



KfK 2918
Februar 1980

Eine Methode zur Bestimmung der Neutroneneinfangquerschnitte von Kryptonisotopen

F. Hensley
Institut für Angewandte Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Angewandte Kernphysik

KfK 2918

Eine Methode zur Bestimmung der
Neutroneneinfangquerschnitte von Kryptonisotopen*

F. Hensley

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

*von der naturwiss. Gesamtfakultät der Universität Heidelberg
genehmigte Dissertation.

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

ZUSAMMENFASSUNG

Zur Bestimmung der Neutroneneinfangquerschnitte von Edelgasen wurde eine Meßmethode entwickelt, bei der die Probensubstanz in ihrer flüssigen Phase bestrahlt wird. Zum Nachweis der Einfang-Gammastrahlung wurde ein C_6D_6 -Flüssigszintillator aufgebaut, der durch Anwendung einer entsprechenden Gewichtsfunktion auf die Spektren eine definierte Nachweiswahrscheinlichkeit für Einfangereignisse aufweist. Die Einfangquerschnitte des natürlichen Kr und des ^{84}Kr wurden im Energiebereich zwischen 5 und 240 keV relativ zum Au bestimmt. Hieraus wurden maxwell-gemittelte Querschnitte für $5 \text{ keV} \leq kT \leq 50 \text{ keV}$ berechnet, wie sie zum quantitativen Verständnis des s-Prozesses benötigt werden. Durch Normierung von Literaturwerten der isotopischen Einfangquerschnitte mit diesen Querschnitten konnten die im s-Prozeß gebildeten Häufigkeiten der Kryptonisotope sowie die solare Häufigkeit von natürlichem Kr bestimmt werden.

ABSTRACT

A Technique to Measure the Neutron Capture Cross-Sections of Krypton Isotopes

For the measurement of the neutron capture cross-sections of noble gases an experimental technique was developed, where the probe material is irradiated in its liquid phase. To detect the capture gamma-rays a C_6D_6 liquid scintillator was constructed providing a defined sensitivity for capture events by applying an appropriate weighting function to the spectra. The capture cross-sections of natural Kr and ^{84}Kr were measured relative to Au in the energy region between 5 keV and 240 keV. Values of Maxwellian averaged capture cross-sections at $5 \text{ keV} \leq kT \leq 50 \text{ keV}$ were derived, as they are needed for a quantitative understanding of the s-process of nucleosynthesis. By normalizing literature values of the isotopic cross-sections with the derived cross sections it was possible to determine the isotopic abundances produced in the s-process as well as the solar abundance of natural Kr.

Inhalt :

	Seite	
I.	Einleitung	1
II.	Meßtechniken für die Bestimmung von Neutroneneinfangquerschnitten	4
II.1	Reaktionsmechanismen beim Neutroneneinfang	4
II.2	Wirkungsquerschnitt für Neutroneneinfänge im Bereich unaufgelöster Resonanzen	5
II.3	Nachweis von Neutroneneinfangereignissen	7
II.4	Neutroneneinfang am Krypton	13
III.	Experiment	15
III.1	Meßanordnung	15
III.2	Neutronenquelle	16
III.3	Kollimator	16
III.4	Kryostat	17
III.5	Detektoren	22
III.6	Elektronik	25
IV.	Proben	27
V.	Durchführung der Messungen	32
VI.	Datenanalyse	34
VI.1	Rohauswertung	34
VI.1.1	Gamma-Peak-Kontrolle	34
VI.1.2	Flugzeitspektren	34
VI.1.3	Untergrund	36
VI.1.4	Impulshöhenspektren	38
VI.1.5	Untergrundsubtraktion	38
VI.2	Gewichtung	42

	Seite	
VI.3	Berechnung der Wirkungsquerschnitte	47
VI.4	Mittlere Bindungsenergie für das natürliche Krypton	48
VI.5	Korrektur für Vielfachstreuung und Selbst-Selbstabschirmung	51
VI.6	Statistische Unsicherheit und systematische Fehler	53
VII.	Ergebnisse	59
VII.1	Neutroneneinfangquerschnitt des ^{84}Kr	59
VII.2	Neutroneneinfangquerschnitt des natürlichen Krypton	61
VII.3	Maxwell-gemittelte Wirkungsquerschnitte	65
VIII.	Nukleosynthese durch Neutroneneinfang	67
IX.	Bedeutung der Neutroneneinfangquerschnitte des Krypton für den s-Prozeß	71
	Zusammenfassung	81
	Literaturverzeichnis	84
	Anhang A : Berechnung der Gewichtsfunktion	87
	Anhang B : Abweichung der Ansprechwahrscheinlichkeit von der linearen Energieabhängigkeit beim Nachweis von zwei Gammaquanten pro Einfang	93
	Anhang C : Bestimmung der Probenmasse	96
	Anhang D : Wirkungsquerschnitte für elastische Streuung und Einfang von Neutronen aus Rechnungen mit SESH unter Verwendung von Resonanzparametern verschiedener Autoren	99
	Anhang E : Experimentell gemessene Werte der Neutroneneinfangquerschnitte für ^{84}Kr und das natürliche Krypton	103

I. Einleitung

Die Mehrzahl der im Universum vorgefundenen Kerne mit Massenzahl $A > 56$ wurden durch Kernreaktionen in Sternen gebildet (B₂FH 57). Hierbei sind die wichtigsten Bildungsmechanismen der Neutroneneinfang im r- und s-Prozeß. Beim s-Prozeß ist die Zeit zwischen zwei Einfängen groß gegenüber der Lebensdauer der entstehenden β -instabilen Isotope, so daß der Prozeß dem Stabilitätstal folgt. Typische Neutronenflüsse von $\sim 10^{15} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, die zu Einfangraten von 10^{-5} bis 10^{-2} pro Jahr führen, und Energieverteilungen mit Schwerpunkt bei $E_n \approx 30 \text{ keV}$, wie sie zur Beschreibung des s-Prozesses erforderlich sind, werden in Sternen vom Typ der roten Riesen vorgefunden, die man deshalb für den Ort dieses Syntheseprozesses hält.

Bei der Beschreibung des s-Prozesses spielt das Produkt $N_s \langle \sigma \rangle$ aus der in diesem Prozeß entstandenen Häufigkeit N_s eines Isotops mit seinem über die Energieverteilung gemittelten Einfangquerschnitt $\langle \sigma \rangle$ eine zentrale Rolle. Diese Größe zeigt über weite Bereiche des Synthesepfads einen glatten Verlauf. Damit ist es möglich, bei Kenntnis des Wirkungsquerschnitts $\langle \sigma \rangle$ auf die s-Prozeß-Häufigkeit zu schließen, wenn das Produkt aus den Nachbar-elementen interpoliert werden kann. Im Fall der Edelgase ist dies eine Möglichkeit für eine genaue Häufigkeitsbestimmung. Solare Häufigkeiten werden meist aus Messungen an Meteoriten gewonnen. Von kohligen Chondriten des Typs C1 nimmt man an, daß sie nie stark erhitzt wurden und deshalb die ursprüngliche im Stern entstandene Isotopenverteilung enthalten. Bei den Edelgasen weisen solche Messungen wegen der Flüchtigkeit dieser Elemente große Fehler auf, so daß in diesen Fällen aus der s-Prozeß-Systematik genauere Ergebnisse gewonnen werden können. Dies setzt jedoch die Kenntnis der Einfangquerschnitte voraus.

Obwohl seit Anfang der Forschungsprogramme zur friedlichen Nutzung der Kernenergie die Messung von fehlenden Kerndaten, insbesondere von Neutroneneinfangquerschnitten, für die in Kernreaktoren und ihrer Struktur verwendeten Materialien gefordert und in Bedarfslisten formuliert wurde, ist der Bedarf auch heute noch nicht in allen Punkten gedeckt. Wesentliche Lücken weist das Daten-

material bei den Edelgasen auf, für die außer einigen, aus Aktivierungsanalysen gewonnenen Meßpunkten für das ^{40}Ar noch keinerlei experimentelle Neutroneneinfangquerschnitte im keV-Bereich vorlagen. Solche Daten für die Spaltprodukte Kr und Xe gehen in die Neutronenbilanz der Kernreaktoren ein, während die Aktivierung des Ar, das als Schutzgas bei schnellen Reaktoren verwendet werden soll, letztlich nur bei Kenntnis seines Einfangquerschnitts quantitativ abzuschätzen ist.

In dieser Arbeit soll eine Meßtechnik entwickelt werden, mit der Neutroneneinfangquerschnitte der Edelgase experimentell bestimmt werden können. Bei der Auswahl der Proben steht der astrophysikalische Aspekt im Vordergrund.

Die Untersuchungen konzentrieren sich dabei auf das Krypton, das für den s-Prozeß besonders interessant ist. Die beiden Isotope ^{80}Kr und ^{82}Kr , die nur im s-Prozeß erzeugt werden, erlauben eine Neubestimmung der solaren Kryptonhäufigkeit und sind vor allem für die Untersuchung der Verzweigung des s-Prozeß-Pfades beim ^{79}Se wichtig. Durch kombinierte Analyse dieser Verzweigung mit denen beim ^{80}Br und ^{85}Kr können wichtige physikalische Parameter des s-Prozesses wie Sterntemperatur und Neutronenfluß abgeschätzt werden (Con 76) (War 76). Zu einer solchen Analyse ist allerdings die Kenntnis der Einfangquerschnitte einiger weiterer Kerne erforderlich.

Die grundsätzliche Schwierigkeit bei der Messung der Einfangquerschnitte der Edelgase liegt in der Herstellung von separierten Proben ausreichender Masse. Die hohen Preise für angereicherte Edelgasisotope lassen nur kleine Probenmengen zu, die wegen der Flüchtigkeit der Gase in relativ massiven, hochvakuumdichten Behältern bestrahlt werden müssen. Ein Experiment zur Bestimmung des Einfangquerschnittes muß deshalb wegen der begrenzten Zählraten sorgfältig hinsichtlich des zu erwartenden Untergrundes optimiert werden. Angesichts der experimentellen Schwierigkeiten muß diese Arbeit weitgehend als erster Schritt verstanden werden, mit dessen Hilfe Erfahrungen für künftige genauere Bestimmungen der Edelgaswirkungsquerschnitte gewonnen werden können.

Demgemäß beschränkt sich diese Arbeit auf die Bestimmung der
Einfangquerschnitte des natürlichen Isotopengemisches und des
⁸⁴Kr. Die Ergebnisse dieser Messung können in der in Abschnitt
IX beschriebenen Weise zur Normierung theoretisch berechneter
Einfangquerschnitte der restlichen stabilen Isotope verwendet
werden.

II. Meßtechniken für die Bestimmung von Neutroneneinfang- querschnitten

II.1 Reaktionsmechanismen beim Neutroneneinfang

Beim Neutroneneinfang handelt es sich um eine Compoundkernreaktion: das einfallende Neutron und der Targetkern verschmelzen zu einem Zwischenkern mit einer Lebensdauer, die bis zum 10^6 -fachen der Lebensdauer eines Einteilchenzustandes betragen kann (Abb. 2.1). Dieses Zwischenkernsystem gewinnt aus der kinetischen Energie E_n des Projektils und der Bindungsenergie des letzten Neutrons B_n einen Energieüberschuß. Es befindet sich in einem angeregten Zustand mit der Anregungsenergie

$$E^* = E_n + B_n . \quad (2.1)$$

Die Bindungsenergien B_n liegen für mittelschwere Kerne in der Größenordnung $B_n \sim 8$ MeV. Bei Anregungsenergien dieser Größe besitzt der Kern ein Kontinuum von sich überlappenden Zuständen, die sich als hoch entartete Konfigurationsmischungen aus Einteilchenwellenfunktionen zusammensetzen. Aus diesem Grund gilt die Beziehung 2.1 exakt und erfährt keine Einschränkung bezüglich der diskreten Energien der möglichen Einteilchenzustände. Die Variation der Amplituden der am Compoundzustand beteiligten Wellenfunktionen mit der Neutronenenergie kann als statistisch betrachtet werden, wobei die Kopplung aufgrund der hohen Entartung immer in einer Weise möglich ist, die die Drehimpulserhaltung beim Übergang vom System Target + Projektil in den Compoundkern gewährleistet.

Wegen der langen Lebensdauer der Compoundzustände von $10^{-16} - 10^{-14}$ s können Bildungs- und Zerfallskanal als unabhängig voneinander betrachtet werden. Bei den hier zu betrachtenden Einschußenergien $5 \text{ keV} \leq E_n \leq 300 \text{ keV}$ stehen dem angeregten System als Zerfallskanäle zur Verfügung:

1. Abdampfung eines Neutrons n' , d.h. inelastische bzw. compound-elastische Streuung
2. Abregung über Gamma-Emission.

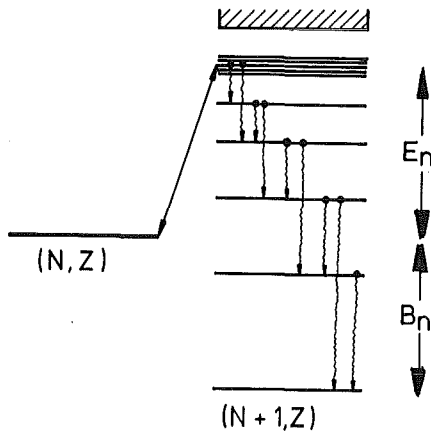


Abb. 2.1

Mechanismus beim Neutroneneinfang

Emission geladener Teilchen wird für Neutronenenergien im keV-Bereich durch den Coulombwall verhindert, die Emission mehrerer Neutronen tritt erst bei Anregungsenergien auf, welche die Summe der Bindungsenergien der letzten Neutronen übersteigen. Dies ist erst bei Einschußenergien von mehreren MeV der Fall. Spaltung spielt für Kerne mit Massenzahl $A \leq 200$ keine Rolle.

Die Abregung des angeregten Zustands über Gamma-Emission wird eingeschränkt durch Auswahlregeln. Die Abregung in den Grundzustand ist deshalb i.A. nicht direkt möglich, sie erfolgt dann über eine Kaskade von aufeinanderfolgenden Gamma-Quanten. Da die Kopplung der Konfigurationsmischungen zum Compound-Zustand mit der Einschußenergie statistisch variiert, ändert sich auch die Übergangswahrscheinlichkeit in tieferliegenden Zuständen "zufällig". Infolgedessen können Form und Zusammensetzung der Gamma-Kaskade mit der Neutronenenergie variieren. Die Abhängigkeit der Gamma-Kaskade von der Neutronenenergie ist im Bereich aufgelöster Resonanzen stark, im Bereich überlappender Niveaus wird sie lediglich statistische Schwankungen aufweisen.

II.2 Wirkungsquerschnitt für Neutroneneinfänge im Bereich unauflöster Resonanzen

Der Neutroneneinfangquerschnitt für eine isolierte Resonanz mit Spin J kann für die 1-te Partialwelle durch eine Breit-Wigner-Formel beschrieben werden (Lan 57)

$$\sigma_{J1} = \frac{(2J+1)}{(2I+1)} \frac{\pi}{k^2} \frac{\sum \Gamma_{\lambda J}(nlj) \Gamma_{\lambda J}(\gamma)}{(E_{\lambda} - E_n)^2 + (\Gamma_{\lambda j}/2)^2} \quad (2.2)$$

wobei k die Wellenzahl des einfallenden Neutrons multipliziert mit 2π , E_{λ} die Resonanzenergie, $\Gamma_{\lambda J}(\gamma)$ die Strahlungsbreite der Resonanz, $\Gamma_{\lambda J}(nlj)$ die Neutronenbreite im Eingangskanal mit Spin j und

$$\Gamma_{\lambda J} = \sum_{l,j} \Gamma_{\lambda J}(nlj) + \sum_{n',l',j'} \Gamma_{\lambda J}(n'l'j') + \Gamma_{\lambda J}(\gamma) \quad (2.3)$$

die totale Breite der Resonanz bezeichnen. $\Gamma_{\lambda J}(n'l'j')$ bezeichnet die Breite für inelastische Streuung, bei der ein Neutron n' mit dem Bahndrehimpuls l' im Anregungszustand j' emittiert wird.

Für einen Kern mit Massenzahl $A = 80$ erwartet man für eine Anregungsenergie in der Nähe der Bindungsenergie des letzten Neutrons eine mittlere Resonanzbreite $\langle \Gamma_{\lambda J} \rangle$ von etwa 0,2 eV bei einem mittleren Niveauabstand $\langle D_{\lambda J} \rangle$ von etwa 10^2 eV (z.B. Mus 70), der jedoch in der Nähe der magischen Neutronenzahl 50 auf etwa 10^4 eV ansteigen kann. Die Energieauflösung des verwendeten Flugzeitspektrometers mit kurzen Flugwegen von ~ 1 m beträgt im Energiebereich $E_n \sim 10$ keV etwa 100 eV, d.h. der gemessene Wirkungsquerschnitt wird sich, außer bei magischen Kernen, im Allgemeinen als Mittelwert über mehrere Resonanzen darstellen. Für den gemittelten Wirkungsquerschnitt ergibt sich aus (2.2)

$$\langle \sigma_{J1} \rangle = \frac{(2J+1)}{(2I+1)} \frac{\pi^2}{k^2} \frac{1}{\langle D_{\lambda J} \rangle} \sum_j \left\langle \frac{\Gamma_{\lambda J}(nlj) \Gamma_{\lambda J}(\gamma)}{\Gamma_{\lambda J}} \right\rangle \quad (2.4)$$

In (Lan 59) wird gezeigt, daß die Mittelung über die Resonanzbreiten ersetzt werden kann durch die Summe der Transmissionskoeffizienten $\sum_{l,j} T_{\lambda J}(nlj)$ für die Bildung der beteiligten Compoundzustände multipliziert mit der Summe der Transmissionskoeffizienten des Zustands in die Zerfallskanäle $\sum_{i,L} T_{\lambda J}(\gamma)$ dividiert durch die Summe aller Transmissionskoeffizienten $\sum_{i,L} T_{\lambda J}$:

$$\langle \sigma_{J1} \rangle = \frac{\pi^2}{k^2} \sum_j \frac{(2J+1)}{(2j_i+1)(2j_a+1)} \frac{\sum_{l,j} T_{\lambda J}(nlj) \left(\sum_{i,L} T_{\lambda J}(\gamma) \right)}{\left(\sum_{i,L} T_{\lambda J} \right)} \quad (2.5)$$

Die Zerfallskanäle werden hierbei durch den totalen Photonen-

spin L bezeichnet, der sich als Vektorsumme aus dem intrinsischen Spin des Photons und dem Bahndrehimpuls l zusammensetzt. Die Transmissionskoeffizienten werden über die Beziehung

$$T_{\lambda J} = 2 \pi (A_{\lambda J})^2 \rho_J \quad (2.6)$$

von den "Breitenamplituden" $A_{\lambda J}$ und der mittleren Niveaudichte ρ_J bestimmt. Die $A_{\lambda J}$ wiederum sind direkt proportional zur Summe der beteiligten Einteilchenwellenfunktionen, so daß die $T_{\lambda J}$ im wesentlichen ebenso statistisch mit der Einschubenergie variieren wie die Amplitudensumme der am Compoundzustand beteiligten Wellenfunktionen. Im unteren Energiebereich ($E_n \leq 60$ keV), wo die Energieauflösung des Experiments vergleichbar ist mit $\langle D_{\lambda J} \rangle$, erwartet man also wegen der statistischen Variation der Amplituden eine ebenso statistische Fluktuation des Wirkungsquerschnittes. Bei höheren Energien wird über genügend Resonanzen gemittelt, daß der Wirkungsquerschnitt glatt erscheint. Im gesamten Bereich variiert die Niveaudichte ρ_J nach (Be 37) mit der Anregungsenergie E^* nach der Beziehung

$$\rho_J \propto (E^*)^{-2} \exp \left[2(aE^*)^{1/2} \right]. \quad (2.7)$$

Da die Neutronenenergie E_n von einigen keV vernachlässigbar ist gegenüber der Bindungsenergie B_n von einigen MeV, kann die Niveaudichte über den interessierenden Energiebereich als konstant angenommen werden. Bei den hier in Betracht kommenden Neutronenenergien ergibt sich somit für die Energieabhängigkeit des Einfangquerschnitts im wesentlichen

$$\sigma \propto \sqrt{E}^{-1}. \quad (2.8)$$

Dieser Verlauf kann durch die zunehmende Beimischung der p-Wellen-Komponente zum dominierenden s-Wellen-Anteil modifiziert werden.

II.3 Nachweis von Neutroneneinfangereignissen

Zum Nachweis von Neutroneneinfangereignissen bieten sich zwei Methoden an:

- 1) Aktivierungsmethoden,
- 2) Direkte Methode über den Nachweis der prompten Gammastrahlung.

Die erste Methode kann nur dann angewandt werden, wenn im produzierten Kern ein isomerer Anregungszustand ausreichender Lebensdauer erzeugt wird oder wenn dieser Kern selbst radioaktiv ist und mit geeigneter Halbwertszeit zerfällt. Diese Methode ist jedoch auf wenige Kerne beschränkt. Sie hat zudem den Nachteil, daß die Energieabhängigkeit des Neutroneneinfangs nur mit mono-energetischen Neutronen gemessen werden kann, die unterhalb 100 keV kaum zur Verfügung stehen. Für Messungen, die nur einen gemittelten Wirkungsquerschnitt bestimmen sollen, wie es z.B. in der Astrophysik oder in der Reaktorphysik gelegentlich gewünscht wird, kann Aktivierung auch für niedrige Energien < 100 keV eine brauchbare Methode sein, wenn man ein Neutronenspektrum erzeugen kann, dessen Energieverteilung etwa einer Maxwell-Verteilung mit richtigem Schwerpunkt entspricht. Z.B. erzeugt die Reaktion ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ mit dicken Li-Targets bei einer Protonenenergie $E_p = 1900$ keV, wie sie am Karlsruher Van de Graaff-Beschleuniger als Neutronenquelle angewandt wird, ein der Maxwell-Verteilung für $kT = 30$ keV sehr ähnliches Neutronenspektrum (KÄ 77). Die Messung der Aktivierung ist außerdem auf solche Fälle beschränkt, bei denen (a) eine genaue Flußmessung möglich ist und (b) der Untergrund aus mitzumessenden Probenbehältern genau bestimmt werden kann oder keine Behälter erforderlich sind. Von aktivierten Proben können entweder die mit dem Zerfall verbundene Gammastrahlen oder bei β -instabilen Kernen die emittierten Elektronen nachgewiesen werden. Die zweite Möglichkeit kommt jedoch meist nur für große Einfangquerschnitt in Frage, da lediglich in solchen Fällen in den für β -Spektroskopie notwendigen dünnen Proben ausreichende Aktivitäten erzeugt werden können. Aufgrund der erwähnten Einschränkungen ist die Aktivierungsmethode für die meisten Kryptonisotope nicht anwendbar, so daß man für eine systematische Untersuchung aller Kryptonisotope auf die zweite Methode angewiesen ist.

Die zur Erzeugung von keV-Neutronen verwendete Kernreaktion ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ liefert mit dicken Li-Targets ein kontinuierliches Neutronenspektrum, das im Laborsystem von ca. 3 bis 250 keV reicht. Die Energieabhängigkeit der Querschnitte erhält man durch Nachweis der prompten Gammastrahlung in Abhängigkeit von der Neutro-

nenflugzeit. Dies setzt eine gepulste Neutronenquelle voraus. Genauere Angaben zur verwendeten Neutronenquelle finden sich in Abschnitt III.2.

Wegen der Abhängigkeit der Gamma-Kaskade von der Neutronenenergie sind spektroskopische Methoden nicht anwendbar; es gibt beim Neutroneneinfang i.A. kein System von ausgezeichneten Gammalinien, das allein als Maß für den Neutroneneinfang dienen kann. Man muß deshalb Methoden entwickeln, die von Spektrum und Multiplizität der Gamma-Kaskade unabhängig sind und dennoch ein direktes Maß für die Zahl der Einfangereignisse abgeben.

Die klassische Methode ist die Verwendung großer Szintillatortanks mit Ansprechwahrscheinlichkeiten $\epsilon_{\gamma} \sim 100\%$ für die Gamma-Strahlung in der Kaskade. Mit dem Szintillatortank wird simultan über die gesamte Gamma-Kaskade summiert, d.h. man erzeugt ein Signal $A \sim E^* = E_n + B_n$. Nach Abzug des Untergrunds kann man so jedem nachgewiesenen Ereignis im Detektor genau ein Einfangereignis zuordnen. Große Tanks haben den Nachteil, daß sie eine recht schlechte Zeitauflösung von $\lambda > 3$ ns besitzen, so daß man zur Bestimmung der Neutronenenergie durch Flugzeitmessungen große Flugwege benötigt. Die daraus folgende Reduzierung des Neutronenflusses erfordert große Probenmengen, die oft nur schwer zu erhalten sind und große Korrekturen für Vielfachstreuung und Selbstabschirmung der Neutronen durch die Probe nötig machen.

Ein zweiter Typ von Detektoren nutzt die Tatsache aus, daß in der Kaskade die Summe der Energie $E_{\gamma i}$ der einzelnen Gammaübergänge der Anregungsenergie des Compoundkerns entspricht:

$$\sum_{i=1}^M E_{\gamma i} = E^* = E_n + B_n \quad (2.9)$$

wobei M die Multiplizität der Kaskade ist. Wenn man nun einen Detektor findet, dessen Ansprechwahrscheinlichkeit proportional zu E_{γ} wächst

$$\epsilon(E_{\gamma}) = \text{const} \cdot E_{\gamma} \quad (2.10)$$

und so klein ist, daß im statistischen Mittel höchstens ein

Gammaquant pro Kaskade registriert wird, so ergibt sich eine Nachweiswahrscheinlichkeit pro Einfangereignis, die von der Kaskade unabhängig ist:

$$\epsilon(n\text{-Einfang}) = \sum_{i=1}^M \epsilon(E_{\gamma i}) = \text{const} \cdot \sum_{i=1}^M E_{\gamma i} = \text{const} \cdot (E_n + B_n) \quad (2.11)$$

Ein Detektor dieser Ansprechcharakteristik wurde für Neutroneneinfangmessungen erstmals von Moxon und Rae verwirklicht (Mox 63). Der Detektor besteht aus einer Graphitscheibe, in welcher die einfallenden Gammaquanten vorwiegend durch Compton-Effekt Elektronen erzeugen. Diese werden in einem dünnen Plastiksintillator mit nachfolgendem Photovervielfacher nachgewiesen. Mit den heute auf dem Markt erhältlichen Szintillatoren mit Impulsanstiegszeiten $< 500 \text{ ps}$ (im betrachteten Energiebereich) hat dieser Detektor den Vorteil einer guten Zeitauflösung von $\sim 1 \text{ ns}$, die im wesentlichen durch die Anstiegszeit des Photovervielfachers bestimmt wird. Sein entscheidender Nachteil ist seine kleine Ansprechwahrscheinlichkeit $\epsilon(E_{\gamma}) < 0,4 \text{ \%}/\text{MeV}$, die große Probenmengen oder extrem kurze Flugwege mit entsprechend schlechter Energieauflösung bedingt.

Eine wesentliche bessere Ansprechwahrscheinlichkeit von $\sim 20 \text{ \%}$ mit ebenso guter Zeitauflösung kann man erreichen, wenn man die Gammastrahlung direkt in einem dicken Szintillator nachweist. Solche Szintillationsdetektoren haben zwar nicht die gewünschte lineare Energieabhängigkeit $\epsilon(E_{\gamma})$, jedoch hat Maier-Leibnitz (Ma 67) darauf hingewiesen, daß man für viele Strahendetektoren eine mit der Energie linear anwachsende Ansprechfunktion erzeugen kann, indem man die entsprechenden Impulshöhenspektren kanalweise mit geeigneten Faktoren gewichtet:

Von einem Gammaskpektrum der Form $n(E_{\gamma})$ mit Energien zwischen E_{γ} und $E_{\gamma} + dE_{\gamma}$ mißt ein solcher Detektor ein Impulshöhenspektrum

$$A(I) = \int_0^{\infty} n(E_{\gamma}) P(E_{\gamma}) S(I, E_{\gamma}) dE_{\gamma} \quad (2.12)$$

wobei $P(E_{\gamma})$ die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors für ein Gammaquant der Energie E_{γ} und $S(I, E_{\gamma})$ die Wahrscheinlichkeit

ist, daß der Detektor für E_γ einen Puls der Höhe I liefert. $S(I, E_\gamma)$ ist als Verteilungsfunktion so definiert, daß

$$\int_0^{\infty} S(I, E_\gamma) dI = 1 \quad (2.13)$$

Es ist möglich, eine Gewichtsfunktion $W(I)$ so zu bestimmen, daß

$$\int_0^{\infty} P(E_\gamma) S(I, E_\gamma) W(I) dI = f(E_\gamma) \quad (2.14)$$

also insbesondere

$$\int_0^{\infty} P(E_\gamma) S(I, E_\gamma) W(I) dI = \text{const} \cdot E_\gamma \quad (2.14a)$$

Gewichtet man in (2.12) mit $W(I)$ die zu jeder Impulshöhe gehörige Zählrate, so erhält man als Integral über das Impulshöhenspektrum:

$$R = \int_0^{\infty} A(I) W(I) dI \quad (2.15)$$

$$R = \int_0^{\infty} n(E_\gamma) P(E_\gamma) S(I, E_\gamma) W(I) dE_\gamma dI \quad (2.16)$$

Beschreibt $n(E_\gamma)$ die Gammakaskade nach einem Neutroneneinfang so entspricht das Integral R der Nachweiswahrscheinlichkeit für das Einfangereignis. Durch Einsetzen von (2.14a) ergibt sich die gewünschte Energieabhängigkeit der Ansprechwahrscheinlichkeit $\epsilon(E_\gamma) = \text{const} \cdot E_\gamma$ und somit

$$\epsilon(\text{n-Einfang}) = R = \text{const} \cdot \int_0^{\infty} n(E_\gamma) E_\gamma dE_\gamma = E_n + B_n \quad (2.17)$$

Ein entsprechender Detektor mit Impulshöengewichtung wurde erstmals von Macklin entwickelt (Ma 67). Man kann damit das gleiche Verhalten erreichen wie beim Moxon-Rae-Detektor verbunden mit einer wesentlich höheren Nachweiswahrscheinlichkeit. Wie wichtig dieser Punkt ist, zeigt die Tabelle 1, in der nochmals die Eigenschaften der drei Detektoren zusammengestellt sind. Der Vergleich geht davon aus, daß eine Messung mit derselben Energieauflösung durchgeführt werden soll.

		Tank	Maier-Leibnitz	Moxon-Rae
Zeitauflösung	Δt	3-4 ns	1 ns	1 ns
Flugweg ¹⁾	s	s_0	$1/3 s_0$	$1/3 s_0$
und Flugzeit ¹⁾	t	t_0	$1/3 t_0$	$1/3 t_0$
Fluß am Ort der Probe	$\dot{\Phi}$	$\dot{\Phi}_0$	$9 \dot{\Phi}_0$	$9 \dot{\Phi}_0$
Wiederholffrequenz des Neutronenpulses	ν	ν_0	$3 \nu_0$	$3 \nu_0$
Nachweiswahrscheinlichkeit pro Einfang	ϵ	100%	20%	2%
Nutzzählrate $ZR \sim \dot{\Phi} \cdot \epsilon \cdot \nu$		1	5.4	0.54

1) die für die gleiche Auflösung der Neutronenenergie benötigt werden

Tabelle 1 Vergleich von Detektoren zum direkten Nachweis der Gammakaskade beim Neutroneneinfang.
Der Vergleich geht davon aus, daß mit den verschiedenen Detektoren die gleiche Auflösung der Neutronenenergie erreicht werden soll.

Bei einer Zeitauflösung des Detektors Δt , einem Flugweg s und einer Flugzeit $t(s, E_n)$ ergibt sich die Auflösung in der Neutronenenergie:

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \frac{\Delta t}{t(s, E_n)} \quad (2.18)$$

Aufgrund der besseren Zeitauflösung läßt sich die gleiche Energieauflösung, die der Tank bei einem Flugweg s_0 erreicht, beim Szintillator mit Maier-Leibnitz-Gewichtung und beim Moxon-Rae-Detektor bereits bei einem Flugweg $s_0/3$ erzielen. Man erreicht so eine Flußerhöhung um einen Faktor 9. Zudem kann man die Wiederholfrequenz des Strahls ebenfalls um den Faktor 3 vergrößern, um den sich die Flugzeiten verkürzen. Somit ergeben sich bei den gleichen Proben und der gleichen Neutronenausbeute für die drei Detektoren Nutzzählraten $ZR \sim \phi \cdot \epsilon \cdot v$ von 1, 5,4 und 0,54. Sowohl der Szintillator mit Maier-Leibnitz-Gewichtung als auch der Moxon-Rae-Detektor sind ausreichend klein, daß man deren Zählraten durch Verwendung von bis zu 4 Detektoren noch weiter verbessern kann.

Außer bei Messungen großer Zählraten (z.B. an radioaktiven Proben), wo der Moxon-Rae-Detektor wegen seiner geringen Nachweiswahrscheinlichkeit überlegen sein kann, bietet der Szintillator mit Impulshöhengewichtung bei gegebener Probenmenge die größte Nutzzählrate. Ein Detektor dieses Typs wurde deshalb für das hier beschriebene Experiment entwickelt und verwendet.

II.4 Neutroneneinfang an Krypton

Für die Messung der Neutroneneinfangquerschnitte der Kr-Isotope waren leider nur für ^{86}Kr und ^{84}Kr separierte Isotope verfügbar. Ausreichend hohe Anreicherungen der restlichen Isotope, die es ermöglichen würden, für jedes Isotop den Fehler in Kauf zu nehmen, der durch die in den Mischungen enthaltenen Fremdkerne entsteht, sind meist extrem teuer oder nicht erhältlich. Zur Bestimmung der isotopischen Wirkungsquerschnitte muß man deshalb den Neutroneneinfang eines geeigneten Systems von angereicherten Isotopenmischungen messen. Von jedem Gemisch mißt man eine

Zählrate ZR:

$$ZR = \phi \sum_i N_i \sigma_i(n, \gamma) \cdot \epsilon_i \quad (2.19)$$

wobei N_i die Zahl der bestrahlten Kerne, $\sigma_i(n, \gamma)$ der Neutroneneinfangquerschnitt, ϵ_i die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors jeweils für das Isotop i sind und ϕ den von der Probe gesehenen Fluß bezeichnet. Wählt man nun eine Anzahl von Isotopenmischungen entsprechend der Zahl der Isotope so aus, daß sich keines der Gemische aus irgendwelchen anderen kombinieren läßt, so erhält man ein System von linear unabhängigen Gleichungen der Form (2.19), das man nach den $\sigma_i(n, \gamma)$ auflösen kann. Der Fehler, der durch die Abschätzung der unbekanntenen isotopenabhängigen Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors ϵ_i entsteht, wird in Kapitel VI.4 diskutiert.

III. Experiment

III.1 Meßanordnung

Abb. 3.1 zeigt schematisch den Aufbau der verwendeten Meßapparatur. Der gepulste Protonenstrahl des Karlsruher 3 MV Van de Graaff-Beschleunigers erzeugt mit einem Li-Target Neutronenpakete, die, durch einen Kollimator räumlich begrenzt, nach 70 cm Flugweg auf die Proben treffen. Die hier entstehende Gammastrahlung wird von zwei Szintillationsdetektoren nachgewiesen. Die einzelnen Komponenten der Meßanordnung werden in den folgenden Abschnitten ausführlicher beschrieben.

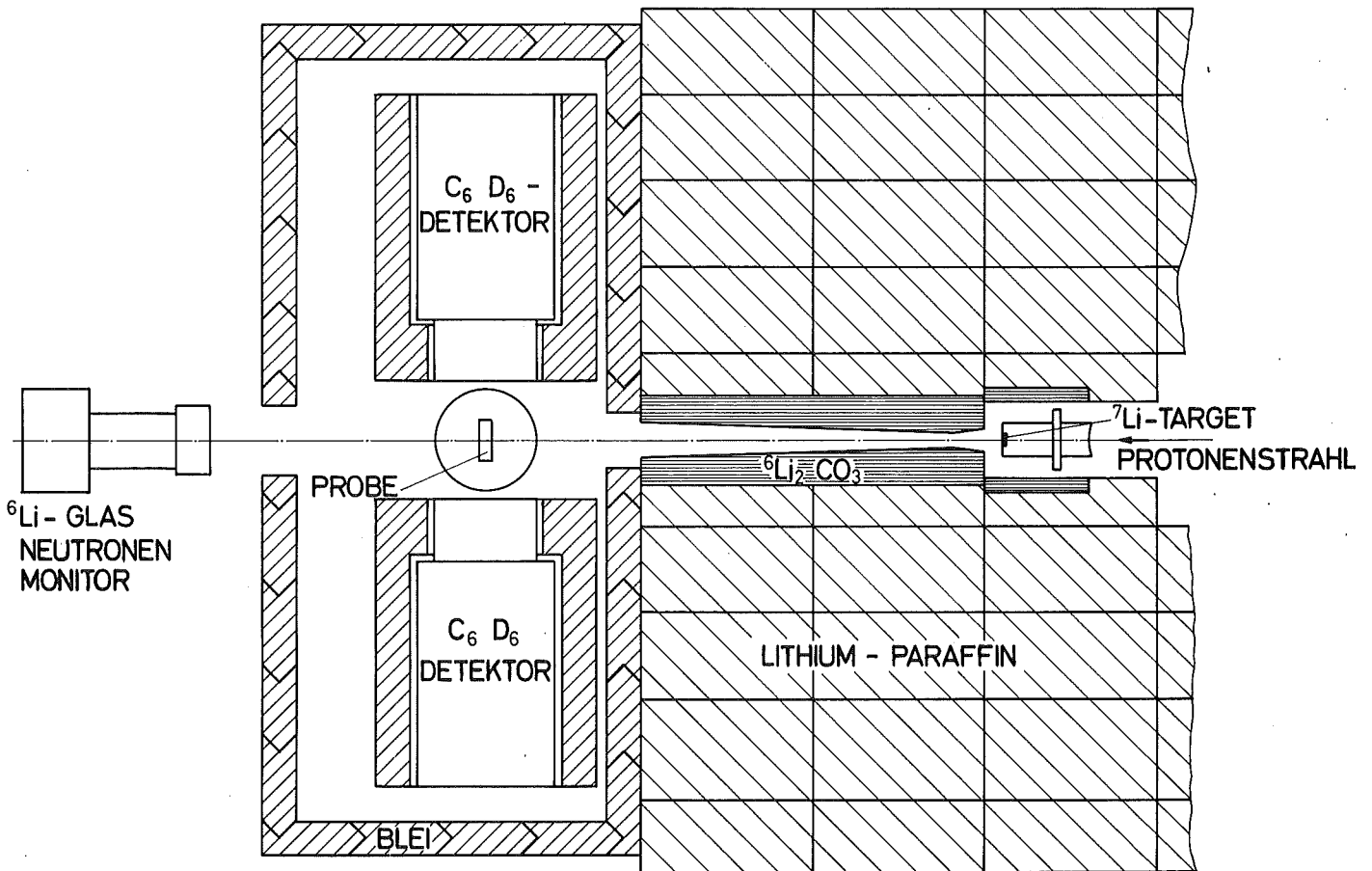


Abb. 3.1: Aufbau der Meßapparatur.

III.2 Neutronenquelle

Als Neutronenquelle diente die Reaktion ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$. Die Pulsfrequenz des Protonenstrahls betrug 1 MHz, die einzelnen Protonenpakete wurden mit einem Mobley-Bunching-System auf eine Länge $\lesssim 1$ ns komprimiert. Bei der Protonenenergie von 2 MeV betrug das Abbremsvermögen der Li-Targets $\lesssim 250$ keV, so daß ein kontinuierliches Neutronenspektrum mit Energien $0 < E_n \lesssim 250$ keV erzeugt wurde.

Die Qualität des Protonenstrahls, insbesondere die Länge der komprimierten Pulse wird am Karlsruher Van de Graaff von einem NOVA2-Rechner interaktiv überwacht, so daß auch über einen längeren Zeitraum eine Pulslänge < 700 ps gewährleistet ist. Die Zeitauflösung des Experiments, die im wesentlichen durch die Pulsbreite und die Impulsanstiegszeit des Detektors bestimmt wird, lag bei 1,2 ns.

Als Monitor zur Überwachung der Neutronenausbeute diente ein ${}^6\text{Li}$ -Glas-Detektor in 1 m Abstand vom Li-Target. Der mittlere Neutronenfluß am Ort der Probe betrug $\sim 10^4$ n/scm².

III.3 Kollimator

Da die Probe von relativ viel Material umgeben ist, das keine direkte Bestrahlung erleiden soll, wurde der Neutronenstrahl kollimiert. Der Aufbau des Kollimators wird in Abb. 3.1 gezeigt. Eine auf der Eingangs- und Ausgangsseite konisch zulaufende Röhre aus zu 86 % Kristalldichte gepreßtem ${}^6\text{Li}_2\text{CO}_3$ begrenzt den direkten Neutronenstrahl auf einen Kegel, der sich nach 70 cm Flugweg auf einen Durchmesser von 2,5 cm ausgedehnt hat. Hierbei bestimmt der Ausgangskonus die Form des Strahls; der Eintrittskonus vermeidet Halbschatteneffekte von in die Strahlrichtung zurückgestreuten Neutronen aus den hohen Flüssen am Kollimatoreingang. Der hohe Absorptionsquerschnitt von ${}^6\text{Li}$ für Neutronen mit Energien im keV-Bereich sorgt dafür, daß der Anteil von rückgestreuten Neutronen auch im Austrittskonus klein bleibt. Der Vorteil des ${}^6\text{Li}$ gegenüber Materialien wie ${}^{10}\text{B}$ mit

noch höherem Einfangquerschnitt liegt darin, daß die Neutronen in der Reaktion ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$ strahlungslos eingefangen werden.

Der Kollimator und das Li-Target sind von einer Abschirmung aus Li-Paraffin-Ziegeln umgeben, welche die gestreuten und nicht in Vorwärtsrichtung emittierten Neutronen einfängt. Gegen die Gammastrahlung, die im Paraffin vor allem beim Neutroneneinfang am Wasserstoff entsteht, werden Probe und Detektoren durch eine 10 cm dicke Bleimauer abgeschirmt.

III.4 Kryostat

Wegen der hohen Preise für angereicherte Kr-Isotope (1 l zu 70 % angereichertes ${}^{82}\text{Kr}$ kostet z.B. 6.335 US \$) konnten von der angereicherten Isotopenmischung jeweils nur etwa 1-2 l Gas bei Normalbedingungen (NTP) gekauft werden. Dies stellt an das Experiment die Randbedingung, daß

- die Meßapparatur es ermöglichen muß, eine geringe Menge Edelgas möglichst vollständig in ein ausreichend kleines Volumen zu bringen, das bei gegebenem Flugweg und kleinem Strahlquerschnitt einer Bestrahlung im Neutronenfluß ausgesetzt werden kann.

Da bei der Messung von Neutroneneinfangereignissen der Einfang an anderen Materialien in der Umgebung der Probe nicht direkt diskriminiert werden kann, sondern getrennt nachgemessen und subtrahiert werden muß, ergibt sich zur Minimierung des Fehlers die weitere Randbedingung, daß

- außer den Proben selbst möglichst wenig anderes Material eine direkte Bestrahlung durch den Neutronenstrahl erfahren darf, d.h. daß die Probenapparatur möglichst massearm sein muß.

Angesichts dieser Forderungen lag es nahe, die Kryptonproben durch Ausfrieren zu verdichten. Dies führte zur Konstruktion eines

massearmen Kryostaten für kleine Mengen flüssiger Edelgase, mit dem sichergestellt war, daß das teure Probenmaterial nicht verlorengehen kann. Abb. 3.2 zeigt den schematischen Aufbau des Kryostaten.

Das Probengefäß besteht aus einem Kupferzylinder von $1,91 \text{ cm}^3$ Volumen mit Stirnflächen aus $0,1 \text{ mm}$ Bronzeblech, durch die der Neutronenstrahl tritt. Die Kühlung der Probe erfolgt über drei auswechselbare Stifte aus Reinaluminium, welche die Wärme der Probe auf einen gekühlten Cu-Ring mit großem Querschnitt ableiten, der außerhalb des Neutronenstrahls liegt. Dieser Ring gibt seine Wärme über eine massive Cu-Verbindung an einen Vorrat von flüssigem Stickstoff ab. Die Al-Stifte erfüllen außerdem die Funktion,

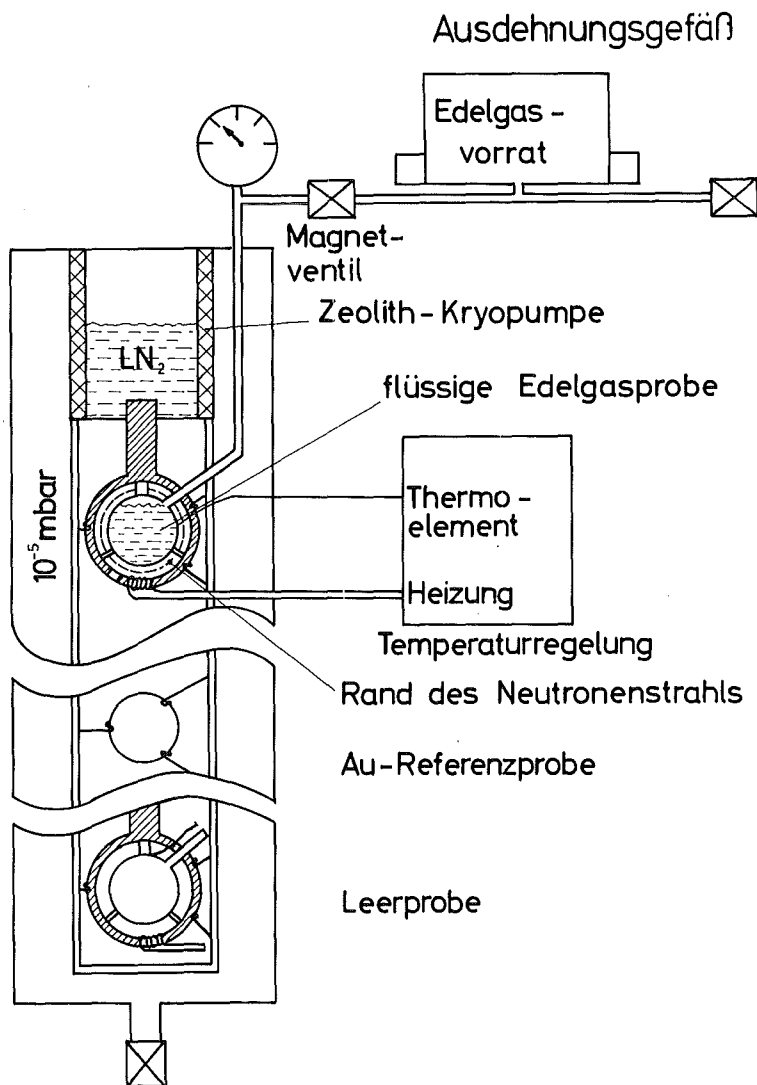


Abb. 3.2
Schematischer Aufbau
des Kryostaten

die Probe einzuspannen und zu zentrieren*.

Die Verbindung von der Probe zum Gasvorrat stellt ein dünnes Edelstahlröhrchen her, dessen Wandstärke von 0,18 mm einer guten Wärmeisolation zum restlichen warmen Teil der Apparatur gewährleistet. Der Innenquerschnitt des Röhrchens beträgt nur 1 mm, um das Volumen der Dampfphase über der flüssigen Kryptonprobe möglichst klein zu halten.

Zur Wärmeisolation gegen die Umgebung befinden sich Probe und Stickstoffbehälter sowie die Leerprobe und die Au-Referenzprobe in einem evakuierten Kryostatenrohr. Während der Messung wird der Kryostat von einer Zeolith-Kryopumpe evakuiert, die vom gleichen Stickstoffvorrat gekühlt wird wie die Probe. Um den Untergrund gering zu halten, wurde der Kryostat sehr dünnwandig (0,2 mm) ausgeführt.

Das Gas befindet sich zunächst in einem abgeschlossenen Vorratsbehälter von 1 l Volumen. Der Behälter hat einen nach außen isolierten Kühlring, in den flüssiger Stickstoff eingefüllt werden kann, um das Edelgas aus dem Transportgefäß oder aus der restlichen Apparatur auszufrieren. Die restliche Apparatur ist evakuiert und durch ein Ventil gegen das Vorratsgefäß abgeschlossen. Durch Öffnen des Ventils und Abkühlen des Probenbehälters auf die tiefstmögliche Temperatur, knapp über der des flüssigen Stickstoffs, kondensiert das Edelgas in dem Probenbehälter und friert an seinen Wänden aus. Nach Schließen des Magnetventils beträgt das Restgasvolumen in der Druckmeßkapsel und in den Zuleitungsrohren lediglich 25,05 cm³, so daß man die Temperatur erhöhen kann, ohne viel Probensubstanz in die Gasphase zu verlieren.

*Die Herstellung eines Probengefäßes aus Al, das wegen seines kleinen Neutroneneinfangquerschnitts bei annähernd gleicher Wärmeleitfähigkeit dem Cu vorzuziehen wäre, war nicht möglich, da es nicht gelang, einen hochvakuumdichten und kälteunempfindlichen Übergang von Al auf das Einfüllröhrchen aus Edelstahl herzustellen. Elektronenstrahl-Schweißversuche mit Zwischenmaterialien wie V oder Ta, die sich sowohl mit Al als auch mit Stahl verschweißen lassen, scheiterten an der Sprödigkeit der Schweißnähte.

Für die Messung wurde die Probe auf eine Temperatur erwärmt, bei der das Krypton flüssig ist:

- Damit ist gewährleistet, daß das Probenmaterial sich am tiefsten Ort des Systems und damit im Strahl befindet.
- Da im Gegensatz zur festen Phase die Dichte der Flüssigkeit bekannt ist, kann aus den Druckverhältnissen in den verschiedenen Stadien des Ausfriervorgangs die im Strahl befindliche Probenmenge mit etwa der Genauigkeit der tabellierten thermodynamischen Daten ($\sim 0.6\%$) bestimmt werden (s. Anhang C).

Abb. 3.3 zeigt einen Ausschnitt aus dem Phasendiagramm von Krypton (Co 61). Bei einem Druck von 1 atm wird Krypton innerhalb eines relativ kleinen Temperaturbereichs zwischen 116°K und 120°K flüssig. Während der Messung muß die Proben-temperatur also innerhalb dieses Intervalls von $\sim 4^\circ\text{K}$ konstant gehalten werden.

Die Temperatur der Probe wird mit einem Chrom-Nickel/Aluminium-Nickel Thermoelement an ihrer Oberseite gemessen, wo aufgrund der Temperaturschichtung und Konvektion die höchste Temperatur herrscht, die den Dampfdruck und damit die Konstanz der Masse der Flüssigkeit bestimmt. Das Signal des Thermoelements wird von einer Temperaturregelschaltung (Thor 3030 II der Fa. Thor Cryogenics) mit einem Sollwert verglichen. Entsprechend der linearen, der zeitlich differentiellen und integralen Abweichung von der Solltemperatur steuert das Gerät eine Heizung an, die auf den äußeren Cu-Ring aufgewickelt ist. Der Regelkreis hält die mittlere Proben-temperatur innerhalb $\pm 0.05^\circ$ konstant. Dieser Temperaturschwankung entspricht eine Variation des Dampfdrucks von ± 30 Torr, was bedeutet, daß die bestrahlte Probenmenge innerhalb $0,2\%$ konstant gehalten werden kann.

Zur Kontrolle des Ausfriervorgangs und zur Bestimmung der Probenmasse wird der Dampfdruck mit einem Kapselfedervakuummeter*

*Wegen des kleinen Meßvolumens wären für diese Anwendung piezoelektrische oder auch Bourdon-Röhren-Manometer besser geeignet, standen zur Zeit der Messung jedoch nicht zur Verfügung.

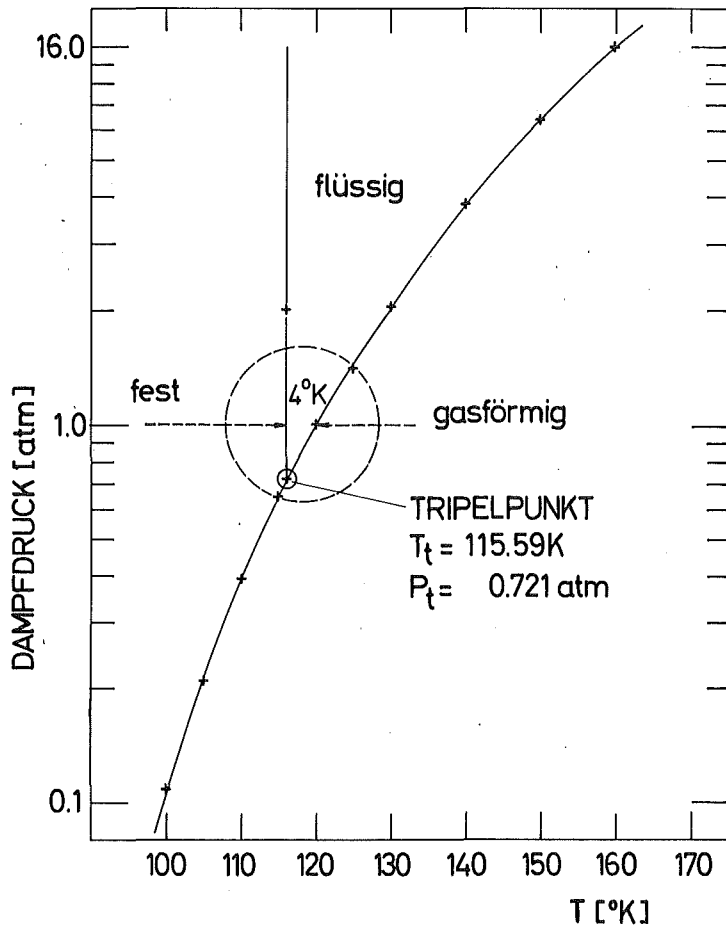


Abb. 3.3
Phasendiagramm des Krypton.
Im hervorgehobenen Bereich
zwischen 116°K und 120°K
ist das Kr bei Atmosphären-
druck flüssig.

gemessen. Man erhält so zusätzlich eine Temperaturbestimmung mit der man das Thermoelement eichen kann. Falls durch einen Defekt im Kühlsystem die Probe warm wird, steigt der Dampfdruck an. Beim Überschreiten eines vorgewählten Schwellendrucks wird automatisch das Magnetventil geöffnet, so daß das Gas in das Vorratsgefäß entweichen kann und der Probenzylinder unbeschädigt bleibt.

Sollte dennoch ein Leck am Probenzylinder auftreten, so entweicht das Gas in das Kryostatenrohr. Da an diesem nicht aktiv gepumpt wird, kann das Probenmaterial ohne wesentlichen Verlust durch Ausfrieren zurückgewonnen werden.

Der Kryostat ist auf einen Probenwechsler montiert, der durch den Experimentrechner gesteuert die verschiedenen Proben (siehe Abb. 3.2 und Abschnitt IV) in den Neutronenstrahl fährt.

Der flüssige Stickstoff für die Kühlung wird automatisch überwacht und nachgefüllt. Die Temperaturabhängigkeit des Abknickpunktes der Kennlinie zweier in verschiedenen Höhen angebrachter Dioden dient als Fühler für den Füllstand im Stickstoff-

Vorratsbehälter. Beim Unterschreiten des oberen Fühlers wird nur dann Stickstoff aus einer Kanne nachgefüllt, wenn der Probenwechsler sich in der obersten Probenstellung befindet, wo eine Leitung von der Kanne bis zur Einfüllöffnung reicht. Beim Unterschreiten des unteren Fühlers wird die Messung unterbrochen, und der Probenwechsler fährt in die oberste Probenstellung, wo Stickstoff nachgefüllt werden kann.

III.5 Detektoren

Als Szintillator wurde wasserstofffreies C_6D_6 verwendet (NE 230 der Firma Nuclear Enterprises). Gegenüber C_6F_6 -Szintillatoren, wie sie von Macklin (Ma 67) verwendet werden, hat dieses Material den Vorzug einer geringeren Empfindlichkeit für gestreute Neutronen, da der Neutroneneinfang am Deuterium im thermischen mit 5×10^{-4} b um einen Faktor $\sim 10^3$ bzw. ~ 20 geringer ist als am Wasserstoff bzw. am Fluor, die üblicherweise verwendet werden. Wegen des hohen Preises des C_6D_6 wurde das Volumen der Szintillatoren auf 1 l beschränkt. Gegenüber einem kleinen Szintillatortank von 5-10 l, wie er von Le Rigoleur verwendet wird, hat dieses Volumen den Vorteil, daß seine Ansprechwahrscheinlichkeit für Neutroneneinfänge kleiner bleibt als 1 Gamma / Kaskade. Wird pro Neutroneneinfang mehr als ein Gammaquant nachgewiesen, so wird das Ereignis (im statistischen Mittel) zu stark gewichtet. Man erreicht dann die gewünschte lineare Abhängigkeit der Ansprechwahrscheinlichkeit von E_γ nur nach Gewichtung mit einer Gewichtsfunktion, die selbst eine lineare Funktion der Impulshöhe ist. Diese Eigenschaft der Gewichtsfunktion wird im wesentlichen durch die Gamma-Absorption im Szintillator bestimmt und ist i.A. nicht erfüllt. Da die mathematische Formulierung der "übermäßigen Gewichtung" eines Einfangereignisses beim Nachweis von zwei Gammaquanten durch Le Rigoleur bisher nur in einem internen Bericht (Ri 76) veröffentlicht wurde, wird seine Argumentation im Anhang B wiederholt.

Abb. 3.4 zeigt den Aufbau eines Detektors. Um eine kleine Neutronenempfindlichkeit zu erreichen, wurde das Gefäß für den Szintillator möglichst massearm gehalten. Es besteht aus einem

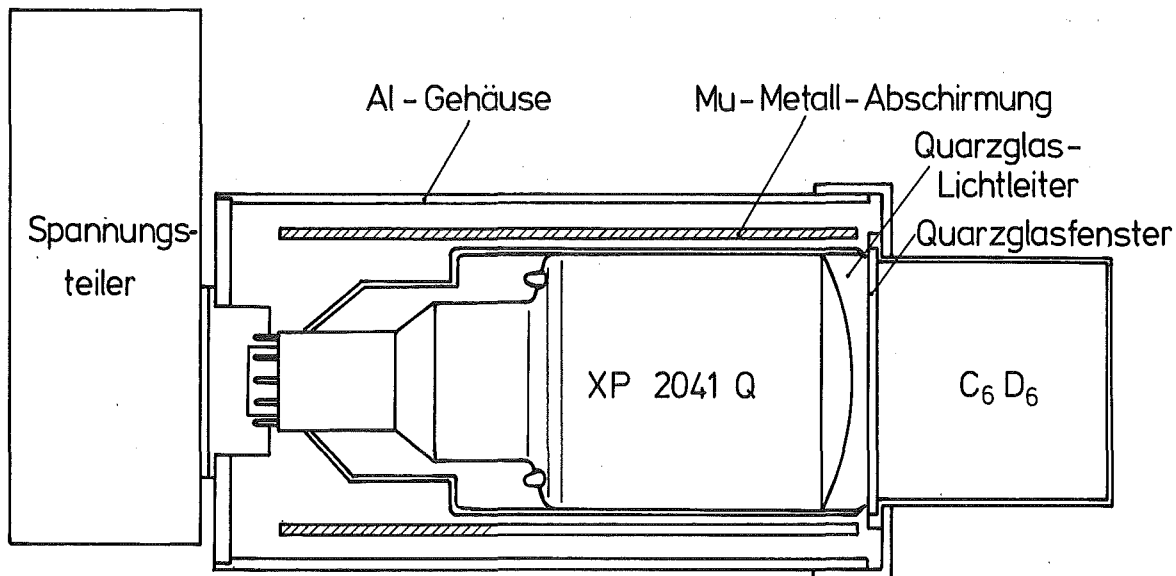


Abb. 3.4: Schematischer Aufbau des C_6D_6 -Detektors

Aluminium-Zylinder mit 0,1 mm Wandstärke. Auf ein Auskleiden der Wände mit Reflektorfarbe wurde verzichtet, nachdem zwischen der Energieauflösung bei Verwendung eines mit TiO_2 -Farbe (NE 562) gestrichenen und eines blanken Szintillatorgefäßes gleicher Dimensionen kein Unterschied festgestellt werden konnte. Neben der Einsparung an Masse wurde so ein eventuelles Abblättern der Farbe vermieden.

Das Spektrum des Szintillatorlichts, das (ohne Wellenlängenshifter) bis zum UV reicht, sollte voll ausgenutzt werden, um die Berechnung der Gewichtsfunktion nicht durch starke Absorption im Szintillator zu erschweren. Als Austrittsfenster für das Licht wurde deshalb ein Quarzglas gewählt. Im Gegensatz zu anderen UV-durchlässigen Gläsern enthält es kein Bor, das wegen des großen Neutroneneinfangquerschnitts von ^{10}B die Neutronenempfindlichkeit des Detektors vergrößern würde.

Das im Szintillator erzeugte Licht wird von einem Photovervielfacher des Typs XP 2041 der Firma Valvo nachgewiesen. Diese Röhre zeichnet sich bei großflächiger Kathode (\varnothing 10 cm) durch eine kurze Anstiegszeit (2 ns) und durch extrem kleines Rauschen aus. Der Dunkelstrom des verwendeten Vervielfachers war unter Betriebsbedingungen kleiner als 5 nA.

Quelle	E_{γ} (MeV)	$\epsilon \cdot \Omega$ (%)
^{203}Hg	0.279	3.7 ± 0.3
^{113}Sn	0.393	5.3 ± 0.2
^{85}Sr	0.514	5.3 ± 0.3
^{137}Cs	0.662	5.6 ± 0.15
^{54}Mn	0.835	5.2 ± 0.2
^{65}Zn	1.115	5.2 ± 0.2
Schwelle bei 0.05 MeV		

Tabelle 2 *Das Produkt aus Ansprechwahrscheinlichkeit und Raumwinkel des Detektors in der Geometrie des Experiments.*

Bei der Auswertung von Flugzeitspektren, wie sie im Abschnitt VI in den Abbildungen 6.1 vorgestellt werden, ist die Auflösung der Neutronenenergie durch die Beziehung 2.18 direkt proportional zur Zeitauflösung Δt . Die Zeitauflösung des Detektors wurde durch Ausmessen des Gammapeaks, der beim Auftreffen eines 1 ns breiten Protonenpulses auf ein Li-Target entsteht, zu $\Delta t \leq 1,2$ ns bestimmt.

Die Energieauflösung des Detektors für Gammaspektren lag bei 20-30 %. Es wurde nicht versucht, diese Eigenschaft zu optimieren, da die Energiespektren zur Anwendung der Gewichtsfunktion in nur 16 Impulshöhenkanäle sortiert wurden. Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors für Gammaquanten von 1,115 MeV Energie wurde mit einer geeichten ^{65}Zn -Quelle auf $\epsilon = (16,4 \pm 2)$ % bestimmt. Das Produkt aus Ansprechwahrscheinlichkeit x Raumwinkel des Detektors mit Abschirmung wurde in der Geometrie des Experi-

ments für verschiedene Gammaenergien gemessen. Die elektronische Schwelle lag bei 0.05 MeV. Die Ergebnisse sind in Tabelle 2 aufgeführt.

III.6 Elektronik

Abb. 3.5 zeigt ein Blockschaltbild der verwendeten Elektronik.

Die Flugzeitinformation wird aus dem (schnellen) Anodensignal des Photovervielfachers gewonnen. Getriggert durch die Signale der beiden Detektoren werden von je einem Constant Fraction Discriminator (CFD) schnelle logische Signale erzeugt, die in einer OR-Stufe gemischt und dann als Startsignale für einen Zeit-zu-Impulshöhen-Konverter (TAC) verwendet werden.

Als Stop-Signal dient der Impuls, den die Protonenpakete beim Durchfliegen einer kapazitiven Pick-Up-Elektrode kurz vor dem Li-Target erzeugen.

Die Analogsignale werden von der 10. Dynode des Photovervielfachers abgenommen, mit einem Emitterfolger in Stromsignale verwandelt und anschließend verstärkt. Koinzidenz mit den Flugzeitsignalen wird durch eine Torschaltung (Lin Gate) erreicht, die durch das schnelle Signal des jeweiligen CFD geöffnet wird.

Um die nachträgliche Gewichtung der Impulshöhen-Kanäle zu ermöglichen, werden die Daten zweidimensional aufgenommen. Die Flugzeitsignale des TAC werden vom Analog-Digital-Konverter des Zeitzweigs (t-ADC) in 1024 Kanäle sortiert. Die Impulshöhensignale beider Detektoren werden in einem Additionsverstärker aufsummiert und im E-ADC 16 Impulshöhenkanälen zugeordnet.

Die Daten werden direkt in den Kernspeicher eines NOVA2-Rechners der Firma Data General inkrementiert. Hierbei enthält Bit 0-10 die Flugzeitinformation, Bit 11-15 die Energieinformation. Ein 16-tes Routing-Bit legt fest, aus welchem Detektor das Signal stammt. Dieses 16. Bit wird von einem "Identify-Reject-Modul" gesetzt, das vom CFD des Detektors 1 angesteuert wird. Eine Koinzidenzeinheit öffnet außerdem mit einem Torsignal nur dann den Datenkanal des Rechners, wenn gleichzeitig außer der Flugzeit- und Impuls-

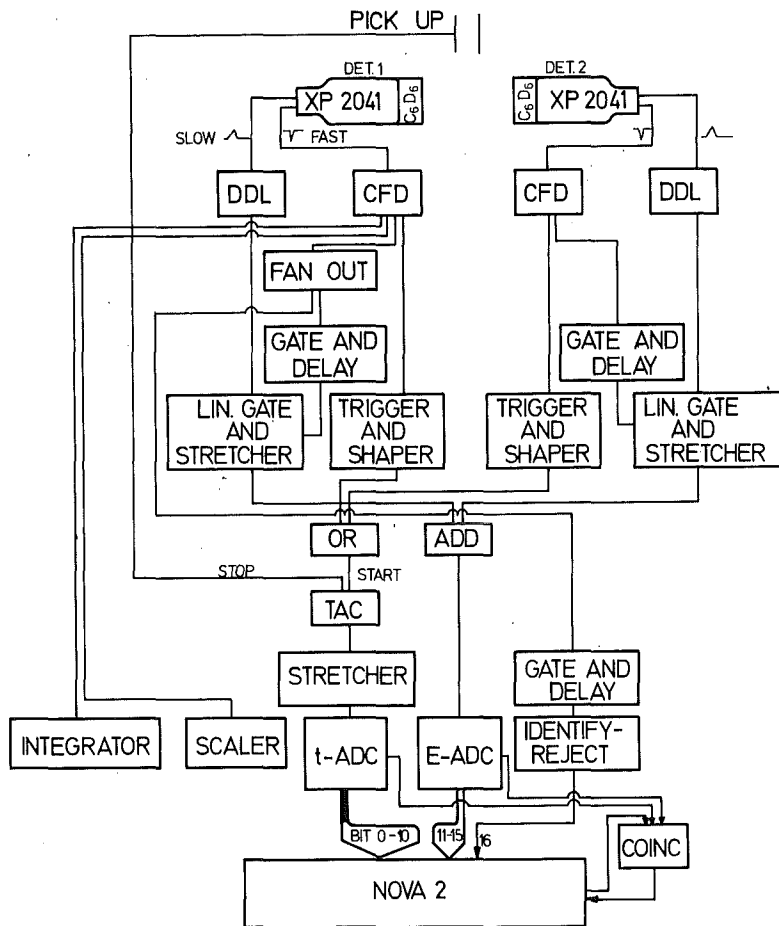


Abb. 3.5
Blockschaltbild
der MeBelektronik

höheninformation auch ein Clear-Signal des Rechners ansteht.

Die Eichung des t-ADCs wurde mit einem Präzisions-Frequenz-generator TC 850 der Firma Tennelec durchgeführt, der mit Hilfe der korrelierten Impulspaar-Methode ein Zeitspektrum von Pulsen mit einem Abstand von 80 nsec erzeugt. Die Verstärkung im Energiezweig wurde so eingestellt, daß dem Kanal 16 die höchstmögliche Energie von 10,5 MeV (Bindungsenergie des ^{83}Kr) zugeordnet wurde. Die Spektren wurden mit einer ^{60}Co -Quelle bei einer Konversion in 1024 Kanäle geeicht, anschließend wurde die Konversion auf 16 Kanäle umgestellt. Während der Messung lag die elektronische Schwelle bei etwa 200 keV.

IV. Proben

In diesem Abschnitt soll zunächst begründet werden, welche Proben zur Bestimmung der Einfangquerschnitte gemessen werden müssen. Die im folgenden beschriebenen Beziehungen zur Berechnung des Querschnitts aus den Meßdaten lassen sich bei dieser Messung zu der letztlich verwendeten Gleichung 6.3 vereinfachen.

Aus den gemessenen Zählraten ZR läßt sich der Wirkungsquerschnitt σ nach der Beziehung

$$ZR = N \cdot \sigma \cdot \phi \cdot \Delta\Omega \cdot \epsilon \quad (4.1)$$

berechnen, wobei N die Zahl der bestrahlten Probenkerne/Fläche, ϕ den Neutronenfluß, $\Delta\Omega$ den Raumwinkel und ϵ die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors bezeichnen.

Da beim Messen des Neutroneneinfangs am Kr die Einfangereignisse an den umgebenden Strukturmaterialien nicht direkt unterschieden werden können, müssen deren Anteile an den Spektren durch Nachmessen geeigneter Untergrundproben bestimmt werden.

Beim Bestrahlen der Kr-Probe mit Neutronen setzt sich die Zahl der Einfangereignisse zusammen aus dem Einfang der primären Neutronen am Kr selbst, dem Einfang am Probenbehälter, am Kryostaten und anderen umgebenden Materialien und einem Anteil von Einfängen von Neutronen, die zuvor an einem der diversen Materialien gestreut wurden:

$$\begin{aligned} ZR(Kr) = \Delta\Omega \cdot \epsilon \cdot \phi \cdot & \left[N_{Kr} \sigma_{Kr}(n, \gamma) (1 + N_{Pr} \sigma_{Pr}(n, n) \cdot \Omega_1) \right. \\ & + N_{Pr} \sigma_{Pr}(n, \gamma) (1 + N_{Kr} \sigma_{Kr}(n, n) \cdot \Omega_2) \\ & + N_U \sigma_U(n, \gamma) (N_{Kr} \sigma_{Kr}(n, n) \cdot \Omega_3 + N_{Pr} \sigma_{Pr}(n, n) \cdot \Omega_4) \\ & \left. + \dots \dots \dots \right] \end{aligned} \quad (4.2)$$

Die Indizes Kr, Pr, U bezeichnen das jeweilige Material (Krypton, den Probenbehälter bzw. die Umgebung), $\sigma(n, \gamma)$ und $\sigma(n, n)$ sind die Wirkungsquerschnitte für Neutroneneinfang bzw. -streuung und Ω_i die effektiven Raumwinkel zwischen dem Ort der Streuung und

dem darauffolgenden Neutroneneinfang. Von den nicht aufgeführten Termen kann man abschätzen, daß ihr Anteil wegen der jeweiligen Raumwinkel weniger als 0.1 % ausmacht.

Bestrahlt man einen leeren Probenbehälter, so mißt man

$$ZR(Pr) = \Delta\Omega \cdot \varepsilon \cdot \phi \cdot N_{Pr} \left[(\sigma_{Pr}(n, \gamma) + \sigma_{Pr}(n, n) \cdot \Omega_4 N_U \sigma_U(n, \gamma) + \dots) \right] \quad (4.3)$$

Die Einfangereignisse von Neutronen, die am Kr gestreut werden können durch Bestrahlen einer Graphitprobe, für die Neutroneneinfang vernachlässigbar ist, simuliert werden:

$$ZR(Gr) = \Delta\Omega \cdot \varepsilon \cdot \phi N_{Gr} \cdot \sigma_{Gr}(n, n) \cdot \left[\Omega_3 \cdot N_U \sigma_U(n, \gamma) + \dots \right] \quad (4.4)$$

Hierbei fehlen noch die Einfangereignisse am Probenbehälter nach Streuung am Krypton. Diese werden mit einer Referenzprobe nachgemessen, die sich in einem Probenbehälter befindet. Als Material wurde Au gewählt, dessen Wirkungsquerschnitte für Neutroneneinfang und Streuung gut bekannt sind. Die Zählrate $ZR(Au+Pr)$ setzt sich aus den gleichen Komponenten zusammen wie beim Kr.

Zur Bestimmung des Neutronenflusses wurde der Einfang an einer Au-Probe gemessen:

$$ZR(Au) = \Delta\Omega \cdot \varepsilon \cdot \phi N_{Au} \left[\sigma_{Au}(n, \gamma) + \sigma_{Au}(n, n) \cdot \Omega_3 \cdot N_U \sigma_U(n, \gamma) + \dots \right] \quad (4.5)$$

Aus diesen Zählraten läßt sich $\sigma_{Kr}(n, \gamma)$ berechnen:

$$N_{Kr} \sigma_{Kr}(n, \gamma) \sim \left[ZR(Kr) - ZR(Pr) - N_{Kr} \sigma_{Kr}(n, n) \left\{ \frac{ZR(Gr)}{N_{Gr} \sigma_{Gr}(n, n)} + \frac{ZR(Au+Pr) - ZR(Pr) - ZR(Au)}{N_{Au} \sigma_{Au}(n, n)} \right\} \right] \times \frac{N_{Au} \sigma_{Au}(n, \gamma)}{ZR(Au) - ZR(Gr) \frac{N_{Au} \sigma_{Au}(n, n)}{N_{Gr} \sigma_{Gr}(n, n)}} \quad (4.6)$$

Zur Bestimmung des Einfangquerschnitts des Kr und zur Korrektur

des Untergrunds nach Gleichung 4.6 müssen also die folgenden Proben bestrahlt und ausgemessen werden:

1. Kr-Probe
2. Leerprobe
3. Au-Referenzprobe
4. Graphit-Streuprobe
5. Au-Referenzprobe im Probenbehälter

Als Probenmaterial standen zur Verfügung:

1. ~ 10 l 99,9 % reines Kr im natürlichen Isotopengemisch
2. ~ 2 l zu 99 % angereichertes Kr-84.

Tabelle 3 führt die in den Gasen enthaltenen Verunreinigungen auf.

Die Messung am natürlichen Krypton wurde in zwei Läufen durchgeführt. Für den ersten Lauf wurden 2 l, beim zweiten 1,298 l Gas bei Normalbedingungen (NTP) in den Probenapparat eingefüllt, entsprechend 7,48 g bzw. 4,86 g. Es wurden Probenzylinder von $1,91 \text{ cm}^3$ (2 cm Durchmesser x 0,5 cm Dicke) verwendet, in die maximal 95 % der Probensubstanz eingefroren werden konnten. Während der Messung desorbierte von der Oberfläche der Apparatur offenbar eine geringe Menge eines bei tieferen Temperaturen siedenden Gases, vermutlich Luft. Wegen des höheren Dampfdruckes füllte das Gas beim erneuten Ausfrieren der Probe schneller als das Kr den Probenzylinder, wo wegen des dünnen Einfüllröhrchens kaum noch Durchmischung stattfindet, und verhinderte so das vollständige Ausfrieren des Kr. Als im Verlauf der Messungen bei längeren Unterbrechungen wiederholt das Gas neu ausgefroren werden mußte, verringerte sich von Mal zu Mal die Probenmenge. Die mit der effektiven Meßzeit gewichtete mittlere Probenmenge im Strahl betrug beim ersten Meßlauf 4,69 g, beim zweiten Lauf 4,28 g.

Für die Messung am ^{84}Kr wurde die gesamte Gasmenge von 1,7386 l Gas (NTP) eingefüllt. Es wurden in zwei Läufen Probenzylinder von $3,94 \text{ cm}^3$ (0,8 cm Dicke) und $1,91 \text{ cm}^3$ verwendet. Die maximale ausgefrorene Menge in der großen Probe betrug 97 % der Probensubstanz (6,49 g). Während der ersten Messung des ^{84}Kr desorbierte von der Apparatur eine größere Menge Luft als

beim natürlichen Kr, so daß die Verunreinigung entfernt werden mußte. Hierbei ging etwa 1 l Krypton verloren. Die zweite Messung wurde deshalb nur noch mit 0,9 l Gas (NTP) durchgeführt.

Die Berechnung der bestrahlten Probenmenge wird im Anhang C beschrieben. Als Referenzprobe wurde bei allen Messungen eine 7,1483 g schwere Au-Scheibe von 2 cm Durchmesser verwendet. Als Leerprobe wurde jeweils ein Probenbehälter mit den gleichen Abmessungen wie für die Kr-Probe benutzt.

In einem zusätzlichen Meßlauf wurde zur Abschätzung der Streukorrektur mit einer Graphitprobe von 1,3131 g (2 cm Durchmesser x 3,3 mm Dicke), der oben genannte Au-Referenzprobe sowie einer Au-Probe von 6,953 g (2,18 cm Durchmesser x 1 mm Dicke), die sich in einem leeren 1,91 cm³ Probenzylinder befand, die jeweiligen Untergrundraten gemessen.

In Tabelle 4 sind nochmals sämtliche Probenmengen zusammengestellt. Da sich bei den Kr-Proben beim wiederholten Ausfrieren u.a. wegen der Verunreinigung des Gases nicht immer die gleiche Menge kondensieren ließ, wurde aus den verschiedenen Proben eine mittlere Probenmenge berechnet, die nach entsprechender Normierung zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte verwendet wurde.

	⁷⁸ Kr	⁸⁰ Kr	⁸² Kr	⁸³ Kr	⁸⁴ Kr	⁸⁶ Kr	Verunreinigungen
	(%)						
nat.Kr	0.35	2.25	11.6	11.5	57.0	17.3	< 0.1
⁸⁴ Kr	-	-	-	-	99.99	-	Xe < 0.1

Tabelle 3 *Zusammensetzung der Probenmaterialien*

	Gasmenge in der Probenapparatur		maximale ausgefrorene Menge		mittlere Probenmenge im Strahl	
	(l _{NTP})	(g)	(%)	(g)	(g)	(cm ³)
<u>nat. Kr</u>						
1. Lauf	2.000	7.48	95%	7.1	4.69	1.91
2. Lauf	1.298	4.86	95%	4.59	4.28	1.73
<u>⁸⁴Kr</u>						
1. Lauf	1.739	6.69	97%	6.49	6.31	2.59
2. Lauf	0.904	3.39	69%	2.33	2.2	0.9
<u>¹⁹⁷Au</u>	-			-	7.1483	
<u>Graphit</u>	-			-	1.3131	

Tabelle 4

Probenmengen bei der Messung des Neutroneneinfangquerschnitts von Krypton

V. Durchführung der Messungen

Die Messungen wurden mit dem gepulsten Protonenstrahl des Karlsruher 3 MV Van-de-Graaff-Beschleunigers durchgeführt. Die Parameter des Beschleunigers wurden bereits in vorhergehenden Abschnitten diskutiert; sie sind nochmals in Tabelle 5 zusammengestellt.

Angesichts der langen Meßdauer von ca. 2-3 Wochen pro Lauf war eine automatische Kontrolle des Experiments notwendig. Wichtige Experimentparameter wie z.B. Protonenstrom, Pulsbreite, Neutronenfluß und der Kr-Druck in der Probe wurden während der Messung kontinuierlich überwacht. Bei Abweichungen vom vorgegebenen Sollwert wurde die Meßdatenaufnahme automatisch unterbrochen und ein Alarm ausgelöst.

Die Datenaufnahme sowie die Kommunikation mit der Alarmeinheit zur Überwachung der Experimentparameter und mit dem Probenwechsler erfolgten automatisch über das BASIC Meßprogramm START (So 76) am NOVA2-Experimentrechner. Die Meßzeiten der einzelnen Probenstellungen wurden durch gleiche integrierte Protonenladungen auf dem Li-Target definiert. Dabei ist gewährleistet, daß bei häufigem Probenwechsel kurzzeitige Änderungen der Strahlbedingungen ausgemittelt werden und langzeitige Änderungen sich bei allen Proben etwa gleich auswirken, so daß die auf dem Target integrierte Ladung in sehr guter Näherung (<1 %) als Maß für gleiche Neutronenfluenz genommen werden kann.

Bei jedem Probenwechsel wurde die Datenaufnahme automatisch gestoppt. Die gemessenen Spektren wurden auf Magnetband geschrieben und auf ein Magnetplattenfile aufaddiert, so daß gleichzeitig eine Information über den gesamten Meßlauf und über die einzelne Meßstellung vorlag. Typische Flugzeitspektren werden in Abb. 6.1 gezeigt und im nächsten Abschnitt diskutiert.

Neutronenquelle	:	${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$
Wiederholfrequenz des Protonenstrahls	:	1 MHz
Pulslänge	:	$\approx 600 \pm 200$ ps
Protonenenergie	:	2 MeV
Neutronenenergie	:	$0 \leq E_n \leq 250$ keV
Flugweg	:	70 cm
Zeitauflösung des Flugzeit- spektrometers	:	1.3 ns/0.7 m \approx 1.9 ns/m
mittlerer Neutronenfluß am Ort der Probe	:	10^4 Neutronen/s \cdot cm ²
Proben bei Messung σ_γ (nat.Kr) (2 Meßläufe)	:	nat.Kr , ${}^{197}\text{Au}$, Leerprobe
Proben bei Messung σ_γ (${}^{84}\text{Kr}$) (2 Meßläufe)	:	${}^{84}\text{Kr}$, ${}^{197}\text{Au}$, Leerprobe
Proben bei Messung Untergrund (1 Meßlauf)	:	${}^{197}\text{Au}$ im Probenbehälter , ${}^{197}\text{Au}$, Graphit

Tabelle 5 Parameter des Beschleunigers und des Flugzeitspektrometers

VI. Datenanalyse

VI.1 Rohauswertung

VI.1.1 Gamma-Peak-Kontrolle

Zur Korrektur von eventuellen Langzeitdrifts der Elektronik im Flugzeitweig wurden in den Einzelspektren für jede Probenstellung der einzelnen Meßläufe jeweils der Gammapeak mit einer Gaußkurve angepaßt. Der Gammapeak ist eine zeitlich scharfe Linie im Flugzeitspektrum, die beim Auftreffen der Protonenpakete auf das Li-Target entsteht. Die dabei in verschiedenen Reaktionen prompt emittierten Gammaquanten legen somit den Zeitnullpunkt des Spektrums fest. Demnach geben Lage und Breite der angepaßten Gaußfunktion ein Maß für die Stabilität und Auflösung der Flugzeitmessung. Um beim Aufsummieren der Spektren keine Verschlechterung der Zeitauflösung zu erzeugen, wurden die einzelnen Spektren linear so verschoben, daß der Schwerpunkt des angepaßten Gammapeaks und damit der Zeitnullpunkt immer in den gleichen Kanal fällt. Die transformierten Einzelspektren wurden für jede Probenstellung zu Summenspektren aufaddiert, an denen die weitere Auswertung durchgeführt wurde.

VI.1.2 Flugzeitspektren

Abb. 6.1 zeigt unkorrigierte Flugzeitspektren für die Kr-Probe, das ^{197}Au und das Graphit nach der in Abschnitt VI.1.1 beschriebenen Transformation und Summation. Wie oben beschrieben, wird der Zeitnullpunkt der Spektren durch den Gammapeak festgelegt. Dabei muß die Flugzeit der Gammaquanten zwischen Target und Detektor berücksichtigt werden. Auf diese Weise läßt sich der Zeitnullpunkt bestimmen, zu dem alle Neutronen im Target entstehen. Die Neutronenflugzeit von diesem Startpunkt bis zum Nachweis im Detektor steigt im Spektrum mit fallender Kanalzahl, also nach links an. Der Abstand zwischen dem Gammapeak und dem Spektrum der Einfanggammas entspricht der Flugzeit der schnellsten Neutronen ($E_n \sim 250 \text{ keV}$) vom Target bis zur Probe (70 cm Flugweg).

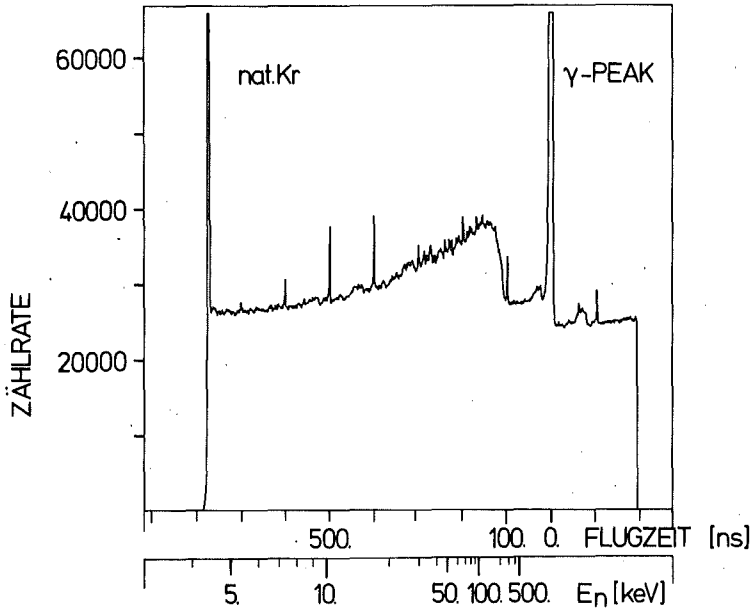
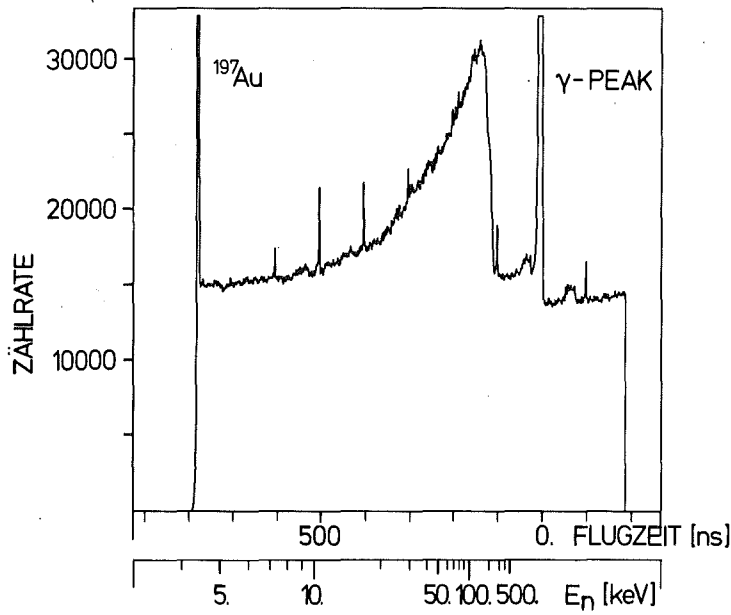
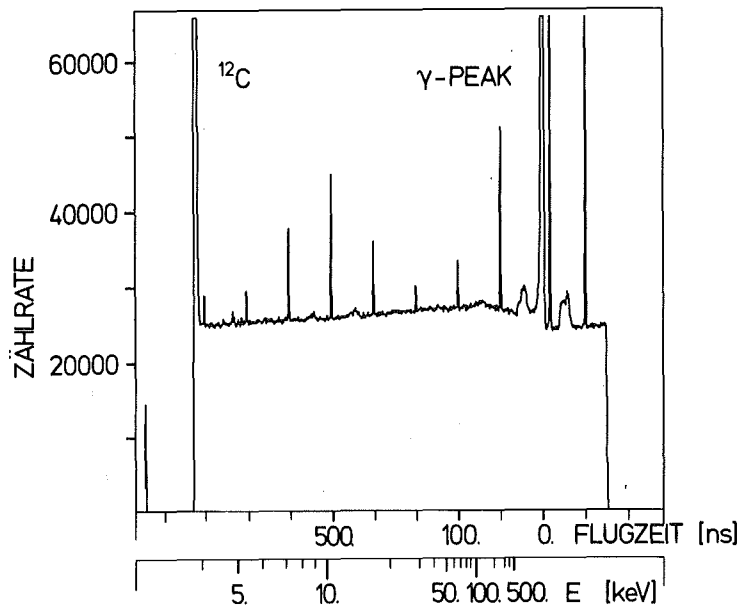


Abbildung 6.1:
Unkorrigierte Flugzeitspektren

a) nat. Kr-Probe



b) ^{197}Au



c) Graphit

Wie bereits im Abschnitt III.5 diskutiert, entspricht die Zeitauflösung des Spektrums der Halbwertsbreite (FWHM) des Gamma-peaks, die sich aus der Breite der Protonenpulse ($\lesssim 1$ ns) und der Zeitauflösung des Detektors ($\lesssim 1$ ns) zu $\Delta t = 1,3$ ns/Kanal zusammensetzt, so daß sich eine Geschwindigkeitsauflösung der Neutronen von $\lesssim 2$ ns/m ergibt. Aus der Flugzeit läßt sich bei bekanntem Flugweg die jeweilige Neutronenenergie berechnen, die in Abb. 6.1 auf der unteren Skala an der Abszisse eingezeichnet ist.

Die Form des Einfangspektrums wird (abgesehen vom Untergrund) durch das Produkt des Einfangquerschnittes mit dem Neutronenfluß bei der jeweiligen Neutronenenergie bestimmt. Da der Einfangquerschnitt nur schwach mit der Energie variiert, etwa proportional $1/\sqrt{E_n}$, hat das Spektrum im wesentlichen die Form des Neutronenflusses. Der Abfall zu niedrigen Kanalzahlen entsteht vorwiegend dadurch, daß Neutronen aus gleich großen Energieintervallen ΔE mit abnehmender Energie auf zunehmend größere Zeitintervalle Δt verteilt wurden. Die in den Spektren sichtbaren Feinstrukturen stammen zum Teil aus den im folgenden behandelten Untergrundkomponenten, zum Teil aus Ansammlungen von nicht aufgelösten oder auch einzelnen Resonanzen in einem der bestrahlten Materialien.

VI.1.3 Untergrund

In Abb. 6.2 sind unter dem unkorrigierten Spektrum der Kr-Probe die Komponenten des Untergrunds eingezeichnet.

Der dominierende Anteil ist ein zeitunabhängiger Untergrund ①, der sich zusammensetzt aus den Reaktionen von vielfach gestreuten Neutronen, z.B. Einfängen in der Paraffinabschirmung oder am Kryostaten, sowie aus natürlichem radioaktivem Untergrund und aus Zerfällen von langlebigen, durch Aktivierung mit dem Neutronenstrahl entstandenen Nukliden.

Der zeitabhängige Anteil ② des Untergrunds stammt größtenteils aus Reaktionen von Neutronen in der Abschirmung, die nach Streuung am Kollimator ihre Zeitbeziehung noch nicht vollständig verloren haben.

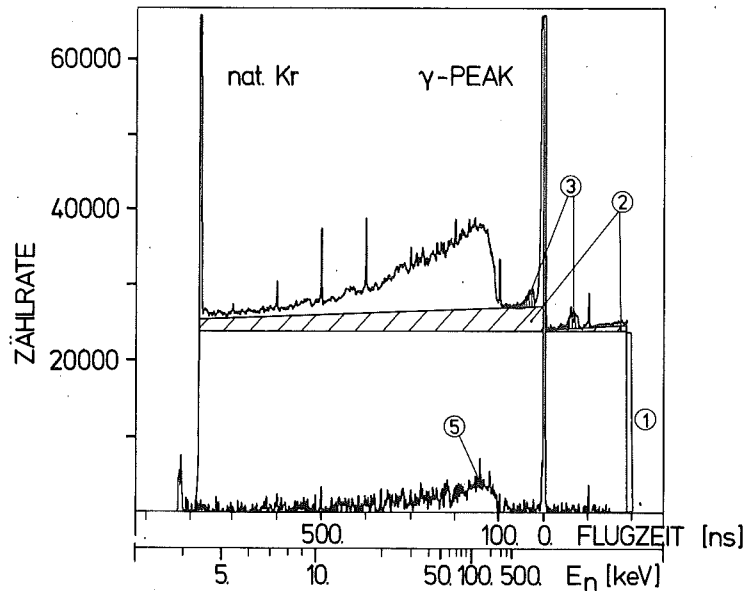


Abb. 6.2: Komponenten des Untergrundes unter den Flugzeitspektren

Zwei kleine Effekte stammen aus dem Einfang von Neutronen am Kollimatoreingang ③ bzw. von einer Blende, die den Protonenstrahl vor dem Auftreffen auf das Li-Target räumlich definiert.

Mit einer Periode von 100 nsec treten in den Spektren scharfe Linien auf, die entstehen, wenn die Pulsung des Beschleunigers den von der Ionenquelle emittierten Protonengleichstrom zwischen den Pulsen nicht genügend unterdrückt. Da das Mobley-Bunching-System den Strahl mit einer Frequenz von 10 MHz über den Eingang des Bunchingmagneten schwenkt, befinden sich mit dieser Frequenz Anteile des Gleichstroms auf Bahnen, die durch den Magneten hindurch bis zum Li-Target gelangen und hier ebenso wie der gepulste Strahl einen Gammapeak erzeugen. Aus dem Verhältnis der Stärke des Gammapeaks zu dem der Gleichstrompeaks kann man abschätzen, daß der Gleichstromanteil nur einige ‰ des gepulsten Strahls ausmacht. Deshalb sollte der so erzeugte Neutronenfluß vernachlässigbar sein. In Abb. 6.1 ist ein Unterschied zwischen den Höhenverhältnissen der Gleichstrom-Gammapeaks des Kr und Au einerseits und des Graphits andererseits festzustellen, der auf unterschiedliche Einstellung der Pulsung bei der Messung des Graphit-Spektrums zurückzuführen ist. Ebenso wie beim Gammapeak des gepulsten (Haupt-)Strahls findet man in den entsprechenden Abständen von den Gleichstrom-Gammapeaks Untergrundkomponenten des Typs ③, die jedoch in der Abbildung nicht bezeichnet sind.

Die Komponente ⑤ stellt den nur bei der Kr-Probe auftretenden Anteil des Einfangs am Probenbehälter dar. Das eingezeichnete Spektrum stammt aus der Messung der Leerprobe.

VI.1.4 Impulshöhenspektren

Abb. 6.3a zeigt die im Experiment aufgenommenen Impulshöhenspektren für das natürliche Kr, für ^{84}Kr und ^{197}Au über die 16 experimentellen Impulshöhenkanäle. Als Maßstab ist auf der Abszisse die äquivalente Gammaenergie angegeben. Die Auflösung der Spektren beträgt ~ 470 keV/Kanal. Die gegen die Impulshöhe aufgetragenen Ausbeuten sind Integrale über Flugzeitkanäle von $15 \text{ keV} \leq E_n \leq 150 \text{ keV}$. Die Spektren vom natürlichen Kr und Au sind glatt und fallen zwischen 0,7 MeV und 7,5 MeV um etwa $2 \frac{1}{2}$ Zehnerpotenzen ab. Der Verlauf der Spektren ist für Impulshöhen < 5 MeV parallel, erst bei 5,5 MeV tritt im Kr-Spektrum eine Schulter auf. Da bei Integration verschiedener Bereiche des Flugzeitspektrums keine Änderung der Form des Kr-Spektrums festgestellt wurde, kann die Schulter nicht Resonanzen im Einfangquerschnitt zugeordnet werden, sondern entsteht lediglich aus der Form der Gamma-Kaskade.

Die starken Strukturen im Spektrum des ^{84}Kr entstehen hauptsächlich durch den großen statistischen Fehler dieser Messung. Dennoch scheint sich auch hier die Schulter bei 5,5 MeV anzudeuten, da oberhalb das Spektrum fast auf Null absinkt.

In den Abb. 6.3 b - 6.3 d wird die Wirkung der Gewichtung auf die Impulshöhenspektren der 3 Probenmaterialien gezeigt.

VI.1.5 Untergrundsubtraktion

Der zeitunabhängige Untergrund wurde bei allen Spektren korrigiert durch Subtraktion einer Konstanten vom gesamten Spektrum, die an den Untergrund in Kanälen oberhalb des Gamma-peaks angepaßt wurde. Hier ist der zeitabhängige Untergrund vernachlässigbar gegenüber der statistischen Unsicherheit.

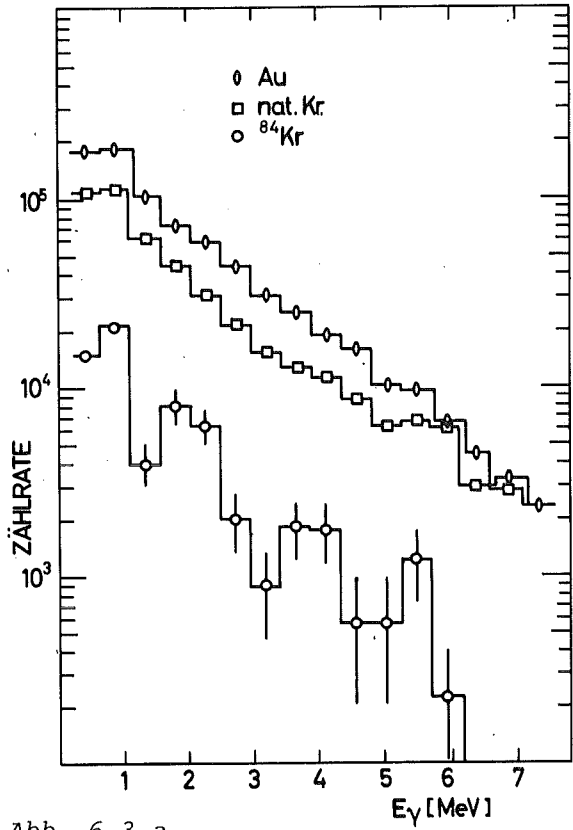


Abb. 6.3 a

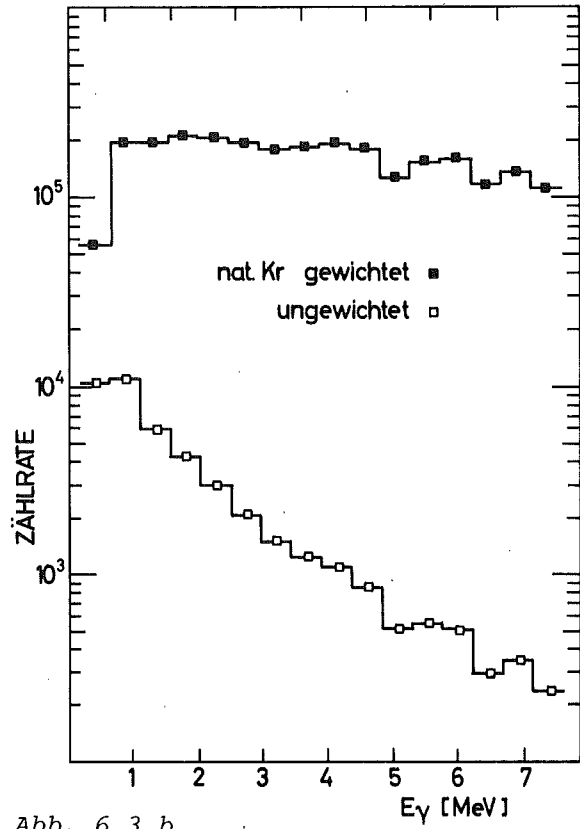


Abb. 6.3 b

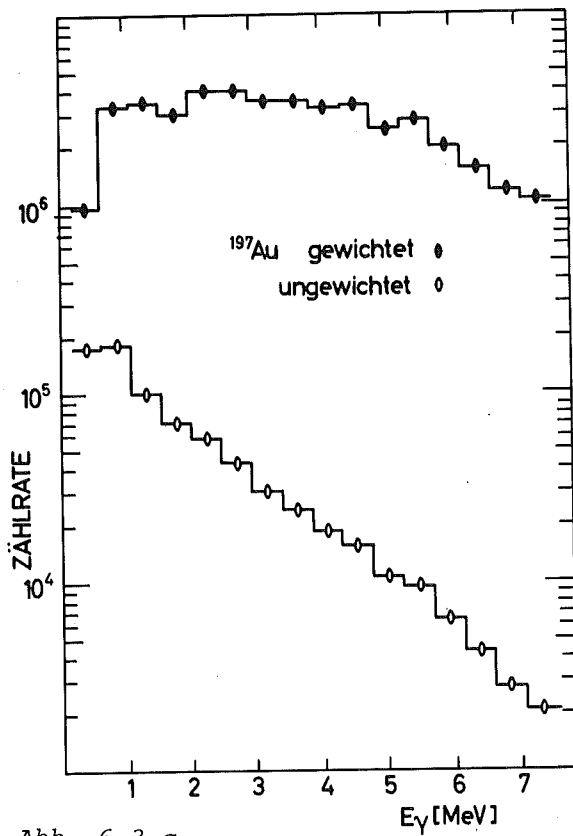


Abb. 6.3 c

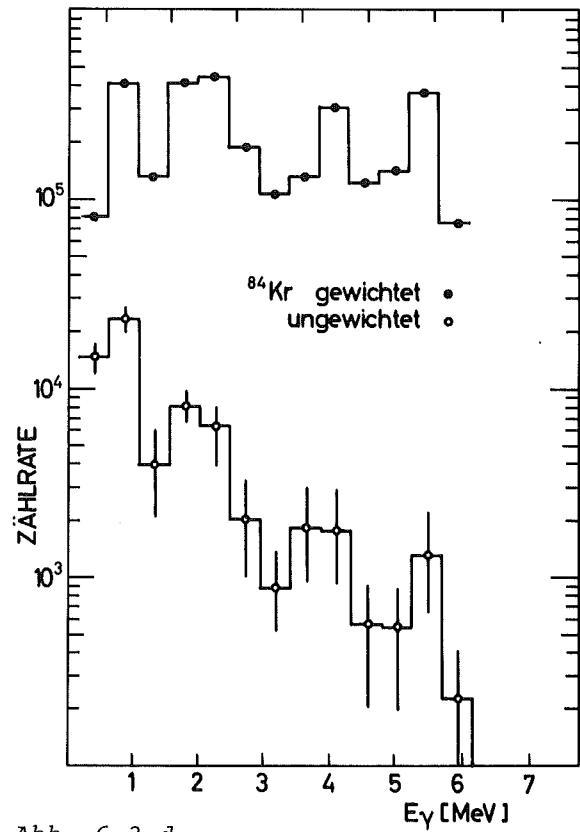


Abb. 6.3 d

Abb. 6.3

Abb. 6.3a Impulshöhenspektren für das natürliche Kr, das ^{84}Kr und das ^{197}Au
Abb. 6.3b - 6.3 d Vergleich der ungewichteten und gewichteten Impulshöhenspektren der 3 Materialien
In den ungewichteten Spektren des ^{84}Kr ist zusätzlich der statistische Fehler angegeben.

Der zeitabhängige Untergrund kann z.B. durch verschiedene Positionen des Protonenstrahls auf dem Li-Target über größere Zeiträume hinweg variieren. Kurzfristige Variationen sollten sich im Laufe einer Probenstellung ausmitteln, so daß durch geeignete Probenwechselzeiten die langfristige Variation in allen zyklisch gemessenen Proben gleich ist. Die Korrektur bestand deshalb darin, sowohl von den Kr-Spektren als auch vom Au das in den gleichen Zyklen gemessene Spektrum der Leerprobe, normiert auf die jeweilige Bestrahlungsdauer, abzuziehen. Vom Au-Spektrum wird bei dieser Korrektur der Anteil des Einfangs an der Leerprobe zuviel abgezogen. Um diesen Effekt auszugleichen, wurde aus den im Untergrundlauf gemeinsam gemessenen Spektrum einer Au-Probe in einem Kr-Probenbehälter, einer Au-Probe ohne Behälter und einer Graphitprobe ein untergrundfreies Leerprobenspektrum bestimmt. Dieses Spektrum wurde auf das zu korrigierende Au-Spektrum normiert und dazuaddiert. Abb. 6.2 zeigt mit der Bezeichnung ⑤ ein untergrundfreies Leerprobenspektrum, wie es zur Korrektur verwendet wurde.

Da nach Abzug des Untergrundes vom Graphitspektrum keine Zeitabhängigkeit außer der Untergrundkomponente ② übrigblieb, konnte auf die Korrektur des Einfangs von gestreuten Neutronen an der Umgebung der Probe verzichtet werden.

Alle Untergrundkorrekturen wurden an Summenspektren durchgeführt, die aus Einzelmessungen gebildet wurden, bei denen die gleiche Probenmenge und gleiche Bedingungen am Beschleuniger vorlagen. Bei Spektren mit guter Statistik wurden die obigen Korrekturen für beide Detektoren getrennt durchgeführt, bei geringen Ausbeuten wurde die Summe der Spektren beider Detektoren korrigiert. Die zweite Methode dürfte die bessere Lösung sein, da sich hierbei auch Raumwinkeldifferenzen ausmitteln, die entstehen, wenn Probe und Leerprobe verschiedenen Abstand zu den Detektoren haben. Dies ist besonders wichtig, da eine genaue Überprüfung des Abstands nach dem Einbau der Proben in den Kryostat nicht mehr möglich war.

In Abb. 6.4 sind die korrigierten Kr- und Au-Spektren dargestellt. Bei allen Spektren findet man zwischen (n, γ) -Anteil

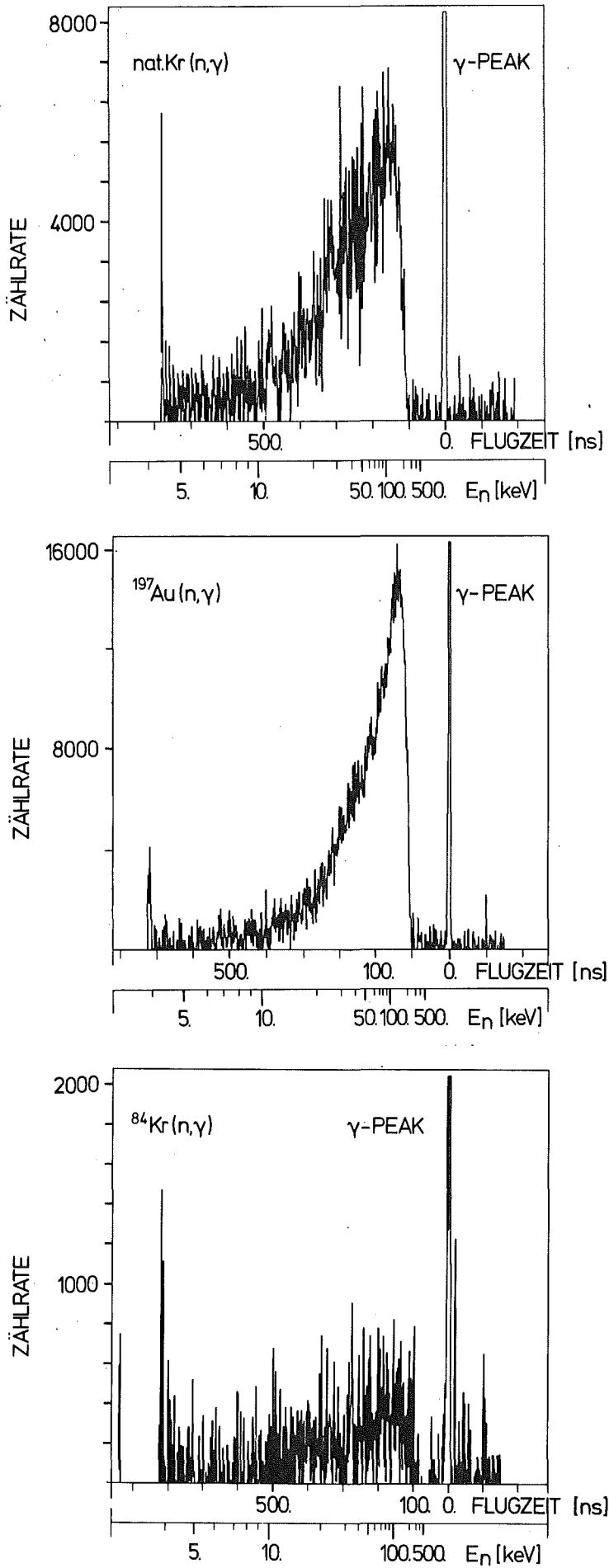


Abbildung 6.4:
Korrigierte Flugzeit-
spektren für das nat.
Kr, ¹⁹⁷Au und ⁸⁴Kr.

und Gammapeak sowie oberhalb des Gammapeaks keinen statistisch signifikanten Untergrund. Ebenso erkennt man, daß nach der Untergrundsubtraktion keine sichtbaren Reste der Gleichstrom-Gammapeaks und ihrer zugehörigen Untergrundkomponenten ③ übrigbleiben.

Während das Au-Spektrum innerhalb der statistischen Unsicherheit glatt verläuft, ist beim natürlichen Kr bei etwa 10 keV trotz der verhältnismäßig schlechten Statistik eine Struktur zu erkennen, die als Resonanz oder Ansammlung nicht aufgelöster Resonanzen zu interpretieren ist. Beim ^{84}Kr sind aufgrund der Statistik zunächst keine Strukturen als signifikant festzulegen. Erst nach Zusammenfassen mehrerer Kanäle werden Strukturen bei 8,4 keV, 12,3 keV, 13 keV und 34 keV sichtbar, die vermutlich als Resonanzen zu deuten sind.

Die unterschiedliche Statistik der Spektren entsteht aufgrund der verschiedenen Meßzeiten, Probenmengen und Wirkungsquerschnitte. Das Au-Spektrum wurde um einen Faktor 2 kürzer gemessen als das natürliche Kr. Wegen seines um einen Faktor 10 größeren Einfangquerschnitts ist die statistische Unsicherheit beim Au wesentlich geringer als beim Kr. Das ^{84}Kr wurde größtenteils mit etwa der halben Probenmenge des natürlichen Kr gemessen, außerdem ist sein Einfangquerschnitt um etwa einen Faktor 2 kleiner. Die Meßzeiten des natürlichen Kr und des ^{84}Kr unterscheiden sich nur unwesentlich.

VI.2 Gewichtung

Nach Subtraktion des Untergrunds wurden die zweidimensionalen Spektren (Flugzeit x Impulshöhe) gewichtet, indem für jeden Flugzeitkanal die zugehörigen Impulshöhenkanäle mit einem entsprechenden Gewichtungsfaktor multipliziert und anschließend aufsummiert werden. Diese gewichteten und aufsummierten Flugzeitspektren wurden für die weitere Auswertung verwendet.

Die Gewichtsfunktion zur Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors für Neutroneneinfangereignisse wurde mit modifizierten Rechenprogrammen von C. Le Rigoleur

(Rig 75) bestimmt. Im Anhang 1 wird die Berechnung ausführlicher behandelt. Für den in diesem Experiment verwendeten Detektor und die Geometrie des Experiments ergab sich für eine Kanalbreite $E(I+1)-E(I) = 0,1022 \text{ MeV}$ die folgende Gewichtsfunktion:

$$W(I) = 2,2846 I + 0,60009 I^2 + 0,6912 \cdot 10^{-6} I^4 \quad (6.1)$$

Abbildung 6.5 zeigt die Gewichtsfunktion und zum Vergleich das Ergebnis einer Rechnung mit einem Programm von R.L. Macklin (Ma 67), das im Gegensatz zur hier verwendeten Rechnung keine Abschirmung berücksichtigt und einige Näherungen bei der Berechnung der verschiedenen Reaktionswahrscheinlichkeiten der Gammaquanten im Detektor einführt. Die beiden Funktionen unterscheiden sich lediglich um einen konstanten Faktor 2,7, der entsteht, weil das hier verwendete Programm im Gegensatz zu dem von Macklin die Ansprechwahrscheinlichkeit auf den vom Detektor gesehenen Raumwinkel normiert. Konstante Faktoren haben auf die Gewichtung keinen Einfluß, da eine Normierung der Gewichtsfunktionen nur bei Absolutmessungen notwendig ist. Bei Relativmessungen treten

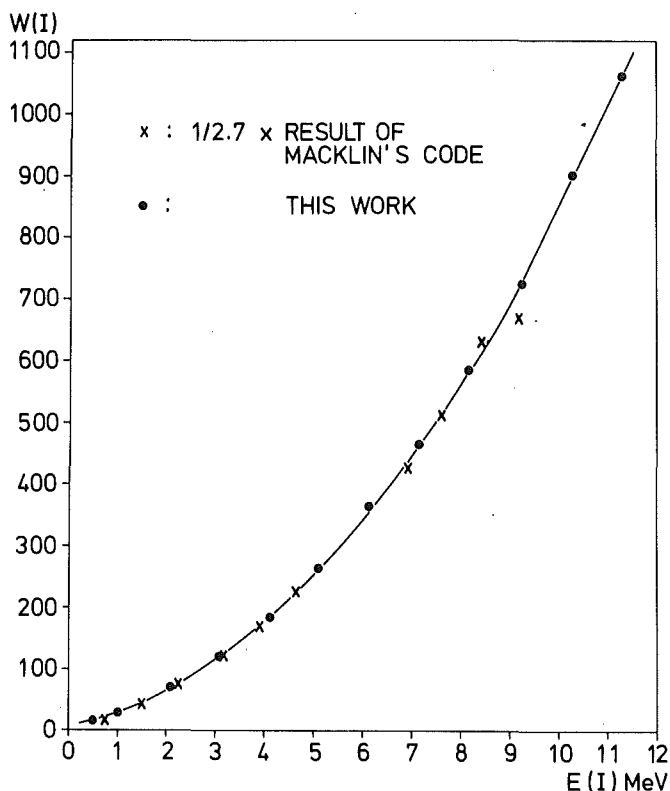


Abb. 6.5:
Gewichtsfunktion zur Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit des C_6D_6 -Detektors für Neutroneneinfangereignisse mit der Impulshöhen-Gewichtungsmethode. Die Punkte stellen die in dieser Arbeit berechnete Funktion dar, die Kreuze sind das Ergebnis einer Rechnung mit einem Programm von Macklin. Diese Werte wurden mit einem Faktor 1/2.7 normiert.

Konstanten gleichermaßen bei Probe und Referenz auf und kürzen sich daher weg. Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors wird außer von der Art und Form des Szintillators auch von den Eigenschaften seines Behälters und seiner Abschirmung bestimmt. Quanten, die erst nach Streuung an einem der Strukturmaterialien im Szintillator nachgewiesen werden, ändern die Ansprechwahrscheinlichkeit und die Form der Spektren. Um den Einfluß dieses Effektes auf die Gewichtung nachzuprüfen, wurden mehrere Gewichtsfunktionen berechnet, bei denen mit der im Anhang A beschriebenen Monte Carlo Rechnung Spektren für einen Detektor mit verschiedenen Bleiabschirmungen simuliert wurden. Die Abschirmungen haben die Form von Hohlzylindern unterschiedlicher Dicke (= Außenradius-Innenradius), die den zylindrischen Detektor umgeben. Bei wachsender Dicke der Abschirmung erwartet man eine Zunahme der Nachweiswahrscheinlichkeit aufgrund derjenigen Gammaquanten, die aus der Abschirmung in den Detektor gestreut wurden. Die Nachweiswahrscheinlichkeit sollte wegen der Absorption zunächst etwas weniger als proportional zur Zunahme der Dicke anwachsen und dann allmählich in eine Sättigung übergehen. Die Zunahme der Nachweiswahrscheinlichkeit sollte zu einer geringeren Gewichtung führen.

Allerdings bewirken die eingestreuten Quanten gleichzeitig eine Vergrößerung des Anteils an niederenergetischen Ereignissen, da bei der Streuung in der Abschirmung Energie verlorenght. Dieses "Aufweichen" des Spektrums führt dazu, daß die geringere Gewichtung vor allem im niederenergetischen Teil des Spektrums zum Tragen kommt.

Abbildung 6.6 zeigt die resultierenden Gewichtsfunktionen für verschiedene Abschirmungen. Unterhalb 4 MeV stimmen die Funktionen innerhalb 3,5 % überein, oberhalb laufen sie mit wachsender Energie zunehmend auseinander. Zum Verständnis der Unterschiede zeigt Abb. 6.7 die Quotienten der Gewichtsfunktionen für Detektoren mit Pb-Abschirmungen zum Fall ohne Abschirmung. Für Energien ≤ 2 MeV stellt sich bei allen Rechnungen mit Abschirmung eine schwächere Gewichtung ein als im Fall ohne, da durch das Zerstrahlen von Positronen aus Paarbildungen

in der Abschirmung eine Überhöhung der Ereignisse mit 0,511 MeV bzw. 1,022 MeV auftritt. Oberhalb 2 MeV überwiegt bei den Detektoren mit Abschirmungen von 20 cm und 40 cm die Vergrößerung des Raumwinkels, so daß die Gewichtung mit zunehmender Energie entsprechend der Zunahme des Absorptionsquerschnitts für Gammaquanten leicht abnimmt. Für die dünneren Abschirmungen überwiegt offenbar die Aufweichung der Spektren, so daß die Funktionen für 1 cm bzw. 2 cm Abschirmung ebenfalls aufgrund der wachsenden Absorption, flach ansteigen. Der steile Anstieg der Funktionen für 5,21 cm und 10 cm Pb wird aus diesen Überlegungen nicht verständlich. Möglicherweise wird das Verhalten der Funktionen durch Unzulänglichkeiten der Berechnung erzeugt, wenn z.B. die Ausgleichsrechnung als beste Anpassung zufällig ein zu stark oszillierendes Polynom findet.

Da das Maximum der Energieverteilung von Gammakaskaden nach Neutroneneinfängen i.A. niedriger als 3-4 MeV liegt, wo die Gewichtsfunktionen noch innerhalb <3,5 % übereinstimmen, sollte der aus den Diskrepanzen resultierende Fehler <1,5 % sein, auch unter der ungünstigsten Annahme, daß das Verhalten der Funktionen rein durch die Rechnung erzeugt wird, oder unter Vernachlässigung der Abschirmung. Die Übereinstimmung der mit zwei unabhängigen Rechenprogrammen bestimmten Gewichtsfunktionen in Abb. 6.5 läßt darauf schließen, daß der Fehler noch etwas kleiner ist. Im Anhang A wird nach Gewichtung von Spektren monoenergetischer Gammaquellen die Gültigkeit der Beziehung $\epsilon(E_\gamma) \propto E_\gamma$ nachgeprüft. Die hierbei festgestellte Unsicherheit von 3 % wird als Fehler bei der Gewichtung angenommen.

Alle obigen Gewichtsfunktionen wurden für eine punktförmige Gammaquelle berechnet. Zum Vergleich enthält Abb. 6.6 außerdem eine Funktion für eine ausgedehnte Quelle mit einem Radius von 3 cm.

Bei Anwendung dieser Methode auf Spektren, deren Zählrate stark mit wachsender Impulshöhe abnimmt, kann durch die stärkere Gewichtung der oberen Kanäle unter Umständen der statistische Fehler der gewichteten Summe $\sum_I P(I) S(I, E_\gamma) W(I)$ erheblich größer

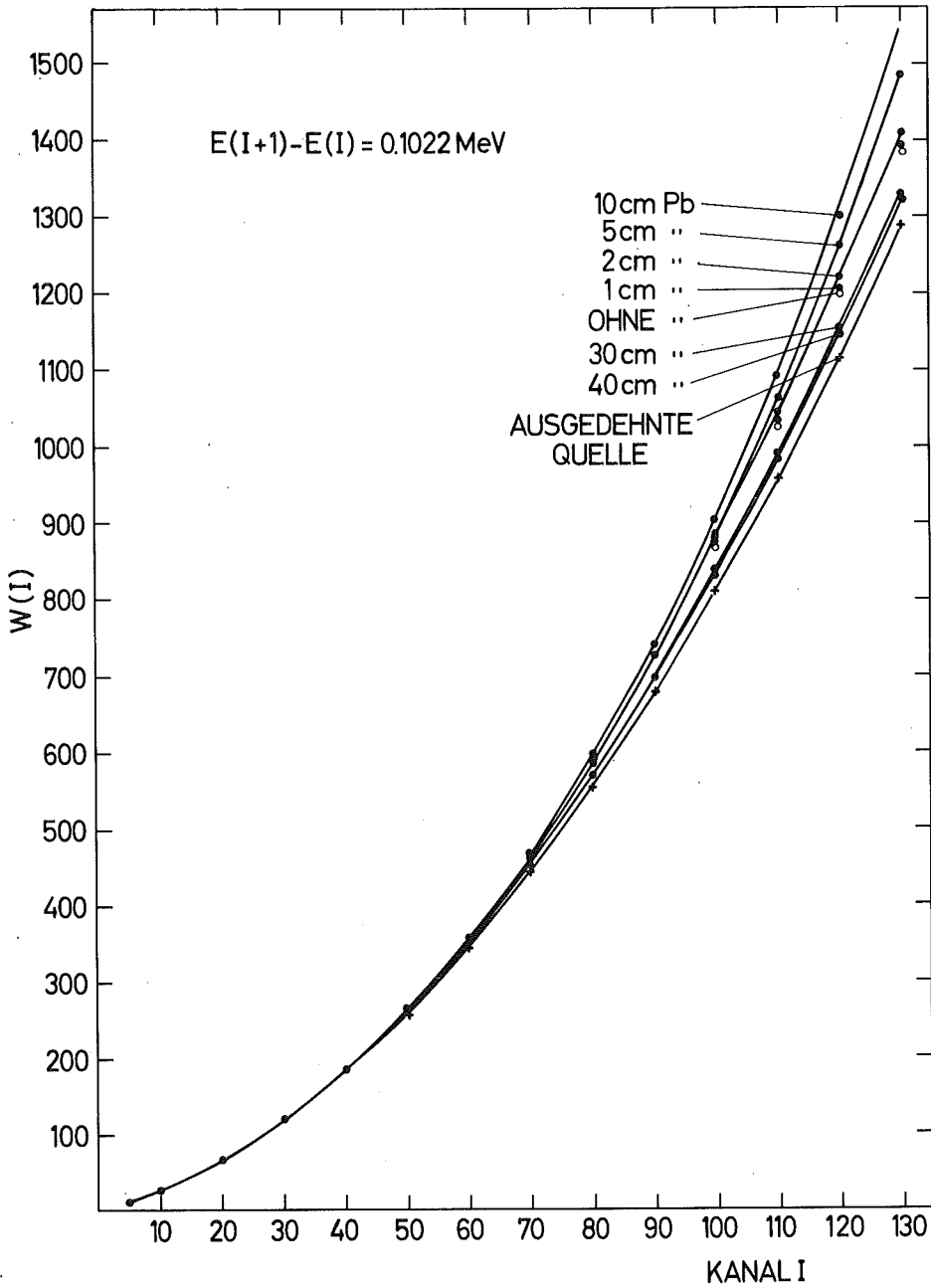
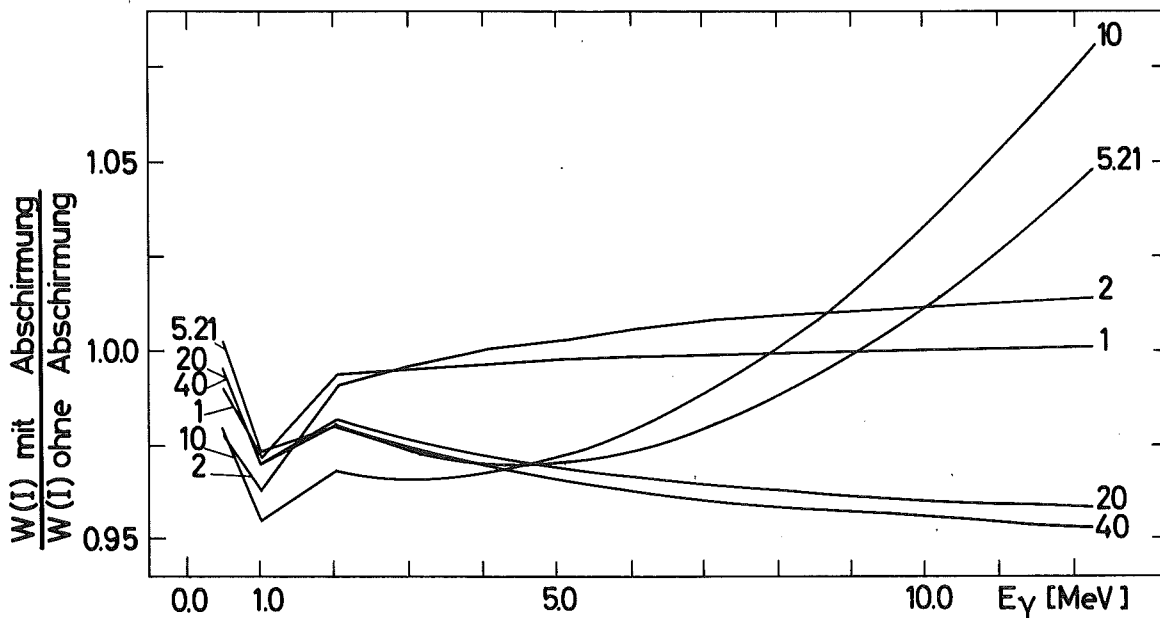


Abbildung 6.6:
Vergleich von Gewichtsfunktionen, die für gleiche Detektorgeometrie mit verschiedenen dicken Pb-Abschirmungen berechnet wurden. Die Abbildung enthält außerdem eine Gewichtsfunktion, die für eine Anordnung mit ausgedehnter Gammaquelle berechnet wurde.

Abb. 6.7:
Vergleich von Gewichtsfunktionen für Detektoren mit verschiedenen Pb-Abschirmungen mit der Gewichtsfunktion eines Detektors ohne Abschirmung. Die Dicke der Abschirmung in cm ist für jede Kurve angegeben.



werden als der der ungewichteten $\sum_I P(I)S(I, E_\gamma)$. Bei der Auswertung von Flugzeitmessungen, bei denen sich die Form der Impulshöhenspektren nur wenig mit der Neutronenenergie ändert, kann man diesen Effekt verkleinern, indem man statt einer kanalweisen Gewichtung nur ein mittleres Gewicht $\langle W \rangle$ auf die ungewichtete Summe anwendet.

$$\text{Für} \quad \langle W \rangle = \frac{\sum_{E_n} \sum_I P(E_\gamma) S(I, E_\gamma) W(I)}{\sum_{E_n} \sum_I P(E_\gamma) S(I, E_\gamma)} \quad (6.2)$$

gilt dann

$$\langle W \rangle \sum_I P(E_\gamma) S(I, E_\gamma) \sim \sum_I P(E_\gamma) S(I, E_\gamma) W(I). \quad (6.3)$$

Für Relativmessungen, bei denen das obige Kriterium erfüllt ist und die Impulshöhenspektren von Probe und Referenz etwa die gleiche Form haben, kann deshalb auf eine Gewichtung verzichtet werden, und als Ansprechwahrscheinlichkeit direkt die Bindungsenergie eingesetzt werden. Weist der Wirkungsquerschnitt Resonanzen auf, so ist eine kanalweise Gewichtung erforderlich, da der Kern in Resonanzen bevorzugt über bestimmte Kanäle zerfällt.

VI.3 Berechnung der Wirkungsquerschnitte

Der Einfangquerschnitt des Kr wird aus den Meßdaten nach der Gleichung

$$\sigma(Kr) = \frac{ZR(Kr)}{ZR(Au)} \cdot \frac{N_{Au} \cdot \phi_{Au} \cdot \epsilon_{Au} \cdot \Delta\Omega}{N_{Kr} \cdot \phi_{Kr} \cdot \epsilon_{Kr} \cdot \Delta\Omega} \cdot \sigma(Au) \quad (6.4)$$

berechnet. Da sowohl die Au-Probe als auch die Kr-Probe ganz dem Strahl ausgesetzt sind, kann die Zahl der bestrahlten Kerne N_{Au} und N_{Kr} direkt aus den Massen der Proben bestimmt werden. Da beim Kr Messungen an Proben verschiedener Massen durchgeführt wurden, wurden die Zählraten auf eine mittlere Probenmasse normiert. Das Verhältnis der Neutronenflüsse ϕ_{Au} / ϕ_{Kr} kann durch das

Verhältnis der integrierten Protonenladungen auf dem Li-Target ersetzt werden, da die Proben zyklisch ausgetauscht werden. Der Raumwinkel $\Delta\Omega$ ist für beide Proben gleich. Nach der Gewichtung der Zählraten sind die Ansprechwahrscheinlichkeiten für Neutroneneinfang ϵ_{Au} und ϵ_{Kr} proportional den Bindungsenergien $B_n(\text{Au})$ und $B_n(\text{Kr})$. Die Werte $B_n(\text{Au}) = 6,5127 \text{ MeV}$ und $B_n(^{84}\text{Kr}) = 7,111 \text{ MeV}$ wurden der Literatur entnommen (Mug 73), die Bestimmung einer mittleren Bindungsenergie für das natürliche Kr wird im Abschnitt VI.4 diskutiert.

Die Werte $\sigma(\text{Au})$ für den Neutroneneinfangquerschnitt des Au wurden für $E_n > 30 \text{ keV}$ der Evaluation ENDF/B-IV entnommen. Unterhalb 30 keV weist $\sigma(\text{Au})$ Strukturen auf, die bei der Evaluation weggeglättet wurden. Diese Strukturen betragen etwa 10 % von $\sigma(\text{Au})$. Sie sind in den gemessenen Spektren aufgrund der statistischen Schwankung nicht sichtbar und wurden deshalb nicht geglättet. Um diese Vernachlässigung auszugleichen, wurde im Bereich $10 \text{ keV} \leq E_n \leq 30 \text{ keV}$ für $\sigma(\text{Au})$ der Mittelwert aus ENDF/B-IV und einer Messung von Kompe (Kom 69) verwendet, welche die Strukturen zwar noch enthält, nach Glättung jedoch sehr gut mit der Evaluation übereinstimmt. Die Daten von Kompe wurden mit einem Faktor (603/596) auf ENDF/B-IV normiert. Für $E_n < 10 \text{ keV}$ ist $\sigma(\text{Au})$ in ENDF/B-IV nicht mehr direkt enthalten, es wurden hier die renormierten Werte von Kompe benutzt. Für Energien zwischen den so entnommenen Stützstellen wurde $\sigma(\text{Au})$ durch Lagrange-Interpolation berechnet. Die für die Interpolation verwendeten Werte von $\sigma(\text{Au})$ sind im Anhang E in Tabelle E3 zusammengestellt.

VI.4 Mittlere Bindungsenergie für das natürliche Kr

Als Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors für Neutroneneinfänge am natürlichen Kr muß eine Zahl eingesetzt werden, die im statistischen Mittel der Summe der Gammaenergie der Zerfallskaskaden aller möglichen Einfangreaktionen gewichtet mit ihrer Häufigkeit entspricht. Die Zahl der Einfänge an jedem der 6 natürlich vorkommenden stabilen Isotope i ist proportional zu seinem Einfangquerschnitt $\sigma_i(n, \gamma)$ und seiner Häufigkeit $N(i)$. Für jedes Isotop i ist nach Gleichung 2.9 im statistischen

Mittel die Summe der Gammaenergien gleich der Neutronenbindungsenergie $B_n(i)$. Die Ansprechwahrscheinlichkeit für das natürliche Kr entspricht deshalb einer mittleren Bindungsenergie

$$\langle B_n \rangle = \frac{\sum_i N(i) B_n(i) \sigma_i(n, \gamma)}{\sum_i N(i) \sigma_i(n, \gamma)} \quad (6.5)$$

Für die unbekanntenen Einfangquerschnitte $\sigma_i(n, \gamma)$ müssen Werte aus theoretischen Berechnungen entnommen werden. Es entsteht so bei der Einführung von $\langle B_n \rangle$ eine Unsicherheit in der Normierung, die jedoch nach Messung einiger Einfangquerschnitte von separierten oder angereicherten Isotopen erheblich verkleinert werden kann. Verwendet wurden maxwell-gemittelte Wirkungsquerschnitte $\langle \sigma_i \rangle$ für $kT = 30$ keV, die in verschiedenen Arbeiten veröffentlicht wurden. Zur Berechnung von gemittelten Wirkungsquerschnitten für die Astrophysik ist die Verwendung von $\langle \sigma_i \rangle$ ausreichend, da hier ohnehin nur der Maxwell-Mittelwert von Interesse ist. Der Fehler bei der Berechnung der Energieabhängigkeit von $\sigma(n, \gamma)$ wird hauptsächlich von den Resonanzen im ^{84}Kr erzeugt. Diese starke Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts erzeugt auch eine starke Abhängigkeit von $\langle B_n \rangle$. Da die genauen Parameter der Resonanzen in dieser Arbeit nicht bestimmt werden konnten, war es nur näherungsweise möglich, diesen Effekt zu berücksichtigen. Für die leichteren Isotope sollte der Verlauf der Wirkungsquerschnitts glatt sein, so daß die Verhältnisse $\langle \sigma_i(n, \gamma) \rangle / \langle \sigma_j(n, \gamma) \rangle$ sich über den gemessenen Energiebereich kaum ändern dürfte. Im Wirkungsquerschnitt des ^{86}Kr werden zwar ebenfalls Resonanzen erwartet, da jedoch ^{86}Kr nur zu 17,3 % im natürlichen Kr enthalten ist und sein Einfangquerschnitt um einen Faktor 100 kleiner ist als der der häufigen Isotope, dürfte sein Beitrag zur Energieabhängigkeit von $\langle B_n \rangle$ vernachlässigbar sein.

In Tabelle 6 werden die theoretischen Voraussagen einiger Arbeiten für $\langle \sigma_i \rangle$ zusammengestellt (Hol 76), (All 70), (Mus 70), (Ben 69). Die Einfangquerschnitte weichen zum Teil erheblich voneinander ab. Die größte Abweichung von einem Faktor 3 tritt beim ^{83}Kr auf, das wegen seiner hohen Bindungsenergie von 10,518 MeV

Isotop	N(i) (%)	$B_n(i)$ (MeV)	$\langle \sigma_i \rangle$ (barn)					mittleres $\langle \sigma_i \rangle$ aus den theoret. Werten (barn)
			(Hol 76)	(Mus 70)	(All 70)	(Ben 69)	(Ben 73)	
^{78}Kr	.35	8.368	.203	.159	.250	.251		.216 ± .054
^{80}Kr	2.25	7.850	.148	.146	.140	.222		.164 ± .044
^{82}Kr	11.6	7.467	.122	.124	.080	.197	.1969	.131 ± .049
^{83}Kr	11.5	10.518	.571	.360	.225	.642	.6958	.450 ± .192
^{84}Kr	57.0	7.111	.025	.035	.028	.030	.0346	.030 ± .007
^{86}Kr	17.3	5.515	.00436	.008	.009	.009		.008 ± .002
nat.Kr	100.	9.149 ± 1.5 ⁺)	.099	.081	.057	.121		.090 ± .067

+) $\langle B_n \rangle$ unter Verwendung der Mittelwerte der theoretisch berechneten $\langle \sigma_i \rangle$

Tabelle 6 Maxwell-Mittelwerte des Neutroneneinfangquerschnitts der stabilen Isotope des Krypton für $kT=30$ keV

einen wesentlichen Beitrag zu $\langle B_n \rangle$ liefert. Die Tabelle enthält außerdem die relativen Häufigkeiten $N(i)$ und die Bindungsenergien $B_n(i)$ nach (Mug 73). Für ^{86}Kr wurde $B_n(i)$ aus (Jen 77) entnommen.

Die letzte Zeile von Tabelle 6 enthält die in den verschiedenen Arbeiten mit dem statistischen Modell berechneten Maxwell-gemittelten Einfangquerschnitte für das natürliche Kr. Auch hierbei treten zwischen den verschiedenen Ergebnissen Abweichungen von über 100 % auf. Der in der Tabelle angegebene Wert von $\langle B_n \rangle = (9,149 \pm 1,5)$ MeV wurde als Mittelwert aus den $\langle \sigma_i \rangle$ der verschiedenen Arbeiten berechnet. Der Fehler wurde zu $\pm 1,5$ MeV abgeschätzt, da $\langle B_n \rangle$ nicht größer sein kann als die höchste isotopische Bindungsenergie des ^{83}Kr von 10,518 MeV. Wegen des starken Einflusses des ^{83}Kr auf den Einfangquerschnitt des natürlichen Isotopengemisches sollte $\langle B_n \rangle$ jedoch etwas größer sein als die Bindungsenergien der mit weniger Gewicht eingehenden Isotope ^{82}Kr und ^{84}Kr (7,467 MeV bzw. 7,111 MeV). Die so geschätzte Unsicherheit von 16 % kann nach einer Messung des Einfangquerschnitts von ^{83}Kr fast vollständig beseitigt werden.

Wegen der vorher nicht bekannten Resonanzen im ^{84}Kr wurde $\langle B_n \rangle$ mit dem weiter unten diskutierten experimentellen energieabhängigen Querschnitt $\sigma_\gamma(^{84}\text{Kr})$ für jede Neutronenenergie getrennt berechnet. Zwischen den in Energieschritten von 1,5 keV gemittelten Stützpunkten des ^{84}Kr wurde mit einem Lagrange-Formalismus interpoliert.

VI.5 Korrektur für Vielfachstreuung und Selbstabschirmung

Das Verhältnis der Zählraten $ZR(\text{Kr})/ZR(\text{Au})$ in Gleichung 6.4, wie es aus den Spektren gewonnen wird, ist noch verfälscht durch Vielfachstreuung und Selbstabschirmung. Durch Vielfachstreuung der Neutronen in einer dicken Probe wird ihre Reaktionswahrscheinlichkeit mit den Probenkernen erhöht, so daß die Zahl der gemessenen Reaktionen einem höheren Fluß als dem wirklichen entspricht. Als Selbstabschirmung bezeichnet man den Effekt, daß der Fluß beim Durchlaufen einer dicken Probe abnimmt, weil Neutronen durch Kernreaktionen verlorengehen, so daß die Zahl der gemessenen Reaktionen einem niedrigeren Fluß entspricht, als man z.B. mit

einem Monitor messen würde. Selbstabschirmung erzeugt insbesondere bei der Messung von resonanten Wirkungsquerschnitten an dicken Proben einen wesentlichen Fehler. Das Verhältnis der gemessenen Zählraten muß deshalb korrigiert werden:

$$\frac{\bar{Z}R(\text{Kr})}{\bar{Z}R(\text{Au})} = \frac{ZR(\text{Kr})_{\text{gemessen}}}{ZR(\text{Au})_{\text{gemessen}}} \times \frac{C_c(\text{Kr})}{C_c(\text{Au})} \quad (6.6)$$

Korrekturfaktoren $C_c(\text{Kr})$ und $C_c(\text{Au})$ für Vielfachstreuung und Selbstabschirmung wurden mit dem Rechenprogramm SESH von F. Fröhner berechnet (Fro 68). SESH berechnet zunächst mit einem Hauser-Feshbach-Formalismus den Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung bzw. Einfang von Neutronen. Mit diesen Ergebnissen werden in einer Monte Carlo Rechnung für ausgedehnte Proben mit vorgegebener Geometrie die gewünschten Korrekturfaktoren berechnet. Als Anfangsparameter für die Hauser-Feshbach-Rechnung braucht SESH die mittlere Strahlungsbreite $\langle \Gamma_\gamma \rangle$, den mittleren Niveauabstand $\langle D \rangle$ und die Stärkefunktion S für eine Anregungsenergie des Compoundkerns aus Target und Neutron, die der Bindungsenergie des letzten Neutrons B_n entspricht. Von allen drei Resonanzparametern können die Werte für bis zur vierten Partialwelle berücksichtigt werden. Außerdem werden der Kernradius R , der Kernspin I und eine effektive Kerntemperatur θ , die Bindungsenergie B_n und die Kernmasse A benötigt. Die Monte-Carlo-Rechnung braucht Angaben über die Probenzusammensetzung und -masse sowie über die Geometrie der Probe.

Als Resonanzparameter wurden für das Au die in der Literatur veröffentlichten evaluierten Bestwerte benutzt (Mug 73). Experimentell bestimmte Resonanzparameter gibt es nur für das ^{78}Kr und das ^{80}Kr , jedoch mit einer Fehlerangabe von $\pm 50\%$ (Coq 70), (Man 69). Ansonsten findet man für die Kr-Isotope von verschiedenen Autoren theoretische Werte, die zum Teil recht schlecht übereinstimmen (Ben 69), (Mus 70), (Aba 74), (Pri 74). Es wurden deshalb Rechnungen mit allen verfügbaren vollständigen Parametersätzen für sieben Neutronenenergien zwischen 10 keV und 250 keV durchgeführt. Die Parameter und die daraus von SESH errechneten Wirkungsquerschnitte werden im Anhang D zusammengestellt. Mit den von (Mus 70) angegebenen

Werten und einem Kernradius von $R = 7,0$ fm wird die beste Übereinstimmung der von SESH berechneten Streuquerschnitte mit den in der Literatur angegebenen totalen Querschnitten (Gar 76), (Pri 74) bzw. der Einfangquerschnitte mit den unkorrigierten Ergebnissen dieser Arbeit erreicht. Die Faktoren aus dieser Rechnung wurden deshalb für die Korrektur verwendet. Sie liegen für alle Proben in einem Bereich von 0,95 bis 1,0.

Zur Korrektur des relativ zum Einfang am Au bestimmten Einfangquerschnitts des Kr wird der Quotient aus dem Korrekturfaktor für das Kr und dem für das Au $C_c(\text{Kr})/C_c(\text{Au})$ verwendet. Die Werte dieses Quotienten für den gemessenen Energiebereich sind in Abbildung 6.8 dargestellt. Die Fehler in der Abbildung ergeben sich aus den von SESH berechneten statistischen Fehlern der Monte-Carlo-Rechnung, die mit 2 multipliziert wurden, um die systematischen Fehler in den von SESH berechneten Wirkungsquerschnitten zu berücksichtigen. Diese Unsicherheit von 2-3 % trägt zum systematischen Fehler der Messung bei. Die durchgezogene Linie in Abb. 6.8 ist eine Augenmaß-Interpolation, deren Werte zur Korrektur verwendet werden.

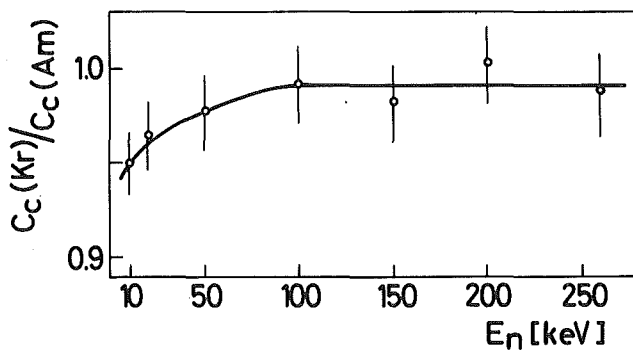


Abb. 6.8
Korrekturfaktoren für Vielfachstreuung und Selbstabschirmung.

Die Streuquerschnitte des ^{84}Kr und des natürlichen Kr haben etwa die gleiche Größe. Die unkorrigierten Einfangquerschnitte unterscheiden sich innerhalb des statistischen Fehlers des Kr höchstens um einen Faktor 2. Es wird deshalb für das ^{84}Kr die gleiche Korrektur angewandt wie für das natürliche Kr.

VI.6 Statistische Unsicherheit und systematische Fehler

- statistische Unsicherheit -

Da man bei der Messung von Kernreaktionen mit einem Beschleu-

nigerstrahl mit einer großen Zahl von Versuchen nur eine kleine, völlig unabhängige Trefferwahrscheinlichkeit vorfindet, nimmt man an, daß die Zahl der gemessenen Ereignisse in Form einer Poissonverteilung um den Bestwert streut. Als statistischen Fehler der Messung bezeichnet man die Standardabweichung s , die sich für die Poissonverteilung als Wurzel der Zahl der gemessenen Ereignisse, im folgenden Zählrate ZR genannt, berechnen läßt:

$$s = \sqrt{ZR} \quad (6.7)$$

Der Einfangquerschnitt des Kr wird nach Gleichung (6.4) berechnet, d.h. im wesentlichen gilt:

$$\sigma(Kr) \propto \frac{ZR(Kr)}{ZR(Au)} \times \text{const.} \quad (6.8)$$

Die Zählraten des Kr ($ZR(Kr)$) und des Au ($ZR(Au)$) werden jeweils als gewichtete Summen der Zählraten $ZR_i(Kr)$ und $ZR_i(Au)$ in den Impulshöhenkanälen i berechnet:

$$\begin{aligned} ZR(Kr) &= \sum_{i=1}^{16} ZR_i(Kr) \cdot W(i) \\ ZR(Au) &= \sum_{i=1}^{16} ZR_i(Au) \cdot W(i) \end{aligned} \quad (6.9)$$

Die Zählrate $ZR_i(Kr)$ ist für jeden Kanal i als Differenz der Zählrate des Kr mit Probenbehälter $ZR_i(Kr+Can)$ und des leeren Probebehälters $ZR_i(Can)$ berechnet:

$$ZR_i(Kr) = ZR_i(Kr+Can) - ZR_i(Can) \quad (6.10)$$

Durch Einsetzen von (6.10) in das Fehlerfortpflanzungsgesetz (z.B. (Zur 63)) ergibt sich als statistischer Fehler von $ZR_i(Kr)$:

$$\Delta ZR_i(Kr) = \sqrt{ZR_i(Kr+Can) + ZR_i(Can)} \quad (6.11)$$

Da der zeitabhängige Untergrund unter dem Au weniger als 2 % von $ZR_i(Au)$ ausmacht, wird der statistische Fehler des Au angenähert als

$$\Delta ZR_i(\text{Au}) = \sqrt{ZR_i(\text{Au})} \quad (6.12)$$

Durch die unterschiedliche Gewichtung der verschiedenen Impulshöhenkanäle mit Faktoren $W(i)$ geht auch die statistische Unsicherheit der Kanäle entsprechend ihrem Gewicht in den Wirkungsquerschnitt ein.

Da die statistischen Fehler der einzelnen Kanäle unabhängig sind, kann zur Berechnung des statistischen Fehlers des Wirkungsquerschnitts wieder das Fehlerfortpflanzungsgesetz verwendet werden. Der Einfluß der Fehler für die Parameter x_j führt auf

$$\Delta\sigma(\text{Kr}) = \left[\sum_j \left(\frac{\delta\sigma(\text{Kr})}{\delta x_j} \Delta x_j \right)^2 \right]^{1/2} \quad (6.13)$$

$$= \left[\sum_{i=1}^{16} \left\{ \frac{\sqrt{ZR_i(\text{Kr}+\text{Can}) + ZR_i(\text{Can}) \cdot W(i)}}{\sum_{i=1}^{16} ZR_i(\text{Au}) \cdot W(i)} \right\}^2 \right] \quad (6.14)$$

$$+ \sum_{i=1}^{16} \left\{ \frac{ZR_i(\text{Kr}) \cdot W(i)}{\sum_{i=1}^{16} ZR_i(\text{Au}) \cdot W(i)} \times \sqrt{ZR_i(\text{Au}) \cdot W(i)} \right\}^2 \right]^{1/2} \times \text{const.}$$

Mit Gleichung 6.14 wurden die statistischen Fehler im Energiebereich $E_n < 10$ keV für das natürliche Kr berechnet zu $\Delta\sigma(\text{Kr}) \sim 20\% - 30\%$ für das ^{84}Kr zu $\Delta\sigma(^{84}\text{Kr}) = 30-60\%$. Für $20 \text{ keV} < E_n < 50$ keV beträgt $\Delta\sigma(\text{Kr})$ etwa 12% , $\Delta\sigma(^{84}\text{Kr})$ etwa $25\% - 50\%$, für $E_n \gtrsim 80$ keV beträgt $\Delta\sigma(\text{Kr})$ etwa 8% , $\Delta\sigma(^{84}\text{Kr})$ etwa $30-80\%$. Diese großen statistischen Fehler ergeben sich hauptsächlich aus dem hohen Untergrund unter den Flugzeitspektren. Die in Gleichung 6.14 einzusetzenden Zählraten $ZR_i(\text{Kr}+\text{Can})$ und $ZR_i(\text{Can})$ müssen sowohl die Einfangereignisse an den jeweils betrachteten Materialien als auch den konstanten Untergrund enthalten. Aus Abb. 6.2 kann man ein Verhältnis der Nützzählrate zum Untergrund von $> 1:3$ ablesen, so daß trotz der relativ hohen Einfangraten am Kr eine Vergrößerung der statistischen Unsicherheit um einen Faktor ≥ 2 gegenüber dem untergrundfreien Fall entsteht, der durch die Gewichtung vor allem in den niedrigen Kanälen noch weiter vergrößert wird. Zur Verbesserung der Untergrundverhältnisse wären grundsätz-

liche Änderungen der Detektorabschirmung notwendig gewesen, wie z.B. stärkere Abschirmungen aus antimonfreiem Blei. Solche Maßnahmen waren im vorgegebenen zeitlichen Rahmen dieser Arbeit nicht mehr möglich.

- Systematischer Fehler bei der Subtraktion des Untergrundes -

Dieser Fehler setzt sich zusammen aus je einem Anteil aus der Subtraktion des konstanten und des zeitabhängigen Untergrundes.

Ein Fehler bei der Bestimmung des konstanten Untergrundes entsteht, weil auch im Untergrund der 40 höchsten Kanäle der Flugzeitspektren, die zur Berechnung des Untergrundes gemittelt wurden, noch eine schwache Zeitabhängigkeit vorhanden ist. Als Fehler wird die maximale Abweichung vom Mittelwert betrachtet, die beim natürlichen Kr bei den hohen Neutronenenergien etwa 3 % der Zählrate des (n, γ) -Spektrums beträgt. Bei den niedrigen Energien beträgt dieser Fehler etwa 12 %. Wegen der geringen Ausbeute beim ^{84}Kr macht diese Unsicherheit bei den höheren Energien etwa 8 %, bei den niedrigen Energien bis zu 30 % der Zählraten aus. Im Vergleich dazu kann die statistische Unsicherheit des Mittelwertes, die zu 0,1 % berechnet wurde, vernachlässigt werden.

Bei der Subtraktion des zeitabhängigen Untergrundes entsteht ein Fehler zum einen durch eventuelle Unterschiede im Neutronenfluß bei verschiedenen Probenstellungen, die zu <1 % geschätzt werden, zum anderen durch Unterschiede zwischen dem Probenbehälter und der zur Korrektur verwendeten Leerprobe. Der Fehler aus beiden Effekten wird zu 2 % geschätzt.

- Systematischer Fehler bei der Au-Referenzmessung -

Aus der gleichen Ursache wie beim Kr treten auch beim Au Fehler von 3 % und 2 % auf. Bei der in Abschnitt VI.1.5 beschriebenen Untergrundkorrektur für das Au wird für die Rekonstruktion der zuviel abgezogenen Zählraten ein Fehler von 10 % angenommen. Da die Korrektur etwa 12 % der Zählrate des Au ausmacht, wird hier für insgesamt ein Fehler von 1,2 % angenommen.

Fehlerquelle	$\Delta\sigma$ (nat. Kr)	$\Delta\sigma$ (^{84}Kr)
Bestimmung der Probenmasse	2%	2%
Untergrundsubtraktion	3% - 12%	8% - 30%
Unterschiedlicher Neutronenfluß bei verschiedenen Probenstellungen	2%	2%
Untergrundkorrektur beim ^{197}Au	1.2%	1.2%
Korrekturfaktoren für Vielfachstreuung und Selbstabsorption	2%	10%
Fehler aufgrund Gewichtung	3%	3%
unbekannte mittlere Bindungsenergie $\langle B_n \rangle$	16%	-
Unsicherheit von σ_γ (^{197}Au)	5%	5%
Vergrößerung des Fehlers wegen Diskrepanz zwischen verschiedenen Messungen	10%	-
systematischer Gesamtfehler ohne Fehler von $\langle B_n \rangle$	12.7% - 17.5%	12.5% - 32.5%
" " mit " " "	23 %	-
statistischer Fehler		
$E_n \leq 10$ keV	20% - 30%	30% - 60%
für die in Tabelle 8 aufgeführten Energieauflösungen		
$10 \text{ keV} \leq E_n \leq 50$ keV	12%	25% - 40%
DE (σ (nat.Kr))		
$50 \text{ keV} \leq E_n \leq 100$ keV	8% - 12%	30% - 80%
bzw. für DE= 0.5 keV (σ (^{84}Kr))		
$E_n \geq 100$ keV	8% - 10%	30% - 80%

Tabelle 7 Zusammenstellung der Fehler

Die Unsicherheit des aus der Evaluation ENDF/B-IV entnommenen Einfangquerschnittes des Au wird aufgrund der Streuung gemessener Daten um die evaluierte Kurve zu 5 % angenommen (Gar 76).

- Sonstige systematische Fehler. -

Die systematischen Fehler und die statistische Unsicherheit sind nochmals in Tabelle 7 zusammengefaßt. Die Tabelle enthält außerdem auch alle Fehler, die in anderen Abschnitten dieser Arbeit diskutiert werden. Der Fehler bei der Bestimmung der Probenmasse wird in Anhang III diskutiert und zu 2 % berechnet. Durch die Gewichtung entsteht ein Fehler von 3 %, der in Abschnitt VI.2 und Anhang A diskutiert wird.

VII. Ergebnisse

VII.1 Neutroneneinfangquerschnitt des ^{84}Kr

Abbildung 7.1 zeigt den Neutroneneinfangquerschnitt des ^{84}Kr im Energiebereich $5 \text{ keV} \leq E_n \leq 250 \text{ keV}$. Die eingezeichneten Fehler entsprechen der statistischen Unsicherheit. Zur Verkleinerung dieses Fehlers wurden die Daten für Abbildung 7.1a über Energieintervalle von $DE = 0,2 \text{ keV}$ gemittelt, Abbildung 7.1b zeigt die gleichen Daten über $DE = 1,5 \text{ keV}$ gemittelt. Bei den Gleichstrom-Gammapeaks in den Flugzeitspektren wurde keine Auswertung vorgenommen, so daß in den Abbildungen oberhalb 25 keV und 60 keV Lücken blieben.

Der Wirkungsquerschnitt weist mehrere stark ausgeprägte Strukturen auf, die vermutlich auf einzelne oder überlappende Resonanzen hinweisen. Solche Maxima liegen z.B. bei $E_n \approx 75 \text{ keV}$, $E_n \approx 82 \text{ keV}$, $E_n \approx 105 \text{ keV}$ und $150 \text{ keV} \lesssim E_n \lesssim 160 \text{ keV}$. Die genaue Bestimmung von Lage und Breite der Strukturen ist wegen des großen statistischen Fehlers der Messung und wegen der bei höheren Energien geringen Energieauflösung nicht möglich. Unterhalb $E_n = 60 \text{ keV}$ treten ebenfalls Strukturen auf, deren Breite von $\sim 1 \text{ keV}$ eventuell darauf schließen läßt, daß es sich um einzelne Resonanzen handelt. Auch hier wurde wegen der statistischen Unsicherheit auf eine Analyse der Strukturen verzichtet.

Insgesamt zeigt der Wirkungsquerschnitt oberhalb 60 keV einen Verlauf, der sich durch $E_n^{-1/2}$ beschreiben läßt. Die durchgezogene Linie in Abb. 7.1b stellt diese Energieabhängigkeit dar. Unterhalb 60 keV weicht der Wirkungsquerschnitt aufgrund seiner Strukturen erheblich von $E_n^{-1/2}$ ab und verläuft auch im Mittel etwas steiler. Als offene Rauten sind in Abbildung 7.1b die Ergebnisse einer Hauser-Feshbach-Rechnung von (Hol 76) eingezeichnet, die recht gut mit den experimentellen Werten übereinstimmen.

Die Werte des über $DE = 1,5 \text{ keV}$ gemittelten experimentellen Wirkungsquerschnitts sind im Anhang E in Tabelle E1 angegeben.

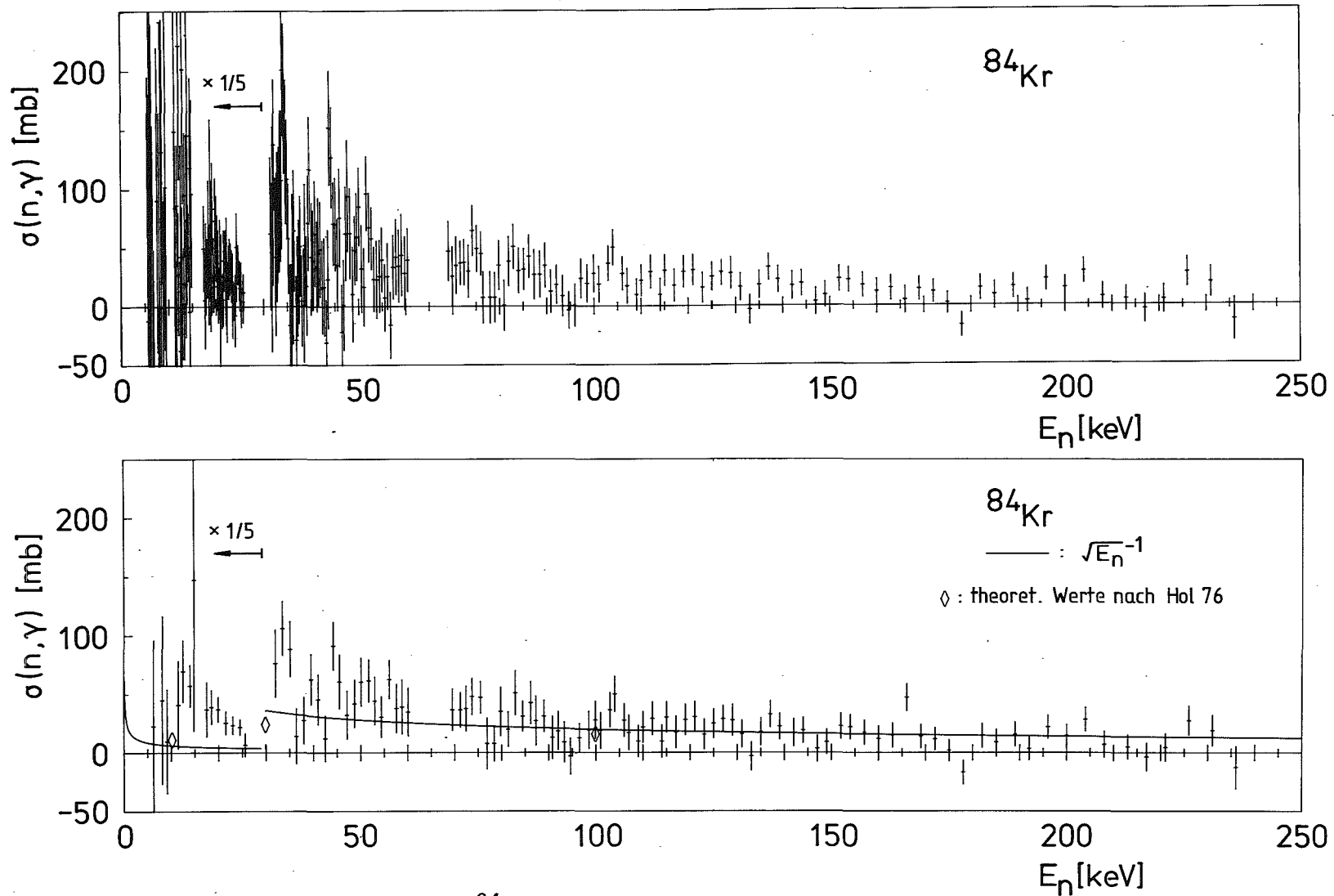


Abbildung 7.1 : Einfangquerschnitt des ^{84}Kr

Abbildung 7.1a: Mittelung der Meßdaten über Energiekanäle von 0,2 keV.

Abbildung 7.1b: Mittelung der Meßdaten über Energiekanäle von 1,5 keV. Als offene Rauten sind die Ergebnisse einer Hauser-Feshbach-Rechnung von (Hol 76) eingetragen. Die durchgezogene Linie zeigt einen $E_n^{-1/2}$ - Verlauf.

In beiden Abbildungen sind für $E_n < 30$ keV die Querschnitte um einen Faktor 5 verkleinert.

VII.2 Neutroneneinfangquerschnitt des natürlichen Krypton

Abbildung 7.2 zeigt den Neutroneneinfangquerschnitt des natürlichen Krypton. Die eingezeichneten Fehler entsprechen wieder der statistischen Unsicherheit. Abbildung 7.2a zeigt die Ergebnisse des ersten, Abb. 7.2b die des zweiten Meßlaufs. In beiden Fällen wurden die Daten über Intervalle von $DE = 0,2$ keV gemittelt, um den statistischen Fehler zu verkleinern.

Die Strukturen des Wirkungsquerschnitts im Bereich $30 \text{ keV} \lesssim E_n \lesssim 60 \text{ keV}$ dürften wie beim ^{84}Kr auf einzelne Resonanzen in einem oder mehreren der Kr-Isotope zurückzuführen sein, die aus den Daten dieser Messung jedoch nicht zugeordnet werden können. Die Resonanzen bei $8,4$ keV, 13 keV und 34 keV sind auch im Wirkungsquerschnitt des ^{84}Kr sichtbar, so daß vermutlich in diesen Fällen eine Zuordnung möglich ist.

Die starke Streuung des Wirkungsquerschnitts aus dem ersten Meßlauf im Energiebereich $30 \text{ keV} \lesssim E_n \lesssim 60 \text{ keV}$ konnte bei der zweiten Messung nicht reproduziert werden. Dennoch dürfte der Verlauf des ersten Meßlaufs eher der Wirklichkeit entsprechen, da er mit besserer Zeitauflösung und erheblich besserer Statistik gemessen wurde.

Im Energiebereich $E_n < 160 \text{ keV}$ liegen die Ergebnisse der zweiten Messung um 30% höher als die des ersten Laufs. Da eine physikalische Erklärung der Diskrepanz zwischen beiden Ergebnissen nicht gefunden wurde, wird als Wirkungsquerschnitt des natürlichen Krypton im Anhang E in Tabelle E2 eine Mittelung aus den Ergebnissen beider Meßläufe angegeben. Hierbei wurden die gemessenen Zählraten gemittelt, so daß eine Gewichtung entsprechend der statistischen Unsicherheit erreicht wurde. Da wegen der unterschiedlichen Zeiteichungen die Kanalinhalte beider Messungen nicht direkt addiert werden konnten, wurden die Zählraten zunächst über Energieintervalle gemittelt, die gewährleisten, daß jeweils gleiche Flugzeitintervalle zu einem resultierenden Kanal zusammengefaßt wurden. Für $5 \text{ keV} \leq E_n \leq 20 \text{ keV}$ wurde zur Verbesserung der Statistik über $DE = 0,5 \text{ keV}$ gemittelt, für die restlichen Energiebereiche ist DE in Tabelle 8 der jeweils minimalen und maximalen Energie E_{\min} und E_{\max} gegen-

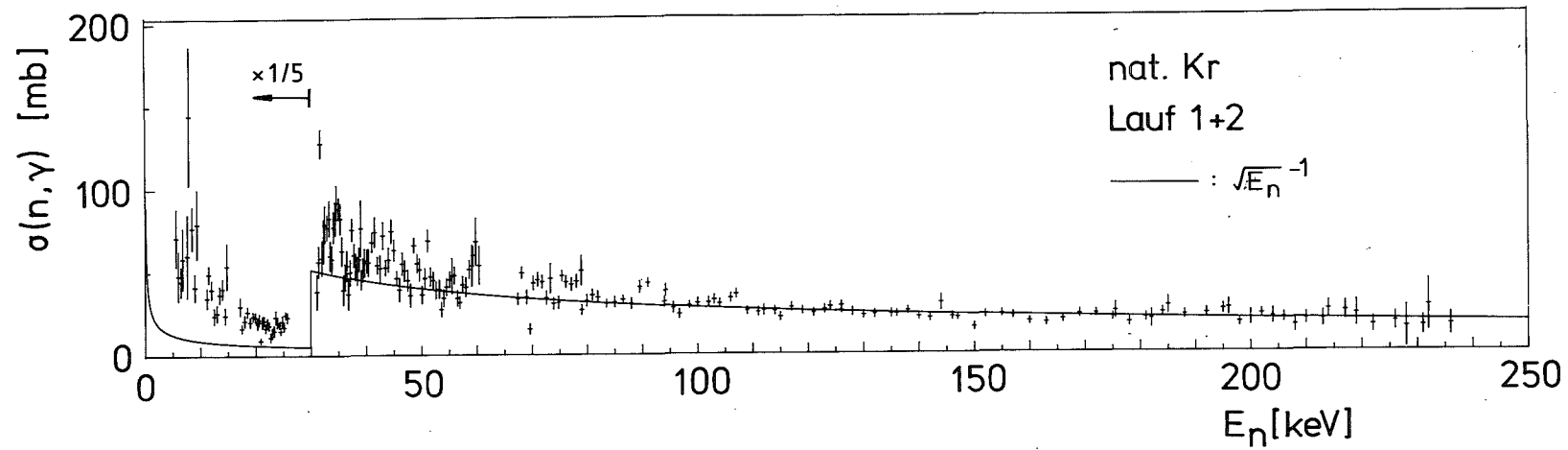


Abbildung 7.2c: Einfangquerschnitt des natürlichen Kr aus der Mittelung der Meßdaten des ersten und zweiten Meßlaufs. Die Breiten der Energiekanäle, über welche die Daten zusammengefaßt wurden, sind in Tabelle 8 zusammengestellt. Für $E < 30$ keV sind die Querschnitte um einen Faktor 5 verkleinert. Die durchgezogene Linie zeigt einen $E_n^{-1/2}$ -Verlauf.

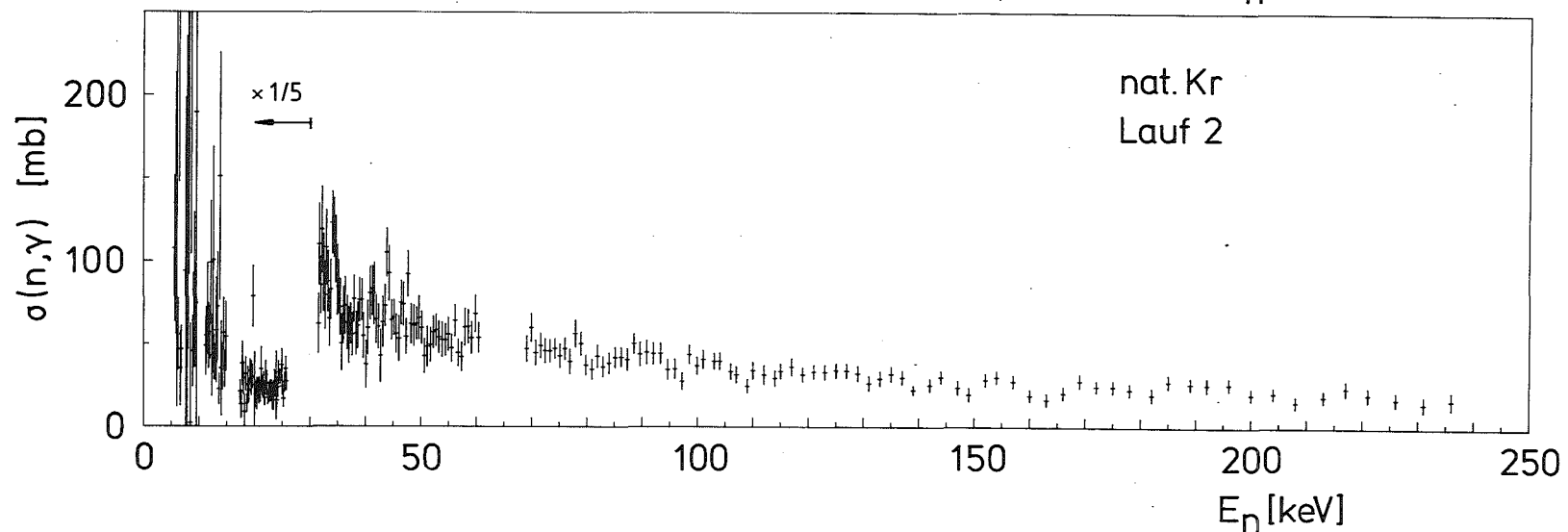
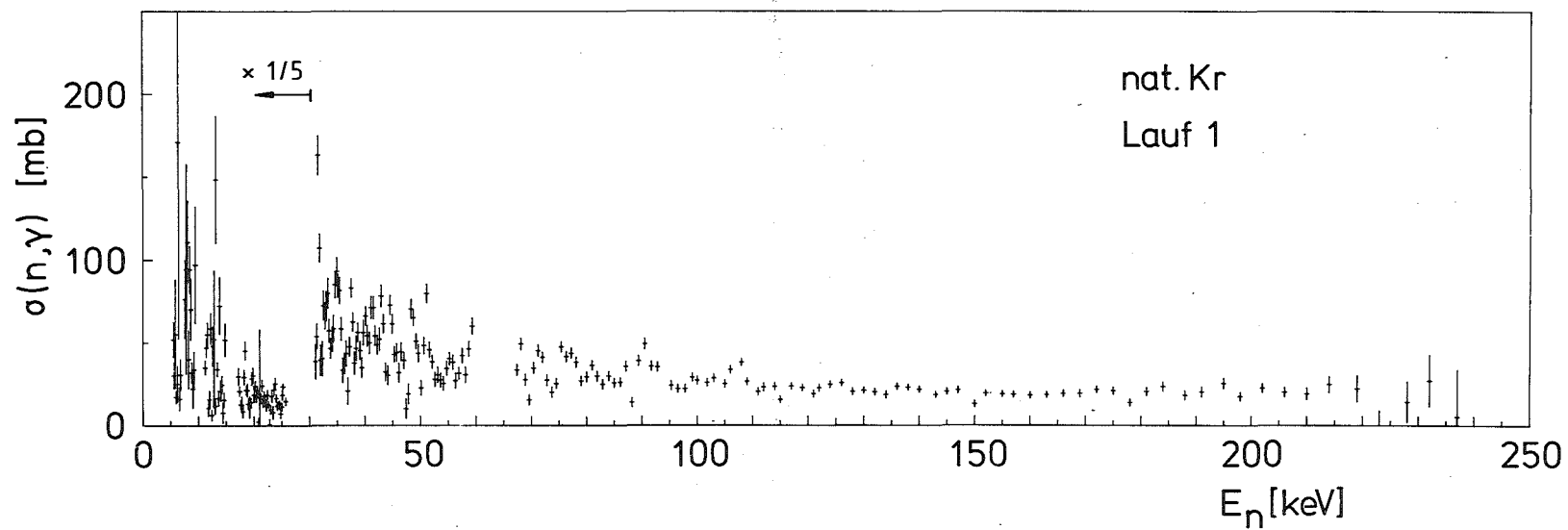


Abbildung 7.2 : Einfangquerschnitt des natürlichen Krypton.

Abbildung 7.2a: Ergebnisse des ersten Meßlaufs.

Abbildung 7.2b: Ergebnisse des zweiten Meßlaufs.

Zur Berechnung der Einfangquerschnitte in den Abb. 7.2a und 7.2b wurden die Meßdaten über Energiekanäle von 0,2 keV gemittelt. In beiden Abbildungen sind für $E_n < 30$ keV die Querschnitte um einen Faktor 5 verkleinert.

übergestellt.

E_{\min} (keV)	E_{\max} (keV)	DE (keV)
5	20	0.5
20	40	0.3
40	60	0.5
60	80	0.75
80	120	1.5
120	150	2.0

Tabelle 8 Breite DE der Energiekanäle über die σ_{γ} (nat. Kr)
im Bereich $E_{\min} \leq E_n \leq E_{\max}$ gemittelt wurde.

Der resultierende Wirkungsquerschnitt ist in Abb. 7.2c dargestellt. Wie beim ^{84}Kr wurden die Meßdaten bei den Gleichstrom-Gammapeaks nicht ausgewertet, so daß die Abbildungen 7.2a - 7.2c wieder Lücken oberhalb von $E_n = 25$ keV und $E_n = 60$ keV aufweisen.

VII.3 Maxwell-gemittelte Wirkungsquerschnitte

Zur Anwendung der experimentellen Einfangquerschnitte in astrophysikalischen Überlegungen wurden aus den energieabhängigen Daten Maxwell-gemittelte Wirkungsquerschnitte berechnet. Bei einer Sterntemperatur T haben freie Neutronen im thermischen Gleichgewicht eine Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung mit der mittleren Geschwindigkeit

$$v_T = \left(\frac{2kT}{m_n} \right)^{1/2} \quad (7.1)$$

wobei m_n die Masse des Neutrons ist. Der Maxwell-gemittelte Wirkungsquerschnitt wird definiert als (Cla 61)

$$\langle \sigma \rangle = \frac{\langle \sigma v \rangle}{v_T} \quad (7.2)$$

wobei v die Neutronengeschwindigkeit darstellt. Nach entsprechender Umformung kann $\langle \sigma \rangle$ aus den experimentellen Daten nach der Beziehung

$$\frac{\langle \sigma v \rangle}{v_T} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\sum_{i=1}^N \frac{\sigma_i E_i (E_{i+1} - E_i)}{(kT)^2} e^{-(E_i/kT)}}{\sum_{i=1}^N \frac{E_i (E_{i+1} - E_i)}{(kT)^2} e^{-(E_i/kT)}} \quad (7.3)$$

berechnet werden. N ist hierin die Zahl der Datenpunkte, E_i und σ_i sind Energie und Querschnitt des jeweiligen Punktes. Die Mittelung wurde mit den im Anhang E tabellierten Daten für 10 Temperaturen zwischen $kT = 5$ keV und $kT = 50$ keV durchgeführt. Das Ergebnis dieser Rechnung ist identisch mit dem Wirkungsquerschnitt, der sich ergibt, wenn man außerhalb des Datenbereichs $\langle \sigma \rangle$ mit einem $E_n^{-1/2}$ -Verlauf extrapoliert. Beim ^{84}Kr entstanden wegen des großen statistischen Fehlers erhebliche Diskrepanzen zwischen den Ergebnissen von Mittelungen, die mit verschiedenen Kanalbreiten DE durchgeführt wurden. Wegen der geringen Ausbeuten sind auch die systematischen Fehler im unteren Energiebereich so groß, daß man annehmen muß, daß sie einen größeren Fehler in den Mittelwert ein-

bringen als eine Vernachlässigung dieser Energien. Es wurde deshalb die Mittelung nur mit den Einfangquerschnitten für $E_n \geq 30$ keV durchgeführt, so daß wieder für die kleineren Energien ein $E_n^{-1/2}$ -Verlauf angenommen wird. Dieses Vorgehen ergab auch für Mittelungen mit unterschiedlichen DE konsistente Wirkungsquerschnitte.

Die resultierenden Maxwell-gemittelten Wirkungsquerschnitte für das ^{84}Kr und das natürliche Kr sind in Tabelle 9 zusammengestellt. Bei der Berechnung der angegebenen Fehler wurden die statistischen Unsicherheiten durch Anwendung des Fehlerfortpflanzungsgesetzes auf Gleichung 7.3 berücksichtigt. Zum resultierenden Fehler wurde der systematische Fehler quadratisch addiert. In den systematischen Fehlern des natürlichen Kr wurde die Unsicherheit in $\langle B_n \rangle$ nicht berücksichtigt, da sie gegebenenfalls durch neue Normierung korrigiert werden kann.

kT (keV)	nat.Kr		^{84}Kr	
	$\langle \sigma_\gamma \rangle$ (mb)	$\Delta \langle \sigma_\gamma \rangle$ (%)	$\langle \sigma_\gamma \rangle$ (mb)	$\Delta \langle \sigma_\gamma \rangle$ (%)
5	292.6	21.3	73.3	23.6
10	198.6	15.3	60.6	22.3
15	148.8	13.9	53.6	18.6
20	119.2	13.5	48.6	17.3
25	100.3	13.3	45.1	16.8
30	87.9	13.2	43.0	15.7
35	79.8	13.2	42.3	15.8
40	74.7	13.2	42.8	15.9
45	71.7	13.2	44.6	16.2
50	70.2	13.2	47.5	16.8

Tabelle 9 Maxwell-gemittelte Neutroneneinfangquerschnitte des natürlichen Krypton und des ^{84}Kr

VIII. Nukleosynthese durch Neutroneneinfang

Schon bald, nachdem zwischen 1937 und 1939 in Arbeiten von C.F.von Weizsäcker (Wei 37), H.A.Bethe und C.L.Critchfield (BC 38) gezeigt wurde, daß die in den Sternen erzeugte Energie aus Kernreaktionen gewonnen wird, stellte S.Chandrasekhar die Hypothese auf, daß die in den Sternen enthaltenen schweren Elemente alle fortschreitend durch Kernfusion entstanden sind (Cha 39). Heute geht man davon aus, daß sogar der größte Teil der schweren Elemente im Weltall in Sternen gebildet wurde. Offensichtlich ist die Synthese durch Reaktionen mit geladenen Teilchen auf leichte und mittelschwere Kerne beschränkt, da die bei Sterntemperaturen zur Verfügung stehenden Teilchenenergien zur Durchdringung des Coulombwalls schwerer Kerne nicht ausreichen. Da außerdem beim ^{56}Fe das Maximum der Bindungsenergie pro Nukleon erreicht wird, ist die Synthese schwerer Kerne zunehmend vom Q-Wert der Reaktion behindert. Für $A > 56$ liegen wegen des Coulombwalls die Anregungsenergien von Kernen, die durch Fusionsreaktionen mit geladenen Teilchen entstanden sind, so hoch über der gewonnenen Bindungsenergie, daß die eingefangenen Teilchen im Mittel wieder abgedampft werden. Auf diese Weise würde sich ein Gleichgewicht einstellen, das die gesamte Materie zu Kernen mit $A \sim 56$ verschmelzen würde. Tatsächlich entsteht in einem solchen Gleichgewicht das beobachtete Häufigkeitsmaximum beim ^{56}Fe (HaC 74). Zur Synthese der Mehrzahl der Kerne mit $A > 56$ stehen aus den obigen Gründen nur Reaktionen mit Neutronen zur Verfügung. Die Temperaturen im Sterninneren, wo man heute den Ort der Nukleosynthese annimmt, betragen etwa $3 \cdot 10^8$ °K, so daß man mittlere Neutronenenergien von etwa 30 keV zur Verfügung hat.

Aufgrund der systematischen Untersuchung der Isotopenhäufigkeiten durch H.E.Suess und H.C.Urey (SU 56) wurde ein enger Zusammenhang zwischen Kernstruktur und kosmischer Häufigkeit eines Nuklids deutlich, der in der Arbeit von (B₂FH 57) zur Beschreibung der heute angenommenen Syntheseprozesse führte. Abbildung 8.1 zeigt die von A.G.W.Cameron (Cam 68) angegebene solare Häufigkeitsverteilung der Kerne mit $A > 70$. Die Verbindungslinien zwischen den

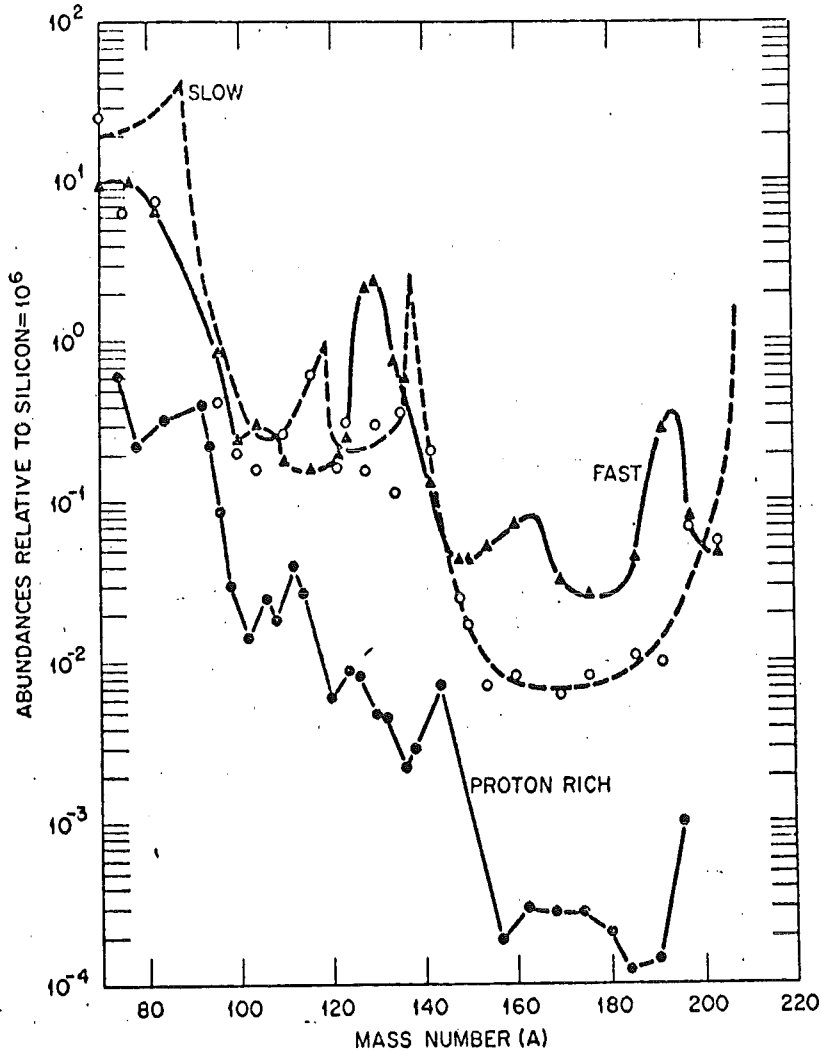


Abb. 8.1

Solare Häufigkeits-
verteilung der Kerne
mit Massenzahl $A > 70$

(entnommen aus (All 71)).

Fig. 3. Solar system abundance distributions for *s*-, *r*- and *p*-process nuclides (Cam 68).

Häufigkeiten verdeutlichen ihre regelmäßige Abhängigkeit von der Massenzahl.

Bereits aufgrund ihrer Häufigkeitssystematik kann man die schweren Kerne in drei Klassen einteilen, die verschiedenen Syntheseprozessen entsprechen. Zwei dieser Prozesse sind durch Neutroneneinfangreaktionen charakterisiert, die sich durch verschieden starke Neutronenflüsse unterscheiden. Mit dem *r*-Prozeß (*r*=rapid neutron capture) lassen sich die Isotope auf der neutronenreichen Seite des Stabilitätstales erklären. Zur Produktion dieser Kerne muß ein relativ kurz (~ 1 s) wirkender, sehr hoher Neutronenfluß angenommen werden, in dem die Zeitdauer zwischen zwei Neutroneneinfängen kürzer ist als die β -Zerfallszeit für die ersten instabilen Kerne. Dadurch wird die gesamte Häufigkeitsverteilung

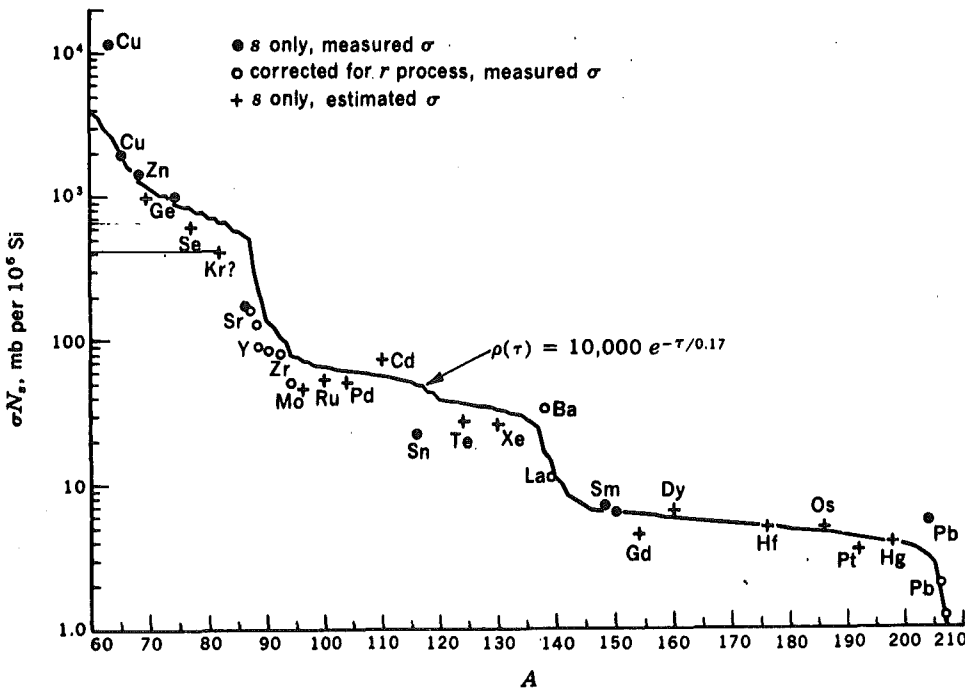
vom Stabilitätstal weg auf die neutronenreiche Seite verschoben, und zwar um 10 - 20 Masseneinheiten. Nach Abklingen des hohen Neutronenflusses zerfallen die instabilen Kerne zum Stabilitätstal zurück. In der Häufigkeitsverteilung treten 3 breite Maxima bei den Massen 80, 130 und 195 auf. Sie entstehen durch die geringere Transmutationsrate bei den magischen Kernen mit $N = 50, 82$ und 126 aufgrund deren kleiner Neutroneneinfangquerschnitte. Da die magischen Neutronenzahlen während der Synthese etwa 20 Masseneinheiten vom Stabilitätstal entfernt im β -instabilen Bereich erreicht werden, liegen die Häufigkeitsmaxima nach dem Zerfall entsprechend um 10 Einheiten niedriger als die stabilen magischen Kerne mit $A = 90, 140$ und 208 .

Im Gegensatz zum r-Prozeß ist der s-Prozeß (s = slow neutron capture) durch einen schwachen Neutronenfluß gekennzeichnet, so daß die β -Zerfallszeit fast immer kürzer ist als die Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Neutroneneinfängen. Der Synthesepfad des s-Prozesses verläuft deshalb entlang des Stabilitätstals. Auch die Häufigkeiten der im s-Prozeß entstandenen Kerne (im weiteren als "s-Prozeß-Häufigkeiten" N_s bezeichnet, bzw. analog N_r, N_p für die anderen Prozesse) weisen Maxima auf, die durch das Absinken des Einfangquerschnitts bei den magischen Neutronenzahlen entstehen. Da der s-Prozeß-Pfad im Stabilitätstal verläuft, liegen die Häufigkeitsmaxima bei den Massenzahlen der stabilen Kerne mit magischer Neutronenzahl. Beim s-Prozeß spielen (im Gegensatz zum r-Prozeß) die Lebensdauern der entstehenden β -instabilen Kerne nur bei einigen langlebigen Isotopen bzw. Isomeren eine Rolle. Deshalb kann der s-Prozeß im wesentlichen allein durch die Korrelation zwischen den s-Prozeß-Häufigkeiten N_s und dem Maxwell-gemittelten Neutroneneinfangquerschnitt $\langle \sigma \rangle$ charakterisiert werden. Die Analyse der wichtigsten Verzweigungen des s-Prozeß-Pfades mit den heute verfügbaren Daten ergibt, daß für die Bestimmung des Maxwell-gemittelten Querschnitts eine Sterntemperatur von $T \sim 3 \cdot 10^8 \text{ } ^\circ\text{K}$ angenommen werden muß. Dies entspricht einer thermischen Energie von 30 keV (War 76). Ebenfalls aufgrund der Verzweigungsanalysen nimmt man heute an, daß die Zeit zwischen zwei Neutroneneinfängen ca. 10 - 100 Jahre beträgt.

Aufgrund der direkten Korrelation von N_s und $\langle\sigma\rangle$ ergibt sich, daß das Produkt $N_s\langle\sigma\rangle$ eine glatte, langsam variierende Funktion der Massenzahl A ist, die lediglich bei den magischen Neutronenzahlen charakteristische Stufen aufweist (Cla 61). In kleinen Bereichen kann (außer bei den Stufen) die "lokale Näherung"

$$N_s\langle\sigma\rangle = \text{const.} \quad (8.1)$$

angenommen werden. Abbildung 8.2 wurde dem Lehrbuch von D.D.Clayton (Cla 68) entnommen und zeigt den von (SFC 65) angenommenen Verlauf der $N_s\langle\sigma\rangle$ -Kurve.



The solar-system σN_s curve. The product of the neutron-capture cross sections for $kT = 30$ kev times the nuclide abundance per 10^6 silicon atoms is plotted versus the atomic mass number A . The solid curve is the calculated result of an exponential distribution of neutron exposures. [P. A. Seeger, W. A. Fowler, and D. D. Clayton, *Astrophys. J. Suppl.*, 11:121 (1965). By permission of The University of Chicago Press. Copyright 1965 by The University of Chicago.]

Abb. 8.2 Verlauf der $N_s\langle\sigma\rangle$ -Kurve (aus Ref. SFC 65)

Der dritte am Aufbau schwerer Kerne beteiligte Syntheseprozess ist der p-Prozess (p = proton rich), der für die Entstehung der neutronenarmen Kerne auf der β^+ -instabilen Seite des Stabilitätsstals verantwortlich ist. Dieser Prozess ist derzeit noch nicht

vollständig verstanden. Die entsprechenden Häufigkeiten sind um einen Faktor 10 - 100 geringer als die der anderen Synthesemechanismen. Dies erschwert einerseits die Untersuchung dieses Prozesses, führt aber in der Regel dazu, daß der entsprechende Häufigkeitsanteil in guter Näherung vernachlässigt werden kann.

IX. Bedeutung der Neutroneneinfangquerschnitte des Krypton für den s-Prozeß

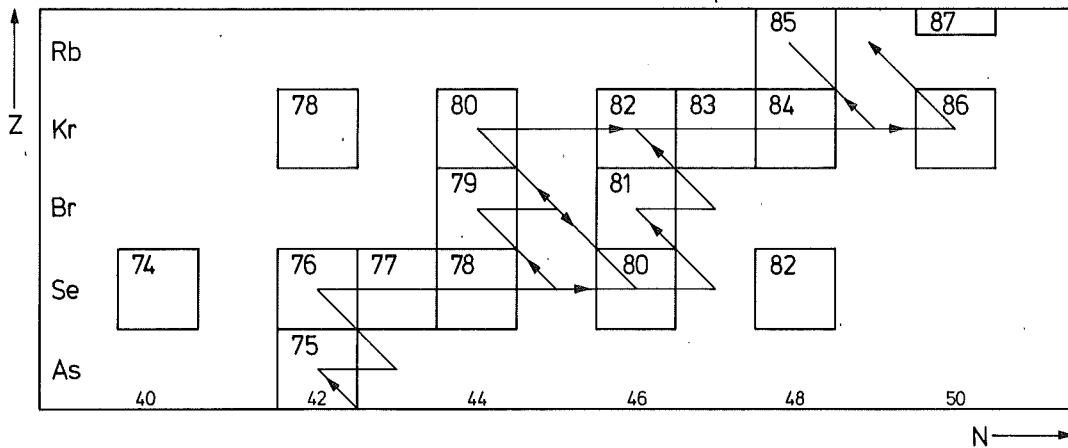


Abbildung 9.1 Synthesepfad des s-Prozesses in der Umgebung von Krypton

Abbildung(9.1) zeigt in einem Ausschnitt aus der Nuklidkarte den Synthesepfad des s-Prozesses in der Umgebung des Kr. Aus einem Kern (N,Z) entsteht durch Neutroneneinfang der Kern (N+1,Z), der entsprechend seiner Lebensdauer entweder über β^- -Zerfall zu (N,Z+1) bzw. (N+2,Z-1) zerfällt oder ein weiteres Neutron einfängt. Die Isotope ^{80}Kr und ^{82}Kr können durch die aufeinanderfolgenden β^- -Zerfälle nach dem schnellen Neutroneneinfang beim r-Prozeß nicht erreicht werden, da sie durch die stabilen Kerne ^{80}Se und ^{82}Se "gegen den r-Prozeß abgeschirmt" sind. Da die Beiträge des p-Prozesses zur solaren Häufigkeit sehr gering sind können ^{80}Kr und ^{82}Kr ohne großen Fehler als reine s-Prozeß-Isotope betrachtet werden. Dagegen kann ^{78}Kr weder durch den s-Prozeß noch durch den r-Prozeß erreicht werden, es entsteht also nur im p-Prozeß. Entsprechend trägt

es nur 0.35% zur solaren Häufigkeit der natürlichen Isotopenmischung bei. Die Häufigkeiten der Isotope ^{83}Kr , ^{84}Kr , ^{86}Kr setzen sich aus r-, s- und zum Teil p-Anteilen zusammen. Die Beiträge der einzelnen Komponenten können nur mit Hilfe von Modellen der Syntheseprozesse abgeschätzt werden. Tabelle 10 enthält Ergebnisse solcher Abschätzungen von Suess und Zeh (SuZ 73) und Conrad (Con 76). Während Suess und Zeh die Häufigkeiten durch halbempirische Häufigkeitsregeln begründen, verwendet Conrad außerdem Modellrechnungen der im s-Prozeß erzeugten Häufigkeiten, die sich auf theoretisch berechnete Wirkungsquerschnitte stützen.

Ein wichtiges Hilfsmittel zur Bestimmung der physikalischen Parameter des s-Prozesses (wie z.B. Sterntemperatur, Neutronenfluß...) ist die Analyse von Verzweigungen des Synthesepfades, wo wegen der langen Lebensdauer eines Isotops alternativ der Zerfall oder der weitere Einfang eines Neutrons vor dem Zerfall möglich ist. In Abbildung 9.1 sind zwei wichtige Verzweigungen des s-Prozeß-Pfades eingezeichnet.

Das ^{79}Se zerfällt bei irdischen Normaltemperaturen um $300\text{ }^{\circ}\text{K}$ mit einer Halbwertszeit $t_{1/2} = 6,5 \cdot 10^4\text{ a}$ über β^- -Zerfall zum ^{79}Br . Bei Sterntemperaturen $T > 10^8\text{ }^{\circ}\text{K}$ zerfällt das ^{79}Se im wesentlichen von seinem angeregten isomeren Zustand bei $E^* = 96\text{ keV}$. Über die thermische Besetzung dieses Zustands wird das Verzweigungsverhältnis temperaturabhängig, so daß man durch Rekonstruktion dieses Verhältnisses die Sterntemperatur beim s-Prozeß abschätzen kann. Als Verzweigungsverhältnis bezeichnet man das Verhältnis der Neutroneneinfangrate zur gesamten Transmutationsrate des betreffenden instabilen Kerns.

Innerhalb des verzweigten s-Prozeß-Pfades beim ^{79}Se tritt eine weitere interne Verzweigung beim ^{80}Br auf. Dieser Kern hat zwar nur eine verhältnismäßig kurze Halbwertszeit von $t_{1/2} = 4,4\text{ h}$ gegen β^- -Zerfall, kann jedoch auch mit $t_{1/2} = 17,6\text{ h}$ über β^+ -Zerfall bzw. Elektroneneinfang zerfallen. In der weitgehend ionisierten

	^{78}Kr	^{80}Kr	^{82}Kr	^{83}Kr	^{84}Kr	^{86}Kr	nat.Kr	
N_p	0.21	0.2	+))	+))		-	0.41	
N_s	-	1.2	7.0	+))	29	8	45.2	(SuZ 73)
N_r	-	-	-	+))	5	2.5	7.5	
N_{\odot}	0.21	1.4	7.0	7.0	34	10.5	60.11	
N_p	0.15	0.15	0.14	0.1	-	-	0.54	
N_s	-	0.84	4.94	1.7	21.0	5.0	33.42	(Con 76)
N_r	-	-	-	3.3	4.26	2.82	10.38	
N_{\odot}	0.15	0.99	5.08	5.1	25.46	7.82	44.4	

+) keine Angaben

Tabelle 10 *Zusammensetzung der Häufigkeiten der Kr-Isotope aus p-, s-, r-Prozeß-Anteilen*
(normiert auf $N(\text{Si}) = 10^6$)

Atmosphäre eines Sterns kann der Kern abhängig von der umgebenden Elektronendichte auch Elektronen aus dem Kontinuum einfangen. Diese Abhängigkeit von der Elektronendichte erschwert zwar die Analyse der Verzweigung beim ^{79}Se , setzt jedoch auch über ihre eigene Temperaturabhängigkeit Randbedingungen für konsistente Parametersätze der Verzweigung.

Das ^{81}Kr kann wegen seiner Halbwertszeit $t_{1/2} = 2,1 \cdot 10^5$ a für den s-Prozeß als praktisch stabil betrachtet werden, obwohl der Elektroneneinfang in geringem Maße mit dem Neutroneneinfang konkurriert. Wegen des zu erwartenden großen Neutroneneinfangquerschnitts des ^{81}Kr , der zu 450 mb abgeschätzt wird (War 76), spielt diese Verzweigung für den s-Prozeß keine Rolle.

Beim ^{85}Kr findet eine weitere wichtige Verzweigung des s-Prozeß-Pfades statt. Wegen der relativ kurzen Halbwertszeit von $t_{1/2} = 10,76$ a verläuft der wesentliche Teil der s-Prozeß-Synthese über den β^- -Zerfall zum ^{85}Rb , nur ein geringer Teil über Neutroneneinfang zum ^{86}Kr . Wie die Arbeit von Ward et al. (War 76) ergibt, ist diese Verzweigung erst für Temperaturen $T > 3 \cdot 10^8$ °K temperaturabhängig, so daß das Verzweigungsverhältnis im wesentlichen durch das Verhältnis vom β^- -Zerfall mit der Labor-Halbwertszeit zur Wahrscheinlichkeit für Neutroneneinfang bestimmt wird. Aus diesem Verzweigungsverhältnis kann deshalb der Neutronenfluß beim s-Prozeß in der Umgebung des Kr abgeschätzt werden.

Die Parameter des s-Prozesses können letztlich erst aus der kombinierten Analyse der Verzweigungen beim ^{79}Se und beim ^{85}Kr bestimmt werden. Analysen dieser Art werden in den Arbeiten von Ward et al. (War 76) und Conrad (Con 76) besprochen. Da man zu diesen Überlegungen isotopische Neutroneneinfangquerschnitte von möglichst vielen beteiligten Kernen benötigt, kann in dieser Arbeit keine Verzweigungsanalyse vorgenommen werden.

Die experimentellen Einfangquerschnitte dieser Arbeit können verwendet werden, um mit Hilfe der $N_s \langle \sigma \rangle$ -Beziehung die im s-Prozeß synthetisierten Häufigkeiten von dieser Seite her erstmals abzu-

schätzen. Üblicherweise werden solare Häufigkeiten aus Messungen an Meteoriten bestimmt. Von den kohligen Chondriten des Typs C1 nimmt man an, daß sie keine nennenswerte Erhitzung erlitten, so daß sie am besten die solaren Häufigkeiten der flüchtigen Elemente wiedergeben. Auch aus spektroskopischen Analysen der Sonnenatmosphäre wurden solare Häufigkeiten für eine Reihe von Elementen bestimmt. Zitate über Häufigkeitsbestimmungen finden sich in der Arbeit von Cameron (Cam 73), die derzeit üblicherweise als Referenz für solare Häufigkeiten dient. Für die bereits bei Normaltemperatur flüchtigen Edelgase sind Meteoritenmessungen zu unzuverlässig, Häufigkeitsbestimmungen der Edelgase aus den Spektren der solaren Photosphäre lagen zur Zeit von Camerons Arbeit noch nicht vor. Cameron gibt deshalb als solare Häufigkeit des Kr den Mittelwert von zwei geometrischen Interpolationen der Häufigkeiten des ^{84}Kr aus denen des ^{80}Se und des ^{88}Sr und der Häufigkeit des ^{83}Kr aus denen von ^{81}Br und ^{85}Rb an. Seine auf diese Weise bestimmte solare Häufigkeit des Kr beträgt $N_{\odot}(\text{Kr}) = 46,8$ bezogen auf die Häufigkeit des Si von $N_{\odot}(\text{Si}) = 10^6$. Unter Anwendung von halbempirischen Häufigkeitsregeln schätzen Suess und Zeh ebenfalls durch Interpolation zwischen Rb und Se aus Bestimmungen an C1-Meteoriten $N_{\odot}(\text{Kr}) = 60$ (Suz 73). Ebenfalls unter Anwendung der Häufigkeitsregeln von Suess und Zeh und unter Zuhilfenahme von plausiblen Werten von $N_p(^{78}\text{Kr})$ und $N_r(^{82}\text{Kr})$ schätzt Conrad $N_{\odot}(\text{Kr}) = 44,4$ (Con 76).

Während die bisherigen Abschätzungen der Häufigkeiten des Kr nur indirekt aufgrund einer Reihe von relativ plausiblen Annahmen erfolgten, kann mit den Daten dieser Arbeit erstmals eine Abschätzung vorgenommen werden, die sich nur auf die Gültigkeit der $N_s<\sigma>$ -Beziehung stützt, die als weitgehend gesichert gelten darf. Zudem kann hier im Gegensatz zu früheren Methoden, wenn auch grob, ein Fehler der Häufigkeitsbestimmung abgeschätzt werden.

Als Wert für $N_s<\sigma>$ wird aus Abbildung 8.2 in der Massengegend $A \sim 80$ $N_s<\sigma> \approx 521 \pm 100$ abgelesen. Zur Berücksichtigung der Massenabhängigkeit von $N_s<\sigma>$ wird aus der Arbeit von Ward et al. die folgende Beziehung entnommen:

$$N_s \langle \sigma \rangle (A) \sim G \prod_{i=A_0}^A \left(1 + \frac{1}{\tau_0 \langle \sigma_i \rangle} \right)^{-1} \quad (9.1)$$

Mit $A_0 = 56$ und der Annahme von zwei exponentiellen Verteilungen von aufeinanderfolgenden Neutronenflüssen beschreibt eine Beziehung dieser Art sehr gut die s-Prozeß-Häufigkeiten der Kerne bis $A \sim 75$. In die Konstante

$$G = \frac{N(A_0)}{\tau_0} \quad (9.2)$$

wurde als Saatkernhäufigkeit $N(A_0)$ die in der unten beschriebenen Weise berechnete Häufigkeit des ^{82}Kr eingesetzt. Auf das $N_s \langle \sigma \rangle$ dieses Kerns wurde die Beziehung normiert. Als zeitintegrierter Neutronenfluß wurde der von Hong (Hon 77) ermittelte Wert $\tau_0 = 0,25$ verwendet. Mit der Beziehung 9.1 wurden $N_s \langle \sigma \rangle$ -Werte für die Isotope ^{83}Kr und ^{84}Kr extrapoliert. Die Werte für ^{80}Kr und ^{86}Kr können mit den hier zur Verfügung stehenden Daten nicht errechnet werden, da zu diesem Zweck die Einfangraten bei den Verzweigungen beim ^{79}Se , ^{85}Kr und ^{86}Rb berücksichtigt werden müßten. Diese Raten können erst nach Analysen der Verzweigungen, also bei Kenntnis der Neutroneneinfangquerschnitte aller Kr-Isotope bestimmt werden. Für das ^{80}Kr wurde stattdessen die lokale Näherung 8.1 angenommen. Es zeigt sich jedoch, daß wegen der Verzweigung beim ^{79}Se diese Näherung hier nicht brauchbar ist. Das ^{86}Kr wird nur über die Verzweigung beim ^{85}Kr und ^{86}Rb erreicht, so daß mit einem wesentlich kleineren Wert von $N_s \langle \sigma \rangle$ zu rechnen ist. Außerdem dürfte das ^{86}Kr wegen seiner magischen Neutronenzahl $N = 50$ auf einem abfallenden Teil der $N_s \langle \sigma \rangle$ -Kurve liegen. Eine Abschätzung von $N_s(^{86}\text{Kr})$ war deshalb nicht möglich.

Um Einfangquerschnitte für alle Isotope zu erhalten, wurden die in Tabelle 6 zusammengestellten theoretisch berechneten Wirkungsquerschnitte am experimentellen Einfangquerschnitt des natürlichen Kr renormiert. Da die theoretischen Einfangquerschnitte der Isotope bis auf wenige Ausnahmen recht gut übereinstimmen, sollte eine Abschätzung mit den renormierten Wirkungsquerschnitten die Bandbreite abstecken, innerhalb die wirklichen s-Prozeß-Häufigkeiten liegen. Die Renormierung des Einfangquerschnitts des Isotops ^AKr wird nach der Beziehung

$$\langle \sigma_{\gamma}^{A_{\text{Kr}}} \rangle = \frac{\langle \sigma_{\gamma}^{\text{th}(A_{\text{Kr}})} \rangle}{\langle \sigma_{\gamma}^{\text{th}(\text{nat.Kr})} \rangle} \langle \sigma_{\gamma}^{\text{exp}(\text{nat.Kr})} \rangle \quad (9.3)$$

durchgeführt, wobei $\langle \sigma_{\gamma}^{\text{th}(A_{\text{Kr}})} \rangle$ der theoretisch berechnete Maxwell-Mittelwert des Einfangquerschnitt des Isotops A bei $kT = 30 \text{ keV}$ ist. $\langle \sigma_{\gamma}^{\text{th}(\text{nat.Kr})} \rangle$ wurde mit Hilfe der relativen solaren Häufigkeiten aus den isotopischen Werten berechnet, $\langle \sigma_{\gamma}^{\text{exp}(\text{nat.Kr})} \rangle$ ist der in dieser Arbeit bestimmte Maxwell-gemittelte Einfangquerschnitt des natürlichen Kr von 87,9 mb.

Die so gewonnenen renormierten Wirkungsquerschnitte sowie die extrapolierten Werte von $N_s \langle \sigma \rangle$ und die s-Prozeß-Häufigkeiten für ^{82}Kr , ^{83}Kr und ^{84}Kr sind in Tabelle 11 zusammengestellt. Zusätzlich zu den Wirkungsquerschnitten aus Tabelle 6 wurde die Abschätzung mit Querschnitten durchgeführt, die in (Con 76) mit Hilfe von Verzweigungsanalysen und Modellrechnungen an die s-Prozeß-Häufigkeiten angepaßt wurden. ^{78}Kr wird nur im p-Prozeß erzeugt, es können deshalb keine Häufigkeiten angegeben werden. Dies gilt auch für ^{86}Kr , da wegen der Verzweigung beim ^{85}Kr nur ein Teil der s-Prozeß-Synthese über dieses Isotop läuft und somit die $N_s \langle \sigma \rangle$ -Bestimmung nach den Gleichungen 8.1 oder 9.1 nicht gilt. Als minimale und maximale Schätzwerte für die s-Prozeß-Häufigkeiten können der Tabelle folgende auf $N_{\odot}(\text{Si}) = 10^6$ bezogene Werte entnommen werden:

^{82}Kr :	min. $N_s = 3,28$	max. $N_s = 4,32$
^{83}Kr :	" = 0,89	" = 4,32
^{84}Kr :	" = 14,33	" = 18,6

Als Fehler dieser Werte sind der experimentellen Unsicherheit des $\langle \sigma_{\gamma}^{\text{exp}(\text{nat.Kr})} \rangle$ von 12,7 % sowie 16 % Unsicherheit in $\langle B_n \rangle$ noch Unsicherheiten in der Abschätzung von $N_s \langle \sigma \rangle$ ($\sim 20\%$) sowie in den $\langle \sigma_{\gamma}^{\text{th}(A_{\text{Kr}})} \rangle$ ($\geq 30\%$) hinzuaddieren, so daß der Gesamtfehler in der Größenordnung von $\sim 50\%$ geschätzt wird.

Der durch den p-Prozeß erzeugte Anteil an der Häufigkeit des ^{82}Kr beträgt $< 4\%$, so daß man im Rahmen des gegebenen Fehlers ^{82}Kr als reines s-Prozeß-Isotop betrachten kann, d.h. die solare Häufigkeit des ^{82}Kr ist identisch mit der s-Prozeß-Häufigkeit

	^{78}Kr	^{80}Kr	^{82}Kr	^{83}Kr	^{84}Kr	^{86}Kr	Quelle
relative solare Häufigkeit	0.35 %	2.25 %	11.6 %	11.5 %	57.0 %	17.3 %	SMP 74
$\langle \sigma_{\gamma} (^A\text{Kr}) \rangle$ $N_S (^A\text{Kr})$	202.0 mb	178.9 mb	158.8 mb	517.5 mb	24.2 mb	7.3 mb	Ben 69
		2.91	3.28	0.97	18.6		
$\langle \sigma_{\gamma} (^A\text{Kr}) \rangle$ $N_S (^A\text{Kr})$	430.7 mb	241.2 mb	137.8 mb	387.7 mb	48.2 mb	15.5 mb	All 70
		2.16	3.78	1.30	9.34		
$\langle \sigma_{\gamma} (^A\text{Kr}) \rangle$ $N_S (^A\text{Kr})$	191.9 mb	176.2 mb	149.6 mb	434.4 mb	42.2 mb	9.6 mb	Mus 70
		2.96	3.48	1.16	10.66		
$\langle \sigma_{\gamma} (^A\text{Kr}) \rangle$ $N_S (^A\text{Kr})$	200.6 mb	146.3 mb	120.6 mb	564.3 mb	24.7 mb	4.3 mb	Hol 73
		3.56	4.32	0.89	18.22		
$\langle \sigma_{\gamma} (^A\text{Kr}) \rangle$ $N_S (^A\text{Kr})$	455.1 mb	331.8 mb	156.9 mb	448.4 mb	31.4 mb	5.6 mb	Con 76
		1.57	3.32	1.12	14.33		
$N_S \langle \sigma \rangle$		521	521 ± 125	502.7	450		

Tabelle 11

s-Prozeß-Häufigkeiten der Kr-Isotope unter Verwendung von $\langle \sigma_{\gamma} (^A\text{Kr}) \rangle = \frac{\langle \sigma_{\gamma}^{th} (^A\text{Kr}) \rangle}{\langle \sigma_{\gamma}^{th} (\text{Kr}) \rangle} \langle \sigma_{\gamma}^{exp} (\text{Kr}) \rangle$
 Die $N_S (^A\text{Kr})$ sind normiert auf $N_S (\text{Si}) = 10^6$.

$$N_{\odot}({}^{82}\text{Kr}) \approx N_{\text{S}}({}^{82}\text{Kr}) . \quad (9.4)$$

Da bislang keine wesentliche Anomalie der Isotopenhäufigkeiten des Kr bekannt sind ^{+) ,} können die in Nuklidkarten (SPM 74) genannten natürlichen Häufigkeitsverhältnisse der Isotope als solare Verhältnisse betrachtet werden. Somit kann man mit $N_{\text{S}}({}^{82}\text{Kr})$ die absolute solare Kr-Häufigkeit $N_{\odot}(\text{Kr})$ bestimmen. Mit der relativen natürlichen Häufigkeit des ${}^{82}\text{Kr}$ von 11,6% ergibt sich

$$N_{\odot}(\text{Kr}) = \frac{N_{\text{S}}({}^{82}\text{Kr})}{0,116} . \quad (9.5)$$

Mit den s-Prozeß-Häufigkeiten in Tabelle 11 ergibt sich somit ein möglicher Wertebereich für die solare Kr-Häufigkeit

$$28,28 \leq N_{\odot}(\text{Kr}) \leq 37,24$$

mit einem Mittelwert von 31,3 . Der bisher üblicherweise verwendete Wert von Cameron (Cam 73) liegt mit $N_{\odot}(\text{Kr}) = 46,8$ um 26% höher als der hier bestimmte obere Grenzwert, ebenso wie der von Conrad (Con 76) angegebene Wert von $N_{\odot}(\text{Kr}) = 44,4$, der um 20% größer ist. Beide Ergebnisse sind jedoch innerhalb des geschätzten Fehlers von 50% mit dem Ergebnis dieser Arbeit verträglich. Dagegen fällt der von Suess und Zeh (SuZ 73) angegebene Wert $N_{\odot}(\text{Kr}) = 60$ aus den Fehlergrenzen dieser Bestimmung heraus.

Durch Subtraktion der s-Prozeß-Häufigkeiten von den solaren Häufigkeiten, die mit Hilfe von $N_{\odot}(\text{Kr})$ und den bekannten relativen isotopischen Häufigkeiten bestimmt werden können, ist es grundsätzlich möglich, r- und s-Prozeß-Häufigkeiten der schweren Kr-Isotope

^{+) Eine geringfügige Überhöhung der Isotopenhäufigkeiten des ${}^{80}\text{Kr}$ und ${}^{82}\text{Kr}$ wurde bei einer Messung am Murchison-Meteoriten festgestellt. Beim Ausheizen des Kr bei hohen Temperaturen (1400°C , 1600°C) wurde eine etwas größere Häufigkeit dieser Isotope gemessen als bei niedrigen Temperaturen. Es handelt sich allerdings beim Murchison-Meteoriten um einen kohligen Chondriten des Typs 2, der wegen vorausgegangener thermischer Aufheizung nicht die wahren s-Prozeß-Häufigkeiten aufweisen muß (Sri 78).}

zu trennen. Auf ein solches Vorgehen wurde verzichtet, da die Unsicherheiten der hier verwendeten theoretischen Wirkungsquerschnitte keine sinnvolle Abschätzung zulassen.

Mit dem experimentell bestimmten $\langle \sigma_{\gamma}^{\text{exp}}(^{84}\text{Kr}) \rangle$ kann nochmals unabhängig von den obigen Überlegungen die s-Prozeß-Häufigkeit des ^{84}Kr bestimmt werden. Mit $N_{\text{S}} \langle \sigma \rangle (^{84}\text{Kr}) = 450$ und $\langle \sigma_{\gamma}^{\text{exp}}(^{84}\text{Kr}) \rangle = 43,0$ mb ergibt sich $N_{\text{S}}(^{84}\text{Kr}) = 10,5$. Der Fehler dieser Größe setzt sich aus der Unsicherheit des Wirkungsquerschnitts von 15,7% und der geschätzten Unsicherheit von $N_{\text{S}} \langle \sigma \rangle$ von 20% zu 26% zusammen. Dieser Wert liegt niedriger als die bisherigen Schätzungen von (SuZ 73), die $N_{\text{S}}(^{84}\text{Kr}) = 29$ angeben und (Con 76) mit $N_{\text{S}}(^{84}\text{Kr}) = 21,0$. Er bestätigt innerhalb der Fehler dieser Arbeit die unteren Grenzwerte der obigen Abschätzung mit Hilfe der theoretischen Einfangquerschnitte. Da die Fehler früherer Abschätzungen sicher sehr groß sind, ist anzunehmen, daß sich auch hier die Fehlerbereiche überlappen.

Unter Verwendung des oben abgeschätzten Mittelwerts der solaren Häufigkeit des natürlichen Kr läßt sich die r-Prozeß-Häufigkeit des ^{84}Kr bestimmen, indem man

$$N_{\text{r}}(^{84}\text{Kr}) = 0,57 \cdot N_{\text{O}}(\text{Kr}) - N_{\text{S}}(^{84}\text{Kr}) \quad (9.6)$$

setzt. Es ergibt sich $N_{\text{r}}(^{84}\text{Kr}) = 7,3$. In den Fehler dieses Wertes muß allerdings sowohl die Streuung von $N_{\text{O}}(\text{Kr})$ als auch deren Fehler, sowie die Unsicherheit von $N_{\text{S}}(^{84}\text{Kr})$ einbezogen werden. Es ergibt sich so eine Unsicherheit von 60%, innerhalb der das Ergebnis dieser Arbeit mit den Angaben von (SuZ 73) mit $N_{\text{r}}(^{84}\text{Kr}) = 5$ und (Con 76) mit $N_{\text{r}}(^{84}\text{Kr}) = 4,26$ übereinstimmt.

Insgesamt zeigt sich, daß auch mit den statistisch relativ unsicheren Daten dieser Arbeit eine Verbesserung der Häufigkeitsabschätzungen des Krypton gegenüber früheren Methoden möglich ist, so daß aus künftigen verbesserten Anwendungen der hier vorgestellten Meßmethode, vor allem aber aus der Messung der isotopischen Einfangquerschnitte, wesentliche Beiträge zum Verständnis der Nukleosynthese in der Massengegend von Krypton zu erhoffen sind.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird ein Experiment zur Bestimmung der Neutroneneinfangquerschnitte von Edelgasen im Neutronenenergiebereich von 5 keV bis 300 keV vorgestellt. Zur Bestrahlung der Gase wurde ein massearmer Kryostat entwickelt, in dem 1 - 2 l Gas (NTP) in einem Probenbehälter von $1,91 \text{ cm}^3$ bei Normaldruck flüssig gehalten werden können. Die zu bestrahlende Probenmasse kann darin über einen längeren Zeitraum mit einer Genauigkeit von $\pm 0,2 \%$ konstant gehalten werden, so daß letztlich die Bestimmung der Probenmasse mit einer Genauigkeit von 2 % möglich ist.

Zum Nachweis der Neutroneneinfangereignisse über die prompt emittierte Gamma-Strahlung wurde ein Szintillationsdetektor mit dem flüssigen Szintillationsmaterial C_6D_6 aufgebaut. Eine definierte Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors für Einfangereignisse wird durch Anwendung der Impulshöhen-Gewichtungsmethode nach H. Maier-Leibnitz erreicht. In Monte-Carlo-Rechnungen mit modifizierten Programmen von C. Le Rigoleur wurde die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors für Gammaquanten mit Energien bis $E_\gamma = 12 \text{ MeV}$ berechnet. Hieraus wurde eine Gewichtsfunktion bestimmt, deren Anwendung auf die Impulshöhenspektren eine Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors für Neutroneneinfangereignisse $\epsilon \propto E_n + B_n$ gewährleistet.

In Flugzeitmessungen am gepulsten Protonenstrahl des Karlsruher 3 MV Van-de-Graaff-Beschleunigers wurden die Neutroneneinfangquerschnitte des natürlichen Isotopengemischs von Krypton und des ^{84}Kr im Neutronenenergiebereich von 5 keV bis 300 keV gemessen. Als Neutronenquelle diente die Reaktion $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$. Bei einer Protonenpulsbreite von $600 \pm 200 \text{ ps}$ und einer Wiederholfrequenz von 1 MHz wurde eine Zeitauflösung von $\lesssim 1,2 \text{ ns}$ erreicht. Der Neutronenstrahl wurde in einem auf der Eingangs- und Ausgangsseite konisch zulaufenden Kollimator aus $^6\text{Li}_2\text{CO}_3$ auf den Probendurchmesser begrenzt. Der Neutronenfluß wurde durch Referenzmessung am ^{197}Au bestimmt, wobei Kryptonprobe, Au und ein leerer Probenbehälter zur Untergrundkorrektur mit einem Probenwechsler zyklisch ausgetauscht wurden. Die Überwachung des Experiments, Steuerung

des Probenwechslers und Datenaufnahme erfolgten automatisch mit einem NOVA 2 - Rechner.

Aus den energieabhängigen Einfangquerschnitten des natürlichen Krypton und des ^{84}Kr , die mit einer mittleren Genauigkeit von 15 - 35 % bzw. 28 - 87 % bestimmt werden konnten, wurden Maxwell-gemittelte Wirkungsquerschnitte berechnet. Für $kT = 30 \text{ keV}$ ergaben sich als Maxwell-gemittelte Neutroneneinfangquerschnitte $\langle \sigma(\text{nat.Kr}) \rangle = 88 \pm 12 \text{ mb}$ bzw. $\langle \sigma(^{84}\text{Kr}) \rangle = 43 \pm 7 \text{ mb}$.

Mit $\langle \sigma(\text{nat.Kr}) \rangle$ wurden theoretisch berechnete Literaturwerte der isotopischen Querschnitte renormiert und unter Zuhilfenahme der $N_s \langle \sigma \rangle$ -Korrelation des astrophysikalischen s-Prozesses obere und untere Grenzen für die s-Prozeß-Häufigkeiten der Kr-Isotope abgeschätzt. Aus den so gewonnenen Grenzwerten des reinen s-Prozeß-Isotops ^{82}Kr wurde die solare Häufigkeit des Krypton zu $N_o(\text{Kr}) = 31 \pm 16$ bestimmt. Mit dem experimentellen Maxwell-gemittelten Einfangquerschnitt des ^{84}Kr wurden $N_s(^{84}\text{Kr}) = 11 \pm 2$ und $N_r(^{84}\text{Kr}) = 7 \pm 4$ abgeschätzt.

Die vorliegende Arbeit entstand am Institut für Angewandte Kernphysik des Kernforschungszentrums Karlsruhe. Ihre Durchführung war nur möglich durch die Unterstützung zahlreicher Mitarbeiter, deren Mehrzahl ich an dieser Stelle ohne namentliche Erwähnung aufrichtig danken möchte. Ich möchte jedoch insbesondere danken

Herrn Prof. Dr. G. Schatz, der die Durchführung der Arbeit ermöglichte und mit Interesse förderte.

Herrn Prof. Dr. H. D. Zeh für die Anregung zu dieser Arbeit und für viele wertvolle Hinweise.

den Herren Dr. F. Käppeler, Dr. H. Beer und Dr. K. Wisshak für die ausgezeichnete Zusammenarbeit und für viele hilfreiche Diskussionen und Anregungen.

Herrn G. Rupp für die ständige Hilfsbereitschaft bei der Konstruktion und beim Bau der Meßapparatur sowie bei der Durchführung der Messungen.

der Betriebsmannschaft des Van-de-Graaff-Beschleunigers für ihren großen Einsatz bei der Bereitstellung des Protonenstrahls.

Herrn Dipl.-Phys. H. Sobiesiak für die Anfertigung der Datenerfassungs- und Auswerteprogramme.

Herrn Dr. C. Le Rigoleur für die Überlassung seiner Monte-Carlo Rechenprogramme.

Herrn Prof. Dr. J. Rassow für die Möglichkeit, in der Abteilung für medizinische Strahlenphysik am Universitätsklinikum Essen große Teile der Arbeit fertigzustellen.

Frau E. Maaß für das Schreiben des Manuskripts.

Literaturverzeichnis

- Aba 74 L.P.Abagyan, M.N.Nikolaev, Rept. INDC(CCP)-39/U (1974)
- All 70 B.J.Allen, and A.R.de L.Musgrove, Rept. AAEC/TM 573
(1970), loc.cit. in (Mus 70)
- All 71 B.J.Allen, J.H.Gibbons, and R.L.Macklin, Nucleosynthe-
sis and Neutron-Capture Cross Sections, in Baranger,
and Vogt (eds.), Advances in Nuclear Physics, Vol.4,
New York (1971)
- BC 38 H.A.Bethe and C.L.Critchfield, Phys.Rev. 54 (1938) 248
- Be 37 H.A.Bethe, Rev.Mod.Phys. 9 (1937) 69, loc.cit in
J.B.Marion, J.L.Fowler (eds.), Fast Neutron Physics
Part II, New York - London (1963)
- Ben 67 V.Benzi, and M.V.Bortolani, Nuclear Data for Reactors,
Vol.2, p.537, Wien (1967) (IAEA)
- Ben 69 V.Benzi, and G.Reffo, CCDN-NW/10-Newsletter, Bulletin
10, loc.cit. in (Mus 70), (Aba 74)
- Ben 73 V.Benzi, R.D'Orazi and G.Reffo, Nuovo Cimento 13B
(1973) 226
- B₂FH 57 E.M.Burbidge, G.R.Burbidge, W.A.Fowler, and F.Hoyle,
Rev.Mod.Phys. 29 (1957) 547
- Cam 63 A.G.W.Cameron, N.H.Lazar and W.Schmitt in J.B.Marion,
J.L.Fowler (eds.), Fast Neutron Physics, Part II,
New York - London (1963)
- Cam 68 A.G.W.Cameron in Origin and Distribution of the Elements
(L.H.Ahrens, ed.), London (1968)
- Cam 73 A.G.W.Cameron, Space Sci.Rev. 15 (1973) 121
- Cha 39 S.Chandrasekhar, An Introduction to the Stellar Structure,
Dover Publ. (1939)
- Cla 61 D.D.Clayton, W.A.Fowler, T.E.Hoyle, and B.A.Zimmerman,
Ann.Phys. 12 (1961) 331
- Cla 68 D.D.Clayton, Principles of Stellar Evolution and Nucleo-
synthesis, New York (1968)

- Co 61 G.A.Cook (ed.), Argon, Helium and the Rare Gases, Vols. 1 and 2, New York (Interscience), (1961)
- Con 76 J.H.Conrad, Dissertation, Heidelberg (1976)
- Coq 70 G.Le Coq, unveröffentlichte Ergebnisse
- Fro 68 F.Froehner, Programm SESH, Gulf Gen. Atomic Rept. GA-8380 (1968)
- Gar 76 D.I.Garber and R.R.Kinsey, Rept. BNL 325, Vol.II, (1976)
- Gil 65 A.Gilbert, and A.G.W.Cameron, Can.J.Phys. 43 (1965) 1446
- HaC 74 K.E.Hainebach and D.D.Clayton, W.A.Arnett and S.E.Woosley, Astrophys.J. 193 (1974) 157
- Hol 76 J.A.Holmes, S.E.Woosley, W.A.Fowler, and B.A.Zimmerman, At.Data and Nucl.Data Tables 18 (1976) 305
- Hon 77 L.D.Hong, Diplomarbeit, Heidelberg (1977)
- Jen 77 C.M.Jensen, R.G.Lanier, G.L.Struble, and L.G.Mann, and S.G.Prussin, Phys.Rev. C15 (1977) 1972
- Kä 77 F.Käppeler, private Mitteilung
- Kom 69 D.Kompe, Nucl.Phys. A133 (1969) 513
- Lan 57 A.M.Lane and J.E.Lynn, Proc.Phys.Soc.(London) A70 (1957) 557
- Lan 59 A.M.Lane, Nucl.Phys. 11 (1959) 625
- Ma 67 R.L.Macklin and J.H.Gibbons, Phys.Rev. 159 (1967) 1007
- Man 69 D.P.Mann et.al. Phys.Rev. 116 (1969) 1536
- Mox 63 M.C.Moxon and E.R.Rae, Nucl.Instr.Meth. 24 (1963) 445
- Mug 73 S.F.Mughabghab and D.I.Garber, Rept. BNL 325, Vol.I, (1973)
- Mus 70 A.R.de L.Musgrove, Rept. AAEC/E211 (1970)
- Pri 74 A.Prince, Rept. BNL-NCS-505 O3 (1974)
- Ri 76 C.Le Rigoleur, unveröffentlichte Ergebnisse
- SFC 65 P.A.Seeger, W.A.Fowler, and D.D.Clayton, Astrophys.J. Suppl. 11 (1965) 121
- Si 65 K.Siegbahn, Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, Vols.1 and 2, Amsterdam (1965)

- So 76 H.Sobiesiak, Programm START, nicht veröffentlicht
- SPM 74 W.Seelmann-Eggebert, G.Pfennig, H.Münzel, Nuklidkarte,
Karlsruhe (1974)
- Sri 78 B.Srinivasan, E.Anders, Science 201 (1978) 51
- SU 56 H.E.Suess and H.C.Urey, Rev.Mod.Phys. 28 (1956) 53
- SuZ 73 H.E.Suess and H.D.Zeh, Astrophys.Space Sc. 23 (1973) 547
- War 76 R.A.Ward, M.J.Newman, and D.D.Clayton,
Astrophys.J.Suppl. 31 (1976) 33
- Wei 37 C.F.von Weizsäcker, Phys.Zeits. 38 (1937) 176
- Ya 76 N.Yamamuro, T.Hayase, T.Doï, Y.Fujita, K.Kobayashi, and
R.C.Block, Nucl.Instr.Meth. 133 (1976) 531
- Zur 63 R.Zurmühl, Praktische Mathematik für Ingenieure und
Physiker, Berlin (1963)

Anhang A: Berechnung der Gewichtsfunktion

Kennt man die Ansprechwahrscheinlichkeit $P(E_\gamma) \cdot S(I, E_\gamma)$ des Detektors, so kann man auf einfache Weise eine Gewichtsfunktion $W(I)$ bestimmen, die die gewünschte Beziehung

$$\int_0^{\infty} P(E_\gamma) S(I, E_\gamma) W(I) dI = f(E_\gamma) \quad (A1)$$

erfüllt (Ri 76).

$W(I)$ soll sich als Polynom

$$W(I) = \sum_{j=0}^N a_j I^j \quad (A2)$$

darstellen lassen. Eingesetzt in (A1) ergibt sich:

$$\int_0^{\infty} P(E_\gamma) S(I, E_\gamma) \left(\sum_{j=0}^N a_j I^j \right) dI = f(E_\gamma). \quad (A3)$$

Führt man eine Größe

$$A(j, E_\gamma) = \int_0^{\infty} P(E_\gamma) S(I, E_\gamma) I^j dI \quad (A4)$$

ein, so läßt sich (A 3) schreiben

$$\sum_{j=0}^N A(j, E_\gamma) \cdot a_j = f(E_\gamma) \quad (A5)$$

Kennt man die $A(j, E_\gamma)$ für M verschiedene Gammaenergien $E_{\gamma i}$, wobei $M > N$, so hat man ein überbestimmtes Gleichungssystem, aus dem man durch Minimieren der Summe

$$\sum_{\substack{E_{\gamma i} \\ E_{\gamma i} = E_{\gamma 1}}}^{E_{\gamma M}} \left(\sum_{j=0}^N A(j, E_{\gamma i}) a_j - f(E_{\gamma i}) \right)^2 \quad (A6)$$

die Parameter a_j bestimmen kann.

Zur Messung von Neutroneneinfängen muß $W(I)$ auf einen Energiebereich $0 \leq E_\gamma \leq E_n + B_n$ anwendbar sein. Die Bindungsenergien B_n können bis maximal 15 MeV reichen.

Zur Bestimmung der "Spektren" $P(E_\gamma) \cdot S(I, E_\gamma)$ können für niedrige Gammaenergien Eichquellen benutzt werden. Für höhere Energien als ~ 1 MeV gibt es monoenergetische Gammastrahlung nur als Beiprodukt bei Kernreaktionen. Man verwendet vorzugsweise Mischquellen aus Alphastrahlern und leichten Kernen, die über eine (α, n) Reaktion die gewünschte Gammastrahlung liefern. Beispiele hierfür sind $^{241}\text{Am} + ^7\text{Be}$, das monoenergetische Gammas von 4,44 MeV liefert und $^{238}\text{Pu} + ^{13}\text{C}$ mit $E_\gamma = 6,13$ MeV. Diese Quellen bereiten jedoch bei Szintillatoren mit großer Ansprechwahrscheinlichkeit und vergleichsweise geringer Energieauflösung die Schwierigkeit, daß man nach Einfängen der ebenfalls emittierten Neutronen einen Untergrund erzeugt, der nur schlecht zu korrigieren ist.

Um die Ansprechwahrscheinlichkeit über den gewünschten Energiebereich zu bestimmen, wurden die Spektren $P(E_\gamma)S(I, E_\gamma)$ mit einer Monte-Carlo-Rechnung simuliert*. Das Programm verfolgt den Weg von Gammaquanten, die aus einer punktförmigen Quelle isotrop emittiert werden, durch eine schematische Detektorgeometrie, die in Abb. A1 dargestellt ist. Unter Berücksichtigung der Wirkungsquerschnitte für Photoeffekt, Compton-Streuung und Paarbildung in den verschiedenen Materialien werden Reaktionen ausgewürfelt. Die Wege der freigesetzten Elektronen und eventuell sekundärer Gammaquanten wurden ebenso verfolgt. Gleichzeitig wird der Energieverlust der Elektronen für Energien >3 MeV nach den Formeln von Bleuler und Zünti bzw. Flammersfeld für Energien <3 MeV berechnet (Si 65). Der Energieverlust im Szintillator (Zone 3) wird als Lichtpuls betrachtet und entsprechend seiner "Pulshöhe" in 400 Kanäle sortiert, wobei der Kanal 400 immer E_γ entspricht. Abbildung A 2a zeigt ein simuliertes ^{60}Co -Spektrum ($E_{\gamma 1} = 1,173$ MeV, $E_{\gamma 2} = 1,332$ MeV). Zum Vergleich ist in Abbildung A 2c ein mit dem in diesem Experiment verwendeten Detektor gemessenes ^{60}Co Spektrum dargestellt. Eine noch bessere Übereinstimmung mit dem

*Das Prinzip, sowie die Berechnung der Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten, Energieverluste und Lichtausbeuten wurden aus dem Programm LERIGAM von C. Le Rigoleur (Ri 76) entnommen.

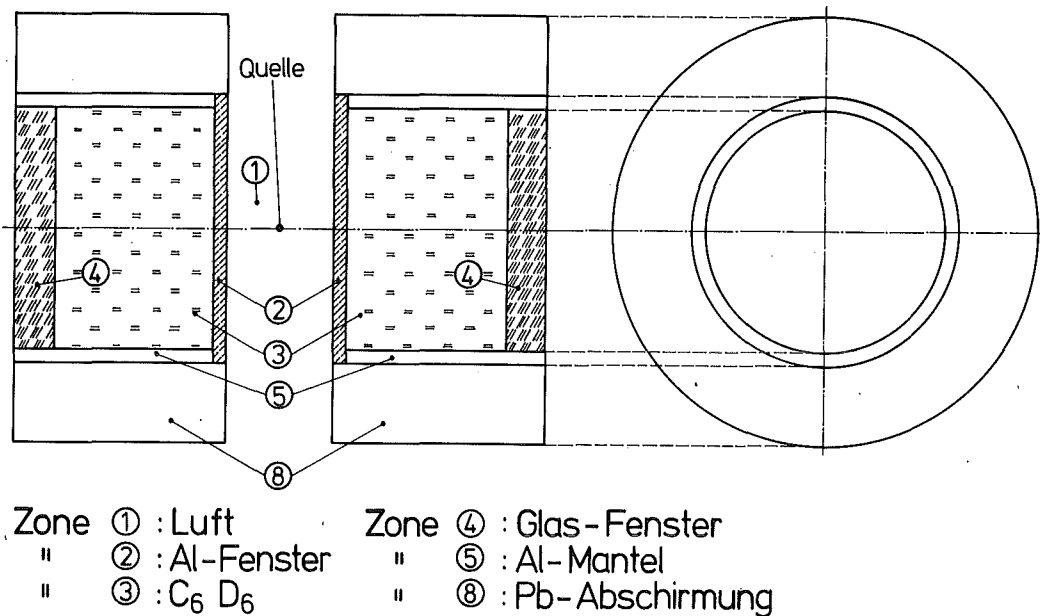


Abb. A1: Schematisierung des Detektors für die Monte-Carlo Rechnung von Impulshöhenspektren

experimentellen Spektrum kann man erreichen, indem man die Energieauflösung des Detektors durch Faltung der Kanalhalte mit einer Gauss-Funktion entsprechender Halbwertsbreite berücksichtigt. Ein solches verbreitertes Spektrum zeigt Abb. A 2b. Für das vorliegende Experiment, bei dem die Gewichtung an Energiespektren von nur 16 Kanälen vorgenommen wird, ist die Verbreiterung überflüssig. Abb. A 3 zeigt die zur Berechnung der Gewichtsfunktion verwendeten simulierten Spektren.

Bei den Energien, für die es monoenergetische Gammaquellen gibt, kann die Gewichtsfunktion auf einfache Weise mit Hilfe der Beziehung A1 getestet werden. Nach Anwendung der Funktion auf ein Quellenspektrum sollte die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors gerade dem gewünschten $f(E_\gamma)$, also in unserem Fall der Energie E_γ entsprechen. In Abb. A4 sind die Ansprechwahrscheinlichkeiten $\epsilon(E_\gamma) = SP(E_\gamma)S(E_\gamma, I)W(I)dI / (\text{Zahl der in den Raumwinkel } \Omega \text{ des Detektors emittierten Quanten})$ gegen E_γ aufgetragen. Die eingezeichneten Fehler stammen aus der Unsicherheit der Quellenak-

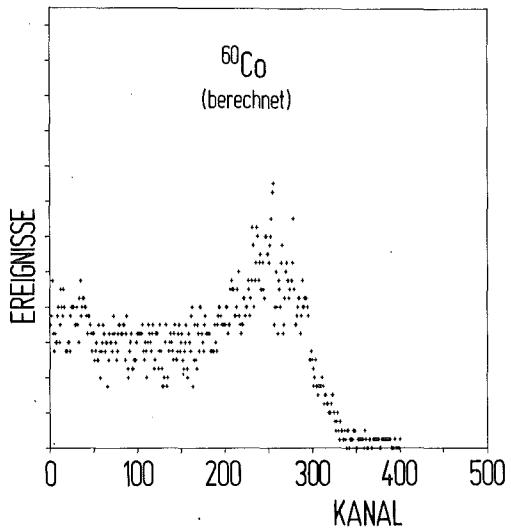


Abb. A2 :
Vergleich von berechneten
und gemessenen ^{60}Co -Spektren

Abb. A2a:
Berechnetes Spektrum

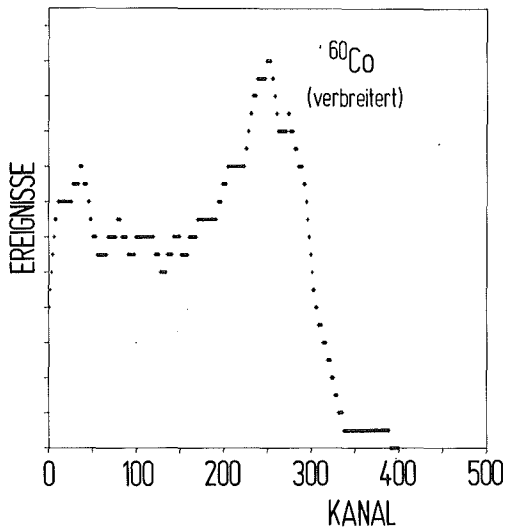


Abb. A2b:
Berechnetes Spektrum nach
Faltung mit Gauss-Funktion
zur Berücksichtigung der Ener-
gieauflösung des Detektors

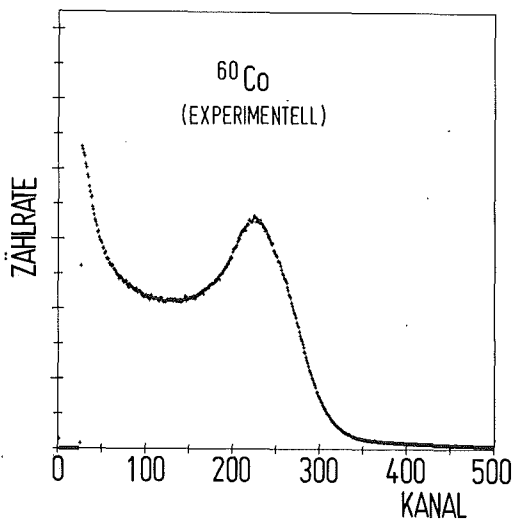


Abb. A2c:
Mit C_6D_6 -Detektors gemessenes
Spektrum.

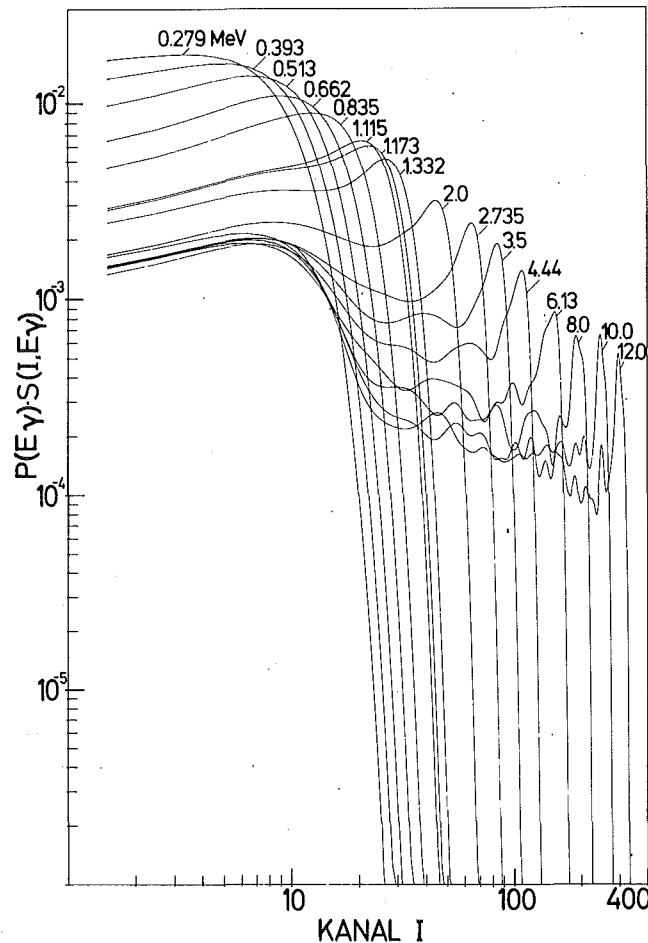


Abb. A3: Mit der Monte-Carlo-Methode berechnete Spektren für den C_6D_6 -Detektor, wie sie zur Berechnung der Gewichtsfunktion verwendet wurden.

tivität ($\sim 1,5 \%$) und des Raumwinkels ($\sim 2 \%$).

Die Ansprechwahrscheinlichkeiten für $E_\gamma = 0,279 \text{ MeV}$ (^{203}Hg) und $E_\gamma = 0,393 \text{ MeV}$ (^{113}Sn) liegen etwas zu niedrig, da für diese Energien bereits ein wesentlicher Anteil des Spektrums unterhalb der elektronischen Schwelle bei $0,075 \text{ MeV}$ liegt. Für die Energien $E_\gamma = 0,513 \text{ MeV}$ (^{85}Sr), $E_\gamma = 0,662 \text{ MeV}$ (^{137}Cs), $E_\gamma = 0,835 \text{ MeV}$ (^{54}Mn) und $E_\gamma = 1,115 \text{ MeV}$ (^{65}Zn) stimmen die $\epsilon(E_\gamma)$ innerhalb der Fehlergrenzen mit E_γ überein. Der Wert bei $E_\gamma = 2,505 \text{ MeV}$ wurde mit einer ^{60}Co -Quelle bestimmt, die koinzident zwei Quanten mit Energien $1,173 \text{ MeV}$ und $1,332 \text{ MeV}$ emittiert, so daß der Detektor nach der Gewichtung eine Ansprechwahrscheinlichkeit aufweisen sollte, die der Summe beider Energien entspricht. Zur Unsicherheit in der Aktivität von $1,9 \%$ und im Raumwinkel von 2% wurde bei dieser Quelle zusätzlich ein Fehler von 2% angenommen, der durch unterschiedliche Totzeitkorrekturen beim Quellspektrum und beim abzuziehenden Untergrund entsteht.

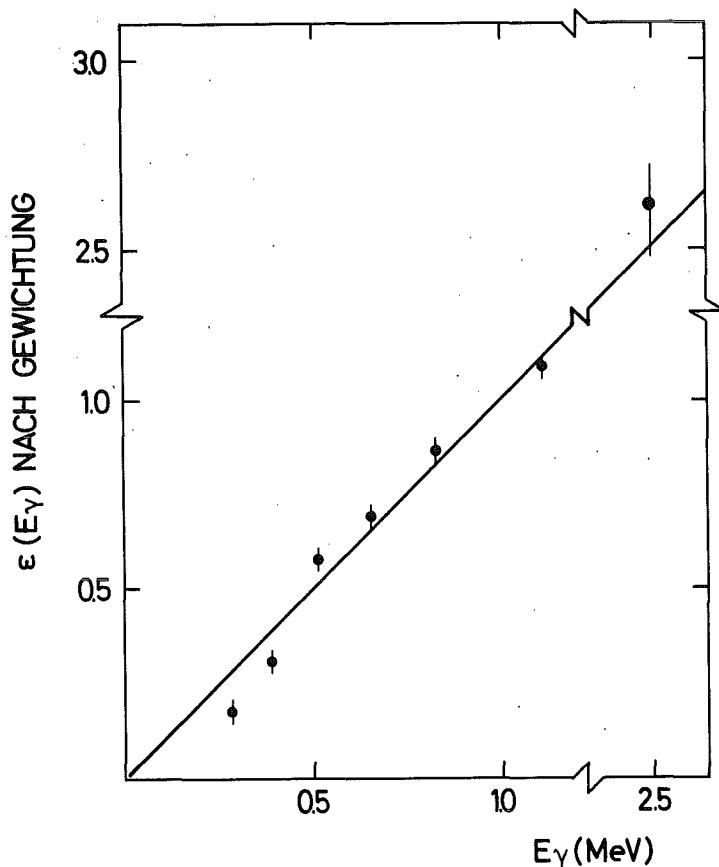


Abb. A4:
Die lineare Energieabhängigkeit der Ansprechwahrscheinlichkeit des $C_{66}D_{66}$ -Detektors für verschiedene Quellen nach Gewichtung der Spektren.

Venachlässigt man wegen ihrer Fehler die beiden niedrigsten Energien, so kann man als Maß für die Genauigkeit, mit der A1 erfüllt ist, die Genauigkeit der Messung, also 3 % annehmen. Diese Zahl stimmt mit dem von Yamamuro et al. (Ya 76) angegebenen Wert von 2 % überein und wird bei der Auswertung als Fehler der Gewichtungsmethode eingesetzt.

Anhang B. Abweichung der Ansprechwahrscheinlichkeit von der linearen Energieabhängigkeit beim Nachweis von zwei Gammaquanten pro Einfangereignis

Bei der Messung von Neutroneneinfangquerschnitten kann sich die Gammakaskade, über die sich der Compoundkern abregt, aus mehreren Quanten zusammensetzen, von denen der Detektor zwei oder mehrere gleichzeitig nachweisen kann. Dies kann zu einer übermäßigen Gewichtung führen, so daß die Energieabhängigkeit der Ansprechwahrscheinlichkeit von der Linearität abweicht. Dieser Effekt soll im folgenden bestimmt werden.

Die betrachtete Kaskade soll aus zwei Quanten der Energie $E_{\gamma 1}$ und $E_{\gamma 2}$ bestehen, so daß

$$E_n + B_n = E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2} \quad (B1)$$

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für ein Einfangereignis beträgt somit:

$$P(\text{n-Einfang}) = (1-P(E_{\gamma 2}))P(E_{\gamma 1}) + (1-P(E_{\gamma 1}))P(E_{\gamma 2}) + P(E_{\gamma 1})P(E_{\gamma 2}) \quad (B2)$$

Der erste Term auf der rechten Seite beschreibt die Wahrscheinlichkeit für den Nachweis von γ_1 allein, der zweite für γ_2 allein. Der dritte Term gibt die Wahrscheinlichkeit für den simultanen Nachweis von γ_1 und γ_2 an.

Nach Anwendung der Gewichtsfunktion auf ein Spektrum aus I_{\max} Kanälen I erhält man bei N Einfängen in Analogie zum Spektrumsintegral R in Abschnitt II.2 die Summe

$$C=N \left[(1-P(E_{\gamma 2}))P(E_{\gamma 1}) * \sum_{I=1}^{I_{\max}} S(I, E_{\gamma 1}) \cdot W(I) \right. \\ + (1-P(E_{\gamma 1}))P(E_{\gamma 2}) * \sum_{J=1}^{J_{\max}} S(J, E_{\gamma 2}) \cdot W(J) \quad (B3) \\ \left. + P(E_{\gamma 1}) P(E_{\gamma 2}) * \sum_{I=1}^{I_{\max}} \sum_{J=1}^{J_{\max}} S(I, E_{\gamma 1}) S(J, E_{\gamma 2}) W(I+J) \right]$$

Die Anteile der einzelnen Quanten am Spektrumsintegral nach Gewichtung werden durch die Funktionen $G(E_\gamma)$ und $G'(E_{\gamma T})$ charakterisiert:

$$G(E_\gamma) = \sum_{I=1}^{I_{\max}} S(I, E_\gamma) W(I) \quad (B4)$$

$$G'(E_{\gamma T}) = \sum_{I=1}^{I_{\max}} \sum_{J=1}^{J_{\max}} S(I, E_{\gamma 1}) S(J, E_{\gamma 2}) W(I+J)$$

Damit läßt sich Gleichung A(2.3) ausdrücken:

$$C = N \left[P(E_{\gamma 1}) G(E_{\gamma 1}) + P(E_{\gamma 2}) G(E_{\gamma 2}) + P(E_{\gamma 1}) P(E_{\gamma 2}) (G'(E_{\gamma T}) - G(E_{\gamma 1}) - G(E_{\gamma 2})) \right] \quad (B5)$$

Da die Gewichtsfunktion $W(I)$ gewährleistet, daß

$$P(E_\gamma) G(E_\gamma) = \text{const. } E_\gamma \quad (B6)$$

gilt:

$$C = N \left[\text{const. } (E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2}) + P(E_{\gamma 1}) P(E_{\gamma 2}) (G'(E_{\gamma T}) - G(E_{\gamma 1}) - G(E_{\gamma 2})) \right] \quad (B7)$$

Bei einem Detektor, der im Mittel mehr als ein Gammaquant pro Kaskade nachweist, kann die gewünschte lineare Energieabhängigkeit der Ansprechwahrscheinlichkeit für Einfangereignisse nur erreicht werden, wenn der letzte Term in Gleichung (B7) genügend klein ist, um die Näherung

$$C \sim \text{const } N (E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2}) = \text{const } N E_{\gamma T} \quad (B8)$$

zu rechtfertigen. Dies ist der Fall, wenn die Gewichtsfunktion selbst annähernd eine lineare Funktion der Impulshöhe ist. Für eine lineare Gewichtsfunktion gilt:

$$W(I) = \alpha I \quad (B9)$$

d.h. $W(I+J) = \alpha(I+J)$.

Eingesetzt in (A2.4) gilt dann:

$$G'(E_{\gamma T}) = G(E_{\gamma 1}) + G(E_{\gamma 2}) \quad (B10)$$

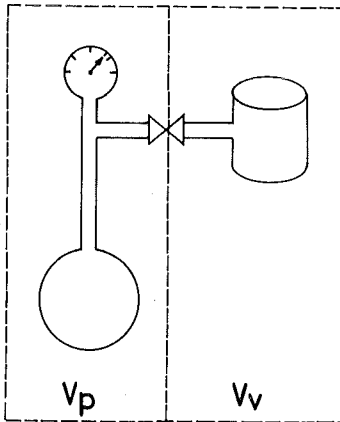
d.h. der letzte Term in Gl.B7 verschwindet.

Im vorliegenden Experiment hatte die Detektoranordnung eine Ansprechwahrscheinlichkeit von $\sim 20\%$, die mittlere Multiplizität bei Neutroneneinfängen an mittelschweren Kernen beträgt etwa 3. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Einfangereignisse bleibt deshalb im Mittel kleiner als 0,6 Quanten/Einfang, so daß entsprechende Korrekturen vernachlässigt werden können. Bei einem Experiment mit größerer Nachweiswahrscheinlichkeit könnte man die Abweichung von der Linearität korrigieren, indem man die Zahl der in beiden Detektoren koinzident nachgewiesenen Quanten N_k registriert und mit Hilfe von Gleichung B7 einen entsprechenden Korrekturfaktor berechnet. Die wahre Zahl von Einfängen kann dann nach der Beziehung

$$N_{\text{wahr}} \sim N_{\text{gemessen}} - \frac{3}{2} N_k \frac{2 \text{const}(\bar{E}_\gamma)}{2 \text{const}(\bar{E}_\gamma) + P(\bar{E}_\gamma)^2 (G'(2\bar{E}_\gamma) - 2G(\bar{E}_\gamma))} \quad (B11)$$

abgeschätzt werden. Hierbei wird die Energie der koinzident gemessenen Quanten durch die mittlere Kaskadenenergie \bar{E}_γ angenähert. Der Faktor $3/2$ berücksichtigt die Tatsache, daß Koinzidenzen auch im einzelnen Detektor nachgewiesen werden können, von denen je 2 Quanten aus dem gleichen Einfangereignis stammen.

Anhang C: Bestimmung der Probenmasse



Das Volumen der gesamten Probenapparatur V_{ges} setzt sich zusammen aus dem Volumen des Vorratsgefäßes V_v und dem von Probe + Manometer + Einfüllröhrchen V_p .

$$V_{ges} = V_v + V_p \quad (C1)$$

Beide Volumina können durch ein Magnetventil voneinander getrennt werden. Einer Gasmenge der Masse M_{ges} entspricht bei Zimmertemperatur in V_{ges} der Anfangsdruck P_A . Nach Ausfrieren des Gases in der Probe reduziert sich der Druck bei offenem Magnetventil auf p_o . Das kalte Volumen, in dem sich das kondensierte Edelgas befindet, ist mit $\sim 2 \text{ cm}^3$ etwa 1 ‰ von V_{ges} , das Volumen der festen Substanz ist noch erheblich kleiner. Ein Dichtegradient des Gases aufgrund der Temperaturgradienten in der Apparatur tritt ebenfalls nur innerhalb von $\sim 1 \text{ ‰}$ von V_{ges} auf und läuft der Unsicherheit in der Bestimmung entgegen, so daß man mit vernachlässigbarem Fehler die Menge des Gases über dem Kondensat M_{gas} nach der Gleichung

$$M_{gas} = \frac{P_o}{P_A} \times M_{ges} \quad (C2)$$

berechnen kann.

Die Masse des ausgefrorenen Edelgases M_{fest} ergibt sich aus:

$$M_{fest} = M_{ges} - M_{gas} \quad (C3)$$

Nach Schließen des Magnetventils befindet sich in V_p die Masse:

$$M_{V_p} = \frac{V_p}{V_{ges}} \times V_{gas} + M_{fest} \quad (C4)$$

Hierbei gelten die gleichen Annahmen wie in Gl. C2.

Nachdem man, um die Probe zu verflüssigen, die Temperatur auf T_{fl} erhöht hat, stellt sich innerhalb V_p der Dampfdruck P_D ein.

Abb. C1 gibt die zu verschiedenen Werte von T_{fl} . bzw. P_D korrespondierenden Dichten des flüssigen Kr, ρ_{fl} bzw. des gesättigten Dampfes ρ_d an. Das Volumen der Flüssigkeit V_{fl} kann berechnet werden nach

$$V_{fl} = \frac{M_{V_P} - V_P \cdot \rho_d}{\rho_{fl} - \rho_d} \quad (C5)$$

Unter Vernachlässigung der Dampfphase ergibt die Masse der bestrahlten flüssigen Probe M_{fl}

$$M_{fl} = V_{fl} \cdot \rho_{fl}; \quad (C6)$$

bzw. die Zahl der bestrahlten Kerne N_{pr}

$$N_{pr} = \frac{M_{fl}}{A_{Kr}} \times 6.022 \times 10^{23} \quad (C7)$$

Der Druck in der Probenapparatur und somit auch die Temperatur der flüssigen Probe lassen sich mit einem Fehler von einigen Promille bestimmen. Der Fehler bei der Bestimmung der Probenmenge hängt deshalb von der Genauigkeit der Volumenbestimmung und dem Fehler der verwendeten Werte für die Dichte der Flüssigkeit und des Dampfes ab ($\sim 6\%$). Für das vorliegende Experiment ergab sich durch Fehlerfortpflanzung ein Gesamtfehler von 2% .

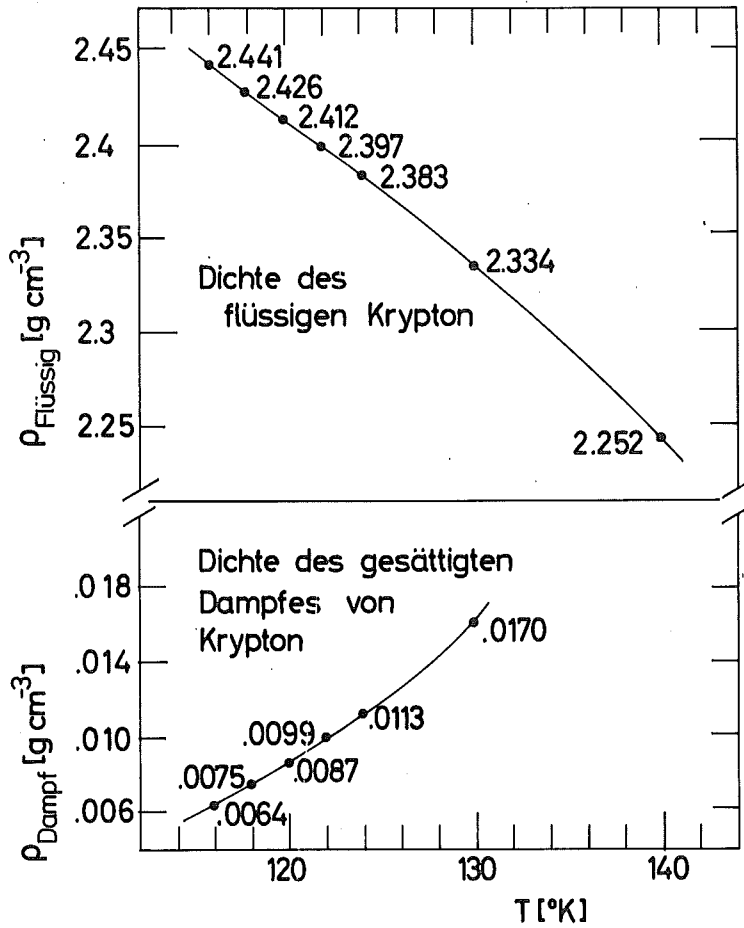


Abbildung C1: Dichte der flüssigen Phase und des gesättigten Dampfes von Krypton im Temperaturbereich der flüssigen Probe. Die eingezeichneten Werte stammen aus (Co 61).

Anhang D: Wirkungsquerschnitte für elastische Streuung und
Einfang von Neutronen aus Rechnungen mit SESH unter
Verwendung von Resonanzparametern verschiedener
Autoren.

Tabelle D1 stellt die in verschiedenen Arbeiten veröffentlichten Resonanzparameter der stabilen Kr-Isotope zusammen (Coq 70), (Mus 70), (Aba 74), (Pri 74). Die mittlere Strahlungsbreite $\langle \Gamma_\gamma \rangle$, der mittlere Niveauabstand $\langle D \rangle$ und die Stärkefunktion S sind für eine Anregungsenergie des Compoundkerns in der Nähe der Neutronenbindungsenergie B_n angegeben.

Bei den Arbeiten von (Mus 70), (Aba 74) und (Pri 74), sowie bei den Angaben für das ^{78}Kr von (Coq 70) handelt es sich um theoretische Berechnungen der Parameter. Für das ^{80}Kr schätzt (Coq 70) $\langle \Gamma_\gamma \rangle$ und S_0 mit Hilfe der von (Man 69) veröffentlichten experimentellen Daten und berechneten Daten von (Ben 67) ab. (Mus 70) und (Coq 70) geben Stärkefunktionen S_0, S_1, S_2 für die 3 bzw. 2 niedrigsten Partialwellen an. In (Aba 74) werden keine Werte für S , in (Pri 74) keine Werte für $\langle D \rangle$ angegeben. Die Werte in der Tabelle wurden deshalb nach $S = \langle \Gamma_\gamma \rangle / \langle D \rangle$ berechnet.

Während sonst alle Parameter recht gut übereinstimmen, sind die von (Mus 70) angegebenen Stärkefunktionen für die leichten Isotope kleiner als die Werte der anderen Arbeiten. Die Stärkefunktionen für ^{84}Kr und ^{86}Kr sind dagegen wesentlich größer.

Die letzte Zeile enthält Werte für die effektive Kerntemperatur θ . (Gil 65) gibt nur für ^{84}Kr den Wert $\theta = 0,79$ MeV an. Die Temperaturen für die leichteren Isotope wurden aufgrund ihrer zu erwartenden stärkeren Deformation zu $\theta = 0,8$ MeV geschätzt, für den magischen Kern ^{86}Kr wurde $\theta = 0,7$ MeV angenommen.

Tabelle D2 enthält die mit den Parametersätzen (Mus 70) und (Pri 74) von SESH berechneten Streuquerschnitte und Einfangsquerschnitte des natürlichen Kr und des ^{84}Kr . In den Rechnungen wurden Kernradien nach $R = 1,35 \text{ fm} \times A^{1/3}$ verwendet, mit den Parametern von (Mus 70) wurde noch eine zweite Rechnung mit $R=7,0$ fm für alle Isotope durchgeführt. Zum Vergleich der Ergebnisse enthält die Tabelle außerdem den von (Gar 76) angegebenen totalen

Wirkungsquerschnitt des natürlichen Kr und den von (Pri 74) angegebenen totalen Querschnitt des ^{84}Kr . Als Vergleichswerte für den Einfangquerschnitt wurden aus den in dieser Arbeit gemessenen Querschnitten mittlere Werte bei den jeweiligen Energien geschätzt.

Für das natürliche Kr ergeben die Parameter von (Pri 74) einen zu steilen Abfall des Streuquerschnitts. Auch der Einfangquerschnitt verläuft etwas steiler ab als die gemessenen Werte. Beide Rechnungen mit den Parametern von (Mus 70) ergeben eine gute Übereinstimmung mit den Vergleichswerten. Die in SESH verwendete Hauser-Feshbach-Methode ist ein gutes Modell, um Reaktionen an Kernen mit großer Niveaudichte in der Nähe der erreichten Anregungsenergie zu berechnen, d.h. für mittelschwere und schwere Kerne. Für leichte Kerne und Kerne in der Nähe von magischen Zahlen kann es auftreten, daß die Niveaudichten für die im Modell verwendeten statistischen Näherungen zu klein werden. Dies könnte zum Teil die etwas schlechtere Übereinstimmung beim ^{84}Kr erklären.

	^{78}Kr	^{80}Kr	^{82}Kr	^{83}Kr	^{84}Kr	^{86}Kr	Quelle	
$\langle \Gamma_\gamma \rangle$ (eV)	0.300	0.350					Coq 70	
	0.258	0.228	0.215	0.282	0.299	0.289	Mus 70	
	0.310	0.300	0.265	0.240	0.230	0.190	Aba 74	
	0.266	0.237	0.236	0.233	0.226	0.168	Pri 74	
$\langle D \rangle$ (eV · 10 ²)	3.14	5.30 ± 2.6					Coq 70	
	3.89	4.54	6.06	0.545	49.6	308	Mus 70	
	6.30	7.45	7.93	0.32	68.63	261.2	Aba 74	
	5.4	5.925	7.066	3.107	66.5	240	Pri 74 ¹⁾	
$S \cdot 10^{-4}$	S_0	0.35	0.35				Coq 70	
	S_1^0	4.10	4.0					
	S_0	0.9	1.2	1.00	0.8	0.65	1.0	Mus 70
	S_1^0	0.49	0.6	0.72	0.8	0.9	6.03	
	S_2	0.46	0.39	0.33	0.3	0.25	0.22	
		4.92	4.03	3.34	75.0	0.335	0.0727	Aba 74 ¹⁾
	4.9	4.0	3.34	75.0	0.34	0.07	Pri 74	
θ (MeV)	0.8 ²⁾	0.8 ²⁾	0.8 ²⁾	0.8 ²⁾	0.79	0.7 ²⁾	Gil 65	

1) berechnet aus $S = \frac{\langle \Gamma_\gamma \rangle}{\langle D \rangle}$

2) Schätzwerte

Tabelle D1 Resonanzparameter der stabilen Isotope des Krypton bei $E^* = B_n$

	E_n (keV)	(Pri 74)		(Mus 70)		(Mus 70)		(Gar 76) diese Arbeit	
		$R= 1.35 \text{ fm } A^{1/3}$		$R= 1.35 \text{ fm } A^{1/3}$		$R= 7.0 \text{ fm}$		σ_{tot} (barn)	σ_γ (barn)
		σ_{tot} (barn)	σ_γ (barn)	σ_{tot} (barn)	σ_γ (barn)	σ_{tot} (barn)	σ_γ (barn)		
nat. Kr	10	36.17	0.1847	7.806	0.2023	9.654	0.2151	7.5	0.265
	20	24.62	0.926	6.94	0.1243	8.833	0.1322	7.5	0.145
	50	14.57	0.03782	6.237	0.06545	8.069	0.06854	7.5	0.06
	100	9.505	0.01941	5.866	0.04146	7.660	0.04405	7.5	0.033
	150	7.246	0.01342	5.671	0.03247	7.415	0.03504	7.5	0.025
	200	5.922	0.01064	5.547	0.02822	7.218	0.03036	7.5	0.025
	250	5.003	0.008853	5.427	0.02544	7.053	0.02745	7.5	0.025
^{84}Kr	10					8.935	0.5502	12.0 ¹⁾	0.2±0.1
	20					8.189	0.2816	10.5 ¹⁾	0.15±0.05
	50					7.367	0.01479	9.0 ¹⁾	0.05±0.02
	100					6.943	0.009878	7.0 ¹⁾	0.03±0.02
	150					6.699	0.008489	6.5 ¹⁾	0.02±0.01
	200					6.488	0.006738	6.0 ¹⁾	0.03±0.02
	250					6.337	0.006353	6.0 ¹⁾	0.015

1) Werte nach (Pri 74)

Tabelle D2 *SESH - Wirkungsquerschnitte für das natürliche Krypton und ^{84}Kr*

Anhang E : Experimentell gemessene Werte der Neutroneneinfangquerschnitte des ^{84}Kr und des natürlichen Kr.

Tabelle E1 : Neutroneneinfangquerschnitt des ^{84}Kr .

Die angegebenen Wirkungsquerschnitte sind über Energieintervalle von 1,5 keV gemittelt. Als Fehler sind die statistische Unsicherheit und der Gesamtfehler angegeben. Der Gesamtfehler enthält sowohl den durch die Untergrundsubtraktion entstandenen energieabhängigen systematischen Fehler als auch dessen konstanten Anteil von 12,5% .

Tabelle E2 : Neutroneneinfangquerschnitt des natürlichen Kr.

Die angegebenen Wirkungsquerschnitte sind über die in Abschnitt VII.2 in Tabelle 8 zusammengestellten Energieintervalle gemittelt. Als Fehler sind die statistische Unsicherheit und der Gesamtfehler angegeben. Der Gesamtfehler enthält den durch die Untergrundsubtraktion entstandenen energieabhängigen systematischen Fehler sowie dessen konstante Anteile von 33,5% aus der Berechnung von $\langle B_n \rangle$ und 12,7% aus den restlichen Fehlerquellen.

Tabelle E3 : Werte des Neutroneneinfangquerschnittes von ^{197}Au , die als Stützstellen bei der Interpolation von $\sigma(\text{Au})$ bei den Kanalenergien verwendet wurden.

Die Werte entstammen für die Energien von 3 - 10 keV einer Messung von Kompe (Kom 69), die mit einem Faktor 603/596 auf ENDF/B-IV normiert wurden. Im Bereich 10 - 30 keV entsprechen die Querschnitte dem Mittelwert aus den normierten Werten von Werten von Kompe und ENDF/B-IV, für 30 - 320 keV denen von ENDF/B-IV.

Tabelle E1

NEUTRON ENERGY (KEV)	SIGMA CAPTURE (BARNs)	STATIST. ERROR (%)	TOTAL ERROR (%)
0.626E+01	0.114E+00	0.321E+03	0.209E+04
0.811E+01	0.225E+00	0.159E+03	0.527E+03
0.913E+01	0.493E-01	0.450E+03	0.407E+04
0.115E+02	0.205E+00	0.914E+02	0.191E+03
0.125E+02	0.348E+00	0.378E+02	0.491E+02
0.140E+02	0.286E+00	0.318E+02	0.398E+02
0.148E+02	0.737E+00	0.872E+02	0.176E+03
0.175E+02	0.185E+00	0.630E+02	0.102E+03
0.185E+02	0.195E+00	0.372E+02	0.481E+02
0.199E+02	0.185E+00	0.285E+02	0.352E+02
0.215E+02	0.128E+00	0.385E+02	0.502E+02
0.230E+02	0.117E+00	0.326E+02	0.409E+02
0.245E+02	0.109E+00	0.307E+02	0.382E+02
0.256E+02	0.331E-01	0.150E+03	0.473E+03
0.320E+02	0.762E-01	0.378E+02	0.491E+02
0.334E+02	0.106E+00	0.218E+02	0.269E+02
0.350E+02	0.883E-01	0.271E+02	0.333E+02
0.364E+02	0.141E-01	0.168E+03	0.588E+03
0.380E+02	0.276E-01	0.723E+02	0.128E+03
0.395E+02	0.626E-01	0.343E+02	0.434E+02
0.410E+02	0.455E-01	0.471E+02	0.659E+02
0.425E+02	0.122E-01	0.161E+03	0.544E+03
0.441E+02	0.912E-01	0.226E+02	0.278E+02
0.455E+02	0.606E-01	0.380E+02	0.494E+02
0.471E+02	0.323E-01	0.636E+02	0.104E+03
0.487E+02	0.420E-01	0.484E+02	0.686E+02
0.501E+02	0.604E-01	0.340E+02	0.431E+02
0.517E+02	0.615E-01	0.292E+02	0.362E+02
0.530E+02	0.443E-01	0.460E+02	0.637E+02
0.544E+02	0.306E-01	0.569E+02	0.871E+02
0.561E+02	0.625E-02	0.261E+03	0.139E+04
0.576E+02	0.379E-01	0.548E+02	0.823E+02
0.588E+02	0.391E-01	0.589E+02	0.919E+02
0.601E+02	0.348E-01	0.587E+02	0.914E+02
0.695E+02	0.367E-01	0.487E+02	0.691E+02
0.712E+02	0.365E-01	0.409E+02	0.543E+02
0.724E+02	0.377E-01	0.513E+02	0.745E+02
0.737E+02	0.479E-01	0.322E+02	0.404E+02
0.755E+02	0.472E-01	0.286E+02	0.353E+02
0.769E+02	0.781E-02	0.282E+03	0.161E+04
0.784E+02	0.791E-02	0.194E+03	0.777E+03
0.798E+02	0.352E-01	0.591E+02	0.924E+02
0.814E+02	0.200E-01	0.747E+02	0.135E+03
0.829E+02	0.510E-01	0.371E+02	0.480E+02
0.845E+02	0.311E-01	0.416E+02	0.555E+02
0.862E+02	0.426E-01	0.425E+02	0.571E+02
0.873E+02	0.272E-01	0.776E+02	0.144E+03
0.890E+02	0.312E-01	0.437E+02	0.594E+02
0.908E+02	0.128E-01	0.143E+03	0.433E+03
0.920E+02	0.185E-01	0.893E+02	0.183E+03

NEUTRON ENERGY (KEV)	SIGMA CAPTURE (BARNs)	STATIST. ERROR (%)	TOTAL ERROR (%)
0.933E+02	0.887E-02	0.196E+03	0.794E+03
0.946E+02	-0.334E-02	-0.468E+03	-0.440E+04
0.965E+02	0.128E-01	0.960E+02	0.208E+03
0.985E+02	0.195E-01	0.818E+02	0.158E+03
0.999E+02	0.280E-01	0.569E+02	0.870E+02
0.101E+03	0.189E-01	0.818E+02	0.157E+03
0.103E+03	0.366E-01	0.405E+02	0.536E+02
0.104E+03	0.501E-01	0.301E+02	0.374E+02
0.106E+03	0.278E-01	0.510E+02	0.740E+02
0.107E+03	0.173E-01	0.866E+02	0.174E+03
0.109E+03	0.972E-02	0.139E+03	0.413E+03
0.110E+03	0.218E-01	0.614E+02	0.980E+02
0.112E+03	0.292E-01	0.485E+02	0.687E+02
0.114E+03	0.968E-02	0.144E+03	0.442E+03
0.115E+03	0.303E-01	0.438E+02	0.596E+02
0.117E+03	0.175E-01	0.792E+02	0.149E+03
0.119E+03	0.282E-01	0.467E+02	0.651E+02
0.121E+03	0.307E-01	0.423E+02	0.568E+02
0.123E+03	0.157E-01	0.828E+02	0.161E+03
0.125E+03	0.250E-01	0.481E+02	0.679E+02
0.127E+03	0.289E-01	0.393E+02	0.515E+02
0.129E+03	0.277E-01	0.488E+02	0.694E+02
0.131E+03	0.160E-01	0.733E+02	0.131E+03
0.133E+03	-0.325E-02	-0.379E+03	-0.290E+04
0.135E+03	0.178E-01	0.662E+02	0.111E+03
0.137E+03	0.328E-01	0.343E+02	0.435E+02
0.139E+03	0.224E-01	0.505E+02	0.728E+02
0.142E+03	0.171E-01	0.693E+02	0.119E+03
0.144E+03	0.191E-01	0.576E+02	0.888E+02
0.147E+03	0.347E-02	0.330E+03	0.220E+04
0.149E+03	0.908E-02	0.120E+03	0.310E+03
0.152E+03	0.227E-01	0.486E+02	0.689E+02
0.154E+03	0.220E-01	0.483E+02	0.683E+02
0.157E+03	0.174E-01	0.603E+02	0.954E+02
0.160E+03	0.120E-01	0.895E+02	0.184E+03
0.163E+03	0.149E-01	0.711E+02	0.124E+03
0.166E+03	0.427E-02	0.246E+03	0.124E+04
0.169E+03	0.140E-01	0.723E+02	0.128E+03
0.172E+03	0.117E-01	0.836E+02	0.163E+03
0.175E+03	0.181E-02	0.509E+03	0.520E+04
0.178E+03	-0.169E-01	-0.607E+02	-0.963E+02
0.182E+03	0.148E-01	0.709E+02	0.124E+03
0.185E+03	0.903E-02	0.119E+03	0.305E+03
0.189E+03	0.159E-01	0.655E+02	0.109E+03
0.192E+03	0.349E-02	0.286E+03	0.166E+04
0.196E+03	0.221E-01	0.461E+02	0.640E+02
0.200E+03	0.146E-01	0.655E+02	0.109E+03
0.204E+03	0.285E-01	0.364E+02	0.468E+02
0.208E+03	0.692E-02	0.162E+03	0.546E+03
0.213E+03	0.498E-02	0.210E+03	0.907E+03

NEUTRON ENERGY (KEV)	SIGMA CAPTURE (BARNs)	STATIST. ERROR (%)	TOTAL ERROR (%)
0.217E+03	-0.365E-02	-0.328E+03	-0.218E+04
0.221E+03	0.453E-02	0.266E+03	0.144E+04
0.226E+03	0.275E-01	0.454E+02	0.626E+02
0.231E+03	0.190E-01	0.690E+02	0.118E+03
0.236E+03	-0.127E-01	-0.143E+03	-0.435E+03

Tabelle E2

NEUTRON ENERGY (KEV)	SIGMA CAPTURE (BARNs)	STATIST. ERROR (%)	TOTAL ERROR (%)
0.562E+01	0.355E+00	0.244E+02	0.356E+02
0.600E+01	0.240E+00	0.311E+02	0.432E+02
0.649E+01	0.223E+00	0.199E+02	0.314E+02
0.679E+01	0.292E+00	0.315E+02	0.438E+02
0.763E+01	0.301E+00	0.414E+02	0.585E+02
0.800E+01	0.723E+00	0.289E+02	0.406E+02
0.849E+01	0.384E+00	0.169E+02	0.291E+02
0.899E+01	0.206E+00	0.196E+02	0.312E+02
0.938E+01	0.396E+00	0.262E+02	0.375E+02
0.112E+02	0.173E+00	0.171E+02	0.293E+02
0.115E+02	0.245E+00	0.105E+02	0.254E+02
0.120E+02	0.199E+00	0.138E+02	0.271E+02
0.125E+02	0.120E+00	0.194E+02	0.310E+02
0.130E+02	0.128E+00	0.187E+02	0.304E+02
0.135E+02	0.184E+00	0.134E+02	0.269E+02
0.140E+02	0.201E+00	0.148E+02	0.277E+02
0.145E+02	0.121E+00	0.197E+02	0.313E+02
0.148E+02	0.270E+00	0.254E+02	0.366E+02
0.172E+02	0.148E+00	0.176E+02	0.296E+02
0.175E+02	0.825E-01	0.147E+02	0.276E+02
0.180E+02	0.105E+00	0.166E+02	0.289E+02
0.185E+02	0.132E+00	0.112E+02	0.257E+02
0.190E+02	0.101E+00	0.138E+02	0.271E+02
0.195E+02	0.118E+00	0.113E+02	0.258E+02
0.199E+02	0.166E+00	0.119E+02	0.260E+02
0.204E+02	0.102E+00	0.114E+02	0.258E+02
0.203E+02	0.967E-01	0.162E+02	0.286E+02
0.206E+02	0.108E+00	0.160E+02	0.285E+02
0.209E+02	0.457E-01	0.282E+02	0.398E+02
0.212E+02	0.101E+00	0.168E+02	0.290E+02
0.215E+02	0.105E+00	0.139E+02	0.272E+02
0.218E+02	0.829E-01	0.155E+02	0.282E+02
0.221E+02	0.971E-01	0.153E+02	0.280E+02
0.224E+02	0.901E-01	0.138E+02	0.271E+02
0.227E+02	0.552E-01	0.218E+02	0.331E+02
0.230E+02	0.682E-01	0.232E+02	0.344E+02
0.233E+02	0.752E-01	0.216E+02	0.329E+02
0.236E+02	0.116E+00	0.169E+02	0.291E+02
0.239E+02	0.977E-01	0.134E+02	0.269E+02
0.243E+02	0.929E-01	0.114E+02	0.258E+02
0.245E+02	0.741E-01	0.138E+02	0.271E+02
0.248E+02	0.102E+00	0.173E+02	0.294E+02
0.251E+02	0.856E-01	0.128E+02	0.265E+02
0.254E+02	0.122E+00	0.860E+01	0.246E+02
0.257E+02	0.115E+00	0.130E+02	0.266E+02
0.311E+02	0.385E-01	0.271E+02	0.384E+02
0.314E+02	0.565E-01	0.167E+02	0.290E+02
0.317E+02	0.128E+00	0.669E+01	0.240E+02
0.320E+02	0.586E-01	0.179E+02	0.298E+02
0.323E+02	0.689E-01	0.190E+02	0.307E+02

NEUTRON ENERGY (KEV)	SIGMA CAPTURE (BARNs)	STATIST. ERROR (%)	TOTAL ERROR (%)
0.325E+02	0.790E-01	0.142E+02	0.273E+02
0.329E+02	0.772E-01	0.986E+01	0.251E+02
0.333E+02	0.828E-01	0.129E+02	0.266E+02
0.335E+02	0.600E-01	0.148E+02	0.277E+02
0.338E+02	0.580E-01	0.142E+02	0.273E+02
0.341E+02	0.774E-01	0.121E+02	0.262E+02
0.344E+02	0.821E-01	0.119E+02	0.261E+02
0.346E+02	0.924E-01	0.110E+02	0.256E+02
0.350E+02	0.884E-01	0.750E+01	0.242E+02
0.353E+02	0.825E-01	0.112E+02	0.257E+02
0.356E+02	0.630E-01	0.138E+02	0.271E+02
0.359E+02	0.394E-01	0.229E+02	0.341E+02
0.362E+02	0.472E-01	0.169E+02	0.291E+02
0.365E+02	0.541E-01	0.171E+02	0.292E+02
0.368E+02	0.370E-01	0.250E+02	0.362E+02
0.371E+02	0.499E-01	0.155E+02	0.282E+02
0.374E+02	0.756E-01	0.894E+01	0.247E+02
0.378E+02	0.602E-01	0.115E+02	0.258E+02
0.381E+02	0.532E-01	0.152E+02	0.280E+02
0.384E+02	0.508E-01	0.166E+02	0.289E+02
0.387E+02	0.577E-01	0.126E+02	0.264E+02
0.390E+02	0.765E-01	0.222E+02	0.335E+02
0.391E+02	0.452E-01	0.126E+02	0.264E+02
0.394E+02	0.513E-01	0.138E+02	0.271E+02
0.397E+02	0.556E-01	0.152E+02	0.280E+02
0.401E+02	0.568E-01	0.127E+02	0.265E+02
0.404E+02	0.559E-01	0.146E+02	0.276E+02
0.410E+02	0.680E-01	0.865E+01	0.246E+02
0.415E+02	0.742E-01	0.121E+02	0.262E+02
0.420E+02	0.542E-01	0.926E+01	0.249E+02
0.425E+02	0.523E-01	0.150E+02	0.278E+02
0.430E+02	0.721E-01	0.112E+02	0.257E+02
0.435E+02	0.527E-01	0.881E+01	0.247E+02
0.440E+02	0.574E-01	0.127E+02	0.265E+02
0.445E+02	0.747E-01	0.946E+01	0.249E+02
0.450E+02	0.632E-01	0.101E+02	0.252E+02
0.455E+02	0.462E-01	0.920E+01	0.248E+02
0.460E+02	0.393E-01	0.180E+02	0.299E+02
0.465E+02	0.550E-01	0.122E+02	0.262E+02
0.469E+02	0.508E-01	0.125E+02	0.263E+02
0.475E+02	0.450E-01	0.144E+02	0.275E+02
0.480E+02	0.359E-01	0.194E+02	0.310E+02
0.486E+02	0.662E-01	0.679E+01	0.240E+02
0.492E+02	0.552E-01	0.998E+01	0.252E+02
0.496E+02	0.514E-01	0.130E+02	0.266E+02
0.501E+02	0.363E-01	0.147E+02	0.276E+02
0.506E+02	0.462E-01	0.129E+02	0.266E+02
0.511E+02	0.689E-01	0.965E+01	0.250E+02
0.516E+02	0.471E-01	0.118E+02	0.260E+02
0.521E+02	0.449E-01	0.110E+02	0.256E+02

NEUTRON ENERGY (KEV)	SIGMA CAPTURE (BARNS)	STATIST. ERROR (%)	TOTAL ERROR (%)
0.526E+02	0.390E-01	0.132E+02	0.267E+02
0.532E+02	0.396E-01	0.140E+02	0.272E+02
0.536E+02	0.274E-01	0.157E+02	0.283E+02
0.540E+02	0.343E-01	0.150E+02	0.278E+02
0.545E+02	0.409E-01	0.125E+02	0.264E+02
0.551E+02	0.453E-01	0.107E+02	0.255E+02
0.555E+02	0.475E-01	0.225E+02	0.337E+02
0.559E+02	0.478E-01	0.108E+02	0.255E+02
0.565E+02	0.341E-01	0.140E+02	0.272E+02
0.569E+02	0.315E-01	0.115E+02	0.259E+02
0.574E+02	0.422E-01	0.119E+02	0.261E+02
0.580E+02	0.408E-01	0.141E+02	0.273E+02
0.586E+02	0.515E-01	0.106E+02	0.254E+02
0.591E+02	0.537E-01	0.233E+02	0.345E+02
0.593E+02	0.600E-01	0.822E+01	0.245E+02
0.598E+02	0.683E-01	0.209E+02	0.322E+02
0.604E+02	0.539E-01	0.212E+02	0.325E+02
0.674E+02	0.336E-01	0.100E+02	0.252E+02
0.681E+02	0.493E-01	0.696E+01	0.241E+02
0.690E+02	0.347E-01	0.118E+02	0.260E+02
0.696E+02	0.155E-01	0.198E+02	0.314E+02
0.702E+02	0.431E-01	0.967E+01	0.250E+02
0.710E+02	0.451E-01	0.914E+01	0.248E+02
0.718E+02	0.439E-01	0.871E+01	0.246E+02
0.726E+02	0.342E-01	0.116E+02	0.259E+02
0.733E+02	0.459E-01	0.195E+02	0.311E+02
0.739E+02	0.308E-01	0.113E+02	0.257E+02
0.748E+02	0.313E-01	0.116E+02	0.259E+02
0.754E+02	0.475E-01	0.646E+01	0.239E+02
0.761E+02	0.438E-01	0.839E+01	0.245E+02
0.771E+02	0.423E-01	0.915E+01	0.248E+02
0.780E+02	0.442E-01	0.894E+01	0.247E+02
0.789E+02	0.506E-01	0.177E+02	0.297E+02
0.790E+02	0.269E-01	0.108E+02	0.255E+02
0.799E+02	0.324E-01	0.108E+02	0.255E+02
0.809E+02	0.359E-01	0.934E+01	0.249E+02
0.819E+02	0.345E-01	0.106E+02	0.254E+02
0.835E+02	0.307E-01	0.761E+01	0.243E+02
0.850E+02	0.315E-01	0.102E+02	0.252E+02
0.865E+02	0.331E-01	0.680E+01	0.240E+02
0.880E+02	0.306E-01	0.105E+02	0.254E+02
0.895E+02	0.406E-01	0.893E+01	0.247E+02
0.910E+02	0.431E-01	0.590E+01	0.238E+02
0.924E+02	0.384E-01	0.896E+01	0.247E+02
0.940E+02	0.316E-01	0.101E+02	0.252E+02
0.956E+02	0.278E-01	0.113E+02	0.258E+02
0.969E+02	0.241E-01	0.115E+02	0.258E+02
0.985E+02	0.294E-01	0.671E+01	0.240E+02
0.100E+03	0.307E-01	0.926E+01	0.249E+02
0.102E+03	0.310E-01	0.910E+01	0.248E+02

NEUTRON ENERGY (KEV)	SIGMA CAPTURE (BARNs)	STATIST. ERROR (%)	TOTAL ERROR (%)
0.103E+03	0.327E-01	0.832E+01	0.245E+02
0.104E+03	0.303E-01	0.887E+01	0.247E+02
0.106E+03	0.337E-01	0.797E+01	0.244E+02
0.107E+03	0.360E-01	0.708E+01	0.241E+02
0.109E+03	0.259E-01	0.895E+01	0.247E+02
0.111E+03	0.252E-01	0.106E+02	0.254E+02
0.112E+03	0.261E-01	0.115E+02	0.258E+02
0.114E+03	0.257E-01	0.991E+01	0.251E+02
0.115E+03	0.221E-01	0.109E+02	0.256E+02
0.117E+03	0.278E-01	0.900E+01	0.248E+02
0.119E+03	0.259E-01	0.862E+01	0.246E+02
0.121E+03	0.245E-01	0.959E+01	0.250E+02
0.123E+03	0.265E-01	0.909E+01	0.248E+02
0.124E+03	0.282E-01	0.872E+01	0.246E+02
0.126E+03	0.258E-01	0.723E+01	0.241E+02
0.123E+03	0.265E-01	0.909E+01	0.248E+02
0.124E+03	0.282E-01	0.872E+01	0.246E+02
0.126E+03	0.287E-01	0.786E+01	0.243E+02
0.128E+03	0.248E-01	0.959E+01	0.250E+02
0.130E+03	0.230E-01	0.969E+01	0.250E+02
0.132E+03	0.235E-01	0.102E+02	0.252E+02
0.135E+03	0.237E-01	0.106E+02	0.254E+02
0.136E+03	0.236E-01	0.848E+01	0.246E+02
0.138E+03	0.255E-01	0.841E+01	0.245E+02
0.140E+03	0.220E-01	0.989E+01	0.251E+02
0.142E+03	0.211E-01	0.101E+02	0.252E+02
0.144E+03	0.303E-01	0.154E+02	0.281E+02
0.146E+03	0.219E-01	0.103E+02	0.253E+02
0.147E+03	0.214E-01	0.938E+01	0.249E+02
0.150E+03	0.155E-01	0.146E+02	0.276E+02
0.152E+03	0.228E-01	0.908E+01	0.248E+02
0.155E+03	0.232E-01	0.901E+01	0.248E+02
0.157E+03	0.222E-01	0.958E+01	0.250E+02
0.160E+03	0.186E-01	0.116E+02	0.259E+02
0.163E+03	0.179E-01	0.118E+02	0.260E+02
0.166E+03	0.198E-01	0.112E+02	0.257E+02
0.169E+03	0.229E-01	0.107E+02	0.255E+02
0.172E+03	0.230E-01	0.934E+01	0.249E+02
0.175E+03	0.210E-01	0.106E+02	0.254E+02
0.175E+03	0.246E-01	0.197E+02	0.312E+02
0.178E+03	0.177E-01	0.131E+02	0.267E+02
0.181E+03	0.206E-01	0.116E+02	0.259E+02
0.182E+03	0.197E-01	0.263E+02	0.376E+02
0.184E+03	0.236E-01	0.113E+02	0.258E+02
0.185E+03	0.277E-01	0.185E+02	0.303E+02
0.188E+03	0.222E-01	0.117E+02	0.260E+02
0.192E+03	0.231E-01	0.128E+02	0.265E+02
0.195E+03	0.255E-01	0.120E+02	0.261E+02
0.196E+03	0.262E-01	0.185E+02	0.303E+02
0.198E+03	0.176E-01	0.143E+02	0.274E+02

NEUTRON ENERGY	SIGMA CAPTURE	STATIST. ERROR	TOTAL ERROR
(KEV)	(BARNS)	(%)	(%)
0.200E+03	0.201E-01	0.223E+02	0.335E+02
0.202E+03	0.226E-01	0.119E+02	0.260E+02
0.204E+03	0.209E-01	0.216E+02	0.329E+02
0.206E+03	0.202E-01	0.138E+02	0.271E+02
0.208E+03	0.155E-01	0.296E+02	0.413E+02
0.210E+03	0.192E-01	0.182E+02	0.301E+02
0.213E+03	0.189E-01	0.253E+02	0.365E+02
0.214E+03	0.249E-01	0.196E+02	0.312E+02
0.217E+03	0.240E-01	0.233E+02	0.345E+02
0.219E+03	0.224E-01	0.350E+02	0.486E+02
0.222E+03	0.154E-01	0.315E+02	0.437E+02
0.226E+03	0.175E-01	0.306E+02	0.426E+02
0.228E+03	0.143E-01	0.855E+02	0.171E+03
0.231E+03	0.148E-01	0.393E+02	0.551E+02
0.232E+03	0.272E-01	0.571E+02	0.896E+02
0.236E+03	0.157E-01	0.436E+02	0.622E+02

Tabelle E3

3-10 KEV KOMPE , 10-30 KEV (KOMPE+ENDF)/2 , 30-320 KEV ENDF#4
58 STUETZSTELLEN

1	EREF=	0.300000E+01	KEV	SIGR=	0.333900E+01	BARN
2	EREF=	0.500000E+01	KEV	SIGR=	0.217500E+01	BARN
3	EREF=	0.700000E+01	KEV	SIGR=	0.161900E+01	BARN
4	EREF=	0.900000E+01	KEV	SIGR=	0.131500E+01	BARN
5	EREF=	0.100000E+02	KEV	SIGR=	0.115300E+01	BARN
6	EREF=	0.121000E+02	KEV	SIGR=	0.111400E+01	BARN
7	EREF=	0.143000E+02	KEV	SIGR=	0.944000E+00	BARN
8	EREF=	0.163000E+02	KEV	SIGR=	0.855500E+00	BARN
9	EREF=	0.183000E+02	KEV	SIGR=	0.816500E+00	BARN
10	EREF=	0.200000E+02	KEV	SIGR=	0.724000E+00	BARN
11	EREF=	0.221000E+02	KEV	SIGR=	0.685200E+00	BARN
12	EREF=	0.242000E+02	KEV	SIGR=	0.667000E+00	BARN
13	EREF=	0.260000E+02	KEV	SIGR=	0.638000E+00	BARN
14	EREF=	0.286000E+02	KEV	SIGR=	0.619000E+00	BARN
15	EREF=	0.300000E+02	KEV	SIGR=	0.584000E+00	BARN
16	EREF=	0.320000E+02	KEV	SIGR=	0.566000E+00	BARN
17	EREF=	0.340000E+02	KEV	SIGR=	0.548000E+00	BARN
18	EREF=	0.360000E+02	KEV	SIGR=	0.530000E+00	BARN
19	EREF=	0.380000E+02	KEV	SIGR=	0.512500E+00	BARN
20	EREF=	0.400000E+02	KEV	SIGR=	0.501000E+00	BARN
21	EREF=	0.420000E+02	KEV	SIGR=	0.489000E+00	BARN
22	EREF=	0.440000E+02	KEV	SIGR=	0.479000E+00	BARN
23	EREF=	0.460000E+02	KEV	SIGR=	0.469000E+00	BARN
24	EREF=	0.480000E+02	KEV	SIGR=	0.459000E+00	BARN
25	EREF=	0.500000E+02	KEV	SIGR=	0.449000E+00	BARN
26	EREF=	0.520000E+02	KEV	SIGR=	0.440000E+00	BARN
27	EREF=	0.540000E+02	KEV	SIGR=	0.431000E+00	BARN
28	EREF=	0.560000E+02	KEV	SIGR=	0.423000E+00	BARN
29	EREF=	0.580000E+02	KEV	SIGR=	0.417000E+00	BARN
30	EREF=	0.600000E+02	KEV	SIGR=	0.408000E+00	BARN
31	EREF=	0.650000E+02	KEV	SIGR=	0.390000E+00	BARN
32	EREF=	0.700000E+02	KEV	SIGR=	0.372500E+00	BARN
33	EREF=	0.750000E+02	KEV	SIGR=	0.357500E+00	BARN
34	EREF=	0.800000E+02	KEV	SIGR=	0.341000E+00	BARN
35	EREF=	0.850000E+02	KEV	SIGR=	0.330000E+00	BARN
36	EREF=	0.900000E+02	KEV	SIGR=	0.326000E+00	BARN
37	EREF=	0.950000E+02	KEV	SIGR=	0.320000E+00	BARN
38	EREF=	0.100000E+03	KEV	SIGR=	0.313000E+00	BARN
39	EREF=	0.120000E+03	KEV	SIGR=	0.301000E+00	BARN
40	EREF=	0.130000E+03	KEV	SIGR=	0.295000E+00	BARN
41	EREF=	0.140000E+03	KEV	SIGR=	0.290000E+00	BARN
42	EREF=	0.150000E+03	KEV	SIGR=	0.283000E+00	BARN
43	EREF=	0.160000E+03	KEV	SIGR=	0.279000E+00	BARN
44	EREF=	0.170000E+03	KEV	SIGR=	0.273000E+00	BARN
45	EREF=	0.180000E+03	KEV	SIGR=	0.268000E+00	BARN
46	EREF=	0.190000E+03	KEV	SIGR=	0.262000E+00	BARN
47	EREF=	0.200000E+03	KEV	SIGR=	0.257000E+00	BARN
48	EREF=	0.210000E+03	KEV	SIGR=	0.251000E+00	BARN
49	EREF=	0.220000E+03	KEV	SIGR=	0.245000E+00	BARN
50	EREF=	0.230000E+03	KEV	SIGR=	0.241000E+00	BARN
51	EREF=	0.240000E+03	KEV	SIGR=	0.235000E+00	BARN
52	EREF=	0.250000E+03	KEV	SIGR=	0.230000E+00	BARN
53	EREF=	0.260000E+03	KEV	SIGR=	0.225000E+00	BARN
54	EREF=	0.270000E+03	KEV	SIGR=	0.220000E+00	BARN
55	EREF=	0.280000E+03	KEV	SIGR=	0.216000E+00	BARN
56	EREF=	0.290000E+03	KEV	SIGR=	0.212000E+00	BARN
57	EREF=	0.300000E+03	KEV	SIGR=	0.208000E+00	BARN
58	EREF=	0.320000E+03	KEV	SIGR=	0.198000E+00	BARN