwischenprodukte direkt in stabile Nuklide. Das langlebigste Isotop ist hierbei  $^{22}\text{Na}$  mit einer Halbwertszeit von  $t_H = 2.6$  Jahren. Die aus den Magnesiumisotopen entstehenden Reaktionsprodukte spielen aufgrund der nur 3%igen Beimengung bei der neutroneninduzierten Aktivierung des Moderatorcontainers eine untergeordnete Rolle.

	Aluminium		Magnesium					
Reaktion	$^{27}\text{Al}$	$t_H$	$^{24}\text{Mg}$	$t_H$	$^{25}\text{Mg}$	$t_H$	$^{26}\text{Mg}$	$t_H$
(n, $\gamma$ )	$^{28}\text{Al}$	2.2 m					$^{27}\text{Mg}$	9.46 m
(n,2n)	$^{26}\text{Al}$	6.4 s	$^{23}\text{Mg}$	11.3 s				
(n,3n)	$^{25}\text{Al}$	7.2 s	$^{22}\text{Mg}$	3.86 s	$^{23}\text{Mg}$	11.3 s		
(n,p)	$^{27}\text{Mg}$	9.46 m	$^{24}\text{Na}$	14.96 h	$^{25}\text{Na}$	59.6 s	$^{26}\text{Na}$	1.07 s
(n,d)					$^{24}\text{Na}$	14.96 h	$^{25}\text{Na}$	59.6 s
(n,t)			$^{22}\text{Na}$	2.6 a			$^{24}\text{Na}$	14.96 h
(n, $\alpha$ )	$^{24}\text{Na}$	14.96 h					$^{23}\text{Ne}$	37.2 s

Tabelle 6.7: Reaktionen von Neutronen mit dem Moderatorstrukturmaterial, produzierte radioaktive Nuklide und deren Halbwertszeit.

#### 6.2.4 Abklingverhalten der Radionuklide

Im Gleichgewichtszustand während des Betriebes dominieren  $^{15}\text{O}$  und  $^{16}\text{N}$  die Gesamtaktivität von  $2.2 \cdot 10^{13}$  Bq, doch durch ihre kurze Halbwertszeit sinkt die Aktivität schon wenige Minuten nach Abschalten des Neutronenflusses und  $^7\text{Be}$  ( $t_{1/2} = 53.3$  d) mit einer Aktivität von  $2.1 \cdot 10^{11}$  Bq wird dominant. Es wird bei der Reaktion hochenergetischer Teilchen aus dem Sauerstoff des Wassers gebildet.  $^7\text{Be}$  bleibt ein Jahr lang dominierendes Leitnuklid im Wasser und wird dann abgelöst von  $^{14}\text{C}$ . Anzumerken ist hier, daß es sehr unwahrscheinlich sein wird, daß das Moderatormaterial über die gesamte Betriebszeit von 30 Jahren nicht ausgetauscht wird. Auf die Gleichgewichtsaktivität hat dies keinen Einfluß, die Aktivität derjenigen Nuklide, deren Halbwertszeit gleich oder größer der Betriebszeit ist, wird jedoch entsprechend geringer sein. Im Falle des  $^{14}\text{C}$  ( $t_{1/2} = 5730$  a) darf die Aktivität linear mit der Betriebszeit skaliert werden, das heißt, wenn das Moderatormaterial nur 1 Jahr statt 30 Jahre in der Anlage bleibt, ist auch die Aktivität des  $^{14}\text{C}$  um etwa den Faktor 30 geringer. Abb. 6.14 zeigt die Abklingkurve des Moderators (Wasser), Abb. 6.15 die Abklingkurve des Moderatorbehälters.

Als die Aktivität im Betriebszustand deutlich dominierendes Nuklid läßt sich hier  $^{28}\text{Al}$  erkennen. Es macht im Gleichgewichtszustand mehr als 90 % der Gesamtaktivität von  $3 \cdot 10^{14}$  Bq aus. Durch seine kurze Halbwertszeit von  $t_{1/2} = 2.3$  Minuten klingt es allerdings genauso schnell ab wie das  $^{27}\text{Mg}$  ( $t_{1/2} = 9.5$  m), das bei laufendem Betrieb einen Anteil von rund 9 % an der Aktivität hat.

Im Zeitraum von wenigen Tagen nach Abschalten der Spallationsquelle dominiert  $^{24}\text{Na}$  die Aktivität, das genauso wie das ihm nachfolgende Leitnuklid  $^{22}\text{Na}$  beim Zerfall eine Gammastrahlung im Energiebereich zwischen 1 und 2.5 MeV

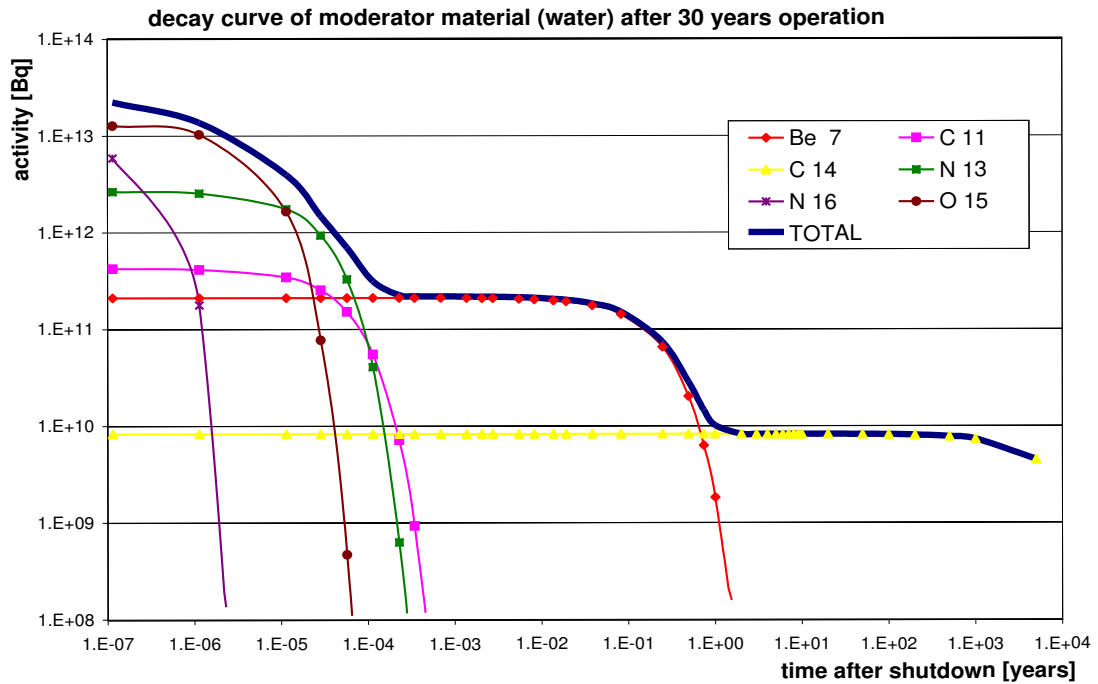


Abbildung 6.14: Abklingverhalten des Moderatormaterials (Wasser) nach einer Betriebszeit von 30 Jahren.

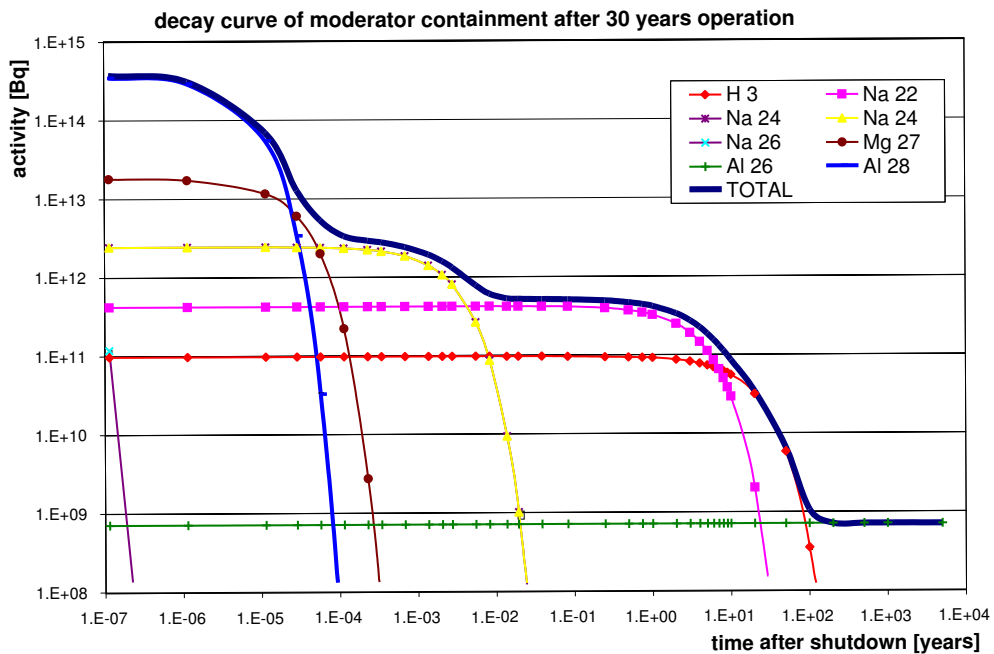


Abbildung 6.15: Abklingverhalten des Moderatorcontainers ( $AlMg_3$ ) nach einer Betriebszeit von 30 Jahren.

aufweist, so daß ein Wechsel des Moderators und das dafür notwendige Handling des Containments nicht ohne ausreichende Abschirmung bzw. die Nutzung heißer Zellen möglich ist.

## 6.3 Reflektor und innere Abschirmung

### 6.3.1 Materielle Zusammensetzung und Eigenschaften

Als Reflektor wird bei der ESS  $D_2O$ -gekühltes Blei diskutiert. Statt leichtem Wasser ( $H_2O$ ) wird hier schweres Wasser ( $D_2O$ ) verwendet, weil es einen wesentlich geringeren Neutronenwirkungsquerschnitt hat. Dadurch erhöht sich die Moderation der Neutronen gegenüber der Absorption.

Der Anteil an  $D_2O$  im Reflektor wurde mit 15 Vol-% angenommen, es durchströmt das Blei in Kühlkanälen. Die effektive Dichte des Reflektors ergibt sich dann bei einer Dichte von Blei mit  $\rho_{Pb} = 11.34g/cm^3$  und schwerem Wasser mit  $\rho_{D_2O} = 1.04g/cm^3$  zu  $\rho_{eff} = 9.8g/cm^3$ .

Isotop	Pb/ $D_2O$ -Mischung	
	num. Dichte ( $10^{24} \text{atome} \cdot \text{cm}^{-3}$ ) im Pb/ $D_2O$ -Gemisch	
$^{204}\text{Pb}$	$3.210 \cdot 10^{-4}$	
$^{206}\text{Pb}$	$6.790 \cdot 10^{-3}$	
$^{207}\text{Pb}$	$6.198 \cdot 10^{-3}$	
$^{208}\text{Pb}$	$1.460 \cdot 10^{-2}$	
$^2\text{H}$	$9.396 \cdot 10^{-3}$	
$^{16}\text{O}$	$4.698 \cdot 10^{-3}$	

Tabelle 6.8: Zusammensetzung des Isotopengemischs von natürlichem Blei, Wasserstoff und Sauerstoff sowie die für die Simulation verwendete numerische Dichten der im Reflektor vorkommenden Isotope.

Blei besteht in seiner natürlichen Isotopenmischung aus vier stabilen Isotopen, Deuterium ist ein Wasserstoffisotop und Sauerstoff hat drei stabile Isotope. Tab. 6.8 gibt die Anteile der Isotope sowie die numerischen Dichten in der  $Pb/D_2O$ -Mischung an. Wenn die numerische Dichte mit Null angegeben ist, kommt das Isotop in der Modellierung des Reflektors nicht vor.

Die den Reflektor umgebende innere Abschirmung besteht aus Eisen, dessen Eigenschaften schon im Zusammenhang mit dem Targetcontainment in Kap. 6.1.1 diskutiert wurden.

### 6.3.2 Teilchenflüsse in Reflektor und Abschirmung

Im Vergleich zu den bisher betrachteten Bauteilen haben der Reflektor und die innere Abschirmung eine große räumliche Ausdehnung. Im Folgenden wird der Fluß in einigen Zonen dargestellt, die aufgrund einiger räumlicher Symmetrien im Aufbau des Target-Moderator-Reflektor-Komplexes als exemplarisch angesehen werden können und einen Überblick über die Flüsse auch in weiter außen liegenden Teilen des TMR-Komplexes geben.

In Abb. 6.16 sieht man den Neutronenfluß unterhalb von 20 MeV in verschiedenen Bereichen des Reflektors, wobei zum einen deutlich wird, daß targetnahe Zonen des Reflektors erstens einen deutlich höheren Fluß aufweisen und zweitens die Spitzenintensität in einem wesentlich schmaleren Energiebereich (zwischen  $10^4$  und  $10^5$  eV) liegt, und zum anderen in vergleichbaren Zonen wie dem Reflektor zwischen den Neutronenstrahlrohren ein deutlicher Unterschied in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung zu beobachten ist.

Im Gegensatz zu dem relativ breiten Spektrum im Reflektor zeigt sich in der inneren Abschirmung das charakteristische "Eisenfenster" als dominierend, wie Abb. 6.17 (Seite 66) deutlich zeigt. Auch hier sind deutliche Unterschiede der Flußintensität in Abhängigkeit vom Winkel zur Protonenstrahlrichtung ( $z$ -Achse) sichtbar. In der Abschirmung auf Targethöhe ( $y = -6.3$  bis  $+6.3$  cm) ist beispielsweise der Spitzenfluß bei circa 20 keV in Richtung des Protonenstrahls um den Faktor 3 höher als in 90 Grad Richtung dazu (seitlich des Targets) und etwa 45 mal höher als in 180 Grad (also entgegen der Richtung des Protonenstrahls).



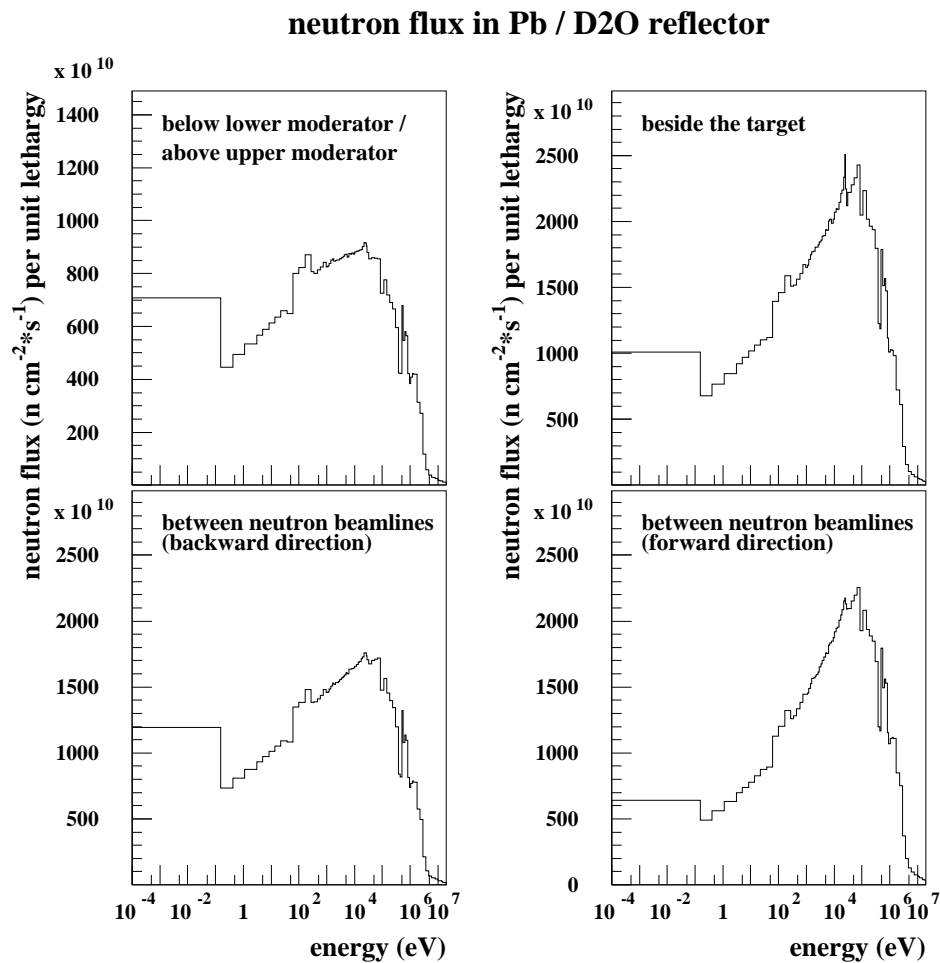


Abbildung 6.16: Neutronenfluß unterhalb von 20 MeV in ausgewählten Zonen des Reflektors: Reflektorsegment oberhalb des oberen bzw. unterhalb des unteren Moderators (Bild oben links), Reflektor seitlich des Targets (Bild oben rechts), Reflektor zwischen den Neutronenstrahlrohren auf Moderatorhöhe in rückwärtiger Richtung (Bild unten links) und in Vorwärtsrichtung (Bild unten rechts).

### 6.3.3 Aktivierungsreaktionen

Da der Reflektor aus zwei mechanisch voneinander getrennten Komponenten (dem Blei einerseits und dem es durchströmenden  $D_2O$  andererseits) besteht, sind auch die Aktivierungsreaktionen für beide Komponenten getrennt zu betrachten. Dies ist zum einen wichtig, weil das  $D_2O$  im Kühlwasserkreislauf zirkuliert und damit auch mit anderen Anlagenteilen in Berührung kommt, und zum anderen das Kühlwasser je nach Aktivierung entsorgt beziehungsweise zwischen- oder end-

## neutron flux in inner Fe-shielding

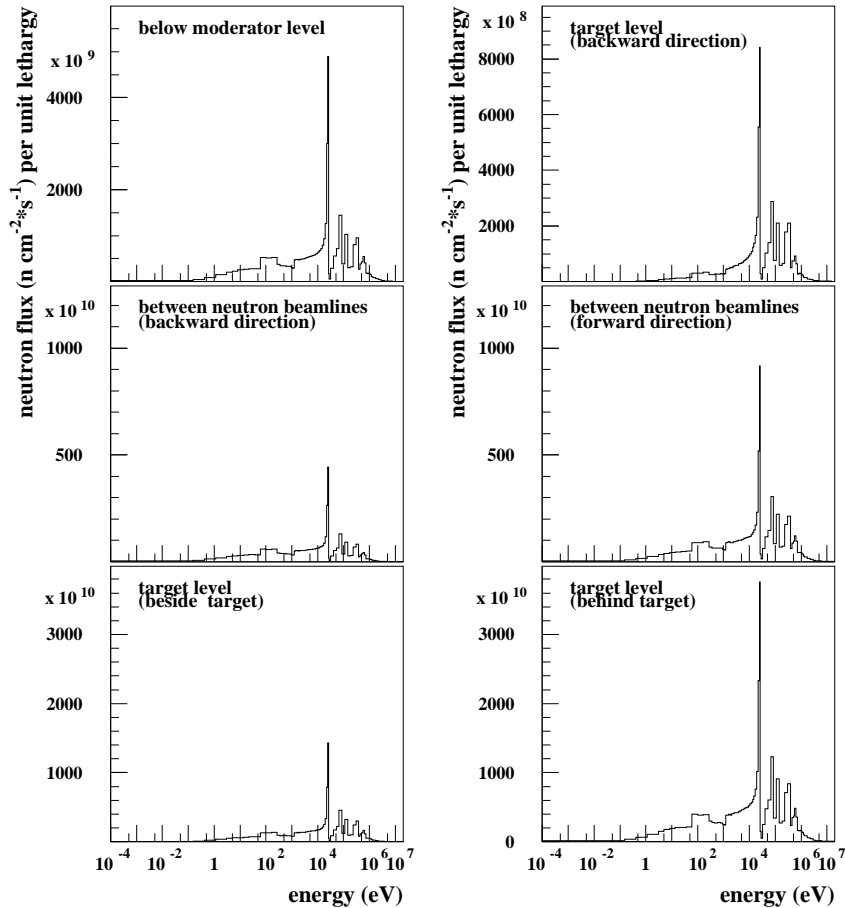


Abbildung 6.17: Neutronenfluß unterhalb von 20 MeV in ausgewählten Zonen der inneren Abschirmung: Abschirmungsring oberhalb des oberen bzw. unterhalb des unteren Moderators (Bild oben links), vor dem Target (Bild oben rechts), zwischen den Neutronenstrahlrohren auf Moderatorhöhe in rückwärtiger Richtung (Bild mitte links), in Vorwärtsrichtung (Bild mitte rechts), seitlich des Targets (Bild unten links) und hinter dem Target (Bild unten rechts).

gelagert werden muß. Dies wird jedoch grundsätzlich getrennt vom Blei erfolgen, welches auch aus mechanischen Gründen nach einer bestimmten Betriebszeit aufgrund der zu erwartenden Materialschädigung ausgewechselt werden muß.

Im Kühlwasser entstehen neutroneninduziert einerseits  $^{16}\text{N}$  mit einer Produktionsrate von  $1.91 \cdot 10^{-3}$  und Tritium ( $^3\text{H}$ ) mit  $1.37 \cdot 10^{-2}$  Atomen pro Quellteilchen des Primärprotonenstrahls.

Im Pb/ $D_2O$ -Reflektor und der inneren Abschirmung läßt sich die neutroneninduzierte Produktion der in Tab. 6.9 aufgeführten Nuklide beobachten.

Nuklid	Halbwertszeit	Produktionsrate [Atome / Primärproton]		
		Reflektor (Pb)	Kühlwasser ( $D_2O$ )	Abschirmung (Fe)
H 3	12.3 a	$2.66 \cdot 10^{-4}$	$1.37 \cdot 10^{-2}$	$1.62 \cdot 10^{-3}$
N 16	7.2 s	—	$1.91 \cdot 10^{-3}$	—
Fe 53	8.5 m	—	—	$1.37 \cdot 10^{-4}$
Fe 55	2.7 a	—	—	$1.08 \cdot 10^{-0}$
Mn 53	$3.7 \cdot 10^6$ a	—	—	$3.09 \cdot 10^{-3}$
Mn 54	312 d	—	—	$1.44 \cdot 10^{-2}$
Mn 56	2.6 h	—	—	$1.43 \cdot 10^{-2}$
Cr 51	27.7 d	—	—	$7.73 \cdot 10^{-4}$
Hg 203	46.6 d	$5.55 \cdot 10^{-4}$	—	—
Hg 205	5.2 m	$6.07 \cdot 10^{-2}$	—	—
Tl 204	3.8 a	$6.44 \cdot 10^{-5}$	—	—
Tl 206	4.2 m	$4.96 \cdot 10^{-4}$	—	—
Tl 207	4.8 m	$3.88 \cdot 10^{-4}$	—	—
Tl 208	3.1 m	$2.00 \cdot 10^{-4}$	—	—
Pb 205	$1.5 \cdot 10^7$ a	$1.85 \cdot 10^{-1}$	—	—
Pb 209	3.3 h	$6.07 \cdot 10^{-2}$	—	—

Tabelle 6.9: Produktionsraten der durch neutroneninduzierte Aktivierung in Reflektor und Abschirmung produzierten Nuklide und deren Halbwertszeit.

Bei der Tritiumproduktion wurden sowohl das aus der Verdampfung entstehende Tritium aus dem HETC als auch das bei (n,t)-Reaktionen der Neutronen  $\leq 20$  MeV entstehende Tritium berücksichtigt.

### 6.3.4 Aktivierung, Abklingverhalten und Nachwärme

Da im Bereich des Reflektors und der inneren Abschirmung durch den hohen Neutronenfluß eine nicht zu vernachlässigende Materialschädigung der Strukturen des Systems zu erwarten ist, kann davon ausgegangen werden, daß die hier für eine Betriebszeit von 30 Jahren bestimmten Aktivitäts- und Nachwärmewerte bei einem früheren Austausch des Reflektors unterschritten werden.

Abb. 6.18 zeigt das Abklingverhalten des Reflektors nach 30 Jahren Betrieb. Bereits nach wenigen Tagen ist die Aktivität von ursprünglich  $1.5 \cdot 10^{15}$  Bq um zwei Größenordnungen (d.h. auf 1 % ihres Ausgangswerts) abgeklungen. Dies

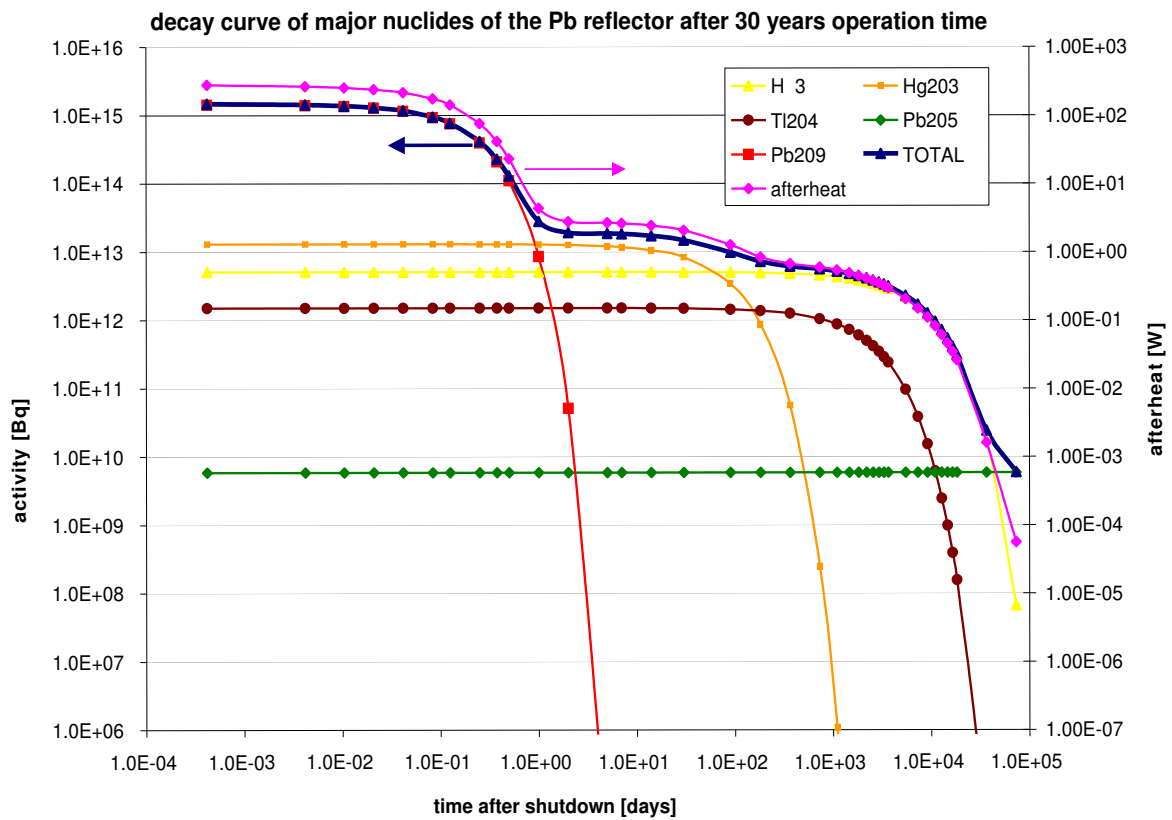


Abbildung 6.18: Aktivität wichtiger Nuklide sowie Nachwärme des Bleireflectors nach einer Betriebszeit von 30 Jahren.

wird durch den schnellen Zerfall des  $^{209}\text{Pb}$  ( $t_{1/2} = 3.3 \text{ h}$ ) verursacht, das während des laufenden Betriebes die Gesamtaktivität bestimmt. Danach wird die Aktivität des  $^{203}\text{Hg}$  dominant, das seine Rolle als Leitnuclid etwa 100 Tage nach Abschalten der Anlage an das Tritium abgibt. Zu diesem Zeitpunkt ist die Gesamtaktivität mit  $9 \cdot 10^{12} \text{ Bq}$  bereits auf 0.6 % der Aktivität während des laufenden Strahlbetriebes zurückgegangen. Die Langzeitaktivität schließlich wird vom  $^{205}\text{Pb}$  ( $t_{1/2} = 1.5 \cdot 10^7 \text{ a}$ ) mit  $5 \cdot 10^9 \text{ Bq}$  bestimmt.

Der Aktivitätsverlauf im Bereich der inneren Abschirmung ist in Abb. 6.19 dargestellt, er wird in den ersten Jahren dominiert von der Aktivität des  $^{55}\text{Fe}$  ( $t_{1/2} = 2.7 \text{ a}$ ). Es dauert rund 8 Jahre, bis die Gesamtaktivität auf 10 % abgeklungen ist, nach weiteren 8 Jahren beträgt sie rund 2% des Aktivität im Betriebszustand.

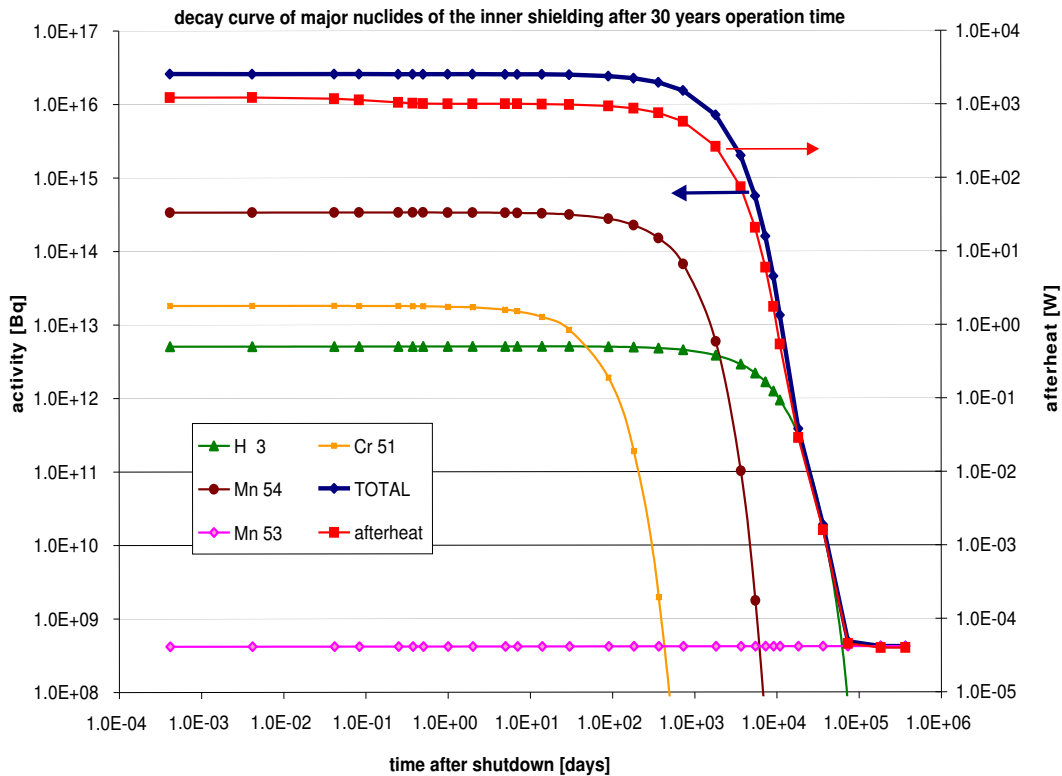


Abbildung 6.19: Gesamtaktivität und Aktivität wichtiger Nuklide sowie Nachwärme der innerem Eisenabschirmung nach einer Betriebszeit von 30 Jahren.

Etwa 40 Jahre nach Betriebsende sinkt die Aktivität rapide ab und statt des  $^{55}Fe$  ist nun das produzierte Tritium aktivitätsbestimmend. Die Langzeitaktivität wird bestimmt von  $^{53}Mn$  ( $t_{1/2} = 3.7 \cdot 10^6 a$ ), dessen Aktivität über die gesamte innere Abschirmung aufsummiert  $4 \cdot 10^8$  Bq beträgt.

Die Nachwärmeleistung beträgt im Gleichgewichtszustand für den Reflektor rund 300 Watt, sie sinkt innerhalb eines Tages nach Abschalten der Quelle auf rund 6 Watt, in der gesamten Eisenabschirmung beträgt sie im Gleichgewichtszustand rund 1000 Watt, hier bleibt die Nachwärmeleistung auch nach dem Abschalten der Quelle bedingt durch einige langlebige Nuklide über 3 Jahre nahezu konstant, nach 6 Jahren Abklingzeit ist sie auf zehn Prozent des Ausgangswertes gesunken. Sowohl im Reflektor als auch in der Abschirmung korreliert die Nachwärme sehr eng mit der Aktivität (s. Abb. 6.18 und 6.19).

## 6.4 Verschlußelemente der Neutronenstrahlrohre

Die Shutter haben die Aufgabe, die Experimentierplätze im Bedarfsfall gegen den thermischen Neutronenfluß aus den Moderatoren abzuschirmen (vgl. auch Abb. 5.10 auf Seite 40). Als Shuttermaterial wurde reines Eisen angenommen.

Aufgrund ihrer Lage weit ausserhalb des Targetbereichs werden hier im Vergleich zur neutroneninduzierten Aktivierung nur minimale Mengen an direkten Spallationsprodukten durch den höherenergetischen Anteil des Neutronenflusses gebildet, die Aktivierung erfolgt hier fast ausschließlich über Neutronenabsorptionsreaktionen.

Abb. 6.20 zeigt den Neutronenfluß unterhalb von 20 MeV, dem die Shutter im geschlossenen Zustand ausgesetzt sind. Wie schon bei Reflektor und Abschirmung sind auch hier deutliche Unterschiede zwischen Vorwärts- und Rückwärtsrichtung sowie die Eisencharakteristik bei 20 keV zu beobachten.

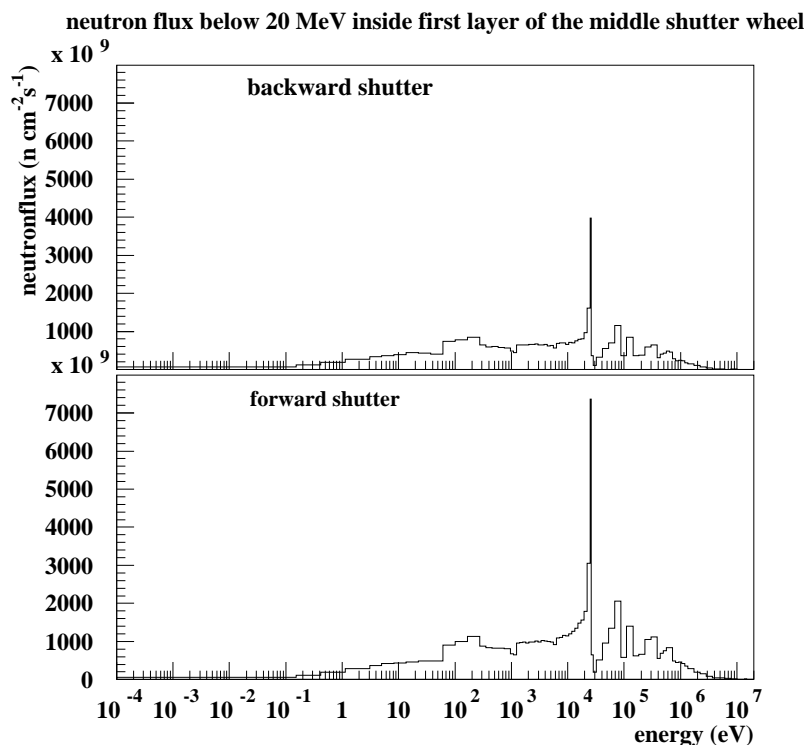


Abbildung 6.20: Neutronenfluß unterhalb von 20 MeV in den äußeren 10 cm des jeweils mittleren vorwärts- und rückwärtsgerichteten Shutter.

Abb. 6.21 gibt das zeitliche Verhalten der Radioaktivität der Shutter-Räder nach einem Jahr und 30 Jahren Vollastbetrieb wieder. Wie in Abb. 6.21 zu erkennen ist, liegt die Aktivierung der vorwärtsgerichteten Shutter etwa um den Faktor zwei über der Aktivierung der rückwärtsgerichteten Shutter. Der Einfluß der Betriebsdauer auf die Aktivierung läßt sich ebenfalls erkennen, nach 30 Jahren Strahlbetrieb ist die Aktivität der Shutter-Räder um etwa den Faktor zehn höher als nach einem Jahr.

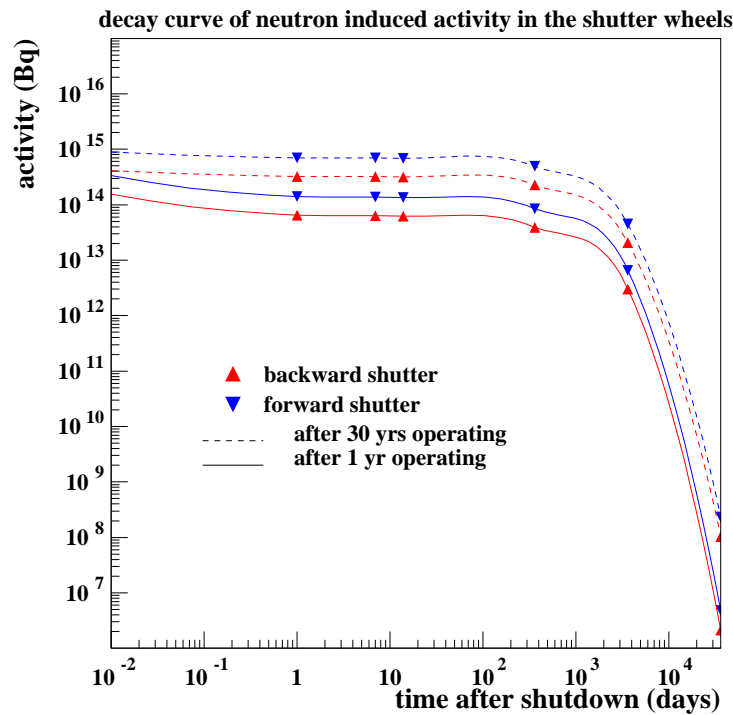


Abbildung 6.21: Abklingverhalten der Shutter-Räder nach 1 Jahr und nach 30 Jahren Vollastbetrieb.

# Kapitel 7

## Energiedeposition und Wärmeleistung im TMR Komplex der ESS

Mit den Ursachen für die Energiedeposition verhält es sich ähnlich wie mit der Entstehung radioaktiver Nuklide in den einzelnen Komponenten der Targetstation. Im Target und seiner direkten Umgebung dominieren die Einflüsse des Primärprotonenstrahls und die sekundären hochenergetischen Teilchenflüsse, mit zunehmender Entfernung vom Target jedoch verringert sich der hochenergetische Fluß insbesondere der geladenen Teilchen durch Interaktion mit der umgebenden Materie und der niederenergetische Neutronenfluß und die  $\gamma$ -Produktion werden dominant.

Zur Simulation des Transports dieser niederenergetischen Neutronen wurde das in Kap. 3.2.2 beschriebene Programm MORSE eingesetzt. Die Energiedeposition läßt sich, wie in Kap. 4.2.2 beschrieben, durch Faltung der Flüsse mit den entsprechenden materialspezifischen KERMA-Faktoren bestimmen.

Da die MatXS-11 Bibliothek zwar über 80 Energiegruppen für den Neutronentransport, nicht jedoch über Energiegruppen für Gammatransport verfügt, mußte hierfür die EPR-Bibliothek benutzt werden. In dieser sind jedoch keine Daten für das Material Quecksilber vorhanden. Darum mußte zunächst geklärt werden, ob es hinsichtlich der Teilchenflüsse und der daraus resultierenden Energiedeposition einen grundlegenden Unterschied macht, ob das Target in der Simulation aus Quecksilber oder ersatzweise aus Blei besteht.

Dazu wurden jeweils für ein Quecksilber- und ein Bleitarget sowohl die hochenergetischen Protonen- und Neutronenflüsse als auch die niederenergetischen Neutronenflüsse bestimmt.

Im Energiebereich oberhalb von 20 MeV bis hin zur Einschußenergie von 1334 MeV sind weder beim Protonen- noch beim Neutronenfluß im Target wesentliche Unterschiede erkennbar, wie Abb. 7.1 verdeutlicht.



Abb. 7.2 zeigt den Vergleich des Neutronenflusses unterhalb von 20 MeV in einem Quecksilbertarget mit dem in einem Bleitarget. Der Einbruch des Flusses beim Quecksilber, bedingt durch dessen hohen Absorptionsquerschnitt für thermische Neutronen ist in den unteren Energiegruppen deutlich zu sehen. Dies bedeutet, daß durch den höheren Neutronenfluß im Blei unterhalb von 1 keV die Produktion von Photonen durch  $(n,\gamma)$ -Reaktionen gegenüber dem Quecksilber leicht überschätzt wird, was zu einer konservativen Bestimmung der Energiedeposition führt.

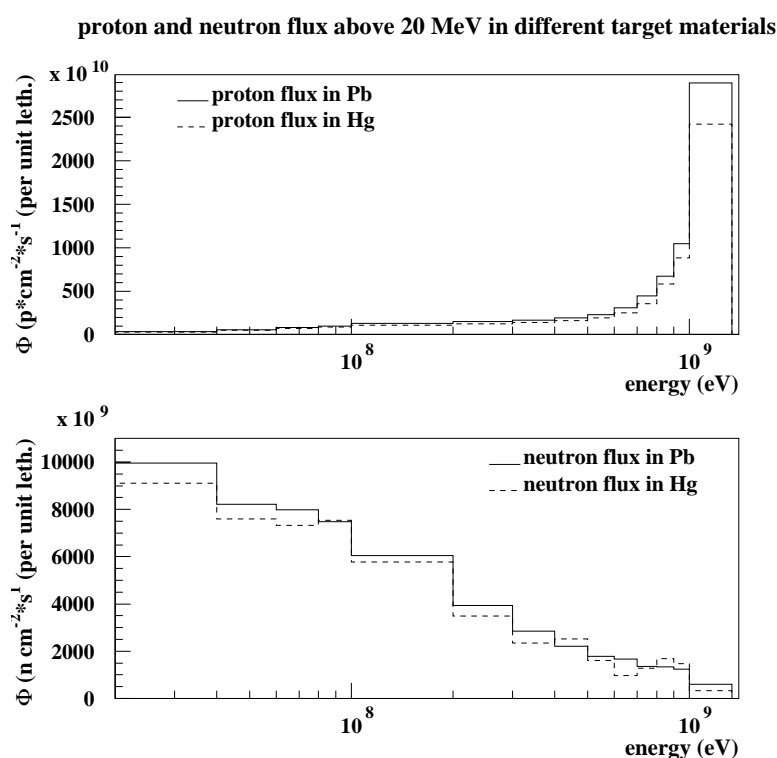


Abbildung 7.1: Vergleich des hochenergetischen Protonen- und Neutronenflusses für verschiedene Targetmaterialien im Target der ESS bei 5 MW Strahlleistung.

Die beobachteten Photonen werden, abgesehen vom Target selbst, wo der aus dem  $\pi^0$ -Zerfall stammende hochenergetische Gammafluß dominierend ist, hauptsächlich bei  $(n,\gamma)$ -Reaktionen frei. Bei dieser Neutronenabsorptionsreaktion kommt es zu einem sogenannten Massendefekt, das heißt das als Produkt entstehende Nuklid ist leichter als die Summe der Massen der Edukte, also der Masse des Ausgangsnuklids und der Ruhemasse des absorbierten Neutrons.

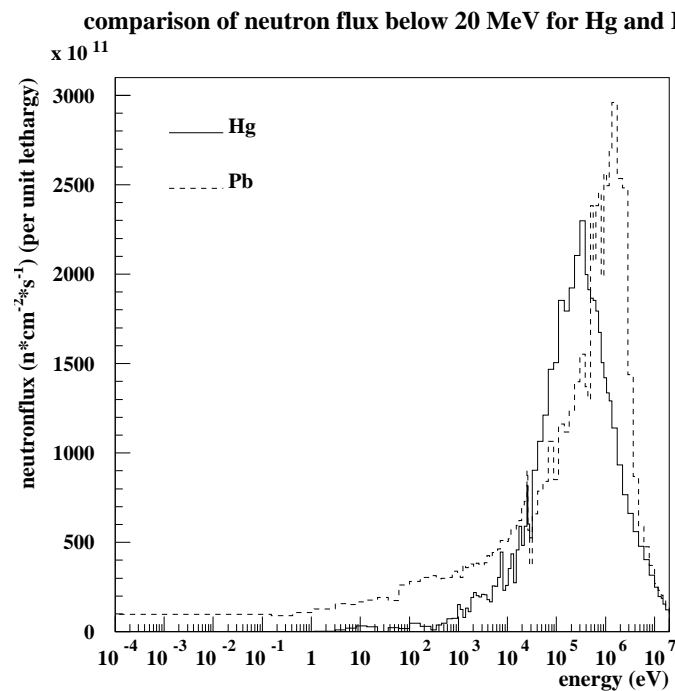


Abbildung 7.2: Vergleich des Neutronenflusses unterhalb von 20 MeV für verschiedene Targetmaterialien.

Die entstehende Massendifferenz der Reaktion  ${}^A_ZX(n, \gamma){}^{A+1}_ZX$  eines beliebigen Nuklids des Elements X mit der Massenzahl A und der Protonenzahl Z berechnet sich zu  $\Delta m = m({}^A_ZX) + m_0({}^1_0n) - m({}^{A+1}_ZX)$ .

Um dem Massen- und Energieerhaltungssatz zu genügen, wird diese Massendifferenz  $\Delta m$  in Form von Energie (in diesem Fall Photonen) nach dem Gesetz  $\Delta E = \Delta m \cdot c^2$  abgegeben.

Tab. 7.1 zeigt den Massendefekt sowie die freiwerdende Energie für einige ausgewählte Nuklide, die in den Bauteilen der ESS häufig vorkommen. Die Berücksichtigung der entstehenden Gammaflüsse ist deswegen so wichtig, weil zum einen die entstehenden Gammas mit Energien zwischen 2 und 10 MeV relativ hochenergetisch sind, und zum anderen aufgrund der hohen Dichte der vorhandenen Materialien (Fe, Cr, Hg, Pb) ihre Energie nahezu vollständig am Ort ihrer Entstehung deponieren.

Reaktion	Massendefekt $\Delta m$ [u]	$\Delta E$ [MeV]
${}^1\text{H} (n,\gamma) {}^2\text{H}$	$2.3883 \cdot 10^{-3}$	2.2247
${}^2\text{H} (n,\gamma) {}^3\text{H}$	$6.7175 \cdot 10^{-3}$	6.2573
${}^{27}\text{Al} (n,\gamma) {}^{28}\text{Al}$	$9.7576 \cdot 10^{-3}$	9.892
${}^{54}\text{Fe} (n,\gamma) {}^{55}\text{Fe}$	$9.97970 \cdot 10^{-3}$	9.2960
${}^{56}\text{Fe} (n,\gamma) {}^{57}\text{Fe}$	$7.64630 \cdot 10^{-3}$	7.1225
${}^{57}\text{Fe} (n,\gamma) {}^{58}\text{Fe}$	$1.13457 \cdot 10^{-2}$	10.5685
${}^{58}\text{Fe} (n,\gamma) {}^{59}\text{Fe}$	$7.06230 \cdot 10^{-3}$	6.5785
${}^{196}\text{Hg} (n,\gamma) {}^{197}\text{Hg}$	$7.277 \cdot 10^{-3}$	6.7785
${}^{198}\text{Hg} (n,\gamma) {}^{199}\text{Hg}$	$7.154 \cdot 10^{-3}$	6.6639
${}^{199}\text{Hg} (n,\gamma) {}^{200}\text{Hg}$	$8.619 \cdot 10^{-3}$	8.0286
${}^{200}\text{Hg} (n,\gamma) {}^{201}\text{Hg}$	$6.688 \cdot 10^{-3}$	6.2298
${}^{201}\text{Hg} (n,\gamma) {}^{202}\text{Hg}$	$8.325 \cdot 10^{-3}$	7.7547
${}^{202}\text{Hg} (n,\gamma) {}^{203}\text{Hg}$	$6.425 \cdot 10^{-3}$	5.9849
${}^{204}\text{Pb} (n,\gamma) {}^{205}\text{Pb}$	$7.2150 \cdot 10^{-3}$	6.7207
${}^{206}\text{Pb} (n,\gamma) {}^{207}\text{Pb}$	$7.2330 \cdot 10^{-3}$	6.7375
${}^{207}\text{Pb} (n,\gamma) {}^{208}\text{Pb}$	$7.9100 \cdot 10^{-3}$	7.3681
${}^{208}\text{Pb} (n,\gamma) {}^{209}\text{Pb}$	$4.2172 \cdot 10^{-3}$	3.9283

Tabelle 7.1: Übersicht über die durch den Massendefekt bei der  $(n,\gamma)$  Reaktion verschiedener Nuklide freiwerdende Energie. Der Massendefekt ist angegeben in der atomaren Masseneinheit  $u$  ( $1u = 1.660566 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ ).

## 7.1 Target und -container

### 7.1.1 Energiedeposition geladener Teilchen und hochenergetischer Neutronen $\geq 15 \text{ MeV}$

Von wesentlicher Bedeutung für die räumliche Verteilung der Energiedeposition im targetnahen Bereich und insbesondere im Strahleintrittsfenster des Targetcontainers ist auch die Größe und Intensitätsverteilung des Primärprotonenstrahls. Die zwei zur Diskussion stehenden Formen sind hier eine parabolische Intensitätsverteilung mit einer Halbachse von 10 cm in x-Richtung und 3 cm in y-Richtung sowie ein gaußverteilter Strahl mit einem  $\sigma_x$  von  $\pm 3.33 \text{ cm}$  und einem  $\sigma_y$  von  $\pm$

1.0 cm, sodaß 99.5 % aller Protonen in einem Bereich von  $x_0 \pm 10$  cm ( $= \pm 6\sigma_x$ ) und  $y_0 \pm 3$  cm ( $= \pm 3\sigma_y$ ) liegen.

Abb.7.3 zeigt die Intensitätsverteilung der beiden beschriebenen Strahlformen sowohl in ihrer zweidimensionalen Verteilung als auch die Profile in der x bzw. der y-Ebene.

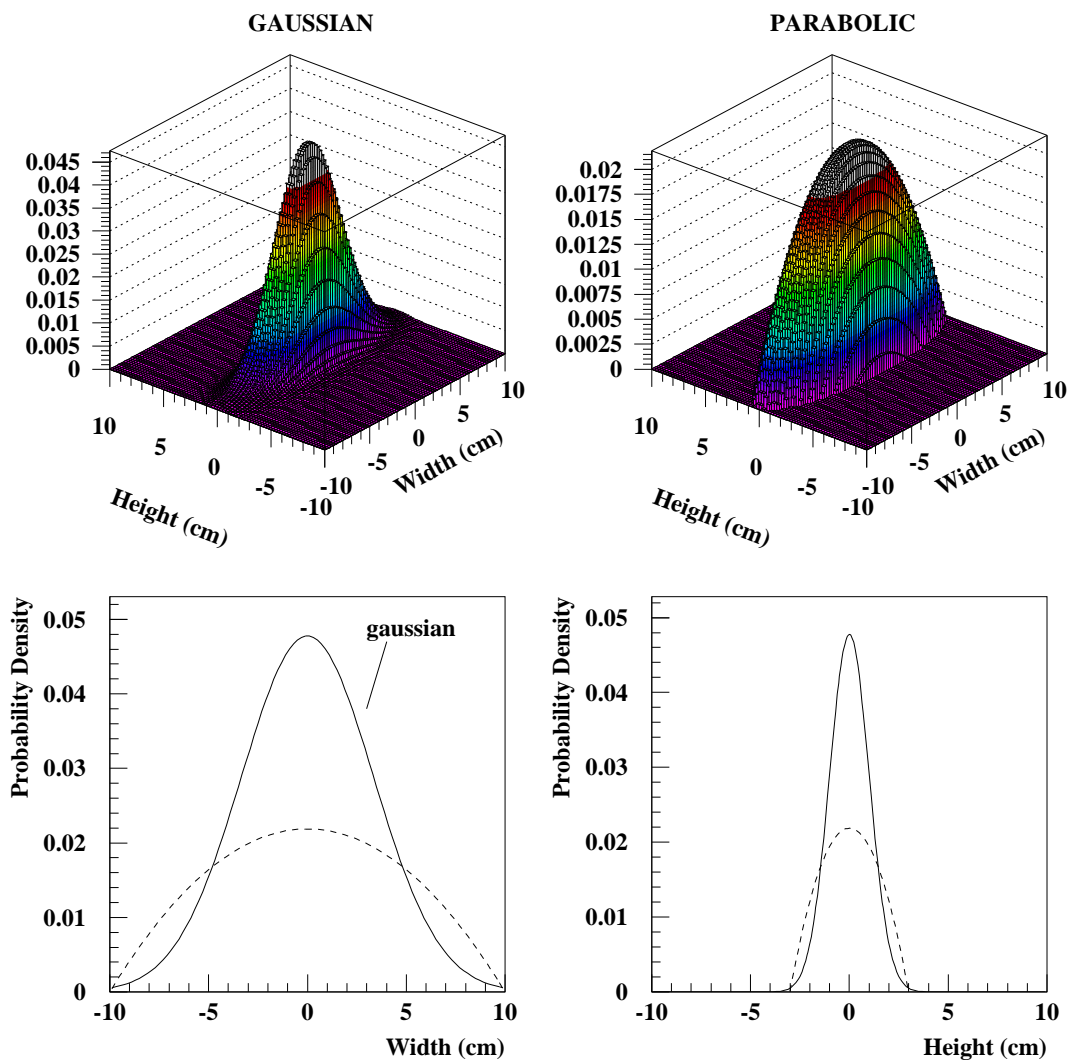


Abbildung 7.3: Gauß- und parabolisch verteiltes Primärprotonenstrahlprofil im Vergleich.

Deutlich zu erkennen ist, daß beim gaußverteilten Profil die Spitzenintensität in der Mitte des Strahls circa doppelt so hoch ist wie beim parabolischen Profil.

Für die Rechnungen im Rahmen dieser Arbeit wurde, soweit nichts anderes angegeben ist, das gaußverteilte Strahlprofil verwendet.

Auf eine ortsabhängige Darstellung der Energiedeposition im Target entlang der z-Achse konnte verzichtet werden, weil dies einerseits schon gezeigt wurde [43] und andererseits durch die ständige Umwälzung des Quecksilbers ohnehin eine stetige Wärmeabfuhr gewährleistet ist.

Die Anteile der Energiedeposition der geladenen Teilchen im Target sind aus Tabelle 7.2 ersichtlich.

<i>nat</i> Hg Target, Protonenenergie 1334 MeV					
Teilchen	Energiedeposition				
	pro Proton		bei 5 MW Leistung		
	$\left[\frac{\text{MeV}}{p}\right]$	$\left[\frac{\text{MeV}}{p\cdot\text{cm}^3}\right]$	$\left[\frac{\text{MeV}}{\text{cm}^3}\right]$	[W]	$\left[\frac{\text{W}}{\text{cm}^3}\right]$
Protonen	$5.09\cdot 10^{+2}$	$1.42\cdot 10^{-2}$	$3.32\cdot 10^{+14}$	$1.91\cdot 10^{+6}$	$5.31\cdot 10^{+1}$
geladene Pionen	$2.73\cdot 10^{+1}$	$7.60\cdot 10^{-4}$	$1.78\cdot 10^{+13}$	$1.02\cdot 10^{+5}$	$2.85\cdot 10^{+0}$
geladene Myonen	$1.37\cdot 10^{-1}$	$3.81\cdot 10^{-6}$	$8.92\cdot 10^{+10}$	$5.13\cdot 10^{+2}$	$1.43\cdot 10^{-2}$
Deuteronen	$9.90\cdot 10^{+0}$	$2.76\cdot 10^{-4}$	$6.45\cdot 10^{+12}$	$3.71\cdot 10^{+4}$	$1.03\cdot 10^{+0}$
Tritonen	$2.54\cdot 10^{+0}$	$7.07\cdot 10^{-5}$	$1.65\cdot 10^{+12}$	$9.51\cdot 10^{+3}$	$2.65\cdot 10^{-1}$
Helium	$6.03\cdot 10^{+0}$	$1.68\cdot 10^{-4}$	$3.93\cdot 10^{+12}$	$2.26\cdot 10^{+4}$	$6.28\cdot 10^{-1}$
Recoil Energie	$3.40\cdot 10^{+0}$	$9.46\cdot 10^{-5}$	$2.21\cdot 10^{+12}$	$1.27\cdot 10^{+4}$	$3.54\cdot 10^{-1}$
<b>SUMME</b>	<b><math>5.58\cdot 10^{+2}</math></b>	<b><math>1.55\cdot 10^{-2}</math></b>	<b><math>3.64\cdot 10^{+14}</math></b>	<b><math>2.09\cdot 10^{+6}</math></b>	<b><math>5.82\cdot 10^{+1}</math></b>

Tabelle 7.2: Beitrag primärer und sekundärer geladener Teilchen und hochenergetischer Neutronen zur Energiedeposition im Quecksilbertarget. Die Angaben der Energiedeposition pro  $\text{cm}^3$  beziehen sich auf ein Targetvolumen von 36 Litern.

Der grösste Teil der im Target deponierten Energie stammt von den primären und sekundären Protonen, sie geben 509 MeV und damit ca. 38 % der Einschussenergie an das Target ab. Im Target selbst macht der durch die Protonen deponierte Anteil ca. 75% der gesamten hier deponierten Energie aus. Insgesamt werden durch die geladenen Teilchen 559 MeV/p im Target deponiert, das entspricht 42% der Energie der einfallenden Primärprotonen.

Am stärksten thermisch belastet wird in diesem Anlagenteil das Targetfenster, durch den der Primärprotonenstrahl in das Target eintritt. Hier zeigen sich die deutlichsten Unterschiede in der ortsabhängigen Energiedeposition in Abhängigkeit von den unterschiedlichen Intensitätsverteilungen des Protonenstrahls.

Abb. 7.4 zeigt die im Targetfenster deponierte Energie für eine parabolische Intensitätsverteilung, die Spitzenbelastung in der Mitte des Targetfensters liegt hier bei ca.  $1.33 \text{ kW/cm}^3$ . Legt man die doppelt so hohe Spitzenintensität des

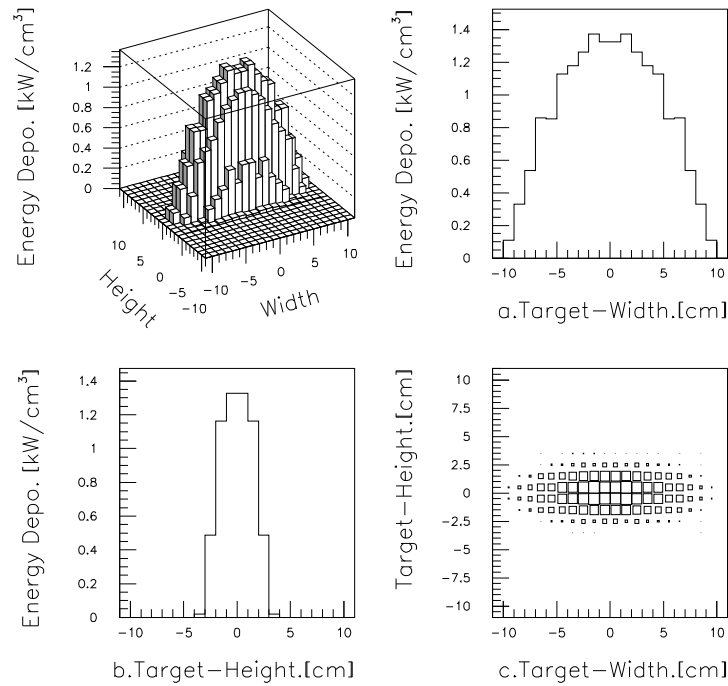


Abbildung 7.4: *Energiedeposition der geladenen Teilchen im Targetfenster bei einer parabolischen Intensitätsverteilung des Protonenstrahls (aus [41]).*

gaußverteilten Strahlprofil zugrunde, so ergibt sich dafür in der Mitte des Targetfensters eine Energiedeposition von ca.  $2.7 \text{ kW/cm}^3$ , während der Mittelwert über das gesamte Targetfenster für beide Strahlprofile ca.  $0.33 \text{ kW/cm}^3$  beträgt, da die Gesamtprotonenzahl in beiden Intensitätsverteilungen gleich ist. Tab. 7.3 gibt einen Überblick über die Spitzen- und Mittelwerte der von den geladenen Teilchen und hochenergetischen Neutronen im Target deponierten Energie für ein gaußverteiltes Strahlprofil.

	Spitzenwert [kW/cm <sup>3</sup> ]	Mittelwert [W/cm <sup>3</sup> ]	gesamte Energie in dieser Zone [kW]
Target	5.6	58.2	2090
Targetfenster	2.7	330	74.2
obere/untere Wand	—	6.0	9.7
rechte/linke Wand	—	1.0	0.57

Tabelle 7.3: *Übersicht der durch die geladenen Teilchen und Neutronen > 15 MeV im Target und -container deponierten Energie mit Spitzen- und Mittelwerten für 5 MW Protonenstrahlleistung.*

## 7.1.2 Energiedeposition durch hochenergetische Photonen

Wie in Kap. 3.2.4 beschrieben, können bei der Reaktion hochenergetischer Teilchen mit Atomkernen unter anderem auch neutrale Pionen ( $\pi^0$ ) entstehen. Ihre Ruhemasse beträgt 135 MeV. Sie sind instabil und zerfallen in 2 Gammas, die im Mittel eine Energie von 70 MeV haben. Aufgrund ihrer kurzen Lebensdauer von  $8.4 \cdot 10^{-15}$  s werden sie im HETC nicht transportiert, sondern zerfallen direkt am Ort ihrer Entstehung in 2 Photonen, deren Transport und Energiedeposition im Programm EGS simuliert wird. Das Vorkommen dieser  $\pi^0$  ist auf das Target selbst beschränkt.

Durch die hohe Dichte des Quecksilbers werden die entstehenden Photonen im Target abgebremst und deponieren ihre Energie auch fast ausschließlich im Target. Abb. 7.5 zeigt den hierdurch im Target und -container entstehenden Gammafluß, Tab 7.4 die verursachte Energiedeposition im Target und -container.

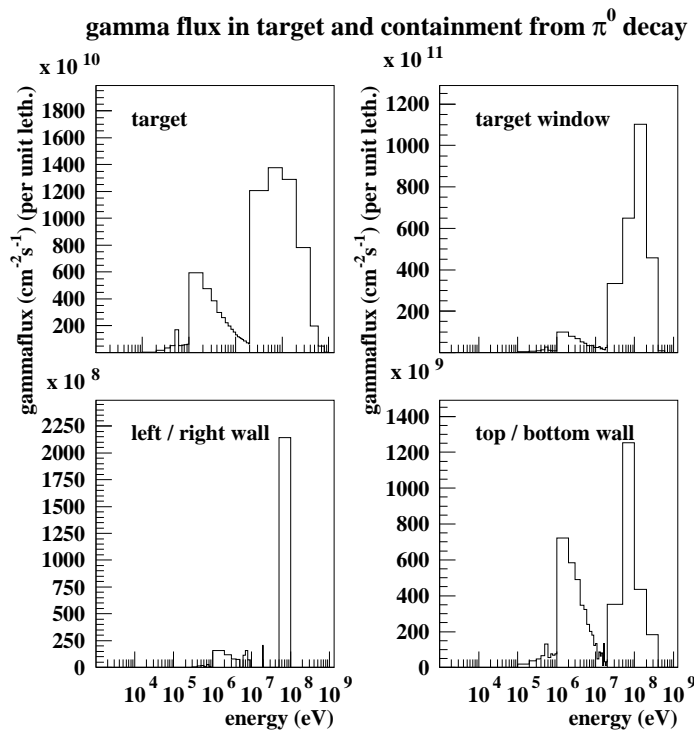


Abbildung 7.5: Durch den  $\pi^0$ -Zerfall verursachter Gammafluß im Target und -containment für 5 MW Protonenstrahlleistung.

Mit Ausnahme des Targetfensters ist bereits in den Wänden des Targetcontainers nur noch eine sehr geringe Energiedeposition durch die aus dem  $\pi^0$ -Zerfall stammenden Photonen festzustellen, wie man Tab. 7.4 entnehmen kann.

	Energiedeposition		
	[MeV/p]	[W]	[W/cm <sup>3</sup> ]
Target	$5.99 \cdot 10^{+1}$	$2.2 \cdot 10^{+5}$	6.24
Targetfenster	$3.5 \cdot 10^{-1}$	$1.31 \cdot 10^{+3}$	5.82
obere/untere Wand	$9.0 \cdot 10^{-2}$	$3.37 \cdot 10^{+2}$	0.21
rechte/linke Wand	$5.0 \cdot 10^{-4}$	1.87	$3.3 \cdot 10^3$

Tabelle 7.4: *Energiedeposition der aus dem  $\pi^0$ -Zerfall entstehenden Photonen im Target und -container für 5 MW Protonenstrahlleistung.*

### 7.1.3 Energiedeposition der Neutronen und Photonen $\leq 15$ MeV

Abb. 7.6 zeigt den Neutronenfluß im Energiebereich von  $10^{-4}$  eV bis 14.9 MeV und den Gammafluß im Energiebereich von 10 keV bis 14 MeV für das Target sowie die Wände des Targetcontainers aus dem gekoppelten n- $\gamma$ -Transport des Programms MORSE. Auffällig sind die scharf begrenzten Maxima im Gammafluß, die, wie vorstehend erläutert, in (n, $\gamma$ )-Reaktionen ihren Ursprung haben.

Hinzu kommt der Gammafluß und die Energiedeposition der Photonen, die von den angeregten Restkernen emittiert werden. Abb. 7.7 zeigt den Gammafluß, der durch diese Photonen verursacht wird.

Im Verhältnis zu der von den geladenen Teilchen deponierten Energie ist der Anteil der durch niederenergetische Neutronen und Gammas verursachten Energiedeposition im Target selbst relativ gering, doch in den Wänden des Containers macht er bereits zwischen 40 und 70 % aus. Tab. 7.5 zeigt die durch diese Neutronen und Gammas deponierte Energie im Target und -container und gibt einen Überblick, wie hoch diese im Verhältnis zu der von den geladenen Teilchen dort deponierte Energie ist.



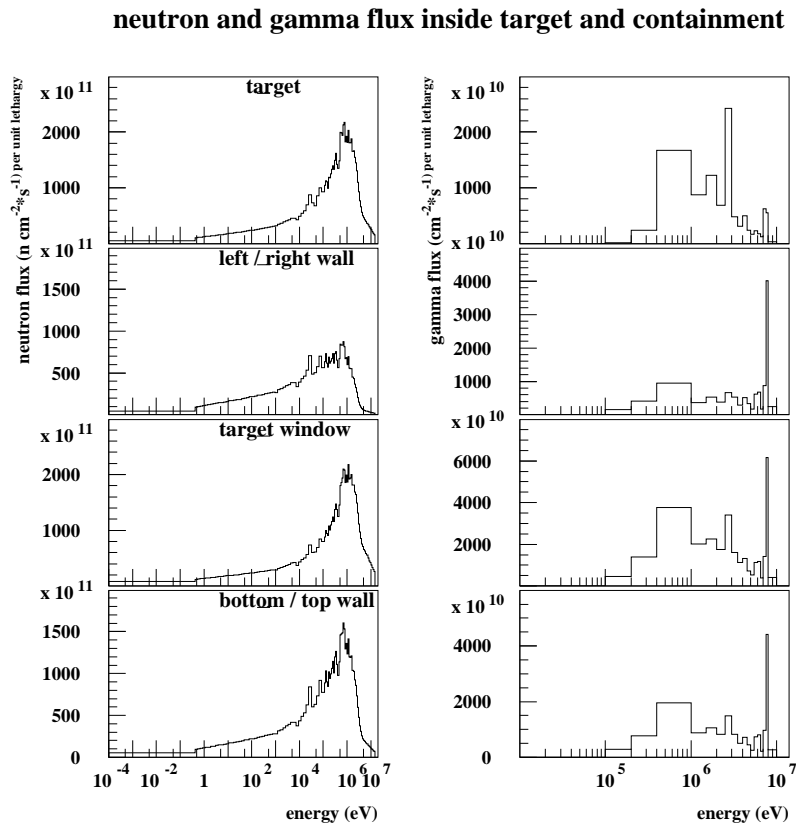


Abbildung 7.6: Niederenergetischer Neutronenfluß (linke Spalte) und Gammafluß (rechte Spalte) im Target und -containment für 5 MW Protonenstrahlleistung.

	Neutronen [W/cm <sup>3</sup> ]	Gammas [W/cm <sup>3</sup> ]	Summe [W/cm <sup>3</sup> ]	Anteil an der ges. Energiedeposition dieser Zone
Target	0.21	6.13	6.34	8.86 %
Targetfenster	1.70	6.45	8.15	2.37 %
obere/untere Wand	0.74	3.22	3.95	39.7 %
rechte/linke Wand	0.30	2.01	2.31	65.6 %

Tabelle 7.5: Übersicht der durch die niederenergetischen Neutronen und Photonen im Target und -container deponierten Energie für 5 MW Protonenstrahlleistung.

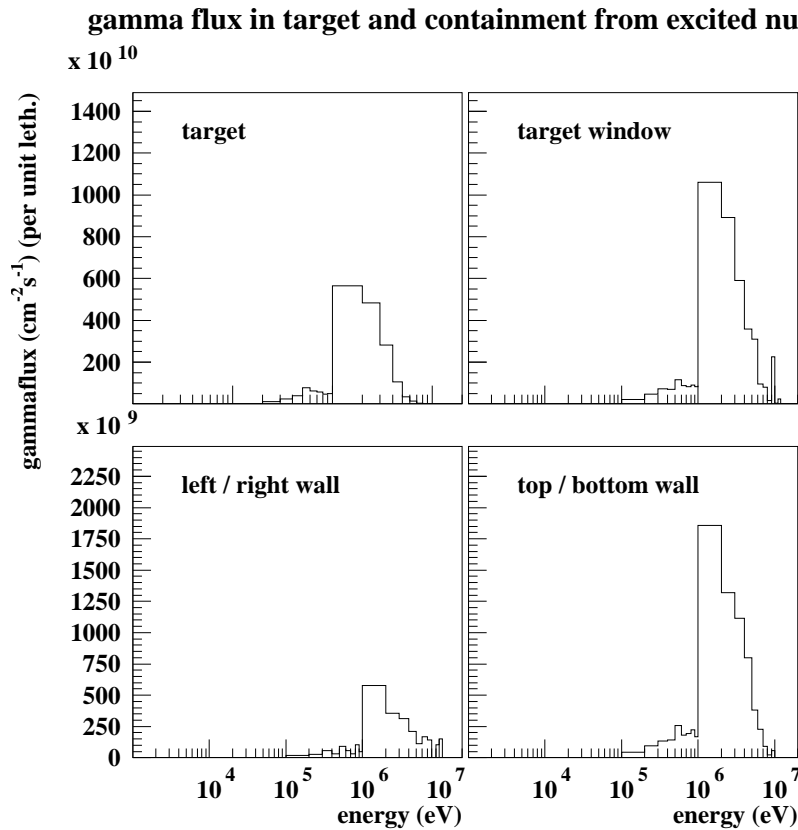


Abbildung 7.7: Durch die Anregungsenergie der Restkerne verursachter Gammafluß im Target und -containment für 5 MW Protonenstrahlleistung.

## 7.2 Energiedeposition im Moderator und -container

### 7.2.1 Neutronen- und Gammaflüsse $\leq 15$ MeV

Während die Wände des Targetcontainments noch weitgehend symmetrische Eigenschaften hinsichtlich der Neutronen- und Gammaflüsse aufweisen, ist dies bei den Wänden des Moderatorcontainments nur noch eingeschränkt zu beobachten. Besonders deutlich werden die Unterschiede beim Vergleich von Boden und Deckel des Moderatorbehälters, da die Neutronen zunächst mit näherungsweise derselben Energie, mit der sie aus dem Targetcontainer austreten, auf den dem Target zugewandten Boden des Moderators treffen. Diejenigen Neutronen, die bis zum oberen Deckel des Moderatorbehälters gelangen, haben den Moderator bereits passiert (und sind damit moderiert) oder werden aus dem  $D_2O$ -gekühlten Reflektor zurückgestreut, haben also auf jeden Fall schon einen Großteil ihrer

ursprünglichen Energie abgegeben. Das Spektrum ist hier folglich wesentlich weicher.

Abb 7.8 zeigt den Neutronenfluß unterhalb von 14.9 MeV und den Gammafluß im Bereich von 14 MeV bis 10 keV für den Wasser-Moderator und den Moderatortorbhälter. Wie schon in Abb. 4.5 in Kap. 4.2.2 gezeigt, sind auch bei der hier für die Energiedepositionsrechnung verwendeten EPR-Bibliothek die oben erklärten Unterschiede in den Flüssen der einzelnen Bereiche des Moderators wie bei der in Kap. 6 verwendeten MatXS-11 Bibliothek deutlich zu erkennen.

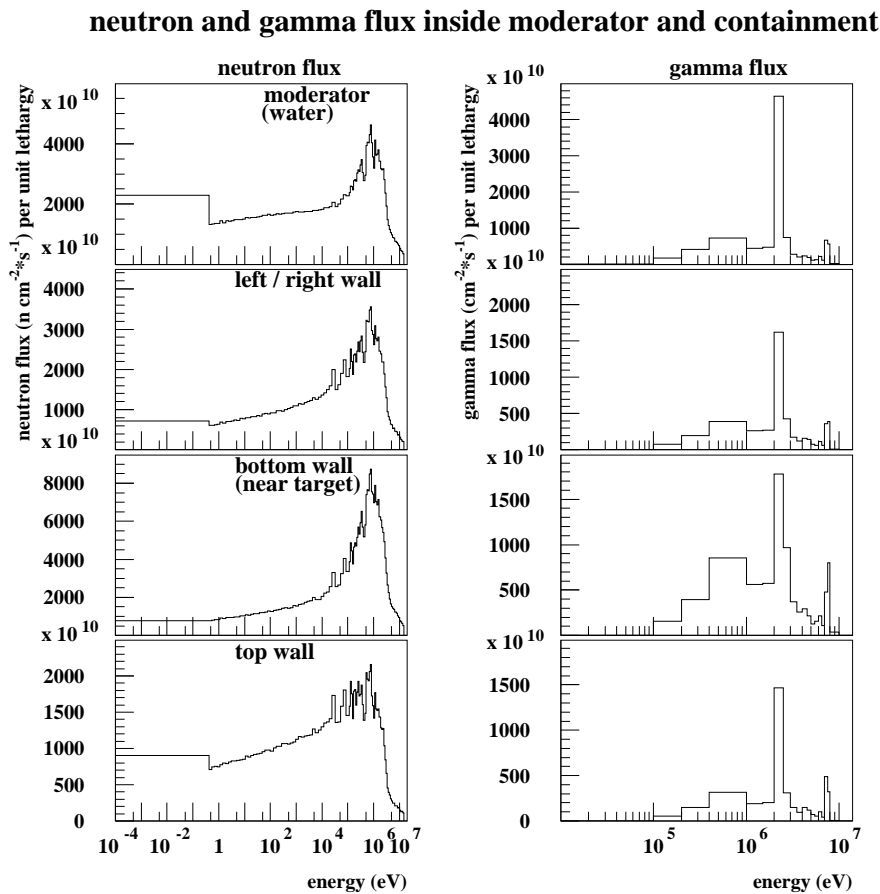


Abbildung 7.8: Niederenergetischer Neutronenfluß (linke Spalte) und Gammafluß (rechte Spalte) im Moderator und -containment bei 5 MW Protonenstrahlleistung.

### 7.2.2 Energiedeposition geladener Teilchen und hochenergetischer Neutronen $\geq 15$ MeV

Der größte Teil der durch geladene Teilchen und hochenergetische Neutronen im Moderator und -containment deponierten Energie stammt analog zu den entsprechenden Bereiche des Targets wiederum aus den Protonen, wobei es sich hier allerdings im Unterschied zum Target selbst ausschließlich um sekundäre Protonen handelt. Auffällig ist hier die deutliche Richtungsabhängigkeit. Wie man in Abb. 5.7 (Seite 38) erkennt, hat der Moderator jeweils eine aus Sicht des Protonenstrahls vorwärts- und eine rückwärts gewandte kleine Stirnwand und jeweils eine größere zu den Shuttern zeigende Seitenwand. Wie aus Tab. 7.6 ersichtlich, weisen die in Protonenstrahlrichtung vorwärts liegenden Wände eine deutlich höhere Energiedeposition auf als die (jeweils parallel dazu) rückwärts liegenden Wände. Dies hat seinen Grund in der starken Anisotropie des hochenergetischen Teilchenflusses, der sich kegelförmig in Richtung des Primärprotonenstrahls ausbildet.

Zone	[MeV/p]	[W]	[mW/cm <sup>3</sup> ]
Moderator ( $H_2O$ )	$5.09 \cdot 10^{-1}$	$1.91 \cdot 10^{+3}$	$2.12 \cdot 10^{+3}$
Stirnwand vorw.	$7.85 \cdot 10^{-3}$	$2.94 \cdot 10^{+1}$	$1.63 \cdot 10^{+3}$
Stirnwand rückw.	$3.40 \cdot 10^{-3}$	$1.27 \cdot 10^{+1}$	$7.05 \cdot 10^{+2}$
Seitenwand rückw.	$1.20 \cdot 10^{-2}$	$4.50 \cdot 10^{+1}$	$8.33 \cdot 10^{+2}$
Seitenwand vorw.	$2.20 \cdot 10^{-2}$	$8.25 \cdot 10^{+1}$	$1.53 \cdot 10^{+3}$
Boden (targetnah)	$1.77 \cdot 10^{-2}$	$6.63 \cdot 10^{+1}$	$2.46 \cdot 10^{+3}$
Deckel	$4.00 \cdot 10^{-3}$	$1.50 \cdot 10^{+1}$	$5.56 \cdot 10^{+2}$

Tabelle 7.6: *Energiedeposition geladener Teilchen und schneller Neutronen im Moderator und -container.*

Im Moderator ( $H_2O$ ) selbst werden durch die geladenen Teilchen 825 Watt deponiert, im gesamten Moderatorbehälter 251 Watt, das entspricht im Mittel einer Energiedeposition von  $1268 \text{ mW/cm}^3$  in den Aluminiumwänden des Moderatorcontainments.

### 7.2.3 Energiedeposition der Neutronen und Photonen $\leq 15$ MeV

Bei der durch die langsamen Neutronen und Photonen deponierten Energie zeigt sich die oben erwähnte Richtungsabhängigkeit nicht mehr. Der einzige deutliche

Unterschied ist hier zwischen Boden und Deckel des Moderatorbehälters erkennbar, was durch das weichere Spektrum nach Durchgang durch den Moderator zu erklären ist.

Tab. 7.7 zeigt die durch Neutronen und Photonen  $\leq 15$  MeV im Moderator und -container deponierte Energie.

Zone	Neutronen [Watt]	Photonen [Watt]	Summe	
			[Watt]	[mW/cm <sup>3</sup> ]
Moderator (H <sub>2</sub> O)	6.86·10 <sup>+3</sup>	2.11·10 <sup>+2</sup>	7.07·10 <sup>+3</sup>	7.86·10 <sup>+3</sup>
Stirnwand vorw.	1.69·10 <sup>+1</sup>	8.77·10 <sup>+0</sup>	2.57·10 <sup>+1</sup>	1.43·10 <sup>+3</sup>
Stirnwand rückw.	1.78·10 <sup>+1</sup>	9.93·10 <sup>+0</sup>	2.77·10 <sup>+1</sup>	1.54·10 <sup>+3</sup>
Seitenwand rückw.	5.35·10 <sup>+1</sup>	3.13·10 <sup>+1</sup>	8.49·10 <sup>+1</sup>	1.57·10 <sup>+3</sup>
Seitenwand vorw.	5.21·10 <sup>+1</sup>	2.80·10 <sup>+1</sup>	8.01·10 <sup>+1</sup>	1.48·10 <sup>+3</sup>
Boden (targetnah)	4.61·10 <sup>+1</sup>	2.42·10 <sup>+1</sup>	7.03·10 <sup>+1</sup>	2.60·10 <sup>+3</sup>
Deckel	1.67·10 <sup>+1</sup>	9.50·10 <sup>+0</sup>	2.62·10 <sup>+1</sup>	9.70·10 <sup>+2</sup>

Tabelle 7.7: *Energiedeposition der Neutronen und Photonen  $\leq 15$  MeV im Moderator und -container bei 5 MW Protonenstrahlleistung.*

Da Wasser zum größten Teil aus Wasserstoff, dessen Atomkerne Protonen sind, besteht, ist der Energieübertrag der Neutronen hier besonders hoch. Die Gammastrahlung wird durch das Wasser kaum geschwächt, was der geringen Energiedeposition der Photonen im Moderator zu entnehmen ist. Im Aluminium stammt circa ein Drittel der deponierten Energie von den Photonen, zwei Drittel von den Neutronen. Im Wasser dagegen entspricht die durch die Photonen deponierte Energie gerade drei Prozent der in diesem Bereich deponierten Energie, 97 % stammen von den Neutronen.

Insgesamt werden durch die niederenergetischen Neutronen und Photonen im Moderatorbehälter 315 Watt deponiert, das entspricht einer mittleren Energiedeposition von 1589 mW/cm<sup>3</sup> in den Aluminiumwänden.

## 7.3 Reflektor und innere Abschirmung

### 7.3.1 Neutronen- und Gammaflüsse $\leq 15$ MeV

Der mit der MatXS-11 Bibliothek simulierte niederenergetische Neutronenfluß im D<sub>2</sub>O-gekühlten Bleireflektor und in der diesen umgebenden inneren Eisenabschirmung wurde bereits in Kap. 4.3.2 dargestellt. Mit der EPR-Bibliothek zeigen sich in der Simulation vergleichbare Neutronenflüsse und es konnten zusätzlich

Gammaflüsse bestimmt werden, die durch den hohen Gamma-Kermafaktor von Blei einen dominanten Einfluß auf die Energiedeposition haben.

### 7.3.2 Verteilung der Energiedeposition in Reflektor und Abschirmung

Abb. 7.9 zeigt einen horizontalen Schnitt durch Reflektor und Abschirmung, die farbigen Pfeile verdeutlichen die Richtungen, in denen der in Abb. 7.10 gezeigte radiale Verlauf der Energiedeposition dargestellt wurde.

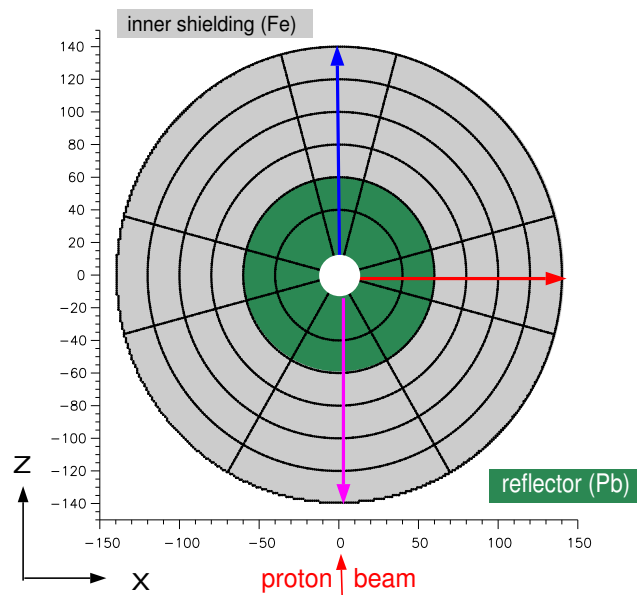


Abbildung 7.9: *Horizontaler Schnitt durch Reflektor und innere Abschirmung, alle Maße in cm.*

Abb. 7.10 zeigt die Abnahme der Energiedeposition in Abhängigkeit der Entfernung von der senkrechten Mittelachse des Reflektors. Neben dem Einfluß des Primärprotonenstrahls (erheblich höhere Energiedeposition in Vorwärtsrichtung) ist auch der schnelle Abfall der Energiedeposition mit zunehmendem Radius auffällig. Von einem Spitzenwert von  $9690 \text{ mW/cm}^3$  im innersten in Vorwärtsrichtung liegenden Kreissegment ausgehend, ist die Energiedeposition im nächsten Segment bereits um 87% auf  $1290 \text{ mW/cm}^3$  gesunken und beträgt schließlich im äußersten Segment nur noch  $21 \text{ mW/cm}^3$ , was 0.2% des Ausgangswertes entspricht.

Die Reflektorblöcke oberhalb des oberen bzw. unterhalb des unteren Moderators (vgl. Abb. 5.4 auf Seite 37) wurden zur genaueren Bestimmung der Abnahme der Energiedeposition und damit zur Klärung der Frage, in welchen Bereichen des Reflektors wieviel Kühlleistung erforderlich ist, in 4 jeweils 10 cm dicke horizontale Scheiben und 5 Kreisringe mit einem Radius von jeweils 13 cm unterteilt. Da-

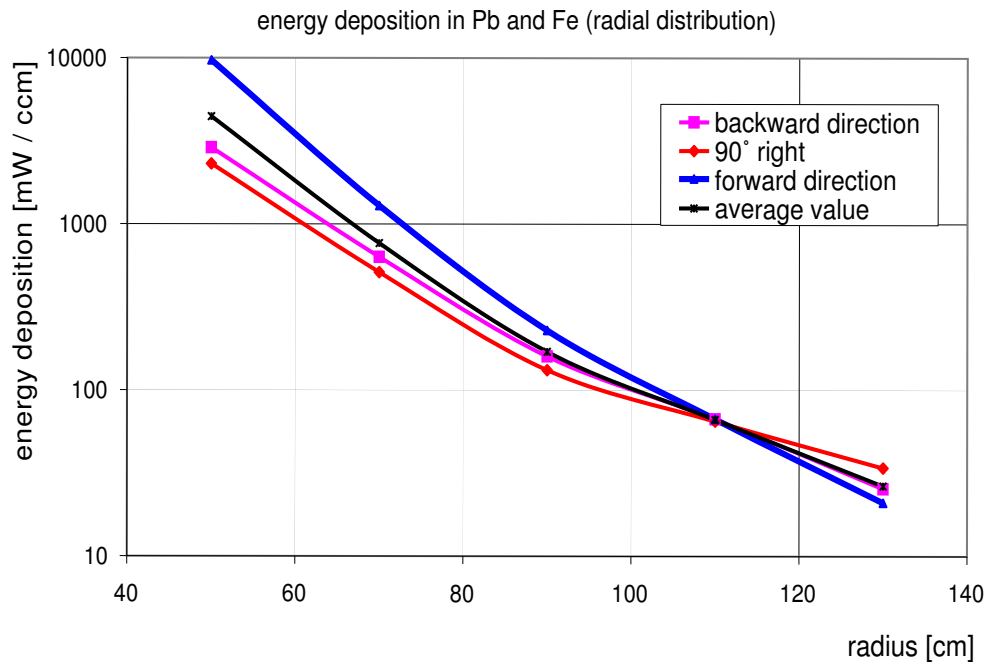


Abbildung 7.10: Energiedeposition entlang der in Abb. 7.9 eingezeichneten Achsen in Reflektor und innerer Abschirmung in einer 6.7 cm dicken Schicht direkt unterhalb des Targets. Alle Werte für 5 MW Protonenstrahlleistung.

durch läßt sich die Abnahme der Energiedeposition zum einen mit zunehmender vertikaler Entfernung vom Target ( $y$ -Achse) und zum anderen mit zunehmender radialer Entfernung darstellen.

Abb. 7.11 zeigt die Energiedeposition in den 4 horizontalen Scheiben in Abhängigkeit vom Radius, Abb. 7.12 die Energiedeposition in den 5 konzentrischen Kreisingen in Abhängigkeit von der Höhe im Reflektor.

Wie stark die Richtung des Primärprotonenstrahls sich auch in weiter vom Target entfernten Regionen auf das Strahlenfeld und damit die Energiedeposition auswirkt, zeigt schliesslich Abb. 7.13. Hier ist die Energiedeposition in der inneren Eisen-Abschirmung oberhalb bzw. unterhalb des Reflektors dargestellt. Die Darstellung in Abhängigkeit von der horizontalen Winkelabweichung des Primärprotonenstrahls verdeutlicht, wie stark dessen Einfluß auf Richtung und Intensität des Strahlenfeldes ist. (Zur Einteilung der Kreissegmente vgl. auch Abb. 7.9). Bei Null Grad, also in Richtung des einfallenden Protonenstrahls ( $Z$ -Achse), wird im inneren Kreissegment mit rund  $600 \text{ mW/cm}^3$  eine dreimal so hohe Energiedeposition erreicht wie in entgegengesetzter Richtung. Die deutliche Asymmetrie der Energiedeposition ist auf die Lage der Öffnungen der Neutronenleiter oberhalb bzw. unterhalb dieser Zonen zurückzuführen.

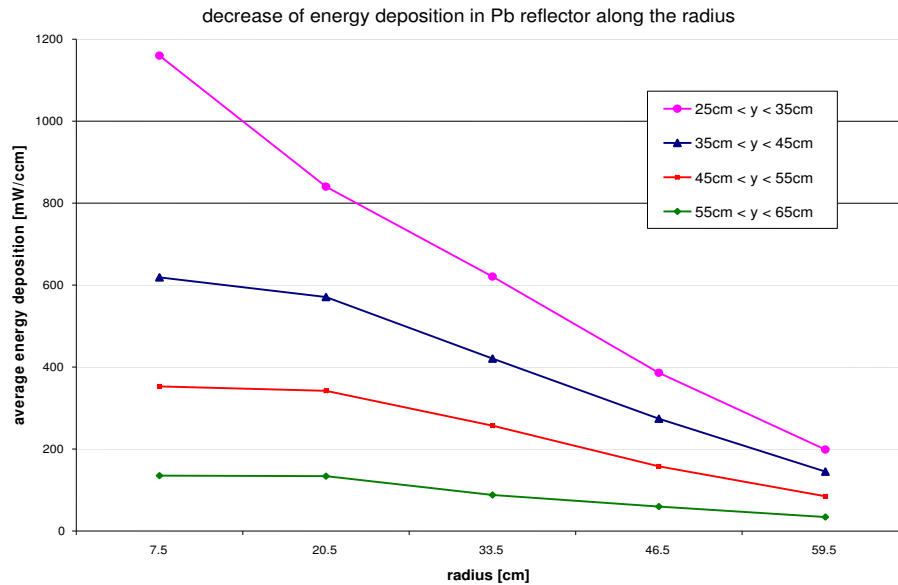


Abbildung 7.11: *Energiedeposition in 4 horizontalen Scheiben des Pb/D<sub>2</sub>O-Reflektors in Abhängigkeit vom Radius für 5 MW Protonenstrahlleistung.*

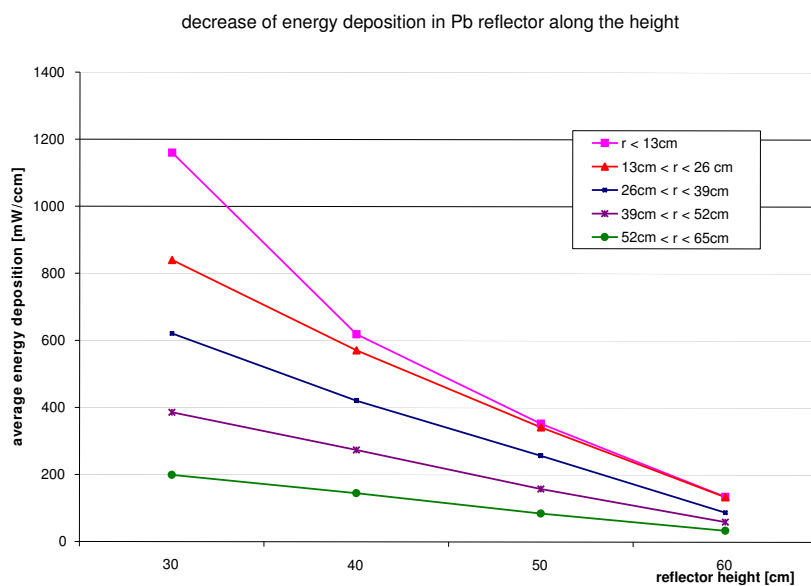


Abbildung 7.12: *Energiedeposition in 5 konzentrischen Kreisen des Pb/D<sub>2</sub>O-Reflektors in Abhängigkeit von der Höhe (y-Achse) für 5 MW Protonenstrahlleistung.*

Ein Vergleich mit Abb. 5.7 (Seite 38) zeigt die Lage der vom Moderator ausgehenden Neutronenleiter bei + 135 Grad (backward) und - 60 Grad (forward).



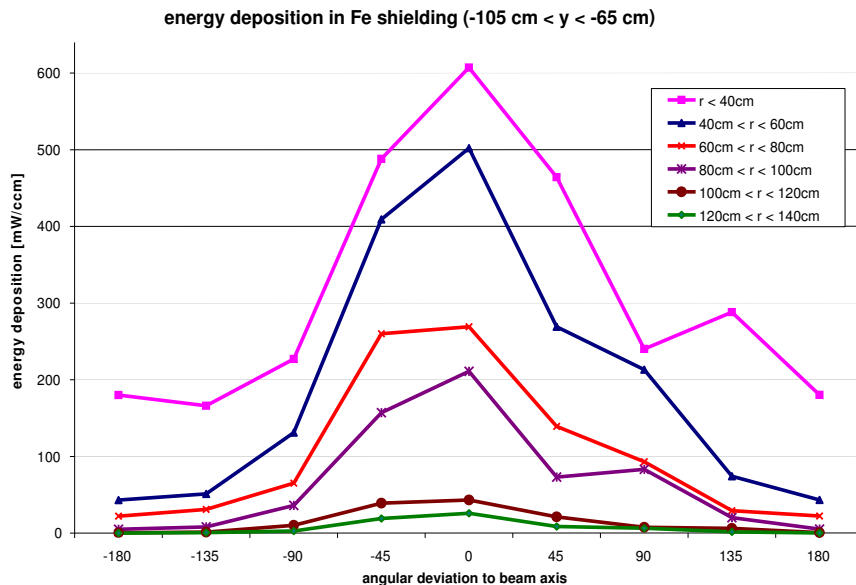


Abbildung 7.13: Energiedeposition in der obersten bzw. untersten Schicht der Eisen-Abschirmung in Abhängigkeit von der horizontalen Winkelabweichung zur z-Achse (Primärprotonenstrahlrichtung). Anmerkung: Positive Winkel geben die Abweichung im Uhrzeigersinn, negative Winkel die Abweichung entgegen dem Uhrzeigersinn an. Alle Werte für 5 MW Protonenstrahlleistung.

## 7.4 Verschlüsselemente der Neutronenstrahlrohre

Die Shutter sind als Rad ausgebildete Verschlüsselemente der Neutronenbeamline, die dazu dienen, den Neutronenfluß an jedem einzelnen Experimentplatz unterbrechen zu können. Bei geöffnetem Shutter können die Neutronen durch eine radiale Bohrung (neutron guide line) durch das Shutterrad zum Experimentplatz gelangen, bei geschlossenem Shutterrad jedoch hat dieses die Aufgabe, den gesamten Neutronenfluss zu absorbieren und den Experimentplatz so abzuschirmen (s. auch Abb. 5.10 auf Seite 40).

### 7.4.1 Teilchenflüsse in den Shuttern

Wie schon in Kap. 6.4 beschrieben, sind die Shutter im wesentlichen dem von den Moderatoren ausgehenden Fluß ausgesetzt. Dazu wurden der niederenergetische Neutronenfluß und die daraus entstehenden Gammas mit den Daten der EPR Bibliothek simuliert.

Abb. 7.14 zeigt den Neutronen- und Gammaflüsse in den vorwärts- und rückwärts gelegenen Shuttern für die radial gesehen ersten beiden (äußeren) Schichten.

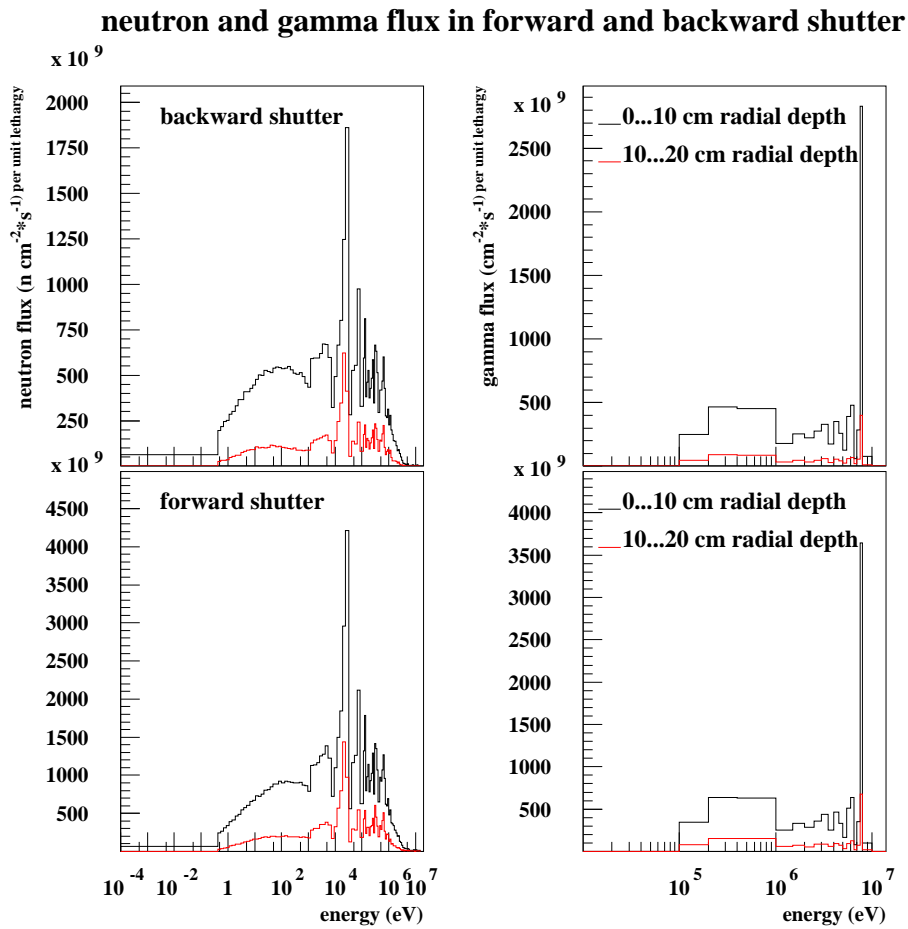


Abbildung 7.14: Niederenergetischer Neutronenfluß unterhalb von 20 MeV (linke Spalte) und Gammafluß zwischen 10 keV und 14 MeV (rechte Spalte) in den ersten beiden radialen Schichten der Shutterräder in vorwärts- und Rückwärtsrichtung für 5 MW Protonenstrahlleistung.

Die Spitzenintensität des Neutronenflusses liegt wie bereits in der inneren Abschirmung (Fe) im Bereich des Eisenfensters (20 keV), die des Gammaflusses bei rund 7 MeV, was der Energie der bei der Reaktion  $^{56}\text{Fe}(n, \gamma)^{57}\text{Fe}$  freiwerdenden Gammas entspricht (vgl. auch Tab. 7.1). Bereits in der zweiten Schicht der Shutterelemente ist die Intensität sowohl des Neutronen- als auch des Gammaflusses um 70 % geringer.

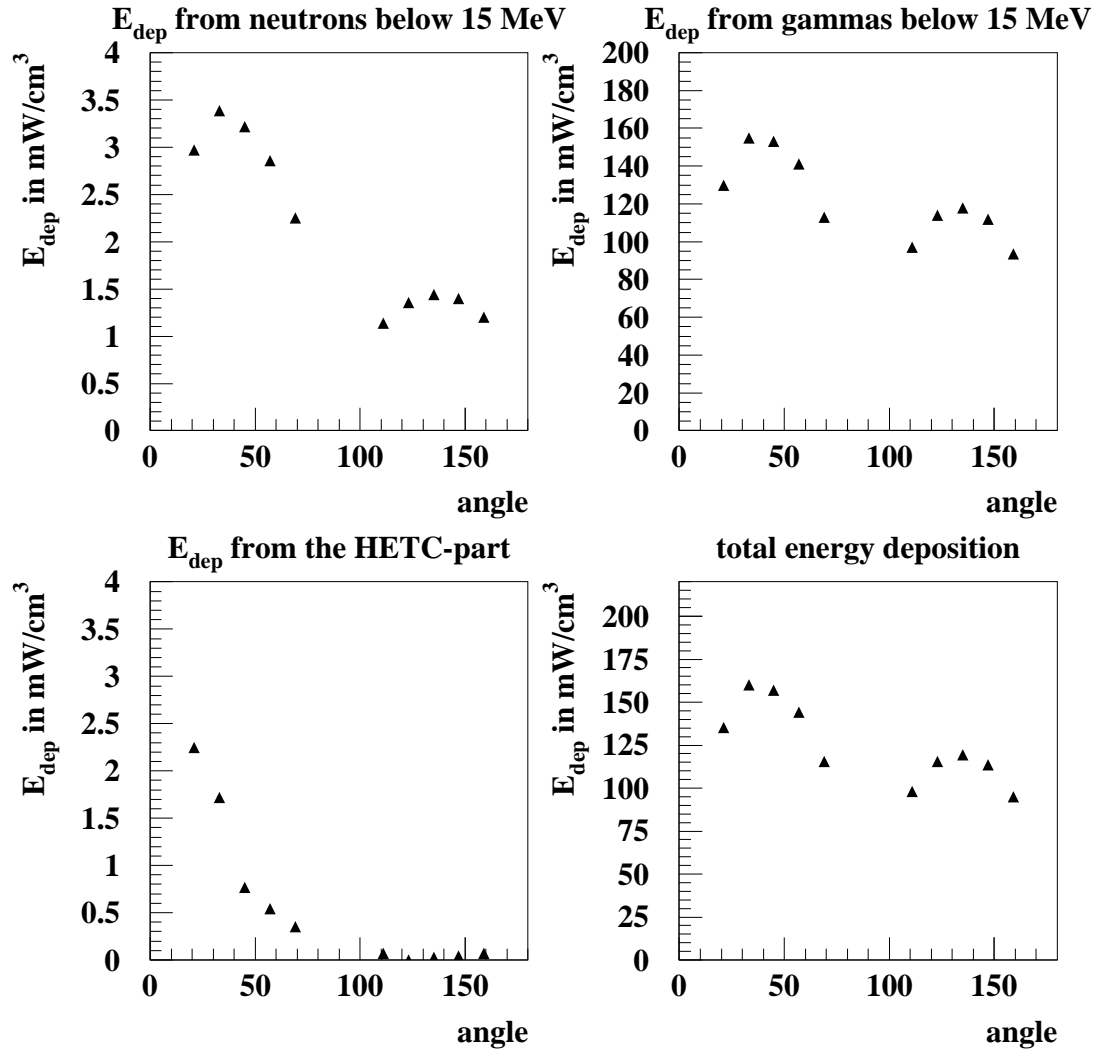


Abbildung 7.15: Übersicht über die einzelnen Anteile an der Energiedeposition in der äußeren Schicht der Shutter für 5 MW Protonenstrahlleistung.

#### 7.4.2 Energiedeposition der Neutronen und Photonen $\leq 15$ MeV

Im Target und dessen direkter Umgebung verursachen die hochenergetischen Teilchen den größten Teil der Energiedeposition, dieses Verhältnis ändert sich mit zunehmender Entfernung vom Target immer mehr zugunsten der von den niederenergetischen Neutronen verursachten Energiedeposition. Bei den Shuttern

schließlich spielen die Anteile der hochenergetischen Teilchen an der Gesamtenergiedeposition fast gar keine Rolle mehr. Abb. 7.15 zeigt die Anteile der hochenergetischen Teilchen, der niederenergetischen Neutronen und der Gammastrahlung an der Energiedeposition in den Shuttern. Deutlich zu erkennen ist der Unterschied zwischen dem in Strahlrichtung liegenden (forward) Shutter (vgl. auch Abb. 5.9) und dem entgegen der Protonenstrahlrichtung gelegenen (backward). Da sich das durch den Primärprotonenstrahl verursachte Feld der hochenergetischen Teilchen im Target in x- und y-Richtung aufweitet, können einige dieser Teilchen noch aus der Ober- oder Unterseite des Targetcontainers entweichen und von dort aus die in einem Winkelbereich zwischen 15 und 75 Grad seitlich zur Protonenstrahlrichtung gelegenen Shutter treffen. Tab. 7.8 gibt einen zusammenfassenden Überblick der gesamten Energiedeposition in den äußeren 10 cm der Shutter-Räder.

Shutter	Zone	HETC [mW/cm <sup>3</sup> ]	Neutronen ≤ 15MeV [mW/cm <sup>3</sup> ]	Gamma ≤ 14MeV [mW/cm <sup>3</sup> ]	Summe [mW/cm <sup>3</sup> ]
rückwärts	5001	0	1.20	93.6	95
	5006	0	1.40	112	113
	5011	0	1.44	118	119
	5016	0	1.36	114	115
	5021	0	1.14	97.0	98
vorwärts	5101	0.35	2.25	113	116
	5106	0.54	2.86	141	144
	5111	0.76	3.22	153	157
	5116	1.72	3.39	155	160
	5121	2.25	2.97	130	135

Tabelle 7.8: *Energiedeposition in der ersten Schicht (Oberfläche) der Verschlußelemente der Neutronenstrahlrohre (Shutter) für 5 MW Protonenstrahlleistung. Zur Nummerierung der Zonen vgl. Abb. 5.9.*

Abb. 7.16 zeigt den radialen Verlauf der Energiedeposition, es ist deutlich zu sehen, daß die Energiedeposition in den ersten 10 Zentimetern mit ca. 160 mW/cm<sup>3</sup> am höchsten ist und schon in geringer Tiefe stark abnimmt. Dies ist durch die geringe Reichweite der durch die ( $n, \gamma$ ) Reaktion entstehenden Gammastrahlung in Eisen zu erklären, denn durch die hohe Dichte deponieren die Gammas ihre Energie nahezu vollständig am Ort ihrer Entstehung.

Insgesamt muß ein rückwärts gerichtetes Shutter-Rad ca. 940 Watt Wärmeleistung aufnehmen, ein vorwärtsgerichtetes ca. 1240 Watt.

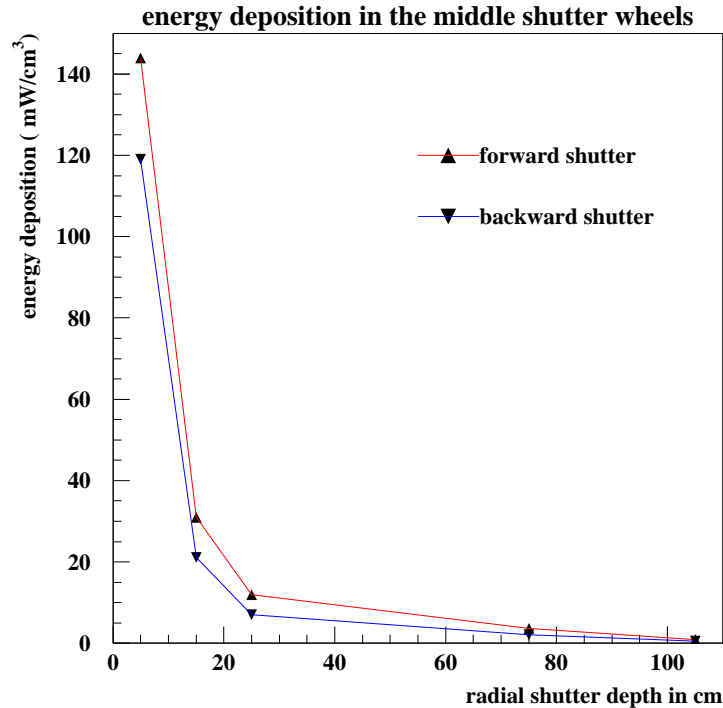


Abbildung 7.16: Abnahme der Energiedeposition entlang des Radius des jeweiligen mittleren Shutter-Rades für 5 MW Protonenstrahlleistung.

Die unterschiedlichen thermischen Belastungen können durch Einbau eines Wärmeleiters wie zum Beispiel Aluminiumstäben in radialer Richtung ausgeglichen werden. Aluminium hat mit einer Wärmeleitfähigkeit von  $221 \text{ W}/(\text{m} * \text{K})$  im Vergleich zu Eisen mit einer Wärmeleitfähigkeit von  $71 \text{ W}/(\text{m} * \text{K})$  eine mehr als dreimal so gute Wärmeleitfähigkeit und kann so die entstehenden Temperaturunterschiede im Shutter-Rad ausgleichen. Die Kühlung des gesamten Rades ist passiv bzw. durch Anblasen der Oberfläche mit Kaltluft vorgesehen.

# Kapitel 8

## Gasproduktion und Materialschädigung im TMR Komplex der ESS

Bereits in vorherigen Arbeiten [43, 41] ergaben sich Hinweise, daß die Materialbelastung einer Hochstromspallationsquelle wie der ESS im Targetbereich die üblicherweise an Fusionsreaktoren beobachteten beziehungsweise zu erwartenden Schädigungsraten um ein Vielfaches übersteigen wird. Ihre Analyse hat daher aus sicherheitstechnischer Sicht einen besonderen Stellenwert.

### 8.1 Auswirkungen auf die Werkstoffeigenschaften

Die durch diese Effekte verursachten makroskopisch-mechanischen Werkstoffeigenschaften sind zum einen ein Schwellen, das heißt eine Volumenzunahme des Materials durch die Gasproduktion und zum anderen eine Verschiebung der “ductile-to-brittle transition temperature“ (DBTT). Diese Temperatur, die genau genommen die Mitte eines Temperaturbereichs ist, trägt dem Umstand Rechnung, daß viele Materialien bei niedrigen Temperaturen wesentlich spröder (engl.: brittle) sind als bei höheren Temperaturen, bei denen sie zäher (engl.: ductile) werden. Dieser Übergang erfolgt nun bei vielen Stoffen nicht linear mit steigender Temperatur, sondern in einem bestimmten, materialcharakteristischen Temperaturbereich besonders stark ausgeprägt. Materialschädigende Einflüsse wie Displacements und Heliumeinlagerung bewirken nun, daß durch die Verschiebung dieses “spröd-zu-zäh“ Übergangs hin zu höheren Temperaturen der Werkstoff bei konstanter (Einsatz-)temperatur immer spröder wird, was insbesondere bei stoßartigen Belastungen, wie sie durch Druckwellen mit hohen Druckgradienten auftreten können, zum Bauteilversagen führen kann. Diese Druckwellen treten

zum Beispiel in einem Flüssigmetalltarget auf, in das durch Protonenpulse hohe Energien eingebracht werden.

Dies muß ganz besonders bei sicherheitskritischen Bauteilen wie allen Hüllen, die kontaminierte oder in sonstiger Weise gefährliche Medien einschliessen sollen, auf jeden Fall verhindert werden.

## 8.2 Sicherheitstechnisch bedeutsame Bauteile

Beispiele für solche sicherheitskritischen Bauteile sind die Sicherheitshülle des Targets, die das kontaminierte Quecksilber einschließt, sowie die Hülle des Reflektors, die die Aufgabe hat, das durch den Reflektor fließende Kühlwasser zurückzuhalten.

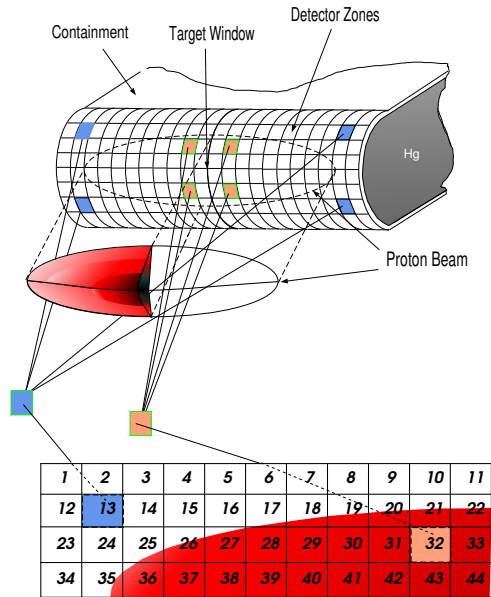
### 8.2.1 Die Target-Sicherheitshülle

Zur Untersuchung des doppelwandigen Containers, der mit seiner inneren Wandung das Targetmaterial Quecksilber und zwischen innerer und äußerer Wand ein Kühlmittel (Wasser oder Helium) einschließt, wurde der Teilchenfluß in der Zone, an der die höchste Belastung zu erwarten ist, mit einem sehr engmaschigen Detektorraster simuliert, um die Spitzenbelastung möglichst genau lokalisieren und quantifizieren zu können. Abb. 8.1 zeigt die Aufteilung des Strahleintrittfensters des Targetcontainers in einer für die Berechnung mit HERMES-CG programmierten Geometrie.

Damit konnte die Verteilung von Heliumproduktion und Displacementraten über das Targetfenster simuliert werden. Abb. 8.2 zeigt die durch hochenergetische Protonen und Neutronen ( $> 20$  MeV) und Abb. 8.3 die von den Neutronen  $\leq 20$  MeV verursachte Heliumproduktion.

Beim Vergleich der beiden Abbildungen fällt auf, daß der hochenergetische Fluß etwa um den Faktor 80 mal mehr Helium produziert als der niederenergetische Fluß. Dies hat seine Ursache in der Tatsache, dass der He-Produktionswirkungsquerschnitt für Teilchenenergien unterhalb von 1 MeV vernachlässigbar ist.

Im Gegensatz dazu zeigen sich im Vergleich der durch hoch- bzw. niederenergetischen Fluß verursachten Displacementraten keine großen Unterschiede, wie die Abb. 8.4 und 8.5 zeigen. Grund hierfür ist der Displacement-Wirkungsquerschnitt, der auch unterhalb von 20 eV noch bei einigen Barn liegt. Auf diese Weise können auch die zurückgestreuten Neutronen noch einen nennenswerten Beitrag zur Gesamt-Displacementrate liefern.



Calculational Model of ESS Target Window

Abbildung 8.1: Geometrische Modellierung des Targetfensters mit dem "Footprint" des elliptischen Protonenstrahls zur ortsabhängigen Bestimmung von Spitzenbelastungen (aus [41]).

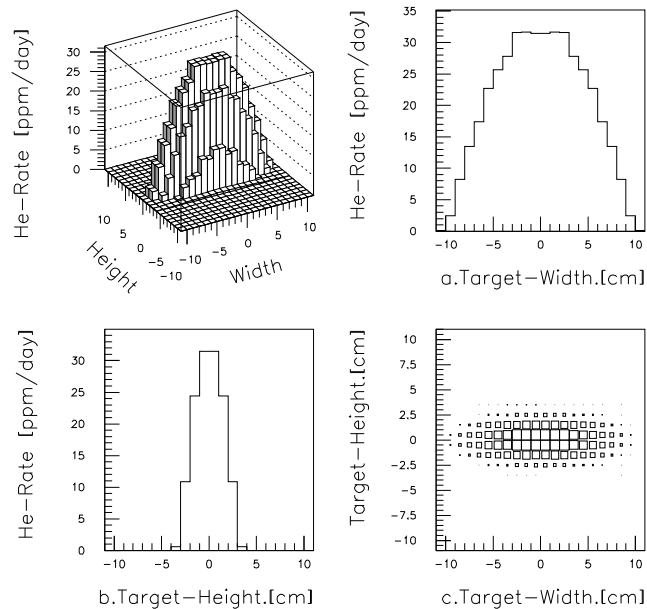


Abbildung 8.2: Heliumproduktion durch den hochenergetischen Protonen- und Neutronenfluß im Targetfenster (s. Abb. 8.1).



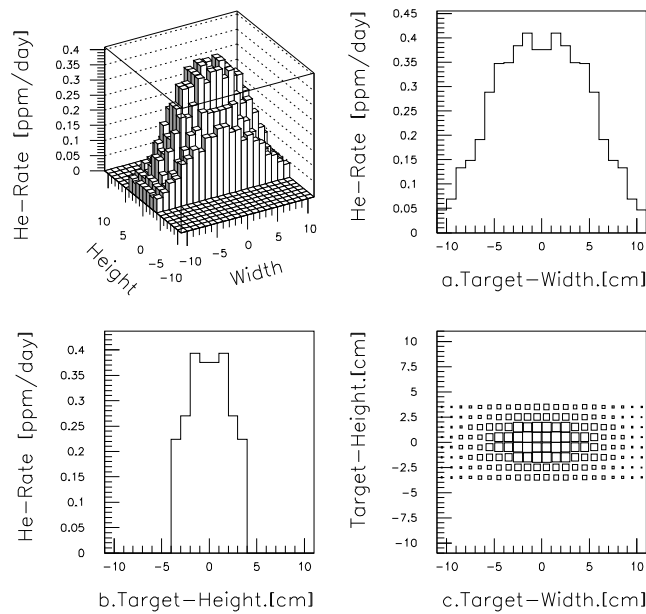


Abbildung 8.3: Heliumproduktion durch den niederenergetischen Neutronenfluß im Targetfenster (s. Abb. 8.1).

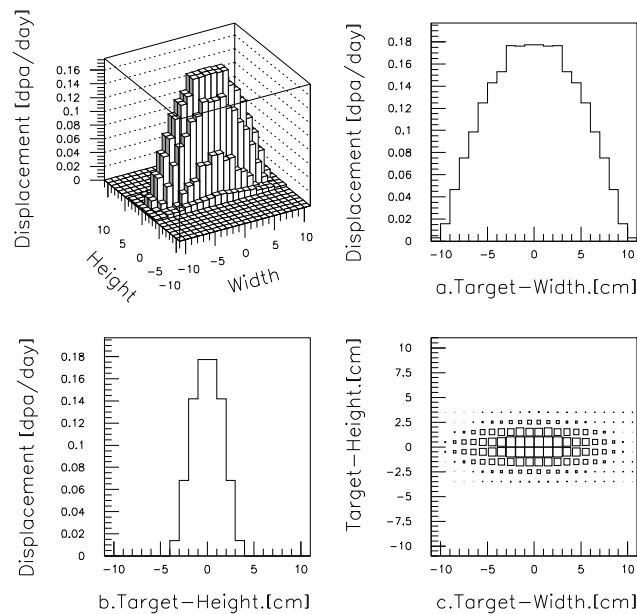


Abbildung 8.4: Durch den hochenergetischen Protonen- und Neutronenfluß  $> 20$  MeV im Targetfenster verursachte Displacementrate (s. Abb. 8.1).

Die für die Standzeit der Targethülle limitierende Materialschädigung der Target-Sicherheits-hülle findet sich, wie gezeigt, an der vorderen Spitze des Containers, dem Eintrittsfenster des Primärprotonenstrahls. Im Vergleich zu expe-

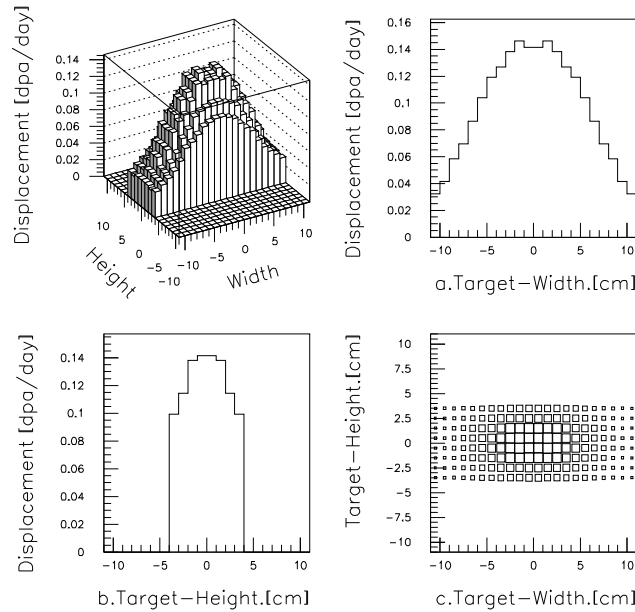


Abbildung 8.5: Durch den niederenergetischen Neutronenfluß  $\leq 20$  MeV im Targetfenster verursachte Displacementrate (s. Abb. 8.1).

rimentell ermittelten Daten wird jedoch die Produktion von Wasserstoff in der Simulation um den Faktor zwei überschätzt, die Produktion von Helium etwa um den Faktor zwei unterschätzt [43]. Das Problem der exakten Lebensdauerbestimmung liegt darum in der Abweichung der mit Monte Carlo Codes simulierten zu den experimentell bestimmten H und He Produktionsraten. Darum werden abschliessende Aussagen über die Standzeit nur durch entsprechende Bestrahlungsexperimente an existierenden Spallationsquellen möglich sein.

Tab. 8.1 zeigt eine Übersicht der maximalen Schädigungsparameter im Targetfenster des ESS Targets. Diese Maximalwerte finden sich in der Mitte des Targetfensters (Zone 44, vgl. auch Abb. 8.1).

maximale Schädigungsparameter im Targetfenster (HT-9)		
	Heliumproduktion	Displacements
	[ppm / day]	[dpa/day]
Prot. & Neutr. $> 20$ MeV	31.44	0.177
Neutronen $< 20$ MeV	0.4	0.14
<b>SUMME</b>	<b>31.84</b>	<b>0.317</b>

Tabelle 8.1: Maximale Heliumproduktionsraten und Displacementraten im Target des ESS Targets für 5 MW Protonenstrahlleistung.

### 8.2.2 Die Sicherheitshülle des Reflektors

Während in der Spitze der Targethülle die Schädigung maßgeblich auf den hochenergetischen Primärprotonenfluß zurückzuführen ist, dominiert in den restlichen Wänden des Targetcontainers der Neutronenfluß mit einem Intensitätsmaximum zwischen 1 und 3 MeV.

Dies ist von großer Bedeutung für die geplante Sicherheitshülle des Reflektors, die das im Reflektor zirkulierende Kühlwasser zurückhalten soll. Der am stärksten belastete Bereich dieser Hülle liegt direkt neben den seitlichen Wänden des Targetcontainers, sodaß auch an dieser Stelle die die Einsatzzeit limitierende maximale Materialschädigung zu erwarten ist.

Für diese Stelle konnten die in Tab. 8.2 aufgeführten Heliumproduktionsraten und Displacementraten bestimmt werden.

	Heliumproduktion	Displacements
	[ppm / day]	[dpa/day]
Protonen	$1.1 \cdot 10^{-3}$	$1.3 \cdot 10^{-5}$
Neutronen $> 20\text{MeV}$	$3.7 \cdot 10^{-2}$	$7.7 \cdot 10^{-4}$
Neutronen $< 20\text{MeV}$	$1.4 \cdot 10^{-2}$	$1.7 \cdot 10^{-2}$
<b>SUMME</b>	$5.2 \cdot 10^{-2}$	$1.8 \cdot 10^{-2}$

Tabelle 8.2: *Heliumproduktionsraten und Displacementraten in der Kühlwasserhülle des Reflektors direkt neben dem Target.*

Mit zunehmender Entfernung vom Target verringern sich die Displacementraten sehr schnell. In der Aussenseite der Kühlwasserhülle des Reflektors in 65 cm Abstand vom Mittelpunkt des Targets läßt sich an der am stärksten belasteten Stelle noch eine Displacementrate von  $1.02 \cdot 10^{-3}$  dpa/day bestimmen, was 6 % der Displacementrate in der Wand direkt neben dem Target entspricht. Rund 90 % dieser  $1.02 \cdot 10^{-3}$  dpa/day werden von den niederenergetischen Neutronen unterhalb von 20 MeV verursacht, der Anteil von höherenergetischen Neutronen verursachten Displacements liegt bei 8 %, von Protonen werden an dieser Stelle noch 2 % aller Displacements verursacht.

# Kapitel 9

## Typische Parameter zum TMR System der ESS und Vergleich mit im Bau befindlichen Anlagen

### 9.1 Typische Parameter des TMR Systems der ESS

Im Folgenden werden einige typische Parameter wie Radioaktivität, Nachwärme, Nuklidvektoren für Leitnuklide, Energiedeposition und Materialschädigung für die Komponenten des TMR Systems zusammengestellt.

Abklingzeit	Aktivität [TBq]	Nachwärme [W]
initial	85600	25500
2 Tage	33300	4830
1 Monat	14500	1360
6 Monate	7620	614
1 Jahr	5070	415
5 Jahre	1920	150
10 Jahre	1490	104
30 Jahre	1070	73

Tabelle 9.1: *Abklingverhalten von Aktivität und Nachwärme im Targetmaterial Quecksilber nach 30 Jahren Betrieb.*

Nuklid	Halbwertszeit	Aktivität [TBq]	Nachwärme [W]
<sup>3</sup> H	12.3 a	3340	283
<sup>37</sup> Ar	35.0 d	2.81	< 1
<sup>60</sup> Co	5.3 a	29.1	15.5
<sup>125</sup> I	60.1 d	61.8	1.8
<sup>127</sup> Xe	36.4 d	79.2	8.4
<sup>150</sup> Gd	2·10 <sup>6</sup> a	0.001	< 1
<sup>154</sup> Dy	3·10 <sup>6</sup> a	0.0008	< 1
<sup>173</sup> Lu	1.37 a	438	47.3
<sup>191</sup> Pt	2.8 d	1820	293
<sup>195</sup> Au	183 d	4230	156
<sup>194</sup> Hg	440 a	112	< 1
<sup>195</sup> Hg	9.5 h	3220	785
<sup>197</sup> Hg	64.1 h	6960	669

Tabelle 9.2: Halbwertszeit, Aktivität und Nachwärme einiger Leitnuklide des Targetmaterials Quecksilber im Gleichgewichtszustand.

Systemkomponente	Energiedeposition [kW]
Target	2563
Targethülle	39
Targetfenster	79
Moderator (H <sub>2</sub> O)	9.2
Moderatorbehälter	0.6
Reflektor	871
Abschirmung	612
Shutter*	11

\* Summe aller Shutter

Tabelle 9.3: Energiedeposition verschiedenen Komponenten des TMR Systems.

	Heliumproduktion		Displacements	
	Maximum	Mittelwert	Maximum	Mittelwert
	[ppm / day]	[ppm / day]	[dpa/day]	[dpa/day]
Prot. & Neutr. > 20MeV	31.44	9.1	0.177	0.053
Neutronen < 20MeV	0.4	0.12	0.14	0.042
<b>SUMME</b>	<b>31.84</b>	<b>9.2</b>	<b>0.317</b>	<b>0.095</b>

Tabelle 9.4: Maximale und mittlere Heliumproduktionsraten und Displacementraten im Targetfenster des ESS Targets für 5 MW Protonenstrahlleistung.

## 9.2 Vergleich mit Parametern anderer Spallationsquellen

Neben den im Betrieb befindlichen Spallationsneutronenquellen ISIS [47] (Kurzpulsquelle am Rutherford Appleton Laboratory, UK) und SINQ [48] (kontinuierliche Quelle am Paul Scherrer Institut, CH) befinden sich 2 Spallationsquellen der Megawatt-Leistungsklasse im Bau, deren Konzepte sich zum Teil eng an die technischen Spezifikationen der ESS anlehnen:

- die Spallation Neutron Source (SNS) [49] am Oak Ridge National Laboratory, USA und
- der Japan Proton Accelerator Research Complex (J-PARC) [50] in Tokai, Japan.

Tab. 9.5 gibt einen Überblick der wesentlichen Leistungs- und Targetmaterialparameter der einzelnen Spallationsquellen.

	ISIS	SINQ	SNS	J-PARC	ESS
Leistung	160 kW	750 kW	1.4 MW	1 MW	5 MW
Energie	800 MeV	570 MeV	1000 MeV	3000 MeV	1334 MeV
Targetmaterial	Tantal*	Pb**	Hg	Hg	Hg
Reflektor	Be	D <sub>2</sub> O	Be	Be / Fe	Pb

\* D<sub>2</sub>O-gekühlt

\*\* Umstellung auf Pb-Bi-Eutektikum geplant

Tabelle 9.5: Vergleich der wesentlichen Leistungs- und Targetmaterialparameter der in Bau und Betrieb befindlichen Spallationsneutronenquellen.

Die beiden bestehenden Quellen arbeiten mit einem Feststofftarget, bei allen in Bau oder Planung befindlichen Quellen dagegen wird ein Quecksilbertarget verwendet. Auch bei SINQ wird derzeit ein Wechsel vom festen Blei-Target zu einem flüssigeutektoiden Pb-Bi-Target diskutiert.

Um eine Vergleichbarkeit der Ergebnisse im Folgenden zu gewährleisten werden alle Parameter auf eine Protonenstrahlleistung von 1 MW normiert.

Die Gesamtaktivität des Inventars der drei Quellen mit Quecksilbertarget scheint von der Protonenenergie (1 bis 3 GeV) nur unwesentlich abzuhängen. Aus Tab. 9.6 ist die Aktivität des Targetmaterials nach 3 Tagen bzw. einem Jahr Abklingzeit ersichtlich. Für ESS und SNS wurden 30 Jahre Vollastbetrieb zugrunde gelegt, für J-PARC waren nur Daten nach 5000 Stunden Betriebszeit verfügbar. Dies erklärt die etwas geringere Aktivität nach einem Jahr Abklingzeit, da insbesondere die Aktivität der sehr langlebigen Nuklide nach 5000 Stunden Betrieb deutlich geringer ist als nach 30 Jahren Betrieb.

Hg-Aktivität [Bq] bei 1 MW Strahlleistung			
Abklingzeit	ESS	SNS [51]	J-PARC [52]
3 Tage	$6 \cdot 10^{15}$	$1.3 \cdot 10^{16}$	$8 \cdot 10^{15}$
1 Jahr	$4 \cdot 10^{14}$	$2.6 \cdot 10^{15}$	$1.8 \cdot 10^{14}$

Tabelle 9.6: Vergleich der Targetaktivität der Quellen ESS, SNS und J-PARC bezogen auf 1 MW Leistung.

Tab. 9.7 zeigt einen Vergleich simulierter Nuklidaktivitäten der Spallationsquellen mit Quecksilbertarget normiert auf eine Protonenstrahlleistung von 1 MW. Den Werten von ESS und SNS liegen 30 Jahre Betrieb zugrunde, den Daten von J-PARC 5000 Stunden Strahlbetrieb.

Beim Vergleich der Aktivität einzelner Nuklide in Tab. 9.7 zeigen sich größtenteils gute Übereinstimmungen, bei manchen Nukliden jedoch auch Abweichungen von mehr als einer Größenordnung. Der Grund dafür liegt wahrscheinlich in der Simulation der Produktionsraten und in der Verwendung anderer Datenbasen für die Aktivierungs- und Abklingrechnung [55].

Tab. 9.8 gibt einen Überblick der in den Komponenten der Targetstationen von J-PARC und ESS deponierten Energie normiert auf 1 MW Strahlleistung.

Tab. 9.9 zeigt die Displacementraten sicherheitskritischer Komponenten der Targetstationen von J-PARC, SNS und ESS normiert auf 1 MW Strahlleistung.

Aktivität einiger Spallationsnuklide im Target [Bq]			
Nuklid	ESS	SNS	J-PARC
$^3\text{H}$	$6.7 \cdot 10^{14}$	$1.1 \cdot 10^{14}$	$9.2 \cdot 10^{13}$
$^{125}\text{I}$	$1.2 \cdot 10^{13}$	$2.6 \cdot 10^{12}$	$1.5 \cdot 10^{13}$
$^{122}\text{Xe}$	$1.0 \cdot 10^{10}$	$1.8 \cdot 10^{11}$	$1.3 \cdot 10^{12}$
$^{127}\text{Xe}$	$1.5 \cdot 10^{13}$	$5.3 \cdot 10^{12}$	$1.3 \cdot 10^{13}$
$^{194}\text{Hg}$	$2.2 \cdot 10^{13}$	$4.2 \cdot 10^{13}$	$3.0 \cdot 10^{11}$
$^{195}\text{Hg}$	$4.2 \cdot 10^{12}$	$4.2 \cdot 10^{12}$	$9.4 \cdot 10^{13}$
$^{197}\text{Hg}$	$6.4 \cdot 10^{14}$	$2.0 \cdot 10^{15}$	$1.6 \cdot 10^{15}$
$^{203}\text{Hg}$	$2.0 \cdot 10^{14}$	$2.9 \cdot 10^{15}$	$2.9 \cdot 10^{15}$

Tabelle 9.7: Vergleich der Aktivität ausgewählter Nuklide des Targetmaterials Quecksilber der Quellen ESS, SNS und J-PARC bezogen auf 1 MW Protonenstrahlleistung.

Systemkomponente	Energiedeposition [kW]	
	ESS	J-PARC
Target	513	533
Moderator	1.9	2.1
Reflektor	174	196
Abschirmung	122	105

Tabelle 9.8: Vergleich der Energiedeposition in TMR Komponenten der Quellen ESS und J-PARC normiert auf 1 MW Protonenstrahlleistung.

Systemkomponente	Displacementrate [dpa/Jahr]		
	ESS	J-PARC	SNS
Targetfenster	13.2	10.0	—
Moderatorbehälter	4.3	3.0	—
Reflektorhülle außen	0.043	0.03	0.052

Tabelle 9.9: Vergleich der Displacementraten in sicherheitstechnisch bedeutsamen TMR Komponenten der Quellen ESS, SNS und J-PARC normiert auf 1 MW Protonenstrahlleistung und 1 Jahr Strahlbetrieb.



# Kapitel 10

## Zusammenfassung und Ausblick

Am Beispiel des aktuellen Planungsentwurfs der Europäischen Spallationsneutronenquelle (ESS) wurden im Rahmen dieser Arbeit wesentliche nukleare Parameter wie Radioaktivität und Nachwärme sowie deren zeitliches Abklingverhalten, Energiedeposition, Wärmeleistung und Schädigungsparameter der Komponenten der ESS Targetstation studiert, die für eine optimierte nukleare Sicherheitsauslegung dieser Spallationsquelle im MW Bereich unabdingbar sind.

Mittels 3-D Monte Carlo Rechnungen konnte eine problembezogene räumliche Verteilung der Teilchenflüsse simuliert werden, die als Basisgröße in die ingenieurwissenschaftliche Berechnung von Aktivierung, Wärmeleistung und Materialschädigung eingeht. Auf der Grundlage dieser Teilchenflüsse wurde die material-, orts- und zeitabhängige Aktivierung von Bauteilen der Targetstation in Abhängigkeit von verschiedenen Betriebsmodi, die Isotopenverteilung der radioaktiven Nuklidgemische sowie das Abkling- und Nachwärmeverhalten, das besondere Bedeutung für die Handhabbarkeit von Komponenten in Wartungszyklen und eine eventuelle Stilllegung haben kann, untersucht. Für das Targetmaterial Quecksilber wurde eine Gleichgewichtsaktivität von  $8.56 \cdot 10^{16}$  Bq berechnet, die in guter Übereinstimmung mit den bei vergleichbaren Spallationsquellen bestimmten Aktivitätswerten steht. Die gute Übereinstimmung der Gesamtaktivität darf jedoch nicht darüber hinwegtäuschen, daß bei einzelnen Nukliden Unsicherheiten in der Aktivitätsbestimmung von bis zu einer Größenordnung gefunden wurden. Zur sicheren Beantwortung von Detailfragen des Strahlenschutzes an solchen Schwermetall-Spallationstargets werden deshalb nuklearchemische Untersuchungen von bestrahlten Targetmaterialproben unerlässlich sein, weil wider Erwarten auch langlebige Nuklide wie  $^{150}\text{Gd}$  und  $^{154}\text{Dy}$  gefunden wurden, deren Produktionsraten für das Abklingverhalten im Zeitraum von einigen hundert Jahren nach Abschalten der Anlage wesentlich sind. Der direkte Vergleich von Aktivität und Abklingverhalten eines Quecksilber Spallationstargets mit abgebrannten Brennelementen derzeit bestehender Forschungsreaktoren wie FRJ-2 (DIDO) oder HFR-Grenoble bei vergleichbarer Neutronenflußausbeute zeigt um Größen-

ordnungen kleinere Werte für Spallationstargets. Ein einzelnes Brennelement des FRJ-2 hat nach einer mittleren nutzbaren Betriebsdauer von 50 Tagen eine Aktivität von  $3 \cdot 10^{17}$  Bq. Für das Moderator-Reflektor System wurden Gesamtaktivität, Abklingverhalten und wichtige Leitnuklide bestimmt. Es stellte sich heraus, daß die Aktivität dieser Komponenten innerhalb eines Jahres auf 1 % des Ausgangswertes abgeklungen ist. Die Nachwärmeleistung korreliert sehr eng mit der Gesamtaktivität.

Für alle Hauptbestandteile der Targetstation konnte die Energiedeposition in Abhängigkeit der Teilchen und Effekte, die sie verursachen, quantifiziert werden. Dabei stellte sich heraus, daß bei einer Protonenstrahlleistung von 5 MW im Quecksilbertarget rund 2.5 MW deponiert werden, zum größten Teil von den geladenen Teilchen und hochenergetischer Gammastrahlung. In den das Target umgebenden Systemkomponenten wird die Energiedeposition maßgeblich durch den Neutronenfluß bestimmt. Der Unterschied in der Datenbasis einiger Kerma-Faktoren ließ sich nicht abschließend klären, hier könnten weiterführende Untersuchungen der Frage nachgehen, ob dies mit den Wichtungsspektren der Gruppenstruktur der jeweiligen Datenbank zusammenhängt. Für den hier untersuchten Anwendungsfall wurde gezeigt, daß aufgrund des Energiespektrums des vorhandenen Teilchenflusses der Unterschied der Kerma-Faktoren weniger als 1 % der Gesamtenergiedeposition in der jeweiligen Zone ausmacht. Es bestätigte sich, daß der  $(n, \gamma)$ -Wirkungsquerschnitt in diesem Zusammenhang eine wichtige Rolle spielt, da mit Ausnahme des Moderators mehr als 80% der in diesen Komponenten deponierten Energie aus dem bei  $(n, \gamma)$ -Reaktionen erzeugten Gammafluß stammt. Die Darstellung des ortsabhängigen Verlaufs der Energiedeposition im Reflektor und in der inneren Abschirmung ermöglicht die Bemessung der erforderlichen Kühlleistung in den inneren targetnahen Bereichen des ESS. Für die Verschlüsselemente der Neutronenstrahlrohre war die Bestimmung der Energiedeposition Voraussetzung für die Beantwortung der Frage einer aktiven oder passiven Kühlung.

Die Festlegung der zulässigen Standzeiten sicherheitskritischer Bauteile hängt wesentlich von der zu erwartenden Materialschädigung ab. Für das Targetfenster und die Sicherheitshülle des Reflektors wurden Heliumproduktionsraten und Displacementraten berechnet, die allerdings auf einer Datenbasis beruhen, die im Vergleich zu Experimenten nicht zu vernachlässigende Abweichungen zeigt [54]. Auf diesem Gebiet müssen Bestrahlungsexperimente von Materialproben und Bauteilen an bestehenden Spallationsquellen und Beschleunigern durchgeführt werden, da die bisherigen Materialschädigungsmodelle zumeist für die an Reaktoren auftretenden Energiespektren ausgelegt sind. Zuverlässige Aussagen wird man ohnehin erst machen können, wenn mehrjährige Erfahrungen aus dem Betrieb der im Bau befindlichen Megawatt-Quellen SNS-ORNL (USA) und J-PARC (Japan) vorliegen.

# Literaturverzeichnis

- [1] T.W. Armstrong, P.Cloth, D. Filges, R.D.Neef  
*Theoretical Target Physics Studies for the SINQ Spallation Neutron Source*. Report Jül-Spez-120, ISSN 0343-7639 (1981)
- [2] B.S. Brown  
*News from IPNS: "ICANS XIII"*. Proc 13th Mtg.Int. Collaboration Advanced Neutron Sources, PSI-Proc. 95-02, Paul-Scherrer-Institute (Nov. 1995)
- [3] A.D. Taylor  
*ISIS: The First 10 Years: "ICANS XIII"*. Proc 13th Mtg.Int. Collaboration Advanced Neutron Sources, PSI-Proc. 95-02, Paul-Scherrer-Institute (Nov. 1995)
- [4] G.S. Bauer  
*SINQ as of 1998 (Status Report)*. Nuclear Instr. and Meth. Physics Res. B, **139** (1998), S. 65–71
- [5] G.S. Bauer et al.  
*Realisierungsstudie SINQ*. Jül-Spez-113, KfK 3175, Kernforschungsanlage Jülich (June 1981)
- [6] J.M. Carpenter  
Nucl. Instrum. Methods, 145, 91 (1977)
- [7] G.A. Bartholomev and P.R. Tunnicliff  
Report AECL-2600, Atomic Energy of Canada Limited (July 1966)
- [8] J.M. Carpenter  
*"ICANS XIII"* Proc 13th Mtg.Int. Collaboration Advanced Neutron Sources, PSI-Proc. 95-02 p. 777, Paul-Scherrer-Institute (Nov. 1995)
- [9] Y.Y. Lee et al.  
*"ICANS XIII"* Proc 13th Mtg.Int. Collaboration Advanced Neutron Sources, PSI-Proc. 95-02 p. 802, Paul-Scherrer-Institute (Nov. 1995)

- 
- [10] N. Bultmann et al.  
LA-UR-95-4300, Los Alamos National Laboratory (1995)
- [11] B. Appleton  
“*ICANS XIII*“ Proc 13th Mtg.Int. Collaboration Advanced Neutron Sources, PSI-Proc. 95-02 p. 814, Paul-Scherrer-Institute (Nov. 1995)
- [12] H. Ikeda  
*1 MW Pulse Spallation Neutron Source (JSNS) under the High Intensity Proton Accelerator Project.* “*ICANS XVI*“ Proc 16th Mtg.Int. Collaboration Advanced Neutron Sources, ESS 03-136-M1, ISSN 1433-559X (July 2003)
- [13] M. Furusaka et al.  
“*ICANS XIII*“ Proc 13th Mtg.Int. Collaboration Advanced Neutron Sources, PSI-Proc. 95-02 p. 836, Paul-Scherrer-Institute (Nov. 1995)
- [14] ESF Framework Studies into Large Facilities:  
*Scientific prospects for neutron scattering with present and future sources*  
ISBN 2-903148-90-2, Strasbourg 1996
- [15] ESS Volume III  
*The ESS Technical Study* Report ESS-96-53-M, ISBN 090-237-6-659, November 1996
- [16] P. Cloth et al.  
*HERMES - A Monte Carlo Program System for Beam-Materials Interaction studies.*  
KFA-Report Jül 2203 (1988)
- [17] D. Filges et al.  
*The HERMES Monte Carlo Program System: A Versatile Tool for Spallation Physics and Detector Applications* Proc. of the Monte Carlo Conf, Lisbon, 23–26. Oct. 2000
- [18] T.W. Armstrong and K.C. Chandler  
*HETC - A High Energy Transport Code.*  
Nucl. Sci. and Engr. 49, 110 (1972)
- [19] H.W. Bertini  
Phys. Rev. C 188, 1711 (1969)
- [20] L. Dresner  
*EVAP - A FORTRAN program for calculating the evaporation of various particles from excited compound nuclei* Oak Ridge National Laboratory, ORNL/TM-196, April 1962

- 
- [21] J.J. Gairmard and K.H. Schmidt  
Nucl. Phys. **A531**, 709 (1991)
- [22] A.R. Junghans et al.  
Nucl. Phys. **A629**, 635 (1998)
- [23] M. B. Emmett  
*The MORSE Monte Carlo Radiation Code System* Report ORNL-4972 (1975)
- [24] W.R. Nelson et al.  
*EGS - User Manual. The EGS Code System* Report SLAC-265 (1985)
- [25] W.R. Nelson et al.  
*Computer Techniques in Radiation Transport and Dosimetry* Ettore Majorana Int. Science Series, Vol. 3, Plenum Press, New York (1980).
- [26] W.R. Nelson et al.  
*The EGS Code System: Computer Progress for the Monte Carlo Simulation of Electromagnetic Cascade Showers* Report SLAC-210 (1978)
- [27] H.G.Hughes et al.  
*MCNPX - The LAHET/MCNPX Code Merger* Los Alamos National Laboratory, X-Division Research Note XTM-RN(U)97-012, LA-UR-97-4891-1997
- [28] H. Bertini  
*Low Energy Intranuclear Cascade Calculation* Phys. Rev. **113** No. 4, 1801 (1963)
- [29] H. Bertini  
*Intranuclear Cascade Calculation of Secondary Nucleon Spectra from Nucleon-Nucleus Interaction in the Energy Range 340 to 2900 MeV and Comparison with Experiments* Phys. Rev. **188** No. 4, 1711, (1969)
- [30] Y. Yariv and Z. Frenkel  
Phys. Rev. **C20**, 2227 (1979)
- [31] Y. Yariv and Z. Frenkel,  
Phys. Rev. **C24**, 488 (1981)
- [32] S.G. Mashnik and V.D. Tonnev  
*MODEX - The Program for Calculation of the Energy Spectra of Particles Emitted in the Reactions of Pre-Equilibrium and Equilibrium Statistical Decays* Kommunikation JINR P4.8417, Dubna, 25 (1974)

- [33] J. F. Briesmeister  
*MCNP - A General Monte Carlo N-Particle Transport Code* Los Alamos National Laboratory, LA-13709-M, Manual, March 2000
- [34] R.E. MacFarlane  
*A Code for Interfacing MATXS Cross-Section-Library to Nuclear Transport Codes* Report RSIC-ORNL DLC-177 (1995)
- [35] M.J. Bell  
*ORIGEN* Oak Ridge National Laboratory report ORNL-4628 (1973), RSIC computer code collection CCC-217
- [36] F. Atchison and H. Schaal  
*ORIHET3 - Version 1.1 A Guide for Users* Paul Scherrer Institute, CH-5232 Villigen PSI, Mai 2000
- [37] G. Audi et al.  
Nucl. Phys. **A624**, 1 (1997)
- [38] *RSIC Data library collection EPR* Oak Ridge National Laboratory, Radiation shielding Information Center, DLC 37.
- [39] D. Filges  
*Moderne Monte Carlo Teilchentransport-Simulationsverfahren für sicherheitstechnische Anwendungen und Fragestellungen in der Beschleunigertechnik und der Raumfahrt* Habilitation, Jül 2609 (1992)
- [40] A.Y. Konobeyew and Y.A. Korovin  
*Helium-Production-Cross-Section in Structural Materials Irradiated by Protons and Neutrons at Energies up to 800 MeV* Journal of Nuclear Materials 195 (1992), 286-300
- [41] U. Weber  
*Untersuchungen zum Strahlenschaden und Bestimmung der Lebensdauer der Sicherheitshülle eines Quecksilber- Spallationstargets der Europäischen Spallationsneutronenquelle*. Diplomarbeit, Fachbereich Sicherheitstechnik, BUGH Wuppertal (1996)
- [42] Yu. E. Titarenko et al.  
*Study of residual nuclide yields from 0.1, 0.2, 0.6 and 2.6 GeV proton irradiated thin <sup>nat</sup>Hg targets* Report LA-UR-00-3600, Los Alamos National Laboratory (2000)
- [43] A. Tietze  
*Grundlegende Untersuchungen sicherheitsrelevanter Materialbelastungen zum Targetsystem der Europäischen Spallationsneutronenquelle (ESS)* Report Jül-3857 (März 2001)

- 
- [44] W. Seelmann-Eggebert  
*Karlsruher Nuklidkarte* Forschungszentrum Karlsruhe, Institut für Radiochemie, 6. erw. Auflage (1999)
- [45] M.S. Antony  
*Chart of the Nuclides* Centre de Recherches Nucleaires, Strasbourg, France (1992)
- [46] J. Lindhard et al.  
Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk **33**, 1 (1963)
- [47] Council for the Central Laboratory of Research Councils  
*A second Target Station at ISIS* ISBN 0-9023-7606-3, Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, UK
- [48] <http://sinq.web.psi.ch>
- [49] Spallation Neutron Source Parameters List, Rev. 7 Mai 2002  
<http://www.sns.gov/documentation/pubs.htm>
- [50] <http://jkj.tokai.jaeri.go.jp/1>
- [51] L.K. Price et al.  
*Spallation Neutron Source Preliminary Safety Analysis Report* Oak Ridge National Laboratory, Feb. 2000
- [52] Y. Kiyanagi et al.  
*Evaluation of Nuclear Heating, DPA and Induced Radioactivity in Main Components* Tech. Advisory Committee Meeting of the Neutron Scattering Facility, JAERI, Japan, October 28–30, 2002
- [53] D. Filges and G. Bauer.  
*Overview of the ESS reference concept* to be published
- [54] D. Hielscher et al.  
*Helium production for 0.8 – 2.5 GeV proton induced spallation reactions, damage induced in metallic window materials* Journal of Nuclear Materials, **296**, (2001), S. 83–89
- [55] J.O. Johnson  
*Neutronics and Shielding Analyses* private communication, ORNL–SNS Project Review Meetg. April 12–14, 2000, ORNL, TN, USA

# Tabellenverzeichnis

2.1	<i>Physikalische Eigenschaften einiger Targetmaterialien.</i> . . . . .	6
2.2	<i>Wesentliche Leistungsdaten im aktuellen Referenzentwurf der ESS (aus [53]).</i> . . . . .	6
4.1	<i>Häufige Elemente im Target-Moderator-Reflektor (TMR) - Komplex der ESS.</i> . . . . .	13
4.2	<i>Mögliche neutroneninduzierte Aktivierungsreaktionen.</i> . . . . .	14
4.3	<i>Ausgabemöglichkeiten in ORIHET3a</i> . . . . .	16
4.4	<i>Energiedepositionsarten im HETC.</i> . . . . .	18
4.5	<i>Energiedeposition monoenergetischer Neutronen der Startenergie <math>E_n</math> in einer Bleikugel mit 5 cm Radius.</i> . . . . .	24
4.6	<i>Vergleich der Energiedeposition der Neutronen unterhalb von 20 MeV in der zylindrischen Testgeometrie (s. Abb. 4.9) mit HERMES und MCNPX.</i> . . . . .	29
4.7	<i>Vergleich der Energiedeposition der Photonen in der zylindrischen Testgeometrie (s. Abb. 4.9) mit HERMES und MCNPX.</i> . . . . .	29
4.8	<i>Schwellenergie <math>T_d</math> für verschiedene Elemente.</i> . . . . .	31
6.1	<i>Zusammensetzung des Isotopengemischs von natürlichem Quecksilber.</i> . . . . .	42
6.2	<i>Legierungsbestandteile des Targetcontainermaterials HT-9.</i> . . . . .	42
6.3	<i>Zusammensetzung des Isotopengemisches von natürlichem Eisen und Chrom.</i> . . . . .	43
6.4	<i>Produktionsraten der durch Neutronenreaktionen im Targetcontainer produzierten Radionuklide.</i> . . . . .	49
6.5	<i>Vergleich experimentell ermittelter Produktionswirkungsquerschnitte [42] mit simulierten Daten für <math>^{nat}\text{Hg}(p,x)</math>.</i> . . . . .	50
6.6	<i>Aktivierung und Nachwärme in Abhängigkeit von der zeitlichen Anordnung der Strahlzyklen und Wartungspausen über die Dauer eines Jahres.</i> . . . . .	52
6.7	<i>Reaktionen von Neutronen mit dem Moderatorstrukturmaterial, produzierte radioaktive Nuklide und deren Halbwertszeit.</i> . . . . .	61
6.8	<i>Isotopengemisch von Blei, Deuterium und Sauerstoff</i> . . . . .	63



6.9	<i>Produktionsraten der durch neutroneninduzierte Aktivierung in Reflektor und Abschirmung produzierten Nuklide und deren Halbwertszeit.</i> . . . . .	67
7.1	<i>Übersicht über die durch den Massendefekt bei der <math>(n,\gamma)</math> Reaktion verschiedener Nuklide freiwerdende Energie. Der Massendefekt ist angegeben in der atomaren Masseneinheit <math>u</math> (<math>1u = 1.660566 \cdot 10^{-27}</math> kg).</i> . . . . .	75
7.2	<i>Beitrag primärer und sekundärer geladener Teilchen und hochenergetischer Neutronen zur Energiedeposition im Quecksilbertarget. Die Angaben der Energiedeposition pro <math>\text{cm}^3</math> beziehen sich auf ein Targetvolumen von 36 Litern.</i> . . . . .	77
7.3	<i>Übersicht der durch die geladenen Teilchen und Neutronen <math>&gt; 15</math> MeV im Target und -container deponierten Energie mit Spitzen- und Mittelwerten für 5 MW Protonenstrahlleistung.</i> . . . . .	78
7.4	<i>Energiedeposition der aus dem <math>\pi^0</math>-Zerfall entstehenden Photonen im Target und -container für 5 MW Protonenstrahlleistung.</i> . . . . .	80
7.5	<i>Übersicht der durch die niederenergetischen Neutronen und Photonen im Target und -container deponierten Energie für 5 MW Protonenstrahlleistung.</i> . . . . .	81
7.6	<i>Energiedeposition geladener Teilchen und schneller Neutronen im Moderator und -container.</i> . . . . .	84
7.7	<i>Energiedeposition der Neutronen und Photonen <math>\leq 15</math> MeV im Moderator und -container bei 5 MW Protonenstrahlleistung.</i> . . . . .	85
7.8	<i>Energiedeposition in der ersten Schicht (Oberfläche) der Verschlußelemente der Neutronenstrahlrohre (Shutter) für 5 MW Protonenstrahlleistung. Zur Nummerierung der Zonen vgl. Abb. 5.9.</i> . . . . .	92
8.1	<i>Maximale Heliumproduktionsraten und Displacementraten im Target des ESS Targets für 5 MW Protonenstrahlleistung.</i> . . . . .	98
8.2	<i>Heliumproduktionsraten und Displacementraten in der Kühlwasserhülle des Reflektors direkt neben dem Target.</i> . . . . .	99
9.1	<i>Abklingverhalten von Aktivität und Nachwärme im Targetmaterial Quecksilber nach 30 Jahren Betrieb.</i> . . . . .	100
9.2	<i>Halbwertszeit, Aktivität und Nachwärme einiger Leitnuklide des Targetmaterials Quecksilber im Gleichgewichtszustand.</i> . . . . .	101
9.3	<i>Energiedeposition verschiedenen Komponenten des TMR Systems.</i>	101
9.4	<i>Maximale und mittlere Heliumproduktionsraten und Displacementraten im Targetfenster des ESS Targets für 5 MW Protonenstrahlleistung.</i> . . . . .	102
9.5	<i>Vergleich der wesentlichen Leistungs- und Targetmaterialparameter der in Bau und Betrieb befindlichen Spallationsneutronenquellen.</i>	102

9.6	<i>Vergleich der Targetaktivität der Quellen ESS, SNS und J-PARC bezogen auf 1 MW Leistung. . . . .</i>	103
9.7	<i>Vergleich der Aktivität ausgewählter Nuklide des Targetmaterials Quecksilber der Quellen ESS, SNS und J-PARC bezogen auf 1 MW Protonenstrahlleistung. . . . .</i>	104
9.8	<i>Vergleich der Energiedeposition in TMR Komponenten der Quellen ESS und J-PARC normiert auf 1 MW Protonenstrahlleistung. . .</i>	104
9.9	<i>Vergleich der Displacementraten in sicherheitstechnisch bedeutsamen TMR Komponenten der Quellen ESS, SNS und J-PARC normiert auf 1 MW Protonenstrahlleistung und 1 Jahr Strahlbetrieb. .</i>	104

# Abbildungsverzeichnis

2.1	<i>Prinzipieller Aufbau einer kurzgepulsten Spallationsneutronenquelle mit Beschleuniger, Kompressorring und Targetstation.</i> . . . . .	5
2.2	<i>Übersichtsplan der Europäischen Spallationsneutronenquelle mit Beschleuniger, Kompressorring und Targetstationen sowie Hilfs- und Nebengebäuden.</i> . . . . .	5
3.1	Schematischer Ablauf und Aufteilung des Spallationsprozesses . . . . .	8
3.2	Struktureller Aufbau des HERMES Systems . . . . .	9
4.1	<i>Schema der Aktivierungsrechnung.</i> . . . . .	13
4.2	<i>Ausgewählte Reaktions-Wirkungsquerschnitte für Eisen.</i> . . . . .	15
4.3	<i>Ausgewählte Reaktions-Wirkungsquerschnitte für Blei.</i> . . . . .	15
4.4	<i>Schema der Energiedepositionsrechnung.</i> . . . . .	17
4.5	Energiedeposition geladener Teilchen . . . . .	19
4.6	KERMA Faktoren der MatXS 11 und der EPR Bibliothek . . . . .	22
4.7	Neutronen-KERMA Faktoren aus MatXS11, EPR und MCNPX . . . . .	23
4.8	Gamma-KERMA Faktoren aus EPR und MCNPX . . . . .	23
4.9	<i>Längsschnitt durch die zylindrische Testanordnung.</i> . . . . .	25
4.10	<i>Übersicht der Beiträge zum Gammafluß aus den einzelnen Programmmodulen des HERMES-Pakets und Vergleich mit dem Gammafluß des MCNPX-Codes im Energiebereich <math>10 \text{ keV} \leq E_\gamma \leq 14 \text{ MeV}</math>.</i> . . . . .	27
4.11	<i>Schema der Materialschädigungsrechnung.</i> . . . . .	32
4.12	<i>Verlauf der Displacement Wirkungsquerschnitte (MatXS11 und DIDACS Daten) für Eisen und Blei im Energiebereich von <math>10^{-4} \text{ eV}</math> bis <math>1334 \text{ MeV}</math>.</i> . . . . .	33
5.1	Grundriss TMW Halle . . . . .	35
5.2	Schnittmodell TMR . . . . .	35
5.3	<i>Schnitt durch Target, Reflektor und innere Abschirmung, im Vordergrund links Target und Sicherheitshülle, rechts der Reflektor.</i> . . . . .	36
5.4	Geometrieschnitt 1 . . . . .	37
5.5	Geometriedetails zu Schnitt 1 1 . . . . .	37
5.6	Geometrieschnitt 2 . . . . .	38

5.7	Geometrieschnitt 3 . . . . .	38
5.8	Geometrieschnitt 4 . . . . .	39
5.9	<i>Schnitt durch Moderator, Reflektor, innere Abschirmung und die Shutter, der Gesamtdurchmesser beträgt hier incl. der Shutter 580 cm.</i> . . . . .	40
5.10	<i>Prinzipskizze der Lage und Funktionsweise der Shutter zwischen dem TMR-Komplex (rechts) und den Experimentierplätzen (links vom Shutter).</i> . . . . .	40
6.1	Hochenergetischer Protonen- und Neutronenfluß in Target und -container . . . . .	44
6.2	Niederenergetischer Neutronenfluß im Targetcontainer . . . . .	45
6.3	Restkernverteilung bei der Spallation von Hg(nat) . . . . .	46
6.4	Restkernverteilung bei der Spallation von Hg(nat) nach A und Z . . . . .	47
6.5	Restkernverteilung bei der Spallation von Hg(nat) . . . . .	48
6.6	<i>Abklingverhalten des Targetmaterials Quecksilber und des Targetcontainers nach 1 Jahr und nach 30 Jahren Vollastbetrieb.</i> . . . . .	53
6.7	<i>Abklingverhalten der Nuklide, die die Aktivität während des Betriebs und die Langzeitaktivität des Targetmaterials nach 30 Jahren Vollastbetrieb maßgeblich bestimmen.</i> . . . . .	54
6.8	<i>Langzeitabklingverhalten der Aktivität der flüssigen Nuklide im Targetmaterial Quecksilber nach 30 Jahren Vollastbetrieb.</i> . . . . .	54
6.9	<i>Langzeitabklingverhalten der Aktivität der gasförmigen Nuklide im Targetmaterial Quecksilber nach 30 Jahren Vollastbetrieb.</i> . . . . .	55
6.10	<i>Langzeitabklingverhalten der Gesamtaktivität, der Aktivität der Alphastrahler und der Nachwärme des Targetmaterials Quecksilber nach 30 Jahren Vollastbetrieb.</i> . . . . .	57
6.11	Hochenergetischer Protonen- und Neutronenfluß in Moderator und -container . . . . .	58
6.12	Niederenergetischer Protonen- und Neutronenfluß in Moderator und -container . . . . .	59
6.13	Restkernverteilung von Moderator und -container) . . . . .	60
6.14	<i>Abklingverhalten des Moderatormaterials (Wasser) nach einer Betriebszeit von 30 Jahren.</i> . . . . .	62
6.15	<i>Abklingverhalten des Moderatorcontainers (AlMg<sub>3</sub>) nach einer Betriebszeit von 30 Jahren.</i> . . . . .	62
6.16	Neutronenfluß unterhalb von 20 MeV in ausgewählten Zonen des Reflektors . . . . .	65
6.17	Neutronenfluß unterhalb von 20 MeV in ausgewählten Zonen der inneren Abschirmung . . . . .	66
6.18	<i>Aktivität wichtiger Nuklide sowie Nachwärme des Bleireflektors nach einer Betriebszeit von 30 Jahren.</i> . . . . .	68

6.19	<i>Gesamtaktivität und Aktivität wichtiger Nuklide sowie Nachwärme der inneren Eisenabschirmung nach einer Betriebszeit von 30 Jahren.</i>	69
6.20	<i>Neutronenfluß unterhalb von 20 MeV in den äußeren 10 cm des jeweils mittleren vorwärts- und rückwärtsgerichteten Shutter.</i>	70
6.21	<i>Abklingverhalten der Shutter-Räder nach 1 Jahr und nach 30 Jahren Vollastbetrieb.</i>	71
7.1	<i>Vergleich des hochenergetischen Protonen- und Neutronenflusses für verschiedene Targetmaterialien.</i>	73
7.2	<i>Vergleich des Neutronenflusses unterhalb von 20 MeV für verschiedene Targetmaterialien.</i>	74
7.3	<i>Gauß- und parabolisch verteiltes Primärprotonenstrahlprofil im Vergleich.</i>	76
7.4	<i>Energiedeposition der geladenen Teilchen im Targetfenster bei einer parabolischen Intensitätsverteilung des Protonenstrahls (aus [41]).</i>	78
7.5	<i>Durch den <math>\pi^0</math>-Zerfall verursachter Gammafluß im Target und -containment für 5 MW Protonenstrahlleistung.</i>	79
7.6	<i>Niederenergetischer Neutronenfluß (linke Spalte) und Gammafluß (rechte Spalte) im Target und -containment für 5 MW Protonenstrahlleistung.</i>	81
7.7	<i>Durch die Anregungsenergie der Restkerne verursachter Gammafluß im Target und -containment für 5 MW Protonenstrahlleistung.</i>	82
7.8	<i>Niederenergetischer Neutronenfluß (linke Spalte) und Gammafluß (rechte Spalte) im Moderator und -containment bei 5 MW Protonenstrahlleistung.</i>	83
7.9	<i>Horizontaler Schnitt durch Reflektor und innere Abschirmung, alle Maße in cm.</i>	86
7.10	<i>Energiedeposition entlang der in Abb. 7.9 eingezeichneten Achsen in Reflektor und innerer Abschirmung in einer 6.7 cm dicken Schicht direkt unterhalb des Targets. Alle Werte für 5 MW Protonenstrahlleistung.</i>	87
7.11	<i>Energiedeposition in 4 horizontalen Scheiben des Pb/D<sub>2</sub>O-Reflektors in Abhängigkeit vom Radius für 5 MW Protonenstrahlleistung.</i>	88
7.12	<i>Energiedeposition in 5 konzentrischen Kreisen des Pb/D<sub>2</sub>O-Reflektors in Abhängigkeit von der Höhe (y-Achse) für 5 MW Protonenstrahlleistung.</i>	88
7.13	<i>Energiedeposition in der obersten bzw. untersten Schicht der Eisen-Abschirmung in Abhängigkeit von der horizontalen Winkelabweichung zur z-Achse (Primärprotonenstrahlrichtung). Anmerkung: Positive Winkel geben die Abweichung im Uhrzeigersinn, negative Winkel die Abweichung entgegen dem Uhrzeigersinn an. Alle Werte für 5 MW Protonenstrahlleistung.</i>	89

7.14	<i>Niederenergetischer Neutronenfluß unterhalb von 20 MeV (linke Spalte) und Gammafluß zwischen 10 keV und 14 MeV (rechte Spalte) in den ersten beiden radialen Schichten der Shutterräder in vorwärts- und Rückwärtsrichtung für 5 MW Protonenstrahlleistung.</i>	90
7.15	<i>Übersicht über die einzelnen Anteile an der Energiedeposition in der äußeren Schicht der Shutter für 5 MW Protonenstrahlleistung.</i>	91
7.16	<i>Abnahme der Energiedeposition entlang des Radius des jeweiligen mittleren Shutter-Rades für 5 MW Protonenstrahlleistung. . . . .</i>	93
8.1	<i>Geometrische Modellierung des Targetfensters mit dem "Footprint" des elliptischen Protonenstrahls zur ortsabhängigen Bestimmung von Spitzenbelastungen (aus [41]). . . . .</i>	96
8.2	<i>Heliumproduktion durch den hochenergetischen Protonen- und Neutronenfluß im Targetfenster (s. Abb. 8.1). . . . .</i>	96
8.3	<i>Heliumproduktion durch den niederenergetischen Neutronenfluß im Targetfenster (s. Abb. 8.1). . . . .</i>	97
8.4	<i>Durch den hochenergetischen Protonen- und Neutronenfluß &gt; 20 MeV im Targetfenster verursachte Displacementrate (s. Abb. 8.1).</i>	97
8.5	<i>Durch den niederenergetischen Neutronenfluß <math>\leq</math> 20 MeV im Targetfenster verursachte Displacementrate (s. Abb. 8.1). . . . .</i>	98

# *Burkhard Lensing*

## *Curriculum vitae*

### **Persönliche Daten**

<i>Anschrift</i>	Glindfelder Weg 20 59964 Medebach
<i>Geburtsdatum</i>	04. Januar 1974
<i>Geburtsort</i>	Medebach
<i>Staatsangehörigkeit</i>	deutsch
<i>Familienstand</i>	ledig

### **Schulbildung**

<i>1980 – 1984</i>	Grundschule in Medebach
<i>1984 – 1990</i>	Gymnasium in Medebach
<i>1990 – 1994</i>	Geschwister-Scholl-Gymnasium in Winterberg
<i>Juni 1994</i>	Abitur

### **Wehrdienst**

<i>Juli 1994 – Juni 1995</i>	Wehrdienst in Perleberg und Frankenberg (Eder)
------------------------------	--

### **Studium**

<i>Okt. 1995 – Feb. 2001</i>	Sicherheitstechnik an der Bergischen Universität Wuppertal Schwerpunkt: "Brand- und Explosionsschutz"
<i>23. März 1998</i>	Vordiplom
<i>Nov. 2000 – Feb. 2001</i>	Diplomarbeit: "Prüfung einer neuen Datenbasis und Berechnung des radioaktiven Inventars der europäischen Spallationsneutronenquelle (ESS)" am Institut für Kernphysik des Forschungszentrums Jülich
<i>02. März 2001</i>	Diplom
<i>17. Apr. 2001</i>	Beginn der Promotion am Institut für Kernphysik des Forschungszentrums Jülich

# *Danksagung*

Mein erster Dank gilt Herrn Prof. Dr. D. Filges. Er gab mir die Möglichkeit diese Arbeit in den vergangenen drei Jahren am Institut für Kernphysik der Forschungszentrum Jülich GmbH durchzuführen. Herrn Prof. Dr. S. Hartwig danke ich für die kritische Durchsicht der Arbeit im Rahmen des Co-Referats.

Bedanken möchte ich mich auch bei Herrn Dr. K. Nünighoff für die Möglichkeit, durch die Mitarbeit am JESSICA-Experiment mehr über das experimentelle und wissenschaftliche Arbeiten zu erlernen.

Ferner möchte ich mich bei den Herrn Dr. H. Schaal für die die Diskussionen über die Zwischenergebnisse der einzelnen Arbeitsschritte danken.

Ein ganz besonderer Dank gilt Herrn G. Sterzenbach. Er hat mich nicht nur in den Umgang mit den verschiedenen Programmen eingearbeitet, sondern auch Einblicke hinter die Fassaden der Programme ermöglicht. Seine Hilfe bei der Realisierung und Umsetzung von Ideen in die komplexen Programmsysteme hat einen entscheidenden Beitrag zu dieser Arbeit geleistet.

Bei der Arbeitsgruppe Strahlungstransport möchte ich mich für das angenehme Arbeitsklima und die freundliche Aufnahme bedanken.

Mein letzter Dank gilt meiner Familie und meinen Verwandten für Ihre Unterstützung in den letzten drei Jahren.