

Untersuchung der Restkernproduktion durch protoneninduzierte Reaktionen an schweren Targetelementen

Diplomarbeit
von
Jan Protoschill

ausgeführt am
Zentrum für Strahlenschutz und Radioökologie
der Universität Hannover
November 1997

Inhaltsverzeichnis

1. Einführung	5
2. Aufgabenstellung	7
3. Grundlagen	8
3.1 Energetik von Kernreaktionen	8
3.2 Modellvorstellungen für Kernreaktionen	9
3.3 Bremsung der primären Protonen im Stack	10
3.4 γ -Spektroskopie	14
3.4.1 Entstehung der γ -Quanten	14
3.4.2 γ -Spektroskopie mit Halbleiterdetektoren	14
3.5 Berechnung der Aktivität	15
3.6 Berechnung der Wirkungsquerschnitte	16
3.7 Korrekturverfahren	18
3.7.1 Interferenzen	18
3.7.2 Mutter-Tochter-Verhältnisse	18
3.7.3 Selbstabsorption	19
3.7.4 Schwankungen der Strahlintensität	20
3.7.5 Totzeitkorrekturen	20
4. Die Bestrahlungsexperimente	23
4.1 Stackaufbau	23
4.2 Probenomenklatur und zusammengeklebte Proben	26
5. Messung und Auswertung	28
5.1 Das Meßsystem am ZSR	28
5.2 Durchführung der Messungen	29
5.3 Energiekalibrierung und Ansprechvermögen	30
5.4 Das computergestützte Auswertungssystem	31
6. Fehlerbetrachtung	37
6.1 Unsicherheit der Protonenenergie in den Targetfolien	37
6.2 Unsicherheit der Wirkungsquerschnitte	38
6.3 Der Einfluß sekundärer Teilchen	40

7. Experimentelle Ergebnisse	41
7.1 Bestimmung der Flußdichte	41
7.2 Das Targetelement Vanadium	46
7.2.1 Vergleich mit Ergebnissen anderer Autoren	46
7.2.2 Typischer Verlauf der Anregungsfunktionen	47
7.3 Das Targetelement Wolfram	52
7.3.1 Konsistenz der Messungen und Vergleich mit Ergebnissen anderer Autoren	53
7.3.2 Typischer Verlauf der Anregungsfunktionen	56
7.3.3 Isobarenausbeuten	62
8. Modellrechnungen zur Bestimmung von Anregungsfunktionen	65
8.1 Das Intra-Nuclear-Cascade/Evaporation-Modell	66
8.1.1 Berechnung von Wirkungsquerschnitten mit HETC	67
8.1.2 Berechnung von Wirkungsquerschnitten mit LAHET	68
8.2 Vergleich der theoretischen Rechnungen mit den experimentellen Ergebnissen	70
8.2.1 Vergleich für ausgewählte Anregungsfunktionen	70
8.2.2 Übersichtsvergleich für das Targetelement Wolfram	76
8.2.3 Zusammenfassung	79
9. Zusammenfassung	81
Literaturverzeichnis	83
A. Experimentell bestimmte Wirkungsquerschnitte	86
A.1 Targetelement Vanadium	86
A.2 Targetelement Wolfram	94
Danksagung	114
Selbstständigkeitserklärung	115

1. Einführung

Bestrahlt man ein Material mit Protonen ausreichender Energie, so werden Kernreaktionen ausgelöst, die über zahlreiche unterschiedliche Reaktionsmechanismen eine sowohl vom Targetmaterial als auch von der Protonenenergie abhängige Restkernverteilung hinterlassen. Ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, mit der ein bestimmter Restkern bei fester Projektilenergie entsteht, ist der Wirkungsquerschnitt σ . Werden die Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit der Protonenenergie für ein bestimmtes Produkt nuklid dargestellt, fügen sich die einzelnen Datenpunkte zu einer Anregungsfunktion zusammen.

Integrale Wirkungsquerschnitte für protoneninduzierte Kernreaktionen sind sowohl von grundlegendem physikalischen Interesse als auch für zahlreiche technische Anwendungen von großer Bedeutung.

So kann mit Hilfe von Anregungsfunktionen der Gültigkeitsbereich verschiedener kernphysikalischer Modelle überprüft und der Einfluß unterschiedlicher Reaktionsmechanismen in Abhängigkeit von der Energie untersucht werden.

Für eine effiziente und hinsichtlich der Vermeidung unerwünschter Nebenprodukte optimierte Herstellung radioaktiver Präparate, die zum Beispiel in der Medizin für therapeutische oder diagnostische Zwecke benötigt werden, ist die genaue Kenntnis entsprechender Wirkungsquerschnitte unumgänglich.

Die galaktische und die solare Strahlung besteht zu einem Großteil aus Protonen. Sind die entsprechenden Anregungsfunktionen bekannt, so kann zum Beispiel die Bestrahlungsgeschichte und das Alter eines Meteoriten in Hinsicht auf kosmophysikalische Fragestellungen untersucht werden. Auch in der Raumfahrt sind Untersuchungen über die Wechselwirkung von Protonen mit Materie aus der Sicht des Strahlenschutzes und der Werkstoffkunde interessant.

Ein naheliegendes Anwendungsgebiet ist die Untersuchung der Aktivierung von Strukturmaterialien in Beschleunigern und kerntechnischen Anlagen. Hier ist eine Abschätzung der Menge und Art von radioaktiven Restkernen in Hinblick auf die geplante Entsorgung sowie die Beurteilung von Materialermüdung und die Strahlenexposition des Personals von Bedeutung.

Um ein neueres Anwendungsgebiet handelt es sich bei der Umwandlung langlebiger Radionuklide in stabile oder kurzlebige Nuklide mit dem Ziel die Menge nuklearer Abfälle zu verringern und deren Endlagerzeiten deutlich zu verkürzen. Die grundlegende Idee dieser *Nuclear-Waste-Transmutation* besteht in der Betreibung eines beschleuniger-getriebenen unterkritischen Reaktors, in dem durch Verwendung einer Spallations-Neutronenquelle hohen Neutronenflußdichten erreicht werden. Beim Betrieb einer derartigen Anlage wird aufgrund des Neutronenüberschusses nicht nur die Erzeugung von sogenannten Neutronengiften verhindert, zudem wäre es sogar möglich radioaktive Abfälle zu transmutieren.

2. Aufgabenstellung

Aktivierungsquerschnitte protoneninduzierter Reaktionen sind von grundlegender Bedeutung für Untersuchungen zur Durchführbarkeit der auf Beschleunigern basierenden Verbrennung radioaktiver Abfälle.

Als Targetelemente für die zur Nuclear-Waste-Transmutation notwendige Spallations-Neutronenquelle werden die Elemente Blei, Wolfram, Tantal und Quecksilber diskutiert. Für die Durchführung von Machbarkeitsstudien ist es nötig, die integralen Wirkungsquerschnitte dieser Targetelemente für einen weiten Energiebereich zu kennen. Bisher steht aber nur eine unzureichende Datenbasis zur Verfügung.

Im Rahmen dieser Arbeit sollen Wirkungsquerschnitte für die protoneninduzierte Produktion von radioaktiven Restkernen am Targetelement Wolfram für den Energiebereich von 68 MeV bis 2,6 GeV mit Hilfe der γ -Spektroskopie bestimmt werden.

Um die Konsistenz der Ergebnisse früherer Arbeiten zu überprüfen, soll außerdem die Restkernproduktion durch protoneninduzierte Reaktionen am Targetelement Vanadium für den gleichen Energiebereich untersucht werden.

Ferner soll in dieser Arbeit die Flußdichte der primären Protonen für drei in Uppsala durchgeführte Bestrahlungsexperimente mit Primärenergien von 137 und 177 MeV bestimmt werden. Die gewonnenen Daten können dann bei der Untersuchung anderer während dieser Experimente bestrahlter Targetelemente verwendet werden.

Die Bestrahlungsexperimente wurden am Laboratoire National Saturne (LNS) in Saclay, Frankreich und am Svedberg Laboratory (TSL) in Uppsala, Schweden in Zusammenarbeit mit dem Institut für Nuklearchemie der Universität zu Köln durchgeführt.

Die experimentellen Ergebnisse sollen mit theoretischen Modellrechnungen verglichen werden. Dazu werden die auf Intra-Nuclear-Cascade/Evaporation-Modellen basierenden Programme HETC und LAHET verwendet. Schließlich sollen die Modelle hinsichtlich ihrer Voraussagefähigkeit untersucht werden.

3. Grundlagen

In diesem Kapitel werden die zur Auswertung der Experimente nötigen Grundlagen vorgestellt. Die kurze Beschreibung der Modellvorstellungen, welche die während der Bestrahlung ablaufenden Kernreaktionen beschreiben können, wird durch das Kapitel 8 ergänzt. Dort wird das den theoretischen Berechnungen zugrundeliegende Intra-Nuclear Cascade/Evaporation-Modell genauer erläutert.

Anschließend wird auf die γ -Spektroskopie eingegangen und die zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte notwendigen Formeln dargestellt. Schließlich werden die Korrekturverfahren vorgestellt, die im Verlauf der Auswertung zur Anwendung kamen.

3.1 Energetik von Kernreaktionen

Trifft ein Projektil a mit der Masse m_a auf einen Targetkern T mit der Masse m_T , so kann es durch Wechselwirkung mit den Nukleonen des Kerns eine Kernreaktion $T(a,b)P$ auslösen. Dabei werden ein oder mehrere Teilchen b emittiert, und es entsteht der Produktkern P. Bei einer solchen Kernreaktion bleibt die Gesamtenergie erhalten, nicht jedoch die Summe der kinetischen Energien (falls die Reaktionspartner verschiedene Bindungsenergien haben). Eine einfache Größe, die eine Kernreaktion beschreibt, ist daher der sogenannte *Q-Wert* der Reaktion, der als Differenz der kinetischen Energien vor und nach der Reaktion definiert ist:

$$Q = [m_T + m_a - (m_P + m_b)]c^2 \quad (3.1)$$

Wenn $Q > 0$ ist, spricht man von einer exothermen Reaktion, bei der Energie frei wird. Ist $Q < 0$, so handelt es sich um eine endotherme Reaktion. Damit eine solche Reaktion ablaufen kann, muß vom Projektil mindestens die *Schwellenenergie* E_S mitgeführt werden, die sich mit Hilfe des Impulserhaltungssatzes aus dem Q-Wert berechnen läßt:

$$E_S = -Q \left(1 + \frac{m_a}{m_T} \right) \quad (3.2)$$

Anhand des Q -Wertes und der Schwellenenergie läßt sich also feststellen, *ob* eine Kernreaktion stattfinden kann. Allerdings werden durch diese einfachen Größen noch keine Aussagen darüber gemacht *wie* sie abläuft. Eine genauere Erläuterung der Modellvorstellungen, die den Verlauf einer Kernreaktion beschreiben können, erfolgt im nächsten Abschnitt.

3.2 Modellvorstellungen für Kernreaktionen

Bisher existiert für die Beschreibung von Kernreaktionen keine einheitliche Theorie, die es gestattet Kernreaktionen bis zu einer Projektilenergie von 3 GeV zu beschreiben. Einzelne Reaktionsmechanismen können aber durch eine Reihe von Modellvorstellungen, deren Gültigkeit sich auf verschiedene Energiebereiche beschränkt, beschrieben werden. Man unterscheidet zwischen Compoundkern-, Präequilibriums-, Spallations-, Fragmentations- und direkten Reaktionen. Für schwere Kerne müssen zusätzlich Spaltprozesse in Betracht gezogen werden.

Der Übergang zwischen den verschiedenen Reaktionstypen ist aber keineswegs scharf definiert und in vielen Fällen nur unzureichend bekannt. Im folgenden sollen die Modellvorstellungen kurz vorgestellt werden, eine ausführlichere Beschreibung des Intra-Nuclear Cascade/Evaporation-Modells erfolgt im Kapitel 8.

Für niedrige Energien bis zu etwa 50 MeV hat die de Broglie-Wellenlänge des Projektils die Größenordnung des Kernes. Daher wechselwirkt das Teilchen nicht mit einzelnen Nukleonen, sondern mit dem Kern als ganzem.

Wird das Projektil vom Kern absorbiert, so wird die zur Verfügung stehende Energie auf alle Nukleonen statistisch verteilt. Das entstehende Compoundkernsystem verliert – abgesehen von den üblichen Erhaltungssätzen – alle Informationen über seine Entstehung. Daher findet die nun folgende Evaporation einzelner Nukleonen im Schwerpunktsystem isotrop statt. Die typischen Zeiten, in denen Compoundkernreaktionen ablaufen, sind mit 10^{-16} s vergleichsweise lang.

Ist die Primärenergie der Projektile hinreichend groß, so kann es im Verlauf sogenannter Präequilibriumsreaktionen schon vor der Ausbildung eines Gleichgewichtszustandes zur Emission von Nukleonen kommen. Anschließend findet eine dem Compoundkernzerfall äquivalente Reaktionsphase statt.

Wächst die Einschußenergie weiter an ($E_p > 200$), so bestimmen Spallationsprozesse den Ablauf der Kernreaktion. In diesem Energiebereich hat die de Broglie-Wellenlänge des Projektils die gleiche Größenordnung wie die Abstände der Nukleonen im Kern ($\approx 10^{-15}$ m), so daß es mit einzelnen Nukleonen wechselwirken kann. Es ist somit möglich, daß das einfallende Teilchen eine intranukleare Stoßkaskade (*INC*) auslöst, in deren Verlauf einzelne Stoßpartner den Kern entweder verlassen, oder durch weitere Stöße Energie auf andere Nukleonen übertragen. Während der intranuklearen Kaskade findet die Teilchenemission

hauptsächlich in Vorwärtsrichtung statt.

Das Ende der Kaskade ist nach etwa 10^{-22} s dann erreicht, wenn durch Stöße aufgrund des geringer werdenden Energieübertrags keine weiteren Nukleonenemissionen mehr möglich sind. Dieser ersten Reaktionsphase, die auch als *knock-on-Phase* bezeichnet wird, schließt sich dann wieder die wesentlich langsamer ablaufende Evaporation einzelner Nukleonen an.

Liegt die Projektilenergie im GeV-Bereich, ist es möglich, daß es neben der Emission einzelner Nukleonen zusätzlich zu einer starken Erhitzung des Kernes kommt, was aufgrund von Dichte-Inhomogenitäten einen Zerfall des Kernsystems in mehrere Nukleonen und Cluster zur Folge haben kann. Man unterscheidet hier je nach Anzahl der Bruchstücke zwischen Fragmentation und Multi-Fragmentation.

Bei schweren Targetkernen konkurrieren im Energiebereich ab einigen hundert MeV während des Präequilibriums- beziehungsweise Compoundkernzerfalls Spaltprozesse und Evaporation.

Eine weitere Klasse von Kernreaktionen wird durch die direkten Reaktionen beschrieben. Sie treten vorzugsweise bei niedrigen Energien und dezentralen Stößen des Projektils mit dem Kern auf. Ihre typische Wechselwirkungsdauer ($\approx 10^{-22}$ s) hat die gleiche Größenordnung, wie die vom Projektil zum Passieren des Kernes benötigte Zeit. Die Teilchenemission erfolgt bevorzugt in Vorwärtsrichtung. Zu den direkten Reaktionen zählen inelastische Streuvorgänge und verschiedene Nukleonttransfer-Reaktionen.

3.3 Bremsung der primären Protonen im Stack

Treffen die Protonen (Ladung Z_p , Geschwindigkeit $v = \beta c$) auf die Targetfolien im Stack, verlieren sie durch Wechselwirkungsprozesse mit dem Targetmaterial Energie. Daher ist es beim Einsatz der stacked-foil-technique (vergleiche Kapitel 4) nötig, die Energie der Protonen in den hinteren Folien zu berechnen. Quantitativ läßt sich dieser Energieverlust durch das Bremsvermögen (*stopping power*) des Targetmaterials (Kernladungszahl Z_T , Atommasse A_T) ausdrücken. Für Energien im MeV- bis GeV-Bereich wird er hauptsächlich durch die Wechselwirkung der Protonen mit den Hüllelektronen des Targetmaterials bestimmt und durch die Bethe-Bloch-Gleichung [BE30, FA63] beschrieben:

$$-\frac{dE}{d\xi} = \frac{4\pi e^4 Z_p^2 Z_T N_A}{m_e (\beta c)^2 A_T} \left[\ln \left(\frac{2m_e (\beta c)^2}{I_T} \right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 - \frac{C}{Z_T} - \frac{\delta}{2} \right] \quad (3.3)$$

Hier liefert der erste Term in der Klammer den wichtigsten Beitrag. Er beschreibt den Energieverlust durch Ionisation und Anregung der Targetatome mit Hilfe des von Bethe eingeführten mittleren Ionisationspotentials I_T . Die beiden folgenden Terme stellen relativistische Korrekturen dar, durch C/Z_T werden Schaleneffekte berücksichtigt. Dem sogenannten Dichteeffekt, der durch die gleichzeitige Wechselwirkung mit mehreren Hüllelektronen zustande kommt, wird durch das letzte Klammernglied Rechnung getragen.

Da sowohl die Ionisationspotentiale als auch die Korrekturterme häufig unbekannt oder nur schwer zu bestimmen sind, verwendet man zur Berechnung des Bremsvermögens semiempirische, parametrisierte Formen von (3.3). Dabei werden für jedes Targetmaterial die Parameter so gewählt, daß die Gleichung den experimentell bestimmten Verlauf beschreibt. Am ZSR wird die Bremsrechnung mit Hilfe des Programms STACK [BO93] durchgeführt, das eine von Andersen und Ziegler [AN77] angegebene Parametrisierung verwendet:

$$-\frac{dE}{d\xi} = \frac{N_A a_1}{A_T \beta^2} \left[\ln(a_2 \beta^2) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 - \sum_{i=0}^4 a_{i+3} (\ln E)^i \right] \quad (3.4)$$

Die Autoren geben für den Gültigkeitsbereich dieser Gleichung lediglich ein Energieintervall von 1 bis 100 MeV an, während bei den hier durchgeführten Experimenten die Primärenergie der Protonen mit bis zu 2600 MeV wesentlich darüber lag. In früheren Arbeiten unserer Gruppe (siehe zum Beispiel [GL93]) konnte durch Vergleich mit Formeln anderer Autoren [WI66, JA82] gezeigt werden, daß die Gleichung (3.4) auch noch bei Energien bis 800 MeV Verwendung finden kann.

In dieser Arbeit wurde zusätzlich ein Vergleich mit der durch Firestone in [FI96] veröffentlichten Parametrisierung vorgenommen. Er gibt für die folgende Gleichung einen Gültigkeitsbereich von 10 MeV bis 2 GeV an:

$$-\frac{dE}{d\xi} = \frac{N_A}{A_T} \left[b_1 + b_2 \left(\frac{\ln(E)}{E} \right) + b_3 \left(\frac{\ln(E)}{E} \right)^2 + b_4 \left(\frac{E}{\ln(E)} \right) \right] \quad (3.5)$$

Die Koeffizienten b_i wurden für verschiedene Targetmaterialien durch eine modifizierte Version des Programmes TRIM [ZI85] berechnet.

Um die neue Parametrisierung anwenden zu können, wurde das Programm STACK dahingehend erweitert, daß die Berechnung auch anhand von Gleichung (3.5) durchgeführt werden kann.

Abbildung 3.3 zeigt das Bremsvermögen nach [AN77] und [FI96] für Aluminium, Vanadium und Wolfram sowie die relative Abweichung der Werte voneinander. Überraschenderweise ist diese Abweichung gerade im gemeinsamen Gültigkeitsbereich der beiden Formeln am größten. Bei 10 MeV liegt der für Wolfram nach Gleichung (3.5) ermittelte Wert um 7,5% unter dem nach Gleichung (3.4) berechneten. Ab einer Energie von 50 MeV stimmen die Werte auch für Energien bis 2 GeV besser als 1% miteinander überein.

Daher ergaben sich bei der für die Experimente mit hohen Energien durchgeführte Bremsrechnungen praktisch keine Abweichungen. So erhält man zum Beispiel beim Experiment SACL0L mit der Einschußenergie von $2600 \pm 0,5$ MeV für die Protonenenergie der letzten Targetfolie des Stacks in beiden Fällen $2530 \pm 2,16$ MeV. Auch bei Experimenten mit niedrigeren Energien stimmen die Werte im Rahmen der Fehler überein. Eine genauere Betrachtung für das Experiment UPPS0H erfolgt in Kapitel 7.1 im Rahmen der Bestimmung der Flußdichte.

Insgesamt erscheint es gerechtfertigt, die Parametrisierung von Andersen und Ziegler auch

für die zum Teil deutlich höheren Energien der Bestahlungsexperimente für die Bremsrechnung zu verwenden.

Da es sich bei der Abbremsung der Projektile im Targetmaterial um einen statistischen Prozeß handelt, findet eine Energieverbreiterung (*energy-straggling*) des Protonenstrahls statt. Sie wird nach [BO15] durch eine Gaußverteilung beschrieben, deren Breite durch den energy-straggling-parameter α gegeben ist:

$$\alpha^2 = \frac{4\pi e^4 Z_P^2 Z_T N_A}{M_T} \xi_T \left[1 + \frac{4}{3} \frac{I}{m_e v^2} \ln \left(\frac{2m_e v^2}{I} \right) \right] \quad (3.6)$$

Durch die Streuung der Protonen an den Hüllelektronen des Targetmaterials findet gleichzeitig auch eine Winkelverbreiterung (*angle-straggling*) statt, die durch einen mittleren Divergenzwinkel θ beschrieben wird [MA69]. Weil durch diesen Effekt einzelne Teilchen den Stack seitlich verlassen können, trägt die Winkelverbreiterung neben der Absorption der Projektile durch Kernreaktionen zu einer Abnahme der Flußdichte im Stack bei.

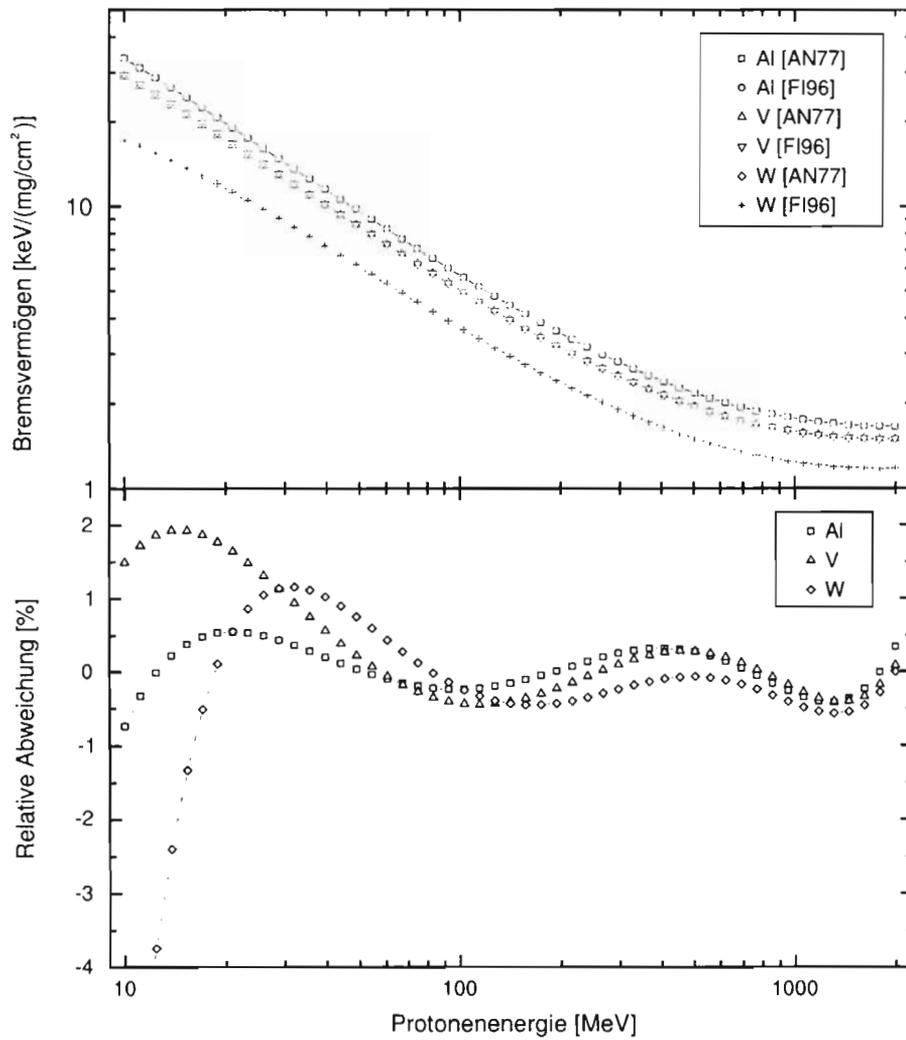


Abbildung 3.1: Bremsvermögen S für Protonen bei verschiedener Targetmaterialien. Dargestellt ist das Bremsvermögen nach [AN77] und [FI96] (oben), sowie die relative Abweichung $(S_{\text{FI96}} - S_{\text{AN77}})/S_{\text{AN77}}$ der beiden Werte voneinander (unten).

3.4 γ -Spektroskopie

Man benötigt die Anzahl der bei der Bestrahlung entstandenen Restkerne sowohl zur Bestimmung der Flußdichten als auch zum Berechnen der Wirkungsquerschnitte. Wenn das entstandene Produktnuklid radioaktiv ist, kann sie γ -spektroskopisch über ihre Aktivität bestimmt werden. Dabei können die Nuklide aufgrund ihrer charakteristischen γ -Energien identifiziert werden.

3.4.1 Entstehung der γ -Quanten

Zerfällt ein bei der Bestrahlung eines Targets entstandener radioaktiver Produktkern – meistens durch β^+ - oder β^- - Zerfall – in sein Tochternuklid, so befindet sich dieses in der Regel in einem angeregten Zustand. Beim Übergang des Tochternuklids in seinen Grundzustand wird die freiwerdende Energie in Form von einem oder mehreren γ -Quanten abgegeben. Weil die Energien dieser γ -Quanten für den Zerfall charakteristisch sind, kann das Produktnuklid anhand von ihnen identifiziert werden.

Ein derartiger Vorgang wird am anschaulichsten durch ein Zerfallsschema dargestellt. Ein einfaches Beispiel für ein solches Schema ist der in Abbildung 3.2 dargestellte Zerfall von ^{28}Mg . Das durch den β^- -Zerfall gebildete, angeregte ^{28}Al kann auf verschiedenen Wegen in den Grundzustand übergehen. Die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Quant einer bestimmten Energie während des Zerfalls in den Grundzustand emittiert wird, bezeichnet man als die *Entkommwahrscheinlichkeit* des Gammaquants. Weil das gebildete Nuklid ^{28}Al selbst nur eine geringe Halbwertszeit von 2,3 Minuten hat und die Halbwertszeit der Mutter ^{28}Mg mit 20,9 Stunden viel größer ist, stellt sich schnell ein radioaktives Gleichgewicht zwischen den Aktivitäten der Mutter und der Tochter ein. Somit können in diesem Fall auch die γ -Quanten, die beim Zerfall der Tochter ^{28}Al in das stabile ^{28}Si entstehen, zur Bestimmung der Aktivität der Mutter genutzt werden.

3.4.2 γ -Spektroskopie mit Halbleiterdetektoren

Trifft ein γ -Quant auf den Halbleiterkristall des Detektors, so gibt es seine Energie ganz oder teilweise durch Photo-, Compton- beziehungsweise Paarbildungseffekte an das Material ab und erzeugt eine Vielzahl von Ladungsträgerpaaren. Bei Halbleitern aus Germanium ist hierfür pro gebildetes Paar bei der Siedetemperatur flüssigen Stickstoffs (77 K) lediglich eine Energie von 2,98 keV notwendig [BO92]. Durch ein von außen angelegtes elektrisches Feld driften die entstandenen freien Ladungsträger zu den Elektroden am Rand des Detektorvolumens, wo sie einen Spannungsimpuls erzeugen.

Im Idealfall ist die Höhe dieses Signals proportional zur Energie des einfallenden γ -Quants. Im Spektrum entsteht an der entsprechenden Stelle eine näherungsweise gaußförmiger Peak, dessen Halbwertsbreite (FWHM) einerseits durch statistische Schwankungen und ande-

rerseits durch das elektronische Rauschen der Elektronik bestimmt wird. Mit steigender γ -Energie nimmt das Auflösungsvermögen des Detektors ab.

Die folgenden zusätzlichen Effekte müssen bei der Auswertung der Spektren bedacht werden:

- Einzelne Ladungsträger werden durch Verunreinigungen oder Fehler im Kristall zurückgehalten (*recombination/trapping*). Dieser Effekt führt im Spektrum für den entsprechenden Peak zu einer Verbreiterung auf der niederenergetischen Seite (*low-energy-tailing*).
- Wenn die Energie des γ -Quants größer als 1022 keV ist, können durch den Paarbildungseffekt Elektron-Positron-Paare gebildet werden. Verläßt eines (*single escape*) oder beide (*double escape*) dieser Teilchen den Kristall, so werden sie nicht detektiert, und im Spektrum können sich zusätzliche Peaks bei den entsprechenden Energien bilden.
- Es treffen gleichzeitig mehrere γ -Quanten auf den Kristall. In diesem Fall wird die Summe der Energien ermittelt, was bei der Messung von sehr aktiven Proben dazu führen kann, daß im Spektrum ein Summenpeak auftaucht.

Alle Effekte machen sich besonders bei sehr starken Linien mit hohen Zählraten beziehungsweise sehr aktiven Proben bemerkbar.

Eine Beschreibung des am ZSR zu Verfügung stehenden Detektorsystems erfolgt in Kapitel 5.1.

3.5 Berechnung der Aktivität

Die Anzahl N_P der Kerne eines bei der Bestrahlung entstandenen Produktnuklides P nimmt nach der Bestrahlung gemäß dem radioaktiven Zerfallsgesetz ab¹:

$$\begin{aligned}\partial_t N_P(t) &= -\lambda_P N(t) \\ N_P(t) &= N(t_{eoi})e^{-\lambda_P t} \quad t \geq t_{eoi}\end{aligned}\quad (3.7)$$

Wobei $\lambda_P = \ln(2)/T_{1/2}$ die Zerfallskonstante des Nuklids P ist. Die Aktivität $A_P = -\partial_t N_P(t)$ des Nuklids ist durch λ_P mit der Anzahl N_P der Produktkerne ver-

¹Für die Bezeichnung der Zeiten gelten folgende Abkürzungen:

t_{boi} : Beginn der Bestrahlung (*begin of irradiation*)
 t_{eoi} : Ende der Bestrahlung (*end of irradiation*)
 t_{boc} : Beginn der Messung (*begin of counting*)
 t_{eoc} : Ende der Messung (*end of counting*)
 $t_{irr} = t_{eoi} - t_{boi}$: Bestrahlungszeit
 $t_c = t_{eoc} - t_{boc}$: Meßzeit

knüpft:

$$A_P(t) = \lambda_P N_P(t) \quad (3.8)$$

Sie kann aus der Gesamtzahl der für einen Peak mit der Energie E im Spektrum registrierten Ereignisse bestimmt werden:

Zum Zeitpunkt des Beginns der Messung t_{boc} hat das Nuklid die Aktivität $A_P(t_{boc})$. Bei jedem Zerfall werden nun γ -Quanten der Energie E mit der Wahrscheinlichkeit I_E emittiert, die wiederum mit der Wahrscheinlichkeit ϵ_E vom Detektor registriert werden. Somit ergibt sich folgender Zähleffekt:

$$\begin{aligned} C_E &= \int_{t_{boc}}^{t_{eoc}} dt \epsilon_E I_E A_P(t_{boc}) e^{-\lambda_P(t-t_{boc})} \\ &= \epsilon_E I_E A_P(t_{boc}) \frac{1 - e^{-\lambda_P t_c}}{\lambda_P} \end{aligned} \quad (3.9)$$

Hier bezeichnet C_E die Nettopeakfläche des Peaks im Spektrum, die man nach Abzug des Untergrundes durch Addition der entsprechenden Kanalinhalt erhält. Um auf die Aktivität am Ende der Bestrahlung schließen zu können, muß zusätzlich der radioaktive Zerfall im Zeitraum $(t_{boc} - t_{eoi})$ gemäß Gleichung (3.7) berücksichtigt werden:

$$\begin{aligned} A_P(t_{eoi}) &= A_P(t_{boc}) e^{\lambda_P(t_{boc}-t_{eoi})} \\ &= \frac{C_E \lambda_P}{\epsilon_E I_E} \frac{e^{\lambda_P(t_{boc}-t_{eoi})}}{(1 - e^{-\lambda_P t_c})} \end{aligned} \quad (3.10)$$

Um die Aktivität mittels dieser Gleichung berechnen zu können, muß das Ansprechvermögen ϵ_E des Detektors bekannt sein. Die Bestimmung des Ansprechvermögens eines Detektors in Abhängigkeit der Energie ist in Kapitel 5.3 beschrieben.

3.6 Berechnung der Wirkungsquerschnitte

Wird ein Target T mit monoenergetischen Protonen der Energie E bestrahlt, so ist die Anzahl N_P der durch Kernreaktionen $T(p, x)P$ erzeugten Produktkerne P proportional zum Wirkungsquerschnitt σ_E , zur Flußdichte Φ und zur Anzahl der Targetkerne N_T .

$$\partial_t N_P(t) = N_T(t) \Phi_E \sigma_E \quad (3.11)$$

Dabei ist die Flußdichte die Anzahl der Protonen, die das Target pro Zeit- und Flächeneinheit treffen und der Wirkungsquerschnitt ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, mit der die Reaktion bei dieser Energie stattfindet. Das Produkt aus Wirkungsquerschnitt und Flußdichte wird auch als *Response* bezeichnet:

$$R = \Phi_E \sigma_E \quad (3.12)$$

Wenn die Anzahl der Targetkerne viel größer ist als die Anzahl N_P der während der Bestrahlungszeit $t_{irr} = (t_{eoi} - t_{boi})$ produzierten Kerne P , so kann man sie als konstant ansehen. Es muß also $N_T \gg \Phi_E \sigma_E t_{irr}$ gelten. Diese Bedingung ist selbst bei konservativer Abschätzung der Werte in sehr guter Näherung gewährleistet.

Berücksichtigt man nun noch den Zerfall der in dieser Arbeit ausschließlich untersuchten radioaktiven Produktnuklide, so erhält man aus (3.11) folgende Differentialgleichung:

$$\partial_t N_P(t) = N_T \Phi_E \sigma_E - \lambda_P N_P(t) \quad (3.13)$$

Dabei beschreibt der Subtrahend den Zerfall des Produktnuklides P mit der Halbwertszeit $T_{1/2} = \lambda_P / \ln(2)$. Die Lösung von (3.13) unter der Nebenbedingung $N_P(t_{boi}) = 0$ ist die *Aktivierungsgleichung*:

$$N_P(t) = \frac{N_T \Phi_E \sigma_E}{\lambda_P} \left(1 - e^{-\lambda_P(t-t_{boi})} \right) \quad t_{eoi} \geq t \geq t_{boi} \quad (3.14)$$

Um aus dieser Gleichung den Wirkungsquerschnitt bestimmen zu können, muß neben der Flußdichte auch die Anzahl der Target- und Produktkerne bekannt sein. N_T kann entweder durch Wiegen der Probe vor der Bestrahlung, oder aus ihren geometrischen Abmessungen bestimmt werden:

$$N_T = \frac{N_A}{M_T} m_T = \frac{N_A}{M_T} \rho_T d_T F_T \quad (3.15)$$

Die Anzahl der Kerne von radioaktiven Produktnukliden wurde in dieser Arbeit γ -spektroskopisch aus der Aktivität des Nuklids zum Ende der Bestrahlung bestimmt: Nach dem Ende der Bestrahlung ($t = t_{eoi}$) werden keine neuen Produktkerne mehr gebildet, und ihre Anzahl $N_P(t_{eoi})$ nimmt nach dem Zerfallsgesetz ab:

$$\begin{aligned} N_P(t) &= N_P(t_{eoi}) e^{-\lambda_P(t-t_{eoi})} \\ &= \frac{N_T \Phi_E \sigma_E}{\lambda_P} \left(1 - e^{-\lambda_P t_{irr}} \right) e^{-\lambda_P(t-t_{eoi})} \quad t \geq t_{eoi} \end{aligned} \quad (3.16)$$

Bestimmt man die Aktivität $A(t_{boc})$ des Produktnuklids durch eine Messung, die zur Zeit t_{boc} beginnt und zur Zeit t_{eoc} endet, so erhält man dessen Aktivität zum Bestrahlungsende aus Gleichung (3.10). Wenn die Flußdichte Φ_E , die während der Bestrahlung geherrscht hat, bekannt ist, kann nun der Wirkungsquerschnitt des Produktnuklides aus der Aktivierungsgleichung (3.14) bestimmt werden:

$$\begin{aligned} \sigma_E &= \frac{A(t_{eoi})}{N_T \Phi_E} \frac{1}{(1 - e^{-\lambda_P t_{irr}})} \\ &= \frac{C_E \lambda_P}{N_T \Phi_E \epsilon_E I_E} \frac{e^{\lambda_P(t_{boc}-t_{eoi})}}{(1 - e^{-\lambda_P t_{irr}})(1 - e^{-\lambda_P t_c})} \end{aligned} \quad (3.17)$$

Ist umgekehrt der Wirkungsquerschnitt einer Reaktion bekannt, so kann mittels dieser Gleichung auch die Flußdichte in der Probe bestimmt werden (vergleiche Kapitel 6.1).

3.7 Korrekturverfahren

Im Verlauf der Auswertung werden eine Reihe von Korrekturen vorgenommen, die in den folgenden Abschnitten beschrieben werden sollen.

3.7.1 Interferenzen

Emittieren zwei Nuklide N_1 und N_2 γ -Quanten bei gleichen oder sehr ähnlichen Energien, so daß sie bei der Auswertung nicht mehr getrennt werden können, tragen beide Nuklide zu einer Nettopeakfläche C bei:

$$C = C_1 + C_2 = \sum_{i=1}^2 \epsilon_E I_i A_i(t_{boc}) \frac{1 - e^{-\lambda_i t_c}}{\lambda_i} \quad (3.18)$$

Falls nun die Aktivität eines dieser Nuklide durch andere γ -Linien oder spätere Messungen ermittelt werden kann, läßt sich die Aktivität des anderen Nuklids aus dieser Gleichung bestimmen. Da im Verlauf der Auswertung anhand der Gleichung (3.10) zunächst eine falsche Aktivität \tilde{A}_i aus NP ermittelt wurde, wird zur nachträglichen Korrektur folgende Gleichung verwendet:

$$A_1(t_{eoi}) = \tilde{A}_1(t_{eoi}) - A_1(t_{eoi}) \frac{\lambda_1 I_2}{\lambda_2 I_1} \frac{(1 - e^{-\lambda_2 t_c})}{(1 - e^{-\lambda_1 t_c})} e^{-(\lambda_2 - \lambda_1)(t_{boc} - t_{eoi})} \quad (3.19)$$

3.7.2 Mutter-Tochter-Verhältnisse

Bei der Bestrahlung eines Targets entstehen die meisten Produktnuklide nicht nur direkt durch Kernreaktionen, sondern auch durch Zerfall des Mutternuklids, das seinerseits durch Kernreaktionen oder Zerfall entstanden ist. Das folgende System von Differentialgleichungen erweitern die Gleichung (3.13) und beschreibt die Produktion des Tochternuklids D sowohl aus dem Targetmaterial als auch aus der Mutter M :

$$\left. \begin{aligned} \partial_t N_M(t) &= N_T \Phi_E \sigma_M - \lambda_M N_M(t) \\ \partial_t N_D(t) &= N_T \Phi_E \sigma_D - \lambda_D N_D(t) + c_M \lambda_M N_M(t) \end{aligned} \right\} \quad (3.20)$$

Durch den Faktor $c_M \leq 1$ wird die Wahrscheinlichkeit berücksichtigt, mit der die Mutter in das Tochternuklid T zerfällt. Wenn $c_M < 1$ ist, zerfällt die Mutter nicht nur in die Tochter D , sondern mit einer Wahrscheinlichkeit von $(1 - c_M)$ auch in andere Nuklide. Dies ist zum Beispiel dann der Fall, wenn ein metastabiler Zustand eines Nuklides sowohl in den Grundzustand als auch durch β -Zerfall in ein anderes Nuklid zerfällt.

Wählt man als Zeitnullpunkt das Ende der Bestrahlung ($t_{eoi} \equiv 0$) und betrachtet nur Zeiten

$t \geq t_{eoi}$, so ergibt sich die Anzahl der Tochternuklide als Lösung der Differentialgleichungen (3.20) unter den Nebenbedingungen $N_M(0) = N_{M_0}$ und $N_D(0) = N_{D_0}$ zu

$$N_D(t) = N_{D_0} e^{-\lambda_D t} + c_M N_{M_0} \frac{\lambda_M}{\lambda_D - \lambda_M} \left(e^{-\lambda_M t} - e^{-\lambda_D t} \right) \quad t \geq t_{eoi} \quad (3.21)$$

Bei einer Messung der Probe nach der Bestrahlung wird also durch Anwendung der Gleichung (3.10) nicht die Aktivität A_{D_0} des Tochternuklids nach der Bestrahlung bestimmt, die ermittelte Aktivität \tilde{A}_{D_0} enthält vielmehr auch einen zusätzlichen Anteil, der durch den Zerfall des Mutternuklids bis zum Ende der Messung verursacht wird. Um die richtige Aktivität des Tochternuklids zu bestimmen, wird daher zur nachträglichen Korrektur folgende Gleichung verwendet:

$$A_{D_0} = \tilde{A}_{D_0} - \frac{c_M A_{M_0} \lambda_D}{\lambda_M - \lambda_D} \left(1 - \frac{\lambda_D}{\lambda_M} \frac{(1 - e^{-\lambda_M t_c})}{(1 - e^{-\lambda_D t_c})} e^{-(\lambda_M - \lambda_D) t_{boc}} \right) \quad (3.22)$$

Nachdem die Aktivität des Tochternuklids nach dem Bestrahlungsende bekannt ist, muß bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte gemäß Gleichung (3.17) zusätzlich der Zerfall des Mutternuklids *während* der Bestrahlung berücksichtigt werden:

$$\sigma_D = \frac{A_D(t_{eoi})}{N_P \Phi_E} \frac{1}{(1 - e^{-\lambda_P t_{eoi}})} - \sigma_M - \frac{\sigma_M \lambda_D}{\lambda_M - \lambda_D} \left(1 - \frac{1 - e^{-\lambda_M t_{eoi}}}{1 - e^{-\lambda_D t_{eoi}}} \right) \quad (3.23)$$

Einfacher gestaltet sich die Korrektur, wenn die Halbwertszeit des Mutternuklids klein gegenüber der des Tochternuklids ist ($\lambda_M \gg \lambda_D$) und die Aktivität der Tochter nach dem vollständigem Zerfall der Mutter ($\lambda_M t_{boc} \gg 1$) bestimmt wird. In diesem Fall kann der Klammerausdruck in Gleichung (3.22) mit 1 abgeschätzt und aus der Aktivität \tilde{A}_D der Tochter zunächst der sogenannte *kumulative* Wirkungsquerschnitt $\sigma_{D,cum}$ ermittelt werden.

Der unabhängige Wirkungsquerschnitt folgt dann aus dem Wirkungsquerschnitt der Mutter gemäß:

$$\sigma_{D,ind} = \sigma_{D,cum} - \sigma_M \frac{\lambda_D}{\lambda_M - \lambda_D} \frac{(1 - e^{-\lambda_M t_{eoi}})}{(1 - e^{-\lambda_D t_{eoi}})} \approx \sigma_{D,cum} - \sigma_M \frac{\lambda_M}{\lambda_M - \lambda_D} \quad (3.24)$$

Viele bei der Bestrahlung erzeugten Nuklide haben eine derartig kurze Halbwertszeit, daß ihre Aktivität nicht bestimmt werden kann. In diesem Fall ist es lediglich möglich, den kumulativen Wirkungsquerschnitt des nachgewiesenen Tochternuklids anzugeben.

Für eine ausführliche Herleitung der in den letzten beiden Abschnitten vorgestellten Formeln zur Korrektur von Interferenzen und Mutter-Tochter-Verhältnissen sei auf [LE95] verwiesen.

3.7.3 Selbstabsorption

Die beim Zerfall der Produktnuklide entstandenen γ -Quanten können von der Probe wieder absorbiert werden, so daß sie nicht mehr vom Detektor registriert werden können. Die

Abnahme der ursprünglich emittierten Photonenzahl N_0 auf ihrem Weg durch die Probe wird durch den folgenden exponentiellen Zusammenhang charakterisiert:

$$N(\xi) = N_0 \left(1 - e^{-\mu(E)\xi}\right) \quad (3.25)$$

Dabei ist ξ die Massenbelegung und $\mu(E)$ der Absorptionskoeffizient des Targetmaterials. Durch Integration dieser Formel über die Massenbelegung ergibt sich der Anteil r der γ -Quanten, welche die Probe tatsächlich verlassen:

$$r = \frac{1 - e^{-\mu\xi}}{\mu\xi} \quad (3.26)$$

Die Selbstabsorption wird bei der Auswertung für alle Proben berücksichtigt. Bei den leichten Targetelementen Aluminium und Vanadium lagen die Korrekturen deutlich unter 1%. Bei Wolfram war die Absorption in dickeren Proben für einige niederenergetische Linien so groß, daß zum Teil Korrekturen von über 50% durchgeführt werden mußten. Zur Berechnung der Aktivität wurde in solchen Fällen nach Möglichkeit eine andere Linie mit höherer γ -Energie verwendet.

3.7.4 Schwankungen der Strahlintensität

Während einer Bestrahlung kann es zu Intensitätsschwankungen oder Unterbrechungen der Strahlzeit kommen, deren Auswirkungen für kurzlebige Nuklide nicht vernachlässigt werden dürfen. Anhand von Protokollen, die den zeitlichen Verlauf der Strahlintensität wiedergeben, wird daher die die Strahlzeit in n Intervalle gleicher Intensität $\Phi_{E,i}$ eingeteilt und in Gleichung (3.17) folgende Modifikation vorgenommen:

$$\frac{1}{\Phi_E(1 - e^{-\lambda_P t_{irr}})} \longrightarrow \sum_{i=1}^n \frac{e^{-\lambda_P(t_{eoi} - t_{eoi,i})}}{\Phi_{E,i}(1 - e^{-\lambda_P t_{irr,i}})} \quad (3.27)$$

3.7.5 Totzeitkorrekturen

Aufgrund der endlichen Verarbeitungsgeschwindigkeit der Elektronik werden nicht alle während der Meßzeit t_c (*realtime*), sondern nur die während der Zeit t_l (*lifetime*) in den Detektor einfallenden γ -Quanten registriert. Die während der sogenannten Totzeit $t_d = t_r - t_l$ einfallenden Photonen bleiben unberücksichtigt. Dem wird unter der Voraussetzung, daß die Meßzeit im Verhältnis zu den Halbwertszeiten der zu betrachtenden Nuklide klein ist, Rechnung getragen, indem das Verhältnis t_c/t_l bei der Berechnung der Aktivität nach Gleichung (3.10) berücksichtigt wird:

$$A_P(t_{eoi}) \longrightarrow A_P(t_{eoi}) \frac{t_c}{t_l} \quad (3.28)$$

Diese Korrektur ist nur in gewissen Grenzen anwendbar. Überschreitet die Totzeit einen detektorabhängigen Prozentsatz, liefert sie keine zuverlässigen Ergebnisse mehr. In solchen Fällen ist es möglich, die Aktivitäten der betroffenen Messung anhand eines Korrekturfaktors zu skalieren. Dieser wird anhand eines Vergleiches mit anderen Messungen, die eine geringere Totzeit aufweisen, ermittelt. Weil die auf diese Weise korrigierten Aktivitäten jedoch nicht mehr als unabhängige Meßgrößen betrachtet werden können, wurde bei der Durchführung der Messungen Wert darauf gelegt, die Totzeit unterhalb dieser Prozentsätze zu halten (vergleiche Kapitel 5.2).

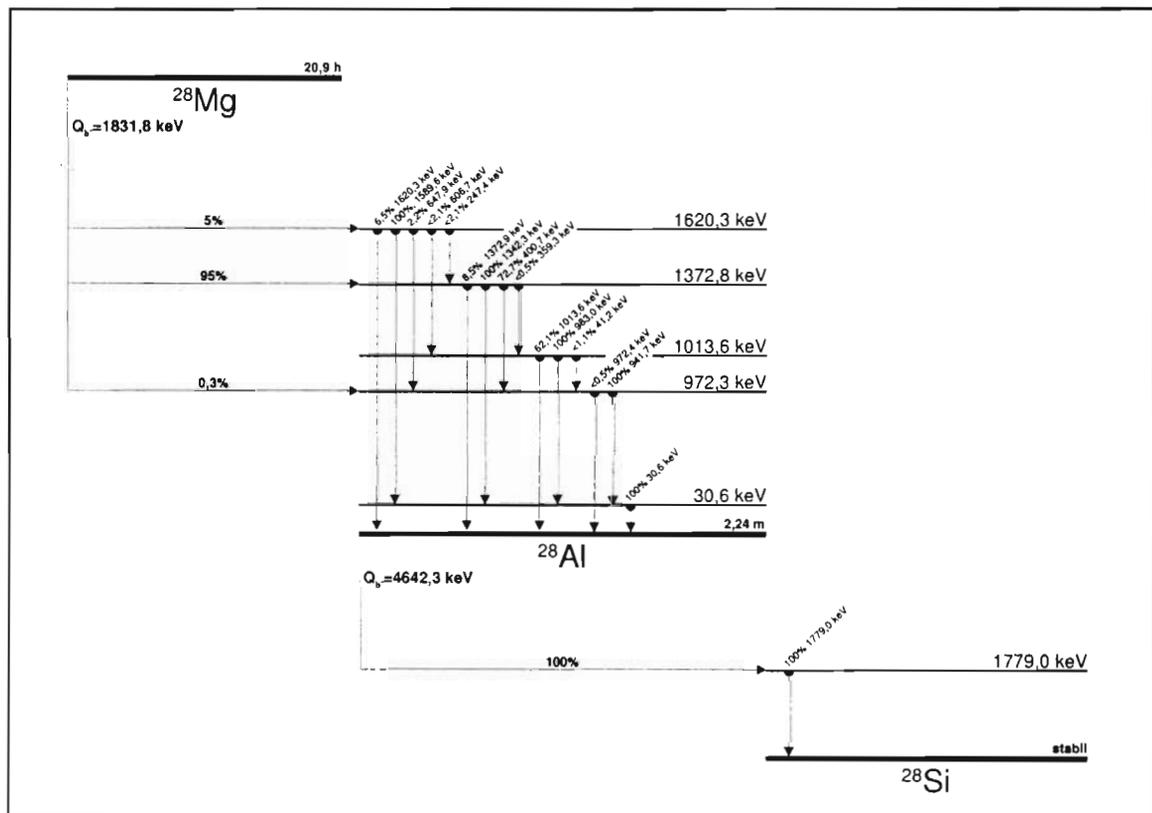


Abbildung 3.2: Zerfallsschema von ^{28}Mg
 Dargestellt sind alle am Zerfall beteiligten Zustände und die dazugehörigen Übergänge (mit relativen Intensitäten und Energien). Alle Daten aus [FI96].

4. Die Bestrahlungsexperimente

Die in dieser Arbeit ausgewerteten Targetfolien wurden in 19 Experimenten bestrahlt. Davon fanden 12 am Laboratoire National Saturne (LNS) in Saclay, Frankreich und 7 am Svedberg-Laboratorium (TSL) in Uppsala, Schweden statt. Die Einschußenergie der Potonen lag dabei zwischen 79,2 MeV für das Experiment UPPS0P und 2600 MeV für SACL0L und SACL0R. Dabei kam die *stacked-foil-technique* zum Einsatz, bei der mehrere Folien in einem Halter hintereinander angeordnet sind. Der Einsatz dieser Technik hat den Vorteil, daß gleichzeitig mehrere Folien bestrahlt werden können. So ist es möglich, bei einem Experiment ein Targetelement gleichzeitig bei mehreren Energiepunkten zu bestrahlen. Demgegenüber steht der Nachteil, daß sich durch die größere Massenbelegung stärkere Sekundärteilchenfelder aufbauen können, die die Produktion der Restkerne beeinflussen können.

4.1 Stackaufbau

Die Vorbereitung der Experimente wurde am Institut für Nuklearchemie der Universität zu Köln durchgeführt. Dafür werden zunächst die kreisförmigen Targetfolien von 15,0 mm oder 15,7 mm Durchmesser aus größeren Reinstelement-Metallfolien gestanzt und gereinigt. Pulverförmige Targets wie Kaliumfluorid und Kupfertellurit wurden in Aluminiumdosen verpackt. Vor dem Zusammenbau der Stacks wurden die Folien gewogen, um später die Anzahl der Targetatome N_T gemäß Gleichung (3.15) über die Masse der Probe bestimmen zu können. Dies ist einer Ermittlung über die geometrischen Abmessungen der Probe vorzuziehen, weil die Hersteller den Fehler der Foliendicke mit 10% angeben, die Unsicherheit beim Wiegen jedoch nur etwa 2% beträgt. Einige typische Daten zur Beschaffenheit der in dieser Arbeit ausgewerteten Folien sind in Tabelle 4.1 dargestellt.

Beim Zusammensetzen des Stacks wurden in der Regel drei oder mehr Folien eines Targetelementes hinter jeweils drei sogenannter *Catcherfolien* aus Aluminium plaziert. Diese Anordnung wurde dann mit den verschiedenen Targetelementen wiederholt. Durch die Verwendung von jeweils mindestens drei Folien werden Cross-Kontaminationen für die mittleren Folien vermieden und Rückstoßverluste ausgeglichen. Mit Hilfe der Catcherfolien

Tabelle 4.1: Typische Daten für die in dieser Arbeit ausgewerteten Targetfolien.

Targetelement	Reinheit [%]	Dicke [μm]	Durchmesser [mm]	Masse [mg]
Aluminium	99,999	38; 125	15,0; 15,7	18; 60
Vanadium	99,8	40; 125	15,0	32; 132
Wolfram	99,95	50; 100	15,0	171; 342

wurde später die Flußdichte über die Monitorfunktion $^{27}\text{Al}(p,3p3n)^{22}\text{Na}$ bestimmt.

Für die Experimente am LNS war es möglich, mehrere kleine sogenannte Ministacks durch einen Abstand von 5–20 cm räumlich getrennt auf einer langen Aluminiumschiene anzubringen. Weil die hinteren Stacks dadurch nur in einem kleinen Raumwinkel des Sekundärteilchenfeldes liegen, wird dessen Einfluß deutlich verringert.

Außerdem wurden die Targetmaterialien im Stack bis zum Experiment SACLOH nach aufsteigenden Massenzahlen angeordnet, um den Einfluß von Sekundärteilchen, die vornehmlich durch Kernreaktionen in den schweren Targets entstehen, weiter zu verkleinern. Um für die schweren Targetelemente eine höhere Flußdichte zu erhalten, wurde diese Anordnung jedoch ab dem Experiment SACLOK umgekehrt.

Als Probenhalter für die Folienstapel kamen bis zum Experiment SACLOF zylindrische Aluminiumhalter zum Einsatz. Der gesamte Ministack wiederum wurde mit einer weiteren Halterung auf der Aluminiumschiene befestigt (Abbildungen 4.1 und 4.2, links). Dies bringt allerdings den Nachteil mit sich, daß zusätzlich Sekundärteilchen produziert werden, falls der Protonenstrahl aufgrund großer Strahlbreite oder Dejustierung den Zylindermantel oder sogar den Halter trifft.

Daher wurden ab dem Experiment SACLOG Folienhalter verwendet, die eine geringere Massenbelegung aufweisen. Die Folien werden dabei zwischen zwei 1 mm dünnen Aluminiumscheiben, die durch Messingschrauben miteinander verbunden sind, befestigt. Die Aluminiumscheiben können nun bei der Bremsrechnung wie normale Catcherfolien behandelt werden. Die Ministacks wurden mit Kunststoffäden in kreisförmig ausgeschnittenen Aluminiumplatten befestigt (Abbildungen 4.1 und 4.2, rechts).

Bei den Bestrahlungen am TSL konnte aus technischen Gründen nur ein einzelner, großer Stack bestrahlt werden. Daher wurden alle Targetfolien in einem einzigen Stackhalter, der aus einem Aluminiumrohr von 50 mm Länge bestand, fixiert (Abbildung 4.3). Insgesamt wurden hier je Bestrahlung mehrere hundert Folien im Stackhalter untergebracht. Dabei wurden auch gleiche Targetelemente an verschiedenen Stellen im Stack plaziert, um so für ein Element gleichzeitig mehrere Energiepunkte zu erhalten.

Die Positionierung des Stacks zum Protonenstrahl erfolgte automatisch durch eine Rohrpostanlage.

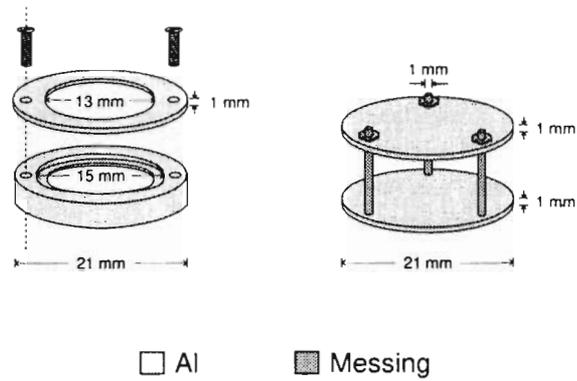


Abbildung 4.1: Probenhalter für die Experimente in Saclay.

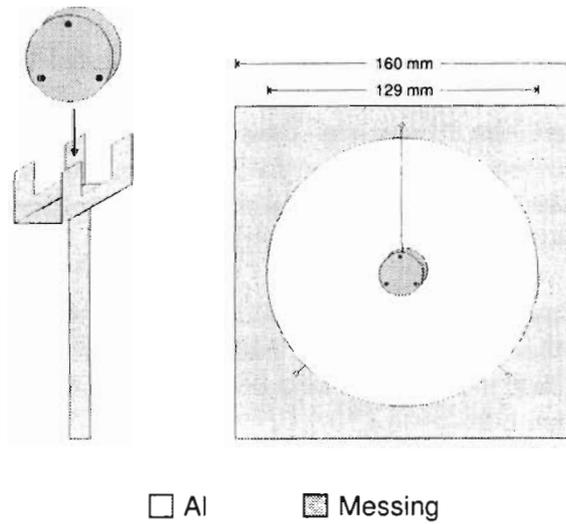


Abbildung 4.2: Stackhalter für die Experimente in Saclay.

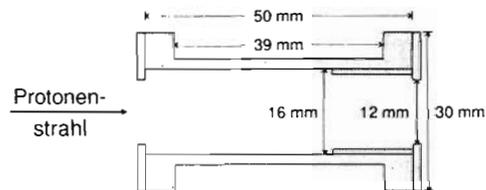


Abbildung 4.3: Stackhalter für die Experimente in Saclay.

4.2 Probennomenklatur und zusammengeklebte Proben

Die einzelnen Folien eines Stacks werden durch einen eindeutigen, siebenstelligen Namen bezeichnet. Die ersten beiden Buchstaben kennzeichnen das Target durch sein Elementsymbol – besteht es wie bei Wolfram nur aus einem Buchstaben, so wird er verdoppelt (WW). Handelt es sich bei dem Target um eine Verbindung aus mehreren Elementen, wird eine Abkürzung verwendet. Die beiden folgenden Stellen geben den Bestrahlungsort mit einer fortlaufenden Nummer an, die letzten drei Ziffern kennzeichnen die Position der Folie im Stack. Hier bezeichnen die ersten beiden Ziffern die Position des Ministacks beziehungsweise des Folienstapels im Stack und die letzte Ziffer die nach Elementen getrennte Position darin. Die nebenstehende Abbildung illustriert die Probennomenklatur am Beispiel WWSC194.

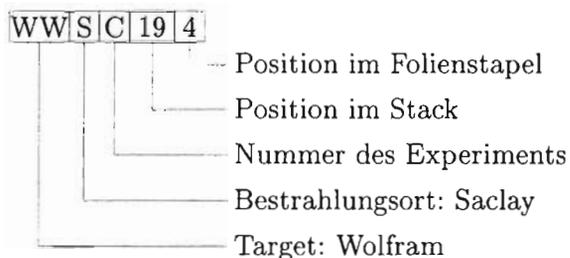


Abbildung 4.4: Die Probennomenklatur am ZSR

Um in späteren Messungen der Proben die Meßstatistik zu verbessern, wurden bei den in Tabelle 4.2 aufgeführten Proben jeweils zwei bis vier Folien zusammen auf einem Probenhalter geklebt. Um Verwechslungen zu vermeiden, wurde ihre Bezeichnung geändert – im obigen Beispiel in WWSC001.

Im Verlauf der Auswertung werden dann die Masse und die Aktivität der einzelnen Folie auf die der zusammengefügteten umnormiert, so daß ein direkter Vergleich der verschiedenen Messungen möglich ist. In den Ergebnissen tauchen also nur noch die Bezeichnungen der zusammengeklebten Folien auf.

Obwohl sich die Energie der primären Protonen in den dazugekommenen Folien von der in der einzelnen Folie unterscheidet, kann man dieses Verfahren bedenkenlos einsetzen, weil die Differenz auch bei den Experimenten mit geringer Einschußenergie nur marginal ist und stets kleiner als der Energiefehler selbst bleibt.

Bei der Auswertung konnten außerdem auch keine systematischen Abweichungen der ermittelten Aktivitäten zwischen den Messungen der einzelnen und der zusammengeklebten Proben festgestellt werden. Auch bei den Wirkungsquerschnitten der Experimente bei denen keine Proben zusammengefügt wurden traten gegenüber den anderen Experimenten keine derartigen Unterschiede auf (vergleiche Kapitel 7.3).

Tabelle 4.2: Zusammengeklebte Proben

Probe	Einzelblätter	Probe	Einzelblätter
WWUC060	WWUC062, WWUC063	WWSD001	WWSD194, WWSD195
WWUC130	WWUC132, WWUC133	WWSE001	WWSE212, WWSE213
WWUC210	WWUC212, WWUC213	WWSG001	WWSG213, WWSG214
WWUC280	WWUC280, WWUC280	WWSH001	WWSH213, WWSH214
WWUC370	WWUC372, WWUC373	WWSK001	WWSK213, WWSK214
WWUC590	WWUC592, WWUC593	WWSL001	WWSL213, WWSL214
WWUC670	WWUC672, WWUC673	WWSM001	WWSM253, WWSM254
WWUC740	WWUC742, WWUC743	WWSN001	WWSN252, WWSN253
WWUG030	WWUG032, WWUG033	WWSP001	WWSP182, WWSP183, WWSP184, WWSP185
WWUG090	WWUG092, WWUG093	WWSR001	WWSR242, WWSR243, WWSR244, WWSR245
WWUG180	WWUG182, WWUG183	VVSP001	VVSP057, VVSP058, VVSP059
WWUG240	WWUG242, WWUG243	VVSR001	VVSR083, VVSR084
WWUG300	WWUG302, WWUG303		
WWUG350	WWUG352, WWUG353		
WWUG420	WWUG422, WWUG423		
WWSC001	WWSC194, WWSC195		

5. Messung und Auswertung

In diesem Kapitel werden die Durchführung der Messungen und das verwendete Auswerteverfahren beschrieben. Dabei wird neben der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte auch auf die Ermittlung des Ansprechvermögens der verwendeten Detektoren eingegangen.

5.1 Das Meßsystem am ZSR

Zur Messung der Proben stehen am ZSR Germanium-Lithium-Detektoren Ge(Li) und Reinst-Germanium-Detektoren HPGe (High Purity Germanium) zur Verfügung. Um den Einfluß der Untergrundstrahlung zu verringern, sind die Detektoren mit Bleiabschirmungen ausgestattet.

Ein Ge(Li)-Detektor ist mit einer vollautomatischen Probenwechsellvorrichtung mit einer Kapazität von 16 Proben ausgestattet. Er besitzt allerdings keine komplette Bleiabschirmung, die Probe an der Meßposition vor dem Detektor wird aber durch zwei Bleiziegelwände von den noch zu messenden Proben abgeschirmt. Dieser Detektor wird vornehmlich zur Messung der Aluminiumcatcher und der kurz nach der Bestrahlung hochaktiven Proben genutzt. Eine Übersicht über die Detektoren gibt Tabelle 5.1.

Direkt an jedem Detektor ist ein Vorverstärker angeschlossen, dessen Ausgangssignal von einem Spektroskopieverstärker in gaußförmige Spannungsimpulse umgewandelt wird. Ein Analog-Digital-Converter (ADC) ordnet diesen Impulsen dann gemäß ihrer Stärke in einem der 4096 Kanäle des Multi-Channel-Analyser (MCA) zu, der die während der Messung eingehenden Signale abspeichert.

Die AD-Wandler registrieren dabei zusätzlich zur Dauer der Messung t_c (*Realtime*) auch die Zeit t_l , in der von der Elektronik tatsächlich Impulse registriert werden können (*Lifetime*). Dadurch ist eine spätere Korrektur der Meßergebnisse nach Gleichung (3.28) möglich. Weil an einen MCA bis zu vier ADC angeschlossen werden können, wirkt sich die durch die Messung einer Probe verursachte Totzeit auch auf die anderen drei Messungen aus.

Tabelle 5.1: Detektoren am ZSR

Detektorname	Art des Detektors	Bemerkungen
GeLiN4	Ge(Li)	Pb-Abschirmung
GeLiPr	Ge(Li)	Pb-Abschirmung
Ge_Neu	HPGe	Pb-Abschirmung
GeLiU2	Ge(Li)	Pb-Abschirmung
GeLiU3	Ge(Li)	Pb-Abschirmung
Ge_01	HPGe	Pb-Abschirmung
Ge_Imm	HPGe	
GeLiHa	Ge(Li)	Fe-Abschirmung
Ge_02	HPGe	Pb-Abschirmung, 8192 Kanäle
GeLi03	Ge(Li)	mit automatischem Probenwechsler ausgestattet

Ein HPGe-Detektor war so an einen MCB angeschlossen, daß die Impulse 8192 Kanälen zugeordnet wurden. Durch die größere Energieauflösung war bei Messungen auf diesem Detektor eine Entfaltung komplexer Spektren besser möglich. Andererseits bringt die doppelte Anzahl der Kanäle eine schlechtere Zählstatistik mit sich, weil die Zählrate pro Kanal bei gleicher Meßzeit gegenüber einer Zuordnung der Impulse zu 4096 Kanälen halbiert ist.

Das entstandene Spektrum wird am Ende der Messung vom MCA schließlich an einen Computer übermittelt und als *.DAT-Datei auf Diskette abgespeichert. Zusätzlich zu den Impulsen pro Kanal werden in dieser Datei Informationen über den Detektor, die Probe, die Meßgeometrie, den Zeitpunkt der Messung und die Meßzeit (t_c und t_l) abgespeichert. Ein für eine Wolfram-Probe typisches Spektrum zeigt Abbildung 5.1.

5.2 Durchführung der Messungen

Die Durchführungen Messungen wurde anhand mehrerer Gesichtspunkte durchgeführt. Zum einen wurde darauf geachtet, daß durch geeignete Wahl des Meßabstandes und der gleichzeitig gemessenen Proben die Totzeit niedriger als 20% lag. Bei dem an das Probenwechslersystem gekoppelten Detektor GeLi03 sollte die Totzeit nicht größer als 5% sein. Wenn diese Kriterien erfüllt waren, konnte – wie in Kapitel 3.7.5 beschrieben – eine einfache und zuverlässige Totzeitkorrektur durchgeführt werden, ansonsten wurden weitere Korrekturen notwendig.

Für jede Probe wurden mehrere Meßzyklen durchgeführt, deren zeitlicher Abstand möglichst so gewählt wurde, daß für die identifizierten Nuklide eine Halbwertszeitkontrolle durchgeführt werden konnte. Während eines Zyklus wurde Wert darauf gelegt, die Folien

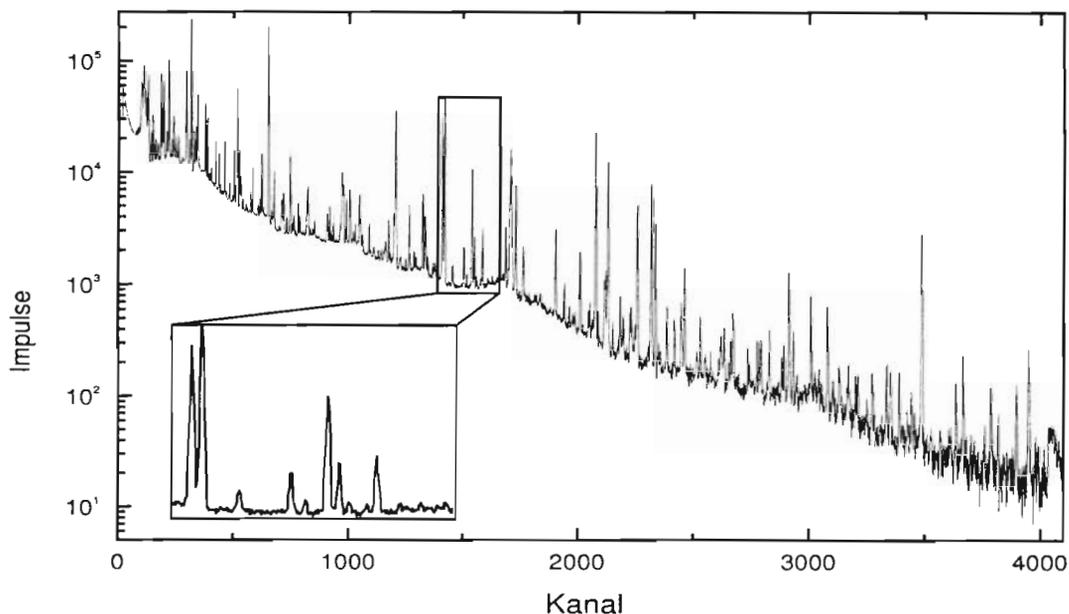


Abbildung 5.1: Typisches Spektrum einer Wolframprobe.

Das Spektrum wurde ein halbes Jahr nach Ende der Bestrahlung SACLOC mit dem Detektor Ge_Neu aufgenommen. Die Meßzeit betrug über 42 Stunden, der Abstand der Probe zum Detektor 6 cm.

mehrmals auf unterschiedlichen Detektoren zu messen, um so systematische Fehler auszuschließen.

Insbesondere bei den Standardpräparaten und den Aluminium-Catchern wurden die Meßzeiten so gewählt, daß die Nettopeakflächen C der auszuwertenden γ -Linien mindestens $N = 10.000$ Impulse enthielten, um den statistischen Meßfehler $\Delta N = 1/\sqrt{N}$ unter 1% zu halten. Bei den Messungen der Targetfolien war das jedoch nicht immer möglich, da zum einen während der frühen Meßzyklen sehr viele Proben gemessen werden mußten, zum anderen die Meßzeiten für Nuklide mit einer geringen Aktivität oder nur schwachen γ -Linien inakzeptabel lang geworden wären.

5.3 Energiekalibrierung und Ansprechvermögen

Vor der Durchführung der Messungen wurde für alle Detektoren mit Hilfe von verschiedenen Standardpräparaten eine Energiekalibrierung und eine Bestimmung des absoluten Ansprechvermögens (*Efficiency*) vorgenommen. Dafür wurden zunächst für alle verwendeten Meßgeometrien Spektren der Standardpräparate aufgenommen. Anhand der Kanallagen der bekannten γ -Energien der entsprechenden Nuklide wurde die Energie als Funktion der Kanalnummer ermittelt. Die Kalibrierung der Detektoren wurde dann mit Hilfe einer

linearen Regression der erhaltenen Werte bestimmt.

Weil die Aktivität der Standardpräparate zu einem Zeitpunkt t_0 bekannt ist, kann das Ansprechvermögen des Detektors aus den Nettopeakflächen C der entsprechenden Peaks mittels Gleichung (3.9) bestimmt werden. Die Auswertung erfolgt mit dem Computerprogramm EFFIC, daß das Ansprechvermögen gemäß folgender Gleichung¹ bestimmt:

$$\epsilon_E = \frac{C}{I_E t_c} \frac{1}{A(t_0) e^{-\lambda(t_{boc} - t_0)}} \quad (5.1)$$

Die so ermittelten Werte werden dann nach einem Ansatz von Gray und Ahmad [GR85] mittels des Programms GRAY über den gesamten Energiebereich gefittet:

$$\epsilon(E) = \frac{1}{E} \sum_{i=1}^8 a_i \left[\ln \left(\frac{E}{E_0} \right) \right]^{i-1} \quad (5.2)$$

Die Koeffizienten a_i dienen dabei als Fitparameter, E_0 ist ein beliebiger Skalierungsfaktor, der zu $E_0 = 900$ keV gewählt wurde.

Obwohl die Autoren für den Gültigkeitsbereich von Gleichung (5.2) den Energiebereich von 80 bis 1850 keV angeben, neigt der Fit bei höheren Energien zu unphysikalischen Oszillationen. Daher wurden ab einer Energie von 200 keV die Meßwerte zusätzlich auf einer doppelt-logarithmischen Skala durch eine Regressionsgerade gefittet, die ab einem geeigneten Schnittpunkt bei einer Energie um 250 keV den Gray-Fit ersetzt.

Abbildung 5.2 stellt den Verlauf einer im Rahmen dieser Arbeit ermittelte Efficiency eines Ge(Li)-Detektors dar.

5.4 Das computergestützte Auswertungssystem

Als erster Schritt der Auswertung müssen allen im Spektrum vorhandenen Peaks eine Fläche und eine Energie zugeordnet werden. Für diese Aufgabe werden am ZSR zwei Programme verwendet.

Das Programm GAMMA ist für die Analyse einfacher Spektren leichter Targetelemente gut geeignet. Die Peakpositionen werden nach einer Glättung des Spektrums aus der ersten Ableitung ermittelt, die Peakflächen ergeben sich nach Abzug des durch die Trapezmethode bestimmten Untergrundes aus der Summe der Kanalinhalt. Bei komplexen Spektren ist GAMMA jedoch nicht in der Lage, Doublett- bzw. Multiplettstrukturen zu entfalten. Daher wurde es ausschließlich zur Analyse der Aluminium-Spektren herangezogen.

Für die komplexeren Vanadium- und Wolframspektren wurde zur Auswertung ausschließlich das Programm GAMMA-W [WE94] verwendet. Mit diesem Programm ist es möglich, ein Spektrum interaktiv zu bearbeiten. Dafür liest GAMMA-W zunächst die zur Analyse notwendigen

¹Unter der Voraussetzung $T_{1/2} \gg t_c$ wird hier die Näherung $\lambda t_c \approx (1 - e^{-\lambda t_c})$ gemacht.

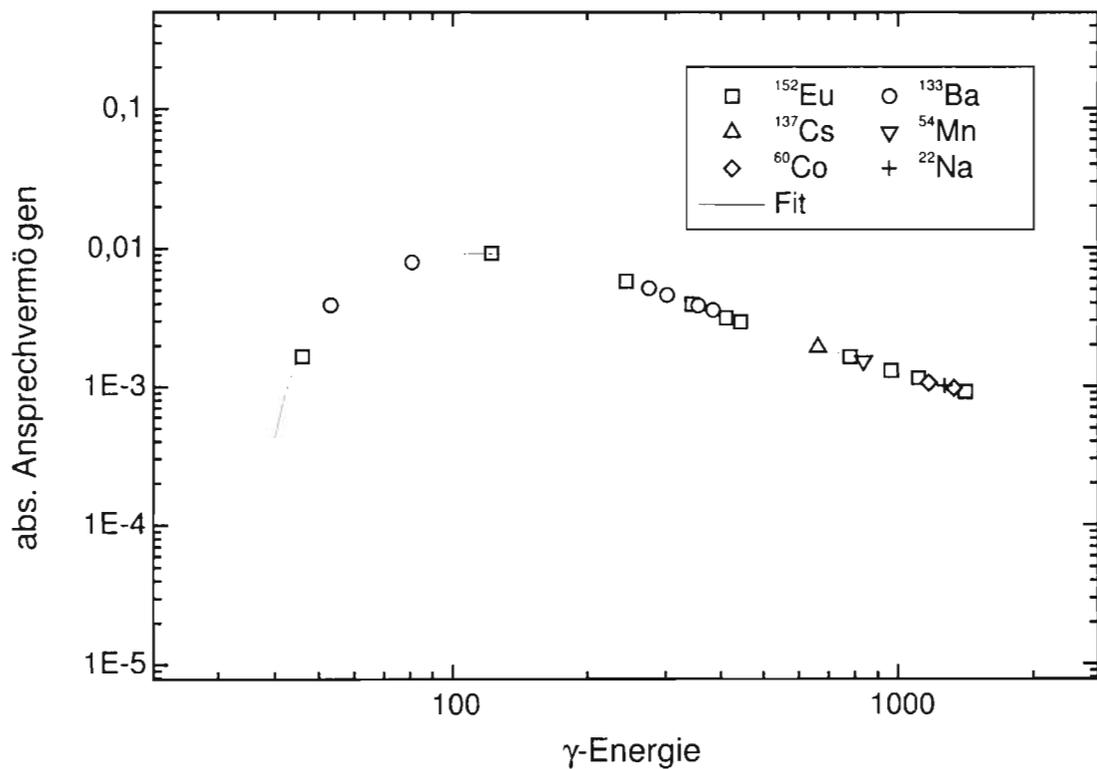


Abbildung 5.2: Typischer Verlauf des absoluten Ansprechvermögens eines Ge(Li)-Detektors.

Parameter aus einer Reihe vom Benutzer erstellten Dateien ein. So kann bei der späteren Bestimmung der Peakform das Tailing und die Halbwertsbreite der Peaks berücksichtigt werden.

Im nächsten Schritt teilt **GAMMA-W** das Spektrum in mehrere Regionen ein und nimmt anhand eines Algorithmus nach [WE86], der die Untergrundzählraten anhand der Zählraten der höheren Kanäle berechnet, einen Untergrundabzug vor. Dann werden die Peaks im Spektrum mit einer vom Benutzer vorgegebenen Empfindlichkeit gesucht. Schließlich wird die Peakform in drei unterschiedlichen Iterationsläufen durch einen least-squares Fit bestimmt und im Spektrum graphisch dargestellt. An dieser Stelle können unbefriedigende Ergebnisse vom Benutzer verworfen werden, und das Ergebnis durch manuelle Vorgabe der Regionsgrenzen und Peakpositionen verbessert werden.

Eine genauere Beschreibung von **GAMMA-W** findet sich in der Diplomarbeit von Krins [KR95], der anhand mehrerer Auswertetests auch nachweisen konnte, daß das Programm sowohl bei der Analyse von Einzelpeaks im Vergleich mit **GAMMA** konsistente Ergebnisse liefert, als auch für die Entfaltung von Linienüberlagerungen verwendet werden kann.

Bei der Berechnung des Fehlers berücksichtigt das Programm nicht nur die rein statistische Unsicherheit der Peakfläche und des Untergrunds, sondern auch die Unsicherheit der

für den Fit verwendeten Parameter. Die Qualität eines Fits wird zusätzlich durch den sogenannten POFIF-Qualifier charakterisiert. Er gibt an, ob die *Position*, der *Fit* und die Halbwertsbreite (*FWMH*) des Peaks befriedigend ist.

Vor der Auswertung der Spektren wurde für einige Vanadium- und alle Wolframspektren durch Vorgabe der Energie für zwei geeignete, weit auseinander liegende Peaks im Spektrum eine Nachkalibrierung der Energie vorgenommen.

Die Peaklisten der Spektren werden nach dem Ende der Auswertung in *.RES- beziehungsweise *.RSF-Dateien gespeichert.

Um eine Identifizierung der in der Probe enthaltenen Peaks und die Berechnung der Aktivität für die gefundenen Nuklide durchzuführen, bearbeitet im nächsten Schritt das von Gloris entwickelte Programm IDENT-MG die *.RES-Dateien der ausgewerteten Spektren. Die wichtigsten Eingabedateien, die das Programm zusätzlich benötigt, sind:

- Eine Nuklidbibliothek, die alle notwendigen Daten für die Nuklide enthält, die in der Probe vorkommen können. Das Programm GAMMAS stellt diese Datei anhand von verschiedenen Kriterien aus dem Reus-Westmeier-Katalog CARDDATA [RE83] zusammen. Einige Aktualisierungen dieses Kataloges wurden der Karlsruher Nuklidkarte [PF95] beziehungsweise einem PCNUDAT-Katalog [DU96] entnommen.
- Eine Bibliothek mit dem absoluten Ansprechvermögen für die Detektoren (vergleiche Kapitel 5.3)
- Eine Absorptionsbibliothek, anhand derer das Programm eine Korrektur der Selbstabsorption der γ -Quanten in der Probe gemäß Gleichung (3.26) durchführt. Die verwendeten Absorptionskoeffizienten stammen von Storm und Israel [ST70].
- Bibliotheken mit den Daten zu den Experimenten, in denen der Zeitpunkt des Bestrahlungsendes und die Probenmassen verzeichnet sind.
- Eine Bibliothek mit Untergrundspektren für die verschiedenen Detektoren, mit deren Hilfe ein Untergrundabzug vorgenommen wird.

IDENT-MG können durch Optionsdateien eine Reihe von Parametern übergeben werden, die den Verlauf der Identifikation beeinflussen. Generell erfolgt die Abarbeitung der Dateien in mehreren Durchläufen:

Das Programm versucht zunächst, innerhalb eines vorgegebenen Energieintervalls jedem Peak ein Nuklid zuzuordnen. Schon hier werden solche Nuklide ausgeschlossen, die zum Messzeitpunkt vollständig zerfallen sind. In späteren Durchläufen wird dann durch die Anwendung verschiedener Kriterien versucht, die Anzahl der Kandidaten für einen Peak zu verringern. So werden zum Beispiel Nuklide unter Berücksichtigung der jeweiligen Entkommwahrscheinlichkeiten dann verworfen, wenn andere γ -Linien des Nuklids im Spektrum

nicht gefunden werden konnten, oder die Peaks vollständig durch ein anderes Nuklid mit bekannter Aktivität erzeugt wurden. Einige Kriterien beruhen auf Vergleichen zwischen mehreren Messungen derselben Probe.

Schließlich speichert das Programm für jedes identifizierte Nuklid die ermittelten Aktivitäten und deren Fehler zum Zeitpunkt des Bestrahlungsendes in *.ACT-Dateien ab. Außerdem werden neben einem Identifikationsprotokoll auch zusätzliche Dateien erzeugt, die Informationen zu Linienüberlagerungen sowie während der Auswertung nicht identifizierten oder im Spektrum möglicherweise übersehenen Peaks enthalten. Eine genaue Beschreibung von IDENT-MG findet sich in [GL97b].

Zur Weiterverarbeitung werden *.ACT-Dateien durch das Programm NUKLID-MG nach Nukliden, der Entkommwahrscheinlichkeit ihrer γ -Linien und den Meßzeitpunkten sortiert und als *.NUK-Datei in tabellarischer Form abgespeichert.

Bei der Bearbeitung dieser Dateien wurde zunächst überprüft, ob die ermittelten Aktivitäten hinsichtlich der verschiedenen γ -Linien und Meßzeitpunkte konsistent waren. Bei auftretenden Abweichungen wurde versucht, deren Ursache zu ermitteln. Mögliche Gründe hierfür können beispielsweise sein:

- Interferenzen mit Linien anderer Nuklide. Falls die Aktivität dieser Nuklide bekannt war, konnte mittels des Programmes INTFKOR von Leya [LE95] gemäß Gleichung (3.19) eine Korrektur durchgeführt werden (vergleiche Kapitel 3.7.1).
- Mutter-Tochter-Verhältnisse. Wenn die Halbwertszeit des Mutternuklids klein gegenüber der des Tochternuklids war, wurden zur Auswertung nur Messungen herangezogen, zu deren Zeitpunkt die Mutter bereits vollständig zerfallen war. Anderenfalls mußte zunächst die Aktivität der Mutter bestimmt werden, um mit dem ebenfalls von Leya stammenden Programm NEUFAM [LE95] eine Korrektur gemäß Gleichung (3.19) durchführen zu können (vergleiche Kapitel 3.7.2).
- Falsche Energiekalibrierung eines Spektrums. In diesem Fall mußte die Kalibrierung des Spektrums erneut durchgeführt werden.
- Falsche Eintragung des Meßzeitpunktes oder der Meßgeometrie in der *.DAT-Datei. Falls die korrekten Werte aus den Laborbüchern ermittelt werden konnten, wurden sie in die Dateien eingetragen.
- Einfluß der Totzeit. Bei Einhaltung der in Kapitel 5.2 erwähnten Kriterien konnte nach der automatischen Anwendung der Gleichung (3.28) kein Einfluß der Totzeiten festgestellt werden. Zur Korrektur von Messungen, deren Totzeiten diese Kriterien überschreiten, existiert das Programm TOTKORR, das die Aktivitäten mit einem Korrekturfaktor multipliziert, der durch Vergleich mit anderen Messungen, die eine geringere Totzeit aufweisen, ermittelt wird.

In den *.NUK-Dateien wurden dann diejenigen Aktivitäten markiert, die zur weiteren Auswertung verwendet werden sollten. Bei der Auswahl wurden neben den oben genannten Gesichtspunkten auch die Entkommwahrscheinlichkeiten und die Lage der γ -Linien², die Qualität des von GAMMA-W berechneten Fits sowie der Fehler der Aktivität berücksichtigt.

Aus den fehlergewichteten Mittelwerten der markierten Aktivitäten einer Probe können nun mit dem Programm SIGMA die Wirkungsquerschnitte der Kernreaktionen gemäß Gleichung (3.17) ermittelt werden. Die für die Berechnung nötigen Daten werden unter anderem aus der von dem schon im Kapitel 3.3 vorgestellten Programm STACK erzeugten *.ESD-Datei bezogen. Bei Mutter-Tochter Verhältnissen muß der Wirkungsquerschnitt für Aktivitäten, die mit NEUFAM korrigiert wurden, mit dem Programm SIGFAM gemäß Gleichung (3.23) bestimmt werden. Zur Berechnung von unabhängigen Wirkungsquerschnitten nach Gleichung (3.24) steht ferner das Programm KUMKORR zur Verfügung.

Schließlich können die Ergebnisse mit dem Programm STANDARD in das ZSR-Standardformat umgewandelt werden, das Programm MERGE faßt mehrere dieser Dateien zu einer zusammen. Eine graphische Darstellung der Anregungsfunktionen kann durch das Programm WQ-MG erstellt werden.

Zur weiteren Verarbeitung und Analyse der Ergebnisse stehen am ZSR noch zahlreiche weitere Programme zur Verfügung, die hier jedoch nicht alle aufgezählt werden sollen. Das Flußdiagramm in Abbildung 5.4 stellt den gesamten in diesem Kapitel geschilderten Auswertevorgang graphisch dar.

²So wurde es zum Beispiel nach Möglichkeit vermieden, zur Auswertung eine Linie heranzuziehen, die über einer Compton-Kante lag oder unter Umständen mit Summenpeaks interferierte.

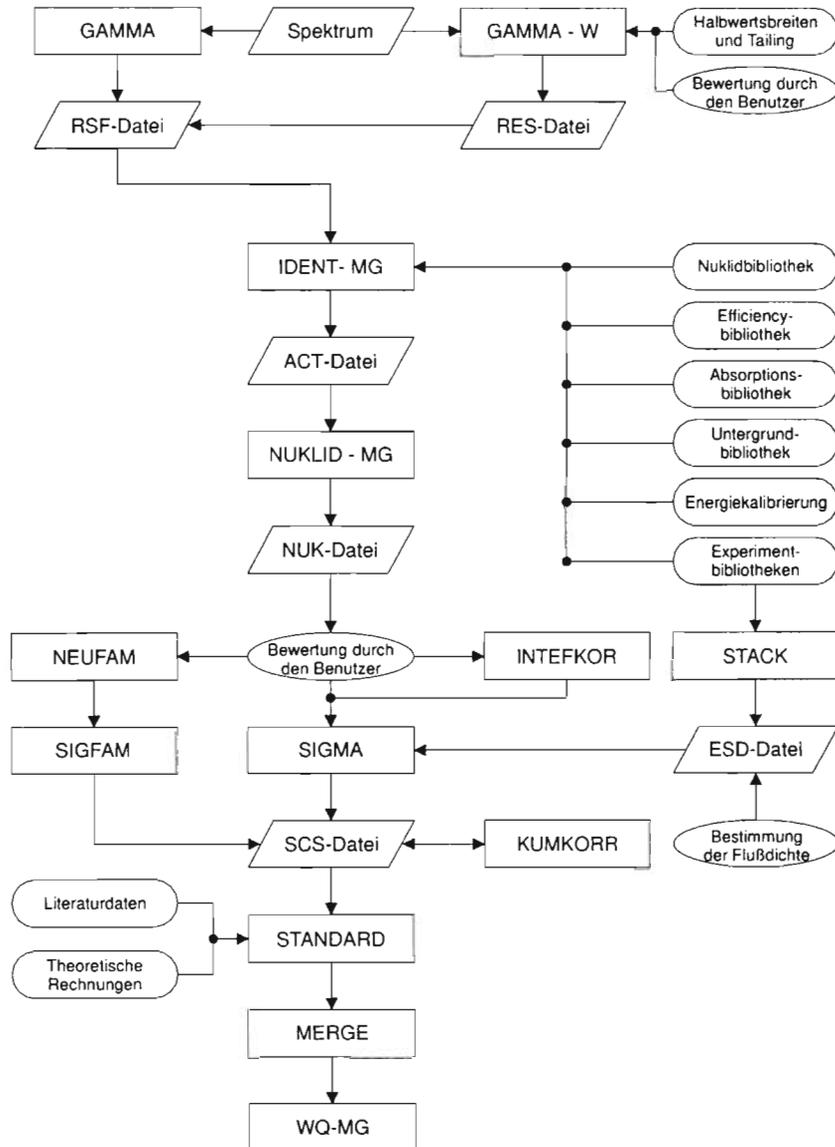


Abbildung 5.3: Flußdiagramm des Auswertesystems zur Bestimmung von Wirkungsquerschnitten. Dateien sind durch Rauten, Programme durch Rechtecke und Bibliotheken durch Rechtecke mit abgerundeten Ecken dargestellt. Stellen, an denen der Benutzer interaktiv eingreift, sind durch Ovale gekennzeichnet.

6. Fehlerbetrachtung

In diesem Kapitel sollen die einzelnen Fehlerquellen betrachtet werden, die bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte berücksichtigt werden müssen.

6.1 Unsicherheit der Protonenenergie in den Targetfolien

Bei der Bestimmung der Protonenenergie E_P für eine Targetfolie müssen drei Fehlerquellen berücksichtigt werden:

- Die vom Beschleunigerpersonal angegebene Unsicherheit für die Einschußenergie der Protonen ΔE_B ist sehr klein und lag je nach Experiment zwischen 0,3 MeV und 1,0 MeV.
- Da für eine Folie nur eine mittlere Energie angegeben werden kann, muß der Energieverlust der Protonen innerhalb der Folie berücksichtigt werden. Die mittlere Abweichung ΔE_δ der Energie ergibt sich zu $\Delta E_\delta = \frac{1}{2}(\Delta E_{ein} - \Delta E_{aus})$.
- Die durch die Bremsung der Protonen hervorgerufene Energieverbreiterung α wird gemäß Gleichung (3.6) berücksichtigt.

Der Gesamtfehler ΔE_n in der n -ten Folie ergibt sich somit zu:

$$\Delta E_n = \sqrt{\Delta E_B^2 + \Delta E_\delta^2 + \left(\sum_{i=1}^n \alpha_i\right)^2} \quad (6.1)$$

Nicht berücksichtigt wurde der Fehler der für die Bremsrechnung verwendeten Koeffizienten und die durch das Zusammenkleben von Proben entstandene zusätzliche Energieunsicherheit.

Der Energiefehler für die Proben war für die Experimente in Uppsala stets kleiner als 2,8% und für die Experimente in Saclay kleiner als 0,7%

6.2 Unsicherheit der Wirkungsquerschnitte

Bei der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte müssen weitaus mehr fehlerbehaftete Größen berücksichtigt werden. Dabei wurden folgende Fehler durch die in Kapitel (3.7) beschriebenen Verfahren korrigiert:

- Selbstabsorption der γ -Quanten in der Probe. Die verwendeten Absorptionskoeffizienten von Storm und Israel [ST70] wurden als fehlerfrei betrachtet.
- Bei spektroskopischen Interferenzen und Mutter-Tochter-Verhältnissen wurden die Fehler der für die Korrektur notwendigen Größen nach dem Gesetz der Fehlerfortpflanzung berücksichtigt. Mehrfache Korrekturen waren daher aufgrund des wachsenden Fehlers zumeist nicht sinnvoll.
- Schwankungen der Strahlzeitintensität während der Bestrahlung wurden gemäß Gleichung (3.27) berücksichtigt.
- Die durch die Totzeit der Detektoren verursachten Fehler wurden wie in Kapitel 3.7.5 beschrieben korrigiert, daher wurde für die Totzeit keine weitere systematische Unsicherheit angesetzt.

Neben dem Einfluß von sekundären Teilchen, der im folgenden Abschnitt diskutiert wird, müssen zusätzlich die folgenden Fehlerquellen in Betracht gezogen werden:

- Fehler des Ansprechvermögens der Detektoren.
Dieser Fehler setzt sich aus der Unsicherheit der Daten für die verwendeten Standardpräparate und dem bei der Auswertung der entsprechenden Spektren entstehenden Fehler zusammen. Die Reproduzierbarkeitsgrenze für die Bestimmung des Ansprechvermögens liegt nach Krins [KR95] bei 3%. Dieser Wert wurde auch für die Abschätzung des systematischen Fehlers des Ansprechvermögens verwendet.
- Unsicherheit bei der Bestimmung der Anzahl der Targetatome.
Wie bereits in Kapitel 4.1 erwähnt, konnte die Anzahl der Targetatome durch Wiegen der Proben auf 2% genau bestimmt werden.
- Statistischer Fehler der Messung und Fehler der Reproduzierbarkeit.
Bei der Auswertung der γ -Spektren wird der rein statistische Fehler des Peaks und des Untergrunds sowie die Unsicherheit der Fit-Parameter automatisch berücksichtigt. Der Einfluß weiterer Fehler (wie zum Beispiel ungenaue Positionierung der Probe auf dem Detektor) und Einflüsse durch die interaktive Bearbeitung des Spektrums werden durch mehrfaches Messen einer Probe auf verschiedenen Detektoren verringert.
Aus den zur Auswertung herangezogenen Aktivitäten wird durch das Programm sigma ein fehlergewichteter Mittelwert berechnet. Der Fehler der mittleren Aktivität wird aus dem Maximum der fehlergewichteten Varianz und des fehlergewichteten Fehlers bestimmt.

- Fehler der Flußdichte.

Auch bei der Bestimmung der Flußdichte müssen die oben aufgeführten Fehler berücksichtigt werden. Zusätzlich sind auch die Wirkungsquerschnitte der Monitorfunktion fehlerbehaftet. Da in die Berechnung der Flußdichte zunächst lediglich deren statistischer Fehler eingeht, wurde zusätzlich ein systematischer Fehler von 6% angesetzt, der neben der Meßunsicherheit bei der Flußdichtebestimmung auch der mittleren Unkenntnis der Monitorfunktion Rechnung tragen soll.

- Einfluß durch Summenpeaks, Single- und Double-Escapes.

Durch den Einfluß dieser Effekte kann es wie in Kapitel 3.4.2 beschrieben bei hohen Zählraten dazu kommen, daß die entsprechenden Peakflächen bei der Auswertung unberücksichtigt bleiben. Eine Korrektur wurde lediglich bei der Bestimmung der Flußdichte mittels des von Leya stammenden Programms KOINZKOR durchgeführt.

Insbesondere für die komplexen Wolfram-Spektren ist aufgrund der Vielzahl der Peaks eine Korrektur aber nicht mehr möglich. Hier kann es in vielen Fällen umgekehrt auch dazu kommen, daß eine Linie möglicherweise von Summenpeaks anderer Linien überlagert ist. Generell wurden dann zur Auswertung möglichst andere Linien verwendet.

Der bei der Berechnung der Aktivität entstehende Fehler durch den Einfluß dieser Größen läßt sich nur schwer abschätzen. Da die Korrekturen bei der Bestimmung der Flußdichte immer unter 2% lagen, wurde dieser Wert auch als zusätzlicher systematischer Fehler bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte aus Vanadium angenommen. Um der größeren Komplexität der Wolfram-Spektren Rechnung zu tragen, wurde hier ein Fehler von 4% angesetzt.

Die folgenden Fehler wurden vernachlässigt:

- Fehler der verwendeten Kerndaten.

Die Halbwertszeiten, Emissionswahrscheinlichkeiten und Energien der γ -Linien sowie die Atommassen wurden als fehlerfrei angesehen.

- Cross-Kontaminationen, Rückstoßverluste und Verunreinigung der Targetmaterialien.

Derartige Einflüsse wurden durch den in Kapitel 4.1 beschriebenen Stackaufbau beziehungsweise durch Verwendung hochreiner Materialien vermieden. Im Verlauf der Auswertung konnten keine Hinweise auf derartige Einflüsse nachgewiesen werden.

Aufgrund der bisherigen Überlegungen wurde bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte zusätzlich zu den automatisch berücksichtigten Fehlern ein systematischer Fehler berücksichtigt. Dabei wurden die Einzelfehler als unabhängig betrachtet und quadratisch addiert.

Eine konservative Abschätzung ergab dann für die Wirkungsquerschnitte einen systematischen Fehler von 8% bei Vanadium beziehungsweise 9% bei Wolfram.

6.3 Der Einfluß sekundärer Teilchen

Bei der Verwendung von dünnen Targets geht man nach dem sogenannten Dünntargetansatz zwar zunächst davon aus, daß für eine einzelne Probe keine Sekundärteilchen berücksichtigt werden müssen, durch den Einsatz der stacked-foil-technique kann der Stack als Ganzes jedoch nicht mehr als „dünn“ Target angesehen werden.

Bei der Bestrahlung der Targets mußte daher grundsätzlich davon ausgegangen werden, daß sekundäre Teilchen (hauptsächlich Protonen und Neutronen) produziert wurden. Die Energie der Sekundärteilchen ist dabei über ein kontinuierliches Spektrum verteilt. Um die Bildung der Restkerne zu beschreiben, muß die spektrale Verteilung für jede Teilchenart i berücksichtigt werden. Die Response aus Gleichung (3.12) geht daher in das sogenannte *Responseintegral* über:

$$R = \sum_i \int dE \sigma_i(E) \frac{d\Phi_i}{dE} \quad (6.2)$$

Die für die Experimente in Saclay durchgeführten Maßnahmen, die zu einer Verringerung der Produktion der Sekundärteilchen führen, wurden in Kapitel 4.1 beschrieben. Hier ist insbesondere durch den Abstand zwischen Ministacks eine Reduzierung zu erwarten, weil sich dadurch die hinteren Stacks nur in einem kleinen Raumwinkel des Sekundärteilchenfeldes befinden.

Bei den Experimenten in Uppsala wurde dagegen jeweils ein einzelner, großer Stack bestrahlt. Hier sorgt allerdings die relativ niedrige Primärenergie der Protonen dafür, daß die Sekundärteilchen keine großen Fehler verursachen.

Anhand der experimentellen Ergebnisse läßt sich aber erkennen, daß für targetnahe Nuklide und hohe Bestrahlungsenergien sekundäre Teilchen einen merklichen Einfluß auf die ermittelten Wirkungsquerschnitte haben können.

Mit Hilfe eines von Lüpke [Lu93] entwickelten Iterationsverfahrens ist es möglich, die gesuchten Wirkungsquerschnitte aus R zu berechnen. Während der Erstellung dieser Arbeit stand das zur Sekundärteilchenkorrektur nötige Programmsystem jedoch nicht zur Verfügung. Daher blieben die Einflüsse sekundärer Teilchen unberücksichtigt.

Eine genauere Abschätzung könnte unter Kenntnis der spektralen Verteilung der Sekundärteilchen erfolgen. Diese wurde aber bisher nicht bestimmt.

7. Experimentelle Ergebnisse

7.1 Bestimmung der Flußdichte

Zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte ist es notwendig, die Flußdichte in den Targetfolien zu kennen. Eine direkte Messung ist mit Hilfe eines Faraday-Cups schon während der Bestrahlung möglich. Dieses Verfahren wurde jedoch bei den ausgewerteten Experimenten nicht genutzt. Um den Einfluß von Intensitätsschwankungen oder Unterbrechungen der Strahlzeit berücksichtigen zu können, wurde jedoch der Protonenstrom während der Bestrahlungen aufgezeichnet (vergleiche Kapitel 3.7.4).

Eine andere Möglichkeit ist die indirekte Bestimmung der Flußdichte mittels einer bekannten Anregungsfunktion, der sogenannten Monitorreaktion. Diese Methode hat den Vorteil, daß beim Einsatz der stacked-foil-technique durch eine geeignete Anordnung der Folien der Flußdichteverlauf für den gesamten Stack angegeben werden kann.

Der Aufbau der Stacks wurde bereits in Kapitel 4.1 beschrieben. Wie dort schon beschrieben, befanden sich zwischen zwei Folienstapeln mit Targetelementen jeweils drei Catcherfolien aus Aluminium, welches in hochreiner Form vorlag. Nach der Bestrahlung kann in diesen Folien die Aktivität der Radionuklide ${}^7\text{Be}$, ${}^{22}\text{Na}$ und ${}^{24}\text{Na}$ γ -spektroskopisch bestimmt werden. Durch Auflösen der Gleichung (3.17) nach Φ erhält man bei Kenntnis der entsprechenden Wirkungsquerschnitte die Flußdichte.

Als Monitor wurde die Reaktion ${}^{27}\text{Al}(p,3p3n){}^{22}\text{Na}$ verwendet. Diese Anregungsfunktion ist schon von vielen Autoren untersucht worden, und es liegen evaluierte Datensätze von Tobaillem und Lassus St. Genies [J.81] und Steyn et al. [ST90] vor. Das Produkt nuklid ${}^{22}\text{Na}$ ist aufgrund seiner Halbwertszeit von 2,6 Jahren und der nicht überlagerten γ -Linie bei 1274,5 keV problemlos γ -spektroskopisch nachzuweisen.

Auf die Berücksichtigung der ebenfalls nachgewiesenen Nuklide ${}^7\text{Be}$ und ${}^{24}\text{Na}$ wurde aus mehreren Gründen verzichtet. Zum einen wird für beide Nuklide aufgrund schwacher γ -Linien bzw. kurzer Halbwertszeit nur eine vergleichsweise schlechte Statistik erreicht. Zum anderen ist die Erzeugung von ${}^{24}\text{Na}$ auch empfindlich hinsichtlich des Einflusses sekundärer Teilchen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Flußdichten der Experimente UPPS0H (Einschußenergie 137 ± 1 MeV) sowie UPPS0L und UPPS0M (Einschußenergie jeweils $177,3 \pm 0,8$ MeV) ermittelt.

Bevor die Flußdichte bestimmt werden konnte, mußte zunächst die Bremsrechnung erfolgen. In Kapitel 3.3 wurde bereits ausführlich auf die beiden unterschiedlichen zur Verfügung stehenden Formeln für die Berechnung des Bremsvermögens der Targetmaterialien eingegangen. Der Verlauf der Protonenenergie in Abhängigkeit der Massenbelegung des Stacks ist in Abbildung 7.1 dargestellt. Die Bremsrechnung wurde hier nach Andersen und Ziegler [AN77] durchgeführt. Zusätzlich ist der nach Gleichung (3.6) ermittelte Fehler ΔE und die relative Abweichung der nach Firestone [FI96] berechneten Werte eingezeichnet. Anhand der Graphik sind deutlich die Einflüsse der Massenbelegung einer einzelnen Folie und der Energieverbreiterung (energy straggling) auf den Energiefehler zu erkennen. Dieser wächst in den hinteren Folien auf bis zu 3,5% an. Da die Werte für das Bremsvermögen der Targets nach Firestone bei niedrigen Energien systematisch unter denen von Anderson und Ziegler liegen, ist die berechnete Protonenenergie am Ende des Stacks um etwa 0,7% größer. Im Rahmen des ermittelten Energiefehlers ΔE können diese systematischen Abweichungen jedoch vernachlässigt werden.

Bei den Experimenten UPPS0L und UPPS0M ergeben sich ähnliche Ergebnisse, allerdings ist hier die Abweichung der berechneten Protonenenergien aufgrund der größeren Einschußenergie niedriger.

Zur weiteren Auswertung wurden die mit dem Bremsvermögen nach Anderson und Ziegler berechneten Protonenenergien verwendet, da der Geltungsbereich ihrer Formeln zu niedrigeren Energien hin größer ist.

Die zur Bestimmung der Flußdichte verfügbaren Datensätze sind in Abbildung 7.2 dargestellt. Auffällig ist, daß die beiden Monitorfunktionen einen Schnittpunkt bei 90 MeV besitzen und die Abweichung der Werte im dargestellten Energiebereich maximal 9% beträgt. Da die Abweichung der Werte innerhalb der von den Autoren angegebenen Fehler (bis zu 6% bei Steyn et al. und 10% bei Tobailem) liegt, kann prinzipiell eine Bestimmung der Flußdichte anhand beider Datensätze erfolgen.

In dieser Arbeit wurde die Monitorfunktion nach Steyn et al. verwendet. Dabei kam ein von Busemann [?] durch Glättung der Werte erstellter Datensatz zum Einsatz. Eine genauere Beschreibung des dafür verwendeten Verfahrens ist dort angegeben.

Die ermittelten Flußdichten sind in den Abbildungen 7.3 und 7.4 dargestellt. Folgende Probleme traten bei der Auswertung der Daten auf:

- Im Energiebereich von 60–75 MeV fällt die Monitorfunktion steil ab. Auch ein kleiner Energiefehler kann hier zu erheblichen Änderungen der Flußdichte führen.

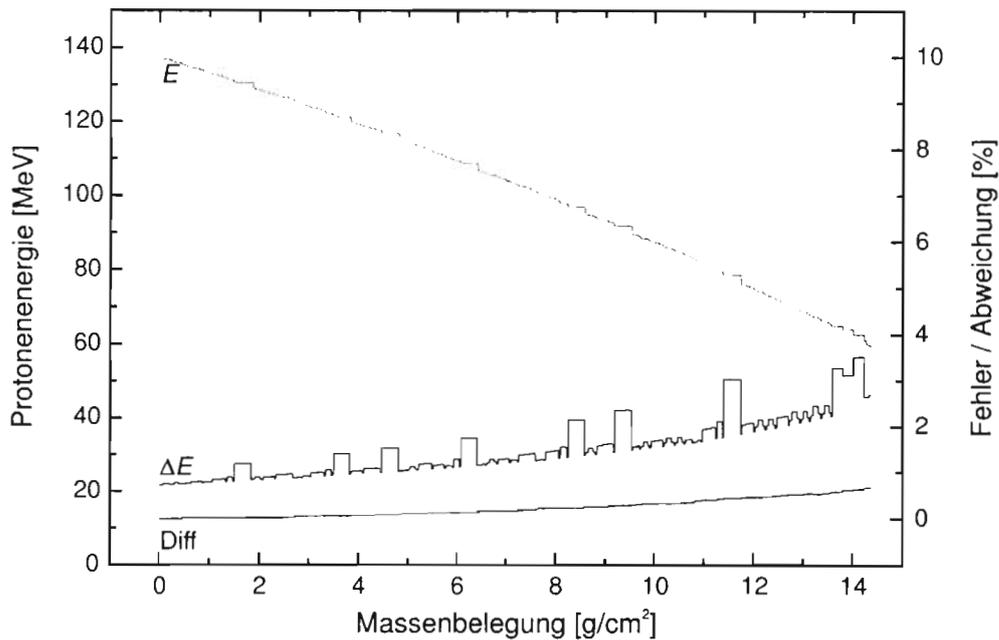


Abbildung 7.1: Protonenenergie im Stack UPPS0H (E), Fehler der Energie (ΔE) und relative Abweichung der Bremsrechnung nach Firestone (Diff)

- In den Stacks UPPS0H und UPPS0M hatten einige Folien einen Durchmesser von 15,7 mm, während die anderen mit dem sonst üblichen Durchmesser von 15,0 mm vorlagen. Weil die nach Gleichung (3.17) berechneten Flußdichten lediglich einen über die Folienfläche gemittelten Wert darstellen, lagen die für diese Folien bestimmten Flußdichten um etwa 10% unter denen der anderen Folien. Durch Umnormierung der Folienmassen mit dem Faktor $(15,0/15,7)^2$ fügen sich die Werte jedoch gut in den ermittelten Flußdichteverlauf ein.

Diese Umnormierung erfolgt unter der Annahme, daß der Protonenfluß am Rand der betroffenen Folien vernachlässigt werden kann. Bei den üblichen Bestrahlungsbedingungen erscheint dies auch gerechtfertigt. Falls aber der Protonenstrahl schlecht fokussiert ist und auch am Rand der Folien ein merklicher Protonenfluß vorhanden ist, zieht dies nach sich, daß aufgrund der im Verhältnis höheren Aktivität der betroffenen Folien die Flußdichte nach einer Umnormierung zu groß bestimmt.

Um derartige Probleme zu vermeiden, sollten bei zukünftigen Experimenten für jeden Stack nur Folien mit einheitlichem Durchmesser verwendet werden.

- Die Ursache für die auffällige Abweichung einiger Datenpunkte konnte nicht geklärt werden. Die Abweichungen liegen jedoch innerhalb des in Kapitel 6 für die Bestimmung der Flußdichte ermittelten zusätzlichen systematischen Fehlers.

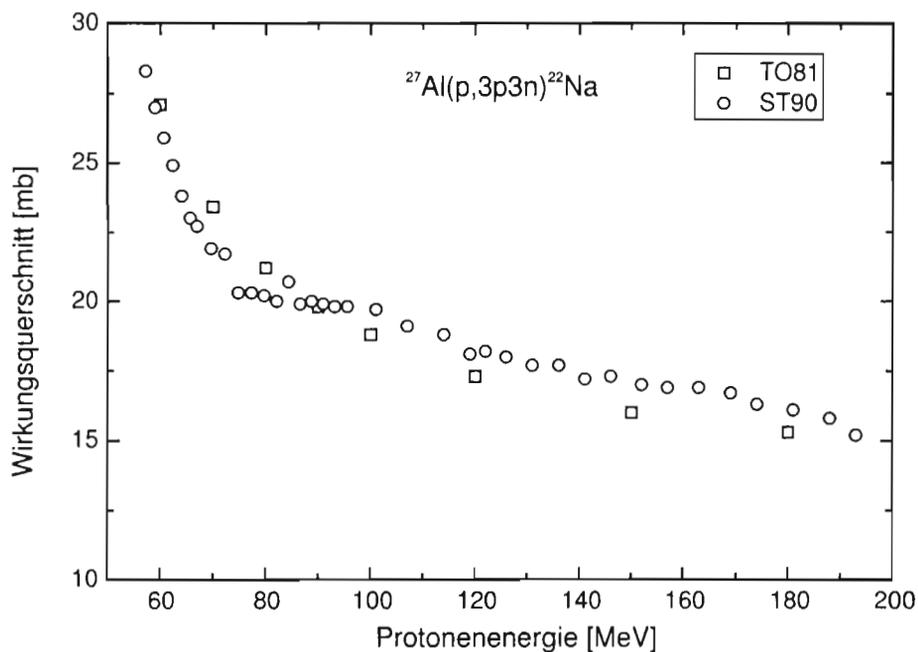


Abbildung 7.2: Monitoranregungsfunktionen nach Steyn und Tobailem für den Energiebereich 50–200 MeV

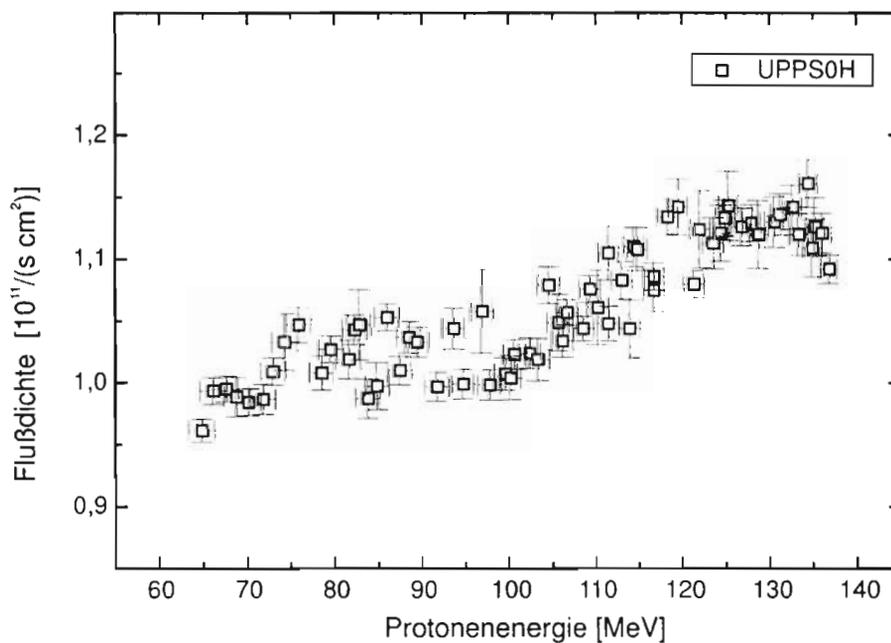


Abbildung 7.3: Experimentell bestimmter Flußdichteverlauf für das Experiment UPPS0H

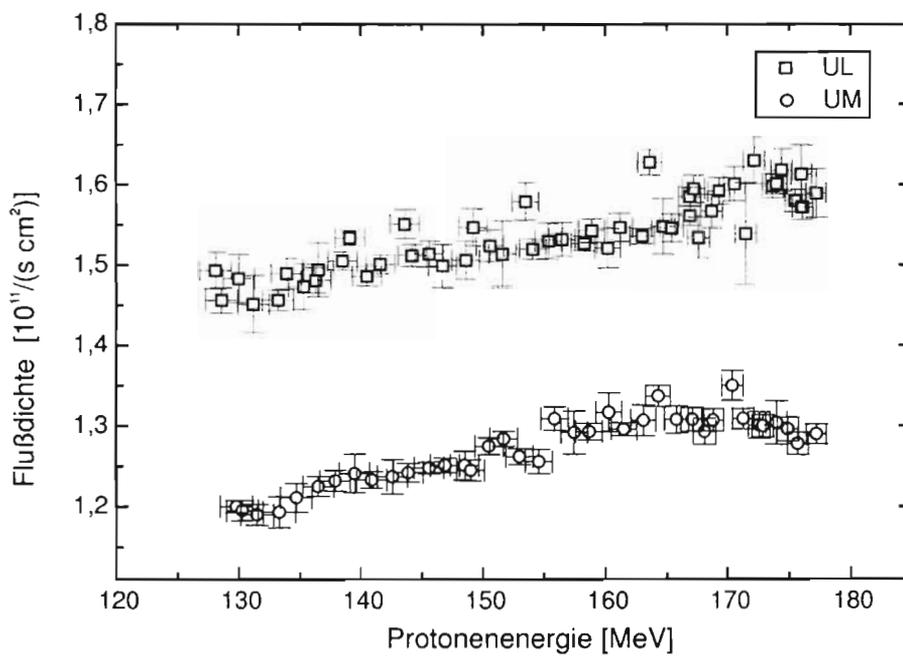


Abbildung 7.4: Experimentell bestimmter Flußdichteverlauf für die Experimente UPPS0L und UPPS0M

7.2 Das Targetelement Vanadium

Das Element Vanadium ist als Target vor allem aus kosmophysikalischen Gründen ausgewählt worden. Da es zu 99,75% aus dem Isotop ^{51}V besteht, kann es als monoisotop betrachtet werden, und eine Untersuchung dieses Targetelements ist auch hinsichtlich kernphysikalischer Fragestellungen interessant.

Die 27 Targetfolien wurden in 7 verschiedenen Experimenten bestrahlt, die Energie der primären Protonen in den Folien deckt einen Bereich von 32 bis 2550 MeV ab. Insgesamt wurden 203 γ -Spektren ausgewertet und rund 300 Wirkungsquerschnitte für 15 Produkt-nuklide bestimmt. Eine vollständige Auflistung aller Ergebnisse findet sich im Anhang.

Weil das Targetelement Vanadium bereits von zahlreichen Autoren untersucht wurde, sind die Wirkungsquerschnitte in einem weiten Energiebereich zumeist gut bekannt. Jedoch ergeben sich für einige Produkt-nuklide Abweichungen, die teilweise mehr als eine Größenordnung betragen. In älteren Experimenten wurden die Proben oftmals chemisch aufbereitet und auf Detektoren mit schlechtem Auflösungsvermögen gemessen. Folglich erscheinen diese Angaben weniger zuverlässig.

Es wurde daher bei der Darstellung der Anregungsfunktionen hauptsächlich auf Daten unserer Arbeitsgruppe beziehungsweise auf neuere Veröffentlichungen anderer Autoren zurückgegriffen.

7.2.1 Vergleich mit Ergebnissen anderer Autoren

Bei den in dieser Arbeit bestimmten Wirkungsquerschnitten fallen beim Vergleich mit den Ergebnissen anderer Autoren zwei systematische Effekte auf, die besonders erörtert werden sollen.

Zunächst ist für den Energiebereich von etwa 80 bis 180 MeV festzustellen, daß die in dieser Arbeit ermittelten Wirkungsquerschnitte etwa 10% niedriger liegen als die von Michel et al. [MI85] angegebenen.

Diese Tatsache läßt sich durch die verwendeten Monitoranregungsfunktionen erklären. Die Wirkungsquerschnitte der Anregungsfunktionen nach Tobailem und Lassus St. Genies [J.81] liegen in diesem Energiebereich um durchschnittlich 6% niedriger als die von Steyn et al. [ST90] angegebenen. Daher sind die zugrundegelegten Flußdichten der entsprechenden Autoren größer, während sich die Wirkungsquerschnitte um diesen Faktor verringern. Im Energieintervall von etwa 65 bis 75 MeV kehrt sich dieser Effekt aufgrund des Schnittpunktes der beiden Monitoranregungsfunktionen um. Generell scheint der Verlauf der Anregungsfunktionen durch Verwendung der Monitorfunktion nach Steyn et al. besser beschrieben zu sein.

Auch bei Verwendung der früher von anderen Autoren häufig genutzten Monitoranregungs-

funktion $^{27}\text{Al}(p,3pn)^{24}\text{Na}$ besteht die Möglichkeit, daß die Wirkungsquerschnitte aufgrund nicht berücksichtigter Einflüsse sekundärer Neutronen zu niedrig bestimmt werden.

Eine weitere systematische Abweichung tritt bei targetnahen Produkten gegenüber Werten von Autoren auf, die eine Sekundärteilchenkorrektur durchgeführt haben ([Lu93, LE97, MI97]). Wie bereits in Kapitel 6.3 angesprochen, liegen hier die Werte aus Arbeiten mit unkorrigierten Sekundärteilcheneinflüssen bei hohen Energien systematisch höher.

7.2.2 Typischer Verlauf der Anregungsfunktionen

Die Produktion der targetfernen Hochenergieprodukte wird durch Spallations- und Fragmentations-Prozesse dominiert. Die Anregungsfunktionen dieser Nuklide steigen im Energiebereich von etwa 100 bis zu 2000 MeV um mehrere Größenordnungen an, um dann in ein Plateau zu münden, wie bei den in Abbildung 7.5 dargestellten Anregungsfunktionen für die Bildung von ^{22}Na deutlich erkennbar ist. Die Lage des Plateaus läßt sich aufgrund fehlender Werte bei höheren Energien nicht genau angeben, allerdings wird es durch die Energiepunkte bei etwa 2,6 GeV bereits angedeutet.

Die Wirkungsquerschnitte für die Bildung von derartigen Produkt nukliden sollten mit zunehmender Massendifferenz vom Targetkern abnehmen, wie es auch vielfach zu beobachten ist. Die in der ebenfalls in Abbildung 7.5 dargestellte Anregungsfunktion $V(p,20pxn)^7\text{Be}$ weist jedoch ein anderes Verhalten auf. Für Energien im GeV-Bereich liegen die Wirkungsquerschnitte etwa um den Faktor drei, bei niedrigen Energien sogar um eine Größenordnung über denen für die Produktion von ^{22}Na . Dieses Verhalten läßt sich durch die vor allem bei niedriger Einschußenergie auftretende Evaporation von komplexen Teilchen wie ^7Be erklären. Bei hohen Energien spielen zusätzlich Fragmentationsprozesse eine Rolle.

Beim Vergleich mit den Werten der anderen Autoren fallen die um über 50% erhöhten Werte von Lüpke [Lu93] bei den Energiepunkten 800 und 1200 MeV auf. Da die Werte dieser Arbeit sich in den durch die Daten von Haase [HS95] und Grant et al. [Gr88] angegebenen Verlauf der Anregungsfunktionen einfügen, liegen die Wirkungsquerschnitte von Lüpke vermutlich zu hoch. Bei diesem Experiment wurde lediglich eine einzelne Vanadiumfolie bestrahlt, daher kommen die zu hohen Werte sehr wahrscheinlich durch Cross-Kontaminationen mit Rückstoßkernen aus den benachbarten Folien zustande.

Für das Produkt nuklid ^{44}Ti war bisher nur ein Wirkungsquerschnitt von Ohnimus [OH90] bekannt. Einerseits ist dies darin begründet, daß die Produktionsraten für dieses Radionuklid niedrig sind, andererseits seine Aktivität aufgrund der großen Halbwertszeit von 47 Jahren nur schwer γ -spektroskopisch zu bestimmen ist. Durch Messungen mit einer Dauer von mehreren Tagen konnte ^{44}Ti in einigen Proben jedoch nachgewiesen werden. In Abbildung 7.6 sind die so ermittelten Wirkungsquerschnitte dargestellt. Die Schwellenenergie für die Bildung von ^{44}Ti liegt bei 72 MeV. Leider liegen erst ab einer Energie von

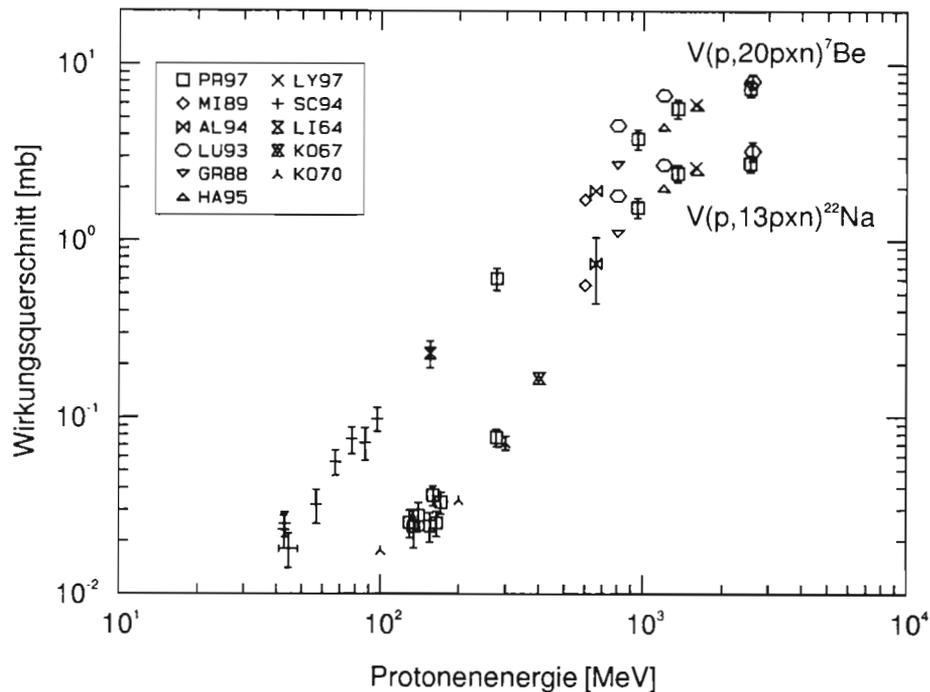


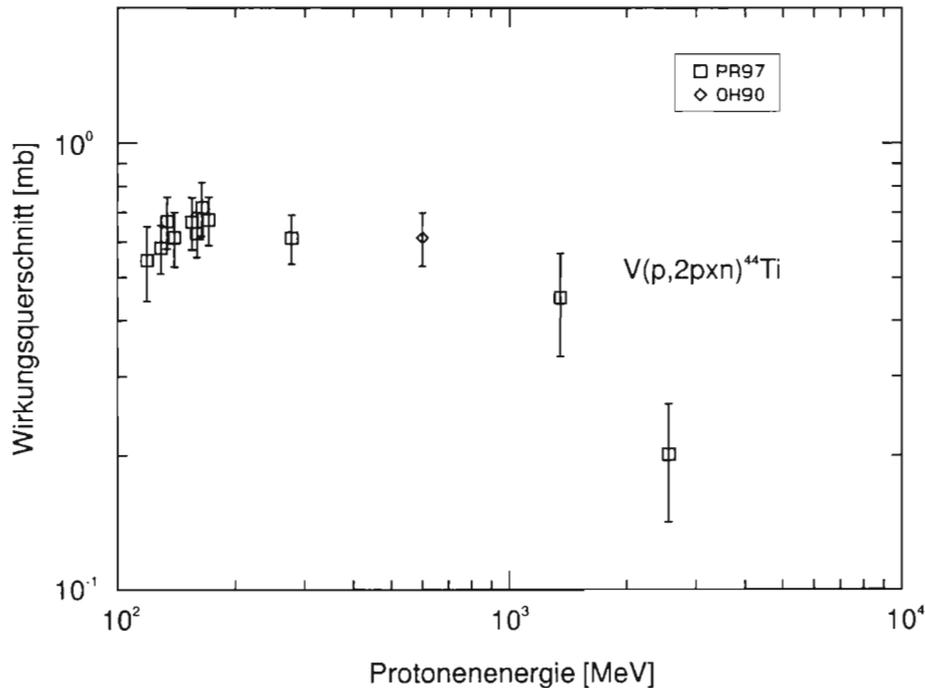
Abbildung 7.5: Anregungsfunktionen für ${}^7\text{Be}$ und ${}^{22}\text{Na}$ aus Vanadium

120 MeV Werte vor. Der angedeutete Anstieg der Wirkungsquerschnitte bis 200 MeV ist plausibel, wogegen der für 280 MeV ermittelte Wert vermutlich zu niedrig liegt. Weil die Werte eine große Streuung aufweisen und nur wenige Datenpunkte zur Verfügung stehen, läßt sich jedoch keine eindeutige Aussage zum Verlauf der Anregungsfunktion machen.

Für die beiden Scandiumisotope ${}^{47}\text{Sc}$ und ${}^{48}\text{Sc}$ konnten unabhängige Wirkungsquerschnitte bestimmt werden. Während für ${}^{47}\text{Sc}$ eine Mutter-Tochter Korrektur anhand der für das Mutternuklid ${}^{47}\text{Ca}$ bestimmten Wirkungsquerschnitte durchgeführt wurde, sind die Wirkungsquerschnitte von ${}^{48}\text{Sc}$ auf natürliche Weise unabhängig, da es durch das stabile Nuklid ${}^{48}\text{Ca}$ abgeschirmt wird. Beide Anregungsfunktionen sind in Abbildung 7.7 dargestellt.

Bei niedrigen Energien wird die Bildung von ${}^{47}\text{Sc}$ durch Compoundkern-Reaktionen dominiert. So ergibt sich bei etwa 35 MeV ein ausgeprägtes Maximum, welches durch Verdampfen von einem α -Teilchen über die Reaktion ${}^{51}\text{V}(p,\alpha)$ erzeugt wird. Bei höheren Energien wird der Verlauf der Anregungsfunktion durch Präequilibriums- und Spallationsreaktionen bestimmt. Die Wirkungsquerschnitte bleiben hier über einem großen Energiebereich nahezu konstant. Für 90 MeV liegt der Wirkungsquerschnitt bei 11 mb, bei etwa 1 GeV ist ein globales Maximum von 17 mb erreicht. Bei noch höheren Energien fällt die Anregungsfunktion dann wieder ab, weil bei den hier vorherrschenden Spallationsreaktionen die Abgabe einer größeren Anzahl von Nukleonen wahrscheinlicher wird.

Die Emission eines α -Teilchens aus dem Compoundkern ist für die Reaktion $\text{V}(p,3\text{pxn}){}^{48}\text{Sc}$

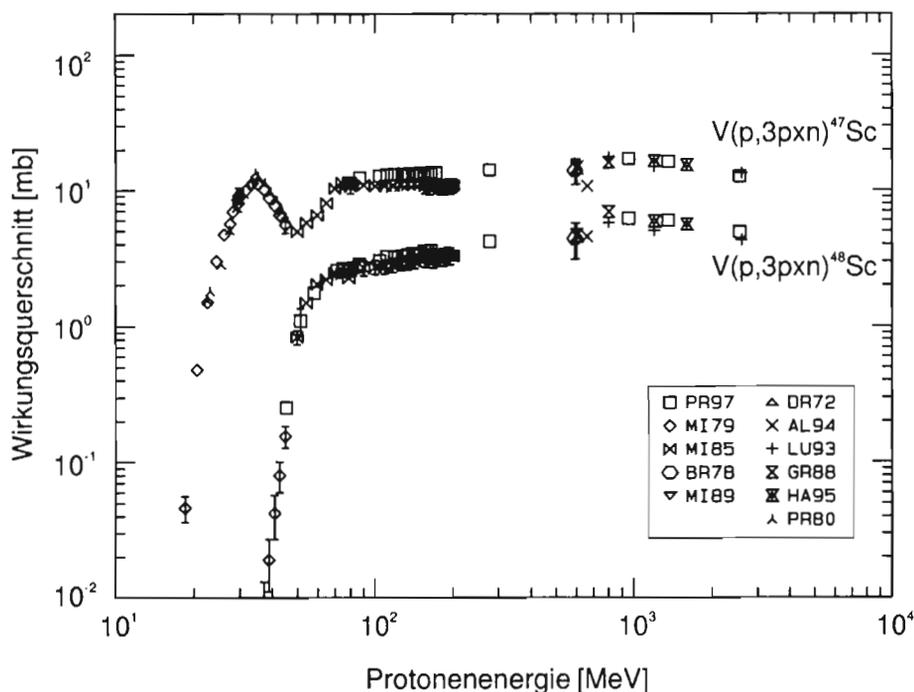
Abbildung 7.6: Anregungsfunktion für ^{44}Ti aus Vanadium

als Reaktionskanal nicht mehr möglich, und es können keine komplexeren Teilchen als Deuteronen emittiert werden. Daher steigen die Wirkungsquerschnitte erst ab einer Schwellenenergie von 31 MeV stark an. Bei Energien über 80 MeV gleicht die Anregungsfunktion dann derjenigen des ^{47}Sc . Sie liegt allerdings etwa um einen Faktor sechs niedriger, da die Abgabe von drei Protonen aber nur einem Neutron unwahrscheinlicher ist.

Die nicht bezüglich Sekundärteilchen korrigierten Werte unserer Arbeitsgruppe stimmen mit denen von Lüpke gut überein. Insbesondere liegt der für den Energiepunkt bei 2600 MeV von Lüpke angegebene Wirkungsquerschnitt sogar um 6% über dem in dieser Arbeit für 2550 MeV ermittelten.

Ein anderes Bild ergibt sich für die Anregungsfunktion von ^{48}Sc . Hier gibt Lüpke systematisch niedrigere Werte an. Zwar ist eine zusätzliche Produktion von ^{48}Sc über eine (n,α) -Reaktion ($E_S = 2,1$ MeV) aus ^{51}V denkbar. Eine eindeutige Aussage läßt sich hierzu jedoch nicht machen, da die von Lüpke zur Korrektur verwendeten, gefitteten Neutronen-Anregungsfunktionen gerade für kurzlebige Radionuklide aufgrund fehlender Datenpunkte nicht immer zuverlässig bestimmt werden konnten (vergleiche [Lu93]).

Die systematische Abweichung der Werte von Michel et al. wurde bereits diskutiert. Für das Produktnuklid ^{47}Sc kann die Abweichung von bis zu 20% allerdings nicht mehr allein auf die unterschiedlichen Monitoranregungsfunktionen zurückgeführt werden. Die von Michel et al. angegebenen Werte liegen für einen stetigen Anschluß an den Wirkungsquer-

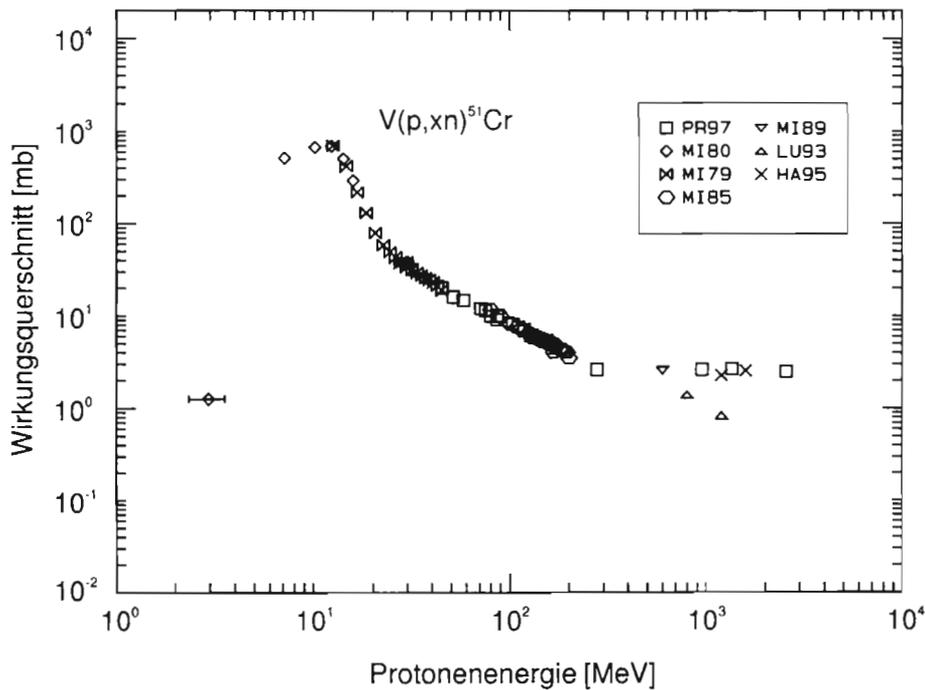
Abbildung 7.7: Anregungsfunktionen für ^{47}Sc und ^{48}Sc aus Vanadium

schnitt bei 280 MeV zu niedrig, dagegen scheinen die in dieser Arbeit ermittelten Daten den tatsächlichen Verlauf der Anregungsfunktion besser zu beschreiben.

Als typisches Beispiel für targetnahe Produktnuclide soll die Anregungsfunktion von ^{51}Cr diskutiert werden. Die Anzahl der zur Verfügung stehenden Wirkungsquerschnitte für dieses Radionuklid ist zwar sehr groß, allerdings weichen die Werte teilweise um eine Größenordnung voneinander ab. Wenn jedoch nur Daten unserer Arbeitsgruppe betrachtet werden, ergibt sich ein konsistenter Verlauf der Anregungsfunktion (Abbildung 7.8).

Die Schwellenenergie für die (p,n)-Reaktion zur Erzeugung von ^{51}Cr aus ^{51}V liegt unter 2 MeV, die Coulombschwelle bei 6,4 MeV. Ab dieser Energie kommt es zu einem steilen Anstieg der Anregungsfunktion um mehrere Größenordnungen, bei etwa 13 MeV ist bereits ein absolutes Maximum von 700 mb erreicht. Im Energiebereich, in welchem die Präequilibriumsreaktionen dominieren, nehmen die Wirkungsquerschnitte mit zunehmender Energie rasch wieder ab.

Die Produktion von ^{51}Cr aus sekundären Neutronen ist nicht möglich, bei einer Sekundärteilchenkorrektur muß daher lediglich die Bildung über die gut bekannte Anregungsfunktion der (p,n)-Reaktion betrachtet werden, wodurch die Qualität der Korrektur verbessert werden sollte. Jedoch ist in diesem Bereich eine Korrektur aufgrund der hohen Wirkungsquerschnitte bei niedrigen Energien problematisch. Schon ein kleiner Fehler in den zur Korrektur herangezogenen Werten kann erhebliche Auswirkungen haben.

Abbildung 7.8: Anregungsfunktion für ^{51}Cr aus Vanadium

Beim Vergleich der Wirkungsquerschnitte von Lüpke [Lu93] mit denen anderer Autoren zeigen sich für Energien über 800 MeV signifikante Unterschiede. So liegt bei 1200 MeV der von Haase angegebene Wert um 170% über dem von Lüpke. Für den Energiepunkt 2600 MeV gibt Lüpke keinen Wirkungsquerschnitt mehr an, da sich der aus der Korrektur resultierende Wert fast zu Null ergab. Leya erhielt durch seine Korrektur sogar schon bei der Energie von 1,6 GeV einen negativen Wirkungsquerschnitt. Daraus folgt, daß bei dieser Reaktion auch die niederenergetischen Wirkungsquerschnitte unter 200 MeV durch den Einfluß sekundärer Teilchen zu hoch liegen müssen (vergleiche [LE97]).

Offensichtlich ist also der Einfluß von Sekundärteilchen vor allem bei hohen Energien für derartig targetnahe Radionuklide keineswegs mehr zu vernachlässigen. Insbesondere bei dieser Reaktion findet vermutlich auch bei niedrigeren Energien eine merkliche Bildung von ^{51}Cr durch Sekundärteilchen statt.

7.3 Das Targetelement Wolfram

Die Auswertung der γ -Spektren der Wolfram-Targets war aufgrund der großen Anzahl von Produktnukliden und den daraus resultierenden zahlreichen Interferenzen sehr aufwendig. Bei der Auswahl der zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten heranzuziehenden Messungen beziehungsweise γ -Linien mußte anhand der in Kapitel 5.4 beschriebenen Kriterien sorgfältig geprüft werden, ob ein Nuklid tatsächlich vorhanden war und ob weitere Korrekturen notwendig waren. Dabei wurden generell nur γ -Linien mit einer Energie über 70 keV berücksichtigt, da aufgrund der Vielzahl der Überlagerungen bei niedrigeren Energien eine Auswertung nicht sinnvoll erschien.

Die 33 Targetfolien wurden in 15 verschiedenen Experimenten bestrahlt, wobei sich der untersuchte Energiebereich von 69 bis 2590 MeV erstreckte. Insgesamt wurden 401 γ -Spektren ausgewertet und circa 950 Wirkungsquerschnitte für 61 Produktnuklide bestimmt. Eine vollständige Auflistung aller Ergebnisse findet sich in Anhang.

Wolfram besteht in seiner natürlichen Isotopenzusammensetzung im wesentlichen aus vier stabilen Isotopen. Weil es für die Bildung der einzelnen Produktnuklide im allgemeinen wesentlich mehr Reaktionskanäle gibt als beim Targetelement Vanadium, weisen die Anregungsfunktionen weniger Strukturen auf. Für einige Nuklide konnte aber der Einfluß der Isotopenzusammensetzung auf die Anregungsfunktionen beobachtet werden. Die genaue Zusammensetzung von natürlichem Wolfram ist in Abbildung 7.9 dargestellt.

^{180}W 0,13		^{182}W 26,3	^{183}W 14,3	^{184}W 30,67		^{186}W 26,6
--------------------------	--	--------------------------	--------------------------	---------------------------	--	--------------------------

Abbildung 7.9: Natürliche Isotopenzusammensetzung von Wolfram

Die Restkernproduktion durch protoneninduzierte Reaktionen wurde für Wolfram bisher nur von sehr wenigen Autoren untersucht. Für die Protonenenergien von 500 MeV und 12 GeV lag eine Reihe von Asano et al. [AS85, AS88] veröffentlichter Werte vor. Ein Vergleich mit diesen Daten erfolgt im nächsten Kapitel. Die von Scholz et al. [SC76] ermittelten Wirkungsquerschnitte sind nach Angaben des Autors teilweise mit Fehlern von über 50% behaftet und weisen eine erhebliche Streuung auf. Zudem sind nur Werte für zwei Produktnuklide angegeben, ein genauerer Vergleich wurde daher nicht für sinnvoll erachtet. Innerhalb der angegebenen Fehler stimmen die Wirkungsquerschnitte jedoch überein.

7.3.1 Konsistenz der Messungen und Vergleich mit Ergebnissen anderer Autoren

Da für das Targetelement Wolfram kaum Vergleichsmöglichkeiten mit anderen Autoren bestehen, bietet es sich an, zumindest die Verhältnisse der Wirkungsquerschnitte, die anhand der beiden Proben WWSL001 und WWSR001 bestimmt worden sind, zu betrachten. Die Energie der primären Protonen in diesen Folien lag bei 2590 MeV und 2580 MeV. In diesem Energiebereich ist für eine derartig kleine Differenz mit keiner nennenswerten Änderung des Wirkungsquerschnittes zu rechnen. Das Verhältnis der jeweiligen Wirkungsquerschnitte ist in Abbildung 7.10 dargestellt. Man erkennt, daß die für die Folie WWSR001 ermittelten Wirkungsquerschnitte um mehr als 27% über denen der Folie WWSL001 liegen. Weil keine Abhängigkeiten von der Massenzahl oder der Halbwertszeit der Produkt nuklide zu erkennen sind, kommen als Ursache gemäß Gleichung (3.17) lediglich eine falsch ermittelte Anzahl der Targetkerne und zusätzliche Fehler bei der Bestimmung der Flußdichte in Betracht. Die verwendeten Probenmassen konnten durch erneutes Wiegen der Folien verifiziert werden. Auch von [GL97a] wurden entsprechende Differenzen für die Wirkungsquerschnitte dieser beiden Experimente beobachtet, was für ein Fehler bei der Bestimmung der Flußdichte spricht. Da die Abweichung signifikant über den in Kapitel 6 für die Flußdichte ermittelten systematischen Fehler von 6% liegt, ist eine Klärung notwendig. Für eine fehlerhafte Bestimmung der Flußdichte eines der beiden Experimente konnten aber keine Hinweise gefunden werden. Eine einfache Erklärung der Differenzen wäre das Vertauschen mehrerer Catcher-Folien, was sich nachträglich jedoch nicht mehr nachvollziehen läßt.

Die Wirkungsquerschnitte, die für die Probe WWSR001 ermittelt wurden, schließen im allgemeinen besser an die von Asano et al. [AS88] angegebenen Werte bei 12 GeV an. Auch für die Vanadium-Probe VVSR001 aus dem selben Experiment konnten im Vergleich mit den für diesen Energiepunkt vorhandenen Literaturdaten keine derartigen systematischen Abweichungen festgestellt werden. Aus diesen Gründen ist die Flußdichte für das Experiment SACL0L wahrscheinlich ungenau bestimmt worden, und deshalb sind die Wirkungsquerschnitte der Probe WWSR001 denen der Probe WWSL001 vorzuziehen.

Eine gute Übereinstimmung ergibt sich bei einem Vergleich der Wirkungsquerschnitte für die Targets aus den in Uppsala durchgeführten Experimenten. Die für den Energiebereich von 68 bis 173 MeV ermittelten Werte aus den in Uppsala bestrahlten Targets ist für die Nuklide ^{172}Hf und ^{169}Yb in Abbildung 7.11 dargestellt. Aufgrund ihrer langen Halbwertszeiten von 1,9 Jahren beziehungsweise 32 Tagen sind die Aktivitäten dieser Nuklide problemlos γ -spektroskopisch zu bestimmen und nur mit einem geringen statistischen Fehler behaftet. Im Rahmen der Fehler stimmen die Werte für die Folien aus den verschiedenen Experimenten hervorragend überein, und es sind keine systematischen Abweichungen zu erkennen. Zudem ergibt sich ein konsistenter Verlauf der Anregungsfunktion. Dies kann zum einen als Bestätigung dafür betrachtet werden, daß die Energiepunkte durch die Bremsrechnung korrekt ermittelt wurden. Weil zum anderen die Proben nur für die Experimente UPPS0C und UPPS0G wie in Kapitel 4.2 beschrieben zusammengefügt wurden, die Folien aus UPPS0B aber stets einzeln gemessen wurden, wird auch durch das Zusammenkleben

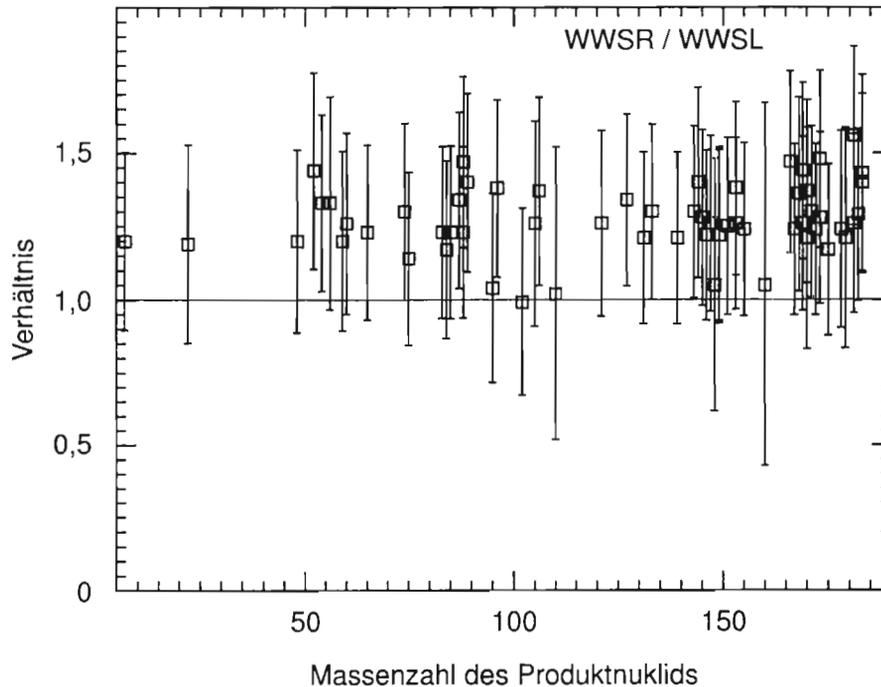


Abbildung 7.10: Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für die Experimente WWSR und WWSL

der Folien keine merkliche Veränderung der Ergebnisse verursacht.

Bei der linearen Energie-Skalierung in Abbildung 7.11 läßt sich außerdem auch sehr gut der Einfluß der Isotopenzusammensetzung von Wolfram auf die Anregungsfunktionen erkennen. Die dadurch verursachte Struktur tritt für Ytterbium bei den Schwellenenergien 103 und 116 MeV für die Bildung aus ^{184}W beziehungsweise ^{186}W zutage. Für die (p,3pxn)-Reaktionen zur Bildung von ^{172}Hf liegen die Schwellenenergien für die Produktion aus ^{182}W , ^{183}W , ^{184}W und ^{186}W bei 71, 78, 85 und 98 MeV. Auch hier ist bei den höheren Energien deutlich eine entsprechende Struktur zu erkennen.

Sieht man von der bereits oben beschriebenen systematischen Abweichung der Werte für die Proben WWSL001 und WWSR001 ab, so lieferten auch die Wirkungsquerschnitte der in Saclay bestrahlten Proben konsistente Ergebnisse. Lediglich bei wenigen Produktnucliden weichen einige Werte sichtbar vom erwarteten Verlauf der Anregungsfunktion ab. Dies gilt insbesondere für die targetnahen Produktnuclide, bei denen für höhere Energien mit einem Einfluß von Sekundärteilchen zu rechnen ist. Derartige Werte sind im Anhang besonders gekennzeichnet.

Ein letzter Vergleich soll mit den von Asano et al. [AS85] für den Energiepunkt 500 MeV angegebenen Wirkungsquerschnitten vorgenommen werden. Dazu wurden die in dieser Ar-

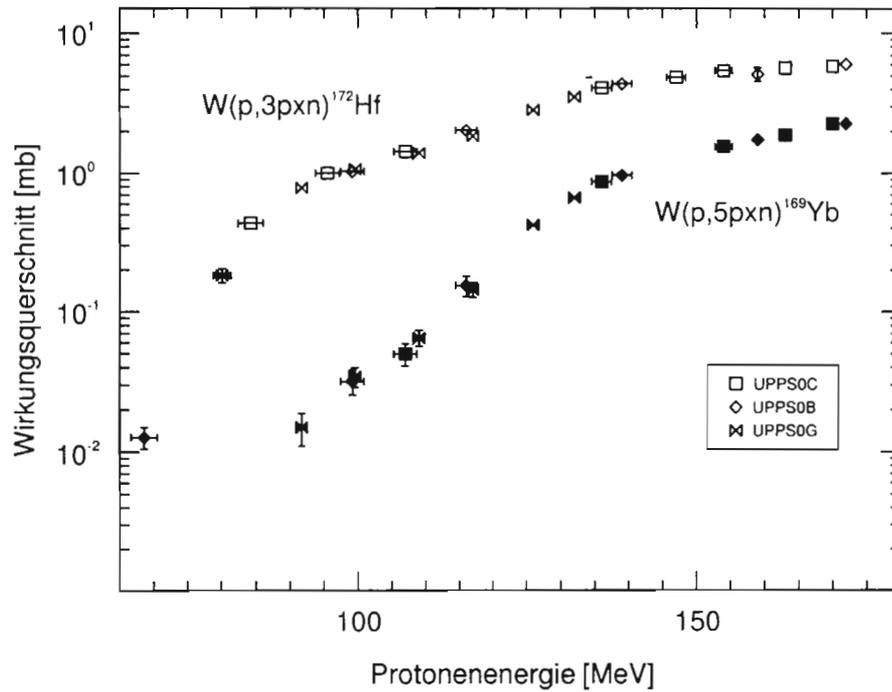


Abbildung 7.11: Ausschnitt aus den Anregungsfunktionen für ^{169}Yb und ^{172}Hf aus Wolfram

beit bestimmten Werte bei 334 und 559 MeV auf einer doppelt-logarithmischen Skala linear interpoliert, die sich dadurch ergebenden Quotienten sind in Abbildung 7.12 dargestellt.

Generell liegen die in dieser Arbeit ermittelten Wirkungsquerschnitte um etwa einen Faktor 1,8 über denen von Asano et al. angegebenen. Für die Produktnuklide ^{88}Zr und ^{96}Tc kehrte sich das Verhältnis jedoch um. Da Ason et al. die Spektren nicht interaktiv auswerteten, ist es denkbar, daß nicht erkannte oder nicht berücksichtigte Interferenzen bei diesen Nukliden zu erhöhten Werten führten.

Die Ursache der systematischen Abweichungen könnte wiederum bei der Bestimmung der Flußdichte zu suchen sein. Ason et al. verwendeten hierfür eine Induktionsspule, mit der der Protonenstrom gemessen wurde. Angesichts der guten Übereinstimmung der in dieser Arbeit aus verschiedenen Bestrahlungsexperimenten gewonnen Ergebnisse erscheint diese Methode weniger zuverlässig.

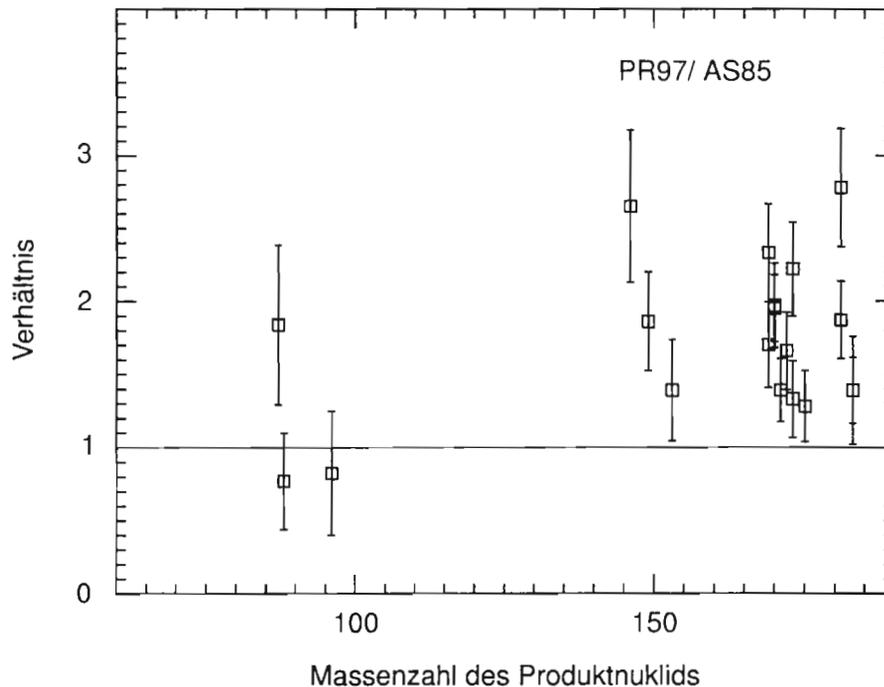
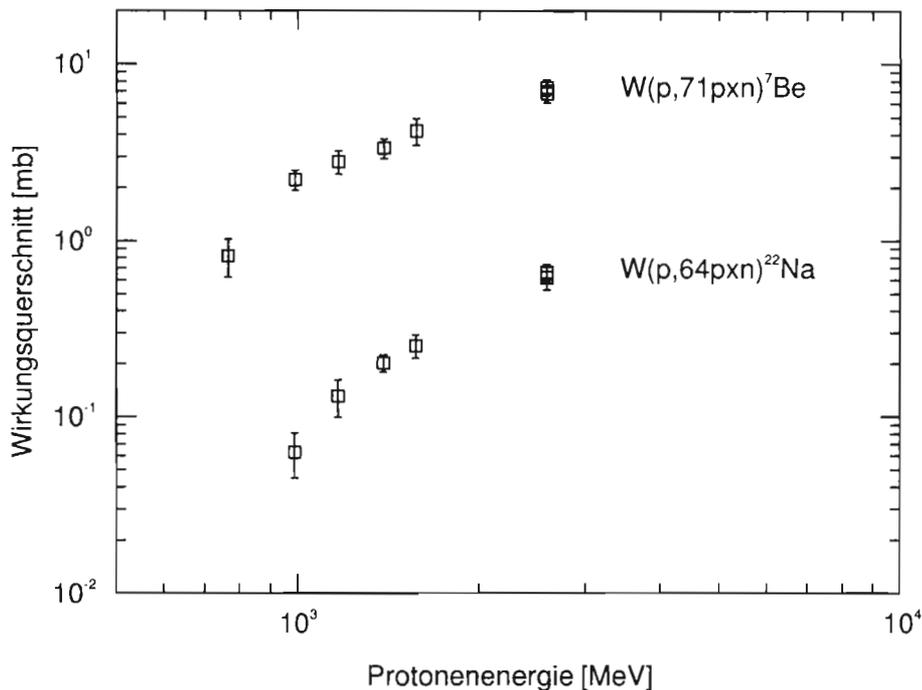


Abbildung 7.12: Verhältnis der in dieser Arbeit bestimmten Wirkungsquerschnitte zu denen von [AS85].

7.3.2 Typischer Verlauf der Anregungsfunktionen

Die Anregungsfunktionen von ${}^7\text{Be}$ und ${}^{22}\text{Na}$ sind in Abbildung 7.13 dargestellt. Ähnlich wie auch schon bei der Produktion von ${}^7\text{Be}$ aus Vanadium ergeben sich für die Wirkungsquerschnitte hier gegenüber denen von ${}^{22}\text{Na}$ deutlich erhöhte Werte. So liegen bereits bei der Energie von 2600 MeV die Wirkungsquerschnitte von ${}^7\text{Be}$ um eine Größenordnung über denen von ${}^{22}\text{Na}$, bei 988 MeV sind sie um den Faktor 35 größer. Obwohl für das Produktnuclid ${}^7\text{Be}$ die Massendifferenz zum Targetelement Vanadium wesentlich geringer ist, haben die Wirkungsquerschnitte für die Produktion aus Wolfram bei Energien über einen GeV dieselbe Größenordnung. Die Wirkungsquerschnitte von ${}^{22}\text{Na}$ hingegen sind gegenüber dem Target Vanadium um etwa eine Größenordnung niedriger.

Diese Beobachtungen decken sich mit denen von Leya [LE97], der für eine Protonenenergie von 1,6 GeV die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte dieser Produktnuclide für Massenzahlen $12 < A < 103$ untersucht hat. Dabei ergaben sich für die Wirkungsquerschnitte von ${}^7\text{Be}$ bei Massenzahlen ab 50 nahezu konstante Werte von 6 mb (hier: 4,2 mb). Für ${}^{22}\text{Na}$ lagen die Wirkungsquerschnitte für $90 < A < 103$ bei etwa 0,5 mb (hier: 0,25 mb). Die Wirkungsquerschnitte dieser Produktnuclide weisen also auch noch für sehr schwere Targetkerne eine außerordentlich geringe Abhängigkeit von der Differenz zwischen Target- und Produktmassenzahl auf.

Abbildung 7.13: Anregungsfunktionen für ^7Be und ^{22}Na aus Wolfram

In Abbildung 7.14 sind die Anregungsfunktionen der beiden Cobalt-Isotope ^{56}Co und ^{60}Co sowie von ^{59}Fe dargestellt. Für das Nuklid ^{60}Co sind Wirkungsquerschnitte unabhängig, da es durch das langlebige ^{60}Fe ($T_{1/2} > 10^6$ a) abgeschirmt wird.

Der Verlauf der Anregungsfunktion des Radionuklids ^{56}Co entspricht noch ganz dem typischer Fragmentations- beziehungsweise Spallationsprodukte.

Ganz anders stellt sich der Verlauf bei ^{60}Co dar. Die Wirkungsquerschnitte liegen bei 2500 MeV etwa eine Größenordnung über denen von ^{56}Co . Viel auffälliger ist aber der bei niedrigen Energien schwächere Abfall der Anregungsfunktion. Weil die Schwellenenergie für die Reaktion $^{182}\text{W}(p,48p75n)^{60}\text{Co}$ bei 940 MeV liegt, ist die Produktion im Energiebereich weit unter dieser Schwelle nur noch durch Spaltung zu erklären. Trotzdem sind derartig hohe Wirkungsquerschnitte bei diesem Nuklid überraschend, da die Spaltausbeute für Radionuklide mit einer Massenzahl um 85 am größten ist, und für ^{60}Co daher kaum noch eine Produktion durch Spaltung erwartet werden kann (vergleiche Kapitel 7.3.3).

Eine mögliche Erklärung könnte die Bildung des Nuklids durch sekundäre Teilchen aus Verunreinigungen des Targetmaterials sein. Dabei wäre insbesondere die Erzeugung über (n,γ) -Reaktionen aus ^{59}Co zu erwarten. Nach Angaben des Herstellers ist bei typischen Analysen jedoch kein Cobalt nachgewiesen worden.

Demgegenüber enthalten die Folien aber 20 ppm Eisen. Zieht man analog eine Erzeugung von ^{59}Fe über die Reaktion $^{58}\text{Fe}(n,\gamma)^{59}\text{Fe}$ in Betracht, so wären die entsprechenden Effekte

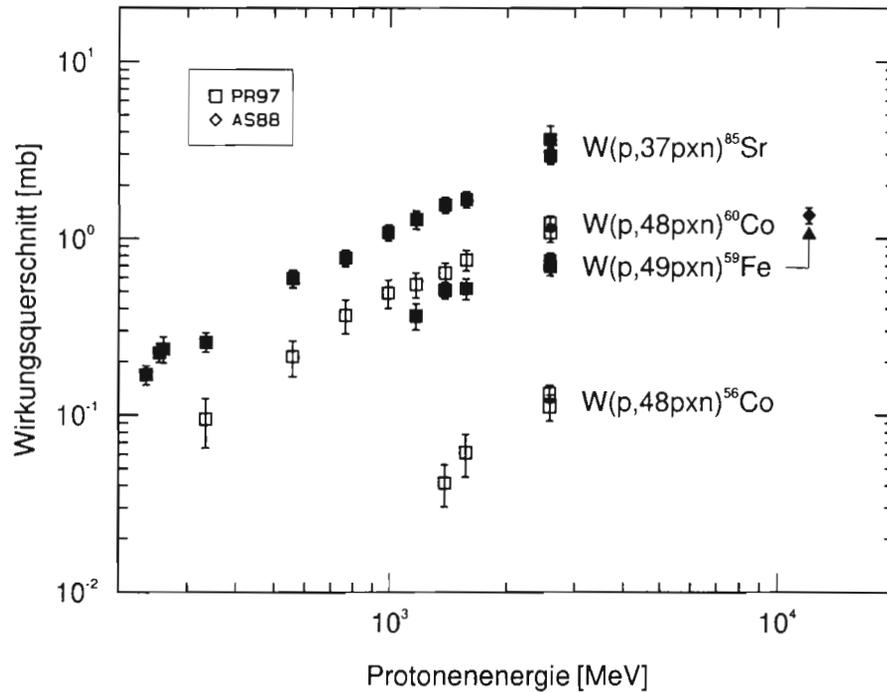


Abbildung 7.14: Anregungsfunktionen für ^{56}Co , ^{60}Co , ^{59}Fe und ^{85}Sr aus Wolfram

allerdings geringer, weil natürliches Eisen nur zu einem Anteil von 0,3% aus ^{58}Fe besteht. Da zudem ^{59}Fe für Protonenenergien unterhalb von 1160 MeV nicht nachgewiesen werden konnte, lassen sich diesbezüglich keine Aussagen machen.

Zum Vergleich ist in Abbildung 7.14 zusätzlich die Anregungsfunktion des typischen Spaltnuklids ^{85}Sr dargestellt. Hier liegt die Schwellenenergie für die Reaktion $^{182}\text{W}(p,48p75n)^{85}\text{Sr}$ bei 723 MeV, die Bildung des Nuklids wird unterhalb von 400 MeV durch Spaltprozesse dominiert.

Letztlich waren die für die Produktion von ^{60}Co verantwortlichen Mechanismen im Rahmen dieser Arbeit nicht endgültig zu klären, in den folgenden beiden Abschnitten wird aber nochmals auf diese Fragestellung eingegangen.

Als Spaltprodukte sollen außerdem noch die in Abbildung 7.15 dargestellten Rubidium-Isotope ^{83}Rb ($E_S = 750$ MeV für $^{182}\text{W}(p,38p63n)^{83}\text{Rb}$) und ^{84}Rb ($E_S = 741$ MeV für $^{182}\text{W}(p,38p62n)^{83}\text{Rb}$) betrachtet werden. Dabei sind die unabhängigen Wirkungsquerschnitte von ^{84}Rb mit dem Faktor 0,1 skaliert worden.

Für Energien deutlich unter 1 GeV werden diese Nuklide vornehmlich durch Spaltung gebildet. Hier haben die Wirkungsquerschnitte für ^{83}Rb die gleiche Größenordnung wie die von ^{84}Rb . Bei höheren Energien nimmt der Einfluß von Spallations- und Fragmentationsprozessen zu, und die Wirkungsquerschnitte steigen für ^{83}Rb noch weiter an, während diejenigen für ^{84}Rb zunächst sogar wieder fallen. Zum letzten Energiepunkt bei 2,6 GeV ist auch für den Wirkungsquerschnitt von ^{84}Rb wieder ein Anstieg zu verzeichnen. Hier liegt

der Wert für ^{83}Rb etwa dreimal höher.

Daraus folgt, daß für den Energiebereich, in dem die Nuklide durch Spaltung erzeugt werden, ^{83}Rb nur in sehr geringem Maße auch durch seine Progenitoren erzeugt worden sein kann. Bestätigt wird diese Beobachtung dadurch, daß ausschließlich solche Spaltnuklide nachgewiesen werden konnten, die lediglich eine Massenzahl von der stabilen Isobaren entfernt lagen. Die starke Zunahme der Wirkungsquerschnitte von ^{83}Rb zeigt, daß für Energien über 1 GeV die bei Spallationsreaktionen bevorzugt produzierten neutronenarmen Nuklide einen erheblichen Anteil der auf dieser Isobaren gebildeten Restkerne ausmachen kann.

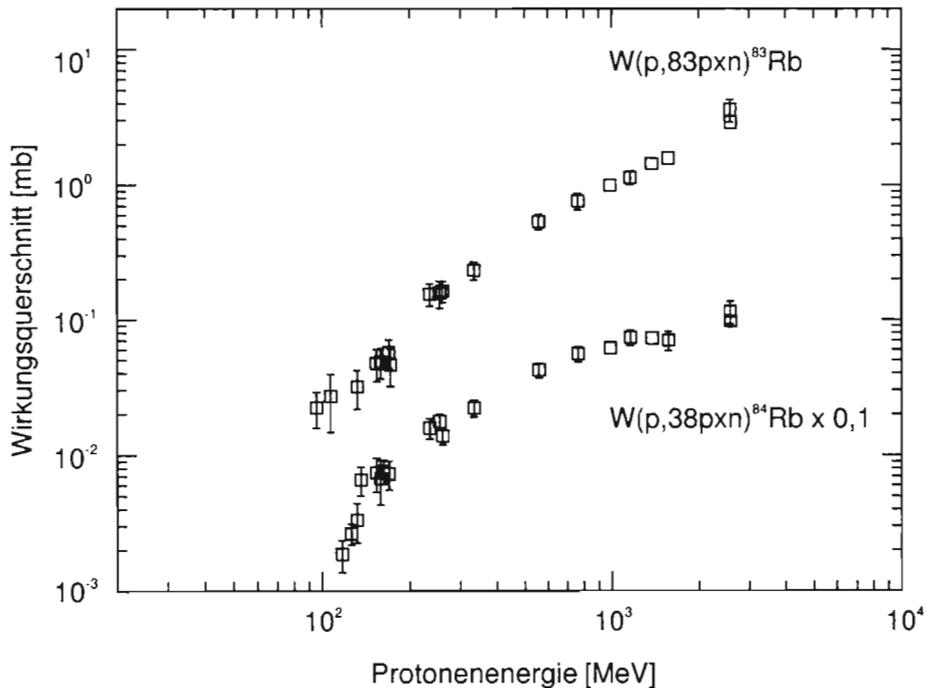
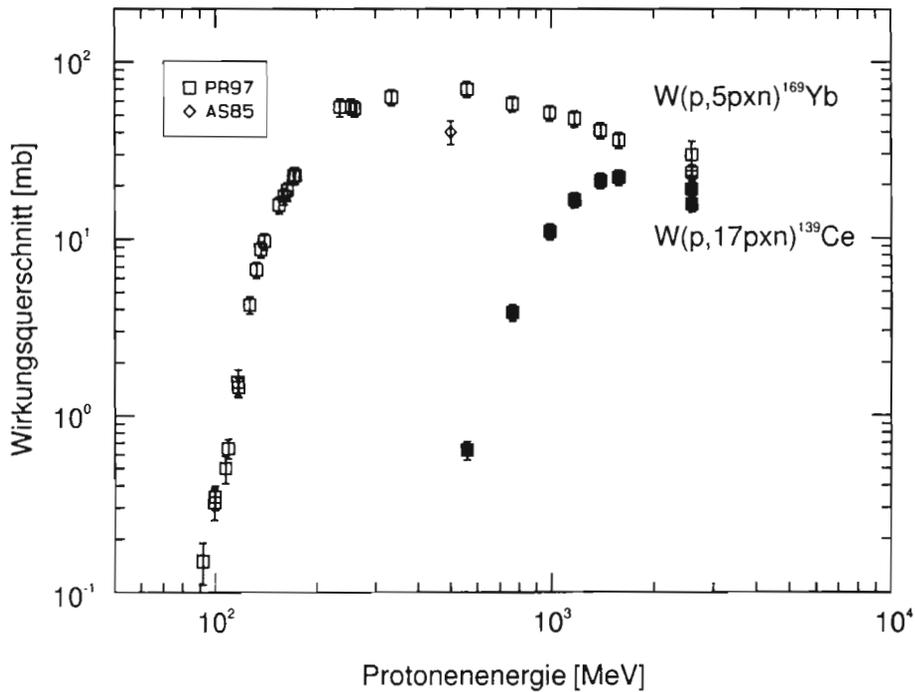


Abbildung 7.15: Anregungsfunktionen für ^{83}Rb und ^{84}Rb aus Wolfram

Für Produktnuklide mit $A > 125$, die wieder ausschließlich durch Spallations- oder Fragmentationsprozesse erzeugt werden, bildet sich erst ab einer Massenzahl von 139 ein deutliches Maximum in der Anregungsfunktion aus.

Mit weiter steigender Massenzahl verlagert sich dieses Maximum zu niedrigeren Energien, während die Wirkungsquerschnitte bei gleichen Energien größer werden. Als Beispiele für diese Nuklide sind in Abbildung 7.16 die Anregungsfunktionen von ^{139}Ce und ^{169}Yb dargestellt. Die Abweichungen der Werte von Asano et al. und die unterhalb von 200 MeV durch die Istisotopenzusammensetzung von Wolfram auftretende Struktur der Anregungsfunktion von ^{169}Yb wurden bereits in Kapitel 7.3.1 diskutiert.

Stellvertretend für die targetnahen Produktnuklide sollen die in Abbildung 7.17 dargestellten Wirkungsquerschnitte von ^{178}W und ^{183}Re betrachtet werden. Für Energien unterhalb von 300 MeV läßt sich hier der typische Verlauf der Anregungsfunktionen solcher Nuklide

Abbildung 7.16: Anregungsfunktionen für ^{169}Yb und ^{139}Ce aus Wolfram

erkennen. Für Energien um 70 MeV ergeben sich sehr hohe Wirkungsquerschnitte von 200 mb für ^{178}W beziehungsweise 40 mb für ^{183}Re , die mit wachsender Einschußenergie der primären Protonen rasch abfallen.

Wie bereits erwähnt wurde, ist bei Energien über 400 MeV nicht auszuschließen, daß aufgrund der niedrigen Schwellenenergien Sekundärteilchenfelder einen nicht zu vernachlässigenden Einfluß auf den Anregungsfunktionen haben können. Dies wird besonders anhand des Produktnuklids ^{183}Re deutlich. Hier scheinen die Wirkungsquerschnitte für Energien über 1500 MeV wieder anzusteigen. Auffällig sind hier insbesondere die Werte für die Protonenenergie von etwa 1590 MeV. Der für die Folie WWSR001 bestimmte Wirkungsquerschnitt liegt ebenfalls etwas hoch. Eine Mögliche Ursache für die Abweichungen könnten Einflüsse durch sekundäre Teilchen sein.

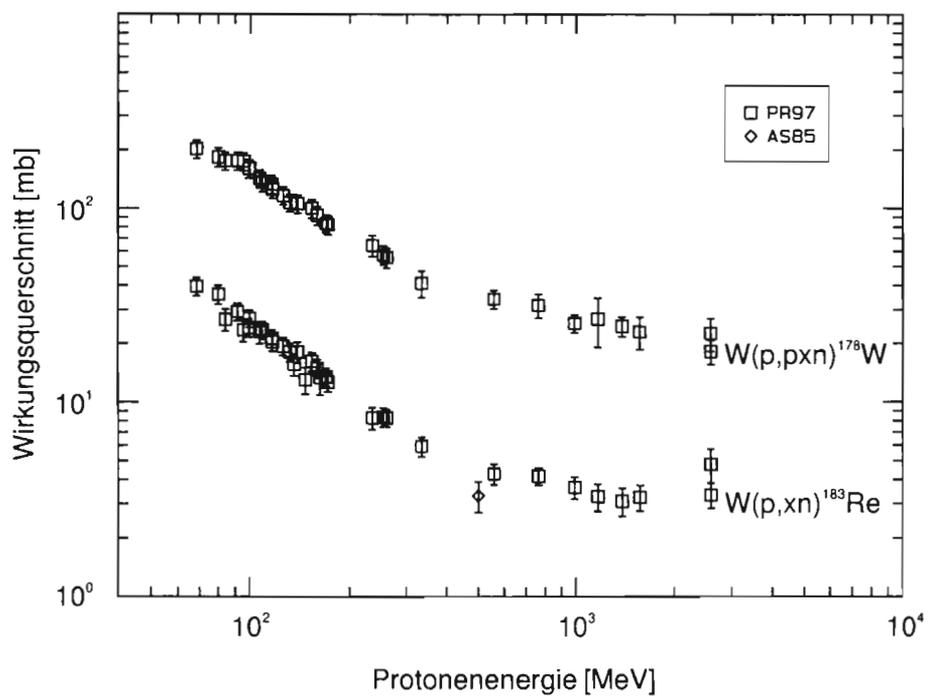


Abbildung 7.17: Anregungsfunktionen für aus Wolfram

7.3.3 Isobarenausbeuten

Im vorangegangenen Kapitel sind die Wirkungsquerschnitte für bestimmte Produktnuklide als Funktion der Energie diskutiert worden. Betrachtet man bei einer bestimmten Energie die Abhängigkeit der Summe der Wirkungsquerschnitte aller auf einer Isobaren liegender Restkerne als Funktion der Massenzahl, so erhält man Hinweise darauf, mit welcher Wahrscheinlichkeit eine bestimmte Anzahl von Nukleonen emittiert, oder Fragmente einer bestimmten Massenzahl gebildet werden. Bei einer solchen Darstellung können die verschiedenen Reaktionsmechanismen, die zur Bildung von Restkernen beitragen, besser als bei der energieabhängigen Darstellungsweise der Anregungsfunktionen beobachtet werden. Allerdings ist dabei zu beachten, daß durch die in dieser Arbeit ermittelten Wirkungsquerschnitte nicht unbedingt die gesamte Isobarenausbeute beschrieben wird. So muß zunächst zwischen kumulativen und unabhängigen Wirkungsquerschnitten unterschieden werden. Ferner ist auch zu beachten, daß die Bildung von Restkernen denkbar ist, die durch α -Zerfall die Ausbeute der Isobaren mit einer um vier geringeren Massenzahl erhöhen. Für viele Isobaren werden die Ausbeuten aber durch nur wenige Nuklide bestimmt, daher erscheint eine qualitative Diskussion anhand der ermittelten Wirkungsquerschnitte sinnvoll. In Abbildung 7.18 sind Isobarenausbeuten für die Energiepunkte 335, 560, 990 und 2600 MeV dargestellt.

Für die Massenzahlen über $A = 175$ konnten sowohl neutronenreiche als auch neutronenarme Nuklide nachgewiesen werden. In diesem Massenbereich haben viele Radionuklide ausschließlich schwache γ -Linien. Zudem trat das Problem auf, daß solche Nuklidpaare, die über β^- - beziehungsweise β^+ -Zerfall in das selbe stabile Nuklid auf der Isobaren zerfallen, auch dieselben γ -Quanten emittieren. Dies führte bei ähnlichen Halbwertszeiten dazu, daß eine Bestimmung ihrer Aktivität nicht möglich war. Aus diesen Gründen konnten nur für einige Nuklide mit $A > 175$ Wirkungsquerschnitte angegeben werden.

Für diesen targetnahen Massenbereich sind nahezu konstante Isobarenausbeuten zu erwarten. In anderen Arbeiten wurde für verschiedene Targetnuklide ein Plateau der kumulativen Daten auch tatsächlich festgestellt [BO93, KR95, LE97]. Daher ist das sich hier für die Massenzahl $A \approx 175$ bei allen betrachteten Energiepunkten andeutende Maximum wahrscheinlich darauf zurückzuführen, daß Radionuklide, die wesentlich an der entsprechenden Isobarenausbeute beteiligt sind, nicht nachgewiesen werden konnten.

Daher wird der Bereich mit Massenzahlen $A > 175$ im folgenden nicht weiter betrachtet.

Für Massenzahlen im Bereich $120 \leq A \leq 175$ wurden ausschließlich neutronenarme Radionuklide nachgewiesen. Bei den hier vorherrschenden Spallationsreaktionen ist aufgrund der Coulombschwelle eine bevorzugte Abgabe von Neutronen aus dem angeregten Kern zu erwarten. Dies hat die beobachtete Produktion neutronenarmer Restkerne zur Folge.

Für Massenzahlen deutlich unter 120 dominiert bei niedrigen Energien bis zu einigen Hundert MeV die Bildung von Restkernen durch Spaltprozesse. Geht man davon aus, daß ein Kern, bevor er in etwa zwei gleich große Teile zerfällt, bereits mehrere Neutronen abge-

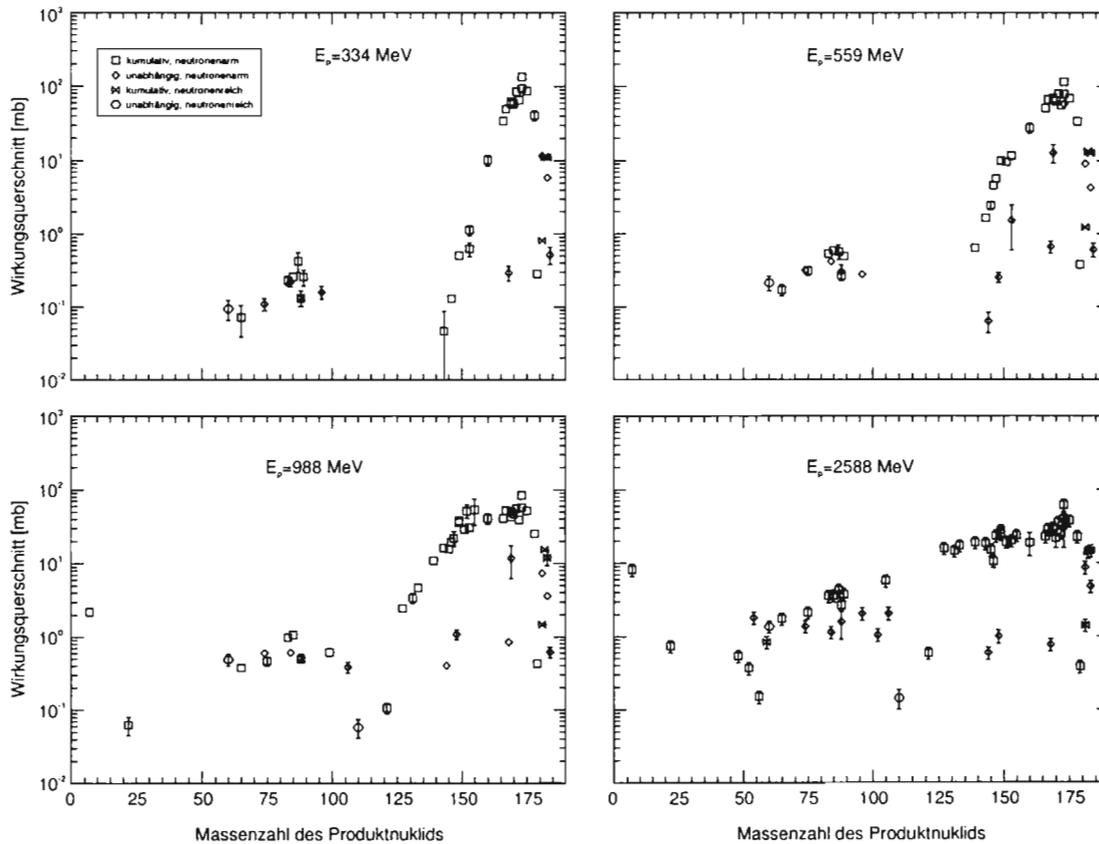


Abbildung 7.18: Isobarenausbeuten am Target Wolfram für verschiedene Projektilenergien

ben hat, so wird verständlich, daß in diesem Massenbereich auch wieder neutronenreiche Nuklide nachgewiesen werden konnten. Mit zunehmenden Projektilenergien gewinnen ab etwa 1 GeV zusätzlich Fragmentationsprozesse an Bedeutung, wogegen Spaltung in den Hintergrund tritt.

Die beiden nachgewiesenen Produktnuklide ^{22}Na und ^7Be werden vornehmlich durch die Emission komplexer Teilchen beziehungsweise Fragmentationsprozesse gebildet.

Betrachtet man zunächst den Energiepunkt 334 MeV, so fallen die Wirkungsquerschnitte von 100 mb bei $A \approx 175$ bis zur Massenzahl $A = 143$ exponentiell auf 0,05 mb ab. Dieses Verhalten ist für die hier dominierenden Spallationsreaktionen typisch. Der Peak im Massenzahlenbereich $60 \leq A \leq 96$, der bei $A \approx 87$ ein Maximum erreicht, ist auf Spaltprozesse zurückzuführen. In diesem Bereich sind keine Abweichungen zwischen kumulativen und unabhängigen Wirkungsquerschnitten sowie neutronenarmen und neutronenreichen Nukliden festzustellen. Da zudem die nachgewiesenen Nuklide stets nur eine Massenzahl von der stabilen Isobaren entfernt waren, ist die Bildung von Restkernen hier offensichtlich eng auf das Tal der Stabilität begrenzt. Der Abfall des Peaks scheint zu niedrigen Massenzahlen etwas flacher zu sein, aufgrund der wenigen Datenpunkte für $A > 87$ ist hier jedoch kaum eine

gesicherte Aussage möglich. Besonders auffällig ist der hohe Wirkungsquerschnitt für ^{60}Co , der bereits in Kapitel 7.3.2 diskutiert wurde. In dieser Darstellungsweise wird nochmals deutlich, daß der Wirkungsquerschnitt auch dann noch unerwartet groß ist, wenn man von einem stark asymmetrischen Verlauf des Spaltpeaks ausgeht.

Bei einer Protonenenergie von 560 MeV ist für Massenzahlen über 160 ein Plateau zu erkennen. Der Abfall der Wirkungsquerschnitte im Spallationsbereich zeigt sich flacher. Für diese Energie konnten Spallationsprodukte mit Massenzahlen $A \geq 139$ nachgewiesen werden. Die Wirkungsquerschnitte der Spaltprodukte liegen etwas höher, während sich der qualitative Verlauf in diesem Bereich nicht geändert hat.

Für den Energiepunkt 988 MeV ist das Plateau bereits für Massenzahlen über 150 deutlich zu erkennen, es liegt aber geringfügig niedriger als bei 560 MeV. Der Peak bei $A \approx 87$ ist etwas verbreitert, was als Hinweis auf bereits einsetzende Fragmentationsprozesse gewertet werden kann. Bei noch niedrigeren Massenzahlen steigen die Wirkungsquerschnitte wieder stark an. Wie bereits erwähnt, ist die Produktion dieser Nuklide hauptsächlich auf die Evaporation komplexer Teilchen während der Verdampfungsphase von Spallationsreaktionen beziehungsweise Fragmentationsprozesse zurückzuführen.

Eine gravierende Änderung ist bei der Energie von 2600 MeV festzustellen. Der Spaltpeak ist nicht mehr zu erkennen, die kumulativen Wirkungsquerschnitte fallen kontinuierlich von 40 mb für targetnahe Nuklide bis auf circa 0,5 mb bei $A \approx 48$ ab. In diesem Energiebereich ist offenbar der Einfluß von Fragmentationsprozessen weiter gestiegen. Für die Nuklide mit noch kleineren Massenzahlen kann ab $A = 22$ wieder ein Anstieg verzeichnet werden. Die Wirkungsquerschnitte für ^7Be liegen hier gegenüber dem Energiepunkt 988 MeV um einen Faktor vier höher.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die Betrachtung der Isobarenausbeuten die bei den Anregungsfunktionen beobachteten Trends bestätigen. Die Prozesse, die zum Auftreten von schweren Fragmenten bei Kernreaktionen führen, stellen besonders hinsichtlich der Energieabhängigkeit eine interessante Fragestellung für zukünftige Untersuchungen dar.

8. Modellrechnungen zur Bestimmung von Anregungsfunktionen

In der Vergangenheit wurden von vielen Autoren unterschiedliche Modelle zur Beschreibung von Kernreaktionen entwickelt. Dabei wird das Ziel verfolgt, die experimentell beobachteten Ergebnisse anhand von entsprechenden Modellvorstellungen beschreiben zu können und letztlich auch zuverlässige Vorhersagen für bisher noch nicht untersuchte Energiebereiche oder Targetnuklide machen zu können.

Wenn es gelingt, die bisher beobachteten Ergebnisse vollständig durch entsprechende Modellvorstellungen zu beschreiben, wäre es dann einerseits möglich, Wirkungsquerschnitte für experimentell nur schwer zugängliche Produktnuklide zu bestimmen. Andererseits könnten die Vorhersagen die Planung weiterer Experimente für interessant erscheinende Kombinationen von Energie und Targetmaterial erleichtern.

Die Produktion von Restkernen ist das Resultat verschiedener physikalischer Prozesse. Anhand von experimentell bestimmten integralen Wirkungsquerschnitten kann deren unterschiedlicher Einfluß auf das Ergebnis aber lediglich abgeschätzt werden. Anhand von genaueren Modellvorstellungen wäre es daher auch möglich, ein besseres Verständnis für den Ablauf und das Zusammenspiel der beteiligten physikalischen Phänomene zu erhalten.

Auf einen Vergleich der in dieser Arbeit ermittelten Wirkungsquerschnitte mit Vorhersagen von Programmen, die auf dem Hybridmodell der Präequilibriums-Reaktionen basieren, wurde bewußt verzichtet. Vor allem für leichte Targetelemente wurden von unserer Arbeitsgruppe schon vielfach derartige Untersuchungen durchgeführt. Der entscheidende Gesichtspunkt war aber, daß diese Programme aufgrund der verwendeten Modellvorstellungen lediglich für Energien bis 200 MeV zuverlässige Vorhersagen machen können. Außerdem können je nach Programm nur Wirkungsquerschnitte für mehr oder weniger targetnahe Produkte bestimmt werden. Diese beiden Tatsachen hätten aber gerade bei dem ausführlicher untersuchten Targetelement Wolfram dazu geführt, daß nur für einen kleinen Teil der experimentell ermittelten Wirkungsquerschnitte theoretische Vergleichsdaten zur Verfügung

gestanden hätten.

Daher wurden in dieser Arbeit für einen Vergleich Wirkungsquerschnitte herangezogen, die mit den Programmen HETC und LAHET berechnet wurden. Beide Programme basieren auf dem Intra-Nuclear-Cascade/Evaporation Modell. Zudem wurden für LAHET von unserer Arbeitsgruppe bisher noch keine umfangreichen Untersuchungen durchgeführt, weil das Programm erst vor kurzem auf einer Workstation des RRZN (Regionals Rechenzentrum für Niedersachsen) eingerichtet wurde.

Es ist im Rahmen dieser Arbeit insbesondere aufgrund der Komplexität von LAHET nicht möglich, einen ausführlichen Überblick über alle von diesen Programmen verwendeten Modelle zu geben. Es sollen im folgenden vielmehr die grundlegenden Annahmen des Intra-Nuclear-Cascade/Evaporation-Modells beschrieben und die Unterschiede zwischen HETC und LAHET herausgestellt werden.

8.1 Das Intra-Nuclear-Cascade/Evaporation-Modell

Das Intra-Nuclear-Cascade/Evaporation-Modell (INC/E) unterteilt Reaktionen elementarer Projektile mit schweren Kernen in zwei Phasen. Dabei wird die erste sogenannte *Knock-On*-Phase als eine Folge von Zwei-Teilchen-Stößen freier Nukleonen interpretiert. Begründet wird diese Annahme durch die gegenüber den Abständen der Nukleonen im Kern ($\approx 10^{-15}$ m) kurze de-Broglie-Wellenlänge des einfallenden Projektils. Dieser innerhalb von etwa 10^{-22} s ablaufenden intranuklearen Kaskade (INC) schließt sich eine zweite, wesentlich langsamer verlaufende Phase an. Hier gibt der nach der Kaskade zurückgebliebene, hochangeregte Restkern seine Energie durch Evaporation von Teilchen und Clustern sowie durch die Emission von γ -Quanten ab.

Eine Präequilibriumsphase findet zunächst keine Berücksichtigung.

Der Grundgedanke des INC/E-Modells geht auf Serber [SE47] zurück. Im folgenden soll das von Bertini [BE63] verbesserte Modell erläutert werden, auf dem der ursprünglich am Oak Ridge National Laboratory entwickelte High Energy Transport Code (HETC) basiert. Bei den in dieser Arbeit für die Modellrechnungen herangezogenen Programme handelt es sich um Weiterentwicklungen von HETC, auf deren Besonderheiten später eingegangen wird.

Zunächst wird der Eintrittspunkt des Projektils in den Kern durch Zufallszahlen bestimmt. Der Weg des einfallenden Teilchens durch den Kern wird daraufhin explizit verfolgt. Durch Monte-Carlo-Methoden werden die Kollisionpunkte und -partner, sowie Impulsbetrag und Streuwinkel unter Berücksichtigung des Pauli-Prinzips festgelegt. Dabei wird die Dichteverteilung der Nukleonen im Kern durch eine Einteilung in drei Bereiche mit konstanter Dichte approximiert.

Die weitere Geschichte aller Kollisionspartner wird solange verfolgt, bis sie entweder

den Kern verlassen, oder eine *Cut-Off*-Energie unterschreiten. Im letzteren Fall ist die de Broglie-Wellenlänge des Teilchens nicht mehr klein genug, um nachfolgende Kollisionen als Stöße freier Nukleonen anzusehen. Seine verbleibende Energie wird dem Restkern als Anregungsenergie zugerechnet. Die *Cut-Off*-Energie wird für Protonen und Neutronen gleichermaßen mit der Hälfte der Coulomb-Energie an der Kernoberfläche angesetzt.

Die neben Protonen und Neutronen auftretenden Sekundärteilchentypen werden entweder ganz vernachlässigt, oder aber es wird nur deren Transport beschrieben.

Wenn das letzte Kaskaden-Nukleon den Kern verlassen hat, wird der verbleibende Restkern als equilibriert angesehen. Die nun folgende Evaporationsphase wird anhand eines Modells von Weisskopf [WE37] berechnet. Während dieser Phase wird auch die Emission von d-, t-, und α -Teilchen mit einbezogen.

Der Gültigkeitsbereich des INC/E Modells und damit auch der darauf basierenden Programme erstreckt sich von einigen 100 MeV bis hin zu wenigen zehn GeV.

Um Spaltung schwerer Kerne berücksichtigen zu können, kommt bei beiden verwendeten Programmen zusätzlich ein von den Rutherford and Appleton Laboratories (RAL) entwickeltes Hochenergie-Spaltmodell zum Einsatz. Es basiert auf dem statistischen Modell von Fong [FO69] und berücksichtigt nur binäre Spaltung. Während der Evaporationsphase wird mit Monte-Carlo-Methoden bestimmt, ob eine Spaltung stattfindet.

Die zur Berechnung notwendigen Kerndaten, wie beispielsweise die energieabhängigen Wirkungsquerschnitte für elastische und inelastische Nukleon-Nukleon-Streuung sowie die entsprechenden Winkelverteilungen, werden dem Programm in Form von Bibliotheken zur Verfügung gestellt. Die darin eingetragenen Werte wurden von verschiedenen Arbeitsgruppen entweder experimentell ermittelt, oder anhand von semiempirischen Überlegungen bestimmt.

In den folgenden Abschnitten wird auf die Besonderheiten der beiden zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten herangezogenen Programme eingegangen. Dabei werden die gegenüber der ursprünglichen Version von HETC unterschiedlichen physikalischen Ansätze erläutert.

Es soll an dieser Stelle darauf hingewiesen werden, daß die Programme teilweise unterschiedliche Kerndaten verwenden. Ein genauer Quellennachweis findet sich entweder in [?] oder in den weiter unten angegebenen Referenzen.

8.1.1 Berechnung von Wirkungsquerschnitten mit HETC

Bei dieser Arbeit wurde zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten diejenige Version von HETC verwendet, bei welcher der Code HETC-KFA-2 der Kernforschungsanstalt Jülich in das HERMES-Programmsystem (High Energy Radiation Monte Carlo Elaborate System) in-

tegiert wurde. Im folgenden wird HETC-KFA-2 zusammen mit dem zur Berechnung der Evaporationsphase verwendeten Code EVAP auch vereinfachend als HETC bezeichnet. Die wichtigsten Änderungen gegenüber der ursprünglichen Version betreffen hauptsächlich diesen zur Berechnung der Evaporationsphase verwendeten Code.

Insbesondere soll die geänderte Berechnung der Niveaudichten herausgestellt werden. Während in der ursprünglichen Version für den Gilbert-Cameron-Cook Niveaudichte-Parameter a ein linearer Zusammenhang mit der Kernmasse angenommen wurde, finden bei der massenabhängigen Bestimmung dieses Parameters in HETC auch Schaleneffekte Berücksichtigung.

Eine genaue Beschreibung aller Modifikationen und Erweiterung findet sich in [CL88].

8.1.2 Berechnung von Wirkungsquerschnitten mit LAHET

Gegenüber der ursprünglichen HETC-Version wurde das zweite zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten verwendete Programm vielfach erweitert und verbessert. Es handelt sich hier um das vom Los Alamos National Laboratory entwickelte LAHET (Los Alamos High Energy Transpot Code). Für eine detaillierte Beschreibung von LAHET sei auf die Originalliteratur verwiesen [PR88a, PR88b, PR89, PR93, PR94, PR97b]. Einige wesentliche Änderungen, die für die Diskussion im Abschnitt 8.2 bedeutsam sind, werden im folgenden dargestellt.

Implementation eines Präequilibrium-Modells

Bei der Implementation eines Präequilibrium-Modells (Multistage Preequilibrium Model, MPM) handelt es sich um die wesentlichste Erweiterung gegenüber dem reinen INC/E-Modell.

Analog zum von Blann [BL71] vorgeschlagenen Hybridmodell der Präequilibriumreaktionen wird der Kern während des Präequilibriums als Fermi-Gas betrachtet.

Zunächst sind im Kern alle Zustände bis zur Fermi-Energie besetzt, das in den Kern eintretende Projektil befindet sich überhalb der Fermi-Kante. Werden im Verlauf der Präequilibriums-Phase durch Stöße weitere Nukleonen auf Energieniveaus oberhalb der Fermi-Kante angeregt, entstehen gleichzeitig unbesetzte Zustände unterhalb der Fermi-Energie. Da sich die Teilchen oberhalb beziehungsweise die Löcher unterhalb der Fermi-Kante hinsichtlich des Energieübertrags auf andere Nukleonen gleich verhalten, werden sie nicht weiter unterschieden und zusammen als *Exitonen* bezeichnet. Der Zustand des Restkernes vor dem Erreichen eines Gleichgewichtszustandes wird durch seine Massen- und Ladungszahl, die Anregungsenergie und seine Exitonenzahl n beschrieben.

Durch Stöße kann sich die Exitonenzahl um $\Delta n = 0$ (kein weiteres Teilchen über die Fermi-kante angeregt), $\Delta n = +2$ (Entstehung eines weiteren Exitons) oder $\Delta n = -2$ (Emission

eines Teilchens ins Kontinuum) verändern.

Bis zum Erreichen einer Gleichgewichts-Konfiguration werden die möglichen Übergänge und die betroffenen Nukleonen anhand von Monte-Carlo-Methoden festgelegt. Dabei werden neben Neutronen und Protonen auch d -, t - und α -Partikel berücksichtigt.

Weil die Bildung weiterer Teilchen-Loch-Paare gegenüber der Emissionen von Nukleonen bevorzugt ist, erreicht das System aufgrund der größer werdenden Exitonenzahl letztlich immer einen Gleichgewichtszustand. An dieser Stelle wird die Verdampfung weiterer Teilchen aus dem entstandenen Compoundkern mittels des Evaporationsmodells berechnet.

Durch die Berücksichtigung einer Präequilibriums-Phase ist es möglich, für niedrige Energien die INC-Phase durch das MPM zu ersetzen, und so den Gültigkeitsbereich des Programmes zu erweitern. Bei höheren Energien kann durch Verwendung des MPM zwischen der Kaskade und der Evaporationsphase eine Verbesserung der Ergebnisse erwartet werden.

Bei der bisherigen Implementation des Modells treten jedoch noch einige Schwierigkeiten auf. So befindet sich der Algorithmus, der zur Berechnung der Anfangs-Exitonenzahl nach der intranuklearen Kaskade verwendet wird, noch in der Entwicklung [PR94].

Wünschenswert wäre es, eine genaue Bestimmung der Anfangskonfiguration anhand der während der INC an Stößen beteiligten Nukleonen durchzuführen. Bisher wird die Exitonenzahl pauschal aus der Anregungsenergie des nach der Kaskade verbleibenden Restkerns ermittelt.

Als Nachteil bei der Verwendung des MPM ist es anzusehen, daß während des Präequilibriums eine Spaltung des Restkerns nicht in Erwägung gezogen wird.

Verschiedene Optionen zur Bestimmung der Niveaudichte

Der Niveaudichteparameter a kann durch LAHET auf drei verschiedene Weisen bestimmt werden. Neben den ursprünglich von HETC und HETC-KFA-2 genutzten Niveaudichten besteht auch die Möglichkeit, die energieabhängige Beschreibung des Niveaudichte-Parameters nach Ignatyuk [IG75] zu verwenden. Während des Präequilibriums wird dann die Energieabhängigkeit vollständig berücksichtigt, in der Evaporationsphase wird jedoch ein fester Wert angenommen.

Unterschiedliche Behandlung von Protonen und Neutronen hinsichtlich der Cut-Off-Energie

Die Cut-Off-Energie für Neutronen wird zufällig aus dem Energieintervall zwischen Null und der *doppelten* mittleren Bindungsenergie gewählt. Als Cut-Off-Energie für Protonen dient dann das Maximum des Neutronen-Cut-Offs und der Coulombschwelle, welche anhand von Transmissionswahrscheinlichkeiten mittels Monte-Carlo-Methoden bestimmt wird.

8.2 Vergleich der theoretischen Rechnungen mit den experimentellen Ergebnissen

In diesem Abschnitt sollen die mittels der Programme LAHET und HETC berechneten theoretischen Vorhersagen mit den experimentellen Ergebnissen verglichen werden. Dabei wird vorwiegend auf das Targetelement Wolfram eingegangen, das Targetelement Vanadium wird anhand einiger ausgewählter Beispiele diskutiert. Sieht man von den Einflüssen durch Spaltprozesse ab, so treffen die im folgenden geschilderten Beobachtungen für beide Targetelemente gleichermaßen zu.

In einigen Fällen wird es nicht möglich sein, eine eindeutige Erklärung für die Abweichung der theoretischen Vorhersagen von den experimentell bestimmten Werten, beziehungsweise der theoretischen Werte untereinander anzugeben. Dafür müßte zunächst die Abhängigkeit der theoretischen Rechnungen von allen wählbaren Parametern sowie den verwendeten Kerndaten detailliert untersucht werden. Dies war im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht möglich. Die folgenden Ausführungen werden daher eher qualitativer Natur sein. Dennoch können einige generelle Schlüsse gezogen werden, die in einer Zusammenfassung dargelegt werden.

Die in den Abbildungen zur Kennzeichnung der beiden Programme beziehungsweise der verschiedenen Optionen für LAHET verwendeten Bezeichnungen sind in Tabelle 8.1 zusammengefaßt.

Tabelle 8.1: Bezeichnungen für die verschiedenen berechneten Wirkungsquerschnitte

Bezeichnung	Programm	Niveaudichteparameter	MPM
HETC	HETC-KFA-2	$a = a(A)$ [CL88]	Nein
LIGN	LAHET	$a = a(E)$ [IG75]	Nein
LIGNP	LAHET	$a = a(E)$ [IG75]	Ja
LORG	LAHET	$a \propto A$ [BE69]	Nein
LHETC	LAHET	wie HETC-KFA-2	Nein

8.2.1 Vergleich für ausgewählte Anregungsfunktionen

Für die Produktnuklide ${}^7\text{Be}$ und ${}^{22}\text{Na}$ ist von vornherein zu erwarten, daß sowohl HETC als auch LAHET die Anregungsfunktion nicht korrekt beschreiben können, weil beide Programme keine Fragmentationsprozesse berücksichtigen und in der Evaporationsphase keine komplexeren Teilchen als α -Kerne zulassen. Trotzdem erscheint ein Vergleich an dieser Stelle interessant, da anhand der theoretischen Vorhersagen Aussagen darüber gemacht

werden können, in welchem Maße diese Prozesse an der Bildung solcher Restkerne beteiligt sind.

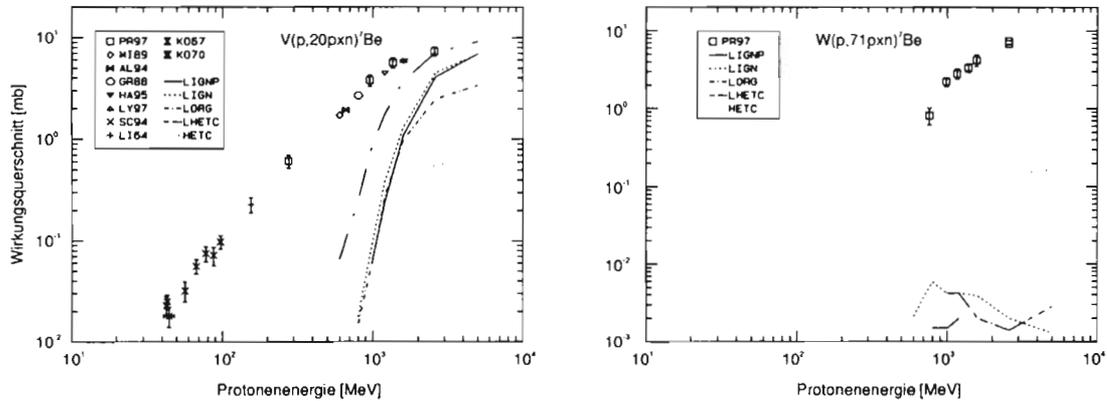


Abbildung 8.1: Anregungsfunktionen für 7Be aus Vanadium und Wolfram

Die Anregungsfunktionen des Produktnuklids 7Be für die Targetelemente Vanadium und Wolfram sind in Abbildung 8.1 dargestellt. Die Schwellenenergie für die Produktion von 7Be bei Emission einzelner Nukleonen beträgt 416 MeV für das Target Vanadium, beziehungsweise 1492 MeV für Wolfram. Unterhalb dieser Schwelle sagen die Programme dementsprechend keine nennenswerte Produktion von 7Be voraus.

Bei der Produktion von 7Be aus Vanadium wird die Schwellenenergie lediglich bei der Niveaudichteberechnung nach der ursprünglichen HETC-Version richtig berechnet, für alle anderen Niveaudichten und durch HETC wird sie zu hoch bestimmt.

Mit zunehmender Energie nähern sich die theoretischen Vorhersagen den experimentellen Befunden an, für Energien über 2 GeV haben sie immerhin die gleiche Größenordnung erreicht. Dies ist ein Hinweis darauf, daß ab 1 GeV auch Spallationsreaktionen einen wachsenden Einfluß erhalten.

Die Berechnung mittels der eigentlich unphysikalischen Annahme eines linear mit der Kernmasse wachsenden Niveaudichte-Parameters liefert für das Produktnuklid 7Be die besten Ergebnisse. Hieran wird deutlich, daß sich mehrere während der Rechnung auftretende Fehler bei bestimmten Energien oder Produktnukliden gegenseitig teilweise aufheben können.

Für das Targetelement Wolfram sagen die Modelle selbst für 5 GeV noch keine Wirkungsquerschnitte voraus, die nur annähernd die Größenordnung der tatsächlich beobachteten Werte erreichen. Offensichtlich ist hier aufgrund des erheblich größeren Abstandes zum Target auch bei Energien oberhalb der Schwelle noch keine nennenswerte Produktion durch Spallationsprozesse zu erwarten.

Zwar werden für das Target Wolfram durch das Programm HETC deutlich bessere Ergebnisse erzielt, diese Beobachtung wird jedoch aufgrund systematischer Überschätzung der Werte bei allen anderen targetfernen Restkernen relativiert. Überhaupt ist es für Wolf-

8. Modellrechnungen zur Bestimmung von Anregungsfunktionen

ram auch bei hohen Energien eher fragwürdig, ob ${}^7\text{Be}$ zu einem bedeutenden Anteil durch Spallationsprozesse gebildet wird. Der Einfluß von Fragmentation erscheint hier wahrscheinlicher.

Betrachtet man das Produktnuklid ${}^{22}\text{Na}$ (Abbildung 8.2), so ergibt sich für das Targetelement Vanadium beim Vergleich der theoretischen mit den experimentellen Daten bereits eine zutreffendere Beschreibung der Anregungsfunktion. Die Schwellenenergie von 277 MeV wird durch die Programme besser reproduziert, der Anstieg der Anregungsfunktion erscheint jedoch etwas zu steil. LAHET sagt auch das tatsächlich beobachtete Plateau voraus, wobei dessen Lage jedoch um einen Faktor zwei zu hoch bestimmt wird.

Die Berechnungen mit der Jülicher Niveaudichte liefern sowohl für HETC als auch für LAHET ein Maximum in der Anregungsfunktion, was jedoch nicht durch die experimentellen Daten bestätigt werden kann.

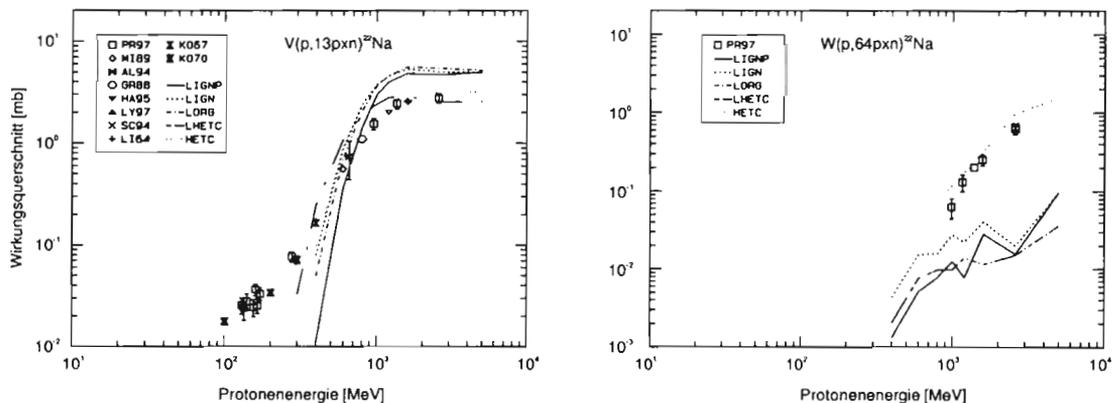


Abbildung 8.2: Anregungsfunktionen für ${}^{22}\text{Na}$ aus Vanadium und Wolfram

Für das Targetelement Wolfram liefern die von Spallation ausgehenden Programme auch für das Produktnuklid ${}^{22}\text{Na}$ noch keine akzeptablen Ergebnisse. Bei einem GeV liegen die berechneten Werte bis zu einem Faktor acht unter den experimentell bestimmten. Die Abweichung vergrößert sich bei höheren Energien noch weiter und beträgt bei 2,6 GeV fast eine Größenordnung. Dies kann als Indiz dafür gewertet werden, daß die Bildung von ${}^{22}\text{Na}$ für dieses Target hauptsächlich durch Fragmentation bestimmt wird.

Dagegen beschreibt HETC den Verlauf der Anregungsfunktion besser, es überschätzt die experimentellen Ergebnisse sogar. Daraus würde folgen, daß Fragmentationsprozesse nahezu keine Rolle für die Produktion dieses Nuklids spielen, was aber auch angesichts der Vorhersagen durch LAHET eher fragwürdig erscheint.

Interessant gestaltet sich der Vergleich der theoretischen Vorhersagen mit den experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitten der Cobalt-Isotope ${}^{56}\text{Co}$ und ${}^{60}\text{Co}$ (Abbildung 8.3). Der experimentell ermittelte Verlauf der Anregungsfunktion für das Produktnuklid ${}^{60}\text{Co}$ wird durch die Vorhersagen von LAHET prinzipiell bestätigt. Offenbar sagen auch die Modellrechnungen eine Produktion durch Spaltung unterhalb der Schwellenenergie von 940 MeV voraus. Dies führt sogar dazu, daß die berechneten Anregungsfunktionen ein ausgeprägtes

Maximum aufweisen, während bei den experimentellen Daten lediglich ein Wendepunkt zu beobachten ist. Bei der Verwendung des Präequilibriummodelles liegen die theoretischen Werte deutlich unter denen der anderen Berechnungsarten. Hier kommt zum Tragen, daß während der Präequilibriumphase keine Spaltung berücksichtigt wird.

Auch HETC berechnet unterhalb der Schwellenenergie noch Wirkungsquerschnitte, die mit den experimentellen Werten vergleichbar sind. Allerdings wird die Produktion für hohe Energien um bis zu einem Faktor vier überschätzt.

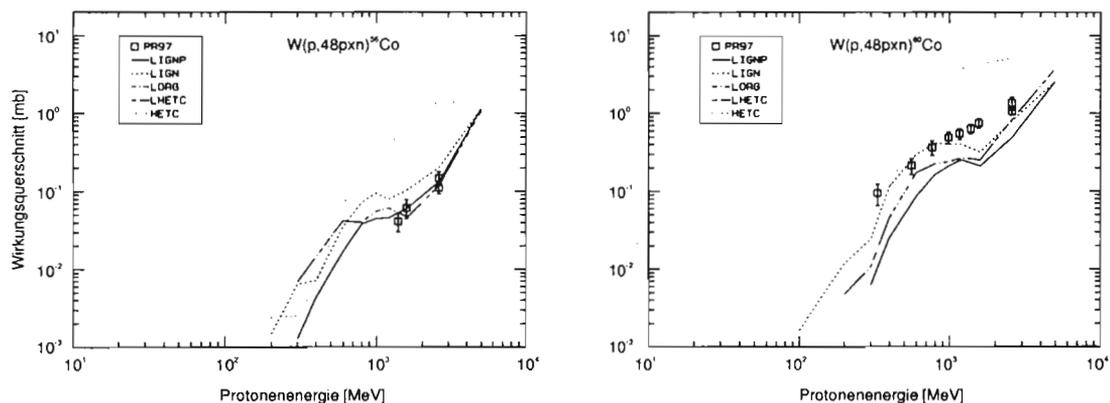


Abbildung 8.3: Anregungsfunktionen für ^{56}Co und ^{60}Co aus Wolfram

Die Voraussagen der Programme können als Hinweis dafür gewertet werden, daß es sich bei dem experimentell nachgewiesenen ^{60}Co tatsächlich um Spaltprodukte handelt. Andererseits sagen die Modelle sogar noch für ^{56}Co einen ähnlichen Verlauf der Anregungsfunktion voraus. Unterhalb der Schwellenenergie von 978 MeV liegen die berechneten Wirkungsquerschnitte noch in der Größenordnung von 0,1 mb. Da ^{56}Co nur oberhalb von 1388 MeV nachgewiesen werden konnte, stellt sich die Frage, inwiefern das von den Programmen verwendete Spaltmodell überhaupt in der Lage ist, akzeptable Vorhersagen zu machen. Ob ^{60}Co auch durch Verunreinigungen des Targetmaterials produziert worden sein könnte, läßt sich somit auch nicht anhand der theoretischen Berechnungen klären (vergleiche Kapitel 7.3).

Ähnlich wie auch bei den anderen targetfernen Nukliden ($A < 60$) liegen die von HETC für hohe Energien prognostizierten Werte zu hoch. Hier betragen die Abweichungen sogar fast eine Größenordnung.

Für die Rubidium-Isotope ^{83}Rb und ^{84}Rb (Abbildung 8.4) werden die Wirkungsquerschnitte bei Energien unterhalb von 300 MeV durch alle Modelle unterschätzt. Hier liefern die Berechnungen mit der Niveaudichte nach Ignatyuk die besten Energieergebnisse. Wie auch schon für die Cobalt-Isotope nimmt bei Berücksichtigung der Präequilibriumphase die Qualität der Vorhersagen in diesem Energiebereich ab. Die Vernachlässigung von Fragmentationsprozessen führt bei Restkernen in diesem Massenbereich möglicherweise dazu, daß für hohe Energien die Wirkungsquerschnitte überschätzt werden.

8. Modellrechnungen zur Bestimmung von Anregungsfunktionen

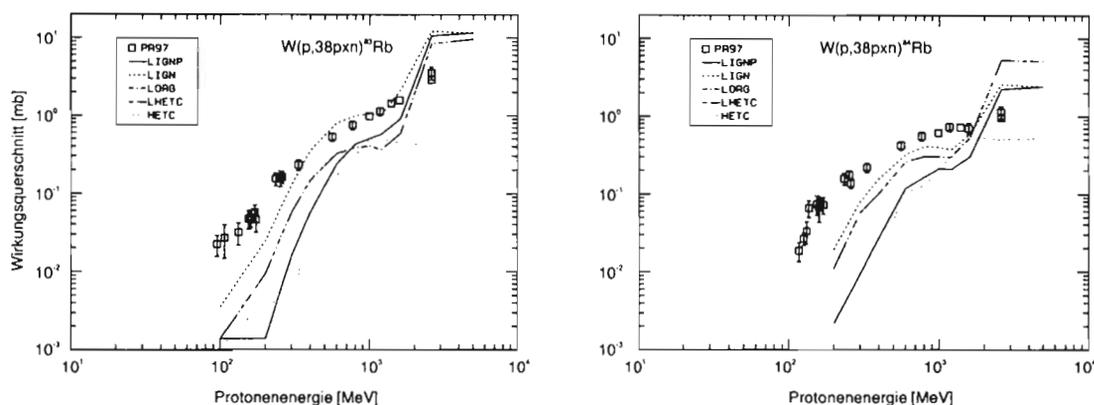


Abbildung 8.4: Anregungsfunktionen für ^{83}Rb und ^{84}Rb aus Wolfram

Beim Vergleich der Vorhersagen von HETC für diese beiden Nuklide fällt zunächst auf, daß hier auch für Energien über einem GeV die experimentellen Daten unterschätzt werden. Bei ^{83}Rb liegen die experimentellen Werte um eine Größenordnung, bei ^{84}Rb um einen Faktor vier höher. Auch der Verlauf der Anregungsfunktion wird nur sehr unbefriedigend beschrieben.

Bedenkt man, daß die Wirkungsquerschnitte von ^{83}Rb kumulativ sind und vom Programm auch bei einer falschen Verteilung der Restkerne auf der Isobaren noch richtig wiedergegeben werden, ist das quantitativ bessere Ergebnis für die unabhängigen Werte von ^{84}Rb recht erstaunlich. Zusätzlich widerspricht dieses Verhalten der bisher gemachten Beobachtung, daß HETC die Wahrscheinlichkeit Neutronen zu emittieren zumeist überschätzt (vergleiche zum Beispiel [GL93, BU97]).

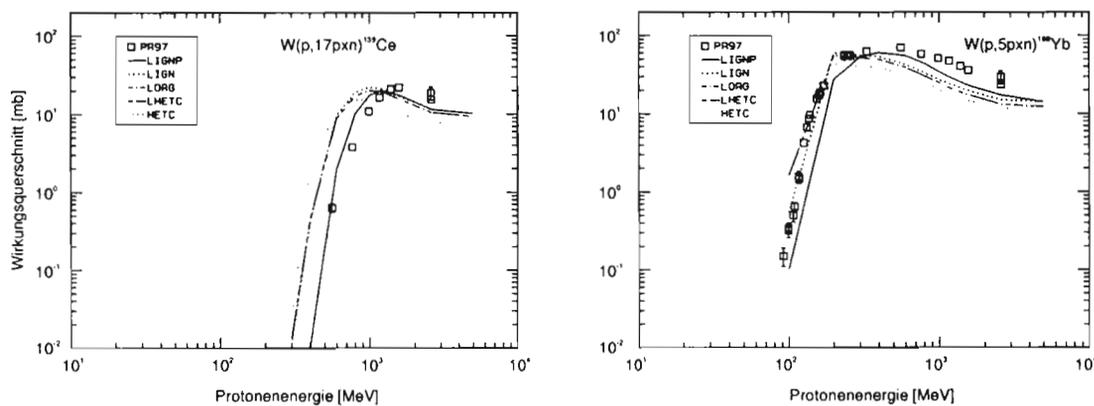


Abbildung 8.5: Anregungsfunktionen für ^{139}Ce und ^{169}Yb aus Wolfram

Der Verlauf der Anregungsfunktion wird für Spallationsprodukte mit Massenzahlen $127 \leq A \leq 180$ generell besser beschrieben als für targetfernere Produktnuklide. Auch treten hier in den meisten Fällen für die unterschiedlichen Niveaudichten keine großen Abweichungen auf. Für einige Produktnuklide weichen die Vorhersagen von HETC jedoch stark vom Verlauf der experimentellen und von LAHET berechneten Werte ab.

Das in diesem Massenbereich auftretende Maximum der Anregungsfunktionen ist gegenüber den experimentellen Befunden systematisch zu niedrigeren Energien verschoben. Dieser Effekt verstärkt sich mit zunehmendem Abstand des Restkernes zum Target. Die Ursache hierfür liegt vermutlich darin, daß dem Restkern nach der intranuklearen Kaskade noch zu viel Energie für die Evaporationsphase verbleibt.

Eine bessere Beschreibung der Anregungsfunktion sowohl hinsichtlich der Lage des beobachteten Maximums als auch bezüglich der Schwellenenergie wird dann erreicht, wenn LAHET zusätzlich eine Präequilibriums-Phase berücksichtigt.

Dieses Verhalten ist anhand der in Abbildung 8.5 dargestellten Anregungsfunktionen der Produktnuclide ^{139}Ce und ^{169}Yb zu erkennen.

Auch für die targetnahen Produktnuclide mit Massenzahlen $A > 180$ stimmt der von den Programmen vorhergesagte Verlauf der Anregungsfunktionen zumeist gut mit den experimentell bestimmten Werten überein. Hier ist jedoch zu beobachten, daß die Berücksichtigung einer Präequilibriumsphase oftmals zu einer Erhöhung der Wirkungsquerschnitte führt. Als Beispiele sind in Abbildung 8.6 die Anregungsfunktionen von ^{178}W und ^{183}Re dargestellt.

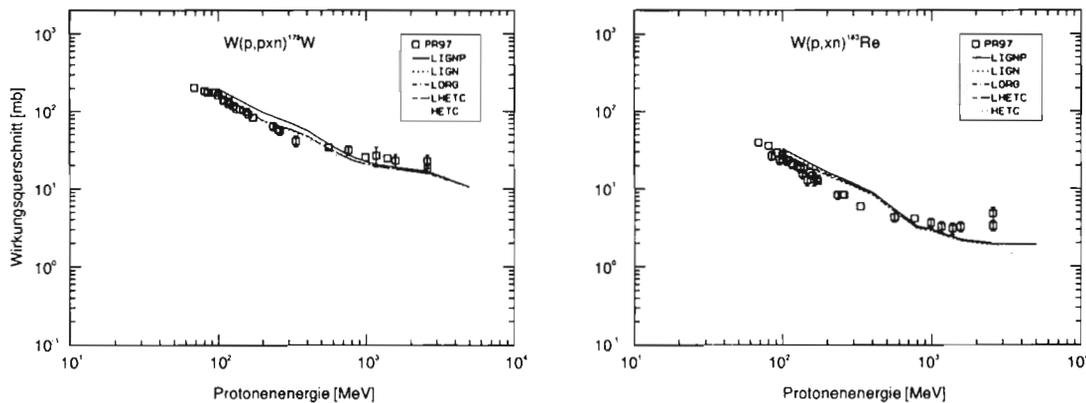


Abbildung 8.6: Anregungsfunktionen für ^{178}W und ^{183}Re aus Wolfram

Der Verlauf der Anregungsfunktionen wird in beiden Fällen gut wiedergegeben. Lediglich der für das Radionuklid ^{183}Re vorhergesagte Wendepunkt kann nicht durch die experimentellen Daten bestätigt werden. Die bereits in Kapitel ?? angestellte Vermutung, daß die Produktion von ^{183}Re bei hohen Energien merklich durch den Einfluß sekundärer Teilchen beeinflusst sein könnte, läßt sich anhand der theoretischen Berechnungen nicht eindeutig bestätigen. Zwar wäre ein durch die letzten beiden Datenpunkte angedeuteter Anstieg der Wirkungsquerschnitte physikalisch nicht sinnvoll, andererseits werden aber die von den Programmen für hohe Energien berechneten Wirkungsquerschnitte auch für viele anderen targetnahen Produktnuclide unterschätzt. Eine bessere Abschätzung wäre möglich, wenn auch Wirkungsquerschnitte für niedrigere Energien vorlägen. Die durch ein neueres beziehungsweise ein geplantes Bestrahlungsexperiment am Paul Scherrer Institut, Villigen/Scheiz künftig zur Verfügung stehen Daten könnten hier Klarheit verschaffen.

8.2.2 Übersichtsvergleich für das Targetelement Wolfram

Um einen Überblick über die Abweichungen zwischen berechneten und experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitten zu bekommen, ist in Abbildung 8.7 das Verhältnis von theoretischen zu experimentellen Werten für die Energiepunkte 559 und 2588 MeV über der Massenzahl der Produktnuklide aufgetragen. Berücksichtigt wurden dabei die Ergebnisse von LAHET für die Niveaudichte nach Ignatyuk mit und ohne Präequilibrium sowie die Berechnungen mit HETC.

Es soll zunächst der Energiepunkt $E_P = 559$ MeV diskutiert werden. Betrachtet man die Ergebnisse von LAHET, so fällt auf, daß für die Spallationsprodukte im targetnahen Bereich zunächst höhere Wirkungsquerschnitte vorhersagt werden. Bis zur Massenzahl $A \approx 170$ fällt das Verhältnis dann ab, und die berechneten Werte liegen schließlich unter den experimentell bestimmten. In diesem Massenbereich stimmen die Vorhersagen bis auf einen Faktor (beziehungsweise Divisor) zwei mit den experimentell bestimmten Werten überein.

Die Produktion targetfernerer Nuklide ($A \leq 160$) wird mit abnehmender Massenzahl der Restkerne durch das Programm zunehmend überschätzt. Für $A \approx 140$ liegen die berechneten Wirkungsquerschnitte schließlich um einen Faktor elf zu hoch.

Dieses Verhalten kann dadurch erklärt werden, daß LAHET die Anregungsenergie, die dem Compoundkern nach der INC verbleibt, zu hoch bestimmt. Dadurch werden während der Evaporationsphase zu viele Nukleonen emittiert.

Die schlechtere Übereinstimmung für die unabhängigen Wirkungsquerschnitte läßt sich auf ein von LAHET falsch bestimmten Verhältnis von emittierten Neutronen und Protonen zurückführen.

Betrachtet man die durch Spaltung erzeugten Produktnuklide im Massenbereich $60 > A > 100$, so werden die unabhängigen Wirkungsquerschnitte von LAHET gut reproduziert. Dabei wird jedoch die Produktion von leichten Spaltnukliden überschätzt, die Wirkungsquerschnitte schwererer Spaltnuklide werden hingegen unterschätzt. Die kumulativen Wirkungsquerschnitte werden in diesem Massenbereich stets zu hoch berechnet, was vermutlich darauf zurückzuführen ist, daß LAHET auch noch die Produktion von Spaltnukliden vorhersagt, die zu weit vom Tal der Stabilität entfernt liegen.

Für diesen Energiepunkt führt die Berücksichtigung einer Präequilibriums-Phase zu einer deutlichen Verbesserung der für Spallationsprodukte berechneten Wirkungsquerschnitte. Auch bei Massenzahlen $A \approx 145$ sind die theoretischen Wirkungsquerschnitte gegenüber den experimentellen Werten maximal um einen Faktor vier erhöht. Die aus dieser Systematik fallenden unabhängigen Werte lassen vermuten, daß auch das MPM das Verhältnis von emittierten Neutronen und Protonen falsch bestimmt.

Anhand der jetzt für alle Spaltnuklide unterschätzten Wirkungsquerschnitte wird deutlich, daß Spaltprozesse während der Präequilibriums-Phase nicht vernachlässigt werden dürfen.

Die Abweichungen der von HETC berechneten Wirkungsquerschnitte gegenüber den experimentell bestimmten Werten scheint weniger systematisch zu sein. Zwar lassen sich einige der für LAHET beschriebenen Tendenzen auch hier erkennen, die zusätzliche Streuung der Werte ist aber erheblich größer. Besonders auffällig sind die besonders großen Abweichungen für einige unabhängigen Wirkungsquerschnitte. Offenbar wird das tatsächliche Verhältnis zwischen abgegebenen Neutronen und Protonen von HETC noch schlechter wiedergegeben. Die größte relative Abweichung zwischen theoretischen und experimentellen Werten ist mit einem Faktor 30 deutlich größer als die schlechtesten von LAHET erzielten Ergebnisse.

Bei der Protonenenergie 2588 MeV werden die Wirkungsquerschnitte für Produktnuklide mit Massenzahlen $A > 125$ von LAHET systematisch unterschätzt. Die experimentellen Wirkungsquerschnitte liegen hier etwa doppelt so hoch wie die berechneten Werte. Für Massenzahlen $60 < A < 110$ kommt es dann zu einer Überschätzung der Wirkungsquerschnitte um bis zu einem Faktor vier. Für noch targetfernere Produktnuklide liegen die berechneten Werte dann wieder zu niedrig.

Die Verwendung des MPM verbessert die erzielten Ergebnisse bei dieser Energie nur unwesentlich. Daher sind die beobachteten Tendenzen eher auf die Vernachlässigung von Fragmentations-Prozessen zurückzuführen. Obwohl diese Prozesse keine Berücksichtigung finden, werden die Wirkungsquerschnitte für Massenzahlen $A > 60$ lediglich um einen Faktor drei über- beziehungsweise unterschätzt. Diesbezüglich ist die Qualität der Vorhersagen also mit denen für die Protonenenergie 559 MeV zu vergleichen.

Ein anderes Bild ergibt sich bei der selben Protonenenergie für die von HETC durchgeführten Rechnungen. Hier werden die Wirkungsquerschnitte im Massenbereich $A > 80$ systematisch und teilweise um eine Größenordnung unterschätzt. Allein für einige unabhängige Wirkungsquerschnitte liegen die Werte bis zu einem Faktor vier über den experimentellen Ergebnissen.

Schon für nur wenig kleinere Massenzahlen kommt es dann zu einer Überschätzung der experimentellen Werte um bis zu eine Größenordnung. Lediglich bei Produktnukliden mit $A < 20$ sind die berechneten Wirkungsquerschnitte wieder zu niedrig. Dieses Verhalten zeigt noch deutlicher als die Ergebnisse für $E_P = 559$ MeV, daß HETC nicht in der Lage ist, das Verhältnis von emittierten Neutronen und Protonen richtig zu bestimmen. Die extremen Unterschiede für Nuklide mit nur wenig voneinander verschiedenen Massenzahlen um $A \approx 80$ lassen sich nicht eindeutig einer bestimmten Ursache zuordnen. Hinsichtlich der im Vergleich zu LAHET starken Streuung des Verhältnisses zwischen berechneten und experimentellen Werten liegt jedoch die Vermutung nahe, daß auch die Verwendung von aus heutiger Sicht veralteten Eingangsdaten einen gewissen Beitrag leistet.

8. Modellrechnungen zur Bestimmung von Anregungsfunktionen

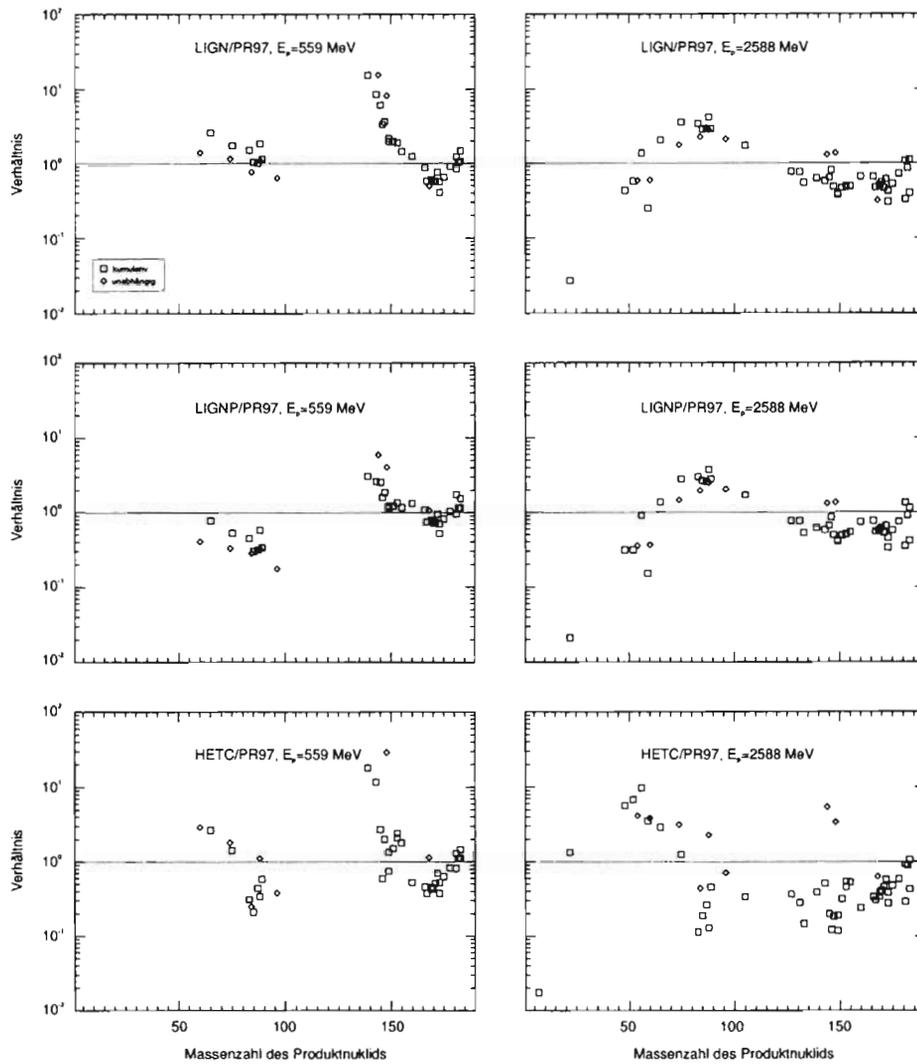


Abbildung 8.7: Verhältnis von berechneten zu experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitten für verschiedene Energien

8.2.3 Zusammenfassung

Durch LAHET werden die besten Ergebnisse bei der Verwendung des energieabhängigen Niveaudichte-Parameters nach Ignatyuk erzielt. Weil zudem diese Berechnungsart auch standardmäßig von LAHET verwendet wird, werden im folgenden die anderen Berechnungsarten nicht mehr betrachtet.

Sowohl LAHET auch als HETC geben den Verlauf der Anregungsfunktionen für viele Nuklide gut wieder. Dabei wird mit zunehmendem Abstand der Produktnuklide zum Target die Qualität der Vorhersagen schlechter. Während im Vergleich mit den experimentell bestimmten Daten bei den durch LAHET beschriebenen Anregungsfunktionen klare Tendenzen zu erkennen sind, treten bei HETC bisweilen unvorhersehbare Unregelmäßigkeiten auf, die sich nicht immer allein anhand der in das Programm eingehenden Modellvorstellungen erklären lassen.

Die Programme versagen erwartungsgemäß bei der Berechnung von Wirkungsquerschnitten solcher Nuklide, die hauptsächlich durch Evaporation von komplexen Teichen oder Fragmentationsprozesse gebildet werden.

Obwohl beide Programme die Spaltung von schweren Kernen anhand des RAL-Spaltmodells berücksichtigen, sind auch noch bei diesen Nukliden im entsprechenden Energiebereich teilweise erhebliche Abweichungen mit dem experimentell ermittelten Verlauf der Anregungsfunktion zu beobachten.

Für die targetnäheren Produktnuklide, die im wesentlichen durch Spallation gebildet werden, sind beide Programme besser in der Lage, den experimentellen Befunden entsprechende Vorhersagen zu machen. Auch bei diesen Nukliden erscheinen die von LAHET berechneten Anregungsfunktionen als zuverlässiger. Insbesondere bewirkt hier die Verwendung des Präequilibrium-Modells eine qualitativ und quantitativ bessere Beschreibung des tatsächlich ermittelten Verlaufs der Anregungsfunktion.

Beide Programme haben Schwierigkeiten, das Verhältnis von emittierten Protonen und Neutronen richtig zu bestimmen. Dies macht sich dadurch bemerkbar, daß unabhängige Wirkungsquerschnitte deutlich aus den für die kumulativen Daten beobachteten Systematiken herausfallen können. Diese Abweichungen treten bei den durch HETC berechneten Werten weitaus deutlicher zutage. Offensichtlich hat bei LAHET die unterschiedliche Behandlung von Neutronen und Protonen hinsichtlich der Cut-Off-Energie diesbezüglich eine Verbesserung bewirkt.

Sieht man von den Produktnukliden ${}^7\text{Be}$ und ${}^{22}\text{Na}$ ab, so weichen die für das Targetelement Wolfram von LAHET prognostizierten Wirkungsquerschnitte bei den beiden betrachteten Energiepunkten 559 MeV und 2588 MeV um weniger als eine Größenordnung von den experimentellen Werten ab. Zwei Ausnahmen betreffen hier lediglich die Berechnungen ohne Verwendung des MPM. Die meisten berechneten Werte stimmen auch noch bis auf

einen Faktor fünf mit den experimentellen Daten überein.

Auch für HETC stimmen die theoretischen Vorhersagen zumeist bis auf eine Größenordnung mit den experimentellen Werten überein. Es treten jedoch für weitaus mehr Produktnuklide Abweichungen bis zu einem Faktor fünf auf.

Insgesamt läßt sich feststellen, daß sich LAHET besser als HETC zur Vorhersage von Wirkungsquerschnitten eignet. Dabei macht es sich neben den in LAHET implementierten Verbesserungen beziehungsweise Erweiterungen des INC/E-Modells offensichtlich auch bemerkbar, daß zum Teil neuere Eingangsdaten Verwendung finden. Eine vorherige Abschätzung von gegenüber den experimentellen Daten auftretenden Abweichungen ist bei den von LAHET berechneten Werten aufgrund der eindeutigen Systematiken besser möglich.

Trotzdem wären auch bei LAHET noch einige Erweiterungen wünschenswert. So sollte das verwendete Spaltmodell hinsichtlich seiner Modellannahmen überprüft werden. Eine verbesserte Implementantation des Präequilibrium-Modells würde sicherlich die Qualität der Ergebnisse weiter steigern. Hier müßte neben einer Berücksichtigung von Spaltprozessen schon während des Präequilibriums ein besserer Algorithmus zur Bestimmung der Anfangs-Exitonenzahl Verwendung finden. Die von LAHET verwendeten unterschiedlichen Methoden zur Behandlung von Protonen und Neutronen scheinen ein Schritt in die richtige Richtung zu sein, eine Weiterentwicklung wäre aber auch hier wünschenswert. Schließlich würde die Einbeziehung von Fragmentationsprozessen sowie der Emission komplexer Teilchen das dem Programm zugrundeliegende physikalische Modell vervollständigen.

9. Zusammenfassung

Am Laboratoire National Saturne (LNS) in Saclay, Frankreich und am Svedberg Laboratory (TSL) in Uppsala, Schweden wurden 19 Dünntarget-Bestrahlungsexperimente unter Verwendung der Stacked-Foil-Technique durchgeführt. Dabei wurden verschiedenen Targetelemente mit Protonen bestrahlt, deren Einschußenergie zwischen 130 und 2600 MeV lag.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden 33 aktivierte Proben des in natürlicher Isotopenzusammensetzung vorliegenden Targetelementes Wolfram, sowie 27 entsprechende Proben des Targetelementes Vanadium mittels γ -spektroskopischer Methoden untersucht.

Für das Targetelement Wolfram wurden aus den 401 am ZSR durchgeführten γ -spektroskopischen Messungen circa 950 Wirkungsquerschnitte für 61 Produktnuklide bestimmt.

Entsprechend wurden für das Targetelement Vanadium aus 203 Messungen 300 Wirkungsquerschnitte für 15 Produktnuklide ermittelt.

Zusätzlich wurde für die Experimente UPPS0H, UPPS0L und UPPS0M mit Primärenergien von 137 und 177 MeV die Flußdichte der primären Protonen anhand der Monitorreaktion $^{27}\text{Al}(p,3p3n)^{22}\text{Na}$ aus insgesamt 157 Aluminium-Catcherfolien bestimmt.

Durch die für das Targetelement Vanadium ermittelten Wirkungsquerschnitte konnten die Daten aus früheren Arbeiten unserer Gruppe größtenteils bestätigt werden. Darüberhinaus wurden einige noch bestehende Lücken in den Anregungsfunktionen geschlossen, für das Produktnuklid ^{44}Ti konnte hier erstmalig der Verlauf der Anregungsfunktion bestimmt werden.

Im Falle des Targetelementes Wolfram lagen bisher nur sehr wenige Daten vor. Für viele Produktnuklide konnten erstmals Wirkungsquerschnitte angegeben werden. Oftmals konnten Werte von der Schwellenenergie bis hin zu 2,6 GeV ermittelt werden, dabei ergab sich in fast allen Fällen ein konsistenter Verlauf der Anregungsfunktion.

Eine Sekundärteilchenkorrektur wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt. Ein

merklicher Einfluß von sekundären Teilchen konnte jedoch nur für einige targetnahe Produktnuclide nicht ausgeschlossen werden.

Die experimentell ermittelten Wirkungsquerschnitte wurden mit Modellrechnungen verglichen. Dabei wurden die auf dem Intra-Nuclear-Cascade/Evaporation-Modell basierenden Programme HETC und LAHET verwendet.

Dabei konnte festgestellt werden, daß die Abweichungen der vorhergesagten Wirkungsquerschnitte von den experimentellen Werten teilweise um bis zu eine Größenordnung betragen. Für die meisten Produktnuclide stimmten die berechneten mit den experimentellen Werten bis auf einen Faktor fünf überein. Generell werden mit LAHET bessere Ergebnisse erzielt als mit HETC. Dies gilt sowohl hinsichtlich des Verlauf der Anregungsfunktionen als auch bezüglich der beobachteten Abweichungen. Durch Verwendung des in LAHET implementierten Präequilibrium-Modells kann die Qualität der für Spallationsprodukte berechneten Werte weiter verbessert werden. Auch die Modellrechnungen von LAHET bieten jedoch noch keine Alternative zur experimentellen Bestimmung von Wirkungsquerschnitten.

Im Verlauf der Arbeit hat sich gezeigt, daß die Produktion von schweren Fragmenten insbesondere hinsichtlich der Abhängigkeit von der Projektilenergie und der Massenzahl des Targets bisher nicht ausreichend durch die Modelle beschrieben wird.

Eine Analyse der für die Erzeugung schwerer Fragmente verantwortlichen Kernreaktionen – wie Fragmentations- und Spaltprozesse – stellt einen interessanten Punkt für weitere Untersuchungen dar.

Literaturverzeichnis

- [AN77] H. H. Andersen and J. F. Ziegler, *Hydrogen Stopping Powers and Ranges in All Elements*, Pergamon Press, New York (1977)
- [AS85] M. Asano, S. Mori, M. Noguchi, M. Sakano, K. Katoh and K. Kondo, *Spallation and fission yields in the interactions of tantalum, tungsten and gold with 500 mev protons*, (1985)
- [AS88] M. Asano, S. Mori, H. Kariya, M. Okano and M. Sakano, *Spallation of tantalum, tungsten and gold by 12 gev protons*, (1988)
- [BE30] H. Bethe, Ann. Phys. (Leipzig) **5** (1930) 325
- [BE63] H. W. Bertini, *Monte carlo calculations on intranuclear cascades* (1963)
- [BL71] M. Blann, *Hybrid modell for pre-equilibrium decay in nuclear reactions*, Phys. Ref. Lett. **27** (1971) 337
- [BO15] N. Bohr, Phil. Mag. **30** (1915) 581
- [BO92] O. Boslau, *Halbleiterdetektoren für die röntgen- und gammastrahlenspektroskopie*, (1992)
- [BO93] R. Bodemann, Dissertation, Universität Hannover (1993)
- [BO95] L. Bornschein, Diplomarbeit, Universität Hannover (1995)
- [BU94] H. Busemann, Diplomarbeit, Universität Hannover (1994)
- [BU97] A. Busse, Diplomarbeit, Universität Hannover (1997)
- [CL88] P. e. a. Cloth, *Hermes - a monte carlo program system for beam-materials interaction studies*, (1988)
- [DU96] C. L. Dunford, *PCNUDAT-Katalog* (1996)
- [FA63] U. Fano, *Penetration of Protons, α -Particles and Mesons*, Ann. Rev. Nucl. Sci. **13** (1963) 1-66
- [FI96] R. B. Firestone, *Table of Isotopes*, 8th edn., John Wiley & Sons, Inc., New York (1996)

- [FO69] P. Fong, *Statistical theory of nuclear fission* (1969)
- [GL93] M. Gloris, Diplomarbeit, Universität Hannover (1993)
- [GL97a] M. Gloris, Dissertation, Universität Hannover (1997)
- [GL97b] M. Gloris, *IDENT-MG, ein Programm zu Identifizierung von γ -Linien, institutsinterner umlauf.*, (1997)
- [GR85] P. W. Gray and A. Ahmad, *Linear classes of geli-detector efficiency functions*, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. **A237** (1985) 577
- [Gr88] Grant, P. M. and Erdal, B. R. and Whipple, R. E. and Obrien, H. A., *Medium-energy spallation cross sections-3. vanadium irradiation with 800 mev protons*, Radiat. Isot. 39 (1988) 501
- [HO95] A. Howering, Diplomarbeit, Universität Hannover (1995)
- [HS95] S. Hsaase, Diplomarbeit, Universität Hannover (1995)
- [IG75] A. V. Ignatyuk, *Collective motion contribution to nuclear level density*, Yadernaya Fizika **20** (1975) 20
- [J.81] T. J. and C. H. Lassus St-Genies, (1981)
- [JA82] J. F. Janni, At. Data and Nucl. Tabl. **27** (1982) 147
- [KR95] A. Krins, Diplomarbeit, Universität Hannover (1995)
- [LE95] I. Leya, *Programmbeschreibung neufam, sigfam und intefkor, institutsinterner umlauf.*, (1995)
- [LE97] I. Leya, Dissertation, Universität Hannover (1997)
- [Lu93] Luepke, M., Dissertation, Universität Hannover (1993)
- [MA69] P. Marmier and E. Sheldon, *Physics of Nuclei and Particles*, Academic Press (1969)
- [MI85] R. Michel and R. Pfeiffer F. Stueck, *Measurement and hybrid model analysis of integral excitation functions for proton-induced reactions on vanadium, manganese and cobalt up to 200 mev*, Nucl. Phys. **A 441** (1985) 617
- [MI89] R. Michel, B. Dittrich, U. Herpers, F. Pfeiffer, T. Schiffmann, P. Cloth, P. Dragovitch and D. Filges, *Proton-induced spallation at 600 mev, proc. 2nd int. conf. on nuclear and radoichemistry, juli 1988, brighton*, Analyst **114** (1989) 95
- [MI97] R. e. a. Michel, *Cross sections for the production of residual nuclides by low- and medium-energy protons from the target elements c,n,o,mg,al,si,ca,ti,v,mn;fe,co,ni,sr,y,zr,nb,ba and au*, (1997)
- [OH90] S. Ohnimus, Diplomarbeit, Universität Hannover (1990)

-
- [PF95] G. Pfennig, H. Klewe-Nebenius und W. Seelmann-Eggebert, *Karlsruher Nuklidkarte*, 8. Aufl. (1995)
- [PR88a] R. E. Prael, *Approximations for coulomb barrier transmission propability in hetc and related codes*, (1988)
- [PR88b] R. E. Prael and M. Bozoian, *Adaption of a the multisage preequilibrium model for the monte carlo method*, (1988)
- [PR89] R. E. Prael and L. H., *User guide to lcs: The lahet code system*, (1989)
- [PR93] R. E. Prael, *The lahet code system: Introduction, development and benchmarking*, (1993)
- [PR94] R. E. Prael, *A review of physics models in the lahet code*, (1994)
- [PR97a] R. E. Prael and M. B. Chadwick, *Addendum to applications of evaluated nuclear data in the lahet code*, (1997)
- [PR97b] R. E. Prael and M. B. Chadwick, *Applications of evaluated nuclear data in the lahet code*, (1997)
- [RE83] U. Reus and W. Westmeier, *Cataloge of gamma rays from radioactive decay*, At. Data and Nucl. Tabl. **29** (1983)
- [SC76] K. L. Scholz, V. Sodd and J. Blue, *Production of thulium-167 for medical use by irradiation of lutetium, hafnium, tantalum and tungsten with 590 mev protons*, (1976)
- [SE47] R. Serber, *Proton-induced spallation at 600 mev, proc. 2nd int. conf. on nuclear and radoichemistry, juli 1988, brighton*, Phys. Rev. **72** (1947) 1114
- [ST70] E. Storm and H. I. Israel, Nucl. Data Tabl. **A7** (1970)
- [ST90] G. F. Steyn, S. J. Mills, F. M. Nortier, B. R. S. Simpson and B. R. Meyer, Appl. Radiat. Isot. **41** (1990) 315–325
- [WE37] Weisskopf, *Statistics and nuclear reactions*, Phys. Ref. **52** (1937) 295
- [WE86] W. Westmeier, *The fitting of solid state detector spectra*, Nucl. Instr. Meth. **A242** (1986) 437
- [WE94] W. Westmeier, *Programmbeschreibung gamma-w, version 15.03*, (1994)
- [WI66] J. P. Williamson, J. P. Bouyot and J. Picard, Rapport CEA-R **3042** (1966)
- [ZI85] J. F. Ziegler, J. P. Biersack and U. Littmark, *The Stopping and Range of Ions in Solids*, vol. 1 of The Stopping and Range of Ions in Matter, Pergamon Press, New York (1985)

A. Experimentell bestimmte Wirkungsquerschnitte

In diesem Kapitel sind alle experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitte für die Targetelemente Vanadium und Wolfram aufgeführt. Sie sind nach aufsteigender Ordnungszahl des Produktnuklids und der Energie geordnet. Wenn keine anderen Angaben gemacht sind, sind alle Werte kumulativ.

A.1 Targetelement Vanadium

Produkt-nuklid	Energie [MeV]	Wirkungsquerschnitt [mb]	Probe	Bemerkungen
⁷ Be	277 ± 0,58	0,608 ± 0,087	VVSP001	
	954 ± 1,59	3,800 ± 0,476	VVSN082	
	1350 ± 1,58	5,641 ± 0,677	VVSM082	
	2550 ± 1,63	7,338 ± 0,754	VVSR001	
²² Na	129 ± 1,36	0,025 ± 0,005	VVUL452	
	134 ± 1,08	0,024 ± 0,006	VVUH052	
	139 ± 1,28	0,028 ± 0,005	VVUL372	
	154 ± 1,14	0,024 ± 0,005	VVUL252	
	159 ± 1,09	0,036 ± 0,005	VVUL212	
	164 ± 1,04	0,025 ± 0,004	VVUL172	
	171 ± 0,94	0,033 ± 0,005	VVUL092	
	277 ± 0,58	0,077 ± 0,009	VVSP001	
	954 ± 1,59	1,548 ± 0,205	VVSN082	
	1350 ± 1,58	2,429 ± 0,266	VVSM082	
	2550 ± 1,63	2,764 ± 0,296	VVSR001	
²⁴ Na	144 ± 1,23	0,038 ± 0,008	VVUL332	
	149 ± 1,18	0,039 ± 0,009	VVUL292	
	171 ± 0,94	0,046 ± 0,010	VVUL092	
	277 ± 0,58	0,176 ± 0,033	VVSP001	
	954 ± 1,59	3,362 ± 0,355	VVSN082	
	1350 ± 1,58	4,995 ± 0,523	VVSM082	
	2550 ± 1,63	5,354 ± 0,544	VVSR001	

Produkt- nuklid	Energie [MeV]	Wirkungsquer- schnitt [mb]	Probe	Bemerkungen
²⁸ Mg	277 ± 0,58	0,025 ± 0,004	VVSP001	
	954 ± 1,59	0,566 ± 0,064	VVSN082	
	1350 ± 1,58	0,738 ± 0,082	VVSM082	
	2550 ± 1,63	0,725 ± 0,077	VVSR001	
⁴² K	57,8 ± 1,03	0,779 ± 0,103	VVUP292	unabhängig ^b
	71 ± 1,58	2,132 ± 0,251	VVUH662	unabhängig ^b
	75,1 ± 1,55	2,029 ± 0,273	VVUH632	unabhängig ^b
	79,8 ± 0,78	1,725 ± 0,183	VVUP152	unabhängig ^b
	86,2 ± 0,67	1,641 ± 0,183	VVUP102	unabhängig ^b
	86,7 ± 1,47	1,654 ± 0,203	VVUH502	unabhängig ^b
	104 ± 1,35	2,867 ± 0,337	VVUH342	unabhängig ^b
	110 ± 1,30	3,670 ± 0,400	VVUH272	unabhängig ^b
	119 ± 1,23	3,952 ± 0,431	VVUH192	unabhängig ^b
	127 ± 1,15	4,501 ± 0,484	VVUH112	unabhängig ^b
	129 ± 1,36	4,249 ± 0,469	VVUL452	unabhängig ^b
	134 ± 1,08	4,539 ± 0,491	VVUH052	unabhängig ^b
	134 ± 1,32	4,337 ± 0,470	VVUL412	unabhängig ^b
	139 ± 1,28	4,430 ± 0,475	VVUL372	unabhängig ^b
	144 ± 1,23	4,519 ± 0,476	VVUL332	unabhängig ^b
	149 ± 1,18	4,664 ± 0,514	VVUL292	unabhängig ^b
	154 ± 1,14	5,003 ± 0,532	VVUL252	unabhängig ^b
	159 ± 1,09	5,016 ± 0,531	VVUL212	unabhängig ^b
	164 ± 1,04	5,133 ± 0,549	VVUL172	unabhängig ^b
	171 ± 0,94	5,308 ± 0,568	VVUL092	unabhängig ^b
	277 ± 0,58	8,395 ± 0,900	VVSP001	unabhängig ^b
	954 ± 1,59	11,430 ± 1,237	VVSN082	
	1350 ± 1,58	11,490 ± 1,262	VVSM082	
2550 ± 1,63	8,108 ± 0,842	VVSR001		
⁴³ K	45,2 ± 1,15	0,080 ± 0,010	VVUP372	
	51,3 ± 1,11	0,313 ± 0,035	VVUP332	
	57,8 ± 1,03	0,444 ± 0,047	VVUP292	
	71 ± 1,58	0,298 ± 0,036	VVUH662	
	75,1 ± 1,55	0,317 ± 0,036	VVUH632	
	79,8 ± 0,78	0,374 ± 0,039	VVUP152	
	86,2 ± 0,67	0,645 ± 0,072	VVUP102	
	86,7 ± 1,47	0,705 ± 0,076	VVUH502	
	104 ± 1,35	1,390 ± 0,145	VVUH342	
	110 ± 1,3	1,531 ± 0,160	VVUH272	
	119 ± 1,23	1,611 ± 0,167	VVUH192	
	127 ± 1,15	1,723 ± 0,179	VVUH112	
	129 ± 1,36	1,615 ± 0,166	VVUL452	
	134 ± 1,08	1,776 ± 0,184	VVUH052	

A. Experimentell bestimmte Wirkungsquerschnitte

Produkt- nuklid	Energie [MeV]	Wirkungsquer- schnitt [mb]	Probe	Bemerkungen
	134 ± 1,32	1,741 ± 0,179	VVUL412	
	139 ± 1,28	1,797 ± 0,186	VVUL372	
	144 ± 1,23	1,822 ± 0,187	VVUL332	
	149 ± 1,18	1,882 ± 0,192	VVUL292	
	154 ± 1,14	1,949 ± 0,200	VVUL252	
	159 ± 1,09	1,992 ± 0,206	VVUL212	
	164 ± 1,04	2,076 ± 0,212	VVUL172	
	171 ± 0,94	2,125 ± 0,216	VVUL092	
	277 ± 0,58	3,188 ± 0,322	VVSP001	
	954 ± 1,59	5,347 ± 0,559	VVSN082	
	1350 ± 1,58	5,082 ± 0,542	VVSM082	
	2550 ± 1,63	3,872 ± 0,392	VVSR001	
⁴⁷ Ca	79,8 ± 0,78	0,072 ± 0,019	VVUP152	
	86,7 ± 1,47	0,094 ± 0,024	VVUH502	
	104 ± 1,35	0,093 ± 0,016	VVUH342	
	110 ± 1,3	0,100 ± 0,013	VVUH272	
	119 ± 1,23	0,125 ± 0,021	VVUH192	
	127 ± 1,15	0,108 ± 0,017	VVUH112	
	129 ± 1,36	0,127 ± 0,019	VVUL452	
	134 ± 1,08	0,119 ± 0,019	VVUH052	
	134 ± 1,32	0,130 ± 0,015	VVUL412	
	139 ± 1,28	0,144 ± 0,018	VVUL372	
	144 ± 1,23	0,139 ± 0,015	VVUL332	
	149 ± 1,18	0,139 ± 0,019	VVUL292	
	154 ± 1,14	0,156 ± 0,022	VVUL252	
	159 ± 1,09	0,160 ± 0,022	VVUL212	
	164 ± 1,04	0,140 ± 0,019	VVUL172	
	171 ± 0,94	0,187 ± 0,023	VVUL092	
	277 ± 0,58	0,236 ± 0,031	VVSP001	
	954 ± 1,59	0,547 ± 0,069	VVSN082	
	1350 ± 1,58	0,578 ± 0,076	VVSM082	
	2550 ± 1,63	0,464 ± 0,057	VVSR001	
^{44m} Sc	31,6 ± 1,36	0,004 ± 0,001	VVUP422	unabhängig ^b
	51,3 ± 1,11	0,206 ± 0,050	VVUP332	unabhängig ^b
	57,8 ± 1,03	0,783 ± 0,088	VVUP292	unabhängig ^b
	71 ± 1,58	8,267 ± 0,865	VVUH662	unabhängig ^b
	75,1 ± 1,55	9,421 ± 0,975	VVUH632	unabhängig ^b
	79,8 ± 0,78	10,070 ± 1,013	VVUP152	unabhängig ^b
	86,2 ± 0,67	9,524 ± 0,962	VVUP102	unabhängig ^b
	86,7 ± 1,47	9,085 ± 0,941	VVUH502	unabhängig ^b
	104 ± 1,35	7,818 ± 0,810	VVUH342	unabhängig ^b
	110 ± 1,3	8,279 ± 0,856	VVUH272	unabhängig ^b

Produkt- nuklid	Energie [MeV]	Wirkungsquer- schnitt [mb]	Probe	Bemerkungen
	119 ± 1,23	8,575 ± 0,885	VVUH192	unabhängig ^b
	127 ± 1,15	8,806 ± 0,905	VVUH112	unabhängig ^b
	129 ± 1,36	8,661 ± 0,879	VVUL452	unabhängig ^b
	134 ± 1,08	8,871 ± 0,922	VVUH052	unabhängig ^b
	134 ± 1,32	9,159 ± 0,954	VVUL412	unabhängig ^b
	139 ± 1,28	9,022 ± 0,950	VVUL372	unabhängig ^b
	144 ± 1,23	8,839 ± 0,900	VVUL332	unabhängig ^b
	149 ± 1,18	9,114 ± 0,965	VVUL292	unabhängig ^b
	154 ± 1,14	9,099 ± 0,923	VVUL252	unabhängig ^b
	159 ± 1,09	9,101 ± 0,924	VVUL212	unabhängig ^b
	164 ± 1,04	9,555 ± 0,993	VVUL172	unabhängig ^b
	171 ± 0,94	9,835 ± 1,006	VVUL092	unabhängig ^b
	277 ± 0,58	8,866 ± 0,892	VVSP001	unabhängig ^b
	954 ± 1,59	8,191 ± 0,852	VVSN082	unabhängig ^b
	1350 ± 1,58	7,291 ± 0,765	VVSM082	unabhängig ^b
	2550 ± 1,63	5,451 ± 0,552	VVSR001	unabhängig ^b
^{46m+9} Sc	31,6 ± 1,36	1,433 ± 0,161	VVUP422	
	45,2 ± 1,15	30,770 ± 3,182	VVUP372	unabhängig
	51,3 ± 1,11	28,950 ± 3,064	VVUP332	unabhängig
	57,8 ± 1,03	21,300 ± 2,154	VVUP292	unabhängig
	71 ± 1,58	16,770 ± 1,737	VVUH662	unabhängig
	75,1 ± 1,55	17,620 ± 1,824	VVUH632	unabhängig
	79,8 ± 0,78	19,380 ± 1,954	VVUP152	unabhängig
	86,2 ± 0,67	22,030 ± 2,225	VVUP102	unabhängig
	86,7 ± 1,47	22,570 ± 2,332	VVUH502	unabhängig
	104 ± 1,35	24,940 ± 2,575	VVUH342	unabhängig
	110 ± 1,3	25,120 ± 2,590	VVUH272	unabhängig
	119 ± 1,23	24,960 ± 2,575	VVUH192	unabhängig
	127 ± 1,15	25,190 ± 2,593	VVUH112	unabhängig
	129 ± 1,36	24,900 ± 2,523	VVUL452	unabhängig
	134 ± 1,08	24,530 ± 2,524	VVUH052	unabhängig
	134 ± 1,32	23,820 ± 2,415	VVUL412	unabhängig
	139 ± 1,28	24,370 ± 2,469	VVUL372	unabhängig
	144 ± 1,23	24,450 ± 2,487	VVUL332	unabhängig
	149 ± 1,18	24,140 ± 2,443	VVUL292	unabhängig
	154 ± 1,14	24,410 ± 2,478	VVUL252	unabhängig
	159 ± 1,09	24,170 ± 2,444	VVUL212	unabhängig
	164 ± 1,04	24,290 ± 2,461	VVUL172	unabhängig
	171 ± 0,94	24,530 ± 2,485	VVUL092	unabhängig
	277 ± 0,58	22,990 ± 2,310	VVSP001	unabhängig
	954 ± 1,59	24,230 ± 2,487	VVSN082	unabhängig
	1350 ± 1,58	22,320 ± 2,316	VVSM082	unabhängig

A. Experimentell bestimmte Wirkungsquerschnitte

Produkt- nuklid	Energie [MeV]	Wirkungsquer- schnitt [mb]	Probe	Bemerkungen
	2550 ± 1,63	17,450 ± 1,763	VVSR001	unabhängig
⁴⁷ Sc	79,8 ± 0,78	11,3 ± 1,15	VVUP152	unabhängig
	86,7 ± 1,47	12,35 ± 1,28	VVUH502	unabhängig
	104 ± 1,35	12,77 ± 1,32	VVUH342	unabhängig
	110 ± 1,30	13,05 ± 1,35	VVUH272	unabhängig
	119 ± 1,23	13,05 ± 1,34	VVUH192	unabhängig
	127 ± 1,15	13,14 ± 1,36	VVUH112	unabhängig
	129 ± 1,36	13,2 ± 1,34	VVUL452	unabhängig
	134 ± 1,08	12,95 ± 1,33	VVUH052	unabhängig
	134 ± 1,32	12,76 ± 1,3	VVUL412	unabhängig
	139 ± 1,28	12,97 ± 1,32	VVUL372	unabhängig
	144 ± 1,23	13,19 ± 1,34	VVUL332	unabhängig
	149 ± 1,18	13,34 ± 1,35	VVUL292	unabhängig
	154 ± 1,14	13,41 ± 1,36	VVUL252	unabhängig
	159 ± 1,09	13,26 ± 1,35	VVUL212	unabhängig
	164 ± 1,04	13,48 ± 1,37	VVUL172	unabhängig
	171 ± 0,94	13,44 ± 1,36	VVUL092	unabhängig
	277 ± 0,58	14,14 ± 1,42	VVSP001	unabhängig
	954 ± 1,59	17,13 ± 1,77	VVSN082	unabhängig
	1350 ± 1,58	16,23 ± 1,69	VVSM082	unabhängig
	2550 ± 1,63	12,65 ± 1,28	VVSR001	unabhängig
⁴⁸ Sc	45,2 ± 1,15	0,252 ± 0,028	VVUP372	unabhängig
	51,3 ± 1,11	1,096 ± 0,253	VVUP332	unabhängig
	57,8 ± 1,03	1,752 ± 0,179	VVUP292	unabhängig
	71 ± 1,58	2,571 ± 0,270	VVUH662	unabhängig
	75,1 ± 1,55	2,650 ± 0,277	VVUH632	unabhängig
	79,8 ± 0,78	2,603 ± 0,272	VVUP152	unabhängig
	86,2 ± 0,67	2,755 ± 0,286	VVUP102	unabhängig
	86,7 ± 1,47	2,872 ± 0,300	VVUH502	unabhängig
	104 ± 1,35	3,037 ± 0,316	VVUH342	unabhängig
	110 ± 1,3	3,257 ± 0,339	VVUH272	unabhängig
	119 ± 1,23	3,230 ± 0,335	VVUH192	unabhängig
	127 ± 1,15	3,283 ± 0,344	VVUH112	unabhängig
	129 ± 1,36	3,319 ± 0,340	VVUL452	unabhängig
	134 ± 1,08	3,284 ± 0,340	VVUH052	unabhängig
	134 ± 1,32	3,349 ± 0,341	VVUL412	unabhängig
	139 ± 1,28	3,423 ± 0,351	VVUL372	unabhängig
	144 ± 1,23	3,346 ± 0,341	VVUL332	unabhängig
	149 ± 1,18	3,434 ± 0,351	VVUL292	unabhängig
	154 ± 1,14	3,569 ± 0,364	VVUL252	unabhängig
	159 ± 1,09	3,575 ± 0,365	VVUL212	unabhängig
164 ± 1,04	3,587 ± 0,366	VVUL172	unabhängig	

Produkt- nuklid	Energie [MeV]	Wirkungsquer- schnitt [mb]	Probe	Bemerkungen	
	277 ± 0,58	4,188 ± 0,420	VVSP001	unabhängig	
	954 ± 1,59	6,160 ± 0,645	VVSN082	unabhängig	
	1350 ± 1,58	5,951 ± 0,623	VVSM082	unabhängig	
	2550 ± 1,63	4,912 ± 0,500	VVSR001	unabhängig	
⁴⁴ Ti	119 ± 1,23	0,546 ± 0,103	VVUH192		
	129 ± 1,36	0,581 ± 0,072	VVUL452		
	134 ± 1,08	0,667 ± 0,089	VVUH052		
	139 ± 1,28	0,614 ± 0,086	VVUL372		
	154 ± 1,14	0,666 ± 0,090	VVUL252		
	159 ± 1,09	0,627 ± 0,073	VVUL212		
	164 ± 1,04	0,717 ± 0,099	VVUL172		
	171 ± 0,94	0,673 ± 0,083	VVUL092		
	277 ± 0,58	0,613 ± 0,077	VVSP001		unsicher
	1350 ± 1,58	0,450 ± 0,116	VVSM082		
	2550 ± 1,63	0,201 ± 0,059	VVSR001		
⁴⁸ V	31,6 ± 1,36	1,40 ± 0,16	VVUP422	unabhängig	
	45,2 ± 1,15	43,19 ± 4,47	VVUP372	unabhängig	
	51,3 ± 1,11	89,15 ± 9,44	VVUP332	unabhängig	
	57,8 ± 1,03	99,71 ± 10,09	VVUP292	unabhängig	
	71 ± 1,58	69,44 ± 7,19	VVUH662	unabhängig	
	75,1 ± 1,55	63,92 ± 6,61	VVUH632	unabhängig	
	79,8 ± 0,78	58,56 ± 5,90	VVUP152	unabhängig	
	86,2 ± 0,67	52,68 ± 5,31	VVUP102	unabhängig	
	86,7 ± 1,47	53,26 ± 5,50	VVUH502	unabhängig	
	104 ± 1,35	43,83 ± 4,52	VVUH342	unabhängig	
	110 ± 1,30	41,28 ± 4,26	VVUH272	unabhängig	
	119 ± 1,23	39,00 ± 4,02	VVUH192	unabhängig	
	127 ± 1,15	36,31 ± 3,74	VVUH112	unabhängig	
	129 ± 1,36	34,88 ± 3,53	VVUL452	unabhängig	
	134 ± 1,08	34,41 ± 3,54	VVUH052	unabhängig	
	134 ± 1,32	32,84 ± 3,33	VVUL412	unabhängig	
	139 ± 1,28	32,65 ± 3,31	VVUL372	unabhängig	
	144 ± 1,23	32,12 ± 3,26	VVUL332	unabhängig	
	149 ± 1,18	30,76 ± 3,12	VVUL292	unabhängig	
	154 ± 1,14	31,07 ± 3,15	VVUL252	unabhängig	
	159 ± 1,09	29,19 ± 2,96	VVUL212	unabhängig	
	164 ± 1,04	29,65 ± 3,00	VVUL172	unabhängig	
	171 ± 0,94	28,48 ± 2,88	VVUL092	unabhängig	
	277 ± 0,58	19,45 ± 1,95	VVSP001	unabhängig	
	954 ± 1,59	12,13 ± 1,25	VVSN082	unabhängig	
	1350 ± 1,58	11,14 ± 1,16	VVSM082	unabhängig	
	2550 ± 1,63	9,01 ± 0,91	VVSR001	unabhängig	

A. Experimentell bestimmte Wirkungsquerschnitte

Produkt- nuklid	Energie [MeV]	Wirkungsquer- schnitt [mb]	Probe	Bemerkungen
⁴⁸ Cr	31,6 ± 1,36	0,007 ± 0,001	VVUP422	
	45,2 ± 1,15	0,528 ± 0,056	VVUP372	
	51,3 ± 1,11	1,491 ± 0,158	VVUP332	
	57,8 ± 1,03	1,882 ± 0,191	VVUP292	
	71 ± 1,58	1,089 ± 0,114	VVUH662	
	75,1 ± 1,55	0,912 ± 0,097	VVUH632	
	79,8 ± 0,78	0,866 ± 0,094	VVUP152	
	86,2 ± 0,67	0,774 ± 0,082	VVUP102	
	86,7 ± 1,47	0,707 ± 0,074	VVUH502	
	104 ± 1,35	0,521 ± 0,055	VVUH342	
	110 ± 1,3	0,504 ± 0,056	VVUH272	
	119 ± 1,23	0,439 ± 0,047	VVUH192	
	127 ± 1,15	0,406 ± 0,050	VVUH112	
	129 ± 1,36	0,387 ± 0,042	VVUL452	
	134 ± 1,08	0,374 ± 0,040	VVUH052	
	134 ± 1,32	0,375 ± 0,040	VVUL412	
	139 ± 1,28	0,354 ± 0,039	VVUL372	
	144 ± 1,23	0,350 ± 0,038	VVUL332	
	149 ± 1,18	0,325 ± 0,034	VVUL292	
	154 ± 1,14	0,334 ± 0,036	VVUL252	
	159 ± 1,09	0,323 ± 0,034	VVUL212	
	164 ± 1,04	0,308 ± 0,033	VVUL172	
	171 ± 0,94	0,299 ± 0,032	VVUL092	
	277 ± 0,58	0,169 ± 0,020	VVSP001	
	954 ± 1,59	0,055 ± 0,011	VVSN082	
	1350 ± 1,58	0,065 ± 0,012	VVSM082	
	2550 ± 1,63	0,043 ± 0,005	VVSR001	
⁵¹ Cr	31,6 ± 1,36	32,120 ± 3,610	VVUP422	
	45,2 ± 1,15	20,110 ± 2,094	VVUP372	
	51,3 ± 1,11	16,080 ± 1,729	VVUP332	
	57,8 ± 1,03	14,740 ± 1,515	VVUP292	
	71 ± 1,58	12,100 ± 1,325	VVUH662	
	75,1 ± 1,55	11,440 ± 1,194	VVUH632	
	79,8 ± 0,78	9,946 ± 1,012	VVUP152	
	86,2 ± 0,67	9,145 ± 0,949	VVUP102	
	86,7 ± 1,47	10,180 ± 1,114	VVUH502	
	104 ± 1,35	8,193 ± 0,903	VVUH342	
	110 ± 1,3	7,654 ± 0,801	VVUH272	
	119 ± 1,23	7,140 ± 0,778	VVUH192	
	127 ± 1,15	6,130 ± 0,657	VVUH112	
	129 ± 1,36	6,183 ± 0,655	VVUL452	
	134 ± 1,08	5,802 ± 0,634	VVUH052	

Produkt- nuklid	Energie [MeV]	Wirkungsquer- schnitt [mb]	Probe	Bemerkungen
	134 ± 1,32	5,882 ± 0,615	VVUL412	
	139 ± 1,28	5,723 ± 0,594	VVUL372	
	144 ± 1,23	5,553 ± 0,566	VVUL332	
	149 ± 1,18	5,361 ± 0,567	VVUL292	
	154 ± 1,14	5,387 ± 0,562	VVUL252	
	159 ± 1,09	5,071 ± 0,522	VVUL212	
	164 ± 1,04	4,973 ± 0,524	VVUL172	
	171 ± 0,94	4,515 ± 0,493	VVUL092	
	277 ± 0,58	2,631 ± 0,276	VVSP001	
	954 ± 1,59	2,628 ± 0,345	VVSN082	^a
	1350 ± 1,58	2,680 ± 0,332	VVSM082	^a
	2550 ± 1,63	2,500 ± 0,262	VVSR001	^a
^a In diesen Folien ist ein merklicher Einfluß von Sekunärteilchen nicht auszuschließen ^b Durch langlebiges Nuklid abgeschirmt ^c Das Mutternuklid konnte nicht nachgewiesen werden				

A.2 Targetelement Wolfram

Produkt- nuklid	Energie [MeV]	Wirkungsquer- schnitt [mb]	Probe	Bemerkungen
⁷ Be	764 ± 1,45	0,819 ± 0,200	WWSE213	
	988 ± 1,01	2,221 ± 0,289	WWSN001	
	1160 ± 1,37	2,809 ± 0,422	WWSD001	
	1380 ± 1,02	3,349 ± 0,424	WWSM001	
	1570 ± 1,29	4,185 ± 0,707	WWSC001	
	2580 ± 1,00	8,255 ± 1,581	WWSR001	
	2590 ± 1,01	6,826 ± 0,761	WWSL001	
²² Na	988 ± 1,01	0,063 ± 0,018	WWSN001	
	1160 ± 1,37	0,131 ± 0,031	WWSD001	
	1380 ± 1,02	0,201 ± 0,023	WWSM001	
	1570 ± 1,29	0,253 ± 0,039	WWSC001	
	2580 ± 1,00	0,742 ± 0,142	WWSR001	
	2590 ± 1,01	0,619 ± 0,091	WWSL001	
⁴⁸ V	1380 ± 1,02	0,163 ± 0,019	WWSM001	
	1570 ± 1,29	0,206 ± 0,061	WWSC001	
	2580 ± 1,00	0,537 ± 0,103	WWSR001	
	2590 ± 1,01	0,446 ± 0,054	WWSL001	
⁵² Mn	2580 ± 1,00	0,366 ± 0,073	WWSR001	
	2590 ± 1,01	0,254 ± 0,035	WWSL001	
⁵⁴ Mn	1160 ± 1,37	0,474 ± 0,058	WWSD001	unabhängig
	1380 ± 1,02	0,675 ± 0,073	WWSM001	unabhängig
	1570 ± 1,29	0,780 ± 0,088	WWSC001	unabhängig
	2580 ± 1,00	1,804 ± 0,342	WWSR001	unabhängig
	2590 ± 1,01	1,347 ± 0,151	WWSL001	unabhängig
⁵⁹ Fe	1160 ± 1,37	0,364 ± 0,061	WWSD001	
	1380 ± 1,02	0,508 ± 0,054	WWSM001	
	1570 ± 1,29	0,519 ± 0,069	WWSC001	
	2580 ± 1,00	0,833 ± 0,159	WWSR001	
	2590 ± 1,01	0,694 ± 0,081	WWSL001	
⁵⁶ Co	1380 ± 1,02	0,041 ± 0,011	WWSM001	
	1570 ± 1,29	0,061 ± 0,017	WWSC001	
	2580 ± 1,00	0,148 ± 0,029	WWSR001	
	2590 ± 1,01	0,111 ± 0,018	WWSL001	
⁶⁰ Co	334 ± 1,68	0,095 ± 0,029	WWSG001	unabhängig
	559 ± 1,48	0,213 ± 0,049	WWSF213	unabhängig
	764 ± 1,45	0,368 ± 0,080	WWSE213	unabhängig
	988 ± 1,01	0,491 ± 0,089	WWSN001	unabhängig
	1160 ± 1,37	0,549 ± 0,088	WWSD001	unabhängig
	1380 ± 1,02	0,636 ± 0,087	WWSM001	unabhängig
	1570 ± 1,29	0,754 ± 0,101	WWSC001	unabhängig

Produkt- nuklid	Energie [MeV]	Wirkungsquer- schnitt [mb]	Probe	Bemerkungen
	2580 ± 1,00	1,364 ± 0,262	WWSR001	unabhängig
	2590 ± 1,01	1,075 ± 0,126	WWSL001	unabhängig
⁶⁵ Zn	334 ± 1,68	0,072 ± 0,034	WWSG001	
	559 ± 1,48	0,171 ± 0,031	WWSF213	
	764 ± 1,45	0,284 ± 0,055	WWSE213	
	988 ± 1,01	0,377 ± 0,042	WWSN001	
	1160 ± 1,37	0,567 ± 0,076	WWSD001	
	1380 ± 1,02	0,660 ± 0,070	WWSM001	
	1570 ± 1,29	0,822 ± 0,089	WWSC001	
	2580 ± 1,00	1,762 ± 0,337	WWSR001	
	2590 ± 1,01	1,424 ± 0,153	WWSL001	
⁷⁴ As	260 ± 1,08	0,082 ± 0,022	WWSK001	unabhängig
	334 ± 1,68	0,110 ± 0,021	WWSG001	unabhängig
	559 ± 1,48	0,320 ± 0,042	WWSF213	unabhängig
	764 ± 1,45	0,392 ± 0,059	WWSE213	unabhängig
	988 ± 1,01	0,605 ± 0,065	WWSN001	unabhängig
	1160 ± 1,37	0,780 ± 0,149	WWSD001	unabhängig
	1380 ± 1,02	0,817 ± 0,086	WWSM001	unabhängig
	1570 ± 1,29	0,844 ± 0,116	WWSC001	unabhängig
	2580 ± 1,00	1,377 ± 0,264	WWSR001	unabhängig
	2590 ± 1,01	1,057 ± 0,117	WWSL001	unabhängig
⁷⁵ Se	559 ± 1,48	0,316 ± 0,045	WWSF213	
	764 ± 1,45	0,422 ± 0,065	WWSE213	
	988 ± 1,01	0,466 ± 0,065	WWSN001	
	1160 ± 1,37	0,603 ± 0,102	WWSD001	
	1380 ± 1,02	0,893 ± 0,103	WWSM001	
	1570 ± 1,29	1,005 ± 0,123	WWSC001	
	2580 ± 1,00	2,126 ± 0,403	WWSR001	
	2590 ± 1,01	1,860 ± 0,198	WWSL001	
⁸³ Rb	95,5 ± 1,76	0,022 ± 0,007	WWUC670	
	107 ± 1,68	0,027 ± 0,012	WWUC590	
	132 ± 0,66	0,032 ± 0,010	WWUG030	
	154 ± 1,29	0,047 ± 0,013	WWUC210	
	159 ± 1,25	0,049 ± 0,012	WWUB162	
	170 ± 1,11	0,057 ± 0,014	WWUC060	
	172 ± 1,09	0,046 ± 0,014	WWUB042	
	235 ± 1,30	0,154 ± 0,029	WWSC001	
	254 ± 1,72	0,157 ± 0,036	WWSH001	
	260 ± 1,08	0,163 ± 0,029	WWSK001	
	334 ± 1,68	0,232 ± 0,036	WWSG001	
	559 ± 1,48	0,534 ± 0,069	WWSF213	
	764 ± 1,45	0,758 ± 0,105	WWSE213	

A. Experimentell bestimmte Wirkungsquerschnitte

Produkt- nuklid	Energie [MeV]	Wirkungsquer- schnitt [mb]	Probe	Bemerkungen
	988 ± 1,01	0,988 ± 0,107	WWSN001	
	1160 ± 1,37	1,135 ± 0,133	WWSD001	
	1380 ± 1,02	1,435 ± 0,150	WWSM001	
	1570 ± 1,29	1,578 ± 0,173	WWSC001	
	2580 ± 1,00	3,570 ± 0,677	WWSR001	
	2590 ± 1,01	2,884 ± 0,300	WWSL001	
⁸⁴ Rb	117 ± 0,93	0,019 ± 0,005	WWUG180	unabhängig
	126 ± 0,79	0,026 ± 0,005	WWUG090	unabhängig
	132 ± 0,66	0,033 ± 0,011	WWUG030	unabhängig
	136 ± 1,47	0,066 ± 0,016	WWUC370	unabhängig
	154 ± 1,29	0,074 ± 0,021	WWUC210	unabhängig
	159 ± 1,25	0,067 ± 0,024	WWUB162	unabhängig
	163 ± 1,20	0,076 ± 0,015	WWUC130	unabhängig
	170 ± 1,11	0,073 ± 0,018	WWUC060	unabhängig
	235 ± 1,30	0,158 ± 0,027	WWSC001	unabhängig
	254 ± 1,72	0,176 ± 0,024	WWSH001	unabhängig
	260 ± 1,08	0,138 ± 0,019	WWSK001	unabhängig
	334 ± 1,68	0,221 ± 0,032	WWSG001	unabhängig
	559 ± 1,48	0,421 ± 0,053	WWSF213	unabhängig
	764 ± 1,45	0,556 ± 0,074	WWSE213	unabhängig
	988 ± 1,01	0,613 ± 0,070	WWSN001	unabhängig
	1160 ± 1,37	0,734 ± 0,096	WWSD001	unabhängig
	1380 ± 1,02	0,726 ± 0,084	WWSM001	unabhängig
	1570 ± 1,29	0,702 ± 0,115	WWSC001	unabhängig
	2580 ± 1,00	1,143 ± 0,219	WWSR001	unabhängig
	2590 ± 1,01	0,971 ± 0,109	WWSL001	unabhängig
^{85m+g} Sr	80,1 ± 1,30	0,060 ± 0,008	WWUG420	unsicher
	84,2 ± 1,83	0,061 ± 0,012	WWUC740	unsicher
	95,5 ± 1,76	0,066 ± 0,010	WWUC670	unsicher
	99,6 ± 1,12	0,071 ± 0,010	WWUG300	
	107 ± 1,68	0,078 ± 0,012	WWUC590	
	109 ± 1,01	0,065 ± 0,009	WWUG240	
	116 ± 1,63	0,082 ± 0,015	WWUB522	
	117 ± 0,93	0,081 ± 0,011	WWUG180	
	126 ± 0,79	0,087 ± 0,010	WWUG090	
	132 ± 0,66	0,088 ± 0,011	WWUG030	
	154 ± 1,29	0,114 ± 0,015	WWUC210	
	159 ± 1,25	0,108 ± 0,020	WWUB162	
	170 ± 1,11	0,123 ± 0,016	WWUC060	
	172 ± 1,09	0,111 ± 0,015	WWUB042	
	235 ± 1,30	0,169 ± 0,021	WWSC001	
	254 ± 1,72	0,225 ± 0,027	WWSH001	

Produkt- nuklid	Energie [MeV]	Wirkungsquer- schnitt [mb]	Probe	Bemerkungen
	260 ± 1,08	0,236 ± 0,039	WWSK001	
	334 ± 1,68	0,259 ± 0,033	WWSG001	
	559 ± 1,48	0,594 ± 0,069	WWSF213	
	764 ± 1,45	0,774 ± 0,083	WWSE213	
	988 ± 1,01	1,079 ± 0,114	WWSN001	
	1160 ± 1,37	1,283 ± 0,155	WWSD001	
	1380 ± 1,02	1,551 ± 0,159	WWSM001	
	1570 ± 1,29	1,668 ± 0,177	WWSC001	
	2580 ± 1,00	3,638 ± 0,690	WWSR001	
	2590 ± 1,01	2,938 ± 0,310	WWSL001	
^{87m+g} Y	80,1 ± 1,30	0,044 ± 0,013	WWUG420	unsicher
	84,2 ± 1,83	0,061 ± 0,021	WWUC740	unsicher
	99,6 ± 1,12	0,064 ± 0,017	WWUG300	
	117 ± 0,93	0,074 ± 0,022	WWUG180	
	132 ± 0,66	0,097 ± 0,026	WWUG030	
	154 ± 1,29	0,084 ± 0,020	WWUC210	
	170 ± 1,11	0,097 ± 0,031	WWUC060	
	235 ± 1,30	0,196 ± 0,049	WWSC001	
	260 ± 1,08	0,210 ± 0,039	WWSK001	
	334 ± 1,68	0,427 ± 0,127	WWSG001	
	559 ± 1,48	0,571 ± 0,130	WWSF213	
	764 ± 1,45	0,706 ± 0,110	WWSE213	
	1160 ± 1,37	1,307 ± 0,185	WWSD001	
	1380 ± 1,02	1,449 ± 0,161	WWSM001	
	1570 ± 1,29	1,769 ± 0,234	WWSC001	
	2580 ± 1,00	4,299 ± 0,829	WWSR001	
	2590 ± 1,01	3,194 ± 0,342	WWSL001	
^{87m+g} Y	988 ± 1,01	0,51 ± 0,07	WWN001	unabhängig
	1160 ± 1,37	0,61 ± 0,1	WWD001	unabhängig
	1380 ± 1,02	0,7 ± 0,09	WWM001	unabhängig
	1570 ± 1,29	0,82 ± 0,15	WWC001	unabhängig
	2580 ± 1	1,6 ± 0,68	WWR001	unabhängig
	2590 ± 1,01	0,99 ± 0,18	WWL001	unabhängig
⁸⁸ Zr	235 ± 1,30	0,094 ± 0,014	WWSC001	unsicher
	254 ± 1,72	0,093 ± 0,019	WWSH001	unsicher
	260 ± 1,08	0,085 ± 0,012	WWSK001	
	334 ± 1,68	0,131 ± 0,018	WWSG001	
	559 ± 1,48	0,268 ± 0,040	WWSF213	
	764 ± 1,45	0,389 ± 0,058	WWSE213	
	988 ± 1,01	0,494 ± 0,054	WWSN001	
	1160 ± 1,37	0,553 ± 0,061	WWSD001	
	1380 ± 1,02	0,802 ± 0,084	WWSM001	

A. Experimentell bestimmte Wirkungsquerschnitte

Produkt- nuklid	Energie [MeV]	Wirkungsquer- schnitt [mb]	Probe	Bemerkungen
	1570 ± 1,29 2580 ± 1,00 2590 ± 1,01	0,910 ± 0,099 2,681 ± 0,508 2,169 ± 0,224	WWSC001 WWSR001 WWSL001	
^{89m+g} Zr	254 ± 1,72 260 ± 1,08 334 ± 1,68 559 ± 1,48 764 ± 1,45 1160 ± 1,37 1380 ± 1,02 1570 ± 1,29 2580 ± 1,00 2590 ± 1,01	0,235 ± 0,040 0,167 ± 0,032 0,259 ± 0,062 0,494 ± 0,059 0,540 ± 0,073 1,001 ± 0,143 1,242 ± 0,134 1,403 ± 0,185 3,771 ± 0,749 2,694 ± 0,286	WWSH001 WWSK001 WWSG001 WWSF213 WWSE213 WWSD001 WWSM001 WWSC001 WWSR001 WWSL001	
^{96m+g} Tc	334 ± 1,68 559 ± 1,48 764 ± 1,45 1160 ± 1,37 1380 ± 1,02 1570 ± 1,29 2580 ± 1 2590 ± 1,01	0,160 ± 0,032 0,280 ± 0,035 0,392 ± 0,058 0,480 ± 0,066 0,673 ± 0,075 0,790 ± 0,111 2,052 ± 0,403 1,487 ± 0,157	WWSG001 WWSF213 WWSE213 WWSD001 WWSM001 WWSC001 WWSR001 WWSL001	
^{105m+g} Ag	2580 ± 1 2590 ± 1,01	5,772 ± 1,135 4,552 ± 0,702	WWSR001 WWSL001	unsicher unsicher
^{106m} Ag	988 ± 1,01 1160 ± 1,37 1380 ± 1,02 1570 ± 1,29 2580 ± 1 2590 ± 1,01	0,386 ± 0,066 0,533 ± 0,143 0,492 ± 0,054 0,699 ± 0,198 2,068 ± 0,415 1,504 ± 0,180	WWSN001 WWSD001 WWSM001 WWSC001 WWSR001 WWSL001	unabhängig unabhängig unabhängig unabhängig unabhängig unabhängig
^{110m} Ag	988 ± 1,01 1380 ± 1,02 1570 ± 1,29 2580 ± 1,00 2590 ± 1,01	0,058 ± 0,016 0,084 ± 0,015 0,094 ± 0,018 0,142 ± 0,042 0,139 ± 0,028	WWSN001 WWSM001 WWSC001 WWSR001 WWSL001	unabhängig unabhängig unabhängig unabhängig unabhängig
^{121m} Te	764 ± 1,45 988 ± 1,01 1160 ± 1,37 1380 ± 1,02 1570 ± 1,29 2580 ± 1,00 2590 ± 1,01	0,095 ± 0,022 0,106 ± 0,017 0,148 ± 0,025 0,269 ± 0,032 0,364 ± 0,044 0,588 ± 0,112 0,466 ± 0,059	WWSE213 WWSN001 WWSD001 WWSM001 WWSC001 WWSR001 WWSL001	unsicher
^{127m+g} Xe	764 ± 1,45	0,448 ± 0,100	WWSE213	

Produkt- nuklid	Energie [MeV]	Wirkungsquer- schnitt [mb]	Probe	Bemerkungen
	988 ± 1,01	2,458 ± 0,273	WWSN001	
	1160 ± 1,37	4,867 ± 0,607	WWSD001	
	1380 ± 1,02	8,938 ± 0,920	WWSM001	
	1570 ± 1,29	11,350 ± 1,175	WWSC001	
	2580 ± 1,00	15,850 ± 3,010	WWSR001	
	2590 ± 1,01	11,790 ± 1,213	WWSL001	
^{131m+g} Ba	764 ± 1,45	0,799 ± 0,128	WWSE213	
	988 ± 1,01	3,415 ± 0,526	WWSN001	
	1160 ± 1,37	5,849 ± 0,632	WWSD001	
	1380 ± 1,02	10,020 ± 1,011	WWSM001	
	1570 ± 1,29	12,000 ± 2,475	WWSC001	
	2580 ± 1,00	14,530 ± 2,757	WWSR001	
	2590 ± 1,01	11,960 ± 1,243	WWSL001	
^{133m+g} Ba	764 ± 1,45	1,301 ± 0,237	WWSE213	
	988 ± 1,01	4,690 ± 0,525	WWSN001	
	1160 ± 1,37	8,718 ± 0,982	WWSD001	
	1380 ± 1,02	12,760 ± 1,304	WWSM001	
	1570 ± 1,29	15,420 ± 1,599	WWSC001	
	2580 ± 1,00	17,130 ± 3,253	WWSR001	
	2590 ± 1,01	13,110 ± 1,441	WWSL001	
^{139m+g} Ce	559 ± 1,48	0,633 ± 0,076	WWSF213	
	764 ± 1,45	3,805 ± 0,396	WWSE213	
	988 ± 1,01	10,910 ± 1,123	WWSN001	
	1160 ± 1,37	16,450 ± 1,671	WWSD001	
	1380 ± 1,02	21,060 ± 2,137	WWSM001	
	1570 ± 1,29	22,010 ± 2,225	WWSC001	
	2580 ± 1,00	18,900 ± 3,604	WWSR001	
	2590 ± 1,01	15,580 ± 1,596	WWSL001	
¹⁴³ Pm	559 ± 1,48	1,637 ± 0,187	WWSF213	
	764 ± 1,45	6,914 ± 0,720	WWSE213	
	988 ± 1,01	16,260 ± 1,690	WWSN001	
	1160 ± 1,37	20,840 ± 2,130	WWSD001	
	1380 ± 1,02	23,750 ± 2,420	WWSM001	
	1570 ± 1,29	20,730 ± 2,162	WWSC001	
	2580 ± 1,00	18,480 ± 3,498	WWSR001	
	2590 ± 1,01	14,180 ± 1,482	WWSL001	
¹⁴⁴ Pm	559 ± 1,48	0,063 ± 0,020	WWSF213	unabhängig
	764 ± 1,45	0,186 ± 0,038	WWSE213	unabhängig
	988 ± 1,01	0,406 ± 0,055	WWSN001	unabhängig
	1160 ± 1,37	0,497 ± 0,066	WWSD001	unabhängig
	1380 ± 1,02	0,622 ± 0,066	WWSM001	unabhängig
	1570 ± 1,29	0,578 ± 0,066	WWSC001	unabhängig

A. Experimentell bestimmte Wirkungsquerschnitte

Produkt- nuklid	Energie [MeV]	Wirkungsquer- schnitt [mb]	Probe	Bemerkungen
	2580 ± 1,00 2590 ± 1,01	0,592 ± 0,114 0,422 ± 0,056	WWSR001 WWSL001	unabhängig unabhängig
¹⁴⁵ Eu	559 ± 1,48 764 ± 1,45 988 ± 1,01 1160 ± 1,37 1380 ± 1,02 1570 ± 1,29 2580 ± 1,00 2590 ± 1,01	2,444 ± 0,334 8,591 ± 0,978 15,810 ± 1,656 19,050 ± 2,012 21,010 ± 2,178 19,850 ± 2,220 15,080 ± 2,891 11,770 ± 1,279	WWSF213 WWSE213 WWSN001 WWSD001 WWSM001 WWSC001 WWSR001 WWSL001	
¹⁴⁷ Eu	559 ± 1,48 764 ± 1,45 988 ± 1,01 1160 ± 1,37 1380 ± 1,02 1570 ± 1,29 2580 ± 1,00 2590 ± 1,01	5,650 ± 0,609 16,260 ± 1,711 22,080 ± 4,855 36,780 ± 5,676 33,660 ± 3,521 32,170 ± 3,766 23,420 ± 4,483 18,590 ± 2,032	WWSF213 WWSE213 WWSN001 WWSD001 WWSM001 WWSC001 WWSR001 WWSL001	
¹⁴⁸ Eu	559 ± 1,48 764 ± 1,45 988 ± 1,01 1160 ± 1,37 1380 ± 1,02 1570 ± 1,29 2580 ± 1,00 2590 ± 1,01	0,253 ± 0,039 0,740 ± 0,083 1,088 ± 0,168 1,322 ± 0,327 1,424 ± 0,226 1,370 ± 0,297 1,003 ± 0,210 0,952 ± 0,212	WWSF213 WWSE213 WWSN001 WWSD001 WWSM001 WWSC001 WWSR001 WWSL001	unabhängig unabhängig unabhängig unabhängig unabhängig unabhängig unabhängig unabhängig
¹⁴⁹ Eu	559 ± 1,48 764 ± 1,45 988 ± 1,01 1160 ± 1,37 1380 ± 1,02 1570 ± 1,29 2580 ± 1,00 2590 ± 1,01	9,857 ± 1,207 25,170 ± 3,088 38,140 ± 4,107 43,530 ± 4,781 40,750 ± 4,255 40,210 ± 4,512 27,850 ± 5,298 22,800 ± 2,523	WWSF213 WWSE213 WWSN001 WWSD001 WWSM001 WWSC001 WWSR001 WWSL001	
¹⁴⁶ Gd	559 ± 1,48 764 ± 1,45 988 ± 1,01 1160 ± 1,37 1380 ± 1,02 1570 ± 1,29 2580 ± 1,00 2590 ± 1,01	4,589 ± 0,582 12,550 ± 1,479 19,740 ± 2,100 24,030 ± 2,627 23,920 ± 2,522 21,840 ± 2,384 10,520 ± 1,992 8,561 ± 0,876	WWSF213 WWSE213 WWSN001 WWSD001 WWSM001 WWSC001 WWSR001 WWSL001	

Produkt- nuklid	Energie [MeV]	Wirkungsquer- schnitt [mb]	Probe	Bemerkungen
¹⁴⁹ Gd	260 ± 1,08	0,078 ± 0,020	WWSK001	unsicher
	334 ± 1,68	0,510 ± 0,063	WWSG001	
	559 ± 1,48	9,958 ± 1,022	WWSF213	
	764 ± 1,45	23,090 ± 2,341	WWSE213	
	988 ± 1,01	35,900 ± 3,679	WWSN001	
	1160 ± 1,37	40,410 ± 4,088	WWSD001	
	1380 ± 1,02	42,360 ± 4,317	WWSM001	
	1570 ± 1,29	37,270 ± 3,781	WWSC001	
	2580 ± 1,00	24,580 ± 4,658	WWSR001	
	2590 ± 1,01	20,150 ± 2,056	WWSL001	
¹⁵¹ Gd	559 ± 1,48	9,601 ± 1,216	WWSF213	
	764 ± 1,45	18,740 ± 2,120	WWSE213	
	988 ± 1,01	29,190 ± 3,091	WWSN001	
	1160 ± 1,37	31,530 ± 3,204	WWSD001	
	1380 ± 1,02	39,030 ± 4,169	WWSM001	
	1570 ± 1,29	36,590 ± 4,402	WWSC001	
	2580 ± 1,00	19,150 ± 3,642	WWSR001	
	2590 ± 1,01	15,210 ± 1,707	WWSL001	
¹⁵³ Gd	559 ± 1,48	11,700 ± 1,260	WWSF213	
	764 ± 1,45	22,500 ± 2,364	WWSE213	
	988 ± 1,01	28,570 ± 3,048	WWSN001	
	1160 ± 1,37	31,660 ± 3,254	WWSD001	
	1380 ± 1,02	28,610 ± 2,949	WWSM001	
	1570 ± 1,29	26,620 ± 2,711	WWSC001	
	2580 ± 1,00	20,010 ± 3,796	WWSR001	
	2590 ± 1,01	15,820 ± 1,631	WWSL001	
¹⁵³ Tb	334 ± 1,68	0,627 ± 0,135	WWSG001	
	559 ± 1,48	11,570 ± 1,281	WWSF213	
	764 ± 1,45	22,860 ± 2,440	WWSE213	
	988 ± 1,01	31,050 ± 3,369	WWSN001	
	1160 ± 1,37	30,170 ± 3,239	WWSD001	
	1380 ± 1,02	28,770 ± 3,053	WWSM001	
	1570 ± 1,29	27,890 ± 3,216	WWSC001	
	2580 ± 1,00	20,130 ± 3,869	WWSR001	
	2590 ± 1,01	14,500 ± 1,512	WWSL001	
¹⁵⁵ Tb	559 ± 1,48	20,120 ± 2,131	WWSF213	
	764 ± 1,45	35,280 ± 3,688	WWSE213	
	988 ± 1,01	54,040 ± 20,890	WWSN001	
	1160 ± 1,37	42,520 ± 4,365	WWSD001	
	1380 ± 1,02	37,560 ± 3,832	WWSM001	
	1570 ± 1,29	33,830 ± 3,651	WWSC001	
	2580 ± 1,00	23,690 ± 4,523	WWSR001	

A. Experimentell bestimmte Wirkungsquerschnitte

Produkt- nuklid	Energie [MeV]	Wirkungsquer- schnitt [mb]	Probe	Bemerkungen
	2590 ± 1,01	19,020 ± 1,989	WWSL001	
¹⁶⁰ Er	254 ± 1,72	4,358 ± 1,136	WWSH001	unsicher
	260 ± 1,08	2,157 ± 0,708	WWSK001	unsicher
	334 ± 1,68	10,200 ± 1,709	WWSG001	unsicher
	559 ± 1,48	27,550 ± 4,489	WWSF213	unsicher
	764 ± 1,45	33,580 ± 7,185	WWSE213	unsicher
	988 ± 1,01	41,030 ± 6,532	WWSN001	unsicher
	1160 ± 1,37	57,110 ± 13,220	WWSD001	unsicher
	1380 ± 1,02	35,650 ± 6,088	WWSM001	unsicher
	1570 ± 1,29	39,010 ± 11,190	WWSC001	
	2580 ± 1,00	18,820 ± 6,484	WWSR001	
	2590 ± 1,01	17,930 ± 4,982	WWSL001	
	¹⁶⁷ Tm	254 ± 1,72	39,570 ± 4,119	WWSH001
260 ± 1,08		36,230 ± 3,668	WWSK001	
334 ± 1,68		50,040 ± 5,115	WWSG001	
559 ± 1,48		66,470 ± 6,757	WWSF213	
764 ± 1,45		60,470 ± 6,113	WWSE213	
988 ± 1,01		52,780 ± 5,428	WWSN001	
1160 ± 1,37		47,660 ± 4,829	WWSD001	
1380 ± 1,02		40,410 ± 4,199	WWSM001	
1570 ± 1,29		36,660 ± 3,822	WWSC001	
2580 ± 1,00		28,460 ± 5,404	WWSR001	
2590 ± 1,01		22,930 ± 2,362	WWSL001	
¹⁶⁸ Tm		260 ± 1,08	0,128 ± 0,029	WWSK001
	334 ± 1,68	0,295 ± 0,068	WWSG001	unabhängig
	559 ± 1,48	0,663 ± 0,128	WWSF213	unabhängig
	764 ± 1,45	0,763 ± 0,138	WWSE213	unabhängig
	988 ± 1,01	0,852 ± 0,108	WWSN001	unabhängig
	1160 ± 1,37	0,937 ± 0,152	WWSD001	unabhängig
	1380 ± 1,02	0,888 ± 0,109	WWSM001	unabhängig
	1570 ± 1,29	0,778 ± 0,122	WWSC001	unabhängig
	2580 ± 1,00	0,765 ± 0,149	WWSR001	unabhängig
	2590 ± 1,01	0,559 ± 0,077	WWSL001	unabhängig
¹⁶⁶ Yb	139 ± 1,45	0,688 ± 0,147	WWUB342	
	154 ± 1,29	1,080 ± 0,170	WWUC210	
	159 ± 1,25	1,924 ± 0,323	WWUB162	
	163 ± 1,20	2,839 ± 0,423	WWUC130	
	170 ± 1,11	2,732 ± 0,331	WWUC060	
	172 ± 1,09	3,242 ± 0,538	WWUB042	
	235 ± 1,30	21,660 ± 2,658	WWSC001	
	254 ± 1,72	23,960 ± 2,685	WWSH001	
	260 ± 1,08	21,950 ± 2,307	WWSK001	

Produkt- nuklid	Energie [MeV]	Wirkungsquer- schnitt [mb]	Probe	Bemerkungen
	334 ± 1,68	34,550 ± 4,045	WWSG001	
	559 ± 1,48	50,860 ± 5,286	WWSF213	
	764 ± 1,45	46,850 ± 5,456	WWSE213	
	988 ± 1,01	40,970 ± 4,690	WWSN001	
	1160 ± 1,37	34,940 ± 4,124	WWSD001	
	1380 ± 1,02	32,770 ± 3,467	WWSM001	
	1570 ± 1,29	29,070 ± 3,727	WWSC001	
	2580 ± 1,00	22,730 ± 4,451	WWSR001	
	2590 ± 1,01	15,380 ± 1,780	WWSL001	
^{169m+g} Yb	91,7 ± 1,20	0,150 ± 0,039	WWUG350	
	99,2 ± 1,74	0,319 ± 0,064	WWUB642	
	99,6 ± 1,12	0,344 ± 0,054	WWUG300	
	107 ± 1,68	0,499 ± 0,089	WWUC590	
	109 ± 1,01	0,649 ± 0,083	WWUG240	
	116 ± 1,63	1,545 ± 0,263	WWUB522	
	117 ± 0,93	1,445 ± 0,177	WWUG180	
	126 ± 0,79	4,237 ± 0,467	WWUG090	
	132 ± 0,66	6,672 ± 0,709	WWUG030	
	136 ± 1,47	8,696 ± 0,930	WWUC370	
	139 ± 1,45	9,669 ± 1,049	WWUB342	
	154 ± 1,29	15,530 ± 1,709	WWUC210	
	159 ± 1,25	17,450 ± 1,871	WWUB162	
	163 ± 1,20	18,770 ± 1,995	WWUC130	
	170 ± 1,11	22,670 ± 2,482	WWUC060	
	172 ± 1,09	22,780 ± 2,438	WWUB042	
	235 ± 1,30	55,190 ± 6,608	WWSC001	
	254 ± 1,72	55,910 ± 5,865	WWSH001	
	260 ± 1,08	54,280 ± 5,524	WWSK001	
	334 ± 1,68	62,760 ± 6,532	WWSG001	
	559 ± 1,48	69,690 ± 7,310	WWSF213	
	764 ± 1,45	57,560 ± 5,880	WWSE213	
	988 ± 1,01	51,100 ± 5,282	WWSN001	
	1160 ± 1,37	47,440 ± 4,997	WWSD001	
	1380 ± 1,02	40,670 ± 4,133	WWSM001	
	1570 ± 1,29	35,870 ± 3,831	WWSC001	
	2580 ± 1,00	29,720 ± 5,683	WWSR001	
	2590 ± 1,01	23,540 ± 2,484	WWSL001	
^{169m+g} Lu	254 ± 1,72	52,810 ± 9,027	WWSH001	
	260 ± 1,08	56,720 ± 5,767	WWSK001	
	334 ± 1,68	58,240 ± 7,633	WWSG001	
	559 ± 1,48	67,430 ± 6,978	WWSF213	
	764 ± 1,45	57,010 ± 5,942	WWSE213	

A. Experimentell bestimmte Wirkungsquerschnitte

Produkt- nuklid	Energie [MeV]	Wirkungsquer- schnitt [mb]	Probe	Bemerkungen
	988 ± 1,01	43,130 ± 5,738	WWSN001	unsicher
	1160 ± 1,37	40,760 ± 7,388	WWSD001	
	1380 ± 1,02	41,630 ± 4,697	WWSM001	
	1570 ± 1,29	32,840 ± 6,169	WWSC001	
	2580 ± 1,00	28,980 ± 5,645	WWSR001	
	2590 ± 1,01	20,020 ± 2,152	WWSL001	
^{171m+g} Lu	84,2 ± 1,83	0,887 ± 0,146	WWUC740	
	91,7 ± 1,20	2,283 ± 0,244	WWUG350	
	95,5 ± 1,76	4,680 ± 0,496	WWUC670	
	99,2 ± 1,74	6,151 ± 0,697	WWUB642	
	99,6 ± 1,12	7,012 ± 0,728	WWUG300	
	107 ± 1,68	12,340 ± 1,300	WWUC590	
	109 ± 1,01	12,370 ± 1,309	WWUG240	
	116 ± 1,63	15,890 ± 1,711	WWUB522	
	117 ± 0,93	15,510 ± 1,601	WWUG180	
	126 ± 0,79	20,570 ± 2,152	WWUG090	
	132 ± 0,66	24,310 ± 2,481	WWUG030	
	136 ± 1,47	28,180 ± 2,956	WWUC370	
	139 ± 1,45	31,460 ± 3,346	WWUB342	
	147 ± 1,38	40,020 ± 4,186	WWUC280	
	154 ± 1,29	46,520 ± 4,920	WWUC210	
	159 ± 1,25	49,680 ± 5,246	WWUB162	
	163 ± 1,20	51,460 ± 5,450	WWUC130	
	170 ± 1,11	55,070 ± 5,888	WWUC060	
	172 ± 1,09	56,790 ± 5,984	WWUB042	
	235 ± 1,30	88,270 ± 10,470	WWSC001	
	254 ± 1,72	87,920 ± 9,020	WWSH001	
	260 ± 1,08	85,260 ± 8,652	WWSK001	
	334 ± 1,68	85,610 ± 8,666	WWSG001	
	559 ± 1,48	79,960 ± 8,084	WWSF213	
	764 ± 1,45	68,960 ± 7,172	WWSE213	
	988 ± 1,01	56,060 ± 5,805	WWSN001	
	1160 ± 1,37	52,850 ± 5,629	WWSD001	
	1380 ± 1,02	47,100 ± 4,753	WWSM001	
	1570 ± 1,29	41,290 ± 4,195	WWSC001	
	2580 ± 1,00	35,560 ± 6,765	WWSR001	
	2590 ± 1,01	27,340 ± 2,801	WWSL001	
¹⁷³ Lu	68,6 ± 1,92	3,576 ± 0,391	WWUB822	
	80,1 ± 1,30	15,440 ± 1,760	WWUG420	
	84,2 ± 1,83	18,950 ± 1,984	WWUC740	
	91,7 ± 1,20	23,050 ± 2,436	WWUG350	
	95,5 ± 1,76	30,850 ± 3,255	WWUC670	

Produkt- nuklid	Energie [MeV]	Wirkungsquer- schnitt [mb]	Probe	Bemerkungen
	99,2 ± 1,74	32,570 ± 3,424	WWUB642	
	99,6 ± 1,12	35,100 ± 3,663	WWUG300	
	107 ± 1,68	59,180 ± 6,196	WWUC590	
	109 ± 1,01	58,960 ± 6,231	WWUG240	
	116 ± 1,63	89,060 ± 9,357	WWUB522	
	117 ± 0,93	81,710 ± 8,483	WWUG180	
	126 ± 0,79	104,700 ± 11,030	WWUG090	
	132 ± 0,66	113,500 ± 11,670	WWUG030	
	136 ± 1,47	126,600 ± 13,360	WWUC370	
	139 ± 1,45	136,900 ± 14,440	WWUB342	
	147 ± 1,38	139,600 ± 14,600	WWUC280	
	154 ± 1,29	137,300 ± 14,390	WWUC210	
	159 ± 1,25	146,500 ± 15,350	WWUB162	
	163 ± 1,20	144,100 ± 15,140	WWUC130	
	170 ± 1,11	152,300 ± 15,940	WWUC060	
	172 ± 1,09	148,900 ± 15,610	WWUB042	
	235 ± 1,30	162,700 ± 19,480	WWSC001	
	254 ± 1,72	152,400 ± 15,640	WWSH001	
	260 ± 1,08	151,600 ± 15,530	WWSK001	
	334 ± 1,68	134,300 ± 13,580	WWSG001	
	559 ± 1,48	116,200 ± 11,910	WWSF213	
	764 ± 1,45	100,200 ± 10,350	WWSE213	
	988 ± 1,01	84,250 ± 9,144	WWSN001	
	1160 ± 1,37	80,910 ± 8,172	WWSD001	
	1570 ± 1,29	68,150 ± 6,924	WWSC001	
	2580 ± 1,00	60,980 ± 11,550	WWSR001	
	2590 ± 1,01	47,650 ± 4,900	WWSL001	
¹⁷⁰ Hf	109 ± 1,01	2,993 ± 0,471	WWUG240	
	116 ± 1,63	7,839 ± 1,764	WWUB522	
	117 ± 0,93	6,234 ± 0,737	WWUG180	
	126 ± 0,79	9,668 ± 1,143	WWUG090	
	132 ± 0,66	11,140 ± 1,307	WWUG030	
	136 ± 1,47	15,050 ± 1,734	WWUC370	
	139 ± 1,45	18,250 ± 2,543	WWUB342	
	147 ± 1,38	19,220 ± 2,328	WWUC280	
	154 ± 1,29	24,100 ± 2,787	WWUC210	
	159 ± 1,25	28,470 ± 3,637	WWUB162	
	163 ± 1,20	31,060 ± 3,520	WWUC130	
	170 ± 1,11	34,490 ± 3,862	WWUC060	
	172 ± 1,09	34,150 ± 3,942	WWUB042	
	235 ± 1,30	60,030 ± 7,321	WWSC001	
	254 ± 1,72	66,550 ± 7,081	WWSH001	

A. Experimentell bestimmte Wirkungsquerschnitte

Produkt- nuklid	Energie [MeV]	Wirkungsquer- schnitt [mb]	Probe	Bemerkungen
	260 ± 1,08	65,030 ± 7,021	WWSK001	
	334 ± 1,68	58,980 ± 8,100	WWSG001	
	559 ± 1,48	63,470 ± 6,476	WWSF213	
	764 ± 1,45	55,130 ± 5,900	WWSE213	
	988 ± 1,01	47,170 ± 5,186	WWSN001	
	1160 ± 1,37	54,240 ± 8,912	WWSD001	unsicher
	1380 ± 1,02	28,190 ± 2,945	WWSM001	
	1570 ± 1,29	50,290 ± 16,580	WWSC001	unsicher
	2580 ± 1,00	21,830 ± 5,887	WWSR001	
	2590 ± 1,01	18,000 ± 1,952	WWSL001	
¹⁷¹ Hf	68,6 ± 1,92	0,127 ± 0,022	WWUB822	
	80,1 ± 1,30	1,827 ± 0,207	WWUG420	
	84,2 ± 1,83	4,349 ± 0,463	WWUC740	
	91,7 ± 1,20	7,874 ± 0,823	WWUG350	
	95,5 ± 1,76	9,988 ± 1,050	WWUC670	
	99,2 ± 1,74	10,310 ± 1,089	WWUB642	
	99,6 ± 1,12	10,740 ± 1,104	WWUG300	
	107 ± 1,68	14,330 ± 1,508	WWUC590	
	109 ± 1,01	13,990 ± 1,488	WWUG240	
	116 ± 1,63	20,390 ± 2,147	WWUB522	
	117 ± 0,93	18,530 ± 1,909	WWUG180	
	126 ± 0,79	28,480 ± 2,980	WWUG090	
	132 ± 0,66	35,310 ± 3,603	WWUG030	
	136 ± 1,47	40,930 ± 4,333	WWUC370	
	139 ± 1,45	43,860 ± 4,600	WWUB342	
	147 ± 1,38	48,720 ± 5,232	WWUC280	
	154 ± 1,29	54,400 ± 5,726	WWUC210	
	159 ± 1,25	51,310 ± 5,798	WWUB162	
	163 ± 1,20	56,860 ± 5,984	WWUC130	
	170 ± 1,11	58,360 ± 6,254	WWUC060	
	172 ± 1,09	60,550 ± 6,341	WWUB042	
	235 ± 1,30	75,090 ± 8,892	WWSC001	
	254 ± 1,72	71,920 ± 7,391	WWSH001	
	260 ± 1,08	70,530 ± 7,127	WWSK001	
	334 ± 1,68	65,190 ± 6,600	WWSG001	
	559 ± 1,48	56,330 ± 5,697	WWSF213	
	764 ± 1,45	45,520 ± 4,594	WWSE213	
	988 ± 1,01	39,380 ± 4,053	WWSN001	
	1160 ± 1,37	36,940 ± 3,744	WWSD001	
	1380 ± 1,02	33,060 ± 3,422	WWSM001	
	1570 ± 1,29	29,580 ± 2,988	WWSC001	
	2580 ± 1,00	25,480 ± 4,827	WWSR001	

Produkt- nuklid	Energie [MeV]	Wirkungsquer- schnitt [mb]	Probe	Bemerkungen
	2590 ± 1,01	20,430 ± 2,105	WWSL001	
¹⁷³ Hf	68,6 ± 1,92	2,612 ± 0,341	WWUB822	
	80,1 ± 1,30	11,960 ± 1,368	WWUG420	
	84,2 ± 1,83	12,430 ± 1,480	WWUC740	
	91,7 ± 1,20	17,280 ± 1,840	WWUG350	
	95,5 ± 1,76	19,760 ± 2,220	WWUC670	
	99,2 ± 1,74	22,450 ± 2,488	WWUB642	
	99,6 ± 1,12	24,860 ± 2,565	WWUG300	
	107 ± 1,68	37,240 ± 4,000	WWUC590	
	109 ± 1,01	44,610 ± 4,721	WWUG240	
	116 ± 1,63	62,080 ± 6,722	WWUB522	
	117 ± 0,93	60,010 ± 6,167	WWUG180	
	126 ± 0,79	77,230 ± 8,144	WWUG090	
	132 ± 0,66	81,750 ± 8,421	WWUG030	
	136 ± 1,47	83,480 ± 9,066	WWUC370	
	139 ± 1,45	92,360 ± 9,804	WWUB342	
	147 ± 1,38	83,790 ± 11,460	WWUC280	
	154 ± 1,29	92,080 ± 9,940	WWUC210	
	159 ± 1,25	101,300 ± 10,670	WWUB162	
	163 ± 1,20	100,100 ± 10,610	WWUC130	
	170 ± 1,11	100,600 ± 10,670	WWUC060	
	172 ± 1,09	100,700 ± 10,900	WWUB042	
	254 ± 1,72	108,100 ± 11,350	WWSH001	
	260 ± 1,08	112,400 ± 11,420	WWSK001	
	334 ± 1,68	93,840 ± 10,100	WWSG001	
	559 ± 1,48	79,260 ± 8,439	WWSF213	
	764 ± 1,45	64,830 ± 6,765	WWSE213	
	988 ± 1,01	57,690 ± 6,280	WWSN001	
	1160 ± 1,37	49,020 ± 6,114	WWSD001	
	1380 ± 1,02	48,980 ± 5,837	WWSM001	
	1570 ± 1,29	39,180 ± 4,883	WWSC001	
	2580 ± 1,00	39,800 ± 7,908	WWSR001	unsicher
	2590 ± 1,01	26,870 ± 2,817	WWSL001	
¹⁷⁵ Hf	68,6 ± 1,92	13,420 ± 1,431	WWUB822	
	80,1 ± 1,30	58,280 ± 6,527	WWUG420	
	84,2 ± 1,83	82,490 ± 8,775	WWUC740	
	91,7 ± 1,20	106,600 ± 11,080	WWUG350	
	95,5 ± 1,76	117,600 ± 12,350	WWUC670	
	99,2 ± 1,74	116,600 ± 12,230	WWUB642	
	99,6 ± 1,12	121,600 ± 12,430	WWUG300	
	107 ± 1,68	141,600 ± 14,950	WWUC590	
	109 ± 1,01	127,900 ± 13,440	WWUG240	

A. Experimentell bestimmte Wirkungsquerschnitte

Produkt- nuklid	Energie [MeV]	Wirkungsquer- schnitt [mb]	Probe	Bemerkungen
	116 ± 1,63	138,000 ± 14,460	WWUB522	unsicher
	117 ± 0,93	125,500 ± 12,890	WWUG180	
	126 ± 0,79	132,100 ± 13,780	WWUG090	
	132 ± 0,66	130,600 ± 13,330	WWUG030	
	136 ± 1,47	138,000 ± 14,440	WWUC370	
	139 ± 1,45	136,000 ± 14,310	WWUB342	
	147 ± 1,38	137,100 ± 14,340	WWUC280	
	154 ± 1,29	131,100 ± 13,900	WWUC210	
	159 ± 1,25	125,600 ± 13,260	WWUB162	
	163 ± 1,20	123,000 ± 12,880	WWUC130	
	170 ± 1,11	129,300 ± 13,680	WWUC060	
	172 ± 1,09	122,400 ± 12,800	WWUB042	
	235 ± 1,30	101,800 ± 12,220	WWSC001	
	254 ± 1,72	104,000 ± 10,680	WWSH001	
	260 ± 1,08	97,590 ± 9,830	WWSK001	
	334 ± 1,68	86,690 ± 8,797	WWSG001	
	559 ± 1,48	69,660 ± 7,058	WWSF213	
	764 ± 1,45	59,150 ± 5,968	WWSE213	
	988 ± 1,01	52,390 ± 5,366	WWSN001	
	1160 ± 1,37	41,240 ± 4,687	WWSD001	
	1380 ± 1,02	46,340 ± 4,669	WWSM001	
	1570 ± 1,29	43,240 ± 4,396	WWSC001	
	2580 ± 1,00	37,500 ± 7,147	WWSR001	
	2590 ± 1,01	31,930 ± 3,260	WWSL001	
¹⁸¹ Hf	68,6 ± 1,92	0,151 ± 0,022	WWUB822	unsicher
	80,1 ± 1,30	0,154 ± 0,019	WWUG420	
	84,2 ± 1,83	0,183 ± 0,028	WWUC740	
	91,7 ± 1,20	0,165 ± 0,022	WWUG350	
	99,2 ± 1,74	0,169 ± 0,028	WWUB642	
	99,6 ± 1,12	0,185 ± 0,023	WWUG300	
	107 ± 1,68	0,188 ± 0,028	WWUC590	
	109 ± 1,01	0,175 ± 0,025	WWUG240	
	116 ± 1,63	0,212 ± 0,047	WWUB522	
	117 ± 0,93	0,187 ± 0,026	WWUG180	
	126 ± 0,79	0,216 ± 0,026	WWUG090	
	132 ± 0,66	0,226 ± 0,029	WWUG030	
	139 ± 1,45	0,334 ± 0,046	WWUB342	
	154 ± 1,29	0,356 ± 0,050	WWUC210	
	159 ± 1,25	0,395 ± 0,054	WWUB162	
	170 ± 1,11	0,416 ± 0,052	WWUC060	
	172 ± 1,09	0,403 ± 0,052	WWUB042	
	235 ± 1,30	0,833 ± 0,116	WWSC001	

Produkt- nuklid	Energie [MeV]	Wirkungsquer- schnitt [mb]	Probe	Bemerkungen
	254 ± 1,72	0,703 ± 0,095	WWSH001	
	260 ± 1,08	0,690 ± 0,077	WWSK001	
	334 ± 1,68	0,812 ± 0,104	WWSG001	
	559 ± 1,48	1,215 ± 0,140	WWSF213	
	764 ± 1,45	1,424 ± 0,171	WWSE213	
	988 ± 1,01	1,479 ± 0,156	WWSN001	
	1160 ± 1,37	1,396 ± 0,165	WWSD001	
	1380 ± 1,02	1,467 ± 0,154	WWSM001	
	1570 ± 1,29	1,406 ± 0,167	WWSC001	
	2580 ± 1,00	1,408 ± 0,269	WWSR001	
	2590 ± 1,01	1,113 ± 0,127	WWSL001	
^{182m+g} Ta	68,6 ± 1,92	3,960 ± 0,426	WWUB822	
	80,1 ± 1,30	5,182 ± 0,583	WWUG420	
	84,2 ± 1,83	5,510 ± 0,593	WWUC740	
	91,7 ± 1,20	6,051 ± 0,631	WWUG350	
	95,5 ± 1,76	6,644 ± 0,708	WWUC670	
	99,2 ± 1,74	6,675 ± 0,707	WWUB642	
	99,6 ± 1,12	6,705 ± 0,694	WWUG300	
	107 ± 1,68	7,682 ± 0,805	WWUC590	
	109 ± 1,01	6,945 ± 0,736	WWUG240	
	116 ± 1,63	8,304 ± 0,891	WWUB522	
	117 ± 0,93	7,191 ± 0,738	WWUG180	
	126 ± 0,79	7,787 ± 0,817	WWUG090	
	132 ± 0,66	7,747 ± 0,795	WWUG030	
	136 ± 1,47	8,876 ± 0,933	WWUC370	
	139 ± 1,45	9,425 ± 1,008	WWUB342	
	147 ± 1,38	9,335 ± 1,001	WWUC280	
	154 ± 1,29	9,561 ± 1,006	WWUC210	
	159 ± 1,25	9,780 ± 1,039	WWUB162	
	163 ± 1,20	10,160 ± 1,140	WWUC130	
	170 ± 1,11	9,899 ± 1,064	WWUC060	
	172 ± 1,09	9,518 ± 1,011	WWUB042	
	235 ± 1,30	11,600 ± 1,382	WWSC001	
	254 ± 1,72	11,310 ± 1,206	WWSH001	
	260 ± 1,08	10,930 ± 1,109	WWSK001	
	334 ± 1,68	11,310 ± 1,176	WWSG001	
	559 ± 1,48	13,340 ± 1,412	WWSF213	
	764 ± 1,45	14,200 ± 1,482	WWSE213	
	988 ± 1,01	15,430 ± 1,585	WWSN001	
	1160 ± 1,37	14,450 ± 1,503	WWSD001	
	1380 ± 1,02	14,560 ± 1,474	WWSM001	
	1570 ± 1,29	13,820 ± 1,442	WWSC001	

A. Experimentell bestimmte Wirkungsquerschnitte

Produkt- nuklid	Energie [MeV]	Wirkungsquer- schnitt [mb]	Probe	Bemerkungen
	2580 ± 1,00	13,980 ± 2,650	WWSR001	
	2590 ± 1,01	10,840 ± 1,141	WWSL001	
¹⁸³ Ta	334 ± 1,68	11,100 ± 1,183	WWSG001	
	559 ± 1,48	12,580 ± 1,350	WWSF213	
	764 ± 1,45	13,080 ± 1,348	WWSE213	
	988 ± 1,01	12,040 ± 2,738	WWSN001	
	1160 ± 1,37	12,260 ± 1,345	WWSD001	
	1380 ± 1,02	13,740 ± 1,466	WWSM001	
	1570 ± 1,29	13,850 ± 6,089	WWSC001	
	2580 ± 1,00	14,600 ± 2,856	WWSR001	
	2590 ± 1,01	10,420 ± 1,128	WWSL001	
¹⁷⁸ W	68,6 ± 1,92	202,400 ± 21,770	WWUB822	
	80,1 ± 1,30	183,800 ± 20,730	WWUG420	
	84,2 ± 1,83	175,900 ± 18,750	WWUC740	
	91,7 ± 1,20	176,000 ± 18,510	WWUG350	
	95,5 ± 1,76	175,100 ± 18,580	WWUC670	
	99,2 ± 1,74	160,800 ± 17,360	WWUB642	
	99,6 ± 1,12	160,900 ± 16,730	WWUG300	
	107 ± 1,68	142,600 ± 14,940	WWUC590	
	109 ± 1,01	136,400 ± 14,490	WWUG240	
	116 ± 1,63	133,400 ± 14,500	WWUB522	
	117 ± 0,93	125,400 ± 13,010	WWUG180	
	126 ± 0,79	116,300 ± 12,310	WWUG090	
	132 ± 0,66	106,900 ± 10,990	WWUG030	
	139 ± 1,45	105,600 ± 11,480	WWUB342	
	154 ± 1,29	99,920 ± 10,990	WWUC210	
	159 ± 1,25	91,760 ± 10,100	WWUB162	
	170 ± 1,11	83,300 ± 8,970	WWUC060	
	172 ± 1,09	82,020 ± 9,169	WWUB042	
	235 ± 1,30	64,130 ± 8,066	WWSC001	
	254 ± 1,72	57,220 ± 6,406	WWSH001	
	260 ± 1,08	55,530 ± 6,528	WWSK001	
	334 ± 1,68	40,970 ± 6,393	WWSG001	
	559 ± 1,48	33,980 ± 3,751	WWSF213	
	764 ± 1,45	31,520 ± 4,515	WWSE213	
	988 ± 1,01	25,430 ± 2,767	WWSN001	
	1160 ± 1,37	26,780 ± 7,622	WWSD001	
	1380 ± 1,02	24,490 ± 2,818	WWSM001	
	1570 ± 1,29	22,960 ± 4,410	WWSC001	
	2580 ± 1,00	22,570 ± 4,355	WWSR001	
	2590 ± 1,01	18,180 ± 2,604	WWSL001	
¹⁸¹ Re	68,6 ± 1,92	114,900 ± 14,300	WWUB822	

Produkt- nuklid	Energie [MeV]	Wirkungsquer- schnitt [mb]	Probe	Bemerkungen
	80,1 ± 1,30	94,400 ± 11,460	WWUG420	
	84,2 ± 1,83	76,500 ± 8,148	WWUC740	
	91,7 ± 1,20	74,780 ± 9,053	WWUG350	
	95,5 ± 1,76	58,920 ± 8,434	WWUC670	
	99,2 ± 1,74	56,350 ± 9,239	WWUB642	
	99,6 ± 1,12	61,020 ± 7,511	WWUG300	
	107 ± 1,68	53,350 ± 5,826	WWUC590	
	109 ± 1,01	54,840 ± 7,937	WWUG240	
	116 ± 1,63	49,820 ± 6,875	WWUB522	
	117 ± 0,93	48,850 ± 6,406	WWUG180	
	126 ± 0,79	45,600 ± 6,084	WWUG090	
	132 ± 0,66	38,880 ± 4,938	WWUG030	
	136 ± 1,47	35,090 ± 4,806	WWUC370	
	139 ± 1,45	33,040 ± 6,091	WWUB342	
	147 ± 1,38	35,330 ± 3,943	WWUC280	
	154 ± 1,29	27,170 ± 4,154	WWUC210	
	159 ± 1,25	29,400 ± 7,581	WWUB162	
	163 ± 1,20	26,020 ± 3,667	WWUC130	
	170 ± 1,11	26,080 ± 3,317	WWUC060	
	172 ± 1,09	25,770 ± 6,723	WWUB042	
	235 ± 1,30	19,890 ± 3,885	WWSC001	
	254 ± 1,72	16,230 ± 1,831	WWSH001	
	260 ± 1,08	16,200 ± 1,704	WWSK001	
	334 ± 1,68	11,670 ± 1,481	WWSG001	
	559 ± 1,48	9,063 ± 1,008	WWSF213	
	764 ± 1,45	8,208 ± 0,922	WWSE213	
	988 ± 1,01	7,369 ± 0,957	WWSN001	
	1380 ± 1,02	7,842 ± 0,985	WWSM001	
	1570 ± 1,29	5,831 ± 1,178	WWSC001	
	2580 ± 1,00	8,627 ± 1,693	WWSR001	
	2590 ± 1,01	5,515 ± 0,605	WWSL001	
^{182g} Re	68,6 ± 1,92	29,880 ± 3,202	WWUB822	
	80,1 ± 1,30	21,330 ± 2,603	WWUG420	
	84,2 ± 1,83	19,680 ± 2,181	WWUC740	
	91,7 ± 1,20	18,440 ± 2,159	WWUG350	
	95,5 ± 1,76	16,780 ± 1,828	WWUC670	
	99,2 ± 1,74	15,830 ± 1,868	WWUB642	
	99,6 ± 1,12	15,100 ± 1,958	WWUG300	
	107 ± 1,68	15,370 ± 1,806	WWUC590	
	109 ± 1,01	12,930 ± 1,933	WWUG240	
	117 ± 0,93	12,030 ± 1,610	WWUG180	
	126 ± 0,79	11,120 ± 1,436	WWUG090	

A. Experimentell bestimmte Wirkungsquerschnitte

Produkt- nuklid	Energie [MeV]	Wirkungsquer- schnitt [mb]	Probe	Bemerkungen
	132 ± 0,66	8,107 ± 1,386	WWUG030	
	136 ± 1,47	10,280 ± 1,156	WWUC370	
	139 ± 1,45	10,550 ± 1,234	WWUB342	
	147 ± 1,38	5,900 ± 0,644	WWUC280	
	154 ± 1,29	9,064 ± 1,081	WWUC210	
	163 ± 1,20	7,350 ± 0,860	WWUC130	
	170 ± 1,11	6,639 ± 0,785	WWUC060	
	172 ± 1,09	7,162 ± 0,984	WWUB042	
	254 ± 1,72	4,635 ± 0,518	WWSH001	
	260 ± 1,08	4,609 ± 0,628	WWSK001	
	764 ± 1,45	2,314 ± 0,486	WWSE213	
¹⁸³ Re	68,6 ± 1,92	39,620 ± 4,254	WWUB822	
	80,1 ± 1,30	35,970 ± 4,052	WWUG420	
	84,2 ± 1,83	26,660 ± 3,426	WWUC740	
	91,7 ± 1,20	29,260 ± 3,046	WWUG350	
	95,5 ± 1,76	23,500 ± 3,097	WWUC670	
	99,2 ± 1,74	24,170 ± 2,649	WWUB642	
	99,6 ± 1,12	26,990 ± 2,801	WWUG300	
	107 ± 1,68	22,910 ± 2,962	WWUC590	
	109 ± 1,01	23,530 ± 2,481	WWUG240	
	116 ± 1,63	21,240 ± 2,270	WWUB522	
	117 ± 0,93	20,320 ± 2,107	WWUG180	
	126 ± 0,79	19,280 ± 2,015	WWUG090	
	132 ± 0,66	18,010 ± 1,956	WWUG030	
	136 ± 1,47	15,600 ± 2,014	WWUC370	
	139 ± 1,45	18,020 ± 2,186	WWUB342	
	147 ± 1,38	12,990 ± 2,029	WWUC280	
	154 ± 1,29	16,150 ± 1,771	WWUC210	
	159 ± 1,25	14,840 ± 1,670	WWUB162	
	163 ± 1,20	13,330 ± 2,506	WWUC130	
	170 ± 1,11	13,440 ± 1,458	WWUC060	
	172 ± 1,09	12,600 ± 1,370	WWUB042	
	235 ± 1,30	8,291 ± 1,062	WWSC001	
	254 ± 1,72	8,357 ± 0,931	WWSH001	
	260 ± 1,08	8,273 ± 0,855	WWSK001	
	334 ± 1,68	5,916 ± 0,682	WWSG001	
	559 ± 1,48	4,275 ± 0,521	WWSF213	
	764 ± 1,45	4,152 ± 0,428	WWSE213	
	988 ± 1,01	3,640 ± 0,471	WWSN001	
	1160 ± 1,37	3,262 ± 0,517	WWSD001	
	1380 ± 1,02	3,086 ± 0,511	WWSM001	
	1570 ± 1,29	3,241 ± 0,492	WWSC001	

Produkt- nuklid	Energie [MeV]	Wirkungsquer- schnitt [mb]	Probe	Bemerkungen
	2580 ± 1,00	4,785 ± 0,930	WWSR001	
	2590 ± 1,01	3,331 ± 0,482	WWSL001	
^{184m} Re	68,6 ± 1,92	3,553 ± 0,436	WWUB822	
	80,1 ± 1,30	2,849 ± 0,339	WWUG420	
	84,2 ± 1,83	2,744 ± 0,310	WWUC740	
	91,7 ± 1,20	2,248 ± 0,261	WWUG350	
	95,5 ± 1,76	2,592 ± 0,300	WWUC670	
	99,2 ± 1,74	2,342 ± 0,292	WWUB642	
	99,6 ± 1,12	2,384 ± 0,299	WWUG300	
	107 ± 1,68	2,246 ± 0,255	WWUC590	
	109 ± 1,01	1,815 ± 0,224	WWUG240	
	116 ± 1,63	2,154 ± 0,321	WWUB522	
	117 ± 0,93	1,833 ± 0,216	WWUG180	
	126 ± 0,79	1,649 ± 0,185	WWUG090	
	132 ± 0,66	1,603 ± 0,272	WWUG030	
	136 ± 1,47	1,920 ± 0,270	WWUC370	
	139 ± 1,45	1,891 ± 0,315	WWUB342	
	147 ± 1,38	1,773 ± 0,254	WWUC280	
	154 ± 1,29	1,513 ± 0,197	WWUC210	
	159 ± 1,25	1,385 ± 0,212	WWUB162	
	163 ± 1,20	1,399 ± 0,243	WWUC130	
	170 ± 1,11	1,185 ± 0,154	WWUC060	
	172 ± 1,09	1,117 ± 0,169	WWUB042	
	235 ± 1,30	0,988 ± 0,184	WWSC001	
	254 ± 1,72	1,006 ± 0,272	WWSH001	
	260 ± 1,08	1,102 ± 0,204	WWSK001	
	334 ± 1,68	0,521 ± 0,138	WWSG001	
	559 ± 1,48	0,607 ± 0,135	WWSF213	
	764 ± 1,45	0,464 ± 0,120	WWSE213	
	988 ± 1,01	0,616 ± 0,108	WWSN001	

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde im Zeitraum von September 1996 bis November 1997 am Zentrum für Strahlenschutz und Radioökologie der Universität Hannover durchgeführt.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. R. Michel für die Ermöglichung dieser Arbeit und für seine ständige Diskussionsbereitschaft, die zum Gelingen beigetragen hat.

Herrn M. Gloris danke ich für die Einweisung in das Meß- und Auswertesystem, sowie für seine Betreuung und Unterstützung während der Durchführung dieser Arbeit.

Herrn S. Jirotko möchte ich für sein Engagement zur Erfüllung des Strahlenschutzes danken. Für die Vorbereitung und Durchführung der Experimente gilt mein Dank den Mitarbeitern der Abteilung Nuklearchemie der Universität zu Köln unter der Leitung von Herrn Dr. U. Herpers

Den Leitungen und dem Betriebspersonal der Beschleuniger am Laboratoire National Saturne in Saclay und am Svedberg-Laboratorium in Uppsala danke ich für die Bereitstellung der Strahlzeit und die Unterstützung bei der Durchführung der Experimente.

Für interessante Gespräche und ein ausgezeichnetes Arbeitsklima bedanke ich mich bei Frau S. Neumann, und A. Schmitt und den Herren Dr. I. Leya, Dr. U. Neupert und A. Busse, sowie allen anderen Personen des Instituts.

Besonderer Dank gebührt meinen Eltern, die mir dieses Studium ermöglichten und während seiner gesamten Dauer eine moralische Unterstützung boten.

J. Schulz möchte ich für ihre Geduld und Nachsicht besonders in der Schlußphase dieser Arbeit danken und dafür, daß sie den Glauben am mich nie verloren hat.

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel und Quellen verwendet habe.
Hannover, den 2. November 1997

