



Institut für Kernphysik

***Grundlegende Untersuchungen
sicherheitsrelevanter Materialbelastungen
zum Targetsystem der
„Europäischen Spallations-Neutronenquelle (ESS)“
– Vergleich Experiment und Theorie –***

Annegret Tietze

***Grundlegende Untersuchungen
sicherheitsrelevanter Materialbelastungen
zum Targetsystem der
„Europäischen Spallations-Neutronenquelle (ESS)“
– Vergleich Experiment und Theorie –***

Annegret Tietze

Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3857
ISSN 0944-2952
Institut für Kernphysik Jül-3857
D 468 (Diss., Wuppertal, BUGH, 2001)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek
52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland
☎ 02461/61-5220 · Telefax: 02461/61-6103 · e-mail: zb-publikation@fz-juelich.de

**Grundlegende Untersuchungen
sicherheitsrelevanter Materialbelastungen
zum Targetsystem der
“Europäischen Spallations-Neutronenquelle (ESS)“
- Vergleich Experiment und Theorie -**

Annegret Tietze

Fundamental Investigations of Safety-Relevant Material Loads to the Target System of the European Spallation Source (ESS) - Comparison Experiment and Theory -

Next generation spallation neutron sources will have proton beam power between 2 MW and 5 MW in 1 μ s pulses of up to 100 kJ/pulse. Liquid mercury has been chosen as first priority material for the planned and under construction spallation targets in Europe, Japan, and the United States. The development of such nuclear systems requires an exact data basis for the calculations to predict reliably the changes of the structure material by high-energy particle radiation. The determination of the lifetime, in particular the damage of beam window depends on distribution of the power deposition in the target and the embrittlement caused by the production of helium and hydrogen. The aim of this work is to validate Monte-Carlo models by comparison of experimental and calculated results in order to obtain reliable predictions of parameters influencing the lifetime of the target.

Grundlegende Untersuchungen sicherheitsrelevanter Materialbelastungen zum Targetsystem der "Europäischen Spallations-Neutronenquelle (ESS)" - Vergleich Experiment und Theorie -

Bei den sogenannten "Next Generation"-Spallationsneutronenquellen treffen Protonenstrahlleistungen von 2 MW bis 5 MW in kurzen Pulsen von 1 μ s Dauer mit einem Energieinhalt von bis zu 100 kJ im Protonenpuls auf das Target. Für geplante und im Bau befindliche Anlagen in Europa, Japan und den USA werden derzeit Neutronenquellen mit flüssigem Quecksilber als Targetmaterial favorisiert. Bei derartigen nuklearen Systemen werden die Strukturmaterialien, insbesondere das Strahleintrittsfenster durch hochenergetische Teilchenstrahlung und dem damit verbundenen Energieeintrag hoch belastet. Dies führt zu thermischen Belastungen und Veränderungen des Materials, insbesondere Versprödung aufgrund induzierter Helium und Wasserstoff-Produktion. Die Berechnungen der Leistungsdichte im Target und der Schädigungsraten in den Strukturmaterialien zur sicheren Vorhersage der Lebensdauer des Targetsystems erfordert eine genaue Datengrundlage. Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der Überprüfung der Zuverlässigkeit der Voraussagekraft dieser Einflußgrößen mittels Monte-Carlo Simulationsmodellen durch den Vergleich experimenteller und berechneter Ergebnisse.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Zielsetzung	1
2	Das technische Konzept der „European Spallation Source (ESS)“	5
3	Verwendete Monte-Carlo Teilchentransportsimulationsmodelle zur Analyse der Experimente	11
3.1	Das intranukleare Kaskaden-Verdampfungsmodell	12
3.2	Das „De-excitation“- Modell zur Behandlung von angeregten Restkernen	13
3.3	Das elektromagnetische Kaskadenmodell für Elektronen und Photonen	14
3.4	Neutronen und Gammatransport bei niedrigen Energien ≤ 20 MeV	14
4	Experimente zur Messung der Energiedeposition im „Dicktarget“ aus Quecksilber und Blei am COSY- Beschleuniger mit einer Protoneneinschußenergie bis 1,2 GeV	15
4.1	Physikalische Grundlagen	16
4.2	Grundlagen der Meßtechnik	17
4.3	Experimenteller Aufbau	21
4.4	Modelle zur Simulation der Energiedeposition	24
4.5	Beschreibung der Intensitätsverteilung im Protonenstrahl	25
5	Ergebnisse der Experimente zur Energiedeposition und Vergleich mit Monte- Carlo Simulationen	33
5.1	Axialer Verlauf der Energiedeposition	34
5.2	Diskussion der Vergleiche	39
5.3	Energiebilanz am Beispiel des Quecksilber Targets	43
5.4	Beiträge primärer und sekundärer Teilchen zur Energiedeposition .	44
5.5	Ergänzende Messungen der Energiedeposition am Quecksilbertarget mit einer Protoneneinschußenergie von 24 GeV	45
5.6	Bedeutung der Ergebnisse für die sicherheitstechnische Auslegung des ESS-Spallationstargets	47
6	Materialschädigung und Beanspruchung durch induzierte Gasproduktion von H- und He-Isotopen	51
6.1	Experimentelle Methode	54
6.1.1	Der 4π -Neutronen Detektor	54
6.1.2	Der 4π -Silizium Detektor	55

6.2	Prinzip der theoretischen Analyse zur Produktion von Wasserstoff und Helium durch Monte- Carlo Simulationen	56
6.3	He- Produktionswirkungsquerschnitte für Strukturmaterialien ($13 \geq Z \leq 41$)	61
6.4	H-Produktionswirkungsquerschnitte für Struktur- und Targetmaterialien ($13 \geq Z \leq 92$)	66
6.5	Neutronen-Produktionswirkungsquerschnitte	72
6.6	Diskussion der Ergebnisse	73
6.7	Bedeutung der Ergebnisse für die sicherheitstechnische Auslegung des ESS-Spallationstargets	80
7	Zusammenfassung und Schlußfolgerungen	87
A	Totzeitkorrektur	89
B	He- Produktionswirkungsquerschnitte für Targetmaterialien ($42 \leq Z \leq 92$)	91
	Literatur	93

1 Einleitung und Zielsetzung

Materialforschung, Pharmazie, Biologie und Physik profitieren zunehmend von Neutronenstrahlen. Doch viele Forschungsreaktoren werden in den nächsten Jahren abgeschaltet. Mit der Entwicklung von Spallationsneutronenquellen erschließt sich eine Neutronenerzeugung, die ohne Spaltstoffe und Kettenreaktion auskommt.

In Abb. 1 ist die Entwicklung der Neutronenquellen entsprechend der nutzbaren Neutronenflüsse dargestellt. Die Forschungsreaktoren als kontinuierliche Quellen erreichen mit dem Hochflußreaktor ILL-Grenoble mit einem mittleren thermischen Neutronenfluß von $2 \cdot 10^{15}$ Neutronen pro cm^2 und Sekunde eine technische Grenze. Die sogenannten „Next Generation“-Spallationsneutronenquellen SNS [1], im Bau in Oak Ridge (USA), und die geplante „European Spallation Neutron Source (ESS)“ [2] werden Protonenstrahlleistungen von 2 und 5 MW mit Primärprotonenenergien im GeV-Bereich erreichen. Dabei werden kurze Protonenpulse von $1 \mu\text{s}$ Dauer mit einem Energieinhalt von bis zu 100 kJ im Protonenpuls in das Neutronenproduktions-Targetsystem eingebracht. Diese Quellen erreichen thermische Neutronenspitzenflüsse von einigen 10^{17} Neutronen pro cm^2 und Sekunde - zwei Größenordnungen mehr als der leistungsfähigste Forschungsreaktor ILL (vgl. Abb. 1).

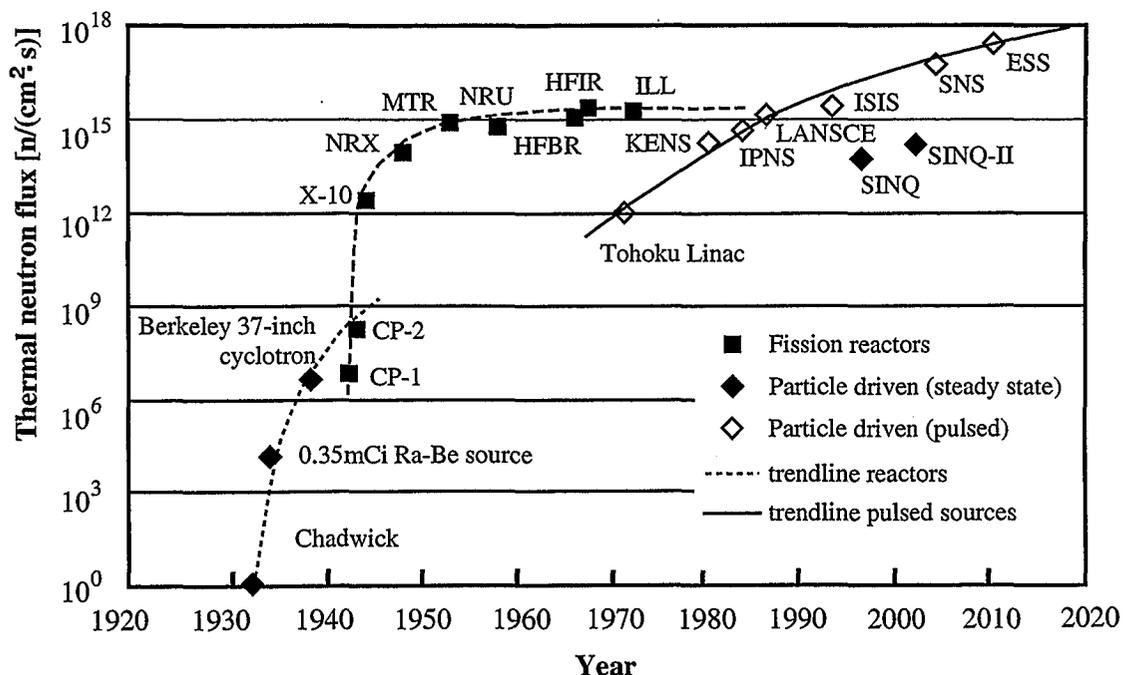


Abbildung 1: Entwicklung von Neutronenquellen von der Entdeckung des Neutrons durch Chadwick bis zur „Europäischen Spallationsneutronenquelle“ (ESS), nach [3].

Die Entwicklung der Targetsysteme der Spallationsquellen der nächsten Genera-

tion zur Bereitstellung von Neutronen für die Forschung aber auch die zur Zeit diskutierten Techniken zur Transmutation von langlebigem radioaktivem Abfall aus den Kernreaktoren benötigen genaue umfassende Daten, die den Response der strukturellen Komponenten des Targetsystems in den auftretenden gemischten Teilchenfeldern aus geladenen Teilchen - insbesondere hochenergetische Protonen - und Neutronen sicher vorhersagen. Insbesondere gilt für die zukünftigen Spallationsneutronenquellen, daß hier Materialien unter Bedingungen eingesetzt werden müssen, deren Auswirkungen auf die Materialien weitgehend unbekannt sind. Wenn man insbesondere die Geschichte zur Erzeugung nuklearer Energie heranzieht, haben alle diese Projekte unvorhersehbare Phänomene hervorgebracht, die eine Veränderung der eingesetzten Materialien unter Bestrahlung und unter thermischer Belastung zur Folge hatten, wie das Schwellen von austenitischen Stählen in Schnellbrüterreaktor-Konzepten und Hochdosis „Versprödung“ in Fusionsreaktor-Konzepten.

Die Bestimmung der Standzeit oder Lebensdauer der Systeme ist gleichzeitig eine Sicherheitsfrage und hängt ursächlich zusammen mit dem Energieeintrag, der Veränderung der Materialien unter Teilchenbestrahlung und insbesondere mit der Gasproduktion von Wasserstoff und Helium in den zum Einsatz kommenden Materialien. In Tab. 1 ist die erwartete maximale Leistungsdichte während des 1 μ s dauernden Protonenpulses von 100 kJ pro Puls der ESS verglichen mit entsprechenden Leistungsdichten verschiedener Reaktoren. Man erkennt die um Größenordnungen höhere thermische Belastung, die vor allem während des 1 μ s kurzen Protonenpulses im Targetsystem erzeugt wird.

Leistungsdichten				
Konzept	ESS	DWR	HTR	FBR
Thermische Leistung [MW]*	5	3700	750	755
Belastungsdichte [MW/m ³]	2500**	92	6	375

Tabelle 1: Vergleich von Leistungsdichten verschiedener Reaktorkonzepte [4] mit der Leistungsdichte der ESS [2]. DWR: Druckwasserreaktor, HTR: Hochtemperaturreaktor, FBR: Schneller Brutreaktor. * Für ESS mittlere Leistung des Protonenstrahls in MW, ** maximale Leistungsdichte im Target.

Gasförmige Transmutationsprodukte erzeugen signifikante Lebensdauerverkürzungen in allen Strukturmaterialien aufgrund der Materialversprödung durch hochenergetische Teilchenstrahlung wie sie vor allem in Spallationsquellen vorliegt. Ein typisches Beispiel aus der Reaktortechnik ist die Helium- und Wasserstoff-Produktion in Edelstahl in Leichtwasserreaktoren und die damit verbundene Materialschädigung. Die Helium induzierte Versprödung ist besonders Standzeit- und Lebensdauer

bestimmend und damit sicherheitsrelevant in Verbindung mit hohen Temperaturen. Deshalb sind in diesem Zusammenhang die Sicherheitssachverhalte und Erkenntnisse über die Zuverlässigkeit von Voraussagen zum Verhalten der Materialien unter Teilchenbestrahlung unerlässlich. Die Genehmigungsbehörden und entsprechend andere Organisationen sehen in den Materialveränderungen durch Teilchenstrahlung ein kritisches Element in der Sicherheit neu konzipierter nuklearer Systeme.

Das Ziel der hier vorgelegten Arbeit ist, experimentell am Protonenbeschleuniger COSY-Jülich den Verlauf der Energiedeposition in einem Spallationstarget, induziert durch Primärprotonen im Energiebereich von GeV zu messen und mit entsprechenden Modellrechnungen, die für die Auslegung der ESS-Targetstation zu entwickeln sind, zu vergleichen. Eine geeignete Meßmethode zur Messung der Energiedeposition ist zu entwickeln und in gemischten Teilchenfeldern zu qualifizieren. Diese Experimente im hochenergetischen Protonenstrahl sind neuartig. Die Voraussage der Modellrechnung auf Monte-Carlo Basis soll diskutiert werden.

Eine direkte Messung der Gasproduktion (Wasserstoff und Helium) vor allem an Strukturmaterialien mit Primärprotonenenergien bis 2,5 GeV an sogenannten „Dünntargets“ am COSY-Jülich soll eine systematische Datenbasis für Schädigungs- und Lebensdauerbetrachtungen von Strukturmaterialien des ESS-Targetsystems liefern, insbesondere ist hierbei das Targetfenster, das von primären Protonen beaufschlagt wird, zu betrachten. Auch hier soll der Zusammenhang und der Vergleich mit Modellrechnungen die Auslegungssicherheit des Targetsystems der Europäischen Spallations-Neutronenquelle sicherstellen. Nach einem kurzen Abriß über die technische Konzeption der ESS-Quelle und deren Bedeutung für die Forschung in Kapitel 2 schließt sich eine Beschreibung der wesentlichen Theorien der verwendeten nuklearen Wechselwirkungsmodelle und der Teilchentransportmethoden in Kapitel 3 an.

Kapitel 4 beschreibt die entwickelte Meßtechnik zur Messung der Energiedeposition in dicken Blei- und Quecksilbertargets mit Diskussion der experimentellen Ergebnisse. In Kapitel 5 werden die experimentellen Ergebnisse mit Simulationsrechnungen verglichen. Eine Diskussion zur Bedeutung der Ergebnisse für die sicherheitstechnische Auslegung des 5 MW ESS-Targetsystems schließt sich an.

In Kapitel 6 werden die Meßtechnik und experimentellen Resultate zur strahleninduzierten Gasproduktion von Wasserstoff- und Helium-Isotopen ausführlich dargestellt und diskutiert. Die dabei durchgeführten umfangreichen Analysen der Produktionswirkungsquerschnitte auf Monte-Carlo Basis zeigen dann im Vergleich mit den experimentellen Daten den derzeitigen Stand der Voraussage.

Kapitel 7 faßt die Ergebnisse der Arbeit zusammen und diskutiert die sicherheitsrelevanten Aspekte für die 5 MW Spallationsquelle ESS.

2 Das technische Konzept der „European Spallation Source (ESS)“

Neutronenstreuung ist eine Methode zur Untersuchung von strukturellen und dynamischen Eigenschaften der Materie. Da die Art der Wechselwirkung von Neutronen mit Materie die Klärung spezifischer Fragestellungen erlaubt, die mit herkömmlichen Methoden (z.B. Verwendung elektromagnetischer Strahlung) nicht bearbeitet werden können, gewinnt diese Untersuchungsmethode in den letzten Jahren zunehmend an Bedeutung. Aufgrund der günstigen Eigenschaften der Neutronen, wie

- Wechselwirkung vorwiegend an den Kernen
- Isotopenspezifische Streulänge (zur Bestimmung der Position von H- und D-Atomen in Molekülen)
- Magnetisches Moment (Untersuchung magnetischer Phänomene)
- Große Reichweiten (Untersuchung dicker Proben mit komplexer Geometrie)

stellt die Neutronenstreuung neben der Synchrotronstrahlung eine der wichtigsten Untersuchungsmethoden im Bereich der Materialforschung, Biologie und Physik dar.

Ein wesentlicher Nachteil dieser Untersuchungsmethode ist die geringe Verfügbarkeit der Neutronen. Für viele Jahre stellten Kernreaktoren die Hauptquelle für Neutronen dar, aber die Anzahl der Forschungsreaktoren sinkt. Zudem erfordern neue Zielsetzungen der Neutronenstreu-Experimente höhere Neutronenflüsse, die aufgrund der damit verbundenen erforderlichen hohen Leistungsdichten im „Core“ mit der Technologie der Kernreaktoren nicht mehr realisiert werden können.

Eine bedeutende Alternative zur Gewinnung von Neutronen mittels Kernreaktoren stellen die Spallationsneutronenquellen dar. Das physikalische Grundprinzip der Spallation ist in Abb. 2 dargestellt:

Werden im Beschleuniger erzeugte Protonen hoher kinetischer Energie auf ein Material hoher Ordnungszahl geschossen, so werden bei dieser Wechselwirkung der Protonen mit Materie zunächst in einer intranuklearen Kaskade hochenergetische Neutronen, Protonen und Pionen freigesetzt. Die emittierten Teilchen können ihrerseits innerhalb der internuklearen Kaskade mit umgebenden Kernen der Materie wechselwirken. Als Ergebnis der intranuklearen Kaskade verbleibt ein angeregter Restkern. Dieser gibt seinen Energieüberschuß über die Emission von einzelnen Nukleonen (Protonen und Neutronen) und Clustern (Helium-Kerne, Tritonen, Deuteronen) ab. Bei einem Spallationsprozess werden im Mittel 20 bis 30 Neutronen freigesetzt.

Im Vergleich dazu erhält man bei der Spaltung eines Uran-Kernes im Mittel zwei Neutronen, von denen mindestens eins benötigt wird um die Kettenreaktion aufrecht zu erhalten und damit dem Nutzer einer Neutronenquelle nicht zur Verfügung steht.

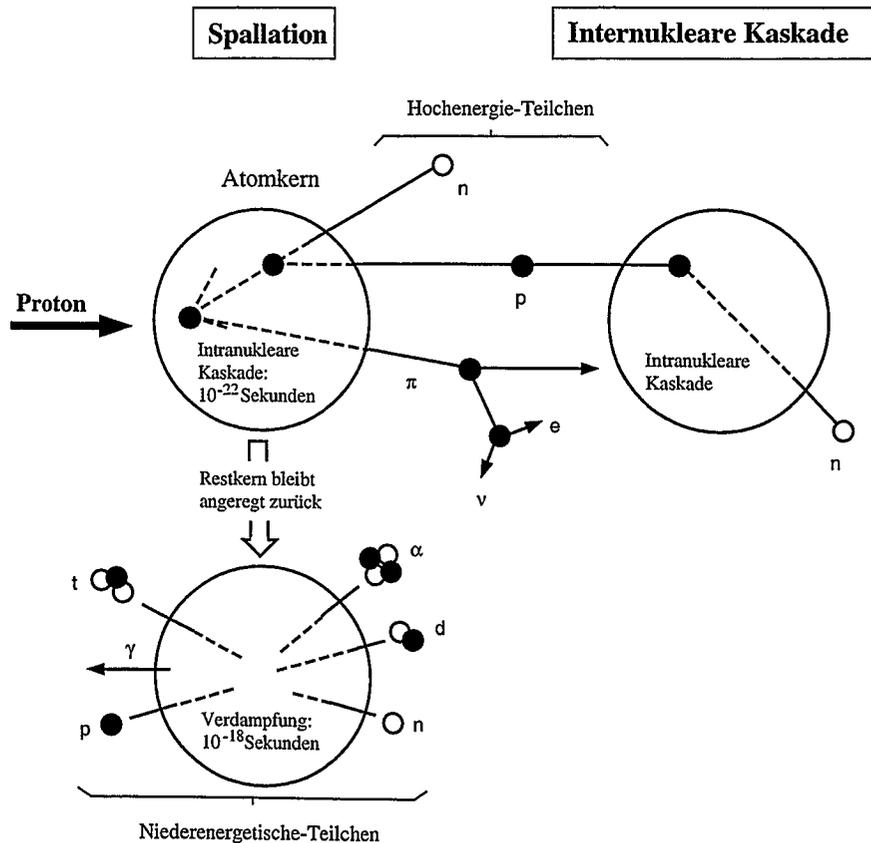


Abbildung 2: Prinzip des Spallationsprozesses zur Erzeugung von Sekundärteilchen.

Vor diesem Hintergrund wurde 1990 von der Kommission der europäischen Union im Ausschuss „Large Installation Plan's Panel“ die Notwendigkeit der Entwicklung einer neuen Generation von Spallationsneutronenquellen für Europa vorgeschlagen. In einer ersten Studie [2] wurde eine Referenzanlage mit folgenden Auslegungsparametern vorgestellt (vgl. Abb.3):

- Protonenstrahlenergie von 1,334 GeV und Protonenstrahlleistung von 5 MW bei einer Pulsfrequenz von 50 Hz
- Protonenpulsdauer am Spallationstarget kleiner $1 \mu s$
- Zwei Spallationstargetstationen für a.) 5MW Strahlleistung bei einer Frequenz von 50 Hz b.) 1MW Strahlleistung und einer Frequenz von 10 Hz

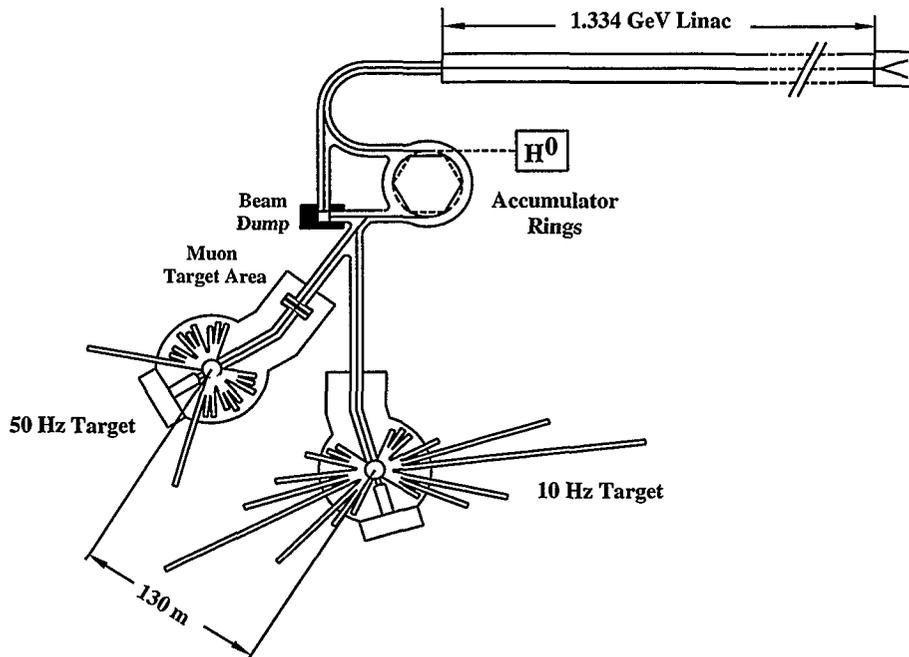


Abbildung 3: Referenzkonzept der „Europäischen Spallations-Neutronenquelle (ESS)“.

Beide Spallationstargetstationen (1 MW und 5 MW) sollen typengleich ausgeführt werden. Favorisiert wird zur Zeit eine Spallationstargetstation, deren schematischer Aufbau in Abb. 4 dargestellt ist. Sie besteht aus dem Flüssigmetall-Target (Quecksilber) mit Reflektor und Moderatoren, Volumenausgleichsystem, Wärmetauscher, Pumpen, Abschirmung, einem Vorratstank für das Flüssigmetall.

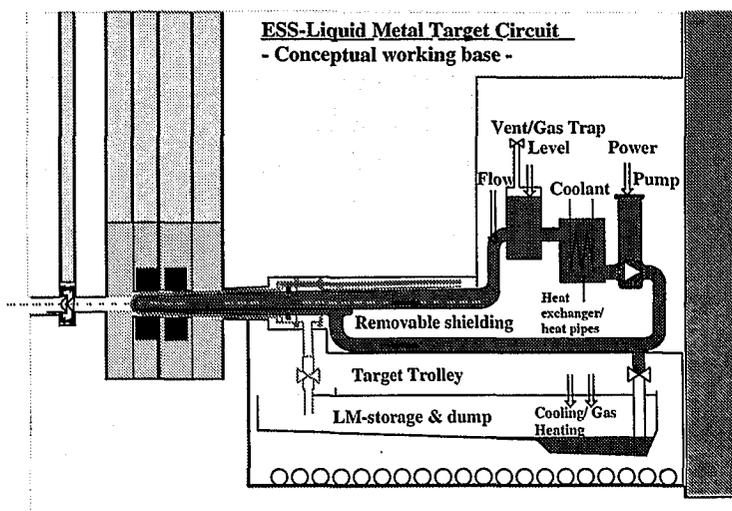


Abbildung 4: ESS-Flüssigmetall-Targetstation.

Der Targetcontainer (vgl. Abb. 5) ist so konzipiert, daß die Wärmeabfuhr durch das umlaufende Flüssigmetall sichergestellt wird. Das Flüssigmetall zirkuliert in einem geschlossenen Kreislauf. Nach Durchlaufen der Wärmesenke strömt es zur Reaktionszone, erwärmt sich und fließt zur Wärmesenke zurück. Vor- und Rücklauf sind konzentrisch zueinander und werden durch Leitbleche voneinander getrennt. Das Spallationstarget selbst ist von einer doppelten Sicherheitshülle umgeben, die mit dem Vorratstank verbunden ist. Im Falle einer Leckage an der Targethülle wird das austretende Flüssigmetall in diesen Vorratstank geleitet. Zur Zeit sind vier Moderatoren (zwei kalte Moderatoren und zwei Raumtemperaturmoderatoren) pro Spallationstarget geplant.

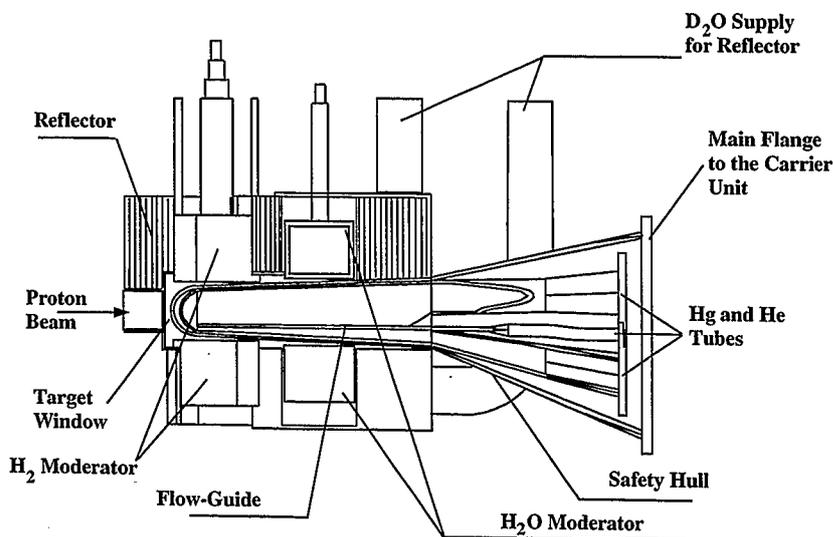


Abbildung 5: ESS-Flüssigmetall-Targetgeometrie.

Der entscheidende Vorteil eines Flüssigmetall-Targets gegenüber einem Festkörper-Spallationstarget ist, daß eine zusätzliche Kühlung des Targets mit Wasser nicht erforderlich ist und die dadurch verursachten negativen Begleiterscheinungen, wie

- Radiolyse und Tritiumproduktion
- Dichtereduktion des Targetmaterials
- Moderation im Spallationstarget
- Vermeidung der Kontamination durch Spaltungsprodukte des Sauerstoffs (insbesondere Tritium und Beryllium).

vermieden werden.

Die Anforderungen an ein geeignetes Targetmaterial, insbesondere Verfügbarkeit und hohe Massenzahl, sowie niedriger Schmelzpunkt im Falle eines Flüssigmetalltargets schränkte die Auswahl möglicher Materialien ein. In der europäischen Spallationsquellen-Studie wurden folgende Spallationstarget-Materialien untersucht: Tantal als Material für ein Festkörper-Target, Blei, Wismut, Blei-Wismut-Gemisch, Blei-Magnesium-Gemisch und Hg als mögliches Material für ein Flüssigmetall-Target. Im primären Interesse steht bei der Auslegung einer Quelle die Optimierung des nutzbaren Neutronenflusses. Es zeigte sich, daß Quecksilber als Spallationstargetmaterial für kurzgepulste Neutronenquellen, wie ESS hervorragend geeignet ist. Ein Vergleich der Neutronenausfluss-Spektren eines Tantal und Quecksilber-Targets gleicher Geometrie zeigt, daß der Ausfluß bei Verwendung von Quecksilber um 30% gesteigert werden kann. Mit dem hohen Absorptionsquerschnitt des Quecksilbers für epithermische und thermische Neutronen wird der Moderator vom Spallationstarget weitgehend entkoppelt, d.h. thermalisierte Neutronen können vom Target nicht in den Moderator zurückgestreut werden, wodurch die Zeitstruktur des nutzbaren Neutronenflusses erheblich verbessert wird.

3 Verwendete Monte-Carlo Teilchentransportsimulationsmodelle zur Analyse der Experimente

Basis der vergleichenden Simulationen bildet das HERMES-Code-System [5] (High Energy Radiation Monte-Carlo Transport Elaborate System). Dieses System stellt ein Softwarepaket dar, dessen einzelne Komponenten mittels standardisierter Datensätze (Submission-files) verknüpft sind (vgl. Abb.6). Das HERMES-Code-System erlaubt mit Hilfe physikalischer Modelle die Simulation von Teilchenproduktion und Teilchentransport in ausgedehnten Geometrien, die aus Schnitten von Einzelflächen und Körpern definiert werden (CG-Combinatorial Geometry). Den daraus entstehenden Zonen können Medien beliebiger Zusammensetzung zugeordnet werden. Der strukturelle Aufbau des HERMES-Systems ermöglicht dem Anwender eine sehr problembezogene und effiziente Bearbeitung unterschiedlicher Fragestellungen. HERMES ist das zentrale System zur nuklearen Auslegung der „Europäischen Spallationsneutronenquelle (ESS)“.

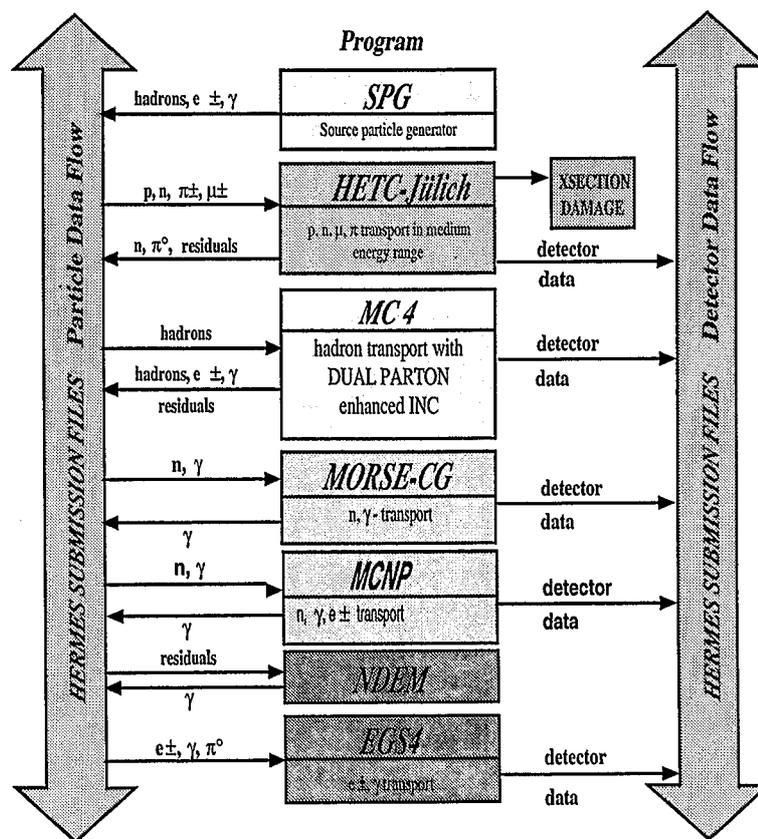


Abbildung 6: Organisationsstruktur des HERMES Teilchentransportsystems.

3.1 Das intranukleare Kaskaden-Verdampfungsmodell

Das intranukleare Kaskaden-Verdampfungsmodell wird mit dem Monte-Carlo-Simulationsprogramm HETC (High Energy Transport Code) beschrieben. Man unterscheidet zwei Phasen:

— Intra-Nuklear-Cascade (INC)

In einer ersten Phase, der Intra-Nuklearen-Kaskade trifft das Primärteilchen auf den Targetkern. Dies kann zu einer Wechselwirkung des Primärteilchens mit den Nukleonen des Kerns führen, wobei das Primärteilchen einen Teil seiner Energie abgibt. Während dieser Phase wird der Kern als System quasifreier Teilchen, Nukleonen dargestellt, da für hohe Teilchenenergien (> 100 MeV) die de Broglie-Wellenlänge kürzer ist als der mittlere Abstand von ca. 1 fm der Nukleonen im Kern. Diese Verfahren birgt den Vorteil, daß ausschließlich Nukleon-Nukleon Wirkungsquerschnitte (p-p, p-n, ...) in die Simulation eingehen, die experimentell gut bekannt sind. Die getroffenen Nukleonen können innerhalb des Kerns weitere Wechselwirkungen mit anderen Nukleonen verursachen. Dies führt zu einer Teilchenkaskade innerhalb des Kerns. Während dieser Phase können Nukleonen emittiert und Pionen erzeugt werden. Die Winkelverteilung der emittierten Nukleonen ist anisotrop. Am Ende dieser Phase verbleibt ein Kern mit veringerteter Massen- und Ordnungszahl, dessen Nukleonen eine bestimmte Anregungsenergieverteilung besitzen. Das innerhalb des HETC-Programms angewandte Modell der INC basiert auf Arbeiten von Bertini [6].

— Verdampfung (Evaporation)

In der zweiten Phase (Evaporation) verteilt sich die Energie der angeregten Nukleonen, die den Kern nicht verlassen konnten gleichmäßig auf den gesamten Kern. Das Ergebnis ist ein hochangeregter Restkern, der durch isotrope Abdampfung von Nukleonen und Cluster-Teilchen, wie Deuterium, Tritium oder Helium in einen energetisch günstigeren Zustand übergeht. Die kinetische Energie der abgedampften Teilchen wird aus einer Maxwell Verteilung gewürfelt [43]. Unterschreitet die Restkernanregungsenergie die angenommene mittlere Bindungsenergie von 7 MeV pro Nukleon, erfolgt die weitere Abregung des Kerns über γ -Emmission.

Bei der Berechnung von Teilchenflüssen und Energiedeposition in ausgedehnten Geometrien ist zu berücksichtigen, daß die hochenergetischen Teilchen, die während der intranuklearen Kaskade (INC) emittiert werden mit hoher Wahrscheinlichkeit auf ihrem Weg durch das Material weitere Spallationsreaktionen verursachen. Dieser Prozeß wird als internukleare Kaskade bezeichnet. Sie berücksichtigt damit

die Wahrscheinlichkeit weiterer Spallationsreaktionen, sowie den Teilchentransport von Protonen, Neutronen, geladenen Pionen und Muonen. Neben den inelastischen Wechselwirkungen der Nukleonen sind außerdem atomare Wechselwirkungen zu berücksichtigen. Tab. 2 gibt einen Überblick dieser Wechselwirkungen.

Ionisation:	Bethe-Bloch-Formel
Reichweite:	Numerische Integration über dE/dx
Reichweiten straggling:	Annahme einer Gaußverteilung
Coulomb-Streuung:	Fermi-Verteilung für seitliche und winkelabhängige Ausbreitung; Rutherford-Streuformel

Tabelle 2: Atomare Wechselwirkungen im HETC.

Die internukleare Kaskade endet, wenn

- die Teilchen das System verlassen
- die Teilchen zerfallen (π^\pm , μ^\pm , μ^0), bzw. wenn die Teilchen absorbiert werden oder ihre internukleare cut-off Energie erreicht haben.

Informationen über Energie, Winkel und Ort von Teilchen, deren Transport in anderen Programmteilen des HERMES- Systems behandelt werden, wie z.B. niederenergetischen Neutronen und ungeladene Pionen, welche am Ort ihrer Entstehung in zwei Gammaquanten zerfallen, werden in sogenannten submission- files abgespeichert. Diese submission-files dienen dann als Primärquelle für andere HERMES Programme.

3.2 Das „De-excitation“- Modell zur Behandlung von angeregten Restkernen

Ist die Verdampfung von Nukleonen energetisch nicht mehr möglich, verbleiben Restkerne, die eine bestimmte Anregungsenergie besitzen. Die angeregten Kerne gehen über γ -Emission in den Grundzustand über. Das verwendete „de-excitation“-Modell NDEM (Nucleus De-Excitation Module) beschreibt diese Photonenproduktion aus der Restkernenergie. Die Erzeugung der Photonen wird durch Modelle [7, 8, 9] und über eine Bibliothek [10] von isotopenspezifischen Niveaudichten bestimmt. Transport und Wechselwirkung der erzeugten Photonen wird über das Programm EGS (siehe im Folgenden), implementiert im HERMES behandelt werden.

3.3 Das elektromagnetische Kaskadenmodell für Elektronen und Photonen

EGS (Electron-Gamma-Shower-Code) [11] dient der Simulation von elektromagnetischen Kaskaden und dem Photonen, bzw. Elektron/Positron Transport. Beschrieben wird der gekoppelte Transport von Photonen und Elektronen über deren Wechselwirkungsprozesse in Materie, wie Bremsstrahlung, Compton- und Rayleigh-Streuung, Ionisation, Paar-Produktion und Photoeffekt. Die benötigten Wirkungsquerschnitte werden über ein Pre- Prozessorsystem (PEGS) aus tabellierten Daten erzeugt. Folgende Teilchenarten können behandelt werden: γ 's, e^\pm , sowie der Zerfall von π^0 in hochenergetische Photonen.

3.4 Neutronen und Gammatransport bei niedrigen Energien ≤ 20 MeV

Die Behandlung von niederenergetischen Neutronen unterhalb einer bibliothekabhängigen Schwellenenergie (hier 20 MeV) erfolgt mit dem Gruppen-Monte-Carlo Transportprogramm MORSE (Multigroup Oak Ridge Stochatic Experiment) [12]. Im Unterschied zum HETC, welches ein analoges Monte-Carlo Rechenverfahren darstellt, handelt es sich beim MORSE um ein Gruppen-Monte-Carlo Transportprogramm. An die Stelle der physikalischen Modelle treten energie- und materialabhängige Gruppenwirkungsquerschnitte. Die Wirkungsquerschnitte geben die Wahrscheinlichkeit für die unterschiedlichen Wechselwirkungen des Neutrons mit seiner Umgebung an. Mögliche Wechselwirkungen sind: Streuung, Einfang, Spaltung. Für Neutronenenergien ≤ 20 MeV sind die Wirkungsquerschnitte aus der Reaktorphysik weitgehend bekannt.

Alternativ zum dargestellten Programm MORSE kann der Transport von Neutronen und Photonen über das Programm MCNP (A general Monte Carlo N-Particle Transport Code) [13] simuliert werden. Gegenüber dem MORSE werden die Gruppenwirkungsquerschnitte ersetzt durch Punktdaten. Weiterhin stehen dem Anwender zusätzliche Wirkungsquerschnitte zur Verfügung, die eine Behandlung von Materialien bei „kalten“ Temperaturen ermöglichen, z. B. Moderator- Streukerne zur Erzeugung kalter Neutronen.

4 Experimente zur Messung der Energiedeposition im „Dicktarget“ aus Quecksilber und Blei am COSY- Beschleuniger mit einer Protoneneinschussenergie bis 1,2 GeV

Mit der geplanten ESS-Protonenstrahlleistung von 5 MW wird in einem Target von 40 l eine durchschnittliche Leistungsdichte von 125 MWm^{-3} übertragen. Die lokale maximale Energiedeposition (Peakdeposition) ist um Größenordnungen höher. Aufgrund der extrem kurzen Zeitstruktur des Protonenpulses von $1 \mu\text{s}$ wird durch die lokale Peakdeposition eine resultierende Druckwelle im Quecksilber erzeugt. Bei der Auslegung des ESS-Targets muß deshalb zusätzlich das dynamische Verhalten des Flüssigmetalls und der Impulsübertrag auf die Targethülle, das Containment, berücksichtigt werden. Die Wechselbeanspruchungen von Zug und Druck stellen hohe Anforderungen an die Dauerschwingfestigkeit des Container-Materials. Insbesondere vor dem Hintergrund, daß während der Nutzungsdauer das Material des Containments zunehmend versprödet und damit die elastischen Eigenschaften reduziert werden. Da räumliche Verteilung und Intensität der Energiedeposition eine Ausgangsgröße für die thermodynamischen Berechnungen ist, hat sie gleichfalls Einfluß auf:

- die Auslegung des Targetcontainers, wie mechanische Stabilität, Strömungsdynamik des Flüssigmetalls und Optimierung der Kühlung
- die Anforderungen an Strukturmaterialien, wie Verhalten gegenüber starken Temperaturgradienten, Dauerschwingfestigkeit, Korrosionsbeständigkeit
- und die Einsatzzeit oder Lebensdauer des Targets

Zuverlässige Aussagen zur Verteilung der Energiedeposition im Target setzen eine exakte Simulation von Teilchenerzeugung, Teilchentransport und Energiedepositionsmechanismen voraus. Dies bedingt einen Vergleich der Simulationenergebnisse mit experimentell ermittelten Meßdaten. Da die im Target erzeugte Verteilung der Energiedeposition als Folge von Ionisationsprozessen hochenergetischer, geladener Teilchen hervorgerufen wird, kann die Leistungsdichte im Target über Messung der Ionisationsprozesse bestimmt werden. In früheren Experimenten am COSY (Cooler Synchrotron) in Jülich wurden Energiedepositionsmessungen mit Thermolumineszenz- Detektoren zur Messung des Bragg-Peaks in einem Wasserphantom mit einer Protonenenergie von 175 MeV erfolgreich durchgeführt [14]. Aufgrund dieser Erfahrungen wurde diese Meßmethode weiterentwickelt zur Messung der Energiedeposition in einem Spallationstarget bei Protoneneinschussenergien im GeV- Bereich. Bestrahlt wurde ein Quecksilbertarget mit einer Protonenenergie von 1,2 GeV und ein Bleitarget mit einer Protonenenergie von 0,8 und 1,2 GeV. Für die Messungen wurden Thulium dotierte Calciumfluorid Thermolumineszenz-Detektoren verwendet.

4.1 Physikalische Grundlagen

Beim Durchgang durch Materie verliert ein geladenes Teilchen seine Energie hauptsächlich durch inelastische Streuung an der Atomhülle, bei der die Atome ionisiert werden. Die Bethe-Bloch Formel [15] dient der quantitativen Beschreibung des mittleren Energieverlustes dE eines geladenen Teilchens durch Ionisation auf einer Strecke dx .

$$S = -\frac{dE}{dx} \frac{1}{\rho} = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{4m^2 c^4 \beta^4}{(1-\beta^2) I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta \right] \quad (1)$$

S	Bremsvermögen
K	Konstante=0.307 MeVcm ² mol
Z	Mittlere Kernladungszahl des Mediums
A	Mittlere Atomzahl des Mediums
I	Ionisationspotential
$m_e c^2$	Ruhemasse des Elektrons
z	Ladungszahl des Projektils
β	Geschwindigkeit des Projektils
δ	Dichtekorrektur, für unterschiedliche Phasen (fest, flüssig, gasförmig) des Mediums
ρ	Dichte des Absorbers

Um Rückschlüsse von einer im TL-Detektor gemessenen Dosis auf die Energiedeposition im Spallationstarget ziehen zu können, muß das unterschiedliche Bremsvermögen eines geladenen Teilchens bezogen auf das Material berücksichtigt werden. Für das Bremsvermögen in verschiedenen Materialien mit gleichem Projektil und gleicher Energie läßt sich die Bethe-Bloch Formel vereinfachen:

$$S' = -\frac{dE}{dx} \frac{1}{\rho} = \frac{Z}{A} \ln \left(\frac{1}{I^2} \right) \quad (2)$$

Mit Hilfe des Ionisationspotentials I

$$I = 9,1(1 + 1,9Z^{-\frac{2}{3}})Z \quad (3)$$

und der Bragg' schen Summenformel für Verbindungen

$$\ln(I) = \frac{\sum n_i \ln(I_i)}{\sum n_i} \quad (4)$$

beträgt das Bremsvermögen eines Protons in Quecksilber $S' = -0,0298 \text{ MeVcm}^2\text{g}^{-1}$, in CaF_2 $S' = -0,0475 \text{ MeVcm}^2\text{g}^{-1}$. Zur Umrechnung der Dosis in CaF_2 auf Quecksilber diene der Quotient dieser Bremsvermögen.

$$\frac{S'(Hg)}{S'(CaF_2)} = 0,628 \quad (5)$$

In Abb. 7 sind die Massenbremsvermögen für Protonen im Targetmaterial (Hg) und Detektormaterial (CaF_2) als Funktion der Protonenenergie dargestellt. Man erkennt, daß der Quotient der Massenbremsvermögen von Hg und CaF_2 in dem für die Messungen relevanten Bereich oberhalb von 20 MeV kinetischer Energie der Teilchen gegen einen konstanten Faktor geht. Aufgrund dieses Verhaltens der Funktion kann die im CaF_2 gemessene Dosis auf das Targetmaterial übertragen werden.

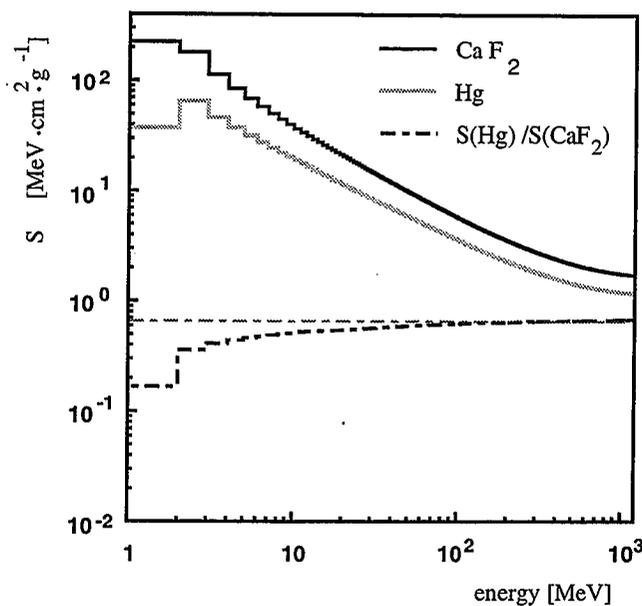


Abbildung 7: Vergleich der Massenbremsvermögen S in CaF_2 und Hg in Abhängigkeit der Protonenenergie.

4.2 Grundlagen der Meßtechnik

Die Thermolumineszenz (TL), thermisch angeregte Lichtemission, ist ein seit langem bekanntes Phänomen. Bereits Boyle hat es 1663 in einem Bericht der Royal Society erwähnt. Die ersten systematischen TL-Untersuchungen wurden 1895 von Wiedemann und Schmidt durchgeführt [16]. In jüngster Zeit haben TL-Detektoren in der Personendosimetrie, Umgebungsüberwachung, aber auch in den Geowissenschaften zur Altersbestimmung weite Verbreitung gefunden.

Der Teilchennachweis in TL-Detektoren beruht darauf, daß in bestimmten Kristallen durch Einwirkung ionisierender Strahlung oder UV-Licht Elektronen ins Leitungsband gehoben werden [17] und von dort zu metastabilen Energiezuständen gelangen. Das Prinzip der Thermolumineszenz (vgl. Abb. 8) kann durch zwei Phasen beschrieben werden [18]:

1. Übergang vom Gleichgewichtszustand in einen angeregten metastabilen Zustand

Aufgrund der Absorption von Energie in Form von ionisierender Strahlung oder UV-Licht kommt es zur Bildung von Elektron-Loch-Paaren im TL-Material. Diese Elektron-Loch-Paare können miteinander wieder rekombinieren oder an metastabilen Haftstellen eingefangen werden.

2. Thermisch stimulierter Übergang zum Gleichgewichtszustand

Wird dem Kristall in Form von Wärme Energie zugeführt, werden die Elektronen und/oder Löcher aus den Haftstellen befreit, diffundieren durch das Kristall und rekombinieren unter Aussendung von Licht. Die Menge der erzeugten Lichtquanten ist der absorbierten Energie proportional.

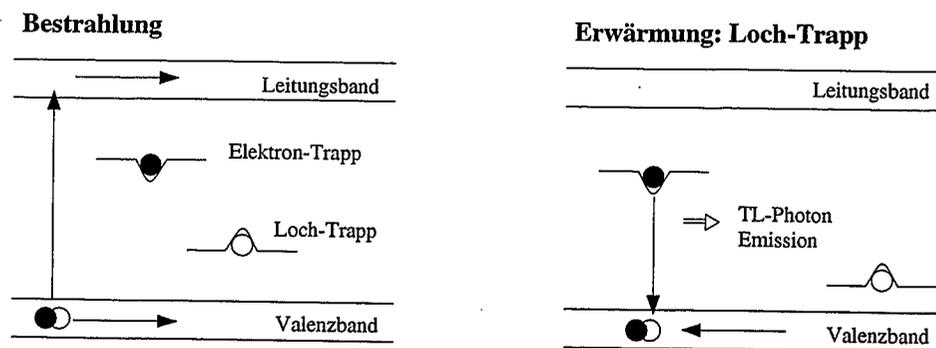


Abbildung 8: Wirkmechanismen der Thermolumineszenz.

Für unterschiedliche Haftstellen wird typischerweise eine andere Energie benötigt, so daß bei verschiedenen Temperaturen Leuchtmaxima auftreten. Die Intensität des TL-Lichtes in Abhängigkeit von der Temperatur wird durch die Glow-Kurve beschrieben. Abb. 9 zeigt die Glow-Kurve der verwendeten Thulium dotierten Calcium-Fluorid (CaF_2)- Detektoren. Die gestrichelte Linie gibt den Temperaturverlauf über der Zeit an, die durchgezogene, grau hinterlegte, die Lichtintensität gemessen in Counts/s. Sie besteht aus vier sich überlappenden Maxima. Peak 1 ist für die Meßtechnik von untergeordneter Bedeutung, da er bei Raumtemperatur einem starken Fading unterliegt, d.h. die Intensität sinkt mit wachsender Zeitdifferenz zwischen

Bestrahlung und Auswertung. Peak 4 wurde bisher noch keiner detaillierten Untersuchung unterzogen. Peak 2 (Niedertemperaturpeak) und Peak 3 (Hochtemperaturpeak) kann meßtechnisch unter Beachtung nachfolgend beschriebener Eigenschaften genutzt werden. Zur Bestimmung der gemessenen Dosis wurden die Maxima des Peaks 3 aus Messung und Kalibrierung ins Verhältnis gesetzt.

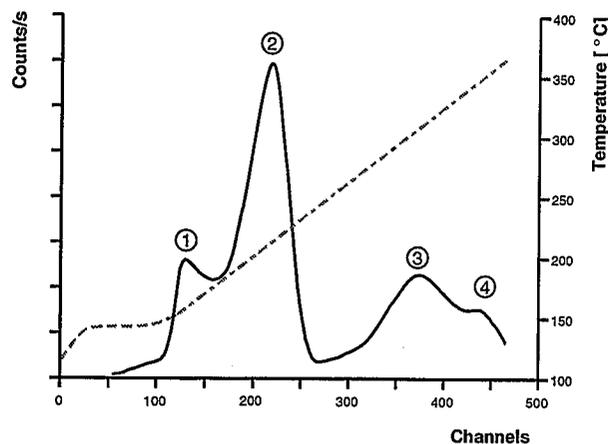


Abbildung 9: Glow-Kurve von CaF_2 -Detektoren. Kanalbreite=0,06 s.

Bei der Verwendung von TL-Detektoren sind zwei wichtige dosimetrische Eigenschaften zu beachten.:

1. Dosislinearität

Der Zusammenhang von absorbierter Dosis und gemessener Lichtintensität ($f_{(D)}$) kann durch die normierte Dosisfunktion beschrieben werden:

$$f_{(D)} = \frac{(F(D)/D)}{(F(D_1)/D_1)} \quad (6)$$

worin $F(D)$ das Lichtsignal für eine bestimmte Dosis D und $F(D_1)$ das Lichtsignal einer niedrigeren Dosis D_1 innerhalb des Linearitätsbereichs ist. Für $f_D=1$ besteht ein linearer Zusammenhang zwischen applizierter Dosis und Lichtsignal. Für die meisten Materialien ist die Dosisfunktion über einen weiten Dosisbereich linear. Zu höheren Dosen zeigt sie jedoch in Abhängigkeit vom TL-Material einen supralinearen Verlauf ($f_D > 1$). Steigert man die applizierte Dosis weiter, geht die Funktion in einen sublinearen Verlauf ($f_D < 1$) über, das bedeutet, die angezeigte Dosis ist kleiner als die tatsächlich applizierte. Der Verlauf der Dosisfunktion für ein bestimmtes TL-Material ist von verschiedenen Faktoren, wie Strahlungsart, -energie und Temperaturverlauf während der

Auswertung abhängig. Hervorzuheben ist insbesondere der Einfluß des linearen Energieübertragungsvermögens (LET) auf das Verhalten der Dosisfunktion, welches das Ionisationsvermögen des Bestrahlungsfeldes beschreibt. Dem beschriebenen Dosiszusammenhang steht der LET-Effekt entgegen, d.h. bei ansteigendem LET sinkt das Lichtsignal. Für Hoch-LET Strahlung verschiebt sich die Dosisgrenze, an der die Supralinearität beginnt zu höheren Dosen.

Nach Herstellerangaben verhalten sich die verwendeten TL-Detektoren im Bereich von 0,01 Gy bis 10 Gy dosislinear. Dieses Verhalten wurde vor Beginn der Messung stichprobenmäßig für den zu erwartenden Dosisbereich von 0,125 bis 5 Gy überprüft. Abb. 10 zeigt für zwei ausgewählte Detektoren die Abhängigkeit des Lichtsignals von der applizierten Dosis.

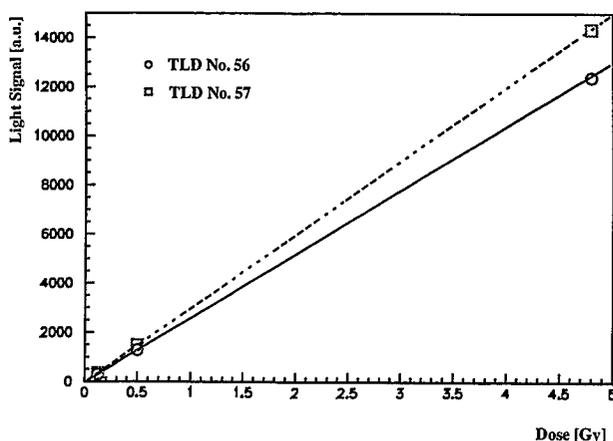


Abbildung 10: Lineare Abhängigkeit des Lichtsignals von der applizierten Dosis für zwei verwendete CaF_2 -Detektoren.

2. Energieabhängigkeit, relative Lichtkonversionsfaktoren

Die Energieabhängigkeit $\eta(E)$ beschreibt die Veränderung des TL-Signals M für eine bestimmte Dosis D in Abhängigkeit von der Energie des applizierten Strahlungsfeldes $(M(E)/D)_i$, bezogen auf das TL-Signal einer Co-60 Quelle $(M(E)/D)_{\text{Co-60}}$ bei gleicher Dosis.

$$\eta(E) = \frac{(M(E)/D)_i}{(M/D)_{\text{Co-60}}} \quad (7)$$

Im Rahmen der vorliegenden Messung ist auf der einen Seite die Energieabgabe von Photonen bei der Kalibrierung, auf der anderen Seite die Energieabgabe der hochenergetischen Teilchen während der Bestrahlung von besonderem Interesse. Frühere Untersuchungen [19] haben gezeigt, daß sich $\eta(E)$ mit zunehmender Teilchenenergie 1 nähert. Oberhalb von 30 MeV ist $\eta(E)$ praktisch

gleich 1. Dieses Verhalten wird wie folgt erklärt. Die durch die γ -Strahlung erzeugten δ -Elektronen haben Energien oberhalb von einigen keV und damit eine große Reichweite im Detektormaterial. Im Gegensatz dazu haben die δ -Elektronen, die durch niederenergetische Protonen erzeugt werden, Energien von 10-200 eV. Da diese erheblich kürzere Reichweiten haben deponieren sie ihre Energie nahe dem Entstehungsort, so daß es zu lokalen Sättigungseffekten kommen kann. Mit zunehmender Protonenenergie wächst auch die Energie der δ -Elektronen, und die Energien sind vergleichbar mit den durch Co-60 Strahlung erzeugten δ -Elektronen.

4.3 Experimenteller Aufbau

Für die Messungen wurden $\text{CaF}_2\text{:Tm}$ - Detektoren der Firma Harshaw mit einer Chipgröße von $0,3 \cdot 0,3 \cdot 0,1 \text{ mm}^3$ verwendet. Diese Detektoren zeichnen sich durch den Hochtemperaturpeak aus, der sich gegenüber Teilchenstrahlung über einen weiten Bereich dosislinear verhält aus. Die Intensität des Niedertemperaturpeaks sinkt mit steigendem LET der Strahlung und zeigt somit eine Dosislinearität nur in γ -Strahlungsfeldern. Der Hochtemperaturpeak hingegen ist in Protonen-, He^{2+} -, Ne^{10+} -, und in π^- -Feldern bis zu einem linearen Energieübertragungsvermögen (\bar{y}_D) von kleiner $30 \text{ keV} \cdot (\mu\text{m})^{-1}$, bzw. $70 \text{ keV} \cdot (\mu\text{m})^{-1}$ dosislinear [20, 21]. Die verwendeten Detektoren sind gegenüber Neutronen nicht sensitiv.

Zur Erzielung reproduzierbarer Ergebnisse müssen die TL-Detektoren immer dem gleichen Verfahren bei Kalibrierung und Messung unterzogen werden. Das Verfahren gliedert sich in den Ausheizvorgang, die Bestrahlung und die Auswertung. Der Ausheizvorgang dient der Beseitigung restlicher angeregter Zustände im TL-Material. Dazu wurden die TL-Detektoren in einem Ausheizofen (Modell 1321, PTW Freiburg) auf eine Temperatur von $400 \text{ }^\circ\text{C}$ erwärmt. Diese Temperatur wurde über eine Stunde gehalten. Anschließend erfolgte eine rasche Abkühlung auf $100 \text{ }^\circ\text{C}$. Diese Temperatur wurde über zwei Stunden gehalten. Unmittelbar nach jedem Ausheizvorgang erfolgte die Bestrahlung. Die Detektoren wurden mittels einer geeichten Co-60 Quelle des Institutes für Medizin FZ-Jülich, bzw. mit einer Cs-137 Quelle der Abteilung Strahlenschutz FZ-Jülich kalibriert. Zur Verminderung statistischer Unsicherheiten wurde jeder TL-Detektor viermal kalibriert, dreimal vor der Bestrahlung an COSY, einmal nach der Bestrahlung.

Die erste Messung wurde im Juni 1998 bei einer Protonenstrahlenergie von $1,2 \text{ GeV}$ an einem Quecksilber-Target durchgeführt. Mit leicht modifiziertem Aufbau wurde die Messung für ein Blei-Target für zwei verschiedene Protonenenergien, $0,8 \text{ GeV}$ und $1,2 \text{ GeV}$ wiederholt. Abb. 11 zeigt den Aufbau des Quecksilber-Targets und die Position der Detektoren. Das Hg-Targetmaterial befand sich in Containern von 15 cm Durchmesser verschiedener Dicke. Die erste Scheibe hatte eine Dicke von $1,35 \text{ cm}$, es folgte eine mit $2,1 \text{ cm}$ und dann mehrere Scheiben mit ungefähr 5 cm

Dicke. Die Gesamtlänge des Targets betrug 35,7 cm (vergl. Tab. 3). Die Reichweite von 1,2 GeV Protonen beträgt in Hg 58 cm, in Pb 70 cm, die der 0,8 GeV Protonen in Pb 40 cm. Das bedeutet, die Protonen wurden nicht im Target gestoppt.

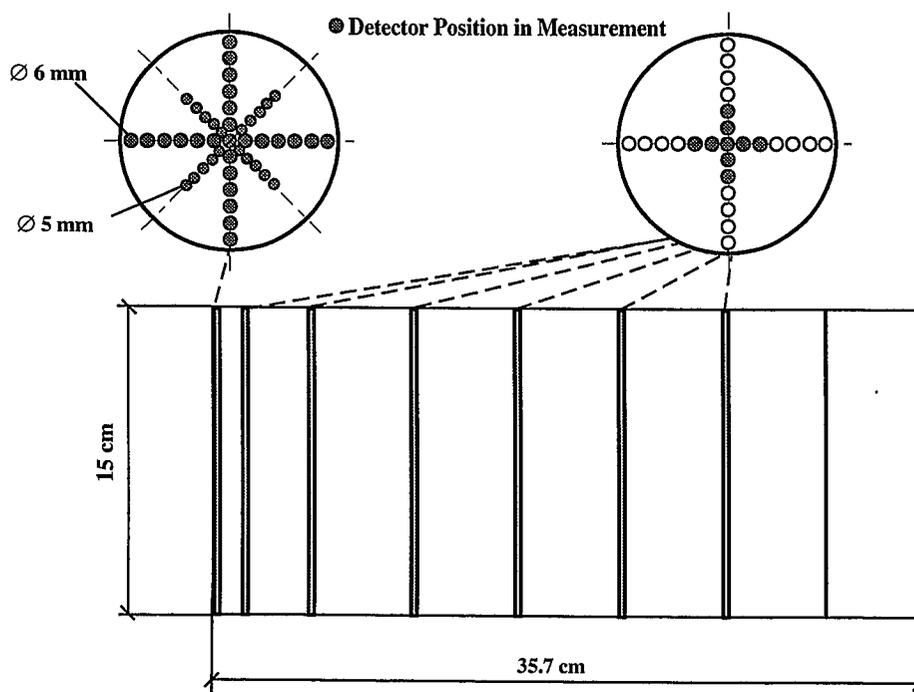


Abbildung 11: Geometrie des Quecksilber-Targets.

Die Detektoren wurden mittels einer 1mm dicken Edstahlscheibe zwischen den Targetsegmenten positioniert. Die erste Scheibe, unmittelbar vor dem Target wurde mit 13 TL-Detektoren entlang der vertikalen und horizontalen Achse bestückt. Zusätzlich wurden 10 TL-Detektoren unter einem Winkel von 45° zu diesen Achsen positioniert. Über diese Verteilung der Detektoren sollte das Profil des Protonenstrahls gemessen werden, da dieses die Verteilung der Energiedeposition im Target entscheidend beeinflusst und daher in nachfolgenden Modellrechnungen Verwendung findet. Alle weiteren Scheiben wiesen nur eine vertikale und horizontale Verteilung der Detektoren auf. In zwei weiteren Experimenten wurde der Aufbau bei den nachfolgenden Messungen leicht modifiziert. Als Target wurde Blei verwendet, da die einzelnen Segmente mit höherer Maßgenauigkeit gefertigt waren. Die Targetlänge betrug 35 cm. Weiterhin wurde eine andere TL-Detektorenhalterung eingesetzt (vgl. Abb. 12), die eine höhere Auflösung des Strahl-Profiles erlaubte. Erste Auswertungen der Bestrahlung des Quecksilber-Targets hatten gezeigt, daß die Beamintensität durch Verteilungsfunktionen nur angenähert werden kann (vgl. Kap. 4.5 auf Seite 25).

Position	Container- Wandstärke [cm]	Target-Segment Hg [cm]	Target-Segment Pb [cm]
1	2 · 0,5	1,35	1
2	2 · 0,5	2,10	2
3	2 · 1,0	5,30	2
4	2 · 1,0	5,15	5
5	2 · 1,0	5,10	5
6	2 · 0,5	5,10	10
7	2 · 1,0	5,47	10
8	2 · 1,0	5,43	-
Targetlänge		35,7	35

Tabelle 3: Aufbau des Quecksilber- und Blei- Targets.

Die quadratischen Löcher mit einer Kantenlänge von 0,35 cm erlaubten bei den nachfolgenden Messungen eine genauere horizontale und vertikale Fixierung der Detektoren. Auf der ersten Scheibe wurde ein Feld von $1,4 \cdot 1,4 \text{ cm}^2$ mittig zum Target mit 49 Detektoren belegt. Da im Vorfeld einer Messung die Größe und Lage des Strahl-Profiles nicht bekannt ist, wurden zusätzliche Detektoren auf der Horizontalen und Vertikalen, sowie der 45° -Achse positioniert. Die erste Scheibe war mit 73, alle folgenden mit 33 TL-Detektoren bestückt.

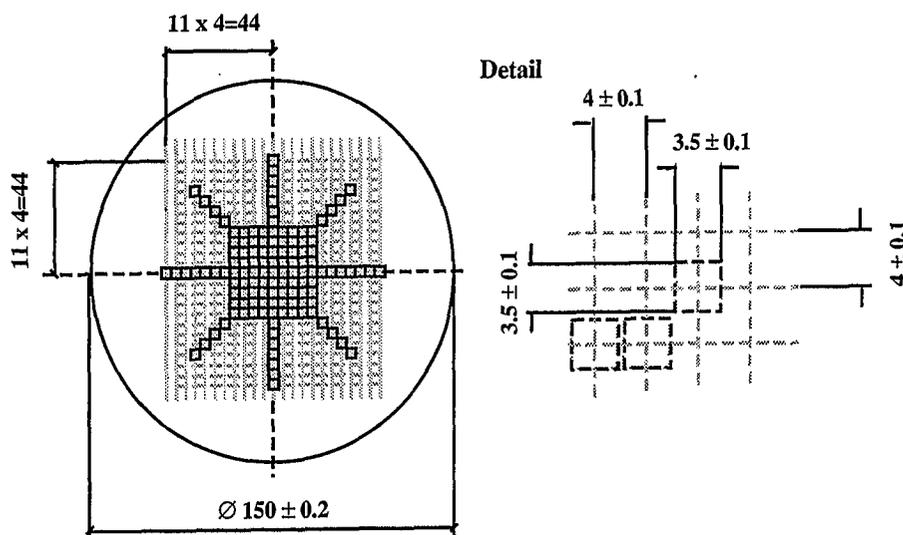


Abbildung 12: TL-Detektoren Halterung für die Messungen am Pb-Target (Maßangaben in mm).

Target	Protonenenergie [GeV]	Meßzeit [min]	p_{Σ} [p]	\bar{p} [$ps^{-1}spill^{-1}$]	a [m]
Hg	1,2	514	$2 \cdot 10^8$	$2,6 \cdot 10^5$	3,37
Pb	0,8	109	$6,5 \cdot 10^9$	$1,1 \cdot 10^6$	5,30
Pb	1,2	245	$10 \cdot 10^9$	$7,2 \cdot 10^5$	5,30

Tabelle 4: Parameter der Messungen.

Den experimentiellen Aufbau des gesamten Experimentes zeigt Abb: 13, wobei der Abstand a zwischen Focus des Strahls (Mittelpunkt BNB) zum Target variierte. Die Anzahl der Protonen wurde bei allen Messungen über den Startdetektor S1 des NESSI-Experimentes, sowie über einen weiteren Szintillationszähler S10 bestimmt. Eine Übersicht über diese Parameter gibt Tab. 4, wobei p_{Σ} die über die Meßzeit aufsummierte Anzahl der Protonen, gemessen mit S1 und \bar{p} die durchschnittliche Anzahl der Protonen pro Sekunde im Protonenpuls (Spill) angibt.

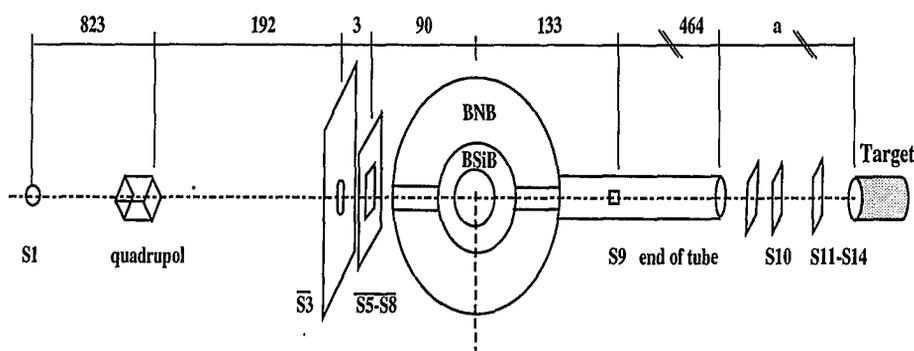


Abbildung 13: Aufbau des Experiments (Maßangaben in mm).

4.4 Modelle zur Simulation der Energiedeposition

Die Berechnungen der Energiedeposition im Spallationstarget wurden mit Hilfe des HERMES-Code System (vgl. Kap. 3) durchgeführt. Zur vollständigen Erfassung des Energiedeposition wurden die Programme HETC (High Energy Transport Code), NDEM (Nucleus De-Excitation Module) und EGS (Electron-Gamma-Shower-Code) angewendet. Alle drei Programme dienen der Beschreibung der Teilchenflüsse im untersuchten System und sind über das HERMES-System (High Energy Radiation Monte-Carlo Transport Elaborate System) mittels standardisierter Datensätze (Submission-files) verknüpft. Die Geometriebeschreibung des Spallationstargets wurde mit Hilfe des Programms CG (Combinatoriel Geometry) realisiert.

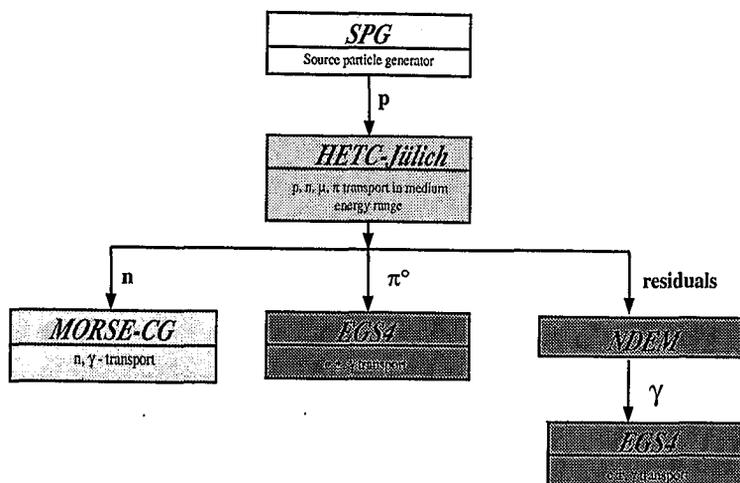


Abbildung 14: Angewandte Simulationsprogramme zur Berechnung der Energiedeposition.

Abb. 14 verdeutlicht die angewandte Verfahrensweise. Das SPG-Programm (Source Particle Generator) dient der Erzeugung der Protonenintensitätsverteilung, die über submission-files ins HETC eingelesen wird. Dort wird der Energieverlust folgender Teilchenarten behandelt: primäre und sekundäre Protonen, Deuteronen, Tritonen, Neutronen ≥ 20 MeV, geladene Pionen, geladene Myonen und die Recoilenergie der Kerne. Die Option elastische Streuung und Kleinwinkelstreuung wurde berücksichtigt. Man erhält das Ergebnis in der Einheit MeV/Primärproton. Die Behandlung der niederenergetischen Neutronen erfolgte im MORSE. Die benötigten Wirkungsquerschnitte für mögliche Wechselwirkungen (Streuung, Einfang, Spaltung) wurden der MATXS11-Library [22], basierend auf ENDF/B-6 Daten entnommen. Da es sich bei Neutronen um indirekt ionisierende Strahlung handelt, müssen die ermittelten Teilchenflüsse mit den entsprechenden KERMA-Faktoren (Kinetic Energy Release per unit Mass) gefaltet werden. Der Zerfall der ungeladenen Pionen in zwei hochenergetische Gammas wird im EGS behandelt. Die nach der Evaporation verbleibenden angeregten Restkerne gehen über γ -Emission in den Grundzustand über. Dieser Prozess wird über das Programm NDEM beschrieben. Der Energieverlust dieser Photonenstrahlung wurde ebenfalls über EGS ermittelt.

4.5 Beschreibung der Intensitätsverteilung im Protonenstrahl

Betrag und örtliche Verteilung der Energiedeposition im Dicktarget werden bestimmt durch Intensitätsverteilung des Protonenstrahls in der Querschnittsfläche. Um die Messung der Energiedeposition im Target mit der Simulation vergleichen zu können, mußte die während der Messungen über den Beschleuniger erzeugte Protonenintensitätsverteilung ermittelt werden. Dazu diente eine mit TL-Detektoren bestückte TL-Halterung unmittelbar vor dem Target. Die mit Hilfe dieser Detekto-

ren gemessene Energiedeposition ist direkt proportional zu der jeweils am Detektor vorhandenen Intensität des Protonenstrahls, da ein monoenergetischer Protonenstrahl vorliegt und damit jedes der auf den Detektor auftreffenden Protonen den gleichen Energieverlust im Detektormaterial erfährt.

In der ersten Bestrahlung am Quecksilber-Target mit 1,2 GeV Protonen war die TL-Halterung vor dem Target mit insgesamt 33 Detektoren entlang der horizontalen (x-Achse), vertikalen (y-Achse) und den 45°-Achsen bestückt (vgl. Abb. 11 auf Seite 22). Die diskreten Meßwerte auf der x- und y Achse wurden genutzt zur Erzeugung einer kontinuierlichen gaußverteilten Intensitätsverteilung. Mit Hilfe des Graphikprogramms Physics Analysis Workstation (PAW) [23] konnten die Meßwerte über eine Gaußfunktion mit einer Standardabweichung von $\sigma_{(x)}=0,56$ cm für die x-Achse, bzw. $\sigma_{(y)}=1,16$ für die y-Achse angenähert werden (vgl. Abb. 15). Das Koordinatensystem liegt mittig zum Target auf Strahlachse.

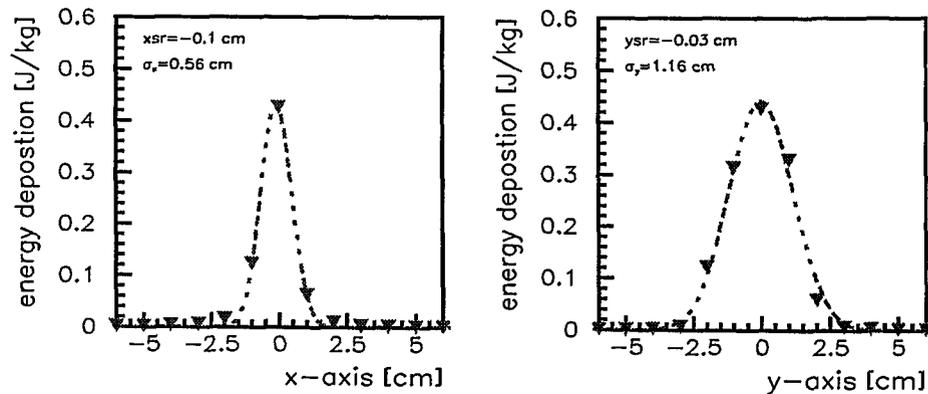


Abbildung 15: Verteilung der gemessenen horizontalen und vertikalen Energiedeposition (Dreiecke) auf der ersten Scheibe des Quecksilber-Targets, gefittet mit einer Gaußfunktion (gestrichelte Linie). σ_x/σ_y gibt die Standardabweichung der Gaußfunktion in x-, bzw. y-Richtung an, x_{sr}/y_{sr} die Verschiebung des Maximums in x-, bzw. y-Richtung.

Die Meßwerte der x-Achse und y-Achse stimmten gut mit den jeweiligen Werten der Gaußfunktion überein. Es wurde angenommen, daß sich die Intensitätsverteilung in der xy-Ebene als Superposition der beiden Gaußverteilungen darstellen läßt in der Form:

$$f_{(x,y)} = a f_{(x)} f_{(y)} \quad (8)$$

so daß:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f_{(x,y)} dx dy = 1 \quad (9)$$

Mit den Parametern der Gaußfunktion über die x - und y -Meßwerte ($\sigma_{(x)}=1,16$ cm, $\sigma_{(y)}=0,56$ cm) erhält man für die 45° -Achsen $\sigma_{(x,y=|x|)}=0,71$ cm. Zur Prüfung dieser Annahme dienten die auf den 45° -Achsen gemessenen Werte, die der angenommenen Funktion folgen mußten.

Abb. 16 zeigt den Vergleich der Meßwerte auf den 45° -Achsen (a. für die 45° -Achse, die im zweiten Quadranten beginnt und im vierten endet und b. für die 45° -Achse, die im dritten Quadranten beginnt und im ersten endet), sowie eine über diese Meßwerte gefittete Gaußfunktion als gestrichelte Linie und den Funktionsverlauf von $f_{(x,y=|x|)}$ als durchgezogene Linie. Der Koordinatenursprung wurde in das Maximum der gefitteten Gaußfunktion über die x - und y -Meßwerte transformiert.

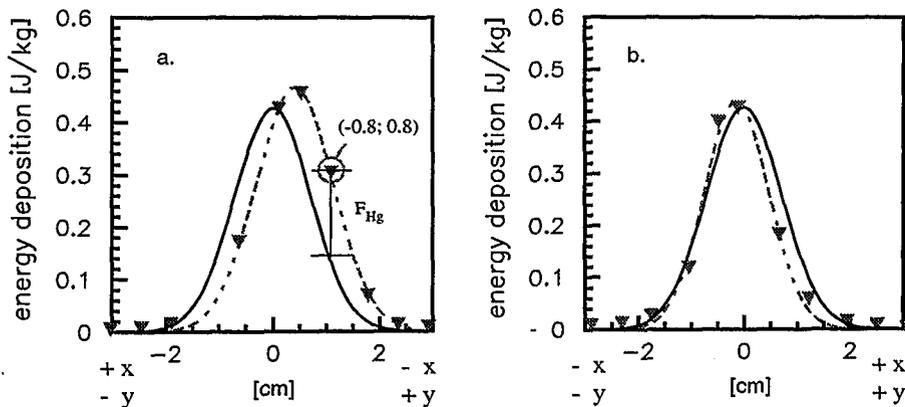


Abbildung 16: Vergleich der Meßwerte (Dreiecke) auf den 45° -Achsen und des angenommenen Funktionsverlaufes $f_{(x,y=|x|)}$ (durchgezogene Linie) für die Bestrahlung des Quecksilber-Targets mit 1,2 GeV Protonen. Erläuterungen siehe Text.

Man erkennt, daß die TL-Detektoren auf den 45° -Achsen Abweichungen von der Funktion $f_{(x,y=|x|)}$ insbesondere hinsichtlich des Maximums aufweisen. Die Standardabweichung der Gaußfunktion über die Meßwerte der 45° -Achse, die im zweiten Quadranten beginnt und im vierten endet (vgl. Abb. 16 a.), stimmt gut mit dem errechneten Wert überein ($\sigma_{(II-IV)}=0,73$ cm, $\sigma_{(x,y=|x|)}=0,71$ cm). Die Standardabweichung der Gaußfunktion über die Meßwerte, die im dritten Quadranten beginnt und im ersten endet, weicht um 16 % vom errechneten Wert ab ($\sigma_{(III-I)}=0,6$ cm). Sie ist um -0,14 cm gegenüber $f_{(x,y=|x|)}$ verschoben.

Für den Meßpunkt $x=-0,8$, $y=0,8$ wurde exemplarisch die Größe des daraus resultierenden Fehlers F_{Hg} aus Messung und angenommenem Gaußfit dargestellt. Bezogen auf diesen Meßwert weist die angenommene Funktion $f_{(x,y=|x|)}$ einen prozentualen Fehler von 63% auf. Die Abweichung der Meßwerte gegenüber der angenommenen Funktion $f_{(x,y=|x|)}$ wird hauptsächlich durch die Verschiebung des Maximum um 0,4 cm in Richtung des vierten Quadranten hervorgerufen. Diese Abweichung liegt

jedoch im Rahmen der Meßgenauigkeit, die sich aus der Lage der TL-Detektoren in der Messung ergibt. Unter diesem Aspekt konnte die oben genannte Näherung in der Simulation verwendet werden.

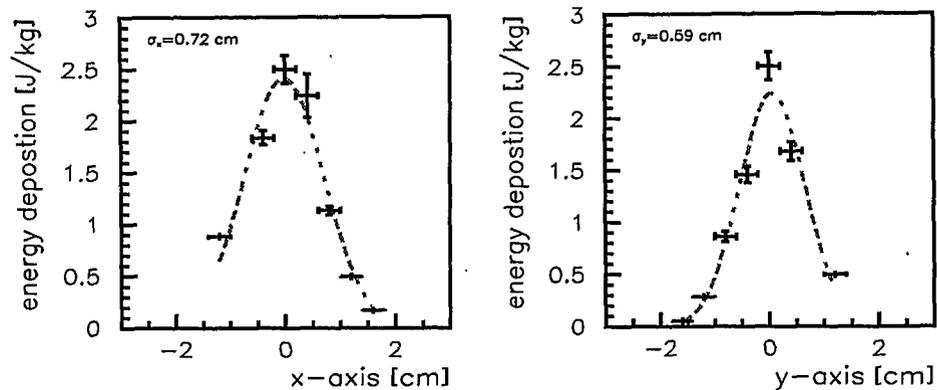


Abbildung 17: Gemessenes Strahl-Profil der Bestrahlung des Blei-Targets mit 1,2 GeV Protonen auf der x- und y-Achse, gefittet mit einer Gaußfunktion (gestrichelte Linie). σ_x/σ_y gibt die Standardabweichung der Gaußfunktion in x-, bzw. y-Richtung an.

In den nachfolgenden Bestrahlungen des Blei-Targets konnte mit der neuen TLD-Halterung (vgl. Abb. 12 auf Seite 23) eine höhere räumliche Auflösung der Intensitätsverteilung des Protonenstrahls erreicht werden.

Das beschriebene Verfahren, Erzeugung einer interpolierten Gaußfunktion über die Meßdaten der x- und y-Achse und Übertragung der angenommenen Funktionsparameter auf die 45°-Achsen, wurde ebenfalls auf die Bestrahlung des Blei-Targets mit 1,2 GeV Protonen angewendet (vgl. Abb. 17 und 18).

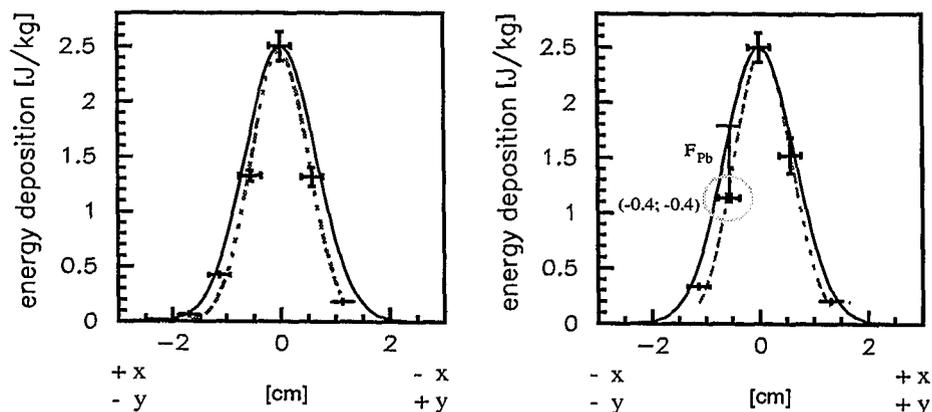


Abbildung 18: Vergleich der Meßwerte auf den 45°-Achsen und des angenommenen Funktionsverlaufes $f_{(x,y=|x|)}$ (durchgezogene Linie) für die Bestrahlung des Blei-Targets mit 1,2 GeV Protonen. Erläuterungen siehe Text.

Das Maximum des gemessenen Strahl-Profiles lag außerhalb des Koordinatenursprungs bei $y=0,4$ cm und $x=-0,4$ cm. Abb. 17 zeigt die Meßwerte auf der x-

und y-Achse, sowie die Näherung mittels einer Gaußfunktion. Der Nullpunkt des Koordianationsystems ist in das Maximum des Strahl-Profils gelegt. Die Gaußfunktionen über die Meßwerte der x- und y-Achsen werden durch $\sigma_{(x)}=0,72$ cm, $\sigma_{(y)}=0,59$ cm beschrieben. Mit diesen Parametern erhält man für die Funktion $f_{(x,y=|x|)}$ ein $\sigma_{(x,y=|x|)}$ von 0,65 cm.

Im Vergleich dazu beträgt die Standardabweichung der Gaußverteilung über die gemessenen Werte der 45°-Achsen 0,52 für $\sigma_{(II-IV)}$, bzw. 0,53 für $\sigma_{(III-I)}$, ist also auf beiden 45°-Achsen kleiner als die angenommene (vgl. Abb. 18). Aufgrund des steilen Gradienten der Funktionen kann der Fehler beträchtlich werden. Der prozentuale Fehler F_{PB} des Meßwertes auf der Position $x=-0,4$ $y=-0,4$ beträgt 49,7%. Gleichzeitig erkennt man jedoch, daß die Intensitätsverteilung des Protonenstrahls während dieser Bestrahlung über die mittig liegenden TL-Detektoren (die eine Fläche von $2,8 \cdot 2,8$ cm² belegen) vollständig erfaßt werden konnte. Dies ermöglichte eine theoretische Analyse, welche exakt die gemessene Intensitätsverteilung des Protonenstrahlprofils nachbildet.

Mit Hilfe des Programms SPG (Source Particle Generator), implementiert im HERMES, kann eine beliebige Quellverteilung erzeugt werden und über Submissionfiles im HETC oder MC4 eingelesen werden. Im vorliegenden Fall wurden die Daten in eine xyz-Matrix umgewandelt. Die Vektoren x und y beschreiben die räumliche Lage der TL-Detektoren, z ist gleich der gemessenen Dosis und entspricht damit dem statistischen Gewicht des durch x und y aufgespannten Feldes. Man erhält eine Intensitätsverteilung in Form einer Treppenfunktion.

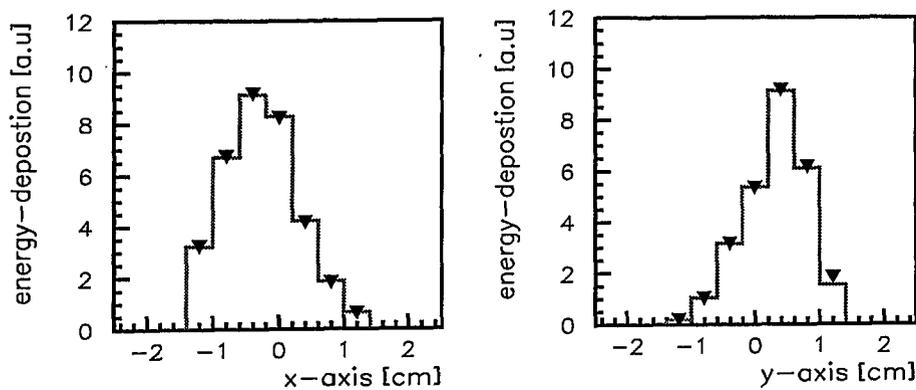


Abbildung 19: Gemessenes (Dreiecke) und mit SPG simuliertes (durchgezogene Linie) Strahl-Profil der Bestrahlung des Blei-Target mit 1,2 GeV Protonen.

In Abb. 19 ist die gemessene Intensitätsverteilung (ausgefüllte Dreiecke) für die Bestrahlung des Blei-Targets mit 1,2 GeV Protonen auf der x- und y-Achse und die mit SPG simulierte Intensitätsverteilung der primären Protonen (durchgezogene Linie) dargestellt. Simulierte und gemessene Intensitätsverteilung stimmen erwartungsgemäß überein. Anders stellte sich dies für die Bestrahlung des Blei-Targets

mit 0,8 GeV Protonen dar. Die Verteilung des Protonenstrahl besaß im Vergleich zu den vorangegangenen Messungen ein breiteres Strahlprofil, das nur teilweise über die Fläche von $2,8 \cdot 2,8 \text{ cm}^2$ der mittig liegenden Detekoren erfaßt werden konnte.

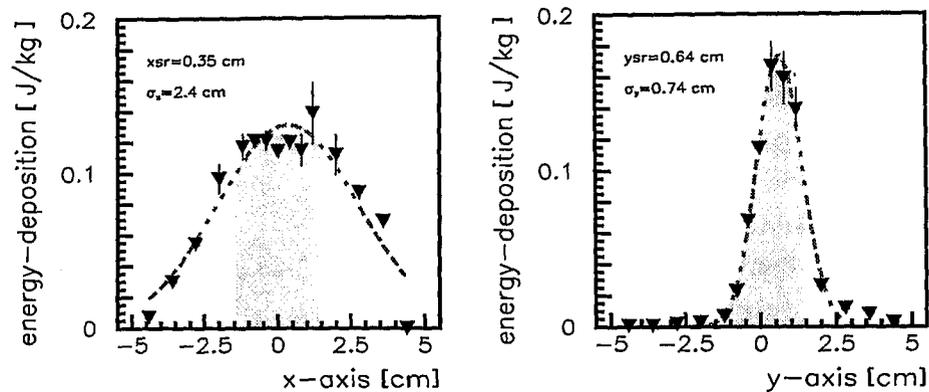


Abbildung 20: Gemessene Energiedeposition der Bestrahlung des Blei-Targets mit 0,8 GeV Protonen für $y=0$, bzw. $x=0$ auf der ersten Scheibe vor dem Target (normiert auf das Targetmaterial), gefittet mit einer Gaußfunktion (gestrichelte Linie). σ_x/σ_y gibt die Standardabweichung der Gaußfunktion in x-, bzw. y-Richtung an, x_{sr}/y_{sr} die Verschiebung des Maximums in x-, bzw. y-Richtung.

In Abb. 20 ist die gemessene Intensitätsverteilung des Protonenstrahl integriert über die Meßzeit dargestellt. Die graue Fläche unter der Kurve kennzeichnet den Bereich, der nahezu flächendeckend mit TL-Detekoren belegt war, folgend als Kernbereich bezeichnet.

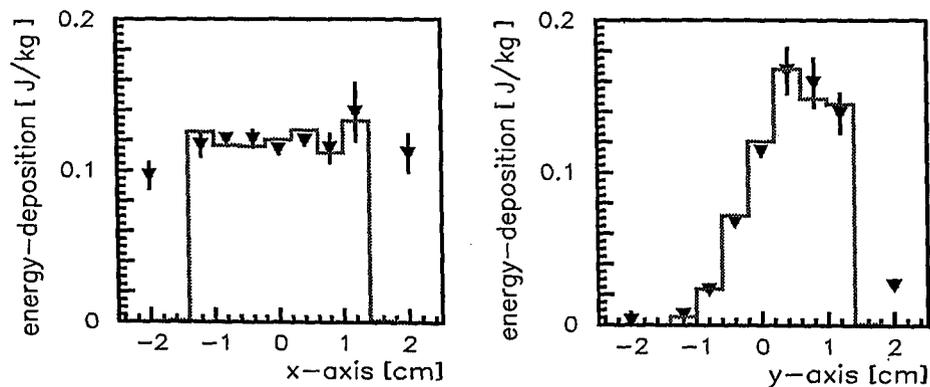


Abbildung 21: Gemessene (Dreiecke) und mit SPG simulierte Energiedeposition (durchgezogene Linie) der Bestrahlung des Blei-Targets mit 0,8 GeV Protonen auf der ersten Scheibe vor dem Target, normiert auf das Targetmaterial.

Die beste Simulation der Intensitätsverteilung im Bereich der Maxima lieferte wiederum erwartungsgemäß SPG, unter Verwendung der Meßwerte des Kernbereiches. Dabei wurde jedoch der Anteil der Intensitätsverteilung außerhalb des Kernbereiches vernachlässigt. Dies führt in der Simulation zu einer Überschätzung der Energiedeposition, so daß das Ergebnis renormiert werden mußte. Dazu wur-

de der Flußanteil einer aus den Meßwerten gefitteten angenommene gaußverteilten Intensitätsverteilung (vgl. Abb. 21) innerhalb des Kernbereich ermittelt. Die so gewonnen Intensitätsverteilungen des Protonenstrahlprofils wurden im folgendem für die Modellsimulationen als Quelle verwendet.

5 Ergebnisse der Experimente zur Energiedeposition und Vergleich mit Monte- Carlo Simulationen

Der Verlauf der Energiedeposition entlang der Strahlachse wird im wesentlichen durch die Wechselwirkung primärer und sekundärer Protonen bestimmt. In der Simulation kann zwischen primären und sekundären Protonen unterschieden werden.

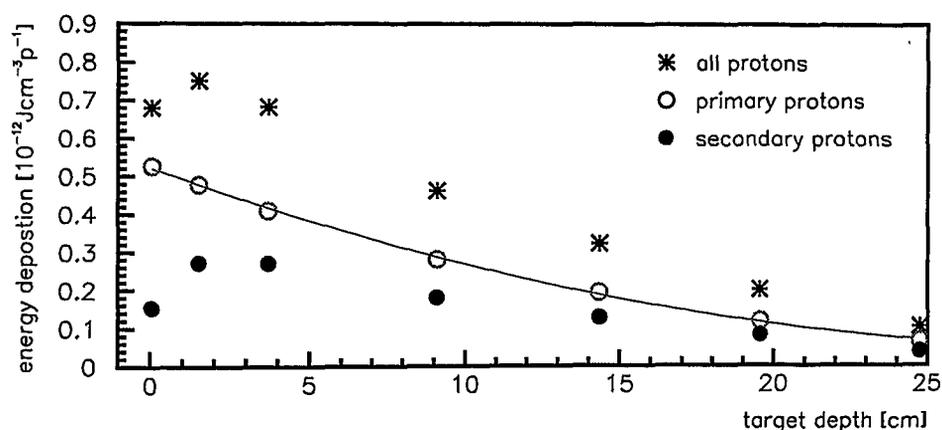


Abbildung 22: Berechnete Beiträge der primären und sekundären Protonen zur Energiedeposition.

Primäre Protonen, definiert als diejenigen Strahlprotonen, die keine inelastische Wechselwirkung erfahren haben, werden nach einer inelastischen oder quasiinelastischen Reaktion mit den Targetkernen definitionsgemäß zu sekundären Protonen. Gleichzeitig werden aus dem Kern Protonen emittiert, die ebenfalls als sekundäre Protonen bezeichnet werden. Abb. 22 zeigt exemplarisch die durch primäre und sekundäre Protonen verursachte Energiedeposition, sowie den Beitrag aller Protonen. Die Ergebnisse sind auf $10^{-12} \text{Jcm}^{-3} \text{p}^{-1}$ normiert, bezogen auf das Targetmaterial Quecksilber. Der Verlauf der Energiedeposition durch primäre Protonen hat bei $z=0$ ihr Maximum und nimmt exponentiell ab. Er wird bestimmt durch

- die mittlere freie Weglänge für inelastische Reaktionen, die nur vom Targetmaterial abhängt
- den Energieverlust und
- die Strahlaufweitung

der primären Protonen im Targetmaterial.

Die Energiedeposition durch sekundäre Protonen zeigt zunächst einen Anstieg auf ein Maximum und im weiteren Verlauf ebenfalls eine Abnahme. Der Anstieg wird durch die in Spallationsprozessen emittierten Protonen verursacht. Die aus

der Evaporation isotrop emittierten, niederenergetischen Protonen tragen wesentlich zur Energiedeposition bei, da ihr Beitrag aufgrund eines wachsenden Energieverlustes dE/dx mit abnehmender Teilchenenergie wächst. Für $z=0$ beträgt der Anteil der Energiedeposition durch sekundären Protonen an der gesamten Energiedeposition 20%. Der Punkt $z=0$ bezieht sich auf die TLD-Halterung vor dem Target. Im weiteren Verlauf wächst dieser Anteil auf 40%.

5.1 Axialer Verlauf der Energiedeposition

Der Verlauf der Energiedeposition über die z -Achse kann durch die folgenden Merkmale beschrieben werden:

1. Der Betrag der Energiedeposition im Strahleintrittsfenster eines Targets, der als thermische Belastung bei der Auslegung des Containments berücksichtigt werden muß
2. Betrag und Position des Maximums, sowie der prozentuale Anstieg der Energiedeposition im Targetmaterial, da diese Parameter den Druckgradienten im Quecksilber bestimmen.
3. Abnahme der Energiedeposition entlang der z -Achse des Targets

Die erste Position ($z=0$) gibt die Energiedeposition normiert auf Edelstahl in $10^{-12} \text{Jcm}^{-3}\text{p}^{-1}$ im Strahleintrittsfenster an. Alle weiteren Ergebnisse wurden auf das Targetmaterial Quecksilber, bzw. Blei normiert. In der Simulation wurden die Beiträge von Protonen, Deuteronen, Tritonen, Helium, Pionen, Myonen, Restkernen, sowie der Anregungsenergie nach der Verdampfung (excitation) zur Energiedeposition berücksichtigt (vgl. Kap. 5.3 auf Seite 43). Da die verwendeten TL-Detektoren keine Sensitivität gegenüber Neutronen besitzen, wurde dieser Beitrag zur Energiedeposition im Vergleich von Messung und Simulation nicht berücksichtigt.

Abb. 23 zeigt den Verlauf der gemessenen und simulierten Verteilung der Energiedeposition für die Position $x=0$ $y=0$ entlang der z -Achse des Quecksilber-Targets, bestrahlt mit 1,2 GeV Protonen. Die dreieckigen Markierungen kennzeichnen die Meßwerte, die runden die simulierten Ergebnisse. Für die Energiedeposition im Strahleintrittsfenster beträgt der Meßwert $0,45 \cdot 10^{-12} \text{Jcm}^{-3}\text{p}^{-1}$. Das Maximum der gemessenen Energiedeposition von $0,94 \cdot 10^{-12} \text{Jcm}^{-3}\text{p}^{-1}$ liegt in einer Targettiefe von 1,5 cm. Die Simulation stimmt gut mit der Messung überein. Sowohl die Energiedeposition im Strahleintrittsfenster als auch die maximale Energiedeposition im Target werden im Rahmen der Meßungenauigkeiten gut durch die Simulation dargestellt.

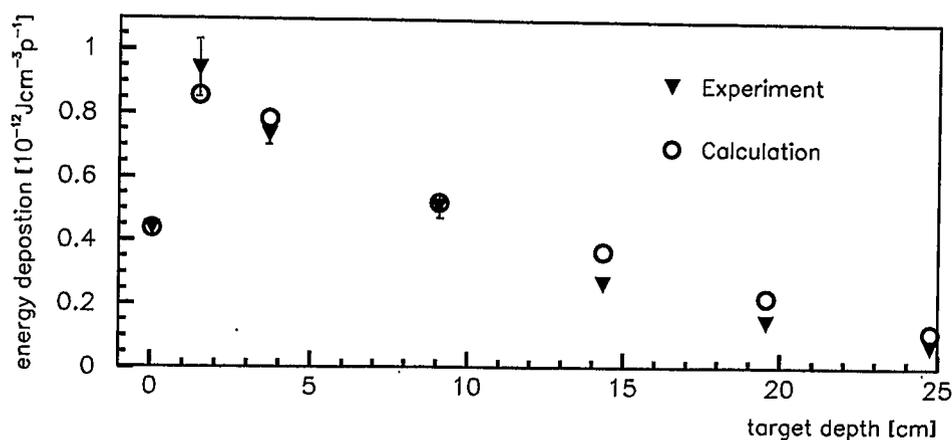


Abbildung 23: Verteilung der Energiedeposition für die Position $x=0$ $y=0$ entlang der z -Achse des Quecksilber- Targets, bestrahlt mit 1,2 GeV Protonen.

Mit zunehmender Targettiefe wird der Betrag der Energiedeposition in der Simulation leicht überschätzt. Eine Übersicht über die Ergebnisse des Experimentes (Exp.) und der Simulation (Calc.), sowie die Abweichungen der Simulation bezogen auf das Experiment (Calc./Exp.) gibt Tab. 5.

Targetmaterial Hg, Protonenenergie von 1,2 GeV				
Targetposition z-Achse [cm]	Exp.		Calc.	Calc./Exp.
	Energiedeposition [10 ⁻¹² Jcm ⁻³ p ⁻¹]	Fehler [%]	Energiedeposition [10 ⁻¹² Jcm ⁻³ p ⁻¹]	
0,05*	0,45	5,6	0,44	0,98
0,05**	0,77	5,6	0,76	0,98
1,50	0,94	8,9	0,86	0,91
3,70	0,73	3,8	0,78	1,07
9,15	0,51	7,9	0,52	1,02
14,35	0,27	2,6	0,37	1,37
19,55	0,15	6,9	0,22	1,46
24,75	0,07	8,6	0,11	1,57

Tabelle 5: Ergebnisse der Messung (Exp.) und der Simulation (Calc.) der Energiedeposition für die Position $x=0$ $y=0$ entlang der z -Achse des Quecksilber- Targets, bestrahlt mit 1,2 GeV Protonen.

* Normiert auf Edelstahl ** Normiert auf Quecksilber.

Die Zuverlässigkeit der Simulation wurde einem zweiten Test unterzogen. Im Oktober 1999 wurden zwei weitere Bestrahlungen durchgeführt. Bestrahlt wurde ein zylinderförmiges Bleitarget (Durchmesser 15 cm, Länge 35 cm) mit 1,2 GeV und 0,8 GeV Protonen. Die zeitliche Mikrostruktur des Primärprotonenpulses während

der Bestrahlungen des Blei-Targets im Vergleich zur Bestrahlung des Quecksilber-Target erforderte eine Totzeitkorrektur. In den Ergebnissen der Simulation wurde eine Totzeit des Startdetektors S1, mit dessen Hilfe die Anzahl der primären Protonen bestimmt wurde, von 50 ns berücksichtigt (vgl. Anhang). Die Bestrahlung des Blei-Targets mit 1,2 GeV Protonen liefert qualitativ ähnliche Ergebnisse wie die vorangegangene Bestrahlung des Hg-Targets mit 1,2 GeV Protonen. Abb. 24 zeigt die Verteilung der Energiedeposition entlang der z -Achse im Maximum der Intensitätsverteilung des primären Protonenstrahls dieser Bestrahlung.

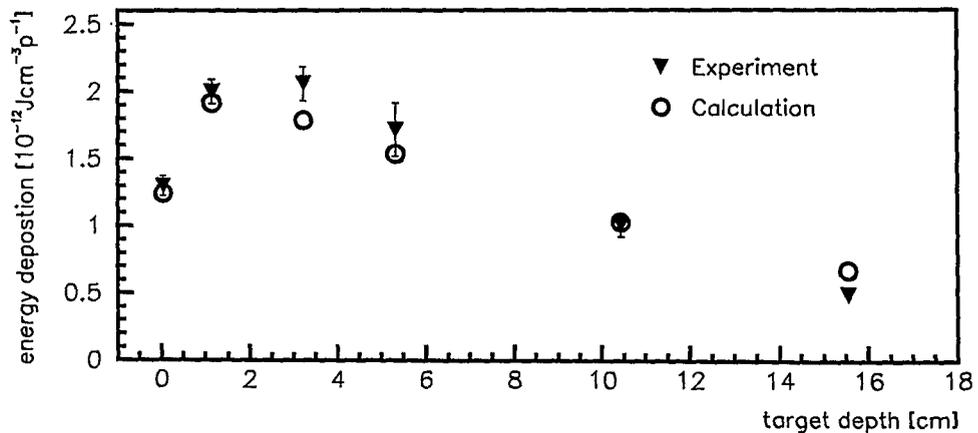


Abbildung 24: Verteilung der Energiedeposition für die Position $x=-0,4$ $y=0,4$ entlang der z -Achse des Blei-Targets, bestrahlt mit 1,2 GeV Protonen. Dreieckige Symbole geben die Meßergebnisse, runde Symbole die Ergebnisse der Simulation an.

Mit zunehmender Targettiefe zeigen Simulation und Experiment einige Unterschiede im Verlauf der Energiedeposition.

- Im Experiment wird das Maximum der Energiedeposition entlang der z -Achse des Targets bereits innerhalb der ersten 1,15 cm Targettiefe erreicht. Die Ergebnisse der Messungen lassen jedoch vermuten, daß das Maximum der Energiedeposition zwischen 1,15 cm und 3,25 cm lokalisiert ist, da die Beträge für beide Meßpunkte unter Berücksichtigung des Meßfehlers gleich sind (vgl. Tab. 6).
- Im weiteren Verlauf fällt die gemessene Energiedeposition schneller als die simulierte ab.

Targetmaterial Pb, Protonenenergie von 1,2 GeV				
Targetposition z-Achse [cm]	Exp.		Calc. Energiedeposition [$10^{-12}\text{Jcm}^{-3}\text{p}^{-1}$]	Calc./Exp.
	Energiedeposition [$10^{-12}\text{Jcm}^{-3}\text{p}^{-1}$]	Fehler [%]		
0,05*	1,29	5,3	1,24	0,96
0,05**	1,86	5,3	1,79	0,96
1,15	2,00	4,4	1,91	0,96
3,25	2,06	6,0	1,78	0,86
5,35	1,72	11,1	1,54	0,90
10,45	1,00	7,9	1,03	1,03
15,55	0,49	3,0	0,67	1,37

Tabelle 6: Ergebnisse der Messung (Exp.) und der Simulation (Calc.) der Energiedeposition für die Position $x=-0.4$ $y=0.4$ parallel zur Targetachse, bestrahlt mit 1,2 GeV Protonen. * Normiert auf Edelstahl ** Normiert auf Quecksilber.

Die Beträge der gemessenen und simulierten Energiedeposition zeigen für die ersten Meßpositionen ($z=0$ und $z=1,15$) eine gute Übereinstimmung. Die Abweichung der Simulation von der Messung liegt im Bereich der Meßfehler (vgl. Tab. 6). Zur Verifizierung des gemessenen Verlaufes der Energiedeposition im Maximum der Intensitätsverteilung wurden die Verläufe in Abhängigkeit von der Targettiefe für unterschiedliche xy -Positionen in der näheren Umgebung des Maximums der Intensitätsverteilung untersucht (vgl. Abb. 25). Die gemessene Energiedeposition entlang der z -Achse zeigt für verschiedene xy -Positionen den gleichen qualitativen Verlauf. Die Annahme, das Maximum der Energiedeposition liege zwischen zwei Meßpunkten, spiegelt sich auch in diesen Verläufen wieder.

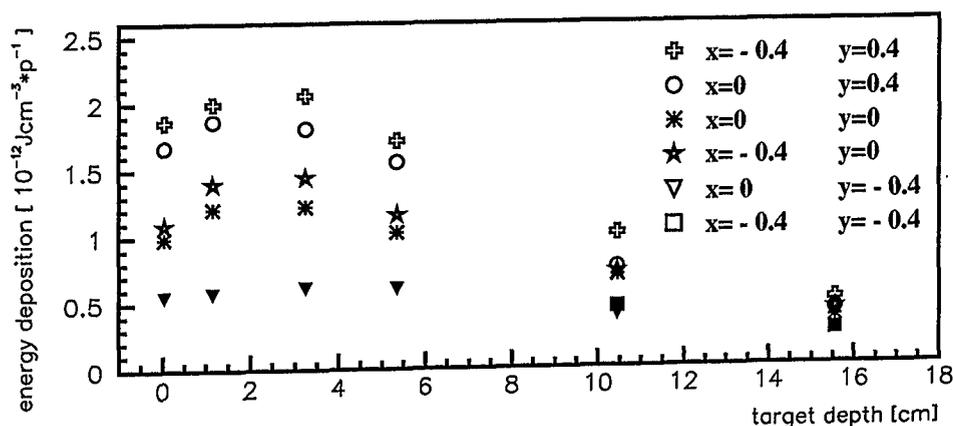


Abbildung 25: Verteilung der gemessenen Energiedeposition entlang der z -Achse auf verschiedenen x und y Positionen des Blei-Targets, bestrahlt mit 1,2 GeV Protonen.

Die Bestrahlung des Blei Targets mit 0,8 GeV zeigt über den gesamten Verlauf der Targetachse gute Übereinstimmung mit der Simulation (vgl. Abb. 26 und Tab. 7). Qualitativ zeigen sich die gleichen Abweichungen von Simulation und Experiment wie im Falle der Bestrahlung des Quecksilber-Targets mit 1,2 GeV Protonen.

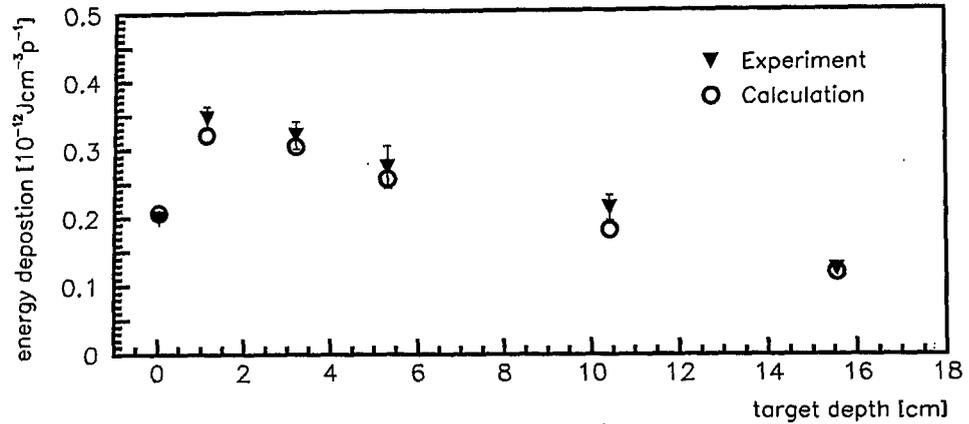


Abbildung 26: Verteilung der Energiedeposition für die Position $x=-0,4$ $y=0,4$ parallel zur Blei-Targetachse, bestrahlt mit 0,8 GeV Protonen.

Targetmaterial Pb, Protonenenergie von 0,8 GeV				
Targetposition z-Achse [cm]	Exp.		Calc.	Calc./Exp.
	Energiedeposition [$10^{-12} \text{Jcm}^{-3} \text{p}^{-1}$]	Fehler [%]	Energiedeposition [$10^{-12} \text{Jcm}^{-3} \text{p}^{-1}$]	
0,05*	0,20	5,3	0,21	1,05
0,05**	0,29	5,3	0,30	1,05
1,15	0,35	4,4	0,32	0,91
3,25	0,32	6,0	0,30	0,94
5,35	0,27	11,1	0,26	0,96
10,45	0,21	7,9	0,18	0,86
15,55	0,12	3,0	0,12	1,00

Tabelle 7: Ergebnisse der Messung (Exp.) und der Simulation (Calc.) der Energiedeposition für die Position $x=-0.4$ $y=0.4$ parallel zur Blei- Targetachse, bestrahlt mit 0,8 GeV Protonen. * Normiert auf Edelstahl ** Normiert auf Quecksilber.

5.2 Diskussion der Vergleiche

Die durchgeführten Experimente und die dazugehörigen Simulationen zeigen, daß die Energiedeposition im Strahleintrittsfenster und die maximale Energiedeposition im Target mit hoher Zuverlässigkeit simuliert werden können. Die Abweichungen der Simulation vom Experiment bezüglich der maximalen Energiedeposition im Target liegen zwar im Bereich der Meßungenauigkeit, zeigen jedoch die Tendenz, daß die Simulation diese eher unterschätzt.

Der weitere Verlauf der Energiedeposition entlang der Target-Achse fällt grundsätzlich im Experiment schneller ab, als in der Simulation. Da die Abnahme der Energiedeposition einer exponentiellen Funktion folgt, lassen sich diese Unterschiede von Experiment und Simulation über die Angabe der Steigung dieser Funktion beschreiben .

$$f_z = e^{-kz} \quad (10)$$

In Tab. 8 sind die Steigungen der exponentiellen Abnahme der Energiedeposition entlang der z -Achse des Targets für die durchgeführten Bestrahlungen und die zugehörigen Simulationen gegenübergestellt. Die Steigungen der e -Funktionen über den experimentellen Werten sind im Vergleich zur Simulation für alle Bestrahlungen größer.

Target	Protonen- Energie	k Exp.	k Calc.
Hg	1,2	$9,5 \cdot 10^{-2}$	$7,4 \cdot 10^{-2}$
Pb	1,2	$1,1 \cdot 10^{-1}$	$7,6 \cdot 10^{-2}$
Pb	0,8	$7,0 \cdot 10^{-2}$	$7,5 \cdot 10^{-2}$

Tabelle 8: Exponentielle Abnahme der Energiedeposition entlang der z -Achse des Targets, beschrieben über die Steigung der e -Funktion.

Zur weiteren Untersuchungen dieser Abweichung von Experiment und Simulation wurden zwei Annahmen des Modells geprüft:

- Wird der in der Simulation angenommene Transportquerschnitt, der die mittlere freie Weglänge des primären Teilchens bestimmt, richtig wiedergegeben.
- Entspricht die simulierte der gemessenen Strahlaufweitung, d.h kann das implementierte Streumodell die Ergebnisse des Experimentes nachbilden.

Bezüglich des Transportquerschnittes konnte im Rahmen von „Dicktargetmessungen“, durchgeführt am NESSI-Experiment, gezeigt werden, daß dieser durch die Simulation sehr gut wiedergegeben wird [24, 25].

Ergebnisse der Untersuchungen zur Strahlaufweitung sind in Abb. 27 bis Abb. 28 dargestellt. Die Dreiecke kennzeichnen die Meßergebnisse, die Kreise die Ergebnisse der Simulation. Die Meßwerte wurden mit einer Gaußfunktion gefittet (gestrichelte Linie). Mit den Parametern dieser Gaußfunktion über die x- und y-Meßwerte konnte ein zweiter Fit, normiert auf das Maximum der Ergebnisse der Simulation gelegt werden (durchgezogene Linie), so daß ein direkter Vergleich der Strahlaufweitung von Experiment und Simulation möglich ist. Die Ergebnisse zeigen, daß die Strahlaufweitung durch die Simulation gut wiedergegeben wird.

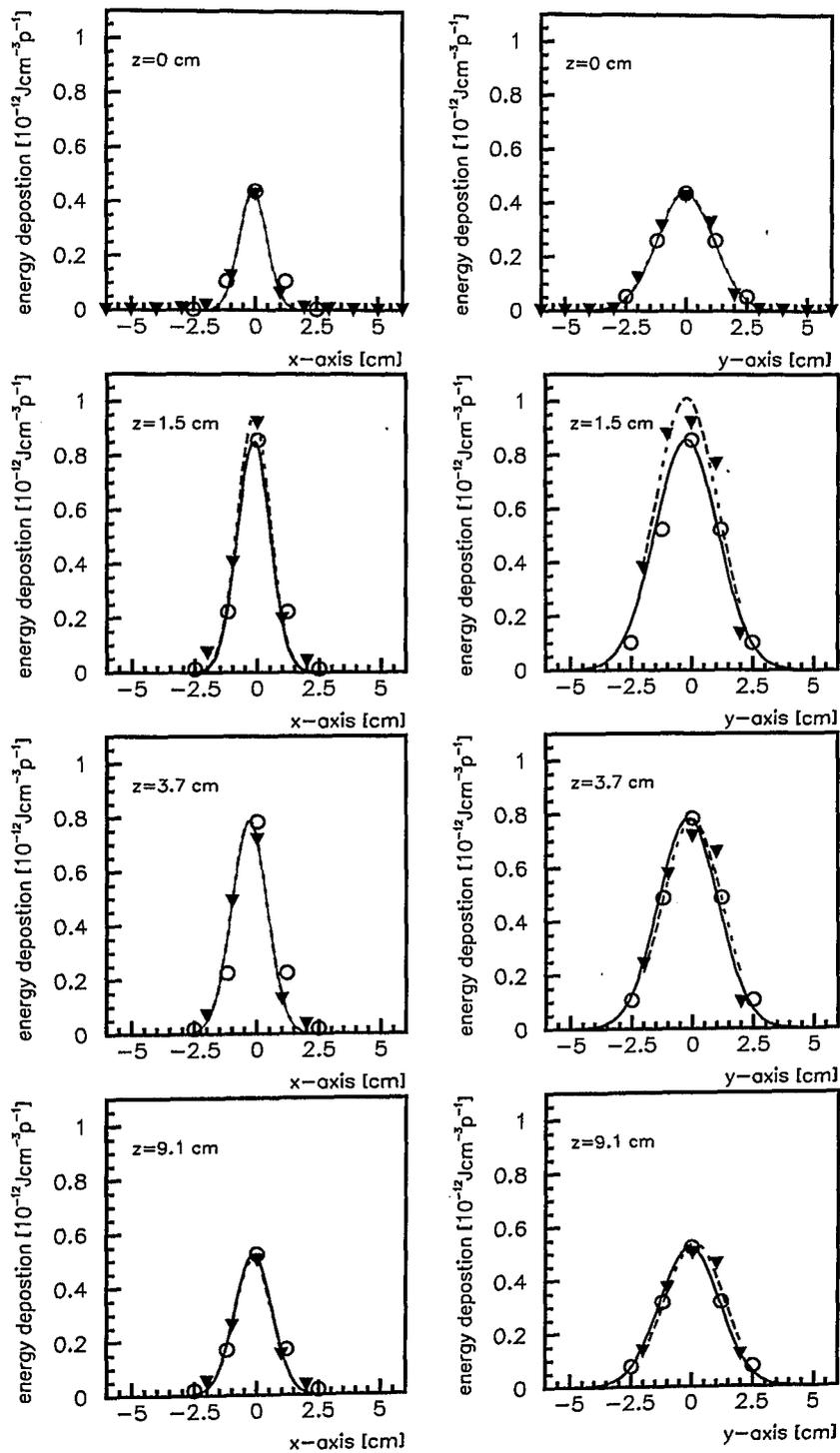


Abbildung 27: Radiale Energiedeposition für verschiedene Targettiefen z , Hg-Target bestrahlt mit 1,2 GeV Protonen. Koordinatenursprung liegt im Zentrum des Targets.

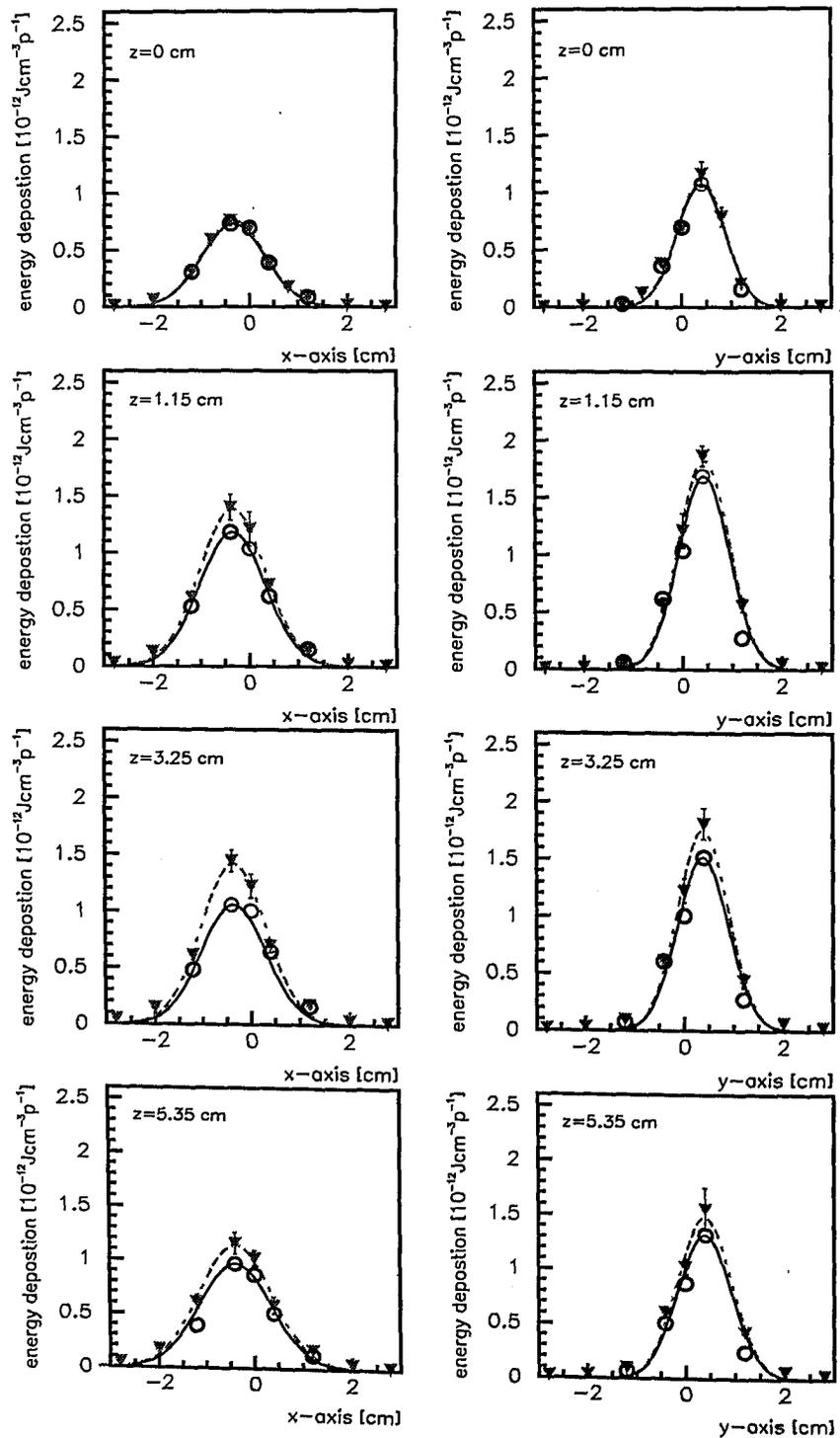


Abbildung 28: Radiale Energiedeposition für verschiedene Targettiefen z , Pb-Target bestrahlt mit 1,2 GeV Protonen. Koordinatenursprung liegt im Zentrum des Targets.

5.3 Energiebilanz am Beispiel des Quecksilber Targets

Die Auslegung der Kühlleistung, der Wärmetauscher des ESS-Spallationstargets und der Optimierung der Durchflußgeschwindigkeit des Flüssigmetalls wird weitgehend von der im gesamten Target in Form von Wärme deponierter Energie bestimmt. Der überwiegende Teil der Protonenenergie wird über Ionisationsprozesse in Wärme umgewandelt. Aus diesem Grund ist es sinnvoll, eine Energiebilanz entsprechend folgender Kriterien aufzustellen:

1. Protonen und die erzeugten Sekundärteilchen geben ihre Energie aufgrund von Ionisationsprozessen ab, das umgebende Material erwärmt sich
2. Protonen und Sekundärteilchen verlassen das System, sogenannte Leckage
3. Anteil der Energie die zur Teilchenproduktion aufgewendet werden muß (Bindungsenergie, Ruheenergie der Pionen)

Targetmaterial Hg, Protonenenergie von 1,2 GeV				
	Teilchen	Energiedeposition [MeVp ⁻¹]	Leckage- Energie [MeVp ⁻¹]	Teilchen- Produktion [MeVp ⁻¹]
	Protonen	466	79,7	37,2
	Deuteronen	8,4	-	1,3
	Tritonen	2,1	-	1,2
	Helium	5,8	-	6,0
	Geladene Pionen	21,9	0,01	47,3
	Geladene Myonen	8,8E-02	2,4	-
	Restkerne	3,2	-	-
	π^0 -Zerfall	48,3	2,8	-
	Excitation	11,8	1,8	-
	Neutronen	17,8	244,7	194,3
Summe		585,	331,	287,
Summe: 1203 GeV				

Tabelle 9: Beiträge primärer und sekundärer Teilchen zur Energiebilanz über das gesamte Target in MeV/p.

Tab. 9 gibt einen Überblick über die mit HERMES simulierte Energiebilanz für das Quecksilber-Target, bestrahlt mit 1,2 GeV Protonen. Danach verliert jedes Proton, 585 MeV über Ionisationsprozesse, das entspricht einem Anteil von ca. 49% der gesamten Protonenenergie. Die Leckage beträgt 331 MeV und stellt mit 28% der

gesamten Protonenenergie ein bedeutenden Beitrag bezüglich der sicherheitstechnischen Auslegung der Abschirmung des Targetsystems dar. Die Abweichung von 3 MeV in der Summe aller Beiträge gegenüber der Primärprotonenenergie ergibt sich aufgrund statistischer Unsicherheiten.

5.4 Beiträge primärer und sekundärer Teilchen zur Energiedeposition

Das in Kap. 4.4 auf Seite 24 beschriebene Simulationsverfahren ist mit einem erheblichem Rechenaufwand und -zeit verbunden. Die qualitative Bestimmung der Beiträge einzelner primärer und sekundärer Teilchen zur Energiedeposition gibt Richtwerte, die eine zuverlässige Abschätzung der Höhe der Energiedeposition erlauben. Insbesondere vor dem Hintergrund umfangreicher Parameterstudien läßt sich durch diese Art der Abschätzung der Simulationsaufwand effizient minimieren. Tab. 10 zeigt die Beiträge primärer und sekundärer Teilchen zur Energiedeposition am Beispiel des Quecksilber-Targets.

Targetmaterial Hg, Protonenenergie von 1,2 GeV im Bereich der maximalen Energiedeposition				
	Teilchen	Energiedeposition (submitted) [MeVp ⁻¹ cm ⁻³]	Energiedeposition [MeVp ⁻¹ cm ⁻³]	[%]
HETC	Primäre Protonen	-	2,99	49,5
	Sekundäre Protonen	-	1,69	28,0
	Deuteronen	-	1,3E-01	2,2
	Tritonen	-	4,7E-02	0,8
	Helium	-	9,6E-02	1,6
	Geladene Pionen	-	1,2E-01	2,0
	Geladene Myonen	-	3,9E-04	< 0,1
	Restkerne	-	3,9E-02	0,6
EGS	π^0 -Zerfall	5,9E-01	2,0E-01	3,3
NDEM/EGS	Excitation	7,9E-02	4,4E-02	0,7
MORSE	Neutronen	1,18	6,9E-1	11,4
Summe		1,8	6,04	100

Tabelle 10: Beiträge primärer und sekundärer Teilchen zur Energiedeposition am Beispiel des Quecksilber-Targets. Der Detektor ist im Maximum der Energiedeposition ($z=1,35$ cm) positioniert.

Der in der Simulation verwendete Detektor befand sich in 1,35 cm Targettiefe und damit im Maximum der Energiedeposition. Es zeigte sich, daß die Protonen mit einem Beitrag von 77% den Hauptanteil zur gesamten Energiedeposition liefern.

Weiterhin kann gezeigt werden, daß über die Simulation mit HETC ca. 85% der gesamten Energiedeposition bereits erfaßt wird. Die Beträge niederenergetischer Neutronen, die Behandlung der Restkerne und der π^0 -Zerfall tragen mit 11,4%, 0,7%, bzw. 3,3% zur Energiedeposition bei.

5.5 Ergänzende Messungen der Energiedeposition am Quecksilbertarget mit einer Protoneneinschußenergie von 24 GeV

Die oben erprobte Simulationsmethode wurde ergänzend auf ein weiteres Experiment angewendet, dem sogenannten ASTE-Experiment (AGS Spallation Target Experiment). Das Experiment wurde bei einer Primärprotonenenergie von 24 GeV und einer Strahlenergie von 30 kJ durchgeführt. Der Vergleich der Resultate der aktuellen Experimente, der ASTE-Experimente und der HERMES-Simulation zur axialen Verteilung der Energiedeposition ist insofern besonders interessant, da im Rahmen der ASTE- Experimente eine andere Meßmethodik angewendet wurde. Während in den aktuellen Messungen die Proportionalität zwischen Ionisationsprozessen und Energiedeposition genutzt wurde, diente beim ASTE- Experiment die Temperaturerhöhung im Target der Bestimmung des axialen Verlaufes der Energiedeposition. Um allerdings einen Temperaturhub messen zu können, mußten 24 GeV Protonen verwendet werden, also nicht die für ESS vorgeschlagene Energie.

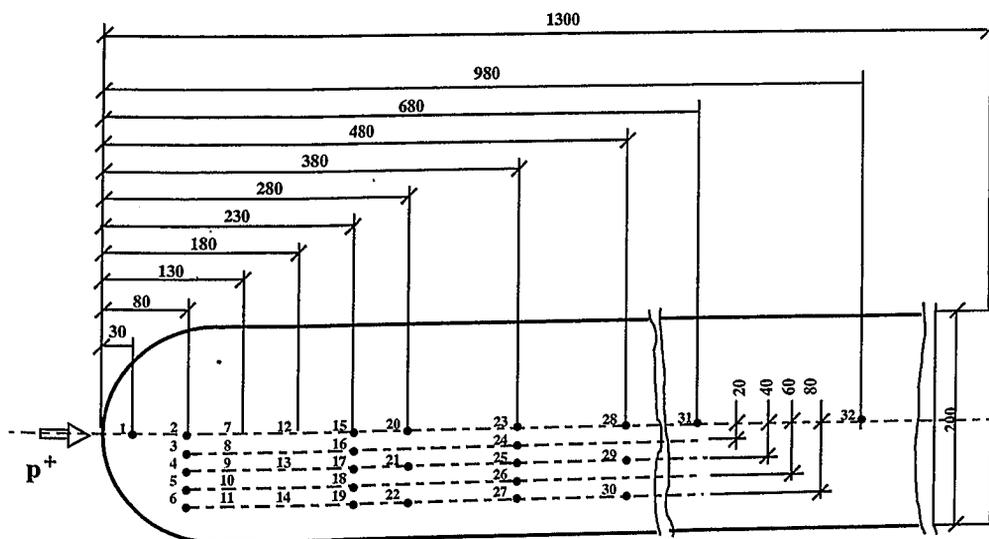


Abbildung 29: Target-Geometrie und Detektorpositionen des ASTE-Experimentes. Maßangaben in mm.

Die Methodik und Ergebnisse des ASTE-Experimentes, durchgeführt in Zusammenarbeit mit sechs Instituten ¹ am AGS-Beschleuniger in Brookhaven (USA),

¹BNL (Brookhaven National Laboratory), JAERI (Japan Atomic Energy Research Institute), KEK (High Energy Accelerator Research Organization), ORNL (Oak Ridge National Laboratory), PSI (Paul Scherer Institut), FZ-Jülich

werden im folgenden kurz beschrieben.

Ein mit Quecksilber gefüllter zylindrischer Edelstahlcontainer mit einem Durchmesser von 20 cm und einer Länge von 1,2 m diente als Target. Die Meßsonden, 1,5 mm dicke gekapselte Cromel-Alumel Thermoelemente waren entsprechend der Abb. 29 auf und unterhalb der Mittelebene des Targets positioniert. Das Target wurde mit zwei Protonenpulsen mit je 4×10^{12} Teilchen (Primärprotonenenergie: 24 GeV) innerhalb von 30 ms bestrahlt. Das entspricht einem Energieinhalt von 30 kJ.

Mit Hilfe einer $25\mu\text{m}$ dicken Aluminium-Folie ($20 \cdot 20\text{cm}^2$), die zwischen Strahlrohr und Target im Strahl positioniert wurde, konnte die Intensitätsverteilung des Primärprotonenstrahls über die protoneninduzierten ^{22}Na und ^7Be Aktivitäten ermittelt werden. Dazu wurde die Folie nach der Bestrahlung in kleine Quadrate der Größe $2 \cdot 2\text{mm}^2$ zerteilt. Die Teilstücke wurden einzeln ausgemessen, so daß man die Aktivität integriert über diese Flächenelemente erhält. Abb. 30 zeigt die mittels dieser Methode ermittelte Intensitätsverteilung des Protonenstrahl für die hier durchgeführten Simulationsvergleiche.

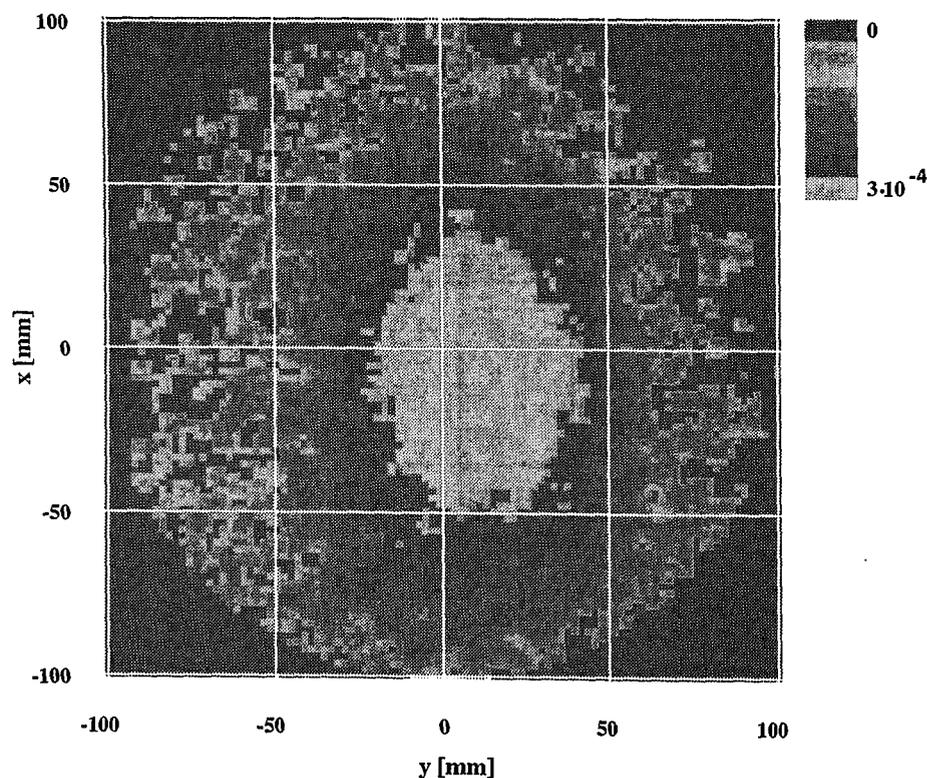


Abbildung 30: Gemessene Intensitätsverteilung des Primärprotonenstrahl der Bestrahlung des Quecksilbertargets mit 24 GeV Protonen.

Die Intensitätsverteilung des Protonenstrahls konnte über die Aluminiumfolie vollständig erfaßt werden. Das Maximum der Verteilung war bezüglich der Target-

mitte horizontal um 0,5 cm und vertikal um 1 cm verschoben. Da die Schnitte durch das Profil der Intensitätsverteilung weder gauß- noch parabolisch verteilt aussahen, wurde in der Simulation die Intensitätsverteilung wie gemessen zugrunde gelegt. Die gemessenen Daten wurden mit Hilfe des HERMES-Code System verglichen. Der Vergleich von ASTE-Experiment und Simulation ist in Abb. 31 dargestellt. Die maximale Energiedeposition wird von der Simulation leicht unterschätzt. Mit zunehmender Targettiefe fällt die gemessene Energiedeposition schneller ab als die simulierte.

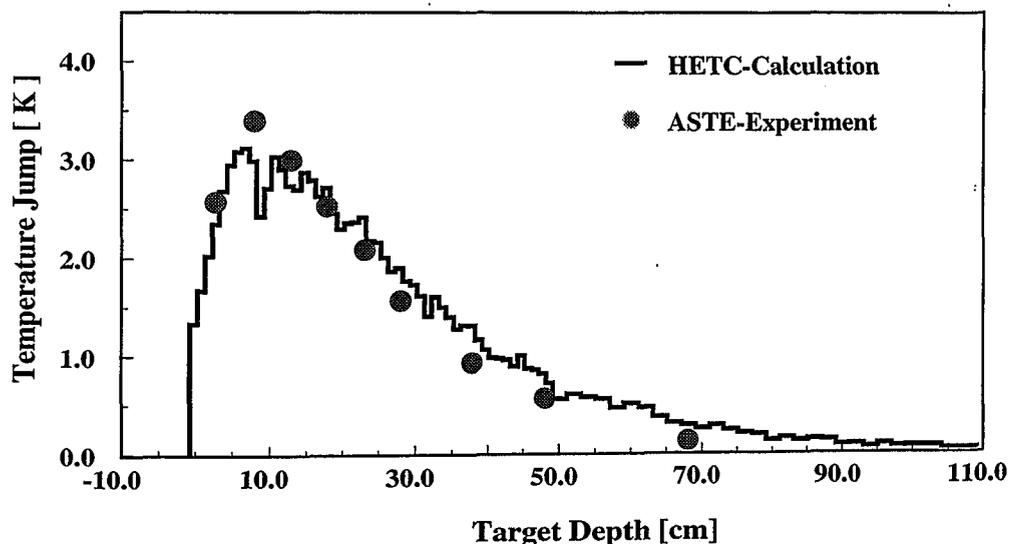


Abbildung 31: Verteilung der Energiedeposition entlang der z-Achse des Quecksilbertargets bestrahlt mit 24 GeV Protonen.

Im Vergleich zu den am COSY durchgeführten Experimenten zeigt das ASTE-Experiment die gleichen Abweichungen bezüglich der Simulationen und kann als Bestätigung für die Güte der durchgeführten Experimente und Simulation am COSY gesehen werden.

5.6 Bedeutung der Ergebnisse für die sicherheitstechnische Auslegung des ESS-Spallationstargets

Die zuverlässige Auslegung und Optimierung der Komponenten des ESS- Spallationstargets erfordert eine genaue Vorhersage der zu erwartenden räumlichen Verteilung der Energiedeposition im Spallationstarget durch Simulationen. Eine optimierte und sichere ingenieurtechnische Auslegung ist nur auf diesem Wege zu erreichen. Die Überprüfung der berechneten Energiedeposition im Spallationstarget mit dem HERMES-Code-System erfolgte durch zwei unterschiedliche Experimente:

- Messung der Energiedeposition über Thermolumineszenz-Detektoren für Protonenstrahlenergien von 1,2 GeV und 0,8 GeV

— Messung der Energiedeposition über den Temperaturanstieg im Target für Protonenstrahlenergien von 24 GeV

Beide Meßverfahren zeigen im Vergleich zu den Berechnungen der Energiedeposition mittels des HERMES-Code Systems gleiche Abweichungen. Es konnte gezeigt werden, daß die maximale Energiedeposition im Target von der HERMES- Simulation gegenüber den experimentellen Resultaten leicht unterschätzt wird. Die mit Hilfe der Thermolumineszenz-Detektoren gemessene Energiedeposition weicht um max. 5% im Strahleintrittsfenster von den simulierten ab. Die Abweichung bezüglich der maximalen Energiedeposition zwischen Simulation und Experiment beträgt maximal ca. 10%, bzw. 15% für die im Rahmen des ASTE-Experimentes durchgeführte Untersuchung. Mit zunehmender Targettiefe wird die Energiedeposition in der Simulation überschätzt. Die räumliche Verteilung der Energiedeposition kann durch die Modelle der verwendeten Programme gut beschrieben werden. Dies zeigt auch der Vergleich von gemessener und simulierter Verteilung der radialen Energiedeposition.

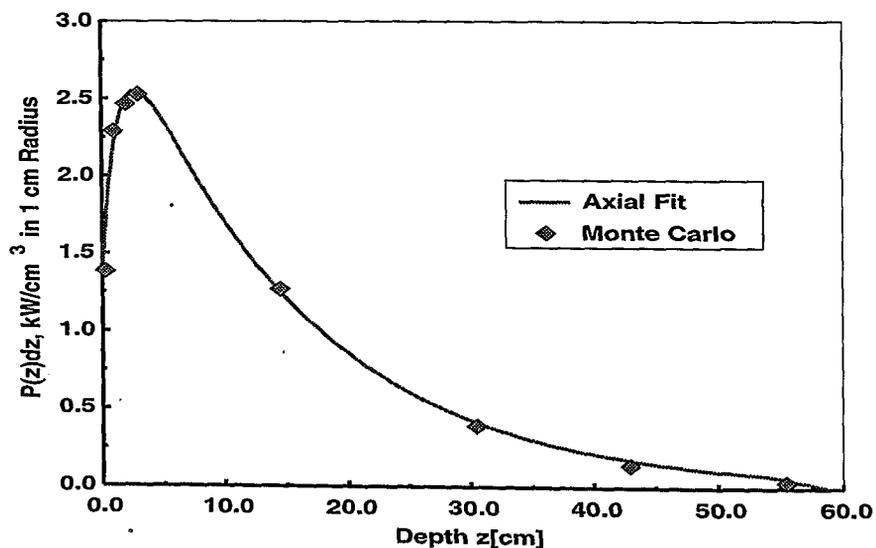


Abbildung 32: Leistungsdeposition im ESS-Spallationstarget entlang der Targettiefe nach [2].

Über den Vergleich der gemessenen und berechneten Energiedeposition konnte gezeigt werden, daß die zu erwartenden Leistungsdichten im Target mittels des HERMES-Code-Systems mit ausreichender Genauigkeit berechnet werden können. Mit den beschriebenen Auslegungsparametern der ESS-Spallationsneutronenquelle (Protonenstrahlleistung von 5 MW, parabolische Intensitätsverteilung des Protonenstrahls mit einer elliptischen Grundfläche von 6 cm · 20 cm) kann für das Strahleintrittsfenster und Targetvolumen eine maximale Leistungsdichte von 1,3 kWcm⁻³, bzw. 2,5 kWcm⁻³ mittels des HERMES-Code Systems prognostiziert werden. In Abb. 32 ist die zu erwartende axiale Verteilung der Leistungsdeposition für die

ESS- Spallationsneutronenquelle dargestellt. Im gesamten Spallationstarget werden 2372 kW deponiert, das entspricht 47% der Primärprotonenenergie. Tab. 11 gibt eine Übersicht über die prognostizierten Leistungsdichten in einzelnen Komponenten des ESS-Spallationstargets [26].

ESS-Target, Protonenenergie von 1,334 GeV	
Komponente	Energiedeposition $\text{kW} \cdot \text{cm}^{-3}$
Strahleintrittsfenster	1,331*
Containment	0,017 **
Moderator*	0,007 **

Tabelle 11: Übersicht der berechneten Leistungsdichten in einzelnen Komponenten des ESS-Spallationstargets.* entspricht der maximalen Energiedeposition, ** entspricht der mittleren Energiedeposition.

Die Leistungsdichte im Target könnte durch Erhöhung der Primärprotonenenergie verringert werden. Der Protonenstrom könnte reduziert werden ohne Auswirkung auf das neutronische Ergebnis, da sich die Produktionswirkungsquerschnitte für Neutronen proportional der Primärprotonenenergie verhalten. Abb. 33 zeigt den Vergleich der mit HETC gerechneten Energiedeposition in einem zylindrischen Quecksilbertarget, bestrahlt mit 1,2 GeV und 2,4 GeV Primärprotonenenergie bezogen auf ein eingeschossenes Proton. Die Protonenintensitätsverteilung entspricht einer gaußförmigen Verteilung mit $\sigma_x=0,56$ cm, $\sigma_y=1,16$ cm.

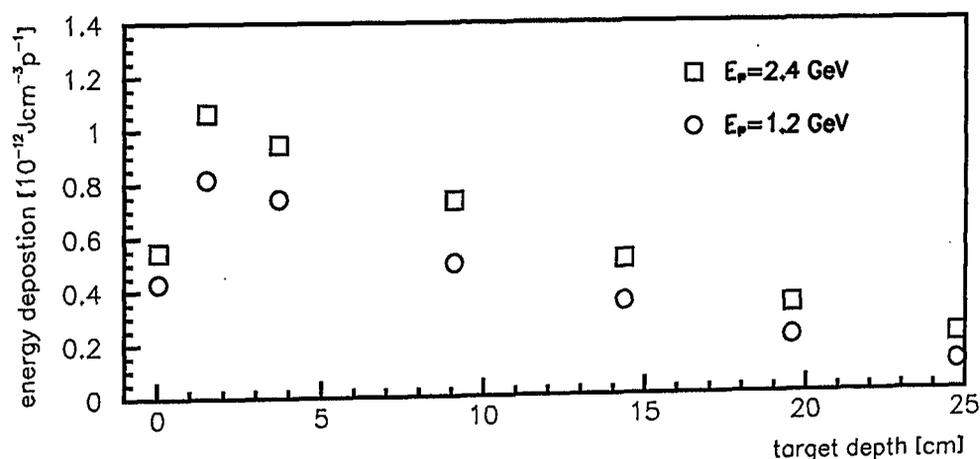


Abbildung 33: Mit HERMES berechnete Energiedeposition in einem zylindrischen Quecksilbertarget, bestrahlt mit 1,2 GeV und 2,4 GeV Primärprotonenenergie bezogen auf ein eingeschossenes Proton (Gaußförmige Intensitätsverteilung: $\sigma_x=0,56$ cm, $\sigma_y=1,16$ cm).

Der Vergleich der Bestrahlungen mit 1,2 GeV und 2,4 GeV Primärprotonenenergie zeigt, daß die Energiedeposition bezogen auf ein Primärproton im Strahleintrittsfenster um 27% und die maximale Energiedeposition um 30% zunimmt. Berücksichtigt man jedoch, daß der Protonenstrom um 50 % gesenkt werden könnte, bedeutet dies eine Reduktion der Leistungsdichte im Target (vgl. Abb. 34). Die Energiedeposition im Target bestrahlt mit 1,2 GeV Primärprotonenenergie wurde auf ESS-Bedingungen, mit dem derzeit geplanten Protonenstrom von $2,34 \cdot 10^{16}$ normiert. Die Energiedeposition im Target bestrahlt mit 2,4 GeV Protonen wurde entsprechend auf einen Protonenstrom von $1,17 \cdot 10^{16}$ normiert. Erhöht man unter Beibehaltung der Leistung die Primärprotonenenergie, dann reduziert sich die Energiedeposition im Strahleintrittsfenster und im Target-Maximum um ca. 36%.

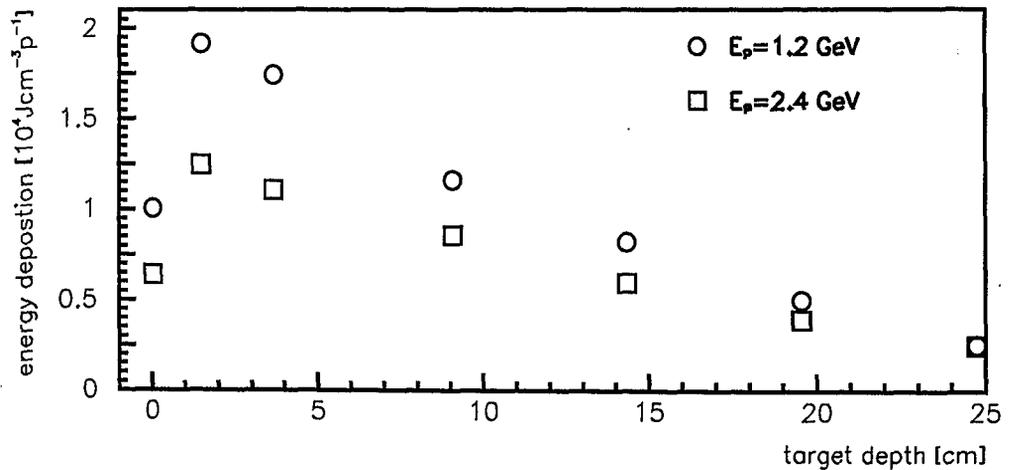


Abbildung 34: Mit HERMES berechnete Energiedeposition in einem zylindrischen Quecksilbertarget, bestrahlt mit 1,2 GeV und 2,4 GeV Primärprotonenenergie bezogen auf den benötigten Protonenstrom (Gaußförmige Intensitätsverteilung: $\sigma_x=0,56$ cm, $\sigma_y=1,16$ cm).

6 Materialschädigung und Beanspruchung durch induzierte Gasproduktion von H- und He-Isotopen

“Material is the queen of technology of any advanced technical system. The economics eventually depend upon the materials, the reliability depends upon the materials, and safety depends upon the materials. I assure you that before we are through with fusion, the physics give way to the materials engineers as being the leading lights of fusion.” E.E. Kintner 1975 [27]

Für eine Hochstromspallationsquelle, wie die ESS mit den im Kap. 2 auf Seite 5 beschriebenen Auslegungsparametern gilt bezüglich der Anforderungen an die Materialeigenschaften gleiches wie für Kern- und Fusionsreaktoren. Die durch Bestrahlung auftretenden Schädigungsprozesse und die damit verbundenen Änderungen von Materialeigenschaften in beiden Anlagentypen sind qualitativ miteinander vergleichbar.

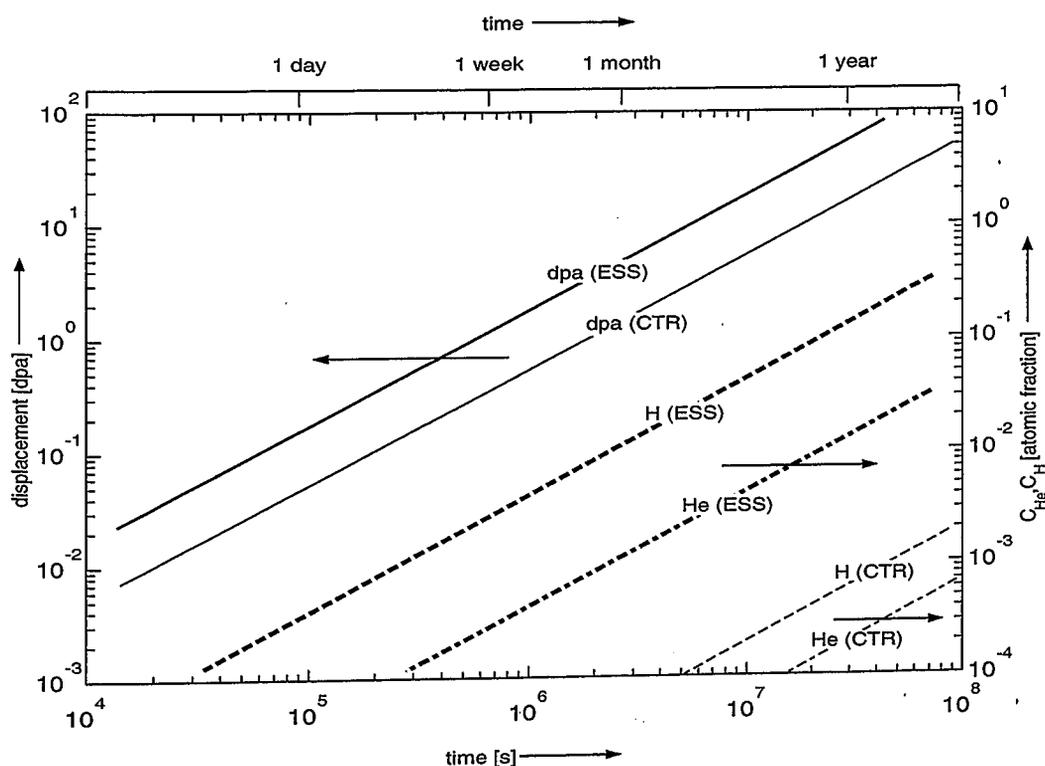


Abbildung 35: Anzahl der Displacements pro Atom [dpa], Wasserstoff-Konzentration c_H und Helium-Konzentration c_{He} als eine Funktion der Bestrahlungszeit t im Zentrum des Strahleneintrittsfensters der ESS im Vergleich zur „first-wall“ eines Fusionsreaktors (CTR mit 1 MW/m^2).

Quantitativ hingegen konnte in einer Vorstudie [2] gezeigt werden, daß die Schädigungsraten der Spallationsquelle aufgrund ihrer hohen Leistung die bei einem Fusionsreaktor auftretenden Schädigungsraten um ein Vielfaches übersteigt. So muß

derzeit davon ausgegangen werden, daß die Helium-Konzentration im Strahleneintrittsfenster des Quecksilbertargets im Vergleich zur „first-wall“ eines Fusionsreaktors (CTR mit $1\text{MW}/\text{m}^2$) um das 50-fache höher sein wird (vgl. Abb. 35). Die durch Strahlung induzierte Materialschädigung stellt sich bezogen auf die Lebenszeit des Targets als ein limitierender Faktor dar und verdient deshalb besondere Beachtung in der Entwicklung des Targetsystems.

Die Ursache für Materialschäden hängt mit folgenden Phänomenen zusammen:

- Transmutation (Erzeugung von Sekundärteilchen und Fremdatomen (wie z.B. Protonen, Deuteronen, Tritonen, Helium), verursacht durch nukleare Wechselwirkungen)
- Displacement (Gitterversetzungen, hervorgerufen durch elastische Wechselwirkungen eines Teilchens mit kinetischer Energie oberhalb der für Displacement benötigten Energie von 20-60 eV mit einem Gitteratom. Es werden Zwischengitteratome und Fehlstellen erzeugt.)

Insbesondere liefern (p,H)-, (p,He)-Reaktionen eine induzierte Gasproduktion, die Eigenschaftsänderungen des Materials in zweifacher Weise bewirken:

Das entstehende Helium hat eine relativ hohe Beweglichkeit im Material und kann sich in den durch Displacement entstandenen Hohlräumen ansammeln. Dies führt zur Versprödung des Materials und zu einer Form- und Volumenveränderung (Schwellen und Anwachsen). Weiterhin kann sich das entstehende Helium an den Korngrenzen der Metallgitterstruktur ansammeln und diese so schwächen. Die Folge ist, daß Materialversagen schon unter geringen Belastungen auftreten kann.

Gleichzeitig liefern die entstehenden H- und He-Isotope insofern einen Beitrag zum Displacement, daß sie ihre Energie von einigen MeV über dE/dx abgeben. Da der Wirkungsquerschnitt dieser Wechselwirkung mit abnehmender Energie wächst, hinterlassen diese Teilchen insbesondere am Ende ihres Weges eine hohe Dichte von Gitterdefekten.

Aufgrund der synergetischen Effekte zwischen Displacement und Gasproduktion und der Abhängigkeit dieser Effekte von unterschiedlichen Parametern wie Temperatur und Energie, gestaltet sich die Vorhersage von Materialschäden äußerst schwierig. Erschwerend kommt hinzu, daß relativ große Unsicherheiten bezüglich der Produktionsraten von Helium- und Wasserstoff-Isotopen im Material bestehen. Für die Auslegung der Targetstation ist jedoch das Vorhandensein einer fundierten Datenbibliothek unabdingbar, weil sich die angereicherte H-, bzw. He Konzentration ($C_{H\epsilon,H}$) im Material proportional zu den Produktionswirkungsquerschnitten ($\sigma_{H\epsilon,H}$) verhalten.

$$C_{H\epsilon,H} = \sigma_{H\epsilon,H} \phi t \quad (11)$$

- $C_{He,H}$ Konzentration des Isotopes im bestrahlten Material
 $\sigma_{He,H}$ Produktionswirkungsquerschnitt für das jeweilige Isotop
 t Bestrahlungszeit
 ϕ Protonenfluß

Die Ergebnisse bekannter Simulationsprogramme wie HERMES [5], Disca2 [28] konnten bisher lediglich mit einigen vorhandenen experimentellen Daten [29]-[41], die ihrerseits eine große Streuung aufweisen, verglichen werden (vgl. Abb. 36).

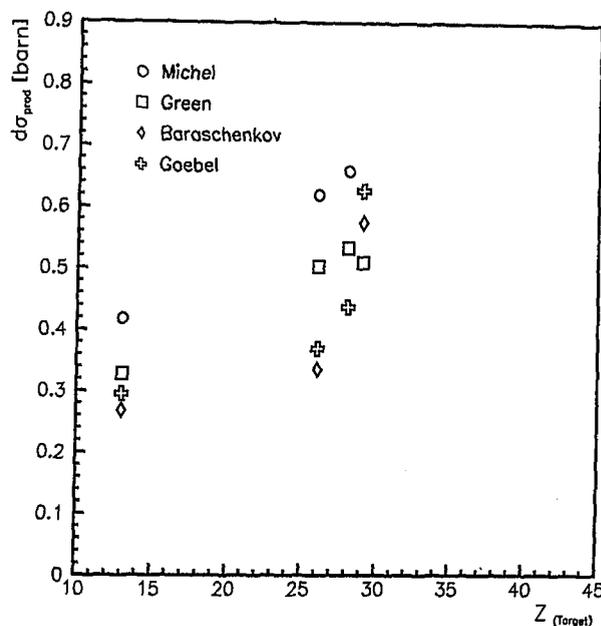


Abbildung 36: Gemessene He-Produktionswirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Ordnungszahl des Probenmaterials, bestrahlt mit 0,8 GeV Protonen vorangegangenen Messungen entsprechend den Referenzen: Michel [33], Green [32], Baraschenkov [46], Goebel [31].

Vor diesem Hintergrund wurde im Zeitraum von 1997 bis 1999 am COSY-Beschleuniger im Forschungszentrum Jülich das Experiment NESSI (Neutron Scintillator and Silicon Detector) durchgeführt. Zielsetzung des Experimentes war es, sowohl Produktionsquerschnitte für leichte geladenen Teilchen (p, d, t und He-Isotope), als auch für Neutronen zu ermitteln. Weiterhin sollten energie- und winkelabhängige Multiplizitätsverteilungen aller vom Kern während des Spallationsprozesses emittierten leichten Teilchen ermittelt werden. Bestrahlt wurden Strukturmaterialien (Al, Ti, Fe, Ni, Cu, Zr, Nb, Ag, Ho) und Targetmaterialien (Ta, W, Au, Pb, U) mit 0,8 GeV, 1,2 GeV, 1,8 GeV und 2,5 GeV Primärprotonenenergie.

Ziel der hier dargestellten und analysierten Experimente ist eine bessere Systematik der Wasserstoff- und Heliumproduktion für Strukturmaterialien der ESS zu gewinnen.

6.1 Experimentelle Methode

Für die Experimente wurden zwei miteinander gekoppelte 4π Detektoren verwendet: Der kugelförmige Berliner Neutron Ball (BNB) mit einer kugelförmigen Reaktionskammer im Zentrum, dem Berliner Silizium Ball (BSIB) und der Materialprobe. Der Neutronendetektor detektiert mit hoher Nachweiswahrscheinlichkeit alle in einem Reaktionsereignis emittierten Neutronen, während der Siliziumball zeitgleich die geladenen Teilchen detektiert. Die Materialprobe, dünne Folien des zu messenden Materials mit einer Flächendichte von etwa 1 mg/cm^2 befindet sich im Zentrum beider Detektorkugeln. Auf diese Weise können die Multiplizitäten der Sekundärteilchen (Protonen, Helium, Neutronen) in Korrelation zu einem Reaktionsereignis gemessen werden. Eine ausführliche Beschreibung des experimentellen Aufbaus gibt Ref. [50]. Der schematische Aufbau ist in Abb. 37 dargestellt.

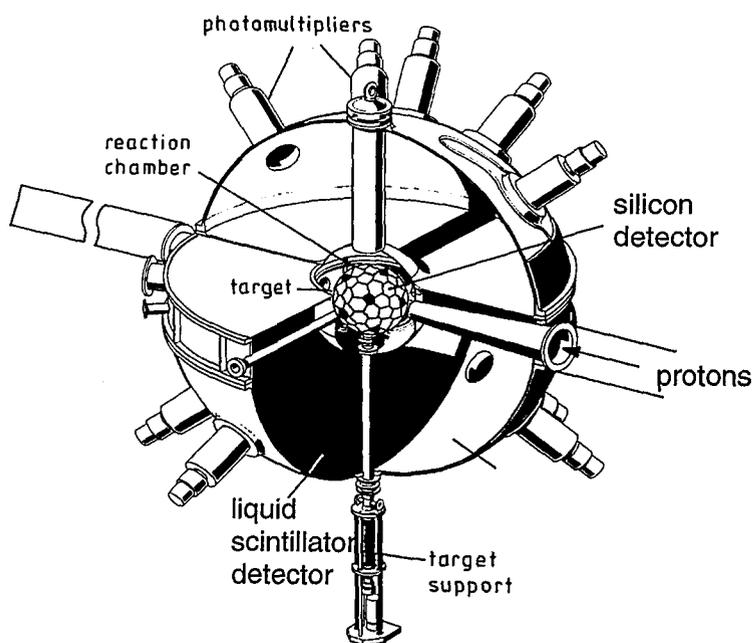


Abbildung 37: Berliner Neutron Ball (BNB) und Berliner Silizium Ball (BSIB).

6.1.1 Der 4π -Neutronen Detektor

Der 4π -Neutronen Detektor besteht aus zwei mit Szintillatorflüssigkeit gefüllten Halbkugeln mit äußerem und innerem Durchmesser von 140 cm und 40 cm. Der Szintillatorflüssigkeit, NE343(1,2,4-Trimethylbenzol C_9H_{12}), ist ca. 0,5 Gew.% Gadolinium zugesetzt. Die Isotope ^{155}Gd mit 17,7% und ^{157}Gd mit 25,4% Anteil zeichnen sich durch einen besonders hohen Einfangquerschnitt für thermische Neutronen von $(6,1 \pm 0,1) \cdot 10^4$ barn und $(25,4 \pm 0,1) \cdot 10^4$ barn aus. Die Nachweisreaktion läßt sich durch zwei zeitlich aufeinanderfolgende Stufen beschreiben (vgl. Abb. 38):

- Abbremsung der schnellen Neutronen (Energie MeV-Bereich) durch elastische Stöße an den Wasserstoff und Kohlenstoff-Atomen auf Energien im keV-Bereich. Die Zeitspanne beträgt 100 bis 200 ns. In dieser Zeitspanne liefert der Detektor ein sogenanntes promptes Lichtsignal im Szintillator, welches durch die bei inelastischen Reaktionen an der Materialprobe erzeugten γ -Quanten und die Rückstoßsignale der Neutronen ausgelöst wird. Das prompte Lichtsignal zeigt an, daß eine inelastische Reaktion stattgefunden hat. Anschließend thermalisieren die Neutronen innerhalb einer Zeitspanne von einigen μs auf eine Energie von ca. 25 meV.
- Die thermalisierten Neutronen werden von Gd über eine (n,γ) -Reaktion eingefangen. Die entstehenden γ -Quanten übertragen über Compton-Streuung ihre Energie auf die Elektronen der Szintillatoratome und ionisieren diese.

Das entstehende Szintillationslicht wird über 24 großflächige Photomultiplier detektiert.

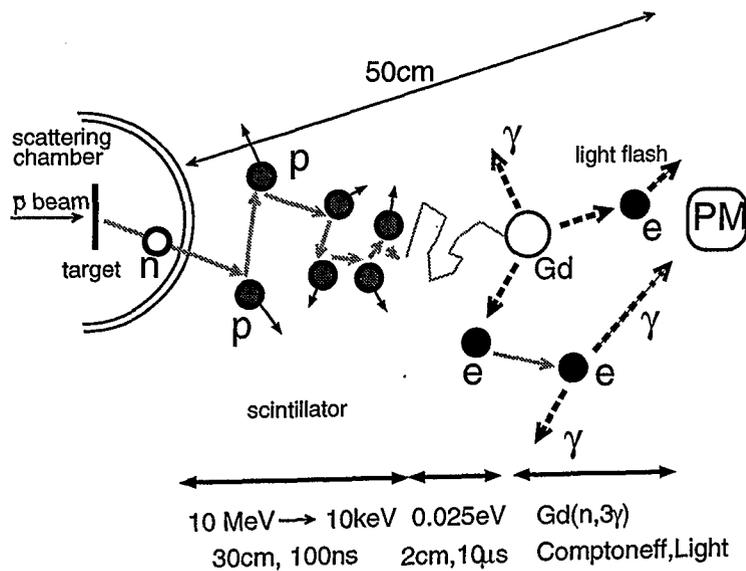


Abbildung 38: Nachweis von Neutronen über (n,γ) -Reaktion: Thermalisierung der emittierten schnellen Neutronen, Einfang des Neutrons am Gd, Emission von γ -Quanten.

6.1.2 Der 4π -Silizium Detektor

Der Siliziumball ist eine Kugel mit einem Durchmesser von 20 cm auf deren innerer Oberfläche eine Kombination von 162 Flächendetektoren von $500 \mu\text{m}$ Dicke (12 reguläre Pentagone, 30 reguläre Hexagone und 120 Elemente unterschiedlich geformter irregulärer Hexagone) angebracht sind. Alle Flächendetektoren haben einen identischen Raumwinkel von $77,5 \text{ msr}$. Die Identifikation des Teilchens (Proton, Deuteron, Tritium, Helium) erfolgt über die Flugzeit-, Energie-, und Pulsform-Korrelation.

Während der Messungen waren einige Detektoren nicht montiert: Strahleintrittsfenster, Einschub der Targetleiter, TV-Kamera, einige defekte Detektoren und 6 Detektoren, die durch Teleskope ersetzt wurden. Die Teleskope dienten dem Nachweis höherenergetischer geladener Teilchen. Damit betrug die geometrische Akzeptanz des Si-Balls 89% von 4π .

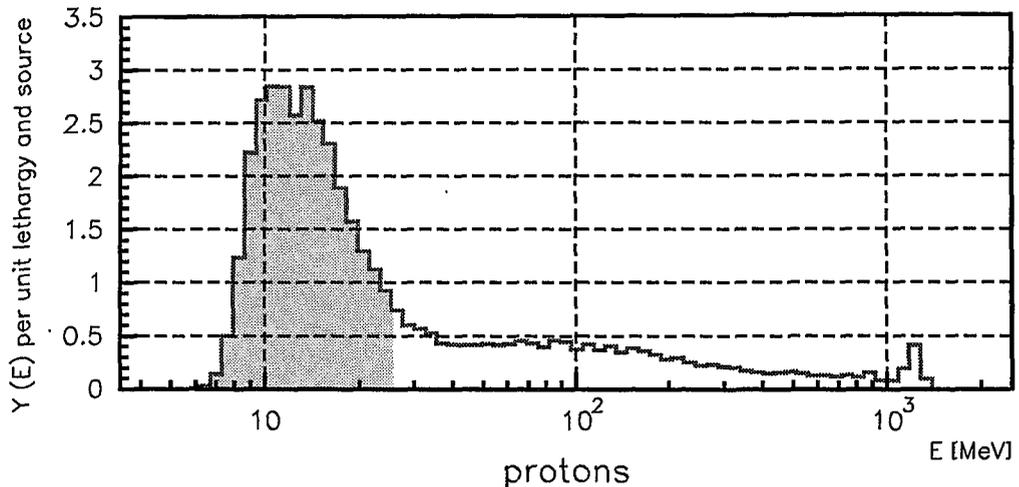


Abbildung 39: Energiespektrum für Protonen (Target-Kern Gold, Primärprotonenenergie 1,2 GeV), in flächentreuer Darstellung. Die grau schraffierte Fläche beschreibt den Anteil der Protonen, die meßtechnisch erfaßt werden konnte. Untere Schwelle bei $(2,2\pm 0,3)$ MeV, obere Schwelle bei (26 ± 4) MeV.

Aufgrund des elektronischen Rauschens ergibt sich für den Detektor eine experimentelle Nachweisgrenze von $(2,2\pm 0,3)$ MeV für geladene Teilchen. D.h. Teilchen, deren kinetische Energie oder deren Energieverlust dE/dx kleiner als 2,2 MeV ist, können nicht mehr nachgewiesen werden. Da der Energieverlust eines geladenen Teilchens im Detektor von dessen Massenzahl abhängt, ergeben sich entsprechend der Teilchenart (Proton, Deuteron, Tritium, Helium) unterschiedliche obere Energiegrenzen. Diese obere Energiegrenze beträgt für Protonen (26 ± 4) MeV, für Deuteronen (49 ± 6) MeV für Tritonen (76 ± 7) MeV und für Helium 120 MeV. Abb. 39 zeigt, den Anteil der Protonen, die meßtechnisch erfaßt werden können im Vergleich zum gesamten Protonenspektrum, hier simuliert für Gold, das mit 1,2 GeV Protonen bestrahlt wird. 66 % der vom Gold-Kern emittierten Protonen werden detektiert. Die nachgewiesenen Protonen stammen aus der Verdampfung.

6.2 Prinzip der theoretischen Analyse zur Produktion von Wasserstoff und Helium durch Monte- Carlo Simulationen

Die Berechnungen der Produktionswirkungsquerschnitte von Wasserstoff- und Helium-Isotopen erfolgte mit einer modifizierten Version des HETC [5], dem sogenannten Dünntarget Setup, implementiert im HERMES-Code System (vgl. Kap. 3). Ge-

genüber dem beschriebenen Dicktarget-Setup des HETC wird das eingeschossene Teilchen (Projektil) nicht in einer ausgedehnten Geometrie transportiert. Abgebildet wird lediglich ein Kern des Probenmaterials, der vom Projektil immer getroffen wird. Damit beschreibt dieses Modell die intranukleare Kaskade einschließlich der Evaporation des Spallationsprozesses.

Es zeigte sich, daß die berechneten Produktionswirkungsquerschnitte durch die Wahl der Parameter erheblich beeinflusst werden können. Zur Reproduzierbarkeit der dargestellten Ergebnisse ist es daher erforderlich, diese Parameter im einzelnen darzustellen.

1. Wahl des Evaporationmodells

Im HETC kann die Wahrscheinlichkeit einer sogenannten Hochenergiekernspaltung in Konkurrenz zur „normalen“ Verdampfung durch Wahl des Parameters „ifiss“ berücksichtigt werden. In Abhängigkeit dieses Parameters kommen unterschiedliche Verdampfungsmodelle zur Anwendung, die sich unter anderem hinsichtlich der Modellierung der Coulomb-Schwelle unterscheiden. Im ersten Fall, Spaltung bleibt unberücksichtigt, wird das durch Dresner [43] beschriebene Verdampfungsmodell EVAP verwendet. Die Coulomb-Schwelle (V_x) wird in Abhängigkeit von der Ordnungszahl (Z_{proj}) und des Radius (R_{proj}) des zu emittierenden Teilchens, sowie der Ordnungszahl (Z) und dem Radius (R) der Materialprobe nach der Emission beschrieben. Der Tunneleffekt wird über einen tabellierten Faktor $k_x \leq 1$ berücksichtigt, der ausschließlich durch das zu emittierende Teilchen bestimmt wird.

$$V_x = 0.846927 \cdot k_x \cdot \frac{Z_{proj} \cdot Z}{R_x + R} \quad (12)$$

Im zweiten Fall, Spaltung wird zugelassen, kommt das durch Dresner beschriebene Verdampfungsmodell EVAP in modifizierter Form zur Anwendung. Dieses Modell wird im folgenden als EVAP-RAL-Modell [44, 45] bezeichnet. Der durch Dresner beschriebene Formalismus wurde in diesem Modell modifiziert, indem die Anregungsenergie (E^*) des Kerns nach der Intranukleare Kaskade zusätzlich berücksichtigt wird. Diese reduzierte Coulomb-Schwelle wirkt sich durch eine drastische Erhöhung der Emission geladener Teilchen während der Abdampfung aus.

$$V_x = V_x \cdot \left(1 + 0.005 \frac{E^*}{Z_{proj}} \right) \quad (13)$$

Tab. 12 und Tab. 13 zeigen exemplarisch für das Strukturmaterial Eisen und das Targetmaterial Gold, bestrahlt mit 1,2 GeV und 1,8 GeV die vom Probenmaterial emittierten Sekundärteilchen pro Quellteilchen, in Abhängigkeit

vom angewandten Verdampfungsmodell EVAP und EVAP-RAL. Die Indizes geben jeweils an, in welcher Spallationsphase das Teilchen emittiert wurde. Die aus der intranukleare Kaskade stammenden Teilchen sind mit dem Index INC versehen, die aus der Verdampfung stammenden mit dem Index EVAP. Die Summe aller emittierten Teilchen ist mit dem Index Σ versehen.

Sekundärteilchenproduktion, Materialprobe Eisen						
	Protonenenergie 1,2 GeV			Protonenenergie 1,8 GeV		
	EVAP	EVAP-RAL	R/E	EVAP	EVAP-RAL	R/E
Teilchenart	Yield [p ⁻¹]	Yield [p ⁻¹]		Yield [p ⁻¹]	Yield [p ⁻¹]	
Neutronen _{inc}	1,782	1,756	1,0	2,149	2,157	1,0
Neutronen _{evap}	0,869	1,629	1,9	1,056	1,836	1,7
Neutronen Σ	2,650	3,385	1,3	3,305	3,993	1,2
Protonen _{inc}	1,518	1,499	1,0	1,597	1,615	1,0
Protonen _{evap}	0,875	1,447	1,7	1,102	1,729	1,6
Protonen Σ	2,392	2,946	1,2	2,699	3,345	1,2
Deuterium	0,191	0,242	1,3	0,263	0,341	1,3
Tritium	0,031	0,048	1,5	0,045	0,062	1,4
³ He	0,033	0,046	1,4	0,054	0,068	1,3
⁴ He	0,069	0,142	2,1	0,071	0,185	2,6
H-Isotope	2,614	3,236	1,6	3,007	3,749	1,5
³ He + ⁴ He	0,102	0,188	1,8	0,125	0,253	2,0

Tabelle 12: Simulierte Sekundärteilchenproduktion pro Quellteilchen für Fe in Abhängigkeit vom angewandten Verdampfungsmodell. Erläuterung siehe Text.

Für das leichte Probenmaterial Eisen, bestrahlt mit 1,2 GeV Protonen erhält man durch Einschalten des EVAP-RAL-Modells eine 1,3-fach höhere Neutronenproduktion. Besonders drastisch wirkt sich jedoch die reduzierte Coulombschwelle des EVAP-RAL-Modells auf die Produktion geladener Teilchen (H-Isotope und He-Isotope) aus. Das EVAP-RAL-Modell berechnet einen 1,6-fache höhere Produktion von H-Isotope, bzw. einen 1,8-fache höhere Produktion von He-Isotopen. Die Abweichung nehmen mit höheren Primärprotonenenergie zu. Für das schwere Probenmaterial Gold, bestrahlt mit 1,2 GeV Protonen wird die Produktion von Neutronen und Protonen nur leicht von der Wahl des Evaporationmodells beeinflusst. Besonders große Abweichungen in der Größenordnung eines Faktors von 1,6 - 4,4 treten insbesondere bei der Produktion von

Cluster-Teilchen wie Deuteronen, Tritonen und Helium-Isotope auf. Ursache der erhöhten Produktion von Cluster-Teilchen im EVAP-RAL-Modell ist die reduzierte Coulomb-Schwelle, deren Reduktion abhängt von der Ordnungszahl des zu emittierenden Teilchens.

Sekundärteilchenproduktion, Materialprobe Gold						
	Protonenenergie 1,2 GeV			Protonenenergie 1,8 GeV		
	<i>EVAP</i>	<i>EVAP-RAL</i>	<i>R/E</i>	<i>EVAP</i>	<i>EVAP-RAL</i>	<i>R/E</i>
Teilchenart	Yield [p ⁻¹]	Yield [p ⁻¹]		Yield [p ⁻¹]	Yield [p ⁻¹]	
Neutronen _{inc}	3,542	3,559	1,0	4,639	4,642	1,0
Neutronen _{evap}	9,663	8,837	0,9	11,15	10,48	0,9
Neutronen _Σ	13,20	12,40	0,9	15,79	15,12	1,0
Protonen _{inc}	1,459	1,457	1,0	1,748	1,749	1,0
Protonen _{evap}	2,242	2,470	1,1	3,376	3,384	1,0
Protonen _Σ	3,701	3,927	1,1	5,124	5,133	1,0
Deuterium	0,524	0,825	1,6	0,945	1,324	1,4
Tritium	0,132	0,287	2,2	0,223	0,454	2,0
³ He	0,023	0,082	3,6	0,064	0,190	3,0
⁴ He	0,182	0,815	4,5	0,293	1,083	3,7
H-Isotope	4,359	5,039	1,2	6,292	6,911	1,1
³ He + ⁴ He	0,205	0,897	4,4	0,357	1,273	3,6

Tabelle 13: Simulierte Sekundärteilchenproduktion pro Quellteilchen für Au in Abhängigkeit vom angewandten Verdampfungsmodell. Erläuterung siehe Text.

Da im Rahmen dieser Arbeit insbesondere die Produktion von geladenen Teilchen in Strukturmaterialien untersucht werden und diese Materialien eine geringe Spaltwahrscheinlichkeit aufweisen, wurde in den Berechnungen der H- und He- Produktionswirkungsquerschnitte, sofern nicht anders angegeben, das Verdampfungsmodell EVAP angewendet.

2. Level Density

Die Level Density (ρ) beschreibt die Anzahl der Energieniveaus im Kern. Da die Wahrscheinlichkeit einer Teilchenemission mit zunehmender Anzahl der Energieniveaus größer wird, hat dieser Parameter einen erheblichen Einfluß auf die Resultate der Simulation. Die Level Density ist im HETC gegeben durch:

$$a = \frac{A}{B_0} \cdot \left(1 + \frac{Y \cdot \Delta^2}{A^2} \right) \quad (14)$$

A	Massenzahl
Δ	$\Delta = A - 2Z$
Z	Ordnungszahl
Y	Konstante $Y = 1.5$
B_0	Tabellierter Parameter

Innerhalb dieser Arbeit wurde für alle Primärprotonenenergien in der Simulation $B_0 = 8$ MeV für alle Materialien, mit Ausnahme des Probenmaterials Blei ($B_0 = 10$ MeV) angenommen [5].

6.3 He-Produktionswirkungsquerschnitte für Strukturmaterialien ($13 \geq Z \leq 41$)

Die nachfolgenden Tabellen geben eine Übersicht über die Ergebnisse der durchgeführten Experimente am NESSI-Experimentes, die Ergebnisse der Simulation, sowie die Ergebnisse vorangegangener Experimente, jeweils für einen vergleichbaren Energiebereich. Eine ausführliche Beschreibung der Meßverfahren und Ergebnisse vorangegangener Experimente findet sich für Exp.¹ in Ref.[33], für Exp.² in Ref.[32], für Exp.³ in Ref.[46] und für Exp.⁴ in Ref.[31]. Der Fehler der gemessenen Produktionswirkungsquerschnitte σ_{He} des NESSI-Experimentes beträgt $\pm 7\%$, soweit nicht anders angegeben. Der Vergleich der gemessenen und simulierten Produktionswirkungsquerschnitte σ_{He} zeigt für die Primärprotonenenergie von 0,8 GeV erhebliche Abweichungen zwischen Simulation und NESSI-Experiment (vgl. Tab 14).

He-Produktionswirkungsquerschnitte σ_{He} [mbarn]							
Protonenenergie E 0,6 GeV-0,8 GeV							
Experiment NESSI & Simulation HETC				Experimentelle Vergleichsdaten			
$E=0,8$				$E=0,8$	$E=0,75$	$E=0,6$	$E=0,6$
Target	Exp.	Calc.	Calc./Exp.	Exp. ¹	Exp. ²	Exp. ³	Exp. ⁴
Al	199	165	0,8	418	328	268	295
Ti	320	154	0,5	-	-	-	-
Fe	401	151	0,4	620	504	336	370
Ni	429	164	0,4	659	534	-	438
Cu	414	163	0,4	-	511	575	627
Zr	571	257	0,5	-	-	-	-
Nb	599	258	0,4	-	-	-	-

Tabelle 14: He-Produktionswirkungsquerschnitte für Strukturmaterialien in mbarn. Ergebnisse des NESSI-Experimentes (Exp.), der Simulation (Calc.), die Abweichungen des Simulation bezogen auf das NESSI-Experiment (Calc./Exp.), sowie Vergleichsdaten vorangegangener Experimente entsprechend der angegebenen Referenzen: Exp.¹ [33], Exp.² [32], Exp.³ [46], Exp.⁴ [31].

Die gemessenen He-Produktionswirkungsquerschnitte weisen in Abhängigkeit von der Ordnungszahl eine kontinuierlich steigende Tendenz auf von $\sigma_{\text{He}}^{\text{Al}}=199$ mb nach $\sigma_{\text{He}}^{\text{Nb}}=599$ mb. Die mittels HETC ermittelten Produktionswirkungsquerschnitte hingegen zeigen fallende Tendenz für die Targetmaterialie Al, Ti, und Fe und eine steigende Tendenz für Ni, Cu, Zr, Nb. Mit Ausnahme des Probenmaterials Al kann die Abweichung von Simulation und Experiment über einen konstanten Faktor von 0,4-0,5 beschrieben werden.

Für den Vergleich der gemessenen Daten des NESSI-Experimentes mit vorangegangenen Experimenten bietet sich insbesondere das von Michel et. al. (Exp.¹) [33] durchgeführte Experiment an, da bei gleicher Primärprotonenenergie gemessen wurde. Die anderen gemessenen Vergleichsdaten Exp.²⁻⁴ können jedoch unter Berücksichtigung der geringeren Primärprotonenenergie von 0,75, bzw. 0,6 GeV Hinweis auf die Größenordnung der Produktionswirkungsquerschnitte geben.

Die gemessenen NESSI-Produktionswirkungsquerschnitte σ_{He} weichen für die Targetmaterialien Fe und Ni um den Faktor Exp./Exp.¹=0,65 von den gemessenen Michel-Daten ab. Für das Strukturmaterial Al beträgt der von Michel et al. gemessene Produktionswirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{He}}^{\text{Al}}=418$ mb und liegt damit um den Faktor zwei über dem gemessenen NESSI-Produktionswirkungsquerschnitt. Im Vergleich zu den anderen Experimenten (Exp.²⁻⁴) zeigt sich jedoch, daß die Michel-Daten für alle Targetmaterialien über den bisher bekannten Produktionswirkungsquerschnitten liegen. Die Abweichung beträgt ca. 1,2 (Exp.¹/Exp.²), bzw. ca. 1,4-1,8 Exp.¹/Exp.^{2/3}. Mit Ausnahme des Probenmaterials Fe zeigt sich, daß die NESSI-Produktionswirkungsquerschnitte unterhalb der gemessenen Daten der Exp.^{2/3} liegen. Die Abweichung schwankt zwischen 20 % und 50 % (vgl. Tab. 15). Die gemessenen NESSI-Produktionswirkungsquerschnitte zeigen für die Materialien Fe und Ni gute Übereinstimmung mit den Daten des Exp.⁴. Berücksichtigt man jedoch, daß die He-Produktionswirkungsquerschnitte mit zunehmend höherer Primärprotonenenergie größer werden, würde der mit NESSI ermittelte Produktionswirkungsquerschnitt (E=0,8 GeV) unterhalb der in Exp.¹ (E=0,6 GeV) gemessenen Daten liegen.

Protonenenergie E 0,6 GeV-0,8 GeV.							
Target	Exp./ Exp. ¹	Exp./ Exp. ²	Exp./ Exp. ³	Exp./ Exp. ⁴	Exp. ¹ / Exp. ²	Exp. ¹ / Exp. ³	Exp. ¹ / Exp. ⁴
Al	0,5	0,6	0,7	0,7	1,3	1,6	1,4
Ti	-	-	-	-	-	-	-
Fe	0,7	0,7	1,2	1,1	1,2	1,8	1,7
Ni	0,7	0,8	-	1,0	1,2	-	1,5
Cu	-	0,8	0,6	0,6	-	-	-
Zr	-	-	-	-	-	-	-
Nb	-	-	-	-	-	-	-

Tabelle 15: Vergleich der Abweichungen der gemessenen He-Produktionswirkungsquerschnitte für Strukturmaterialien. Abweichungen des NESSI-Experimentes bezüglich der Literaturdaten (Exp./Exp.¹⁻⁴), sowie der Michel-Daten (Exp.¹) gegenüber den übrigen Literaturdaten (Exp.¹/Exp.²⁻⁴), entsprechend der angegebenen Referenzen: Exp.¹ [33], Exp.² [32], Exp.³ [46], Exp.⁴ [31].

Für die Primärprotonenenergie von 1,2 GeV liegen bisher gemessene NESSI-Produktionswirkungsquerschnitte σ_{He} für die Strukturmaterialien Al, Fe, Nb (vgl.

He-Produktionswirkungsquerschnitte σ_{He} [mbarn]							
Protonenenergie E 1,2 GeV							
Experiment NESSI & Simulation HETC				Experimentelle Vergleichsdaten			
$E=1,2$				$E=1,2$	$E=-$	$E=-$	$E=-$
Target	Exp.	Calc.	Calc./Exp.	Exp. ¹	Exp. ²	Exp. ³	Exp. ⁴
Al	226	208	0,9	479	-	-	-
Ti	-	-	-	-	-	-	-
Fe	440	217	0,5	792	-	-	-
Ni	-	-	-	865	-	-	-
Cu	-	-	-	-	-	-	-
Zr	-	-	-	-	-	-	-
Nb	814	399	0,5	-	-	-	-

Tabelle 16: He-Produktionswirkungsquerschnitte für Strukturmaterialien in mbarn. Ergebnisse des NESSI-Experimentes (Exp.), der Simulation (Calc.), die Abweichungen des Simulation bezogen auf das NESSI-Experiment (Calc./Exp.), sowie Vergleichsdaten vorangegangener Experimente entsprechend der angegebenen Referenzen: Exp.¹ [33], Exp.² [32], Exp.³ [46], Exp.⁴ [31].

Tab 16) vor. Vergleichsdaten aus der Literatur liefert wiederum das von Michel et al. durchgeführte Experiment (Exp.¹).

Es zeigt sich wiederum, daß die Produktionswirkungsquerschnitte in der Simulation unterschätzt werden. Die Abweichung zwischen Simulation und Experiment beträgt für die Strukturmaterialien Fe und Nb Faktor 0,5, d.h. der gemessene Wirkungsquerschnitt ist doppelt so groß wie der simulierte. Interessant ist, daß Simulation und Experiment die gleiche Abweichung (Faktor 0,5) ebenfalls für schwere Targetmaterialien zeigen (vgl. Tab. 27). Die gemessenen und simulierten Produktionswirkungsquerschnitte des Al stimmen mit einer Abweichung von 10% überraschend gut überein.

Die von Michel et al. gemessenen Produktionswirkungsquerschnitte liegen auch für diese Primärprotonenenergie deutlich oberhalb der NESSI-Daten. Die Abweichung zwischen den gemessenen Produktionswirkungsquerschnitten (Exp.¹) und den NESSI-Daten beträgt ca. 50 % für die Strukturmaterialien Al und Fe. Folglich beträgt die Abweichung zwischen HETC-Simulation und Exp.¹ für Al ca. 50% und für Fe immerhin 27%. Der Vergleich der gemessenen und simulierten Produktionswirkungsquerschnitte zeigt für die Primärprotonenenergie von 1,8 (NESSI-Experiment), bzw. 1,6 (Exp.¹) qualitativ das gleiche Ergebnis (vgl. Tab. 17). Die Abweichung des simulierten Wirkungsquerschnittes, bezogen auf den im Rahmen des NESSI-Experimentes gemessenen beträgt für das Strukturmaterial Ni 50%.

Tab. 18 zeigt die gemessenen Produktionswirkungsquerschnitte der Strukturma-

He-Produktionswirkungsquerschnitte σ_{He} [mbarn]							
Protonenenergie E 1,6 GeV - 1,8 GeV							
Experiment NESSI & Simulation HETC				Experimentelle Vergleichsdaten			
$E=1,8$				$E=1,6$	$E=-$	$E=-$	$E=-$
Target	Exp.	Calc.	Calc./Exp.	Exp. ¹	Exp. ²	Exp. ³	Exp. ⁴
Al	-	-	-	519	-	-	-
Ti	-	-	-	-	-	-	-
Fe	-	-	-	748	-	-	-
Ni	630	320	0,5	869	-	-	-
Cu	-	-	-	-	-	-	-
Zr	-	-	-	-	-	-	-
Nb	-	-	-	-	-	-	-

Tabelle 17: He-Produktionswirkungsquerschnitte für Strukturmaterialien in mbarn. Ergebnisse des NESSI-Experimentes (Exp.), der Simulation (Calc.), die Abweichungen des Simulation bezogen auf das NESSI-Experiment (Calc./Exp.), sowie Vergleichsdaten vorangegangener Experimente entsprechend der angegebenen Referenzen: Exp.¹ [33], Exp.² [32], Exp.³ [46], Exp.⁴ [31].

He-Produktionswirkungsquerschnitte σ_{He} [mbarn]							
Protonenenergie E 2,1 GeV - 2,5 GeV							
Experiment NESSI & Simulation HETC				Experimentelle Vergleichsdaten			
$E=2,5$				$E=2,6$	$E=-$	$E=-$	$E=2,2$
Target	Exp.	Calc.	Calc./Exp.	Exp. ¹	Exp. ²	Exp. ³	Exp. ⁴
Al	248	211	0,9	493	-	-	482
Ti	458	301	0,7	-	-	-	-
Fe	592	351	0,6	696	-	-	-
Ni	636	391	0,6	1098	-	-	-
Cu	671	383	0,6	-	-	-	700
Zr	1017	606	0,6	-	-	-	-
Nb	1058	625	0,6	-	-	-	-

Tabelle 18: He-Produktionswirkungsquerschnitte für Strukturmaterialien in mbarn. Ergebnisse des NESSI-Experimentes (Exp.), der Simulation (Calc.), die Abweichungen des Simulation bezogen auf das NESSI-Experiment (Calc./Exp.), sowie Vergleichsdaten vorangegangener Experimente entsprechend der angegebenen Referenzen: Exp.¹ [33], Exp.² [32], Exp.³ [46], Exp.⁴ [31].

aterialien Al, Ti, Fe, Ni, Cu, Zr und Nb für den Primärprotonenenergie-Bereich 2,1

GeV bis 2,5 GeV. Mit Ausnahme des Strukturmaterials Al sind die Abweichungen zwischen Simulation und NESSI-Experiment kleiner als bei den niedrigeren Energien. Die simulierten Produktionswirkungsquerschnitte der Materialien Fe, Ni, Cu, Zr und Nb sind ca. 40% kleiner als die gemessenen des NESSI-Experimentes, während die des Al nur um 10% vom Experiment abweichen.

Zusammenfassend lassen sich folgende Aussagen formulieren:

- Die simulierten He-Produktionswirkungsquerschnitten liegen unterhalb der gemessenen He-Produktionswirkungsquerschnitten.
- Mit Ausnahme des Strukturmaterials Aluminium bestehen zwischen den simulierten (Calc.) Produktionswirkungsquerschnitten σ_{He} und den im Rahmen des NESSI-Experimentes (Exp.) gemessenen Produktionswirkungsquerschnitten σ_{He} beträchtliche Abweichungen von ca. 60% bis 40%.
- Das Strukturmaterial Aluminium stimmt mit 10%-20% Abweichung zwischen Simulation und Experiment überraschend gut überein.
- Die Abweichungen zwischen simulierten (Calc.) und gemessenen (Exp.) Produktionswirkungsquerschnitten der Strukturmaterialien Ti, Fe, Ni, Cu, Zr und Nb liegen für eine gegebene Primärprotonenenergie in der gleichen Größenordnung und werden mit zunehmender Protonenenergie kleiner. Es besteht nur eine geringe Abhängigkeit von der Ordnungszahl.
- Die vorliegenden experimentellen Daten zeigen eine große Streuung.
- Die von Michel et al. (Exp.¹) angegebenen Produktionswirkungsquerschnitte sind ca. doppelt so groß wie die aktuell vorliegenden NESSI-Daten.

6.4 H-Produktionswirkungsquerschnitte für Struktur- und Targetmaterialien ($13 \geq Z \leq 92$)

Neben den He-Produktionswirkungsquerschnitten wurden gleichzeitig die Produktionswirkungsquerschnitte für Wasserstoff-Isotope (Protonen, Deuteronen, Tritonen) bezogen auf alle eingeschossenen Protonen gemessen. Die Tabellen 19 - 22 zeigen die gemessenen H-Produktionswirkungsquerschnitte σ_H des NESSI-Experimentes (Exp.) und die berechneten der HERMES Simulation (Calc.) entsprechend der angegebenen Primärprotonenenergie für Struktur- und Targetmaterialien. Der Fehler der gemessenen H-Produktionswirkungsquerschnitte des NESSI-Experimentes beträgt 7%. Die experimentellen Nachweisgrenzen des Detektorsystems (untere und obere Energiegrenzen für Protonen, Deuteronen und Tritonen, vgl. Kap. 6.1.2 auf Seite 55) wurden in der Simulation berücksichtigt.

H-Produktionswirkungsquerschnitte σ_H					
Protonenenergie von 0,8 GeV					
Target	Exp. σ_H [mb]	Calc. σ_H [mb]	Calc./Exp.	Calc. ^{eff} σ_H [mb]	Calc. ^{eff} /Calc.
Al	481	821	1,7	1689	2,1
Ti	979	1691	1,7	2870	1,7
Fe	1531	2237	1,4	3527	1,6
Ni	1645	2748	1,7	4101	1,5
Cu	1408	2408	1,7	3778	1,3
Zr	1890	3259	1,7	4919	1,5
Nb	2005	3495	1,7	5143	1,5
Ag	2141	3754	1,8	5549	1,5
Ho	1981	4144	2,1	6239	1,5
Ta	1740	4239	2,4	6389	1,5
W	2069	4283	2,1	6480	1,5
Au	2055	4435	2,2	6700	1,5
Pb	1923	4280	2,2	6591	1,5
U	1757	4525	2,6	6921	1,5

Tabelle 19: H-Produktionswirkungsquerschnitte in mbarn. Ergebnisse des NESSI-Experimentes (Exp.), der Simulation mit Berücksichtigung der detektorabhängigen Energiegrenzen (Calc.) von 2,2 MeV bis 26 MeV, 49 MeV und 76 MeV für Protonen, Deuteronen, bzw. Tritonen, der Simulation ohne Berücksichtigung der detektorabhängigen Energiegrenzen Calc.^{eff}, sowie des Quotienten aus Calc.^{eff} und Calc..

Da jedoch die tatsächliche Produktion von Wasserstoff für die Auslegung der Tar-

getstation von primärem Interesse ist, wurde gleichzeitig der Produktionswirkungsquerschnitt für Wasserstoff ohne Berücksichtigung der Energiegrenzen in der Simulation ermittelt. Dieser Produktionsquerschnitt wird in den Tabellen mit $\text{Calc.}^{\text{eff}}$ angegeben. Über den angegebenen Quotienten $\text{Calc.}^{\text{eff}}/\text{Calc.}$ wird der Unterschied von simuliertem Produktionswirkungsquerschnitt mit und ohne Energiegrenzen ersichtlich.

Tab. 19 zeigt die gemessenen und berechneten H-Produktionswirkungsquerschnitte für eine Primärprotonenenergie von 0,8 GeV für unterschiedliche Struktur- und Targetmaterialien. Es zeigen sich erhebliche Abweichungen zwischen den gemessenen und den berechneten H-Produktionswirkungsquerschnitten für alle Materialien.

Die Simulation liefert im Vergleich zum NESSI-Experiment wesentlich grössere H-Produktionswirkungsquerschnitte. Für die Strukturmaterialien Al, Ti, Ni, Cu, Zr, Nb kann die Abweichung der Simulation vom Experiment über den Faktor 1,7 beschrieben werden. Die Abweichungen nehmen mit zunehmender Ordnungszahl zu. Der simulierte H-Produktionswirkungsquerschnitt für das Targetmaterial Pb ist um den Faktor 2,2 größer als der gemessene.

Unter der Annahme, daß die Simulation die Energiespektren der emittierten Wasserstoff-Isotope richtig wiedergibt, zeigt der Vergleich der berechneten Produktionswirkungsquerschnitte für die Targetmaterialien (mit und ohne detektorabhängige Energiegrenzen), daß die „tatsächliche“ Wasserstoff-Produktion bei einer Primärprotonenenergie um den Faktor 1,5 höher ist.

Der Vergleich zwischen berechneten und experimentellen H-Produktionswirkungsquerschnitten zeigt für die Primärprotonenenergie von 1,2 GeV ähnliche Abweichungen (vgl. Tab. 20). Die Abweichungen nehmen mit höherer Ordnungszahl des untersuchten Materials zu und variieren in Abhängigkeit vom Material von $\text{Calc.}/\text{Exp.}^{\text{Nb}}=1,8$ bis $\text{Calc.}/\text{Exp.}^{\text{U}}=3,7$. Für die Targetmaterialien weisen die berechneten Produktionswirkungsquerschnitte, ohne Berücksichtigung der detektorabhängigen Energieschwellen, einen 1,4 größeren Produktionswirkungsquerschnitt aus.

Für die Primärprotonenenergie von 1,8 GeV liegen bisher Meßdaten der Materialien Ni, Ag, Ta, Au, Pb und U vor (vgl. Tab. 21). Wiederum zeigt sich, daß die Abweichungen zwischen berechneten und gemessenen H-Produktionswirkungsquerschnitten mit zunehmender Ordnungszahl größer werden. Vergleicht man die Abweichung von Simulation und Experiment für die Primärprotonenenergie von 0,8 GeV mit denen von 1,8 GeV erkennt man, daß diese mit zunehmender Primärprotonenenergie wachsen. Während die Abweichung für das Strukturmaterial Ni bei der Primärprotonenenergie von 0,8 GeV $\text{Calc.}/\text{Exp}=1,7$ beträgt, zeigt sich für die Primärprotonenenergie von 1,8 GeV eine Abweichung von 2,3.

Die Resultate von berechneten und gemessenen Produktionswirkungsquerschnitten für die Primärprotonenenergie von 2,5 GeV sind in Tab. 22 dargestellt. Auch für

H-Produktionswirkungsquerschnitte σ_H					
Protonenenergie von 1,2 GeV					
Target	Exp. σ_H [mb]	Calc. σ_H [mb]	Calc./Exp.	Calc. ^{eff} σ_H [mb]	Calc. ^{eff} /Calc.
Al	502	988	2,0	1951	2,0
Ti	-	-	-	-	-
Fe	1320	2754	2,1	4294	1,6
Ni	-	-	-	-	-
Cu	-	-	-	-	-
Zr	-	-	-	-	-
Nb	2516	4648	1,8	6740	1,5
Ag	2540	4946	1,9	7096	1,4
Ho	2616	6298	2,4	8970	1,4
Ta	2200	6986	3,2	9792	1,4
W	2210	6952	3,2	9765	1,4
Au	2964	7303	2,5	10231	1,4
Pb	2270	6759	3,0	9730	1,4
U	2140	7813	3,7	10897	1,4

Tabelle 20: H-Produktionswirkungsquerschnitte in mbarn. Ergebnisse des NESSI-Experimentes (Exp.), der Simulation mit Berücksichtigung der detektorabhängigen Energiegrenzen (Calc.), der Simulation ohne Berücksichtigung der detektorabhängigen Energiegrenzen Calc.^{eff}, sowie des Quotienten aus Calc.^{eff} und Calc..

diese Energie zeigt sich, daß die Abweichungen von Simulation und Experiment mit zunehmender Ordnungszahl größer werden. Der Vergleich der berechneten H-Produktionswirkungsquerschnitte, mit und ohne detektorabhängigen Energiegrenzen zeigt, das die „tatsächlichen“ H-Produktionswirkungsquerschnitte im Durchschnitt um den Faktor 1,5 größer sind.

Abb. 40 zeigt für die Primärprotonenenergie 0,8 GeV und 2,5 GeV die gemessenen und berechneten H-Produktionswirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Ordnungszahl des Probenmaterials. Der Verlauf der gemessenen und berechneten Wirkungsquerschnitte bei einer Primärprotonenenergie von 0,8 GeV zeigt einen steilen Anstieg der Wirkungsquerschnitte bis zu einer Ordnungszahl von ca. 50. Für große Ordnungszahlen wird die Steigung kleiner. Für die Primärprotonenenergie von 2,5 GeV erkennt man jedoch, daß die H-Produktionswirkungsquerschnitte kontinuierlich mit zunehmender Ordnungszahl über den gesamten dargestellten Bereich größer werden.

Zusammenfassend können folgende Aussagen formuliert werden:

H-Produktionswirkungsquerschnitte σ_H					
Protonenenergie von 1,8 GeV					
Target	Exp. σ_H [mb]	Calc. σ_H [mb]	Calc./Exp.	Calc. ^{eff} σ_H [mb]	Calc. ^{eff} /Calc.
Al	-	-	-	-	-
Ti	-	-	-	-	-
Fe	-	-	-	-	-
Ni	1700	3922	2,3	5920	1,5
Cu	-	-	-	-	-
Zr	-	-	-	-	-
Nb	-	-	-	-	-
Ag	2750	6829	2,5	9680	1,4
Ho	-	-	-	-	-
Ta	3300	10222	3,1	14025	1,4
W	-	-	-	-	-
Au	4000	11029	2,8	14973	1,4
Pb	3130	10601	3,3	14727	1,4
U	3200	12175	3,8	16419	1,3

Tabelle 21: H-Produktionswirkungsquerschnitte in mbarn. Ergebnisse des NESSI-Experimentes (Exp.), der Simulation mit Berücksichtigung der detektorabhängigen Energiegrenzen (Calc.), der Simulation ohne Berücksichtigung der detektorabhängigen Energiegrenzen Calc.^{eff}, sowie des Quotienten aus Calc.^{eff} und Calc..

- Die berechneten H-Produktionswirkungsquerschnitte liegen oberhalb der gemessenen H-Produktionswirkungsquerschnitte.
- Zwischen den experimentellen H-Produktionswirkungsquerschnitten und den berechneten bestehen große Abweichung in einer Größenordnung von Calc./Exp.=1,7 für niedrige Ordnungszahlen des bestrahlten Materials und kleiner Primärprotonenenergie (E=0,8 GeV) bis Calc./Exp.=3,9 für hohe Ordnungszahlen und hoher Primärprotonenenergie (E=2,5 GeV).
- Die Abweichungen werden mit größer werdender Ordnungszahl und zunehmender Primärprotonenenergie größer.
- Unter der Annahme, daß die Simulation die Energiespektren der emittierten Wasserstoff-Isotope richtig wiedergibt, zeigt der Vergleich der berechneten H-Produktionswirkungsquerschnitte mit und ohne detektorabhängige Energiegrenzen, daß die „tatsächlichen“ H-Produktionswirkungsquerschnitte für

H-Produktionswirkungsquerschnitte σ_H					
Protonenenergie von 2,5 GeV					
Target	Exp. σ_H [mb]	Calc. σ_H [mb]	Calc./Exp.	Calc. ^{eff} σ_H [mb]	Calc. ^{eff} /Calc.
Al	617	1170	1,9	2275	1,9
Ti	1352	2864	2,1	4729	1,7
Fe	1749	3736	2,1	5916	1,6
Ni	2102	4470	2,1	6910	1,6
Cu	1915	4353	2,3	6755	1,6
Zr	2783	6704	2,4	9799	1,5
Nb	3054	6962	2,3	10148	1,5
Ag	3392	8896	2,6	11640	1,3
Ho	4278	11661	2,7	16270	1,4
Ta	4544	13399	2,9	18371	1,4
W	4257	13080	3,0	18035	1,4
Au	4818	14486	3,0	19689	1,4
Pb	4972	14001	2,8	19346	1,4
U	4151	16218	3,9	21851	1,3

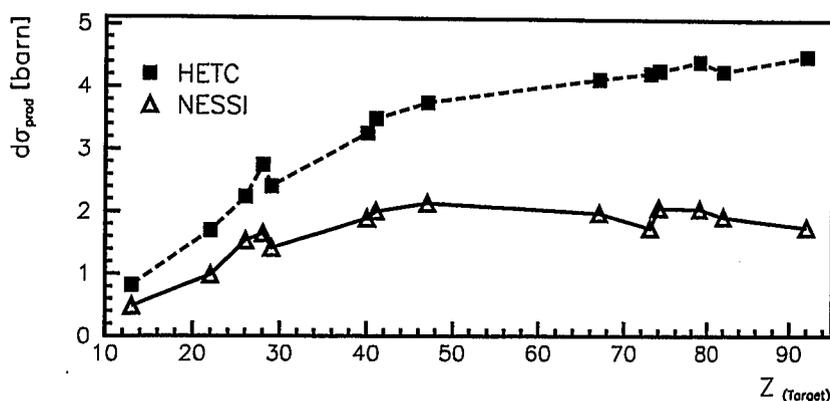
Tabelle 22: H-Produktionswirkungsquerschnitte in mbarn. Ergebnisse des NESSI-Experimentes (Exp.), der Simulation mit Berücksichtigung der detektorabhängigen Energiegrenzen (Calc.), der Simulation ohne Berücksichtigung der detektorabhängigen Energiegrenzen Calc.^{eff}, sowie des Quotienten aus Calc.^{eff} und Calc..

schwere Materialien ($Z > 47$) um den Faktor 1,4 bis 1,5 größer angenommen werden müssen.

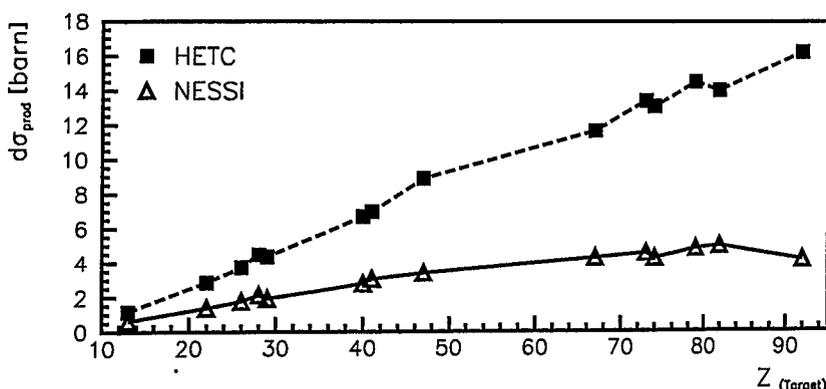
Experimentelle Vergleichsdaten liefert das von Koch [42] am LAMPF in Los Alamos (USA) durchgeführte Experiment. Eine detaillierte Beschreibung des experimentellen Aufbaus, des Meßverfahrens und der Ergebnisse gibt Ref.[42].

Ziel des Experimentes war die Messung von doppeltdifferenziellen Produktionswirkungsquerschnitten für geladene Teilchen ausgelöst durch 800 MeV Protonen. Als Probenmaterial dienten dünne Folien aus Pb, Cu, Al, und C. Beim Vergleich dieser Daten mit dem NESSI-Experiment ist insbesondere zu berücksichtigen:

- Das Koch-Experiment erlaubte meßtechnisch die Trennung von Protonen, Deuteronen und Tritonen.
- Als detektorabhängige Energiegrenzen waren gegeben: Protonen 3-65 MeV, Deuteronen und Tritonen 3-100 MeV.



(a) Primärprotonenenergie 0,8 GeV



(b) Primärprotonenenergie 2,5 GeV

Abbildung 40: Vergleich experimenteller und simulierter H- Produktionswirkungsquerschnitte im Meßbereich von 2,2 MeV bis 26 MeV in Abhängigkeit von der Ordnungszahl Z.

- Die Produktionsquerschnitte wurden nur unter einem Winkel von 38 Grad gemessen. Für den Vergleich mit den NESSI-Daten müssen die Daten jedoch auf den gesamten Raumwinkel von 4π extrapoliert werden. Diese Annahme ist gerechtfertigt, da für den Vergleich die niederenergetischen Sekundärprotonen von Interesse sind. Diese aus der Evaporation stammende Sekundärteilchen werden isotrop emittiert.

Durch Extrapolation der experimentell ermittelten Werte ergibt sich für eine Sekundärprotonenenergie von 10 MeV ein integraler ^1H -Produktionswirkungsquerschnitt von 1,8 barn, verglichen mit einem berechneten ^1H -Produktionswirkungsquerschnitt von $\sigma_{\text{H}}^1=5$ barn. Zwischen HETC-Simulation und Koch-Experiment besteht eine Abweichung von 2,8. Der im Rahmen des NESSI-Experimentes gemessene Wirkungsquerschnitt beträgt $\sigma_{\text{H}}=1,9$ barn. Die Abweichungen von HETC-Simulation und NESSI-Experiment liegen in der gleichen Größenordnung.

6.5 Neutronen-Produktionswirkungsquerschnitte

Da bei den Experimenten zur Messung von H- und He- Produktionswirkungsquerschnitte und Wirkungsquerschnitte für Neutronen bestimmt worden sind, werden diese hier der Vollständigkeit halber angegeben.

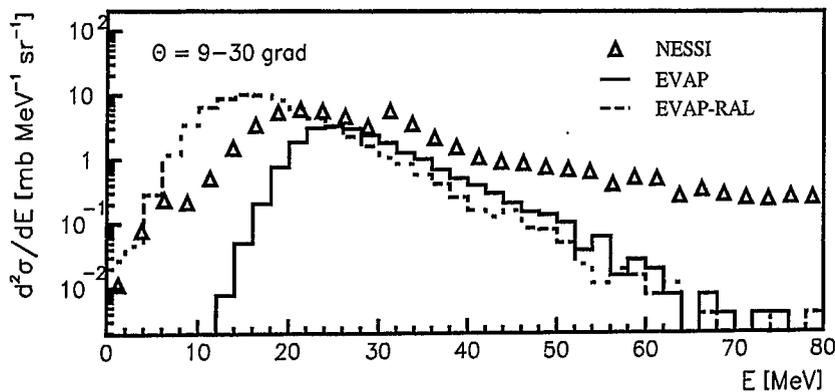
Die Ergebnisse der gemessenen (Exp.) und simulierten Produktionswirkungsquerschnitte für Neutronen sind in Tab. 23 dargestellt. In den Berechnungen (Calc.) ist die energieabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen des Berliner Neutronenball berücksichtigt. Zur Information sind weiterhin die detektorunabhängigen Produktionswirkungsquerschnitte (Calc.^{eff}) angegeben. Die berechnete Neutronenproduktion für das Strukturmaterial Eisen, bestrahlt mit 1,2 GeV Primärprotonenenergie stimmt sehr gut mit gemessenen Werten überein. Für schwere Probenmaterialien (Au, Hg, und Pb) bestehen größere Abweichungen zwischen Experiment und Simulation von max. 20%.

Neutronen-Produktionswirkungsquerschnitte σ_n				
Protonenenergie von 1,2 GeV				
Target	Exp.	Calc.	Calc./Exp.	Calc. ^{eff}
	σ_n [b]	σ_n [b]		σ_n [b]
Al	-	-	-	
Ti	-	-	-	
Fe	2,96	2,82	0,95	4,75
Ni	-	-	-	
Cu	-	-	-	
Zr	-	-	-	
Nb	-	-	-	
Ag	-	-	-	
Ho	-	-	-	
Ta	-	-	-	
W	-	-	-	
Au	19,12	22,85	1,20	31,68
Hg	20,33	24,18	1,19	33,38
Pb	21,92	25,16	1,14	34,57
U	-	-	-	-

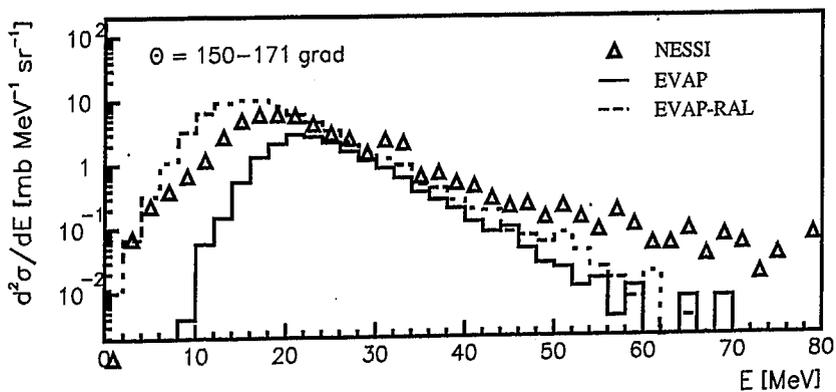
Tabelle 23: Neutronen-Produktionswirkungsquerschnitte. Ergebnisse des NESSI-Experimentes (Exp.), der Simulation mit Berücksichtigung der detektorabhängigen Nachweiswahrscheinlichkeit (Calc.), der Simulation ohne Berücksichtigung der detektorabhängigen Nachweiswahrscheinlichkeit Calc.^{eff}.

6.6 Diskussion der Ergebnisse

Zwischen den gemessenen und berechneten He-Produktionswirkungsquerschnitten bestehen erhebliche Abweichungen. Die gemessenen He-Produktionswirkungsquerschnitte sind im Vergleich zu den berechneten ca. doppelt so groß. Damit werden die He-Produktionwirkungsquerschnitte durch das HERMES-Code System drastisch unterschätzt. Einen Ansatz zur Erklärung für diese Unterschätzung der He-Produktionwirkungsquerschnitte durch das Modell liefern die Energiespektren der emittierten Helium-Teilchen. Abb. 41 zeigt die gemessenen und simulierten Energiespektren der emittierten He-Teilchen in einem Winkelbereich von $\Theta=9-30$ Grad, bzw. $\Theta=150-171$ Grad.



(a) Vorwärtsgerichteter Winkel $\Theta=9-30$ Grad



(b) Rückwärtsgerichteter Winkel $\Theta=9-30$ Grad

Abbildung 41: Gemessener und simulierter winkel- und energieabhängiger Produktionswirkungsquerschnitt für Helium. Erläuterung siehe Text.

Dargestellt sind die Ergebnisse des NESSI-Experimentes, die Ergebnisse der HERMES-Simulation mit dem Verdampfungsmodell EVAP nach Dresner [43], sowie

mit dem modifizierten Verdampfungsmodell EVAP-RAL [44, 45], vgl. auch Kap. 6.2 auf Seite 56. Die Unstimmigkeiten im Verlauf der gemessenen Produktionswirkungsquerschnitte bei ca. 32 MeV kommen durch den sogenannten „Punch-Trough“ zustande, bei dem die Teilchen im Detektor nicht mehr gestoppt werden, sondern nur einen Energieverlust erleiden.

Man erkennt deutlich, daß der gemessene hochenergetische Teil des Energiespektrum der emittierten Helium-Teilchen in der Simulation vollständig fehlt. Die Emission von Clusterteilchen, wie Tritonen, Deuteronen und Helium erfolgt in den Simulationsmodellen ausschließlich während der Verdampfungsphase des Kerns, da die Modelle nur diesen Energiebereich beschreiben können. Weiterhin zeigen die Energiespektren Abweichungen zwischen Simulation und Experiment bezüglich der Teilchenemission für Energien unterhalb der Coulomb-Schwelle. Die emittierten niederenergetischen Helium-Teilchen werden vom EVAP-RAL-Verdampfungsmodell gegenüber dem Experiment überschätzt. Der Schwerpunkt der mittels EVAP-RAL-Verdampfungsmodell simulierten Energieverteilung der Helium-Teilchen unterscheidet sich deutlich von der gemessenen Verteilung. Während das mit dem EVAP-RAL-Verdampfungsmodell berechnete Energiespektrum seinen Mittelwert bei 15 MeV besitzt, liegt der gemessene bei 21 MeV. Die Simulation mit dem Verdampfungsmodell EVAP hingegen zeigt eine deutliche Unterschätzung niederenergetischer Helium-Teilchen gegenüber dem Experiment. Der Mittelwert der mittels dem Verdampfungsmodell EVAP simulierten Energieverteilung wird bezogen auf die gemessenen He-Produktionswirkungsquerschnitte besser dargestellt. Er liegt bei ca. 25 MeV.

Die gemessenen Produktionswirkungsquerschnitte zeigen eine deutlich anisotrope Verteilung der emittierten He-Teilchen (vgl. $\Theta=9-30$ Grad und $\Theta=150-171$ Grad). Der vorwärtsgerichtete Winkelbereich zeigt eine erhöhte Emission hochenergetischer He-Teilchen. Die leicht anisotrope Verteilung der simulierten Spektren kommt durch den Impulsübertrag des primären Protons auf den Restkern zustande.

Zwischen den experimentellen H-Produktionswirkungsquerschnitten und den simulierten bestehen große Abweichung in einer Größenordnung von $\text{Calc./Exp.}=1,7$ für niedrige Ordnungszahlen des bestrahlten Materials und kleinen Primärprotonenenergien ($E=0,8$ GeV) bis $\text{Calc./Exp.}=3,9$ für hohe Ordnungszahlen und hohen Primärprotonenenergien ($E=2,5$ GeV). Der Vergleich von gemessenen und simulierten Produktionswirkungsquerschnitten für Neutronen stimmte im Rahmen von ca. 20% gut überein.

In Kap. 6.2 auf Seite 56 wurde gezeigt, daß die Anwendung unterschiedlicher Verdampfungsmodelle erheblichen Einfluß auf die Sekundärteilchenproduktion hat. Obwohl die Kerne mit gleicher Anregungsenergie in die Verdampfungsmodelle gehen, werden im EVAP-RAL-Modell wesentlich mehr Sekundärteilchen produziert. Dies legt den Schluß nahe, daß sich die Energiespektren der emittierten Teilchen deutlich unterscheiden. In den folgenden Abb. 42 bis Abb. 46 werden die Energiespektren für Neutronen und geladene Teilchen berechnet mit den Verdampfungsmodellen EVAP ($\text{ifiss}=0$) und EVAP-RAL ($\text{ifiss}=1$) für das Probenmaterial Gold und Eisen, bestrahlt mit 1.2 GeV Protonen gegenübergestellt.

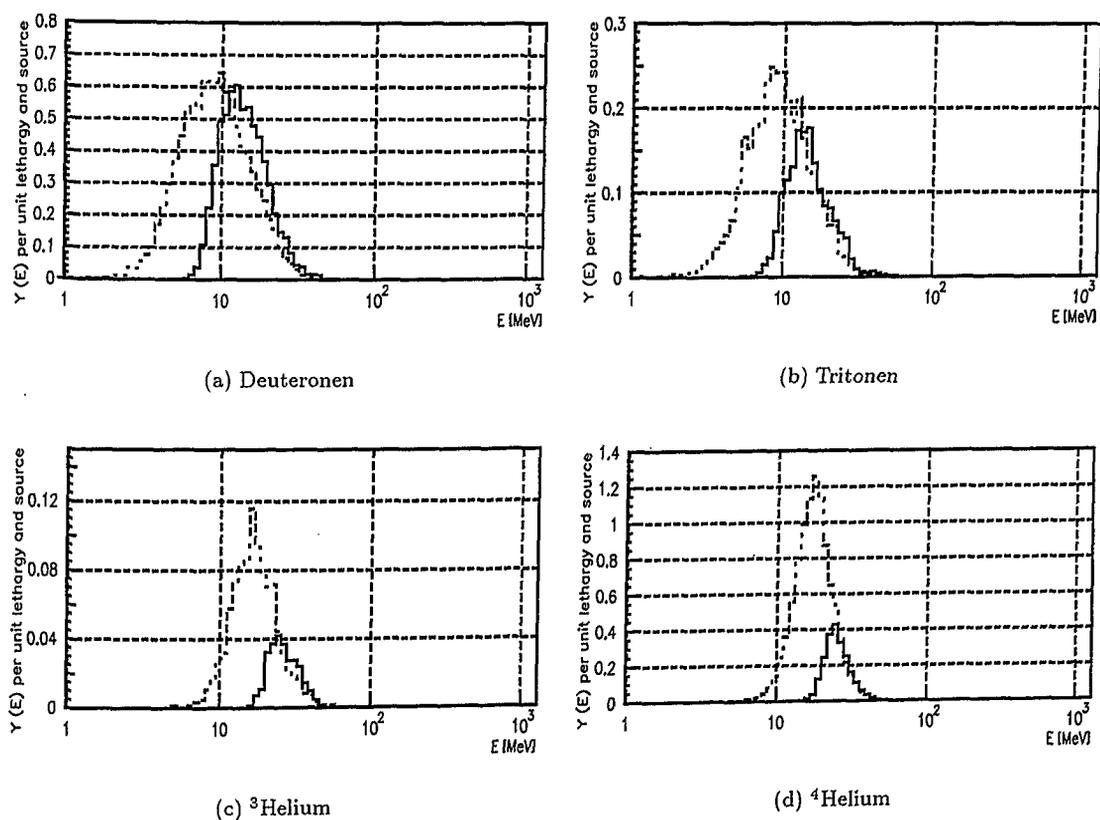
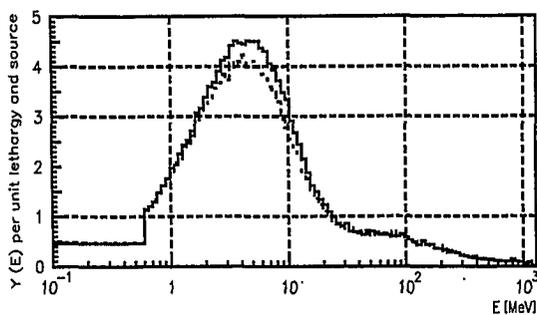
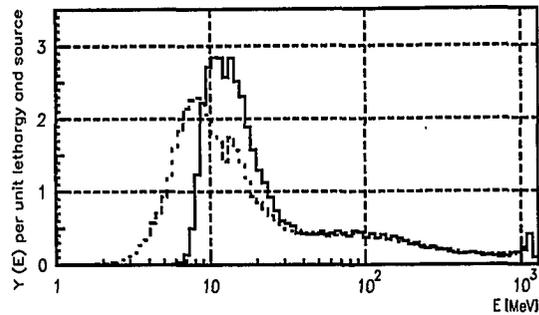


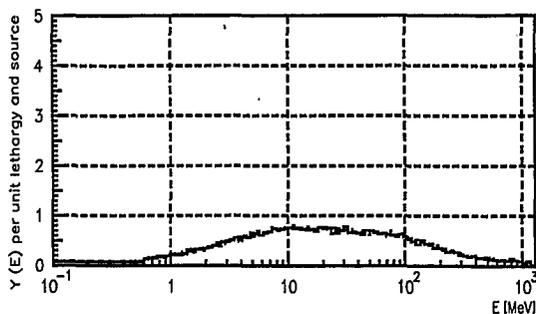
Abbildung 42: Energiespektren der emittierten Clusterteilchen des Probenmaterials Gold, bestrahlt mit 1,2 GeV Protonen. Die durchgezogene Linie zeigt die Ergebnisse der Simulation mit dem Verdampfungsmodell EVAP [43], die gestrichelte Linie die Ergebnisse der Simulation mit dem Verdampfungsmodell EVAP-RAL [44, 45].



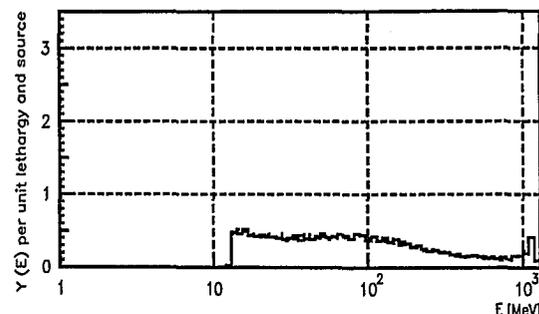
(a) Neutronen



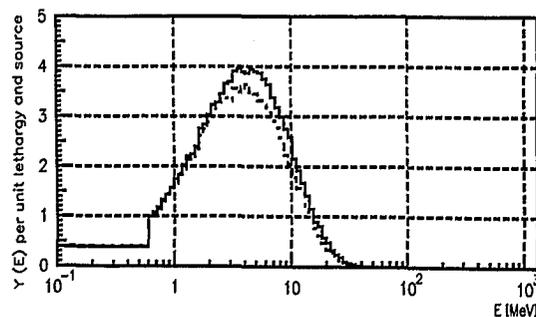
(b) Protonen



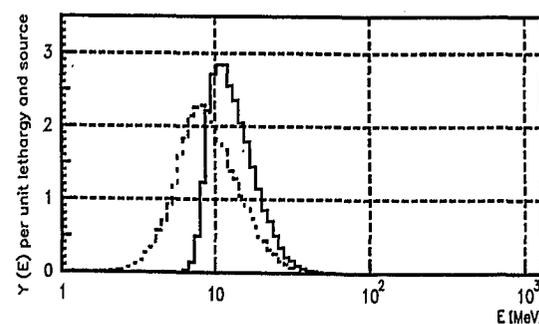
(c) Neutronen (Intranukleare Kaskade)



(d) Protonen (Intranukleare Kaskade)



(e) Neutronen (Verdampfung)



(f) Protonen (Verdampfung)

Abbildung 43: Energiespektren der emittierten Neutronen und Protonen des Probenmaterials Gold, bestrahlt mit 1,2 GeV Protonen. Die durchgezogene Linie zeigt die Ergebnisse der Simulation mit dem Verdampfungsmodell EVAP [43], die gestrichelte Linie die Ergebnisse der Simulation mit dem Verdampfungsmodell EVAP-RAL [44, 45].

Für das Probenmaterial Gold zeigen sich zwischen den Verdampfungsmodellen nur geringe Unterschiede hinsichtlich der Energiespektren der emittierten Neutronen. Die Energiespektren der geladenen Teilchen unterscheiden sich jedoch erheblich. Das EVAP-RAL-Modell emittiert gegenüber dem EVAP-Modell wesentlich mehr niederenergetische Teilchen.

Während der integrale Produktionswirkungsquerschnitt für Protonen jedoch erhalten bleibt, vergrößert er sich für Clusterteilchen. Die Unterschiede in den Produktionswirkungsquerschnitten und Energiespektren vergrößern sich mit zunehmender Ladungszahl des Clusterteilchens. Die Ursache hierfür liegt in der unterschiedlichen Behandlung der Coulomb-Schwelle. Das EVAP-RAL Modell berücksichtigt über einen zusätzlichen Term die Tunnelwahrscheinlichkeit des Teilchens. Da dieser Term die Coulomb-Schwelle in Abhängigkeit von der Ordnungszahl des zu emittierenden Teilchens und der Anregungsenergie des Kerns reduziert, wirkt sich dies insbesondere auf die Emission von geladenen Cluster-Teilchen aus. Abb. 44 gibt die berechneten Coulomb-Schwellen für Helium in Abhängigkeit von der Ordnungszahl ohne Reduktion (EVAP) und mit Reduktion (EVAP-RAL) für unterschiedliche Anregungsenergie des Kerns an. Für die Anregungsenergie $E^*=0$ besteht zwischen dem EVAP-Modell und dem EVAP-RAL-Modell kein Unterschied. Für höhere Anregungsenergien des Kerns reduziert sich die Coulomb-Schwelle drastisch, so daß Helium Teilchen mit geringerer Energie den Kern verlassen können. Gleiches gilt auch für die anderen geladenen Teilchen.

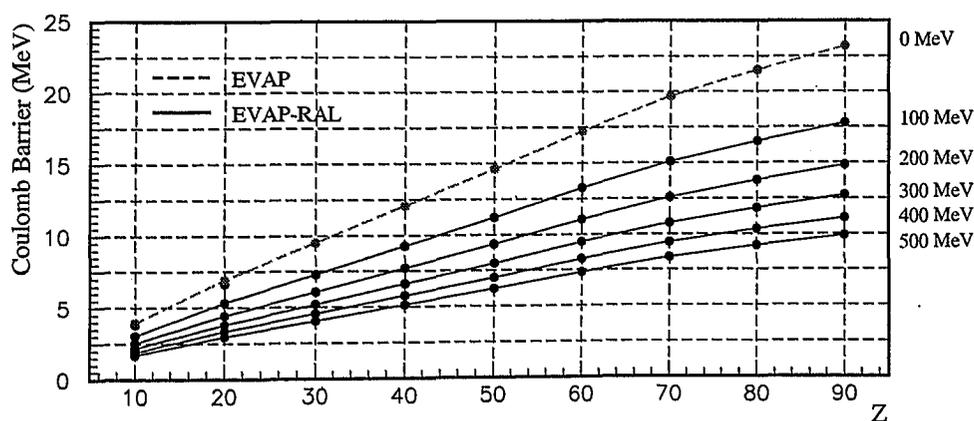


Abbildung 44: Coulomb-Schwelle für Helium in Abhängigkeit von der Ordnungszahl des Probenmaterials. Die durchgezogene Linie gibt die Coulomb-Schwelle des modifizierten EVAP-RAL-Modells [44, 45] in Abhängigkeit von der Anregungsenergie des Kerns, die gestrichelte Linie gibt die Coulomb-Schwelle des EVAP Modells [43] an.

Für das Probenmaterial Eisen zeigt sich sowohl für die Neutronen als auch für die geladenen Teilchen eine Änderung in den Spektren und den integralen Produ-

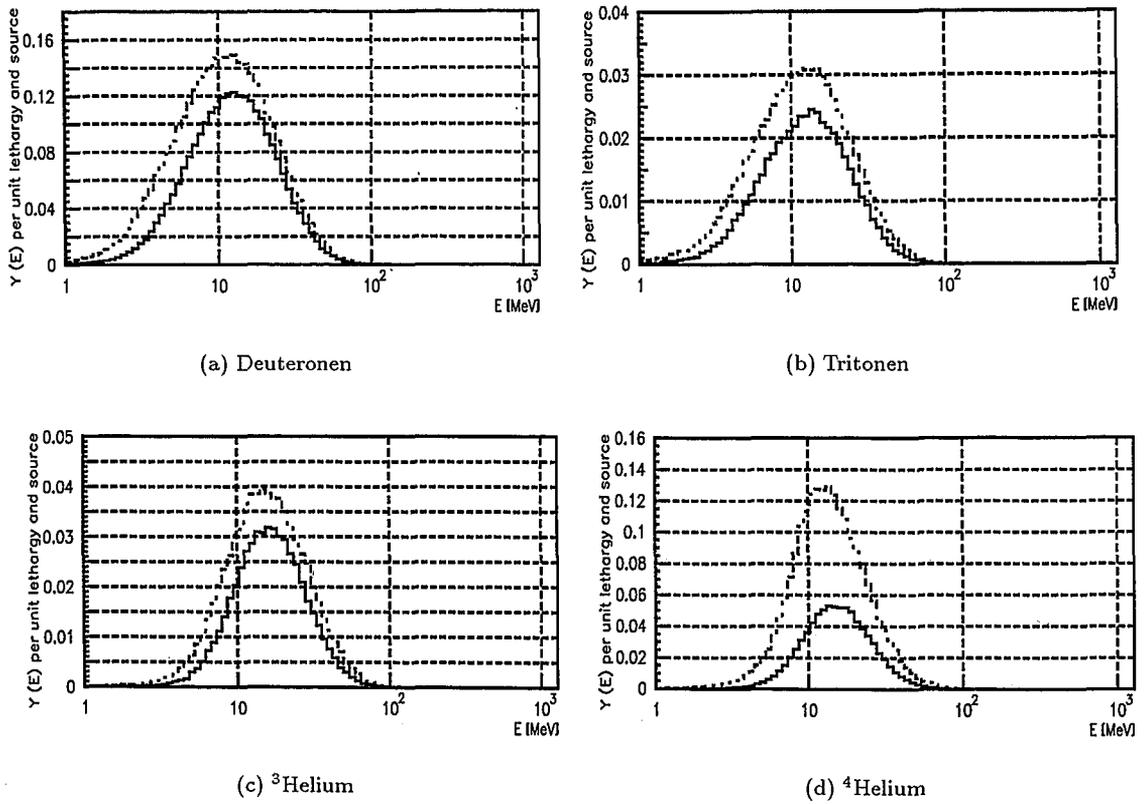
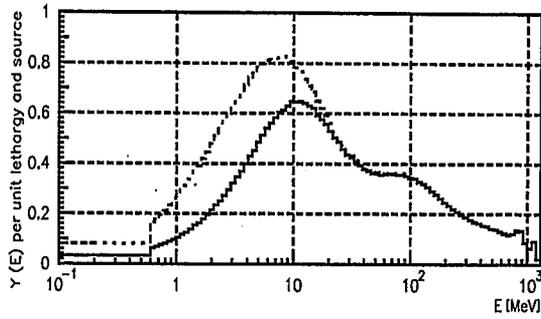
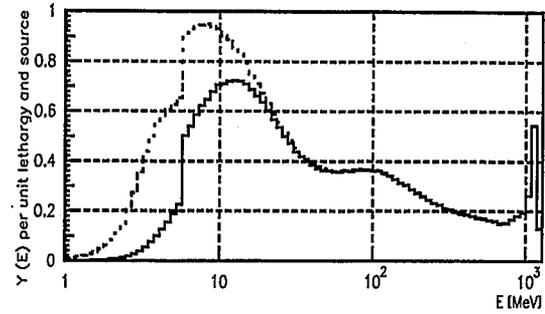


Abbildung 45: Energiespektren der emittierten Clusterteilchen des Probenmaterials Eisen, bestrahlt mit 1,2 GeV Protonen. Die durchgezogene Linie zeigt die Ergebnisse der Simulation mit dem Verdampfungsmodell EVAP [43], die gestrichelte Linie die Ergebnisse der Simulation mit dem Verdampfungsmodell EVAP-RAL [44, 45].

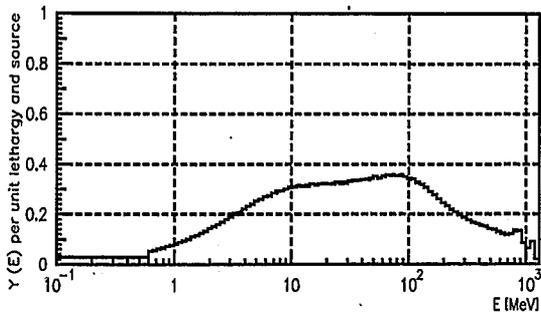
kionswirkungsquerschnitten in Abhängigkeit vom verwendeten Verdampfungsmodell. Die Abweichungen in den integralen Produktionswirkungsquerschnitten liegen in der Größenordnung von ca. 20% für Neutronen und 30 % für Protonen. Die mit dem EVAP-RAL-Modell berechneten Produktionswirkungsquerschnitte der Cluster-Teilchen zeigen eine drastische Erhöhung gegenüber den mittels EVAP berechneten. Alle Spektren weisen bei Verwendung des RAL-Modells gegenüber dem EVAP einen deutlichen höheren Produktionswirkungsquerschnitt im niederenergetischen Energiebereich auf. Die erhöhte Teilchen-Produktion des EVAP-RAL-Modells gegenüber dem EVAP-Modell wird kompensiert durch eine geringere Anregungsenergie des Kerns nach der Verdampfung.



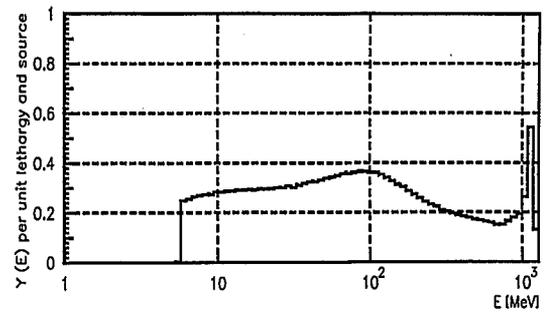
(a) Neutronen



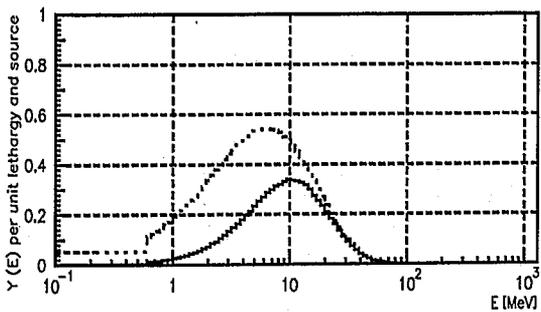
(b) Protonen



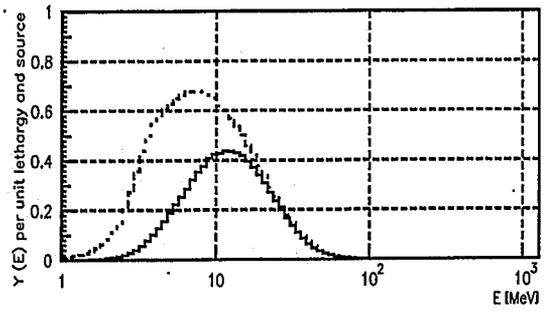
(c) Neutronen (Intranukleare Kaskade)



(d) Protonen (Intranukleare Kaskade)



(e) Neutronen (Verdampfung)



(f) Protonen (Verdampfung)

Abbildung 46: Energiespektren der emittierten Neutronen und Protonen des Probenmaterials Eisen, bestrahlt mit 1,2 GeV Protonen. Die durchgezogene Linie zeigt die Ergebnisse der Simulation mit dem Verdampfungsmodell EVAP [43], die gestrichelte Linie die Ergebnisse der Simulation mit dem Verdampfungsmodell EVAP-RAL [44, 45].

6.7 Bedeutung der Ergebnisse für die sicherheitstechnische Auslegung des ESS-Spallationstargets

In den vorangegangenen Kapiteln wurden die mittels HERMES berechneten und gemessenen Produktionswirkungsquerschnitte des NESSI-Experimentes für Wasserstoff-Isotope und Helium, sowie die in der Literatur veröffentlichten Produktionswirkungsquerschnitte dargestellt und diskutiert.

Die He- Produktionswirkungsquerschnitte werden in den Berechnungen gegenüber allen gemessenen drastisch unterschätzt und die Wasserstoff- Produktionswirkungsquerschnitte drastisch überschätzt.

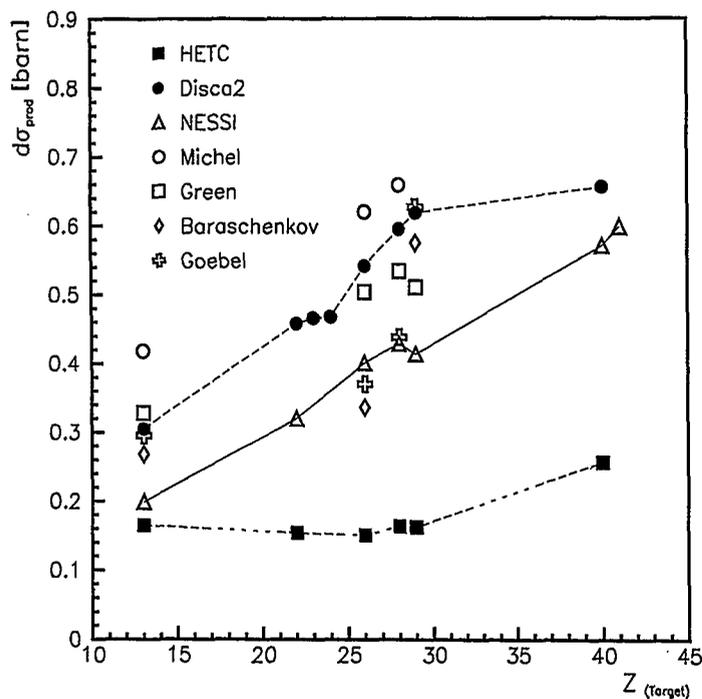


Abbildung 47: Gemessene und mit HETC und Disca2 [28] berechnete He- Produktionswirkungsquerschnitte des NESSI- Experimentes in Abhängigkeit von der Ordnungszahl des Probenmaterials, bestrahlt mit 0,8 GeV Protonen im Vergleich zu vorangegangenen Messungen entsprechend den Referenzen: Michel [33], Green [32], Baraschenkov [46], Goebel [31].

Abb. 47 zeigt eine Zusammenstellung des derzeitigen Wissenstandes bezüglich vorhandener He- Produktionswirkungsquerschnitte für Strukturmaterialien, bestrahlt mit 0,8 GeV. Gegenübergestellt sind gemessene und berechnete He- Produktionswirkungsquerschnitte. Die berechneten He- Produktionswirkungsquerschnitte des Programmes Disca2, implementiert im Code-System DIDACS/90 wurden der Literatur entnommen [28].

Die mit Disca2 berechneten He- Produktionswirkungsquerschnitte zeigen nur geringe Abweichungen gegenüber den Meßdaten der vorangegangenen Experimente. Im Vergleich zu den gemessenen He- Produktionswirkungsquerschnitten des NESSI-

Experimentes zeigen diese berechneten Daten jedoch eine deutliche Überschätzung der He-Produktion. Die Abweichungen liegen in einer Größenordnung von 50 %. Im Gegensatz zu den mit HETC berechneten He-Produktionswirkungsquerschnitten zeigen sowohl die mit Disca2 berechneten, als auch die gemessenen He-Produktionswirkungsquerschnitte einen deutlichen Anstieg mit der Ordnungszahl des Probenmaterials. Der gemessene He-Produktionswirkungsquerschnitt des NESSI-Experimentes für das Probenmaterial Niob ist im Vergleich zum Probenmaterial Aluminium um den Faktor drei höher. Demgegenüber steigt der mit HERMES berechnete Wirkungsquerschnitt nur um 50% an.

Im folgenden soll der Einfluß der dargestellten Abweichung auf die Lebensdauer des ESS-Spallationstarget diskutiert werden. Zu berücksichtigen ist, daß der Einfluß der Helium-, bzw. Wasserstoff-Konzentration im Target auf die Lebensdauer weitgehend unbekannt ist. Eine Lebensdauerabschätzung kann insofern nur über den Vergleich mit empirische Daten vorgenommen werden. Die nachfolgende Abschätzung der Lebensdauer für das ESS-Targetfensters erfolgt über den Vergleich mit den Bestrahlungsbedingungen am Strahleintrittsfenster des Linearbeschleunigers LAMPF in Los Alamos [51].

Das Strahleintrittsfenster des LAMPF-Beschleunigers, bestehend aus Iconel 718 wurde nach einer Bestrahlung mit 10^{22} Protonen pro cm^2 der Energie 800 MeV ausgewechselt. Zu diesem Zeitpunkt war das Fenster in seiner Funktion nicht beeinträchtigt [51].

Bei der ESS treffen zwei Prozent der Primärprotonen im Maximum der Protonenintensitätsverteilung auf 1 cm^2 , folglich erhält man im Strahlmaximum einen Protonenfluß von $2,34 \cdot 10^{16} \cdot 2/100 \text{ p} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Mit diesem Protonenfluß könnte demnach das Target-System der ESS 247 Tage bei 0,8 GeV Protonenenergie betrieben werden bis die gleiche Fluenz von 10^{22} Protonen pro cm^2 des LAMPF-Strahleintrittsfensters erreicht wird.

Mit dem gemessenen He-Produktionswirkungsquerschnitt, $\sigma_{0,8\text{GeV}}^{\text{M-He}}=401 \text{ mbarn}$ für Eisen bei einer Primärprotonenenergie von 0,8 GeV erhält man eine akzeptable Helium-Konzentration im Strahleintrittsfenster von $C_{0,8\text{GeV}}^{\text{M-He}} = 4005 \text{ ppm}$. Unter Berücksichtigung des höheren He-Produktionswirkungsquerschnitts, $\sigma_{1,2\text{GeV}}^{\text{M-He}}=440 \text{ mbarn}$ für eine dem ESS-Konzept nahe Primärprotonenenergie von 1,2 GeV ergibt sich eine Lebensdauer des ESS-Strahleintrittsfensters von $T_{\text{ESS-1,2GeV}}^{\text{M-He}}=225 \text{ Tage}$.

Werden die mit HERMES berechneten He-Produktionswirkungsquerschnitte $\sigma_{0,8\text{GeV}}^{\text{C-He}}=151 \text{ mbarn}$ und $\sigma_{1,2\text{GeV}}^{\text{C-He}}=217 \text{ mbarn}$ zugrunde gelegt, erhält man nach 247 Tagen eine Helium-Konzentration im Strahleintrittsfenster von $C_{0,8\text{GeV}}^{\text{C-He}} = 1507 \text{ ppm}$ und eine Lebensdauer von $T_{\text{ESS-1,2GeV}}^{\text{C-He}}=172 \text{ Tage}$.

Abb. 48 zeigt die maximale Helium Konzentration im ESS-Strahleintrittsfenster für eine Primärprotonenenergie von 0,8 GeV und einer Standzeit von $T_{\text{ESS-0,8GeV}}=247 \text{ Tage}$. Die durchgezogene Linie berücksichtigt die gemessenen He-Produktions-

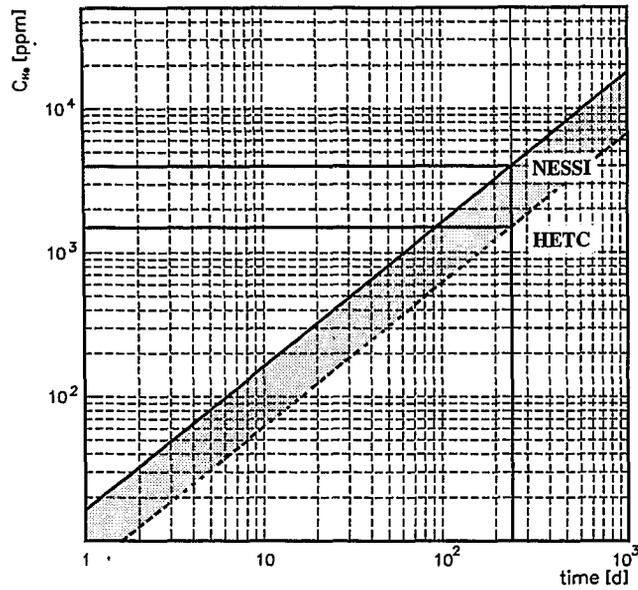


Abbildung 48: Maximal akzeptable Helium Konzentration im ESS- Strahleintrittsfenster für eine Primärprotonenenergie von 0,8 GeV und einer Standzeit von $T_{\text{ESS-0,8GeV}}=247$ Tagen. Zugrunde gelegt sind die gemessenen He- Produktionswirkungsquerschnitte des NESSI-Experimentes (NESSI) und die berechneten He- Produktionswirkungsquerschnitte (HETC).

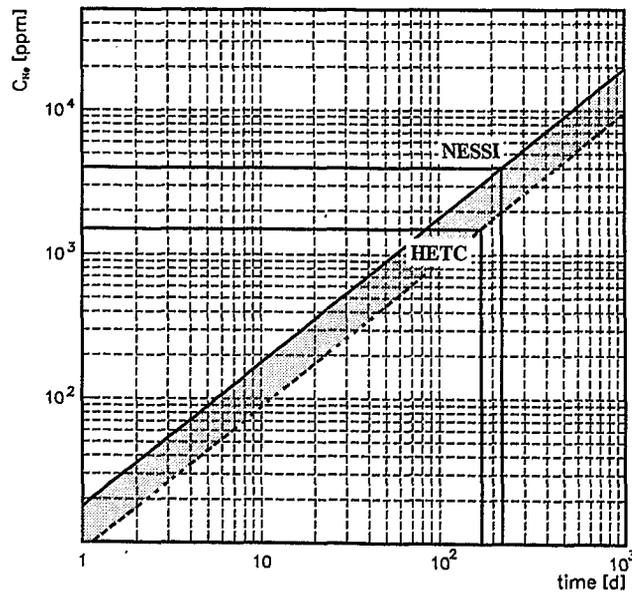


Abbildung 49: Lebensdauer des ESS-Strahleintrittsfensters bei einer Primärprotonenenergie von 1,2 GeV. Zugrunde gelegt sind die gemessenen He- Produktionswirkungsquerschnitte des NESSI-Experimentes (NESSI) und die berechneten He- Produktionswirkungsquerschnitte (HETC).

wirkungsquerschnitte, die gestrichelte die mittels HETC berechneten. Wird der gerechnete He- Produktionswirkungsquerschnitt für Eisen zugrunde gelegt, ergibt sich eine wesentlich geringere Helium- Konzentration im Vergleich zu den gemessenen

Daten. In Abb. 49 wird die aus dieser Konzentration resultierende Lebensdauer für eine Primärprotonenenergie von 1,2 GeV abgeschätzt. Unter Berücksichtigung der berechneten He- Produktionswirkungsquerschnitte erhält man eine 30% kürzere Lebensdauer.

Obwohl die gerechneten He- Produktionswirkungsquerschnitte kleiner sind als die gemessenen ergibt sich für das Strahleintrittsfenster für die Simulationen eine wesentlich kürzere Lebensdauer: In die Lebensdauerabschätzung geht das Verhältnis der He- Produktionswirkungsquerschnitte $\sigma_{0,8\text{GeV}}^{\text{M-He}}/\sigma_{1,2\text{GeV}}^{\text{M-He}}$, bzw. $\sigma_{0,8\text{GeV}}^{\text{C-He}}/\sigma_{1,2\text{GeV}}^{\text{C-He}}$, bestrahlt mit 0,8 GeV und 1,2 GeV Primärprotonenenergie ein. Während das Verhältnis der gemessenen Wirkungsquerschnitte 0,9 beträgt, ergibt sich für die berechneten Produktionswirkungsquerschnitte ein Verhältnis von ca. 0,7.

Abb. 50 verdeutlicht diesen Sachverhalt. Dargestellt sind die He- Produktionswirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Primärprotonenenergie. Die gerechneten Daten und die von Michel et al. gemessenen Daten für das Probenmaterial Eisen zeigen einen deutlichen Anstieg der Produktionswirkungsquerschnitte im Energiebereich von 0,8 GeV bis 1,2 GeV.

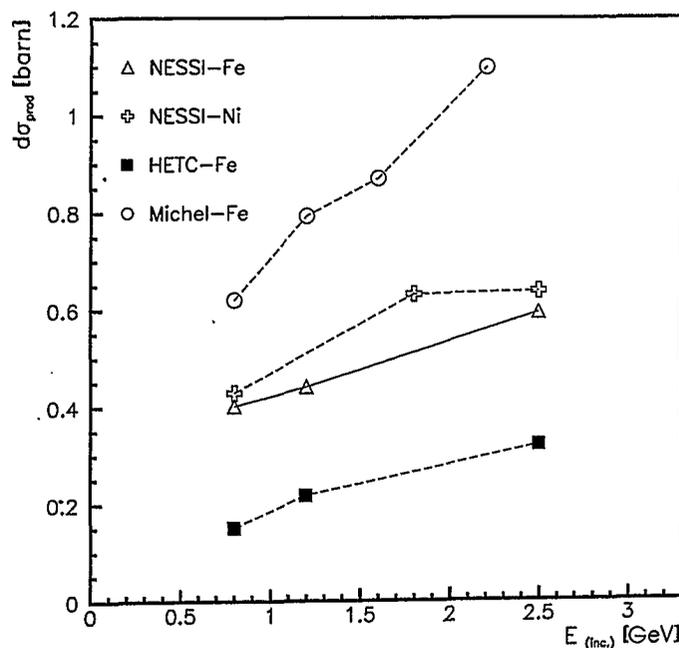


Abbildung 50: Helium- Produktionswirkungsquerschnitt für Fe und Ni in Abhängigkeit von der Energie der Primärprotonenenergie.

Der Anstieg der gemessenen He- Produktionswirkungsquerschnitte des NESSI- Experimentes zeigt jedoch eher eine lineare Abhängigkeit von der Primärprotonenenergie. Gleichzeitig zeigt sich, daß die gemessenen He- Produktionswirkungsquerschnitte für Nickel, mit einer dem Eisen vergleichbaren Ordnungszahl, für 0,8 und 2,5 GeV nahe an Eisen liegen. Sie weisen jedoch einen erhöhten Wirkungsquerschnitt

für die Primärprotonenenergie von 1,8 GeV gegenüber Eisen auf.

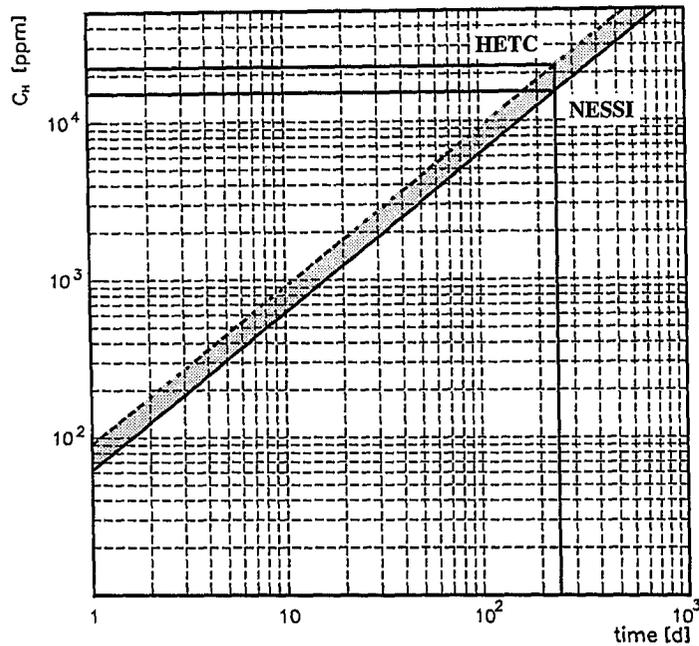


Abbildung 51: Lebensdauer des ESS-Spallationstargets bei einer Primärprotonenenergie von 0,8 GeV. Zugrunde gelegt sind die gemessenen H- Produktionswirkungsquerschnitte (NESSI) und die berechneten H- Produktionswirkungsquerschnitte (HETC).

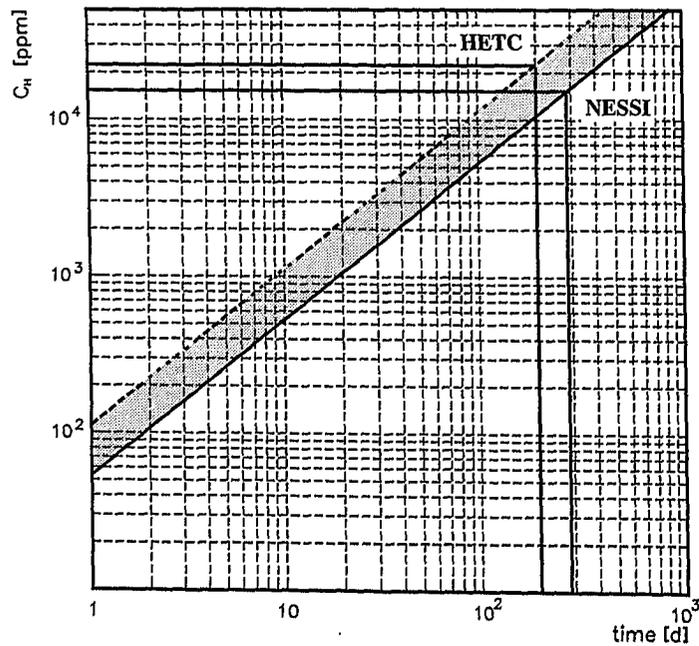


Abbildung 52: Lebensdauer des ESS-Spallationstargets bei einer Primärprotonenenergie von 1,2 GeV. Zugrunde gelegt sind die gemessenen H- Produktionswirkungsquerschnitte (NESSI) und die berechneten H- Produktionswirkungsquerschnitte (HETC).

Für eine Lebensdauer des ESS-Strahleintrittsfensters $T_{\text{ESS-0,8GeV}}^{\text{M-H}}=247$ Tagen bei der Primärprotonenenergie von 0,8 GeV ergibt mittels der gemessenen Produktionswirkungsquerschnitte des NESSI- Experimentes eine Wasserstoff- Konzentration von $C_{0,8\text{GeV}}^{\text{M-H}} = 15289$ ppm. Da der Produktionswirkungsquerschnitt für 1,2 GeV Primärprotonenenergie ($\sigma_{1,2\text{GeV}}^{\text{M-H}}=1320$) kleiner ist als der für 1,2 GeV Primärprotonenenergie ($\sigma_{0,8\text{GeV}}^{\text{M-H}}=1531$) erhält man eine Lebensdauer von $T_{\text{ESS-1,2GeV}}^{\text{M-H}}=286$ Tagen (vgl. Abb. 51 und Abb. 52).

Werden die berechneten Daten zugrunde gelegt, beträgt die Wasserstoff- Konzentration im ESS- Strahleintrittsfenster bei einer Primärprotonenenergie von 0,8 GeV und einer Bestrahlungszeit von 247 Tagen $C_{0,8\text{GeV}}^{\text{C-H}} = 22341$ ppm. Unter der Annahme das ESS- Strahleintrittsfenster würde mit 1,2 GeV Primärprotonenenergie bestrahlt, kann die Lebensdauer mit $T_{\text{ESS-1,2GeV}}^{\text{C-H}}=200$ Tagen angegeben werden.

Aus diesen Betrachtungen folgt, daß ein wichtiger Parameter für die Begrenzung der Lebenszeit des Targets die Produktion von Helium im Fenstermaterial. Extrapoliert man die gerechneten He- Produktionswirkungsquerschnitte des Strukturmaterials Eisen auf die ESS-Protonenenergie von 1,334 GeV erhält man eine Lebensdauer von 156 Tagen.

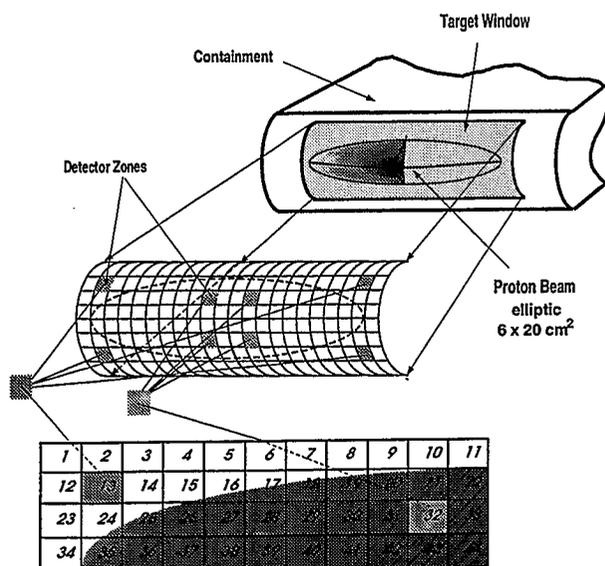


Abbildung 53: Aufteilung des Targetfensters zur Bestimmung der Schädigungsraten.

Weiterhin kann die Relevanz der He-induzierten Materialschädigung im Vergleich

zur Schädigung durch Displacement über das sogenannte He/dpa Verhältnis beschrieben werden, worin dpa die Anzahl der displacements pro Atom angibt. Bezogen auf Edelstahl beträgt das He/dpa Verhältnis 0,5 für Spaltungsreaktoren und 15 für Fusionsreaktoren [52]. Monte-Carlo Simulationen [26], die am ESS-Targetsystem (vgl. Abb. 53) mit den geplanten Auslegungsparametern [2] durchgeführt worden sind zeigen, daß das He/dpa Verhältnis für eine derartige Spallationsneutronenquelle 100 beträgt. Zugrunde gelegt wurden die mittels Disca-2 [28] berechneten Wirkungsquerschnitte extrapoliert auf 1.334 GeV mit $\sigma_{\text{He}}=708$ barn und $\sigma_{\text{dpa}}=3735$ barn. Für das Targetfenster erhält man eine maximale Helium-Konzentration von 32 appm/d und eine Displacement-Rate von 0,3 dpa/d [26]. Unter Verwendung der gemessenen Produktionswirkungsquerschnitte des NESSI-Experimentes (vgl. Tab. 16) erhält man eine Helium-Konzentration von 18 appm/d. Unter der Annahme gleicher Displacement-Rate ergibt sich ein He/dpa Verhältnis von 60.

Sowohl die Abschätzung der Lebensdauer des Targets, als auch die Aussagen über den Einfluß der Helium-Produktion auf die Schädigung des Targetmaterials sind weiterhin mit großen Unsicherheiten behaftet. Diese Unsicherheiten lassen sich nur durch realistische Bestrahlungsexperimente am ESS-Spallationstarget beseitigen.

7 Zusammenfassung und Schlußfolgerungen

Bei der „Europäischen Spallations-Neutronenquelle (ESS)“ trifft ein Protonenstrahl mit einer Leistung von 5 MW bei einer Protonenenergie im GeV-Bereich auf ein Flüssigmetall-Target aus Quecksilber, dabei sind die Protonen in Einzelpulsen von einer μs Dauer zusammengefaßt mit einem Energieinhalt von bis zu 100 kJ. Pro Sekunde werden 50 solcher Protonenpulse erzeugt. Durch den gepulsten Strahlbetrieb werden Neutronenspitzenflüsse von voraussichtlich $10^{17} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ erzeugt und somit eine Steigerung von mehr als einer Größenordnung gegenüber heutigen Forschungsreaktoren erreicht.

Gleichzeitig bedingt die zeitliche Struktur des Primärprotonenpulses einen gepulsten Energieeintrag ins Target und damit verbunden eine hohe Belastung der eingesetzten Strukturmaterialien, die sowohl einer Wechselbeanspruchung aus Zug und Druck als auch einer Materialschädigung durch die hochenergetischen Teilchen - die reduzierend auf die elastischen Eigenschaften des Materials wirken - und einer thermischen Beanspruchung unterliegen. Die Quantifizierung der Beanspruchungen des Spallationstarget-Systems erfordert aus sicherheitstechnischer Sicht eine abgesicherte Datengrundlage fundamentaler Einflußgrößen. Die Zuverlässigkeit der Voraussage dieser Einflußgrößen über Monte-Carlo Simulationmodelle wurde durch den Vergleich experimenteller und berechneter Ergebnisse geprüft.

Dazu wurde im Rahmen dieser Arbeit ein neues Meßverfahren entwickelt, das die Bestimmung der Energiedeposition im Strahleintrittsfenster und Targetvolumen bei mittleren Primärprotonenenergien durch Modellexperimente erlaubt. Es wurde gezeigt, daß man mit Hilfe von Thermolumineszenz-Detektoren die durch Teilchenstrahlung verursachte Energiedeposition mit ausreichender Genauigkeit messen kann. Der Vergleich mit den durchgeführten HERMES Simulationen zeigt hinsichtlich der axialen und der radialen Verteilung der Energiedeposition gute Übereinstimmung mit den gemessenen Verteilungen, so daß mit ausreichender Sicherheit die Berechnungen als Grundlage für die thermodynamische Auslegung des Spallationstarget-Systems verwendet werden können.

Aufgrund der hier durchgeführten Experimente und Modellrechnungen kann mit den beschriebenen Auslegungsparametern der „Europäischen Spallations-Neutronenquelle“ - Protonenstrahlleistung 5 MW, Protonenenergie 1,334 GeV - für das Strahleintrittsfenster und das Target eine maximale Leistungsdichte von $1,3 \text{ kW cm}^{-3}$, bzw. $2,5 \text{ kW cm}^{-3}$ sicher vorhergesagt werden.

Für den Fall, daß die thermodynamischen Berechnungen möglicherweise ergeben, daß diese Leistungsdichte zu einem Überschreiten der relevanten zulässigen Materialkenngrößen, wie z.B. Zugfestigkeit und Dauerschwingfestigkeit führen, wurde die Energiedepositionsverteilung auch für die doppelte Protoneneinschufenergie - 2,4 GeV - bei gleicher Leistung berechnet. Hierbei zeigt sich, daß sich damit die maximale Energiedeposition um ca. 36% verringern läßt.

Als weitere fundamentale Einflußgrößen auf die Lebensdauer des Target-Systems wurden protoneninduzierte Wasserstoff- und Helium-Produktionswirkungsquerschnitte für Strukturmaterialien experimentell und theoretisch untersucht. Die Gasproduktion von Helium und Wasserstoff im Strukturmaterial des Target-Systems verdient besondere Beachtung, da durch (p,H)- und (p,He)-Reaktionen Gas entsteht, das die Eigenschaften des Materials verändert.

Das entstehende Helium hat eine relativ hohe Beweglichkeit im Material und kann sich in den durch Displacement entstandenen Hohlräumen ansammeln. Dies führt zur Versprödung des Materials und zu einer Form- und Volumenveränderung (Schwellen und Anwachsen). Weiterhin kann sich das entstehende Helium an den Korngrenzen der Metallgitterstruktur ansammeln und diese so schwächen. Die Folge ist, daß Materialversagen schon unter geringen Belastungen auftreten kann.

Gleichzeitig liefern die entstehenden H- und He-Isotope insofern einen Beitrag zum Displacement, daß sie ihre Energie von einigen MeV über dE/dx , nach Bethe-Bloch abgeben. Da der Wirkungsquerschnitt dieser Wechselwirkung mit abnehmender Energie wächst, hinterlassen diese Teilchen insbesondere am Ende ihres Weges eine hohe Dichte von Gitterdefekten.

Als Ergebnis der durchgeführten Untersuchungen wird festgestellt:

- Die in der Literatur beschriebenen Messungen der Produktionswirkungsquerschnitte für Helium zeigten Abweichungen bis zu einem Faktor 2.
- Die hier in der Arbeit an COSY im NESSI-Experiment gemessenen Helium-Produktionswirkungsquerschnitte liegen im unteren Bereich der bisher bekannten Daten.
- Die jetzigen Standardmodelle (HERMES) zur Berechnung der Produktionswirkungsquerschnitte des Heliums unterschätzen generell die experimentellen Daten und zeigen im Gegensatz zu den experimentellen Daten nur geringe Abhängigkeit von der Ordnungszahl des untersuchten Probenmaterials.
- Dagegen werden die Wasserstoff-Produktionswirkungsquerschnitte erheblich überschätzt (Faktor 2-4).

Der Einfluß der Produktionswirkungsquerschnitte auf die Betriebsdauer des ESS-Spallationstargets wurde mit Hilfe von vorliegenden Betriebsdaten eines Strahlfensters des LAMPF Beschleunigers von Los Alamos und den hier in der Arbeit gewonnenen Daten, auf ESS Auslegungsparameter extrapoliert, untersucht.

Aufgrund der unterschiedlichen Wirkungsquerschnitte aus Experiment und Simulation und der Betriebsdaten aus Los Alamos ergibt sich unter konservativen Randbedingungen eine Betriebsdauer des ESS-Spallationstargets von 156 Tagen.

A Totzeitkorrektur

Die Anzahl der Protonen während des Experimentes zur Messung der Energie-deposition am Blei-Target wurde über den Szintillationsdetektor S1 des NESSI-Experimentes bestimmt. Der Übergang zu hohen Zählraten bewirkt eine Verringerung des Ansprechvermögens, da das zeitliche Auflösungsvermögen der Detektoren begrenzt ist. Die Zählverluste sind bei hohen Primärprotonenzahlen trotz Verwendung dieser Art von schnellen Szintillatoren nicht mehr vernachlässigbar.

Abb. 54 zeigt die Mikrostruktur des während der Messung der Energiedeposition am Blei-Target extrahierten Protonenpulses. Exemplarisch wird an vier Protonen-pulsen (Spills) die Zählrate pro Sekunde in Abhängigkeit von der Zeit dargestellt. Die Zählraten innerhalb der ersten Sekunden eines jeden Spills liegen deutlich oberhalb von $1 \cdot 10^6$.

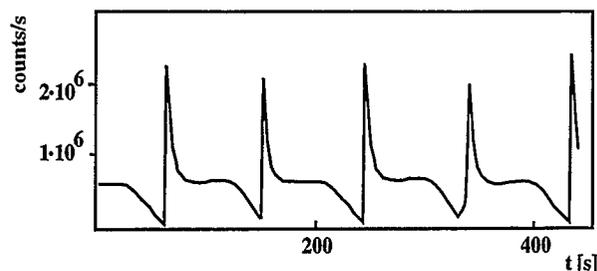


Abbildung 54: Mikrostruktur des Protonenpulses während der Bestrahlungen des Blei-Targets mit 0,8 GeV, bzw. 1,2 GeV Protonen.

Bei der Berücksichtigung der Totzeit wurden folgende Annahmen getroffen:

1. Jeder Spill zeigt das gleiche zeitliche Impulsspektrum. Der einzelne Spill kann in zwei zeitliche Bereiche gegliedert werden: Impulsrate in den ersten Sekunden des Spills (t_{Peak}) und Impulsrate im Plateau (t_{Plateau}).
2. Jeder Spill dauert 94 s, die Pulsfolge beträgt 100 s.
3. Die Anzahl der Protonen pro Sekunde im Peak wurde geschätzt. Ihr Wert entspricht dem vierfachen Wert der Anzahl der Protonen im Plateau pro Sekunde.
4. Kleine Totzeitverluste werden vorausgesetzt, so daß folgender Zusammenhang genutzt werden konnte:

$$N = \frac{n'}{(1 - nT)} \quad (15)$$

Worin n der gemessenen, N der "wahren" Impulsrate entspricht und T die Totzeit des Detektors angibt. Untersucht wurde der Einfluß einer Totzeit von 50 ns und 100 ns auf die Gesamtzahl der Protonen (vgl. Tab. 24 und Tab. 25).

Target Pb, Primärprotonenenergie 1,2 GeV			
T	t_{Peak}	t_{Plateau}	N/n
[ns]	[s]	[s]	N/n
100	7	87	1,12
100	5	89	1,12
100	3	91	1,10
50	7	87	1,06
50	5	89	1,05
50	3	91	1,05

Tabelle 24: Einfluß der Totzeit auf die Gesamtzahl der Protonen. Erläuterungen siehe Text.

Target Pb, Primärprotonenenergie 0,8 GeV			
T	t_{Peak}	t_{Plateau}	N/n
[ns]	[s]	[s]	N/n
100	7	87	1,20
100	5	89	1,19
100	3	91	1,17
50	7	87	1,09
50	5	89	1,08
50	3	91	1,07

Tabelle 25: Einfluß der Totzeit auf die Gesamtzahl der Protonen. Erläuterungen siehe Text.

Korrigiert wurden die Ergebnisse der Simulation mit einer angenommenen Totzeit von 50 ns und $t_{\text{Peak}}=7\text{s}$. Das entspricht einem Korrekturfaktor N/n von 1,06 für die Bestrahlung mit 1,2 GeV Protonen und 1,09 für die Bestrahlung mit 0,8 GeV Protonen.

B He- Produktionswirkungsquerschnitte für Targetmaterialien ($42 \leq Z \leq 92$)

Protonenenergie E 0,6 GeV-0,8 GeV							
Experiment NESSI & Simulation $E=0,8$				Experimentelle Vergleichsdaten			
Target	Exp.	Calc.	Calc./Exp.	$E=0,8$	$E=0,75$	$E=0,6$	$E=0,6$
Target	Exp.	Calc.	Calc./Exp.	Exp. ¹	Exp. ²	Exp. ³	Exp. ⁴
Ag	675	290	0,4	-	-	-	371
Ho	773	299	0,4	-	-	-	-
Ta	823	266	0,3	-	-	-	-
W	726	259	0,4	-	762	-	-
Au	863	255	0,3	-	693	-	-
Pb	793	283	0,4	-	-	-	361
U	730	390	0,5	-	-	-	-

Tabelle 26: He-Produktionswirkungsquerschnitte für Targetmaterialien in mbarn. Ergebnisse des NESSI-Experimentes (Exp.), der Simulation (Calc.), die Abweichungen des Simulation bezogen auf das NESSI-Experiment (Calc./Exp.), sowie Vergleichsdaten vorangegangener Experimente entsprechend der angegebenen Referenzen: Exp.¹ [33], Exp.² [32], Exp.³ [46], Exp.⁴ [31].

Protonenenergie E 1,2 GeV							
Experiment NESSI & Simulation $E=1,2$				Experimentelle Vergleichsdaten			
Target	Exp.	Calc.	Calc./Exp.	$E=-$	$E=-$	$E=-$	$E=-$
Target	Exp.	Calc.	Calc./Exp.	Exp. ¹	Exp. ²	Exp. ³	Exp. ⁴
Ag	882	419	0,5	-	-	-	-
Ho	1102	504	0,5	-	-	-	-
Ta	1100	507	0,5	-	-	-	-
W	1150	493	0,4	-	-	-	-
Au	1325	489	0,4	-	-	-	-
Pb	1220	564	0,5	-	-	-	-
U	1170	658	0,6	-	-	-	-

Tabelle 27: He-Produktionswirkungsquerschnitte für Targetmaterialien in mbarn. Ergebnisse des NESSI-Experimentes (Exp.), der Simulation (Calc.), die Abweichungen des Simulation bezogen auf das NESSI-Experiment (Calc./Exp.), sowie Vergleichsdaten vorangegangener Experimente entsprechend der angegebenen Referenzen: Exp.¹ [33], Exp.² [32], Exp.³ [46], Exp.⁴ [31].

Protonenenergie E 1,6 GeV - 1,8 GeV							
Experiment NESSI & Simulation $E= 1.8$				Experimentelle Vergleichsdaten $E= -$ $E= -$ $E= -$ $E= -$			
Target	Exp.	Calc.	Calc./Exp.	Exp. ¹	Exp. ²	Exp. ³	Exp. ⁴
Ag	1110	635	0,6	-	-	-	-
Ho	-	-	-	-	-	-	-
Ta	1600	866	0,5	-	-	-	-
W	-	-	-	-	-	-	-
Au	2000	847	0,4	-	-	-	-
Pb	1640	1044	0,6	-	-	-	-
U	1750	1002	0,6	-	-	-	-

Tabelle 28: He-Produktionswirkungsquerschnitte für Targetmaterialien in mbarn. Ergebnisse des NESSI-Experimentes (Exp.), der Simulation (Calc.), die Abweichungen des Simulation bezogen auf das NESSI-Experiment (Calc./Exp.), sowie Vergleichsdaten vorangegangener Experimente entsprechend der angegebenen Referenzen: Exp.¹ [33], Exp.² [32], Exp.³ [46], Exp.⁴ [31].

Protonenenergie E 2,1 GeV - 2,5 GeV							
Experiment NESSI & Simulation $E= -$				Experimentelle Vergleichsdaten $E= -$ $E= -$ $E= -$ $E= -$			
Target	Exp.	Calc.	Calc./Exp.	Exp. ¹	Exp. ²	Exp. ³	Exp. ⁴
Ag	1246	751	0,6	-	-	-	-
Ho	1893	1099	0,6	-	-	-	-
Ta	2073	1172	0,6	-	-	-	-
W	1925	1144	0,6	-	-	-	-
Au	2321	1178	0,5	-	-	-	-
Pb	2331	1536	0,7	-	-	-	-
U	2023	1351	0,7	-	-	-	-

Tabelle 29: He-Produktionswirkungsquerschnitte für Targetmaterialien in mbarn. Ergebnisse des NESSI-Experimentes (Exp.), der Simulation (Calc.), die Abweichungen des Simulation bezogen auf das NESSI-Experiment (Calc./Exp.), sowie Vergleichsdaten vorangegangener Experimente entsprechend der angegebenen Referenzen: Exp.¹ [33], Exp.² [32], Exp.³ [46], Exp.⁴ [31].

Literatur

- [1] J.R. Haines et al., Overview of the Target Systems for the Spallation Neutron Source (SNS) Proc. of the 2nd Topical Meeting on Nuclear Applications of Accelerator Technology, AccApp'98, Sept. 20-23, 1998, Gattlingburg, USA, pp. 222-229.
- [2] The European Spallation Source Study ESS, Vol III, The ESS Technical Study, Editoren G. Bauer et al., Report ESS-96-53-M, ISBN 090 237 6659 Nov.96, (1996)
- [3] National Spallation Neutron Source, Executive Summary, Oak Ridge National Laboratory (1997).
- [4] D. Bünemann, Kerntechnik-Fakten, Daten, Zahlen, KTG 4.Auflage (1989)
- [5] P. Cloth et al., HERMES, A Monte Carlo Program System for Beam-Materials Interaction Studies, KFA-Report Jül 2203(1988)
- [6] H.W. Bertini, Monte Carlo Calculations on Intranuclear Cascades, Thesis, Report ORNL-33383 (1963)
- [7] A. Gilbert, A.G.W. Cameron, A Composite Nuclear Level Density Formula with Shell Corrections, Can.Journ.Phys. 43(1965)
- [8] J.M. Blatt, V.F. Weisskopf, Theor. Nucl. Phys., New York (1952)
- [9] E.S. Troubetzkoy, Statistical Theory of Gamma-Ray Spectra Following Nuclear Reactions, Phys. Rev. 122(1961)
- [10] CDRL82-Library, Report LLNL-CDRL82 (1982)
- [11] W.R. Nelson et al., The EGS Code System, Report SLAC-265(1985)
- [12] M.B. Emmet, The MORSE Monte Carlo Radiation Code System, Report ORNL-4972(1975)
- [13] R.E. Preal et al., MCNP, a general Monte Carlo n-particle transport code, Los Alamos LA-12625-M, Version 4B (1997)
- [14] H. Kobus, Entwicklung eines Teilchentransport-Simulationsmodells zur Bestrahlungsplanung und zur Kontrolle der Bestrahlungssicherheit in der Protonentherapie, Dissertation, Jül-Report 3507(1998)
- [15] H.A. Bethe, Zeitschrift für Physik, 76, 293(1932).
- [16] L. Herforth und Koch, Praktikum der Radioaktivität und Radiochemie, ISBN 3-335-00347-0, Leipzig (1992).

- [17] C. Grupen, Teilchendetektoren, BI-Wiss. Verlag ISBN 3-411-16571-5, 196(1993).
- [18] S.W.S. MacKeever, Thermoluminescence Dosimetry Materials: Property and Uses, Ashford Nuclear Technology Publ. ISBN 1-870965-19-1 (1995).
- [19] P. Schmidt, Determination of Relative Light Conversion Faktor of TL-Detektor for High Energy Protons, Kernenergie 29, 339(1986)
- [20] W. Hoffmann et al., TLD-300 Dosimetry in a 175 MeV Proton Beam, Radiat. Prot. Dosim. 85, 341-343(1999)
- [21] W. Hoffmann, TL Dosimetry in High Radiation LET-Radiotherapeutic Fields, Radiat. Prot. Dosim. 66, 243-248(1996)
- [22] R.E. Mac. Farlane: A Code for Interfacing MATXS Cross-Section-Library to Nuclear Transport Codes, Report RSIC-ORNL DLC-177 (1995)
- [23] PAW-Analysis Workstation, CERN Program Library entry Q121, Geneva 1993
- [24] Annual Report 1998 Institut für Kernphysik and COSY Research, Jül-Report 3640(1998)
- [25] A. Letourneau et al., Neutron production in bombardments of thin and thick W, Hg, Pb, targets by 0.4, 0.8, 1.2, 1.8 and 2.5 GeV protons, Nucl.Instr.Meth. B170, 299 (2000).
- [26] D. Filges et al., Damage Studies for Structure- and Beam Window Materials for the ESS Mercury Target, Report ESS 96-47-T, (1996)
- [27] T.J. Dolan, Fusion Research, Volume III - Technology, Pergamon Press. (1975)
- [28] A.Yu. Konobeyev, Yu. A. Korovin, Helium production cross sections in structural materials irradiated by protons and neutrons at energies up to 800 MeV, J. of Nucl. Materials 195(1992) 286.
- [29] O.A. Schaeffer, A. Zähringer, High-sensitivity mass spectrometric measurements of stable helium and argon isotopes produced by high energy protons in iron, Phy.Rev. 113(1959) 674.
- [30] R.H. Bieri, W. Rutsch, Erzeugungsquerschnitte für Edelgase aus Mg, Al, Fe, Ni, Cu, und Ag bei Bestrahlung mit 540 MeV Protonen, Helvetica Physica Acta 35(1962) 553.
- [31] K. Goebel, H. Schultes, J. Zähringer, Production cross sections for tritium and rare gases in various target elements. Report CERN 64-12(1964)

-
- [32] S.L. Green et al., Production of helium by medium energy (600 and 800 MeV) protons. *J. Nucl. Mater.* 115-157(1988) 1350.
- [33] R. Michel et al., Nuclid Production by proton induced reactions on elements ($6 \leq Z \leq 29$) in the energy range from 800 to 2600 MeV. *Nucl. Instr. and Meth. B* 103(1995) 183.
- [34] J.R. Walton et al., Cross section for He and Ne isotopes in natural Mg, Al, and Si, He-isotopes in CaF_2 , Ar isotopes in natural Ca, and radionuclides in natural Al, Si, Ti, Cr, and stainless steel induced by 12- to 45-MeV protons. *Journal of Geophysical Research* 81(1976) 5689.
- [35] J.R. Walton et al., Cross section for He and Ne isotopes in natural Mg, Al, and Si, He-isotopes in CaF_2 , Ar isotopes in natural Ca, and radionuclides in natural Al, Si, Ti, Cr, and stainless steel induced by 12- to 45-MeV protons. *Journal of Geophysical Research* 81(1976) 5689.
- [36] E.K. Heyde, G.W. Butler, A.M. Poskanzer, Characteristics of fragment produced in the interaction beam of 5.5 GeV protons with silver, *Phys. Rev. C* 4(1971) 1759.
- [37] G.D. Westfall et al., Energy spectra of nuclear fragments produced by high energy protons, 2.1 and 4.9 GeV, *Phys. Rev. C* 17(1978) 1368.
- [38] L.N. Andronenko et al., *Nuc. Phys. Instr. Gatchina*, Preprint Nr. NP-38-1980(1994).
- [39] E.M. Volnin et al., Preprint LNPI Nr. 101, Leningrad 1974, Fragmentation of nuclei various nucleon composition in the interaction with 1 GeV protons, *Phys. Lett. B* 55(1975) 409.
- [40] R.E.L. Green, R.G. Korteling, *Phys. Rev. C* 22(1980) 1594.
- [41] A.M. Poskanzer, G.W. Butler, E.K. Heyde, Fragment production in the interaction beam of 5.5 GeV protons with Uranium, *Phys. Rev. C* 3(1971) 882.
- [42] K.M. Koch, Experimente zur Messung von doppelt-differenziellen Wirkungsquerschnitten für geladene Teilchen zur Absicherung von Rechenmodellen für die Beschreibung von Wechselwirkungen hochenergetischen Protonen mit Materie, Jül-Report 2296(1989)
- [43] L. Dresner, EVAP-A Fortran Program for Calculation the Evaporation of Various Particle from Excited Compound Nuclei, ORNL-TM-196, Oak Ridge National Laboratory (1962)
- [44] F. Atchison, Juel-Conf-34 (1980)

- [45] F. Atchison et al., Proc. of a specialists' meeting: Intermediate Energy Nuclear Data: Models and Codes, May 30-Jun 1, Issy-les-Moulineaux, France (1994)
- [46] V.S. Barashenko, V.D. Toneev, Interaction of high energy particles and nuclei with atomic nuclei, (in Russian) Atomizdat, Moscow (1972)
- [47] A.Yu. Konobeyev, Yu. A. Korovin, Nucl. Instr. and Meth. B82(1993) 103.
- [48] S.G. Mashnik et al., Report LA-UR-97-2905(1997).
- [49] D. Filges, Moderne Monte Carlo Teilchentransport-Simulationsverfahren für sicherheitstechnische Anwendungen und Fragestellungen in der Beschleunigertechnik und in der Raumfahrt, Habilitation, Jül-2609 (1992)
- [50] M. Enke et al. Evolution of a spallation reaction: experiment and Monte Carlo simulation, Nucl. Phys. A 657(1999) 317-339
- [51] M.S. Wechsler et al., Selection and Qualification of Materials for the Accelerator Transmutation of Waste Project, Los Alamos National Laboratory Report, LA-UR-92-1211 (1992).
- [52] H. Ullmaier, F. Carsughi, Radiation damage problems in high power spallation neutron sources, Nucl. Instr. and Meth. B101(1995) 406-421.

Tabellenverzeichnis

1	Vergleich von Leistungsdichten verschiedener Reaktorkonzepte [4] mit der Leistungsdichte der ESS [2]. DWR: Druckwasserreaktor, HTR: Hochtemperaturreaktor, FBR: Schneller Brutreaktor. * Für ESS mittlere Leistung des Protonenstrahls in MW, ** maximale Leistungsdichte im Target.	2
2	Atomare Wechselwirkungen im HETC.	13
3	Aufbau des Quecksilber- und Blei- Targets.	23
4	Parameter der Messungen.	24
5	Ergebnisse der Messung (Exp.) und der Simulation (Calc.) der Energiedeposition für die Position $x=0$ $y=0$ entlang der z-Achse des Quecksilber- Targets, bestrahlt mit 1,2 GeV Protonen. * Normiert auf Edelstahl ** Normiert auf Quecksilber.	35
6	Ergebnisse der Messung (Exp.) und der Simulation (Calc.) der Energiedeposition für die Position $x=-0.4$ $y=0.4$ parallel zur Targetachse, bestrahlt mit 1,2 GeV Protonen. * Normiert auf Edelstahl ** Normiert auf Quecksilber.	37
7	Ergebnisse der Messung (Exp.) und der Simulation (Calc.) der Energiedeposition für die Position $x=-0.4$ $y=0.4$ parallel zur Blei- Targetachse, bestrahlt mit 0,8 GeV Protonen. * Normiert auf Edelstahl ** Normiert auf Quecksilber.	38
8	Exponentielle Abnahme der Energiedeposition entlang der z-Achse des Targets, beschrieben über die Steigung der e-Funktion.	39
9	Beiträge primärer und sekundärer Teilchen zur Energiebilanz über das gesamte Target in MeV/p.	43
10	Beiträge primärer und sekundärer Teilchen zur Energiedeposition am Beispiel des Quecksilber-Targets. Der Detektor ist im Maximum der Energiedeposition ($z=1,35$ cm) positioniert.	44
11	Übersicht der berechneten Leistungsdichten in einzelnen Komponenten des ESS-Spallationstargets.* entspricht der maximalen Energiedeposition, ** entspricht der mittleren Energiedeposition.	49
12	Simulierte Sekundärteilchenproduktion pro Quellteilchen für Fe in Abhängigkeit vom angewandten Verdampfungsmodell. Erläuterung siehe Text.	58
13	Simulierte Sekundärteilchenproduktion pro Quellteilchen für Au in Abhängigkeit vom angewandten Verdampfungsmodell. Erläuterung siehe Text.	59

-
- 14 He-Produktionswirkungsquerschnitte für Strukturmaterialien in mbarn. Ergebnisse des NESSI-Experimentes (Exp.), der Simulation (Calc.), die Abweichungen des Simulation bezogen auf das NESSI-Experiment (Calc./Exp.), sowie Vergleichsdaten vorangegangener Experimente entsprechend der angegebenen Referenzen: Exp.¹ [33], Exp.² [32], Exp.³ [46], Exp.⁴ [31]. 61
- 15 Vergleich der Abweichungen der gemessene He- Produktionswirkungsquerschnitte für Strukturmaterialien. Abweichungen des NESSI-Experimentes bezüglich der Literaturdaten (Exp./Exp.¹⁻⁴), sowie der Michel-Daten (Exp.¹) gegenüber den übrigen Literaturdaten (Exp.¹/Exp.²⁻⁴), entsprechend der angegebenen Referenzen: Exp.¹ [33], Exp.² [32], Exp.³ [46], Exp.⁴ [31]. 62
- 16 He-Produktionswirkungsquerschnitte für Strukturmaterialien in mbarn. Ergebnisse des NESSI-Experimentes (Exp.), der Simulation (Calc.), die Abweichungen des Simulation bezogen auf das NESSI-Experiment (Calc./Exp.), sowie Vergleichsdaten vorangegangener Experimente entsprechend der angegebenen Referenzen: Exp.¹ [33], Exp.² [32], Exp.³ [46], Exp.⁴ [31]. 63
- 17 He-Produktionswirkungsquerschnitte für Strukturmaterialien in mbarn. Ergebnisse des NESSI-Experimentes (Exp.), der Simulation (Calc.), die Abweichungen des Simulation bezogen auf das NESSI-Experiment (Calc./Exp.), sowie Vergleichsdaten vorangegangener Experimente entsprechend der angegebenen Referenzen: Exp.¹ [33], Exp.² [32], Exp.³ [46], Exp.⁴ [31]. 64
- 18 He-Produktionswirkungsquerschnitte für Strukturmaterialien in mbarn. Ergebnisse des NESSI-Experimentes (Exp.), der Simulation (Calc.), die Abweichungen des Simulation bezogen auf das NESSI-Experiment (Calc./Exp.), sowie Vergleichsdaten vorangegangener Experimente entsprechend der angegebenen Referenzen: Exp.¹ [33], Exp.² [32], Exp.³ [46], Exp.⁴ [31]. 64
- 19 H-Produktionswirkungsquerschnitte in mbarn. Ergebnisse des NESSI-Experimentes (Exp.), der Simulation mit Berücksichtigung der detektorabhängigen Energiegrenzen (Calc.) von 2,2 MeV bis 26 MeV, 49 MeV und 76 MeV für Protonen, Deuteronen, bzw. Tritonen, der Simulation ohne Berücksichtigung der detektorabhängigen Energiegrenzen Calc.^{eff}, sowie des Quotienten aus Calc.^{eff} und Calc.. . . . 66

20	H-Produktionswirkungsquerschnitte in mbarn. Ergebnisse des NESSI-Experimentes (Exp.), der Simulation mit Berücksichtigung der detektorabhängigen Energiegrenzen (Calc.), der Simulation ohne Berücksichtigung der detektorabhängigen Energiegrenzen Calc. ^{eff} , sowie des Quotienten aus Calc. ^{eff} und Calc..	68
21	H-Produktionswirkungsquerschnitte in mbarn. Ergebnisse des NESSI-Experimentes (Exp.), der Simulation mit Berücksichtigung der detektorabhängigen Energiegrenzen (Calc.), der Simulation ohne Berücksichtigung der detektorabhängigen Energiegrenzen Calc. ^{eff} , sowie des Quotienten aus Calc. ^{eff} und Calc..	69
22	H-Produktionswirkungsquerschnitte in mbarn. Ergebnisse des NESSI-Experimentes (Exp.), der Simulation mit Berücksichtigung der detektorabhängigen Energiegrenzen (Calc.), der Simulation ohne Berücksichtigung der detektorabhängigen Energiegrenzen Calc. ^{eff} , sowie des Quotienten aus Calc. ^{eff} und Calc..	70
23	Neutronen-Produktionswirkungsquerschnitte. Ergebnisse des NESSI-Experimentes (Exp.), der Simulation mit Berücksichtigung der detektorabhängigen Nachweiswahrscheinlichkeit (Calc.), der Simulation ohne Berücksichtigung der detektorabhängigen Nachweiswahrscheinlichkeit Calc. ^{eff}	72
24	Einfluß der Totzeit auf die Gesamtzahl der Protonen. Erläuterungen siehe Text.	90
25	Einfluß der Totzeit auf die Gesamtzahl der Protonen. Erläuterungen siehe Text.	90
26	He-Produktionswirkungsquerschnitte für Targetmaterialien in mbarn. Ergebnisse des NESSI-Experimentes (Exp.), der Simulation (Calc.), die Abweichungen des Simulation bezogen auf das NESSI-Experiment (Calc./Exp.), sowie Vergleichsdaten vorangegangener Experimente entsprechend der angegebenen Referenzen: Exp. ¹ [33], Exp. ² [32], Exp. ³ [46], Exp. ⁴ [31].	91
27	He-Produktionswirkungsquerschnitte für Targetmaterialien in mbarn. Ergebnisse des NESSI-Experimentes (Exp.), der Simulation (Calc.), die Abweichungen des Simulation bezogen auf das NESSI-Experiment (Calc./Exp.), sowie Vergleichsdaten vorangegangener Experimente entsprechend der angegebenen Referenzen: Exp. ¹ [33], Exp. ² [32], Exp. ³ [46], Exp. ⁴ [31].	91

- 28 He-Produktionswirkungsquerschnitte für Targetmaterialien in mbarn. Ergebnisse des NESSI-Experimentes (Exp.), der Simulation (Calc.), die Abweichungen des Simulation bezogen auf das NESSI-Experiment (Calc./Exp.), sowie Vergleichsdaten vorangegangener Experimente entsprechend der angegebenen Referenzen: Exp.¹ [33], Exp.² [32], Exp.³ [46], Exp.⁴ [31]. 92
- 29 He-Produktionswirkungsquerschnitte für Targetmaterialien in mbarn. Ergebnisse des NESSI-Experimentes (Exp.), der Simulation (Calc.), die Abweichungen des Simulation bezogen auf das NESSI-Experiment (Calc./Exp.), sowie Vergleichsdaten vorangegangener Experimente entsprechend der angegebenen Referenzen: Exp.¹ [33], Exp.² [32], Exp.³ [46], Exp.⁴ [31]. 92

Abbildungsverzeichnis

1	Entwicklung von Neutronenquellen von der Entdeckung des Neutrons durch Chadwick bis zur „Europäischen Spallationsneutronenquelle“ (ESS), nach [3].	1
2	Prinzip des Spallationsprozesses zur Erzeugung von Sekundärteilchen.	6
3	Referenzkonzept der „Europäischen Spallations-Neutronenquelle (ESS)“.	7
4	ESS-Flüssigmetall-Targetstation.	7
5	ESS-Flüssigmetall-Targetgeometrie.	8
6	Organisationsstruktur des HERMES Teilchentransportsystems. . . .	11
7	Vergleich der Massenbremsvermögen S in CaF_2 und Hg in Abhängigkeit der Protonenenergie.	17
8	Wirkmechanismen der Thermolumineszenz.	18
9	Glow-Kurve von CaF_2 -Detektoren. Kanalbreite=0,06 s.	19
10	Lineare Abhängigkeit des Lichtsignals von der applizierten Dosis für zwei verwendete CaF_2 -Detektoren.	20
11	Geometrie des Quecksilber-Targets.	22
12	TL-Detektoren Halterung für die Messungen am Pb -Target (Maßangaben in mm).	23
13	Aufbau des Experiments (Maßangaben in mm).	24
14	Angewandte Simulationsprogramme zur Berechnung der Energiedeposition.	25
15	Verteilung der gemessenen horizontalen und vertikalen Energiedeposition (Dreiecke) auf der ersten Scheibe des Quecksilber-Targets, gefittet mit einer Gaußfunktion (gestrichelte Linie). σ_x/σ_y gibt die Standardabweichung der Gaußfunktion in x-, bzw. y-Richtung an, x_{sr}/y_{sr} die Verschiebung des Maximums in x-, bzw. y-Richtung.	26
16	Vergleich der Meßwerte (Dreiecke) auf den 45° -Achsen und des angenommenen Funktionsverlaufes $f_{(x,y= x)}$ (durchgezogene Linie) für die Bestrahlung des Quecksilber-Targets mit 1,2 GeV Protonen. Erläuterungen siehe Text.	27
17	Gemessenes Strahl-Profil der Bestrahlung des Blei-Targets mit 1,2 GeV Protonen auf der x- und y-Achse, gefittet mit einer Gaußfunktion (gestrichelte Linie). σ_x/σ_y gibt die Standardabweichung der Gaußfunktion in x-, bzw. y-Richtung an.	28
18	Vergleich der Meßwerte auf den 45° -Achsen und des angenommenen Funktionsverlaufes $f_{(x,y= x)}$ (durchgezogene Linie) für die Bestrahlung des Blei-Targets mit 1,2 GeV Protonen. Erläuterungen siehe Text. .	28
19	Gemessenes (Dreiecke) und mit SPG simuliertes (durchgezogene Linie) Strahl-Profil der Bestrahlung des Blei-Target mit 1,2 GeV Protonen.	29

20	Gemessene Energiedeposition der Bestrahlung des Blei-Targets mit 0,8 GeV Protonen für $y=0$, bzw. $x=0$ auf der ersten Scheibe vor dem Target (normiert auf das Targetmaterial), gefittet mit einer Gaußfunktion (gestrichelte Linie). σ_x/σ_y gibt die Standardabweichung der Gaußfunktion in x-, bzw. y-Richtung an, x_{sr}/y_{sr} die Verschiebung des Maximums in x-, bzw. y-Richtung.	30
21	Gemessene (Dreiecke) und mit SPG simulierte Energiedeposition (durchgezogene Linie) der Bestrahlung des Blei-Targets mit 0,8 GeV Protonen auf der ersten Scheibe vor dem Target, normiert auf das Targetmaterial.	30
22	Berechnete Beiträge der primären und sekundären Protonen zur Energiedeposition.	33
23	Verteilung der Energiedeposition für die Position $x=0$ $y=0$ entlang der z-Achse des Quecksilber- Targets, bestrahlt mit 1,2 GeV Protonen.	35
24	Verteilung der Energiedeposition für die Position $x=-0,4$ $y=0,4$ entlang der z-Achse des Blei-Targets, bestrahlt mit 1,2 GeV Protonen. Dreieckige Symbole geben die Meßergebnisse, runde Symbole die Ergebnisse der Simulation an.	36
25	Verteilung der gemessenen Energiedeposition entlang der z-Achse auf verschiedenen x und y Positionen des Blei-Targets, bestrahlt mit 1,2 GeV Protonen.	37
26	Verteilung der Energiedeposition für die Position $x=-0,4$ $y=0,4$ parallel zur Blei-Targetachse, bestrahlt mit 0,8 GeV Protonen.	38
27	Radiale Energiedeposition für verschiedene Targettiefen z, Hg-Target bestrahlt mit 1,2 GeV Protonen. Koordinatenursprung liegt im Zentrum des Targets.	41
28	Radiale Energiedeposition für verschiedene Targettiefen z, Pb-Target bestrahlt mit 1,2 GeV Protonen. Koordinatenursprung liegt im Zentrum des Targets.	42
29	Target-Geometrie und Detektorpositionen des ASTE-Experimentes. Maßangaben in mm.	45
30	Gemessene Intensitätsverteilung des Primärprotonenstrahl der Bestrahlung des Quecksilbertargets mit 24 GeV Protonen.	46
31	Verteilung der Energiedeposition entlang der z-Achse des Quecksilbertargets bestrahlt mit 24 GeV Protonen.	47
32	Leistungsdeposition im ESS-Spallationstarget entlang der Targettiefe nach [2].	48

33	Mit HERMES berechnete Energiedeposition in einem zylindrischen Quecksilbertarget, bestrahlt mit 1,2 GeV und 2,4 GeV Primärprotonenenergie bezogen auf ein eingeschossenes Proton (Gaußförmige Intensitätsverteilung: $\sigma_x=0,56$ cm, $\sigma_y=1,16$ cm).	49
34	Mit HERMES berechnete Energiedeposition in einem zylindrischen Quecksilbertarget, bestrahlt mit 1,2 GeV und 2,4 GeV Primärprotonenenergie bezogen auf den benötigten Protonenstrom (Gaußförmige Intensitätsverteilung: $\sigma_x=0,56$ cm, $\sigma_y=1,16$ cm).	50
35	Anzahl der Displacements pro Atom [dpa], Wasserstoff-Konzentration c_H und Helium-Konzentration c_{He} als eine Funktion der Bestrahlungszeit t im Zentrum des Strahleintrittsfensters der ESS im Vergleich zur „first-wall“ eines Fusionsreaktors (CTR mit $1\text{MW}/\text{m}^2$).	51
36	Gemessene He-Produktionswirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Ordnungszahl des Probenmaterials, bestrahlt mit 0,8 GeV Protonen vorangegangenen Messungen entsprechend den Referenzen: Michel [33], Green [32], Baraschekov [46], Goebel [31].	53
37	Berliner Neutron Ball (BNB) und Berliner Silizium Ball (BSIB). . .	54
38	Nachweis von Neutronen über (n, γ)-Reaktion: Thermalisierung der emittierten schnellen Neutronen, Einfang des Neutrons am Gd, Emission von γ -Quanten.	55
39	Energiespektrum für Protonen (Target-Kern Gold, Primärprotonenenergie 1,2 GeV), in flächentreuer Darstellung. Die grau schraffierte Fläche beschreibt den Anteil der Protonen, die meßtechnisch erfaßt werden konnte. Untere Schwelle bei $(2,2\pm 0,3)$ MeV, obere Schwelle bei (26 ± 4) MeV.	56
40	Vergleich experimenteller und simulierter H-Produktionswirkungsquerschnitte im Meßbereich von 2,2 MeV bis 26 MeV in Abhängigkeit von der Ordnungszahl Z.	71
41	Gemessener und simulierter winkel- und energieabhängiger Produktionswirkungsquerschnitt für Helium. Erläuterung siehe Text. . . .	73
42	Energiespektren der emittierten Clusterteilchen des Probenmaterials Gold, bestrahlt mit 1,2 GeV Protonen. Die durchgezogene Linie zeigt die Ergebnisse der Simulation mit dem Verdampfungsmodell EVAP [43], die gestrichelte Linie die Ergebnisse der Simulation mit dem Verdampfungsmodell EVAP-RAL [44, 45].	75
43	Energiespektren der emittierten Neutronen und Protonen des Probenmaterials Gold, bestrahlt mit 1,2 GeV Protonen. Die durchgezogene Linie zeigt die Ergebnisse der Simulation mit dem Verdampfungsmodell EVAP [43], die gestrichelte Linie die Ergebnisse der Simulation mit dem Verdampfungsmodell EVAP-RAL [44, 45].	76

44	Coulomb-Schwelle für Helium in Abhängigkeit von der Ordnungszahl des Probenmaterials. Die durchgezogene Linie gibt die Coulomb-Schwelle des modifizierten EVAP-RAL-Modells [44, 45] in Abhängigkeit von der Anregungsenergie des Kerns, die gestrichelte Linie gibt die Coulomb-Schwelle des EVAP Modells [43] an.	77
45	Energiespektren der emittierten Clusterteilchen des Probenmaterials Eisen, bestrahlt mit 1,2 GeV Protonen. Die durchgezogene Linie zeigt die Ergebnisse der Simulation mit dem Verdampfungsmodell EVAP [43], die gestrichelte Line die Ergebnisse der Simulation mit dem Verdampfungsmodell EVAP-RAL [44, 45].	78
46	Energiespektren der emittierten Neutronen und Protonen des Probenmaterials Eisen, bestrahlt mit 1,2 GeV Protonen. Die durchgezogene Linie zeigt die Ergebnisse der Simulation mit dem Verdampfungsmodell EVAP [43], die gestrichelte Line die Ergebnisse der Simulation mit dem Verdampfungsmodell EVAP-RAL [44, 45].	79
47	Gemessene und mit HETC und Disca2 [28] berechnete He- Produktionswirkungsquerschnitte des NESSI- Experimentes in Abhängigkeit von der Ordnungszahl des Probenmaterials, bestrahlt mit 0,8 GeV Protonen im Vergleich zu vorangegangenen Messungen entsprechend den Referenzen: Michel [33], Green [32], Baraschenkov [46], Goebel [31].	80
48	Maximal akzeptable Helium Konzentration im ESS- Strahleintrittsfenster für eine Primärprotonenenergie von 0,8 GeV und einer Standzeit von $T_{ESS-0,8GeV}=247$ Tagen. Zugrunde gelegt sind die gemessenen He- Produktionswirkungsquerschnitte des NESSI-Experimentes (NESSI) und die berechneten He- Produktionswirkungsquerschnitte (HETC).	82
49	Lebensdauer des ESS-Strahleintrittsfensters bei einer Primärprotonenenergie von 1,2 GeV. Zugrunde gelegt sind die gemessenen He-Produktionswirkungsquerschnitte des NESSI-Experimentes (NESSI) und die berechneten He- Produktionswirkungsquerschnitte (HETC).	82
50	Helium- Produktionswirkungsquerschnitt für Fe und Ni in Abhängigkeit von der Energie der Primärprotonenenergie.	83
51	Lebensdauer des ESS-Spallationstargets bei einer Primärprotonenenergie von 1,2 GeV. Zugrunde gelegt sind die gemessenen H- Produktionswirkungsquerschnitte (NESSI) und die berechneten He- Produktionswirkungsquerschnitte (HETC).	84

52	Lebensdauer des ESS-Spallationstargets bei einer Primärprotonenenergie von 1,2 GeV. Zugrunde gelegt sind die gemessenen H-Produktionswirkungsquerschnitte (NESSI) und die berechneten He-Produktionswirkungsquerschnitte (HETC).	84
53	Aufteilung des Targetfensters zur Bestimmung der Schädigungsraten.	85
54	Mikrostruktur des Protonenpulses während der Bestrahlungen des Blei-Targets mit 0,8 GeV, bzw. 1,2 GeV Protonen.	89

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Dr. rer. nat. D. Filges vom Institut für Kernphysik des Forschungszentrums Jülich und Herrn Prof. Dr. rer. nat. A. Tietze, Universität Wuppertal, die mir die Promotion im Fachbereich Sicherheitstechnik der Bergischen Universität Wuppertal ermöglicht haben. Herr Prof. Dr. D. Filges hat durch seine engagierte Betreuung der Arbeit maßgeblich zur raschen Fertigstellung dieser Arbeit beigetragen.

Sehr herzlich bedanken möchte ich mich bei Herrn Dr. rer. nat. R.-D. Neef, der mir in fruchtbaren Diskussionen bedeutende Anregungen gab, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Weiterhin danke ich ihm für seine erbaulichen Hinweise zum Manuskript dieser Arbeit.

Auch danke ich Herrn G. Sterzenbach für die Unterstützung bei der Einarbeitung in das umfangreiche HERMES-Programm-System und bei der Interpretation der Computersimulationen.

Auf diesem Wege möchte ich auch Herrn Prof. Dr. rer. nat. W. Hoffmann von der Universität Wuppertal für seine fachliche Unterstützung zum Verständnis der Physik der TLD's und die Bereitstellung der Auswertearratur danken. In diesem Zusammenhang danke ich auch Herrn Dr. J. Pillath und seinen Kollegen von der Gruppe Meßtechnik der Abteilung Sicherheit und Strahlenschutz des Forschungszentrums Jülich für die freundliche Unterstützung bei der Kalibrierung der Detektoren - und für den guten Kaffee. Herrn Dipl. Ing. N. Paul vom Institut für Kernphysik danke ich insbesondere für die entscheidende Mithilfe bei der Realisierung der TLD-Messungen an COSY.

Mein Dank gebührt allen Kollegen der NESSI-Kollaboration für die erfolgreiche Zusammenarbeit.

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen weiteren Mitarbeitern des Instituts für Kernphysik, insbesondere bei denen der Arbeitsgruppe Strahlungstransport für die große Unterstützung und die angenehme Arbeitsatmosphäre bedanken.

Den Kolleginnen und Kollegen der Universität Wuppertal der Fachbereiche Sicherheitstechnik und Physik danke ich für die vielen kleinen, aber bedeutsamen Hilfeleistungen.

Forschungszentrum Jülich



Jül-3857
März 2001
ISSN 0944-2952