

KfK 3706
April 1984

Temperatur und Neutronendichte der schwachen Komponente des s-Prozesses

G. Walter
Institut für Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Institut für Kernphysik

KfK 3706

Temperatur und Neutronendichte der schwachen Komponente
des s-Prozesses

G. Walter

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Von der mathematisch-naturwissenschaftlichen Gesamtfakultät
der Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg genehmigte Dissertation

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Elementsynthese durch Neutroneneinfang. Sie beschreibt die zur Messung von (n, γ) -Querschnitten angewandte Methodik und verwendet die Resultate zu einer erstmaligen Bestimmung der Neutronendichte und Temperatur der schwachen Komponente des s-Prozesses.

Die Neutroneneinfangquerschnitte der Isotope ^{70}Ge , ^{80}Se , ^{80}Kr , ^{82}Kr , ^{86}Kr , ^{86}Sr , ^{87}Sr und des Elements Gallium wurden als Funktion der Neutronenenergie mit der Flugzeitmethode gemessen. Aus den experimentellen Daten wurden die Maxwell-gemittelten Querschnitte für $kT = 20 \text{ keV}$ bis $kT = 50 \text{ keV}$ berechnet.

Die Methode der Aktivierung wurde zur direkten Messung der Maxwell-gemittelten (n, γ) -Einfangquerschnitte der Nuklide ^{71}Ga , ^{74}Ge , ^{75}As , ^{79}Br , ^{81}Br , ^{86}Kr , ^{85}Rb und ^{87}Rb angewendet.

Mittels der gewonnenen experimentellen Daten wurden die Verzweigungen des s-Prozesses am ^{79}Se und ^{85}Kr analysiert. Das zugrunde gelegte Modell einer stationären s-Synthese erlaubt eine widerspruchsfreie und konsistente Beschreibung der beobachteten solaren Häufigkeiten. Aus den gewonnenen Daten wurde die solare Kryptonhäufigkeit berechnet.

Erstmals wurde gezeigt, daß sich die für Neutronendichte und Temperatur möglichen Bereiche der Hauptkomponente und der schwachen Komponente des s-Prozesses gegenseitig ausschließen.

Neutron Density and Temperature of the Weak s-Process Component

Abstract

The present work is concerned with nucleosynthesis by neutron capture. The methodology of the applied (n,γ) -experiments is described and the results of various capture cross section measurements are used for a first determination of temperature and neutron density of the weak s-process component.

The neutron capture cross sections of ^{70}Ge , ^{80}Se , ^{80}Kr , ^{82}Kr , ^{86}Kr , ^{86}Sr , ^{87}Sr and elemental gallium have been measured as a function of neutron energy by the time-of-flight method. From the experimental data the Maxwellian averaged capture cross sections were calculated for $kT = 20$ keV up to $kT = 50$ keV.

The activation method was applied to measure directly the 25 keV Maxwellian averaged (n,γ) -cross sections of ^{71}Ga , ^{74}Ge , ^{75}As , ^{79}Br , ^{81}Br , ^{86}Kr , ^{85}Rb , and ^{87}Rb .

With the help of the experimental data the s-process branchings at ^{79}Se and ^{85}Kr have been analysed in the framework of a model with two independent components of exponentially distributed neutron fluences. A consistent description of the solar abundances was achieved. The solar krypton abundance has been calculated from s-process systematics.

It is shown for the first time that the allowed regions for temperature and neutron density of main and weak s-process component do not overlap within the applied model.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Experimente	5
2.1 Flugzeitexperimente	5
2.1.1 Experimenteller Aufbau	5
2.1.2 Elektronik und Datenaufnahme	12
2.1.3 Auswerteverfahren und Meßergebnisse	18
2.1.4 Fehleranalyse	34
2.2 Aktivierungen	37
2.2.1 Experimentelle Grundlagen	37
2.2.2 Auswertung, Ergebnisse und Fehleranalyse	44
3. Elementsynthese durch den s-Prozess	51
3.1 Solare Häufigkeiten und Elementsynthese durch Neutroneneinfang	52
3.2 Das Modell des stationären s-Prozesses	57
3.3 Analyse der s-Prozeß-Verzweigungen am ^{79}Se und ^{85}Kr	63
3.3.1 Eigenschaften der Verzweigungen	63
3.3.2 Formale Beschreibung des Synthesepfads durch die Verzweigungen am ^{79}Se und ^{85}Kr	64
3.3.3 Datenbasis der Verzweigungsanalyse	66
3.3.4 Beitrag der Hauptkomponente	77
3.3.5 Neutronendichte und Temperatur der schwachen Komponente	80
3.3.6 Die solare Kryptonhäufigkeit	88
3.3.7 Separation der Häufigkeiten im Massenbereich $68 < A < 89$	89
Referenzen	94

. . . .

Anhang	99
A1 Standardquerschnitt von ^{197}Au nach ENDF/B-V	99
A2 Differentieller Neutroneneinfangquerschnitt der ^{70}Ge Probe	102
A3 Differentieller Neutroneneinfangquerschnitt von $^{\text{nat}}\text{Ga}$	106
A4 Differentieller Neutroneneinfangquerschnitt der ^{80}Se Probe	110
A5 Differentieller Neutroneneinfangquerschnitt der ^{80}Kr Probe	115
A6 Differentieller Neutroneneinfangquerschnitt der ^{86}Kr Probe	119
A7 Differentieller Neutroneneinfangquerschnitt der ^{86}Sr Probe	123
A8 Differentieller Neutroneneinfangquerschnitt der ^{87}Sr Probe	127

1. Einleitung

Von den über 100 bekannten chemischen Elementen konnten ca. 90 in dem uns heute mit wissenschaftlichen Methoden zugänglichen Teil des Kosmos nachgewiesen werden.

Eine intensive Suche nach den Mechanismen der Entstehung der verschiedenen Elemente führte zu einer allgemein akzeptierten und, in Teilbereichen, experimentell überprüfbarer Theorie. Diese unterscheidet drei nach Zeit und Ort wesentlich verschiedene Phasen der Synthese.

A) Kosmologische Nukleosynthese

Während der Expansion des Weltalls aus einem sehr heißen, dichten Frühzustand heraus ($T \sim 10^{12}$ K, $\rho \sim 10^{18}$ g/cm³) entstanden im wesentlichen Wasserstoff und Helium. Es ist einer der Erfolge der Standard-"big-bang"-Modelle, daß die Theorie quantitativ richtige Häufigkeitsverhältnisse der leichten Isotope ¹H, ²H, ³H, ⁴He und ⁷Li zu liefern vermag (Wagoner 1973, Weinberg 1977, Schmid-Burgk 1980, Olive et al. 1981). Gleichzeitig sagen die Rechnungen Häufigkeiten aller anderen Isotope voraus, die um Größenordnungen kleiner als die beobachteten sind.

B) Stellare Nukleosynthese

Sterne decken ihren Energiebedarf durch gravitative Kontraktion und durch - bei geeigneten Druck- und Temperaturverhältnissen in ihrem Innern ablaufende - exotherme Kernreaktionen (Perrin 1919, Russell 1919, Eddington 1920, Perrin 1921, Eddington 1926, Russell 1929, Atkinson und Houtermans 1929, Atkinson 1931a, Atkinson 1931b).

Ausgangspunkt für die Synthese schwererer Elemente sind dabei die p-p-Ketten, die im wesentlichen He aus ¹H aufbauen (von Weizsäcker 1937, Bethe und Critchfield 1938, von Weizsäcker 1938, Bethe 1939).

Da die Isotope der zwischen He und C liegenden Elemente Li, Be und B bei den Temperaturen im Sterninnern durch Reaktion mit Protonen schnell zerstört werden, muß ^{12}C durch Fusion von drei ^4He -Kernen entstanden sein. Dieser durch eine Resonanz im kurzlebigen (10^{-16}s) ^8Be mögliche 3α -Prozess konnte von Salpeter theoretisch geklärt (Salpeter 1952, Salpeter 1954, Salpeter 1957) und von Cook et al. (1957) experimentell bestätigt werden. Das gebildete ^{12}C kann durch (α, γ) -Reaktionen ^{16}O und ^{20}Ne erzeugen (Öpik 1951).

Einmal entstandenes ^{12}C kann aber auch, bei Vorhandensein von H, einen Zweig des CNO-Tri-Zyklus durchlaufen und so Isotope des Stickstoffs und des Sauerstoffs bilden, oder, jeweils unter geeigneten Temperatur- und Dichtebedingungen, sich durch die Reaktion $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ in ^{20}Ne , ^{23}Na , ^{23}Mg und ^{24}Mg umwandeln. Sind dabei genügend Protonen und α -Teilchen erzeugt worden, kann sich weiteres ^{24}Mg durch ^{20}Ne (α, γ) ^{24}Mg und ^{23}Na (p, γ) ^{24}Mg bilden. Da ^{24}Mg der stabilste Kern in diesem Zyklus ist, wird seine Häufigkeit nach dessen Ablauf am größten sein (Reeves 1965).

Steigt die Temperatur durch das Kohlenstoffbrennen auf ca. 10^9K , kann durch die Reaktion ($^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$) ^{28}Si , ^{31}P , $^{31},^{32}\text{S}$ sowie weiteres ^{24}Mg gebildet werden. Nach Ablauf des hydrostatischen O-Brennens treten ^{28}Si , ^{24}Mg und ^{32}S , in der genannten Reihenfolge, am häufigsten auf.

Bei einem weiteren Ansteigen der Temperatur treten keine Fusionsreaktionen von Kernen mit sich selbst mehr auf, da die Zahl der erzeugten Gammaquanten mit der vierten Potenz der Temperatur zunimmt und so die Photodesintegration der Kerne immer mehr die weiteren Reaktionsabläufe bestimmt (Si-Brennen). Ein von Burbidge et al. (1957) vorgeschlagener Gleichgewichtsprozeß (e -Prozeß), ein Wechselspiel zwischen Fusions- und Photodesintegrationsreaktionen, liefert trotz verschiedener Modifikationen (Bodansky et al. 1968, Truran 1972) nur ein qualitatives Verständnis der Elementhäufigkeiten zwischen $Z = 17$ und $Z = 30$. Häufigstes Element

nach Ablauf des e-Prozesses ist, in Übereinstimmung mit der Beobachtung, Eisen. Die beschriebenen Prozesse des hydrostatischen H-, He-, C-, O- und Si-Brennens können auch, abhängig von Masse, chemischer Zusammensetzung und Alter des Sterns in explosiver Form ablaufen (Schramm und Arnett (Eds.) 1973, Trimble 1982 und 1983).

Die Bindungsenergie pro Nukleon erreicht in der Gegend von Eisen ihr Maximum. Die Synthese der schwereren Elemente durch Fusionsreaktionen würde somit endotherm und würde aufgrund der immer höher werdenden Coulombbarriere zu unrealistisch hohen Temperaturen im Sterninnern führen.

Die Synthese der schweren Isotope kann jedoch, mit Ausnahme der seltenen häufigen Isotope auf der protonenreichen Seite des Stabilitätstals, die in einem explosiven Prozeß mittels (p, γ)- und/oder (γ ,n)-Reaktionen entstanden sind (p-Prozeß), durch sukzessiven Neutroneneinfang erklärt werden (Suess und Urey 1956). Das Neutron als elektrisch neutrales Teilchen braucht bei einer Kernreaktion keine Coulombschwelle zu überwinden. Burbidge et al. (1957) zeigten, daß die natürlich vorkommenden Isotope schwerer als Fe durch zwei in ihrer charakteristischen Zeitskala wesentlich verschiedene Prozesse entstanden sind.

Im explosiven r-Prozeß (r = rapid) ist die Zeit zwischen zwei Neutroneneinfängen kurz gegenüber den β -Halbwertszeiten der entstehenden instabilen Nuklide, während beim s-Prozeß (s = slow) die charakteristischen β -Zerfallzeiten i.A. klein gegenüber den typischen Neutroneneinfangzeiten sind. Der r-Prozeß Synthesepfad führt also weitab vom Stabilitätstal der Nuklide auf der neutronenreichen Seite zu höheren Massen, wohingegen der s-Prozeß dem Lauf des Stabilitätstals der Kerne folgt.

C) Spallogene Nukleosynthese

Die Häufigkeiten der leichten Elemente Lithium, Beryllium und Bor lassen sich weder durch kosmologische Nukleosynthese noch durch nukleare Prozesse der stellaren Entwicklung er-

klären. Zunächst war unklar, wo und wie diese entstanden waren ("X"-Prozeß, siehe etwa Burbidge et al. (1957)). Jedoch erbrachten Reeves et al. (1970) erstmals den schlüssigen Nachweis, daß Li, Be und B durch energiereiche Protonen der kosmischen Strahlung im interstellaren Medium in Spallationsreaktionen erzeugt werden können.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit dem s-Prozeß. Nach der Darstellung der zur Messung von Neutroneneinfangquerschnitten angewandten experimentellen Methodik und der Ergebnisse in Kapitel 2 werden in Kapitel 3 Neutronenfluß und Temperatur der schwachen Komponente des klassischen s-Prozesses aus den Verzweigungen des Synthesepfads am ^{79}Se resp. ^{85}Kr abgeleitet. Die als Funktion der Energie gemessenen Neutroneneinfangquerschnitte werden im Anhang in tabellarischer Form wiedergegeben.

2. Experimente

Für die Analyse des s-Prozeß-Pfades bilden isotopische Häufigkeiten zusammen mit Maxwell-gemittelten Neutroneneinfangquerschnitten die Grundlage.

Im folgenden werden deshalb die im Rahmen dieser Arbeit angewandten experimentellen Methoden zur Messung von (n, γ) -Querschnitten beschrieben. Die gemessenen Werte werden diskutiert und Quellen sowie Einfluß systematischer Fehler auf die Meßergebnisse untersucht.

Die Experimente wurden am Karlsruher 3,75 MV Van de Graaff Beschleuniger durchgeführt. Als Neutronenquelle diente in allen Fällen die Reaktion ${}^7\text{Li} (p, n) {}^7\text{Be}$.

2.1 Flugzeitexperimente

Die Neutroneneinfangquerschnitte von ${}^{70}\text{Ge}$, nat Ga , ${}^{80}\text{Se}$, ${}^{80,86}\text{Kr}$ und ${}^{86,87}\text{Sr}$ wurden für Neutronenenergien von ~ 4 keV bis ~ 200 keV relativ zum Standardquerschnitt von ${}^{197}\text{Au}$ gemessen. Einfangereignisse wurden durch Nachweis der beim Zerfall des entstehenden Compoundkerns freiwerdenden γ -Kaskade identifiziert. Die Bestimmung der Neutronenenergie erfolgte mittels der Flugzeitmethode (TOF = time of flight).

2.1.1 Experimenteller Aufbau

Der zur Messung der Neutroneneinfangquerschnitte verwendete experimentelle Aufbau setzt sich im wesentlichen aus dem zur Erzeugung von Neutronen mittels der (p, n) -Reaktion an ${}^7\text{Li}$ notwendigen Target, dem System zur Kollimierung des Neutronenstrahls, den Proben und dem zum Nachweis der γ -Strahlung dienenden Detektorsystem zusammen. Er ist in Fig. 1 schematisch dargestellt.

Das Target bestand aus einer metallischen Li-Schicht von 3 μm Dicke und 5 mm Durchmesser, die auf einen 0,3 mm dicken Ta-Träger aufgedampft wurde. Da die Protonen in der Lithiumschicht

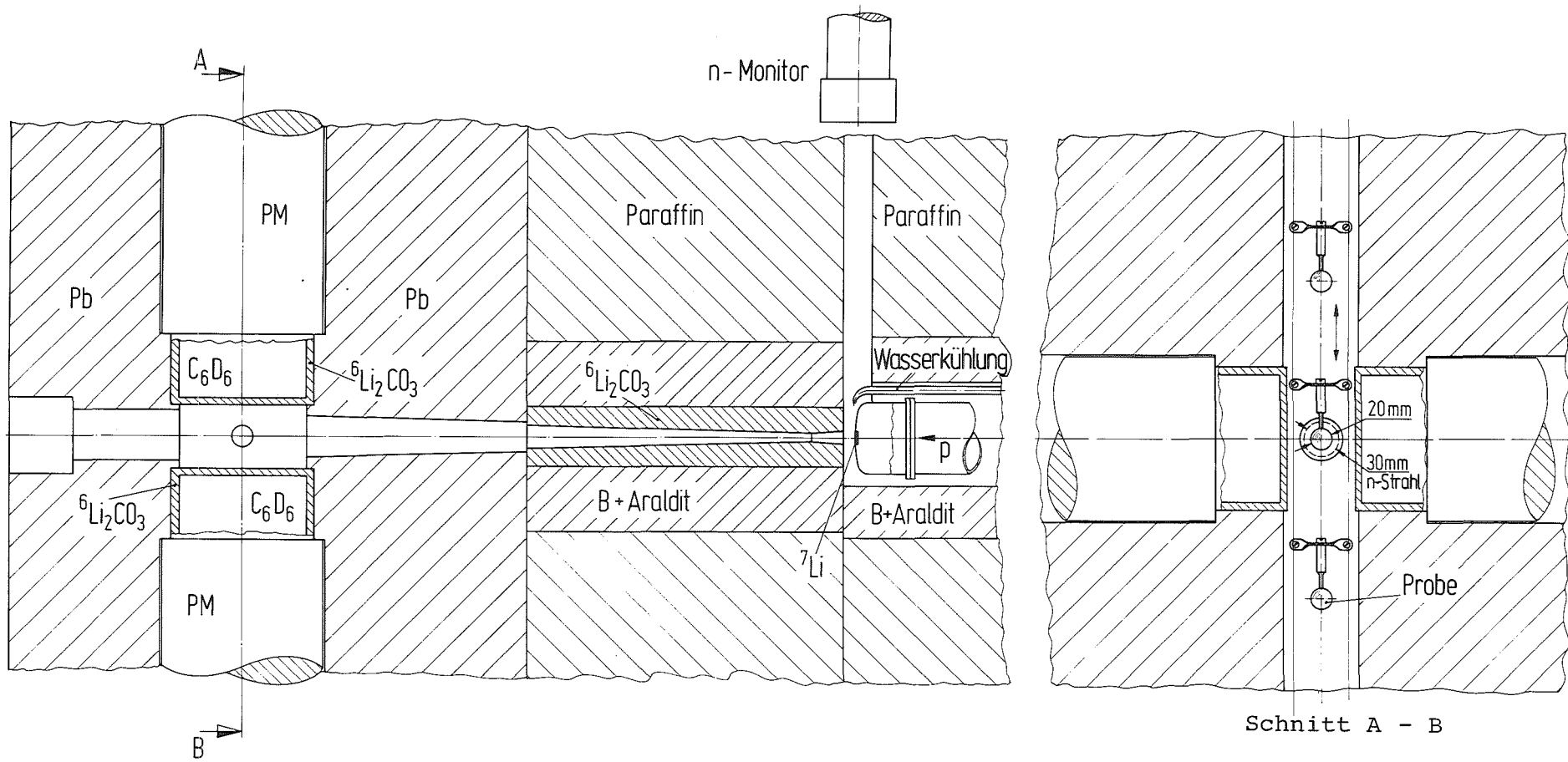


Fig. 1 Schematischer Schnitt durch den experimentellen Aufbau der Flugzeitmessungen. Die eingezeichneten Probenformen und -halterungen symbolisieren die Stahlkugeln, die zur Messung der gasförmigen Proben verwendet wurden (siehe Text).

abgebremst werden, liefert das Target Neutronen mit einem kontinuierlichen Spektrum von Energien. Der Tantalträger wurde durch einen dünnen Wasserfilm gekühlt. Dadurch erhöhte sich der Neutronenfluß bei niedrigen Energien durch elastische Streuung der erzeugten Neutronen am Wasserstoff.

Um den γ -Untergrund klein zu halten, war der innere Teil des Kollimators mit ${}^6\text{Li}_2\text{CO}_3$ ausgekleidet. Der äußere Teil bestand aus einer Mischung aus B_4C und Araldit. Aufgrund des hohen ${}^{10}\text{B}$ -Anteils ist dieses Material ein wirksamer Neutronenabsorber. Die 478 keV γ -Strahlung, die beim Neutroneneinfang in ${}^{10}\text{B}$ entsteht, wird durch den 20 cm dicken Bleimantel der C_6D_6 -Szintillatoren unterdrückt. Die kleine Zahl von Neutronen, die die ${}^{10}\text{B}$ -Abschirmung noch durchdringt, wird schließlich in der äußeren Abschirmung aus mit Lithium angereichertem Paraffin eingefangen. Ein Teil dieser Einfänge findet im Wasserstoff des Paraffins statt. Die Zahl der dabei erzeugten 2,2 MeV Gammaquanten wird jedoch um den Faktor 10^4 durch die Bleiabschirmung reduziert und trägt daher nur vernachlässigbar wenig zum Untergrund bei. Ein anderer Bestandteil des Untergrundes der vom Neutroneneinfang in Antimonverunreinigungen des natürlichen Bleis herrührt, konnte durch Verwendung von hochreinem Pb eliminiert werden.

Ein nicht vernachlässigbarer Teil des Untergrundes wurde von Neutronen hervorgerufen, die in der Probe gestreut, in den C_6D_6 -Szintillatoren thermalisiert und schließlich im umgebenden Material oder im Restwasserstoff des Szintillators (Verhältnis $\frac{\text{D}}{\text{H}} \sim 72\%$) eingefangen wurden. Diese Untergrundkomponente konnte durch Ummantelung des Szintillatorvolumens mit einer 4 mm starken ${}^6\text{Li}_2\text{CO}_3$ -Schicht um einen Faktor zwei verkleinert werden.

Mit diesem Aufbau war es möglich, Neutroneneinfangquerschnitte in der Größenordnung von 1 mb erfolgreich zu messen (Almeida und Käppeler 1982).

Für die Messung der beiden Kr-Isotope wurde als Probenbehälter eine Kugel aus rostfreiem Stahl mit einem Innendurchmesser von 20,0 mm und einer Wandstärke von 0,5 mm verwendet. Das Kr-Gas

wurde durch Kühlung der Behälter mit flüssigem Stickstoff kondensiert. Die Stahlkugeln widerstanden Drucken bis 500 at. Aus Sicherheitsgründen wurde für die separierten Isotope jedoch der Arbeitsdruck während der Messung auf 300 at beschränkt.

Die ^{80}Se -Probe wurde in 6 μm dicke (CH_2) -Folie unter Argonatmosphäre eingeschweißt. Für die ^{70}Ge , natGa und $^{86,87}\text{SrCO}_3$ Proben bestand die Umhüllung aus einer 9 μm dicken Aluminiumfolie.

Der mittlere Flugweg betrug 60,5 cm. Mit einer Zeitauflösung von 1 ns wurde damit eine Energieauflösung von 0,2 keV bei 30 keV Neutronenenergie erreicht (0,5 keV für die Gasproben bedingt durch den Kugelradius von 10 mm).

Bis zu 7 Proben konnten auf dem vom Datenaufnahmerechner überwachten und gesteuerten Probenwechsler montiert werden. Eine Position wurde von einer Goldscheibe mit einem der zu messenden Probe angepassten Radius eingenommen, die zur Messung des Neutronenflusses diente.

Eine Leer- und eine Graphitprobe dienten zur experimentellen Bestimmung des Untergrundes, so daß maximal vier Stellungen für die zu messenden Isotope frei blieben. Die Proben wurden sukzessiv in Meßposition gebracht. Die Zeit für einen vollen Zyklus betrug etwa eine Stunde. Damit war gewährleistet, daß langsame Änderungen der Neutronenausbeute alle Proben gleichmäßig betrafen. Dies wurde noch durch einen zusätzlichen Neutronenmonitor (unter 90° zur Strahlachse) überprüft, dessen Spektrum für jede gemessene Probenstellung aufgezeichnet wurde.

Die isotopische Zusammensetzung der verwendeten Proben zeigt Tabelle 1. Tabelle 2 faßt in Stichworten die zur Probenpräparation angewandten Verfahren zusammen. Tabelle 3 schließlich gibt eine Übersicht über die wichtigsten Parameter der Neutronenquelle und des Beschleunigers.

Tabelle 1 Isotopische Zusammensetzung der TOF-Proben

Probe	Chem. Form	Isotopische setzung	Zusammen- (At %)
^{80}Kr	Gas	^{80}Kr	93,8
		^{78}Kr	4,1
		^{82}Kr	2,1
^{86}Kr	Gas	^{86}Kr	99,5
		^{84}Kr	0,5
^{86}Sr	SrCO_3	^{86}Sr	97,60
		^{84}Sr	0,05
		^{87}Sr	0,68
		^{88}Sr	1,73
^{87}Sr	SrCO_3	^{87}Sr	84,88
		^{84}Sr	0,02
		^{86}Sr	1,26
		^{88}Sr	13,84
nat_{Ga}	Metall	^{69}Ga	60,1
		^{71}Ga	39,9
^{80}Se	Metall	^{80}Se	99,45
		^{74}Se	0,03
		^{76}Se	0,08
		^{77}Se	0,05
		^{78}Se	0,19
		^{82}Se	0,19
^{70}Ge	Metall	^{70}Ge	98,45
		^{72}Ge	0,57
		^{73}Ge	0,23
		^{74}Ge	0,61
		^{76}Ge	0,14

Tabelle 2 Präparation der TOF-Proben

Probe	Ausgangsmaterial	Präparation	Probenform während der Messung
^{70}Ge	GeO_2	Reduktion bei 550°C mit $15 \text{ l/min H}_2 \rightarrow$ Metallpulver, O_2 Gehalt $< 1 \%$. (Wägen, Röntgenbeugung). Einschmelzen des Pulvers bei 940°C . 10 min, in tiefgezogener Ta-Form mit Deckel unter Ar-Atmosphäre, Umhüllung $9 \mu\text{m Al-Folie}$	Metallscheibe $\varnothing 24 \text{ mm}$ $d 1,5 \text{ mm}$
$^{\text{nat}}\text{Ga}$	Pulver	Schmelzen bei 30°C im Wasserbad, Gießen in angewärmte Pressform, Umhüllung $9 \mu\text{m Al-Folie}$	Metallscheibe $\varnothing 25,5 \text{ mm}$ $d 3 \text{ mm}$
^{80}Se	Metallpulver	Pressen bei 200°C mit 12 kN , Umhüllung $6 \mu\text{m (CH)}_n$ -Folie	Metallscheibe $\varnothing 25,5 \text{ mm}$ $d 2,5 \text{ mm}$
$^{80,86}\text{Kr}$	Gas	Verflüssigung mittels fl. N_2 in gekühlten Vorratsbehälter, vorsichtiges Verdampfen und Kondensation in gekühlter Stahlkugel mit Kugelventil, Wandstärke $0,5 \text{ mm}$	Gas in Stahlkugel 20 mm Innen- \varnothing
$^{86,87}\text{Sr}$	SrCO_3 Pulver	Pressen mit 13 kN ergibt leicht bröselnde Tablette Umhüllen mit $9 \mu\text{m Alu-Folie}$	Tablette $\varnothing 25 \text{ mm}$ $d 3 \text{ mm}$

Tabelle 3 Parameter der Neutronenquelle und des Beschleunigers

Neutronen erzeugende Reaktion	${}^7\text{Li} (p,n) {}^7\text{Be}$
Reaktionsschwelle	1,881 MeV
Neutronenspektrum	$4 \lesssim E_n \lesssim 200 \text{ keV}$ kontinuierlich
Protonenenergie (typ.)	1,9 - 2,0 MeV
Wiederholfrequenz des Beschleunigers	1 MHz bei ${}^{80,86}\text{Kr}$ 500 kHz sonst
typ. Strom	8 μA bei 1 MHz 4 μA bei 500 kHz
Pulsbreite	$\lesssim 1 \text{ ns}$
Energieschwankung der Maschine	$< 10^{-3}$

2.1.2 Elektronik und Datenaufnahme

Fig. 2 zeigt das Blockdiagramm der Elektronik. Die Dynodensignale der Photomultiplier, E_1 und E_2 , wurden für die Pulshöhenanalyse verwendet, wohingegen die Anodensignale zur Bestimmung der Flugzeit dienten. Für jeden der beiden Detektoren wurden die registrierten Einfangereignisse in einem zweidimensionalen Feld von 16 Pulshöhen- und 1024 Flugzeitkanälen gespeichert. Dadurch konnte die Pulshöhenwichtung off-line erfolgen.

In den Fig. 3 bis 6 sind zur Illustration diese Spektren aus der ^{80}Se -Messung für die Gold-, Graphit- und Leerprobe sowie für ^{80}Se gezeigt. In den Flugzeitspektren von ^{80}Se sind deutliche Resonanzstrukturen zu erkennen. Die in der 1. Pulshöhengruppe in allen Spektren auftretenden Peaks rühren von Fehltriggern des Van de Graaff Beschleunigers her und sind für die weitere Auswertung ohne Bedeutung. Zu den Einzelzählraten aller Pulshöhengruppen wurden in Fig. 3 bis 6 jeweils 10 Ereignisse pro Kanal dazugezählt, um eine günstigere Darstellung zu erreichen.

Koinzidente Ereignisse wurden in einem eigenen Flugzeitspektrum mit 1024 Kanälen gespeichert und dienten später zur Pile-up-Korrektur. Weitere 1024 Kanäle nahmen das Spektrum des Neutronenmonitors auf. Ein Ausschnitt daraus ist in Fig. 7 dargestellt.

Die Spektren wurden für jede Probenstellung gemessen und während des Probenwechsels sowohl auf Magnetband abgespeichert als auch zu einem Summenspektrum addiert.

Durch digitale Anzeige aller wichtigen Zählraten war eine laufende Kontrolle der Messung gewährleistet.

NEUTRONENMONITOR
(^6Li -GLAS)

C_6D_6 - SZINTILLATOREN

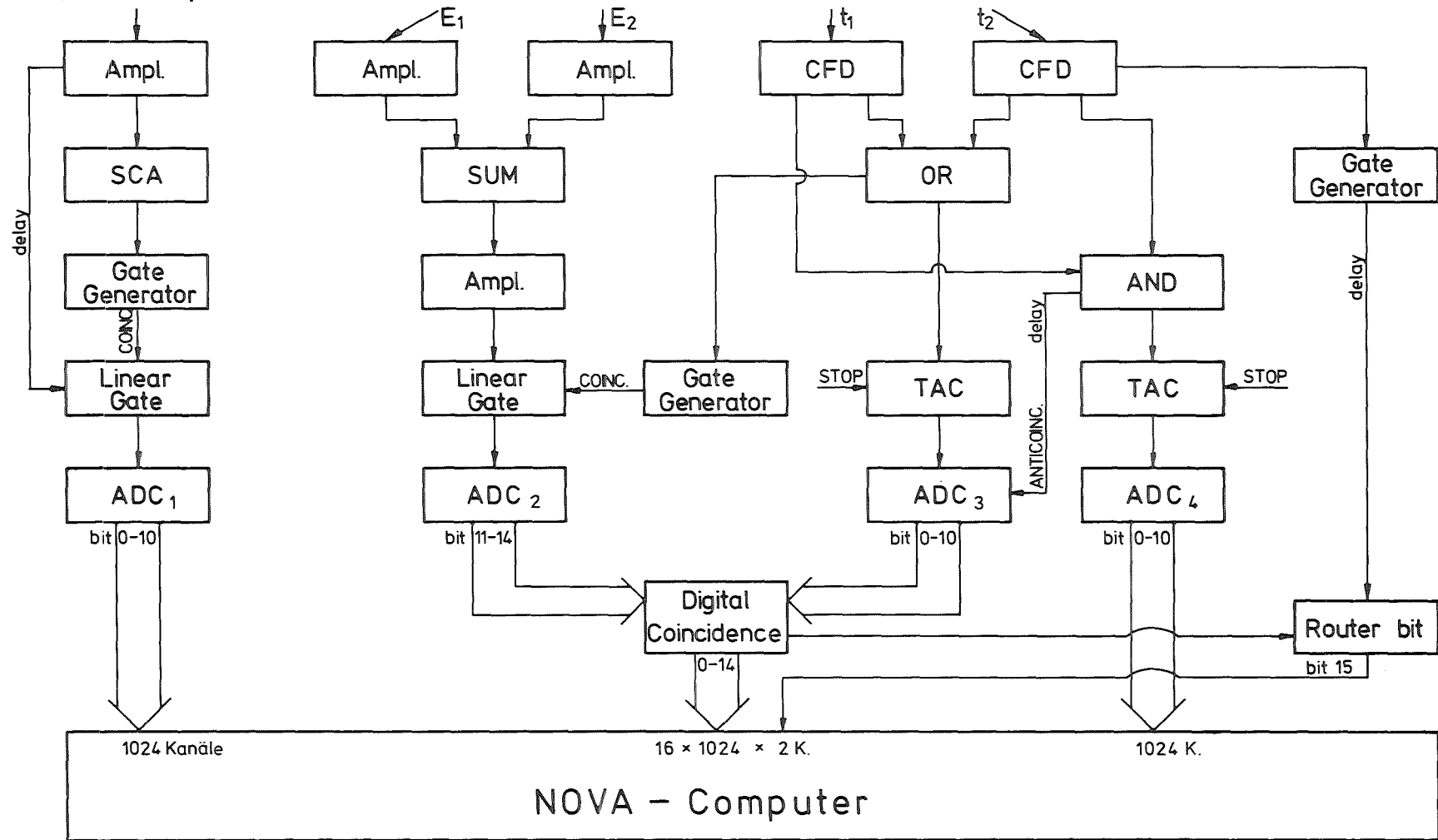


Fig. 2 Blockschaltbild der Datenaufnahmeelektronik der TOF-Messungen.

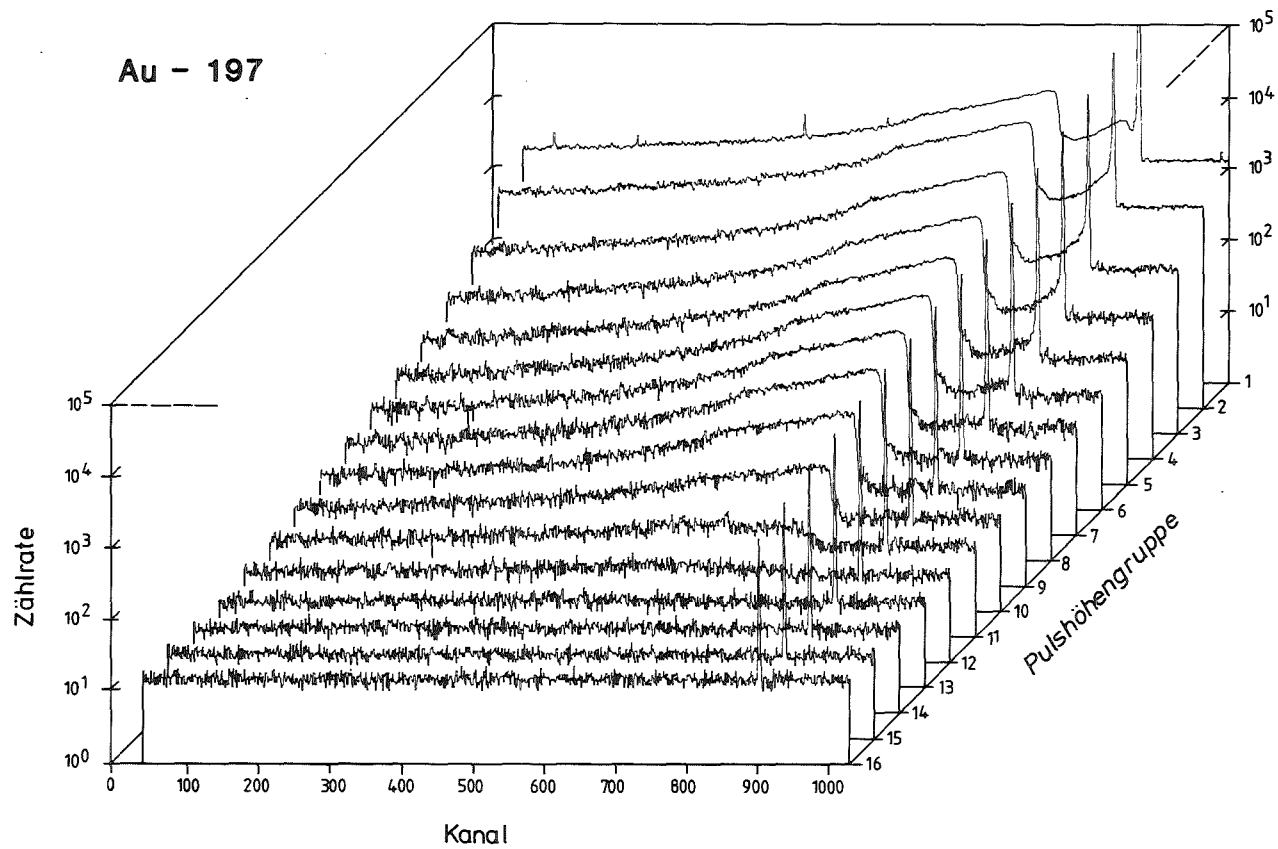


Fig. 3 Flugzeit-/Pulshöhenspektrum der Goldprobe. Der Zeitnullpunkt ist durch den γ -Peak (in Kanal 900) festgelegt. Ein Kanal entspricht 0,87 ns.

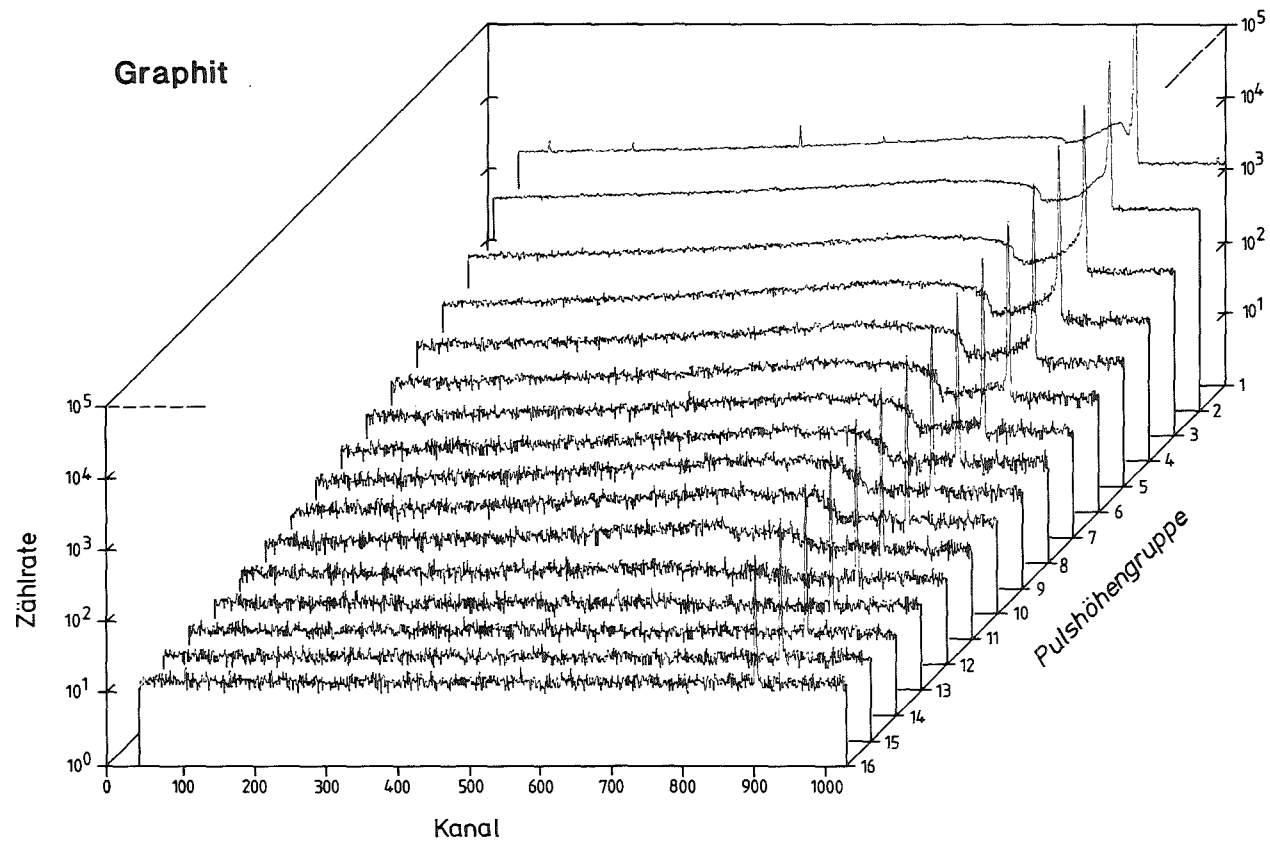


Fig. 4 Flugzeit-/Pulshöhenspektrum der Graphitprobe.

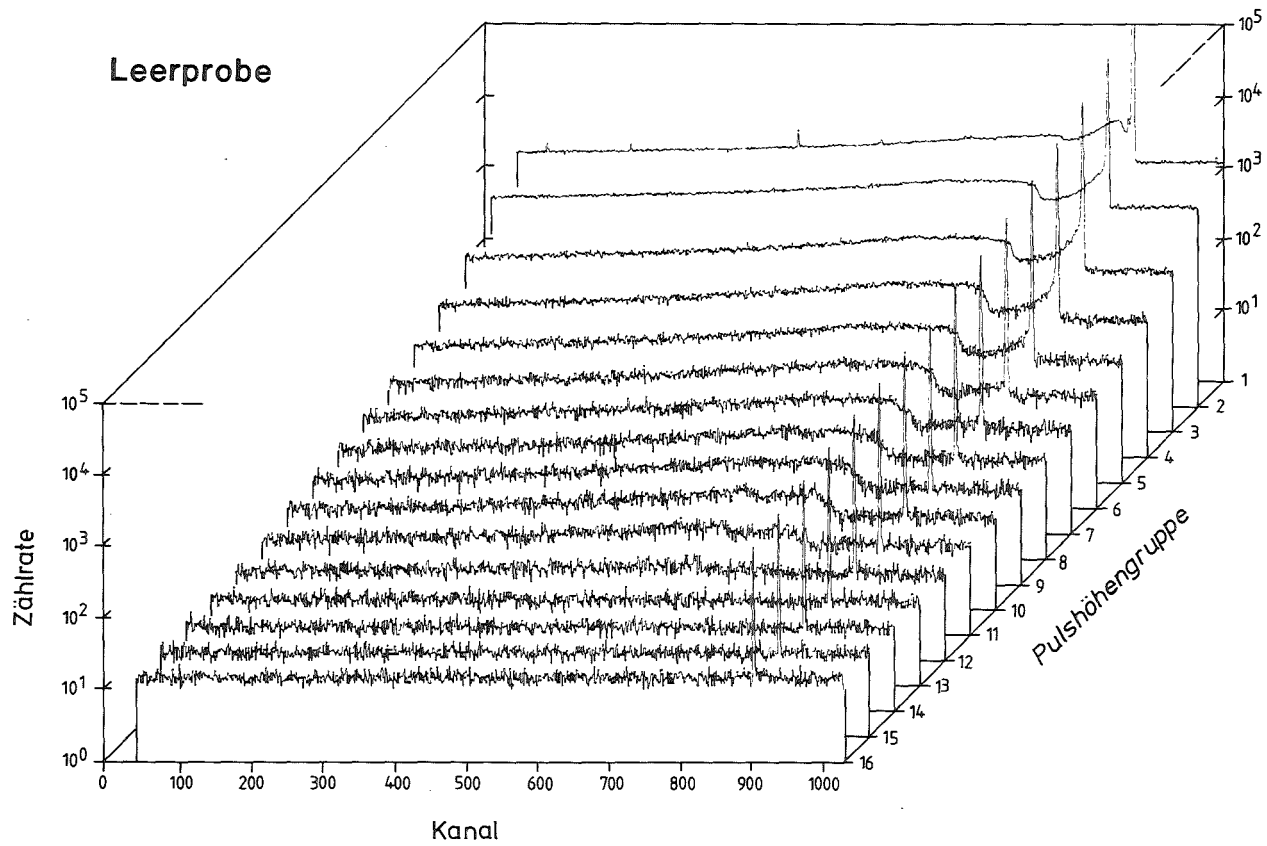


Fig. 5 Flugzeit-/Pulshöhenspektrum der Leerprobe.

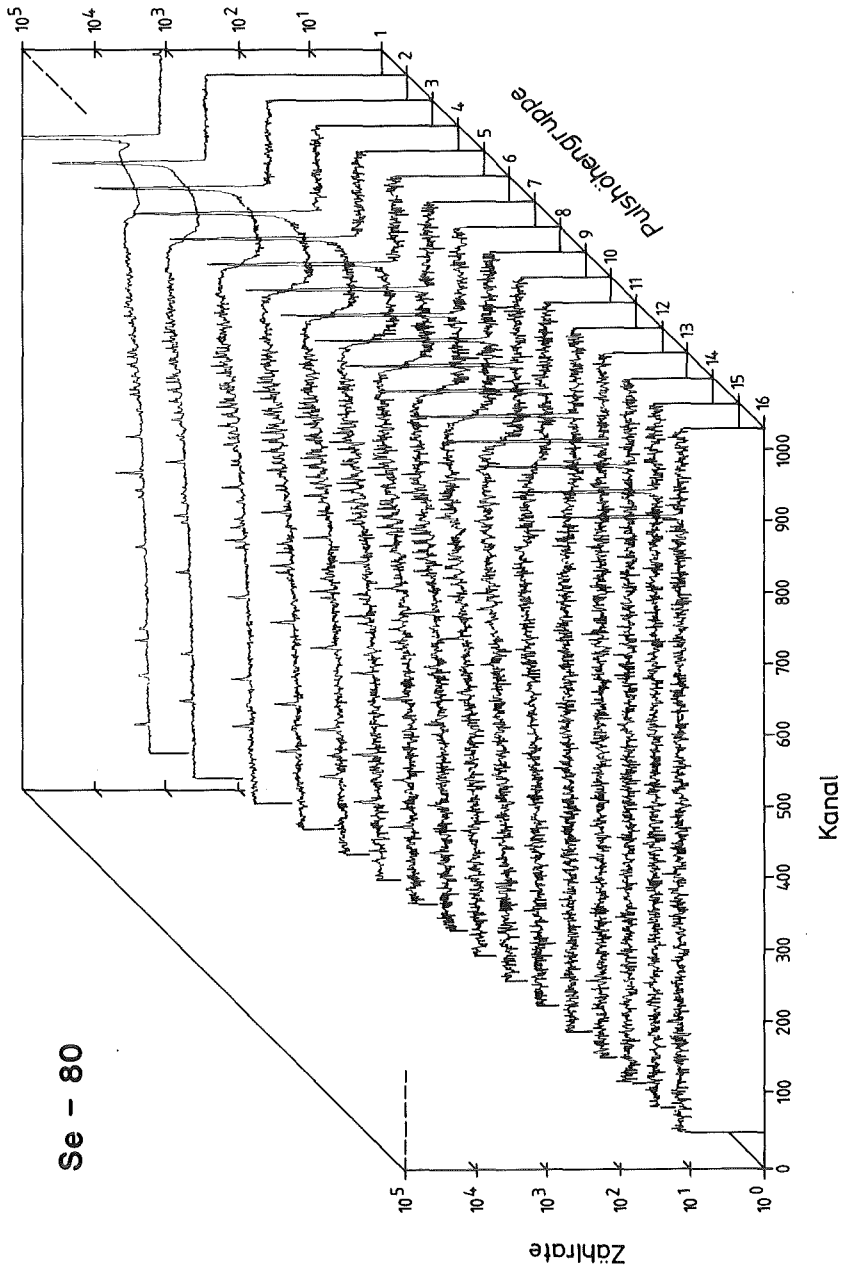


Fig. 6 Flugzeit-/Pulshöhenspektrum von ^{80}Se .

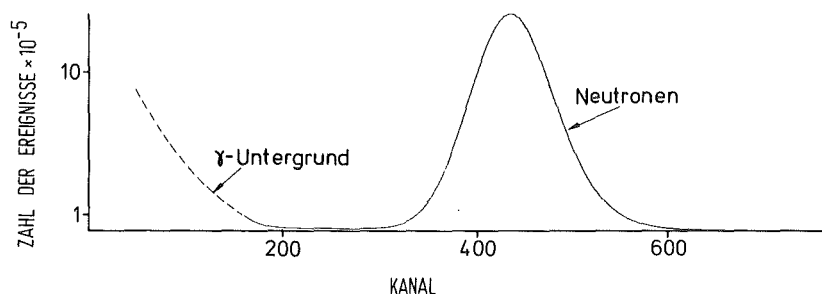


Fig. 7 Ausschnitt aus dem Spektrum des Neutronenmonitors.

2.1.3 Auswerteverfahren und Meßergebnisse

Die Pulshöhe der Szintillationszähler ist eine nichtlineare Funktion der Energie der einfallenden Gammaquanten. Um die Anzahl der Einfangereignisse unabhängig von der Multiplizität der Gammakaskade zu bestimmen, wurde die Methode der Pulshöhenwichtung (Maier-Leibnitz-Technik) zur Analyse der Spektren angewandt (Rau 1963, Macklin und Gibbons 1967).

Die Wichtung der Analogspektren erzwingt, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit für ein Gammaquant proportional zur γ -Energie wird. Bei einer Kaskade hoher Multiplizität m , ist dann die Wahrscheinlichkeit, ein einzelnes Quant nachzuweisen, klein. Die hohe Multiplizität führt jedoch dazu, daß sich für die Gesamtheit der Quanten die gleiche Nachweiswahrscheinlichkeit ergibt wie für ein einziges Gammaquant großer Energie.

Die gesamte Energie E_k aller γ -Quanten einer Kaskade ist gleich der Summe aus der Energie des einfallenden Neutrons, E_n , und der

Neutronenbindungsenergie E_B

$$E_k = E_n + E_B = \sum_{i=1}^m E_i^Y \quad (2.1)$$

Damit gilt für die Zählrate Z im Detektor, mit Raumwinkel $\frac{\Omega}{4\pi}$, bei n Einfängen mit Einzelnachweiswahrscheinlichkeit $\epsilon(E_i)$

$$Z = \frac{\Omega}{4\pi} n \sum_{i=1}^m \epsilon(E_i^Y) \quad (2.2)$$

Da die Wichtung Proportionalität zwischen ϵ und E_i erzwingt, folgt

$$Z = \frac{\Omega}{4\pi} n \sum_{i=1}^m k E_i^Y = n \cdot E_k \cdot c \quad (2.3)$$

mit $c = k \frac{\Omega}{4\pi}$. Die zur Auswertung benutzte Gewichtsfunktion beruht auf umfangreichen, sorgfältigen Untersuchungen (Hensley 1980) für die gegebene Detektorkonfiguration und kann als gut gesichert angesehen werden. Die Abhängigkeit der Gewichtsfaktoren von der γ -Energie ist in Fig. 11 graphisch dargestellt.

Die einzelnen Schritte der Datenanalyse werden im folgenden am Beispiel der ^{80}Kr -Probe illustriert.

Zunächst werden die einzelnen Spektren vom Band gelesen und auf mögliche Inkonsistenzen der Einzelmessungen hin untersucht (Bitfehler auf Band, relativer Neutronenfluß, mittlere Zählrate zwischen zwei vorgegebenen Kanälen, Untergrund, Signal-zu-Untergrund-Verhältnis, Lage des prompten γ -Peaks, Zeitauflösung, Zählraten der einzelnen Pulshöhengruppen). Nach der Normierung der Spektren auf gleichen Neutronenfluß und dem Aufaddieren der einzelnen Messungen ergaben sich die in Fig. 8 für die erste Pulshöhengruppe gezeigten Flugzeitspektren. Für die Leerprobe und ^{80}Kr sind die Spektren beider Detektoren gegeneinander willkürlich verschoben dargestellt, um zu zeigen, daß sie innerhalb der statistischen Genauigkeit übereinstimmen.

Die TOF-Spektren der Gold-, Graphit- und Kryptonprobe, GOLD, CARBON und KRYPTON nach der Subtraktion des Leerprobenspektrums sind in Fig. 9 gezeigt.

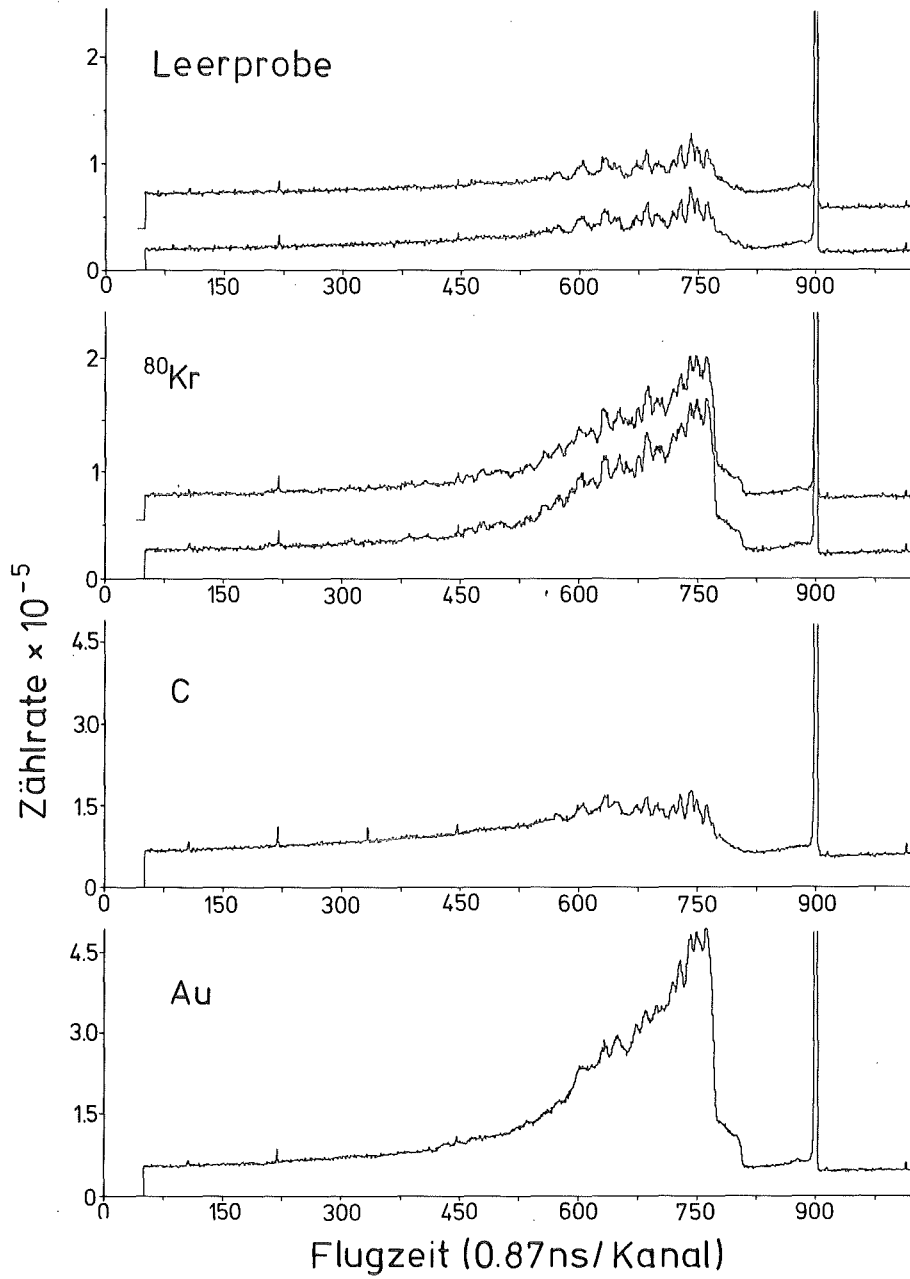


Fig. 8 Summierte Flugzeitspektren der ⁸⁰Kr-Messung

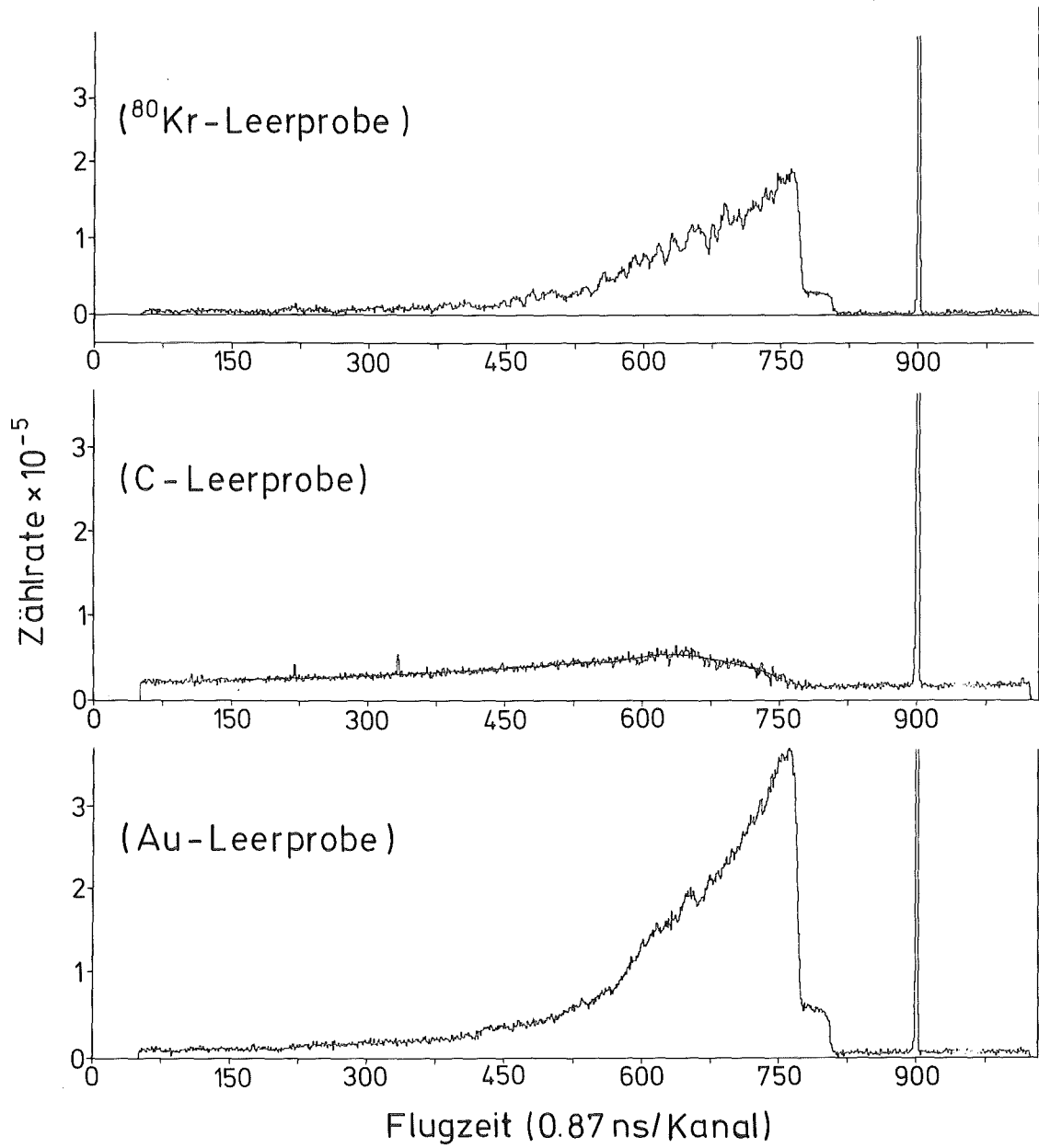


Fig. 9 TOF-Spektren der ^{80}Kr -Messung nach Subtraktion der Leerprobe

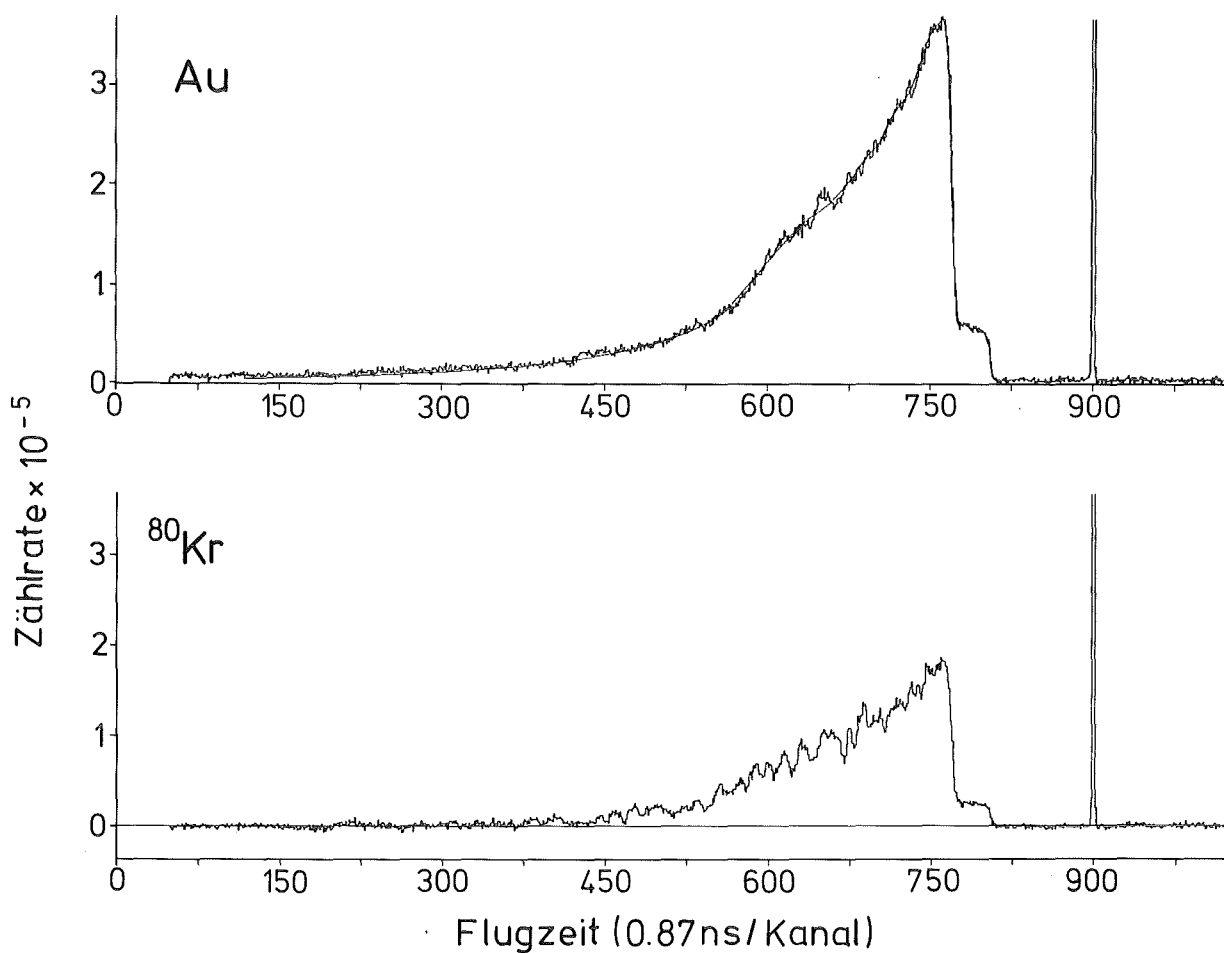


Fig. 10 TOF-Spektren der ⁸⁰Kr-Messung nach Subtraktion des normierten CARBON-Spektrums.

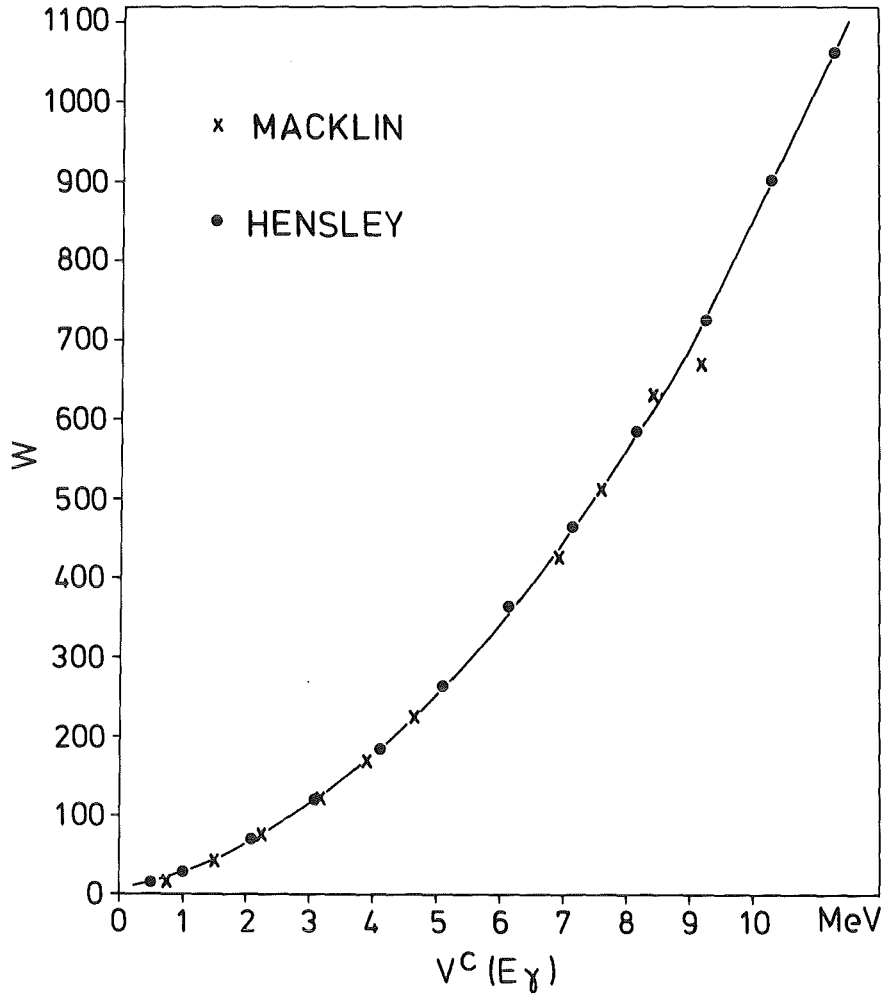


Fig. 11 Graphische Darstellung der Gewichtsfunktion eines C_6D_6 -Detektors. Als Ordinate ist der Gewichtsfaktor W aufgetragen, als Abszisse die Lage der Comptonkante. Zum Vergleich sind die Ergebnisse einer Monte-Carlo-Rechnung mit einem Programm von Macklin und Gibbons (1967) (x) mit eingezeichnet (nach Hensley 1980).

Aus dem CARBON-Spektrum ist zu ersehen, daß durch in der Probe gestreute Neutronen ein zeitabhängiger Untergrund hervorgerufen wird. Dieser kann durch das CARBON-Spektrum quantitativ bestimmt werden, da die Einfangrate von Graphit unterhalb der Nachweishgrenze der vorgegebenen experimentellen Anordnung liegt und es somit als reine Streuprobe wirkt. Für diesen Zweck wird das CARBON-Spektrum rechts vom γ -Peak normiert, da dort keine wahren Einfangereignisse zu finden sind. (Der γ -Peak markiert den Nullpunkt der Flugzeitskala und wird durch das Auftreffen des Protonenpulses auf das Li-Target erzeugt).

Nach der Subtraktion des normierten CARBON-Spektrums von GOLD und KRYPTON ergaben sich die Spektren in Fig. 10, die der Maier-Leibnitz-Prozedur unterworfen wurden. Damit ist der Zusammenhang zwischen Wirkungsquerschnitt σ und der gemessenen Zählrate Z gegeben durch

$$Z = \bar{\epsilon} \cdot N \cdot \phi \cdot \sigma \quad (2.4)$$

mit
$$\bar{\epsilon} = c \cdot B \quad (2.5)$$

ϕ bezeichnet hier den Neutronenfluß, N die Anzahl der Kerne in der Probe und B die Summe aus Bindungsenergie und der kinetischen Energie des Neutrons.

Da Gl. (2.4) sowohl für Gold als auch für ^{80}Kr gilt, läßt sich der unbekannte Neutroneneinfangquerschnitt von ^{80}Kr durch lauter bekannte Größen ausdrücken

$$\sigma^{\text{Kr}}(E_n) = \frac{N^{\text{Au}} B^{\text{Au}} Z^{\text{Kr}}(E_n)}{N^{\text{Kr}} B^{\text{Kr}} Z^{\text{Au}}(E_n)} \sigma^{\text{Au}}(E_n) \quad (2.6)$$

Enthält die Probe mehrere Isotope, muß B durch den effektiven Wert

$$B_{\text{eff}} = \frac{\sum_i N_i \sigma_i B_i}{\sum_i N_i \sigma_i} \quad (2.7)$$

ersetzt werden, wobei die Summe über alle Isotope in der Probe läuft.

Die endgültigen GOLD- und CARBON-Spektren werden nur zur Normierung verwendet und wurden daher während der Datenanalyse in konsistenter Weise geglättet, um statistische Unsicherheiten auszugleichen.

Schließlich waren noch Korrekturen an den Wirkungsquerschnitten anzubringen, die die folgenden, in Kapitel 2.1.4 näher beschriebenen, Punkte umfaßten (siehe auch Leugers (1979) und Almeida (1982)):

- Neutronenvielfachstreuung und Selbstabschirmung in der Probe
- γ -Selbstabschirmung in der Probe
- Pile-Up-Ereignisse

Die gemessenen Neutroneneinfangquerschnitte sind als Funktion der Energie in den Fig. 12 bis 18 wiedergegeben.

Für die astrophysikalische Anwendung ist (siehe Kap. 3) die Größe $\frac{\langle \sigma v \rangle}{v_T}$ von Bedeutung (v = Geschwindigkeit der Neutronen, v_T wahrscheinlichste thermische Geschwindigkeit). Sie wird allgemein als "Maxwell-gemittelter" Querschnitt bezeichnet und ist definiert durch:

$$\langle \sigma \rangle = \frac{\langle \sigma v \rangle}{v_T} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\int_0^{\infty} dE E \sigma(E) \exp[-E/kT]}{\int_0^{\infty} dE E \exp[-E/kT]} \quad (2.8)$$

Diese Größe wurde aus den gemessenen Neutroneneinfangquerschnitten mittels Approximation der Integrale durch Summen berechnet

$$\langle \sigma \rangle \approx \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\sum_i \Delta E_i \sigma(E_i) E_i \exp[-E_i/kT]}{\sum_i \Delta E_i \cdot E_i \exp[-E_i/kT]} \quad (2.9)$$

Der Energiebereich von ~ 3 bis ~ 200 keV umfaßt dabei mehr als 99 % der Fläche unter der Maxwellverteilung für $kT = 30$ keV.

$\langle \sigma \rangle$ ist als Funktion von kT für $kT = 20$ keV bis $kT = 50$ keV in Tabelle 4 gegeben. Die aufgeführten Fehler sind die Summe aus statistischen und systematischen Unsicherheiten.

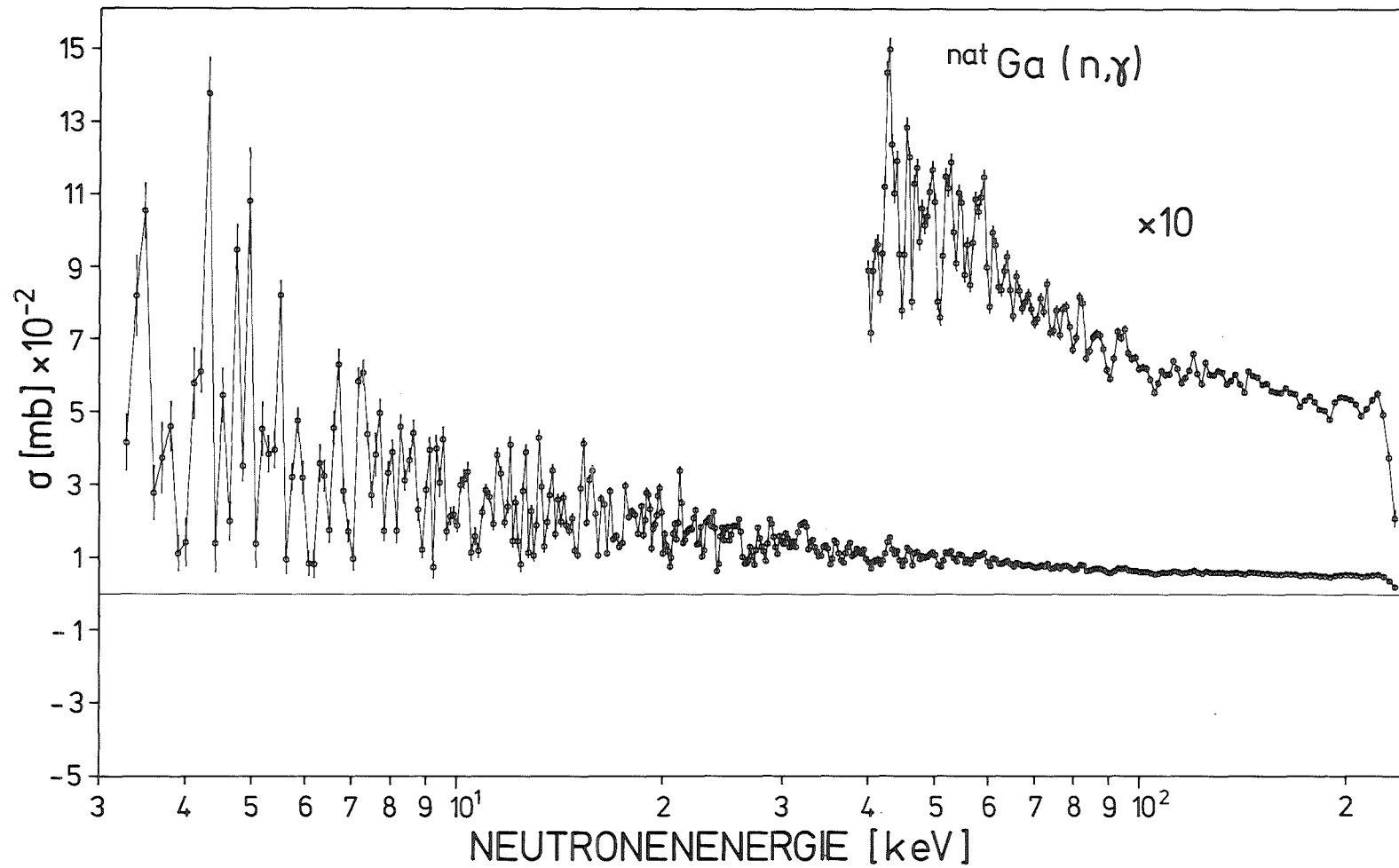


Fig.12 Neutroneneinfangquerschnitt von natürlichem Gallium

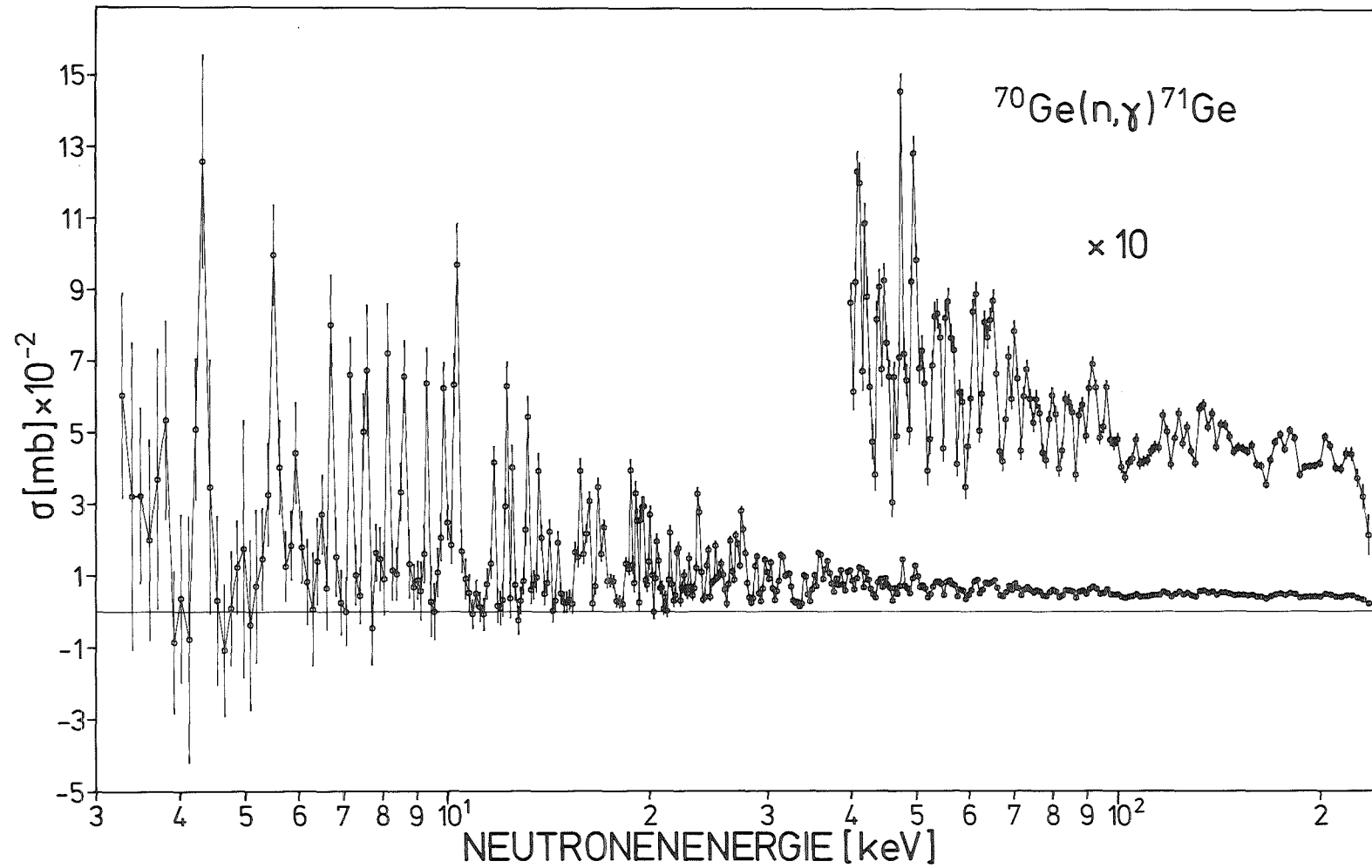


Fig. 13 Neutroneneinfangquerschnitt von ^{70}Ge

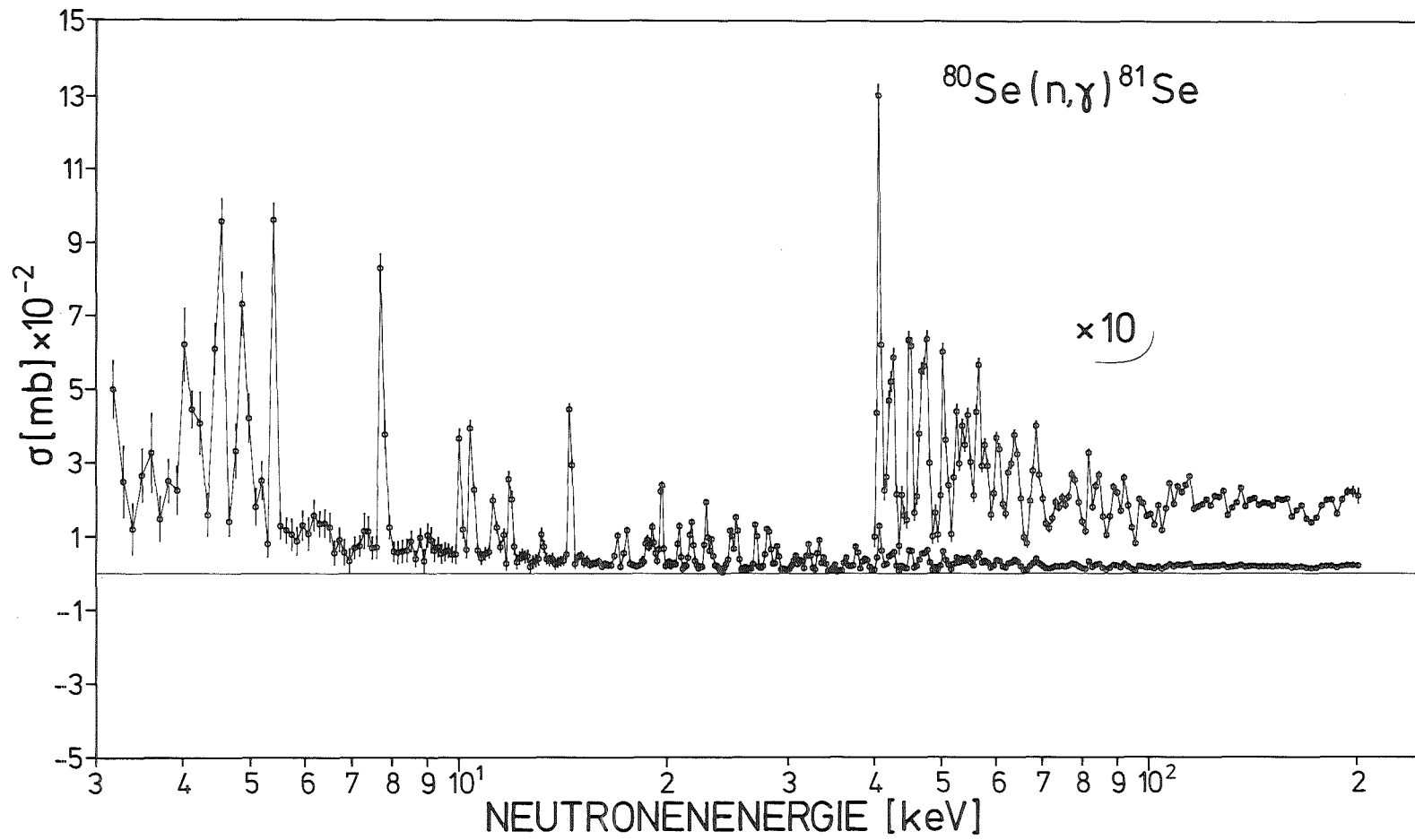


Fig. 14 Neutroneneinfangquerschnitt von ^{80}Se

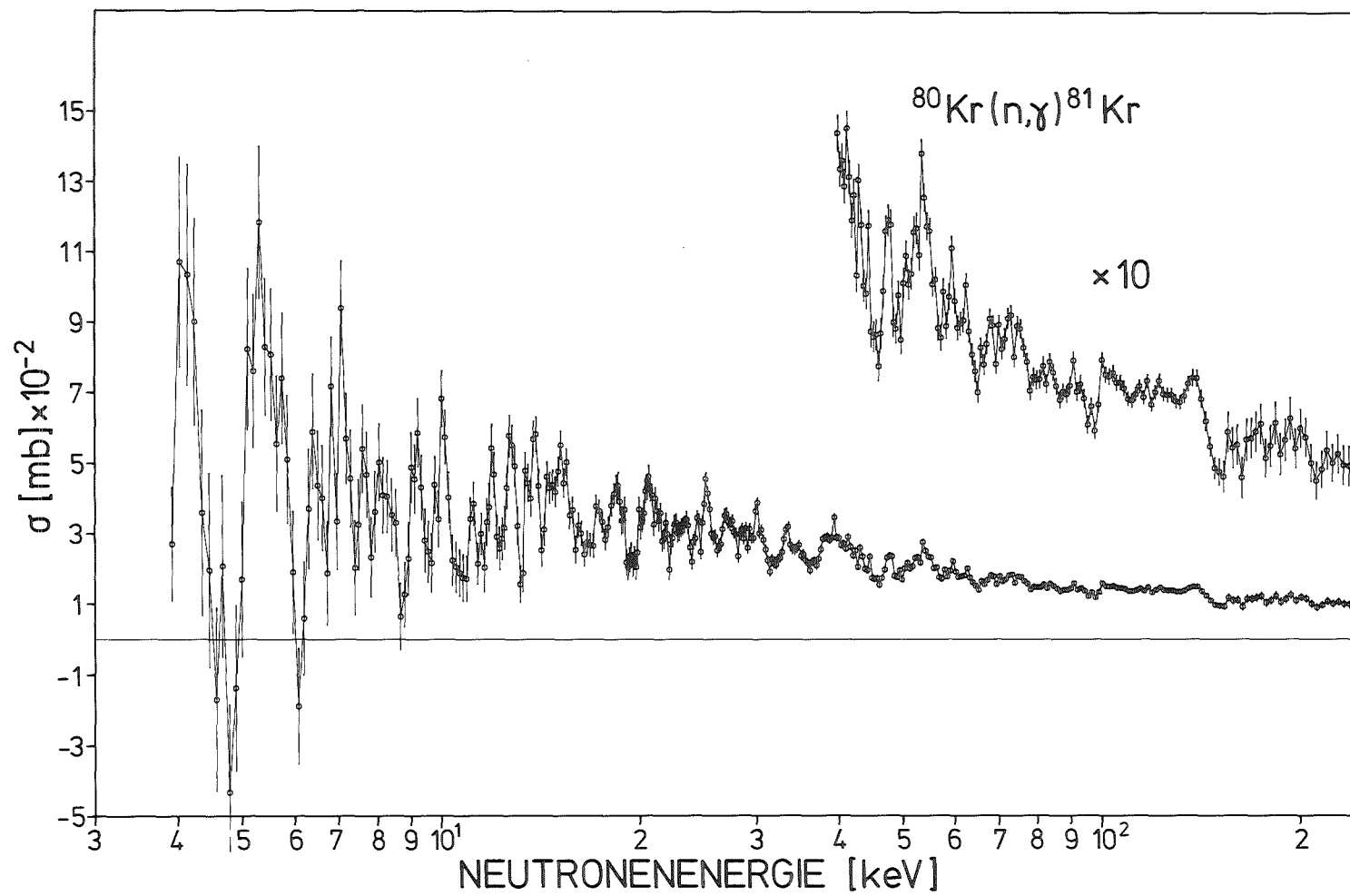


Fig. 15 Neutroneneinfangquerschnitt von ^{80}Kr

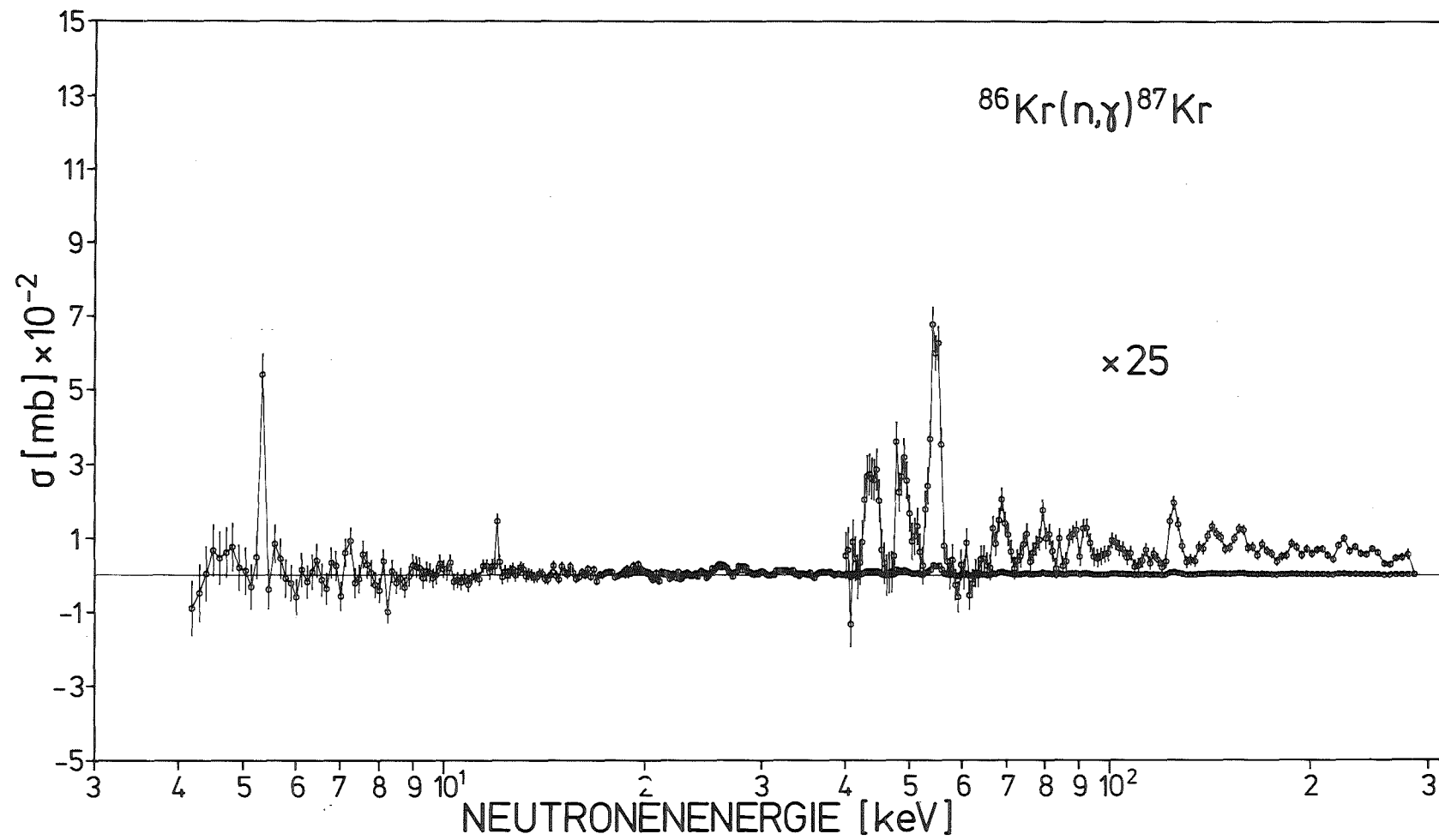


Fig. 16 Neutroneneinfangquerschnitt von ^{86}Kr

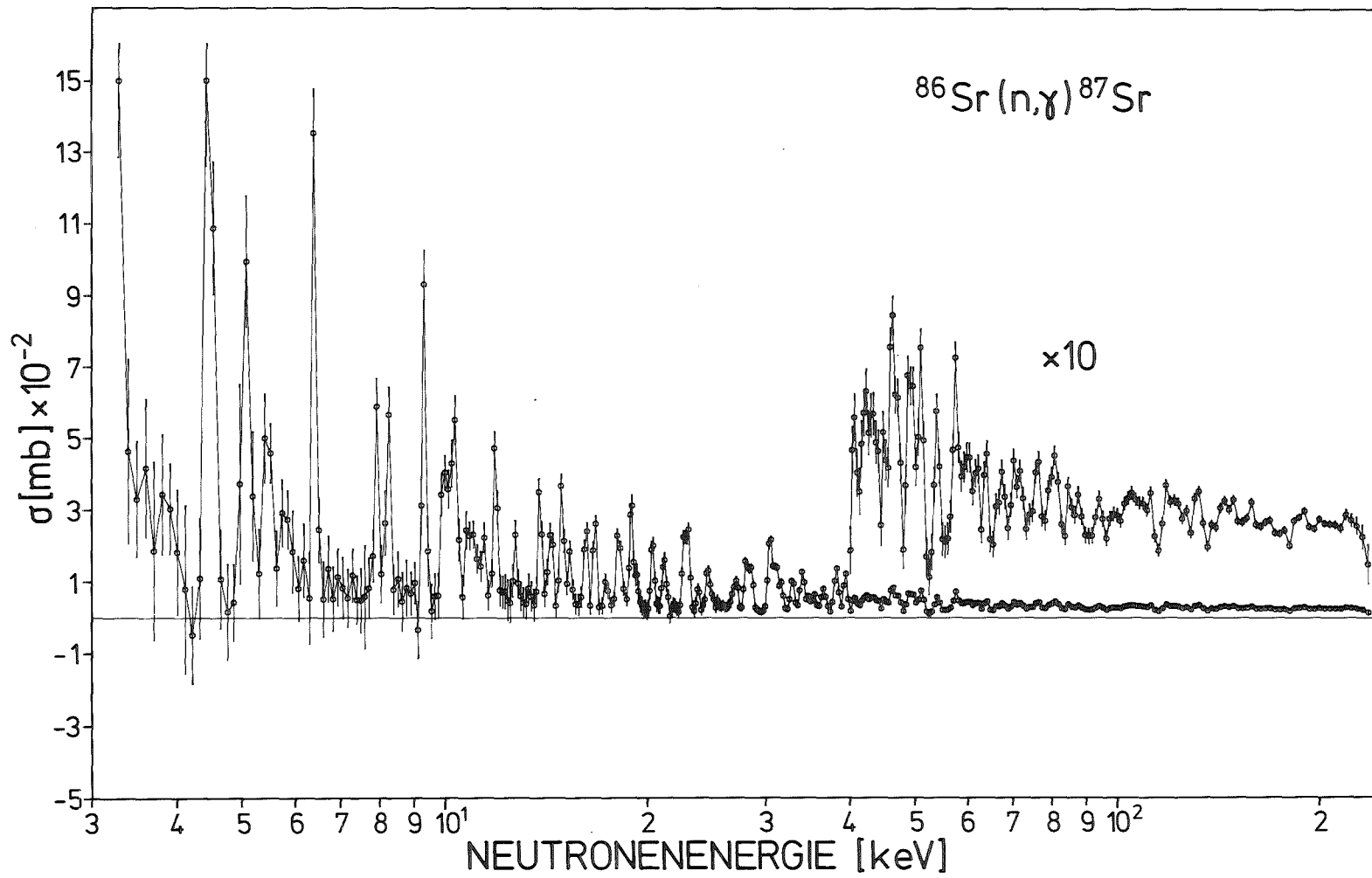


Fig. 17 Neutroneneinfangquerschnitt von ^{86}Sr

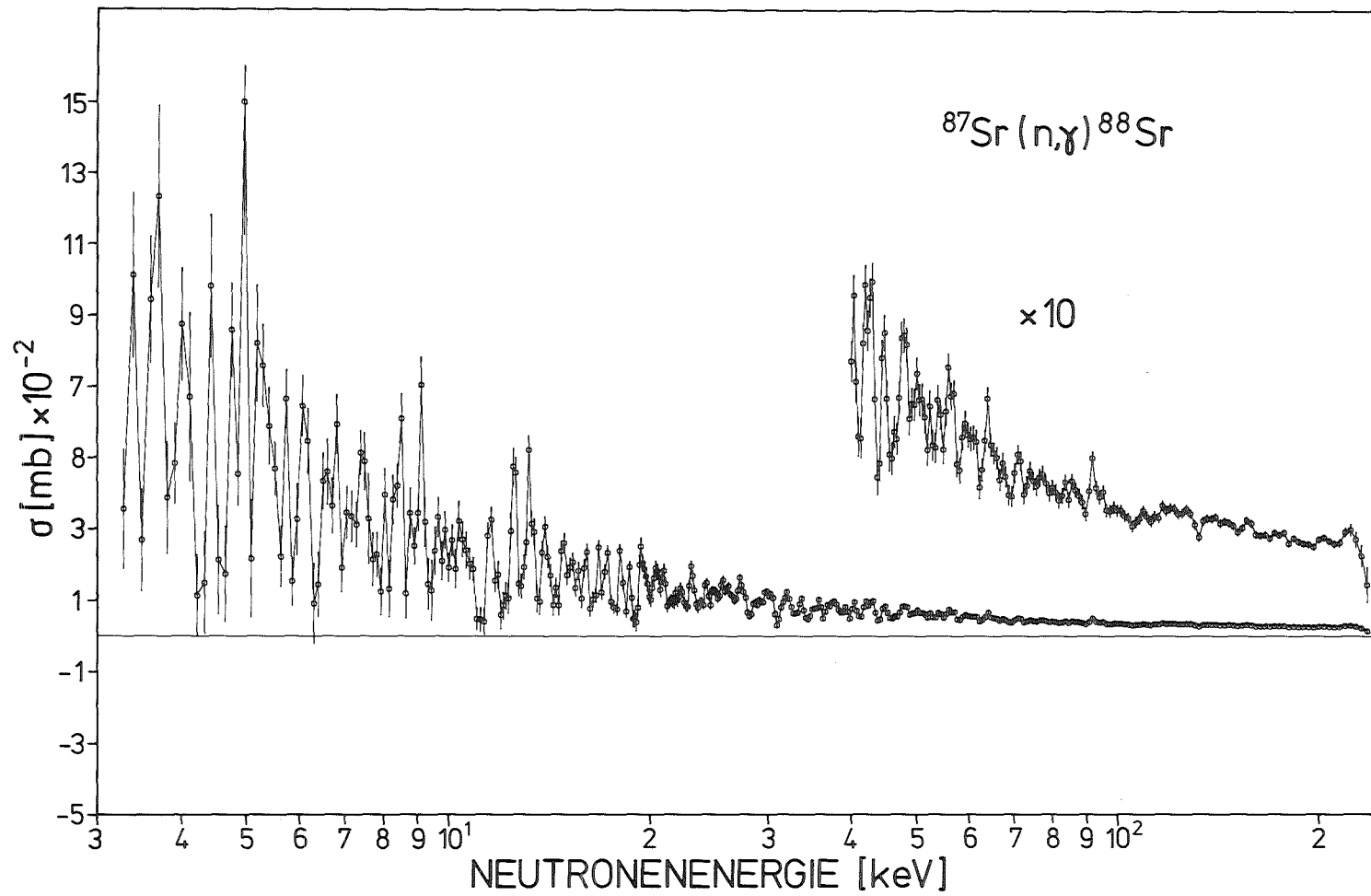


Fig. 18 Neutroneneinfangquerschnitt von ^{87}Sr

Tabelle 4 Maxwell-gemittelte Neutroneneinfangquerschnitte der gemessenen Isotope als Funktion der thermischen Energie kT .

Nuklid	$\langle\sigma v\rangle/v_T$ (mb)			
	$kT=20$ (keV)	30	40	50
^{70}Ge	$112_{\pm 6}$	$92_{\pm 5}$	$81_{\pm 5}$	$75_{\pm 4}$
$^{\text{nat}}\text{Ga}$	$175_{\pm 9}$	$138_{\pm 7}$	$119_{\pm 6}$	$108_{\pm 6}$
^{80}Se	$57_{\pm 4}$	$44_{\pm 3}$	$38_{\pm 3}$	$34_{\pm 3}$
^{80}Kr	$301_{\pm 16}$	$257_{\pm 13}$	$230_{\pm 12}$	$213_{\pm 11}$
^{86}Kr	$6,6_{\pm 1,0}$	$5,7_{\pm 0,7}$	$5,1_{\pm 0,6}$	$4,75_{\pm 0,6}$
^{86}Sr	$98_{\pm 7}$	$74_{\pm 5}$	$62_{\pm 4}$	$55_{\pm 3}$
^{87}Sr	$135_{\pm 10}$	$100_{\pm 7}$	$82_{\pm 6}$	$71_{\pm 5}$

2.1.4 Fehleranalyse

In diesem Abschnitt werden die einzelnen Fehlerquellen analysiert und ihr Einfluß auf die Unsicherheit im Maxwell-gemittelten Querschnitt quantifiziert.

Prinzipiell können zwei Klassen von Fehlern unterschieden werden. In der einen Klasse lassen sich Fehler zusammenfassen, die alle Proben gleichermaßen betreffen (z.B. Unsicherheit im Referenzquerschnitt, geometrische Effekte der Probenform). Die andere Klasse umfaßt Fehler, die probenspezifisch sind.

- Standardquerschnitt

Der gut bekannte und hier als Referenzquerschnitt verwendete Neutroneneinfangquerschnitt von ^{197}Au hat nach der Evaluation ENDF/B-V (Kinsey 1979) einen Gesamtfehler von $\sim 3\%$. Eine nochmalige Analyse der experimentellen Daten (Macklin 1983) führte jedoch zu einem von ENDF/B-V um 4% abweichenden Maxwellquerschnitt von ^{197}Au (Beer 1983). Deshalb wurde in der vorliegenden Arbeit dem Standardquerschnitt ein Fehler von $\sim 4\%$ zugestanden. Die Einfangquerschnitte aller Isotope sind auf ENDF/B-V bezogen (siehe Anhang A1).

- Gewichtsfunktion

Der durch die verwendete Gewichtsfunktion (Hensley 1980) bedingte Fehler kann durch Veränderung der Gewichte innerhalb vernünftiger Grenzen ($\sim 30\%$) abgeschätzt werden. Der Einfluß auf den Wirkungsquerschnitt ist, mit Ausnahme von ^{86}Kr , relativ klein und beträgt $0,5 - 2\%$ ($^{86}\text{Kr} : 4\%$).

- Probenmasse

Das Gewicht der Proben wurde vor und nach der Messung durch mehrmaliges Wiegen ermittelt. Im Fall von $^{80,86}\text{Kr}$ war damit sichergestellt, daß kein Gas während der Meßzeit verlorengegangen war. Auch keine der anderen Proben zeigte eine meßbare Gewichtsveränderung (Meßgenauigkeit $\pm 50 \mu\text{g}$).

- Elektronische Schwelle

γ -Ereignisse mit einer Energie < 90 keV fallen unter die elektronische Rauschschwelle und sind damit verloren. Da diese jedoch ein geringes Gewicht bei der Datenanalyse erhalten, ist der dadurch bedingte Fehler ebenfalls klein ($\lesssim 0,5$ %), hängt jedoch von dem im allgemeinen unbekanntem Verhältnis der Form der Gamma-spektren des Standards Gold und der Probe ab und ist somit numerisch nicht genau bekannt.

- Pile-Up-Ereignisse

Aufgrund des großen Raumwinkels der beiden Detektoren ist die Wahrscheinlichkeit, daß zwei (oder mehrere) γ 's der gleichen Kaskade im gleichen Detektor gleichzeitig nachgewiesen werden, merklich von Null verschieden. Die angewandte Pulshöhenwichtung nimmt jedoch an, daß nur ein Ereignis pro Kaskade registriert wird. Unter der Voraussetzung einer um die Strahlachse symmetrischen Verteilung der nachgewiesenen Gammastrahlung ist diese Pile-Up-Korrektur durch die gemessene Koinzidenzrate zwischen den beiden C_6D_6 -Detektoren gegeben. Die resultierende Korrektur betrug zwischen 1 und 3 %.

- Neutronenvielfachstreuung und Selbstabschirmung in der Probe

Die notwendigen, energieabhängigen Korrekturfaktoren (in der Größenordnung von max. 7,5 %) wurden mit dem Programm SESH (Fröhner 1968) berechnet. Für die Gasproben war aufgrund der sphärischen Symmetrie keine Korrektur für die Neutronenvielfachstreuung notwendig, so daß hier nur die Selbstabschirmung zu berücksichtigen war. Die Unsicherheit der Monte-Carlo-Rechnungen lag zwischen 0,5 - 1 % für Gold und 4 % für eine 7,5 % Korrektur bei ^{80}Se .

- Gamma-Selbstabsorption in der Probe

Ein Teil der bei einem Einfangereignis entstehenden γ -Strahlung wird in der Probe selbst absorbiert. Dieser Effekt wurde für Goldproben verschiedener Durchmesser und verschiedener Dicke experimentell untersucht (Wisshak, Walter und Käppeler 1984). Aufgrund der Ergebnisse konnte auf andere Probenmaterialien extrapoliert werden. Die notwendigen Korrekturen machen sich mit einer Unsicherheit von $\lesssim 1$ % im Maxwell-gemittelten Wirkungsquerschnitt bemerkbar.

- Isotopische Verunreinigungen

Keine der verwendeten Proben war zu 100 % angereichert. Die isotopischen Querschnitte wurden daher aus den gemessenen Mischungen durch Lösung des entstehenden Systems linearer Gleichungen bestimmt. Die damit verbundenen Fehler sind mit der Anreicherung der Probe korreliert. Sie sind mit 2 % bei ^{86}Kr am größten.

- Zeitabhängiger Untergrund

Die relative Größe dieser Korrektur hängt vom jeweiligen Signal-zu-Untergrund Verhältnis im Flugzeitspektrum ab. Ein typischer Wert für die dadurch induzierte Unsicherheit ist 1,5 %. Wegen des kleinen Querschnitts ist dies für die ^{86}Kr -Probe jedoch die dominierende Fehlerquelle (9 %).

- Statistik

Die statistischen Unsicherheiten waren fast immer $<2\%$, sind aber für ^{86}Kr aufgrund des schlechten Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses größer (5.7 %).

- Abschneidefehler

Der Energiebereich 3 - 200 keV umfaßt mehr als 99 % der Fläche unter der Maxwellkurve für $kT = 30$ keV. Da $\langle\sigma\rangle$ jedoch als Integral von 0 bis ∞ definiert ist, ergibt sich aufgrund des nur zwischen den genannten Grenzen bekannten Wirkungsquerschnitts σ ein Fehler, dessen Größe nur sehr schwer abzuschätzen ist.

Zu hohen Energien hin ist das Approximieren der Integrationsgrenze ∞ durch 200 keV für $kT \sim 30$ keV unkritisch, da der Faktor $e^{-E/kT}$ im Integranden dafür sorgt, daß die Beiträge zu $\langle\sigma\rangle$ aus diesem Energiebereich immer hinreichend klein werden (resultierender Fehler $\leq 0,1\%$). Für den durch das Abschneiden auf der niederenergetischen Seite bedingten Fehler läßt sich keine allgemein gültige Größe ableiten, da das Verhalten des Wirkungsquerschnitts im Energiebereich $E_n \leq 3$ keV meist unbekannt ist. Für Kerne (z.B. ^{80}Kr), deren Neutroneneinfangquerschnitt eine Energieabhängigkeit im gemessenen Bereich der Form aE^{-b} zeigt,

($b \sim 0.5$) läßt sich dieser funktionelle Zusammenhang zu niedrigeren Energien hin extrapolieren und damit die Größe des Fehlers verringern (bis zu ca. 0,5 %). Für Querschnitte, die im keV-Bereich noch einzelne, gut getrennte Resonanzen zeigen (wie ^{86}Kr), bleibt der durch den endlichen Energiebereich induzierte Fehler unbestimmt.

Die Größe der einzelnen Fehler ist in Tabelle 5 für alle gemessenen Isotope zusammengefaßt. Für die Berechnung des Gesamtfehlers ist dabei angenommen, daß zwischen den Einzelfehlern keine Korrelation besteht.

2.2 Aktivierungen

Die Maxwell-gemittelten Neutroneneinfangquerschnitte von $^{74,76}\text{Ge}$, ^{71}Ga , ^{75}As , $^{79,81}\text{Br}$ und $^{85,87}\text{Rb}$ wurden für eine Energie von $kT = 25$ keV mit der Aktivierungsmethode relativ zum Standard ^{197}Au gemessen. Die gebildeten, β -instabilen Produktkerne werden dabei über eine starke, charakteristische γ -Linie nachgewiesen.

2.2.1 Experimentelle Grundlagen

Die Aktivierung in der hier angewendeten Form setzt voraus, daß der durch Neutroneneinfang gebildete Kern β -instabil ist und eine Halbwertszeit von mindestens einigen Minuten hat. Vom Ort der Bestrahlung zum γ -Zähler gebracht, muß es noch möglich sein, genügend viele Zerfälle in der Probe zu registrieren, um eine brauchbare Statistik zu gewährleisten. Diese Forderung begrenzt auch die Anwendung der Aktivierungsmethode auf Produktkerne mit längeren Halbwertszeiten. Die zeitlichen Grenzen der Anwendbarkeit der Aktivierungsmethode sind jedoch nicht starr, sondern sind mit der Größe des Wirkungsquerschnitts und der Intensität der gewählten charakteristischen Zerfallslinie korreliert.

Tabelle 5 Ursprung und Größe der Fehler im Maxwellquerschnitt (kT = 30 keV)

Fehlerquelle	Beitrag zum Fehler im Maxwellquerschnitt von						
	^{70}Ge	nat_{Ga}	^{80}Se	^{80}Kr	^{86}Kr	^{86}Sr	^{87}Sr
Standardquerschnitt	4	4	4	4	4	4	4
Gewichtsfunktion	1,5	1	2	0,5	4	2	2
Probenmasse	<0,1	<0,1	<0,1	<0,1	<0,1	<0,1	<0,1
Elektr. Schwelle	$\lesssim 1$	$\lesssim 1$	$\lesssim 0,5$	$\lesssim 1$	$\lesssim 0,5$	$\lesssim 0,5$	$\lesssim 0,5$
Pile-Up-Korrektur	$\lesssim 1$	$\lesssim 1$	$\lesssim 2$	$\lesssim 1$	$\lesssim 3$	$\lesssim 1,5$	$\lesssim 2$
Neutronenvielfach- streuung	1	1,5	4	2	2	4	4
Gammasselbstabsorption	<2	<1	<1	<1	<1	<1	<1
Isotopische Verunreini- gungen	$\lesssim 1,5$	-	$\lesssim 0,5$	$\lesssim 1$	$\lesssim 2$	$\lesssim 0,5$	$\lesssim 1,5$
Statistik	0,5	0,9	0,7	0,5	5,7	1,2	1,6
Zeitabhängiger Unter- grund	1,2	0,9	2,1	1,2	9	2,2	1,7
Gesamt	5,4	4,9	6,8	5,1	12,8	6,8	7,0

Von großem Vorteil ist jedoch, daß die notwendige Probenmenge um einen Faktor 10 - 100 geringer sein kann als bei einer TOF-Messung, was die Größe der mit der Probenmenge und Probengeometrie verbundenen systematischen Fehler verkleinert.⁺

Während der Aktivierung werden Neutronen mit einer Maximalenergie von 106 keV (im Laborsystem) mittels der Reaktion ${}^7\text{Li} (p,n) {}^7\text{Be}$ erzeugt. Aufgrund der Reaktionskinematik werden alle Neutronen in einen Vorwärtskegel mit einem Öffnungswinkel von 120° emittiert. Die resultierende Energieverteilung der Neutronen ist in guter Näherung (Abweichung $\sim 3\%$) ein Maxwellspektrum mit $kT = 25$ keV (Fig. 19, Beer und Käppeler 1980).

Das Target bestand aus einer kreisförmigen ($\varnothing 6$ mm) metallischen Li-Schicht, die auf einen wassergekühlten Cu-Träger von 1 mm Dicke aufgedampft war. Ein ${}^6\text{Li}$ -Glas-Detektor auf der Strahlachse in einer Entfernung von 70 cm vom Target diente zur Aufnahme des Neutronenflusses während der Bestrahlung und zur Energiekalibrierung des Beschleunigers vor Beginn einer jeden Aktivierung. In Fig. 20 ist zur Veranschaulichung der zeitliche Verlauf des Neutronenflusses während der Aktivierung der Germaniumprobe dargestellt.

Fig. 21 zeigt schematisch den experimentellen Aufbau zur Bestrahlung und, in einer Explosionszeichnung, den Aufbau der Probe. Die zu messende Probe befand sich zwischen zwei Goldplättchen, um die Dispersion des Neutronenstrahls über die Probendicke hinweg experimentell zu erfassen.

Tabelle 6 faßt die charakteristischen Merkmale der mittels der Aktivierungsmethode gemessenen Proben zusammen.

Nach der Aktivierung wurde mit einem γ X-Detektor (Kristallvolumen 45 cm³, Energieauflösung bei 1,33 MeV: 1,6 keV) die durch Bestrahlung induzierte Aktivität in einem 4k-Spektrum aufgenommen. Probe und Goldplättchen wurden dabei getrennt ausgezählt, einmal

⁺ Die Idee, diesen Vorteil geringerer Probenmasse bei der TOF-Technik anzuwenden, verbunden mit einer 4π -Geometrie und einer Nachweiswahrscheinlichkeit nahe eins wird in Käppeler, Schatz und Wisshak (1983) ausgeführt.

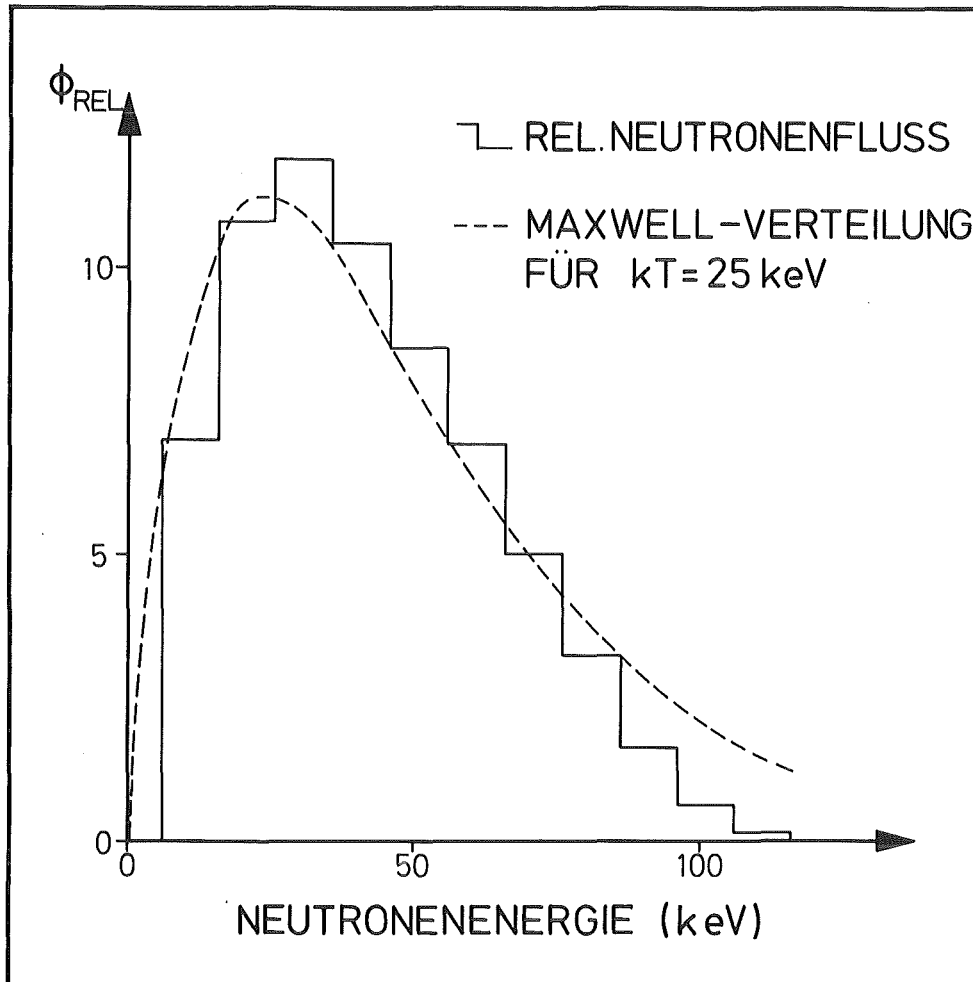


Fig. 19 Vergleich zwischen gemessenem Neutronenspektrum bei der Aktivierung und einem Maxwell-Spektrum von $kT = 25$ keV (Beer und Käppeler 1980)

um bei Linien der Probe mit einer Energie kleiner als die der starken ^{198}Au -Linie, (411,80 keV) deren Comptonuntergrund zu vermeiden und zum anderen um Totzeitkorrekturen durch zu hohe Zählraten zu umgehen.

In Fig. 22 ist ein beim Zerfall der Br-Probe (Probe 3 in Tabelle 6) aufgenommenes Spektrum gezeigt.

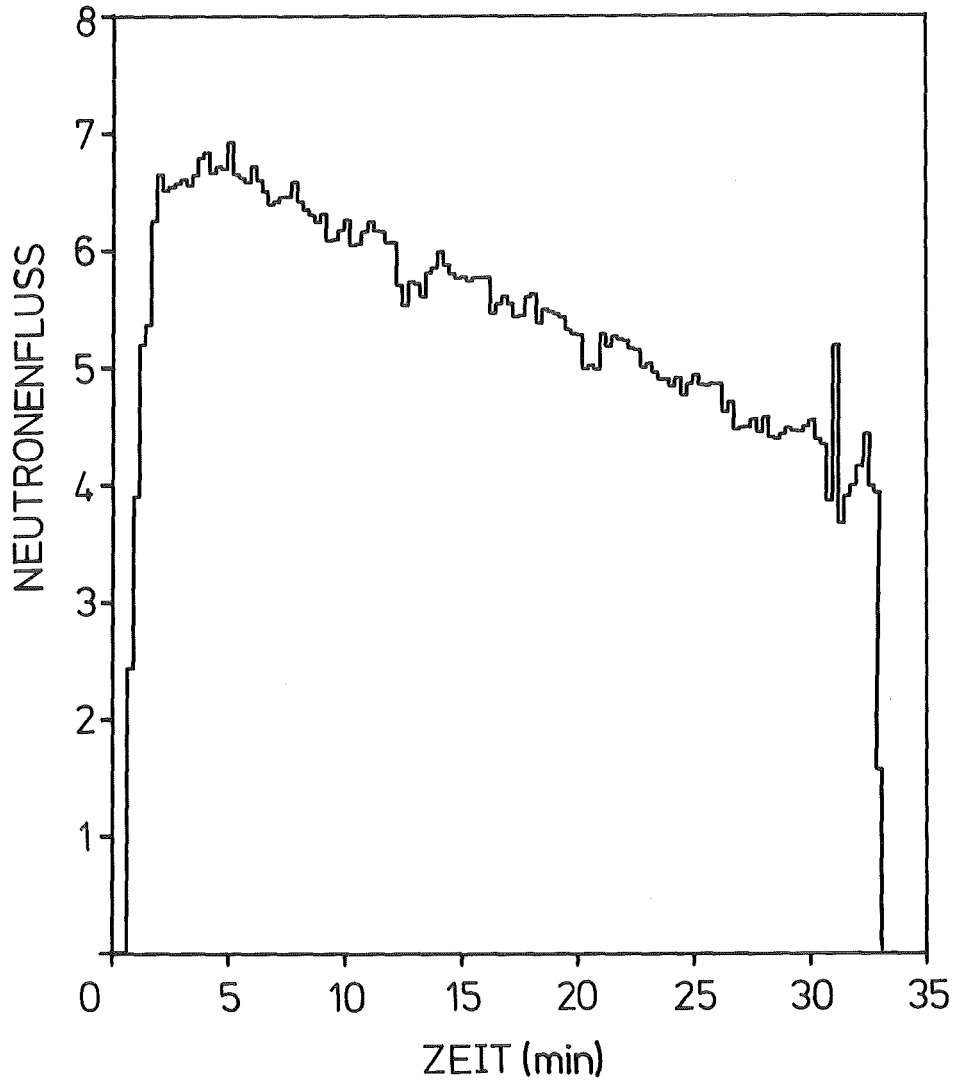


Fig. 20 Typische Zeitabhängigkeit des Neutronenflusses (in willkürlichen Einheiten) während einer Aktivierung (Germaniumprobe)

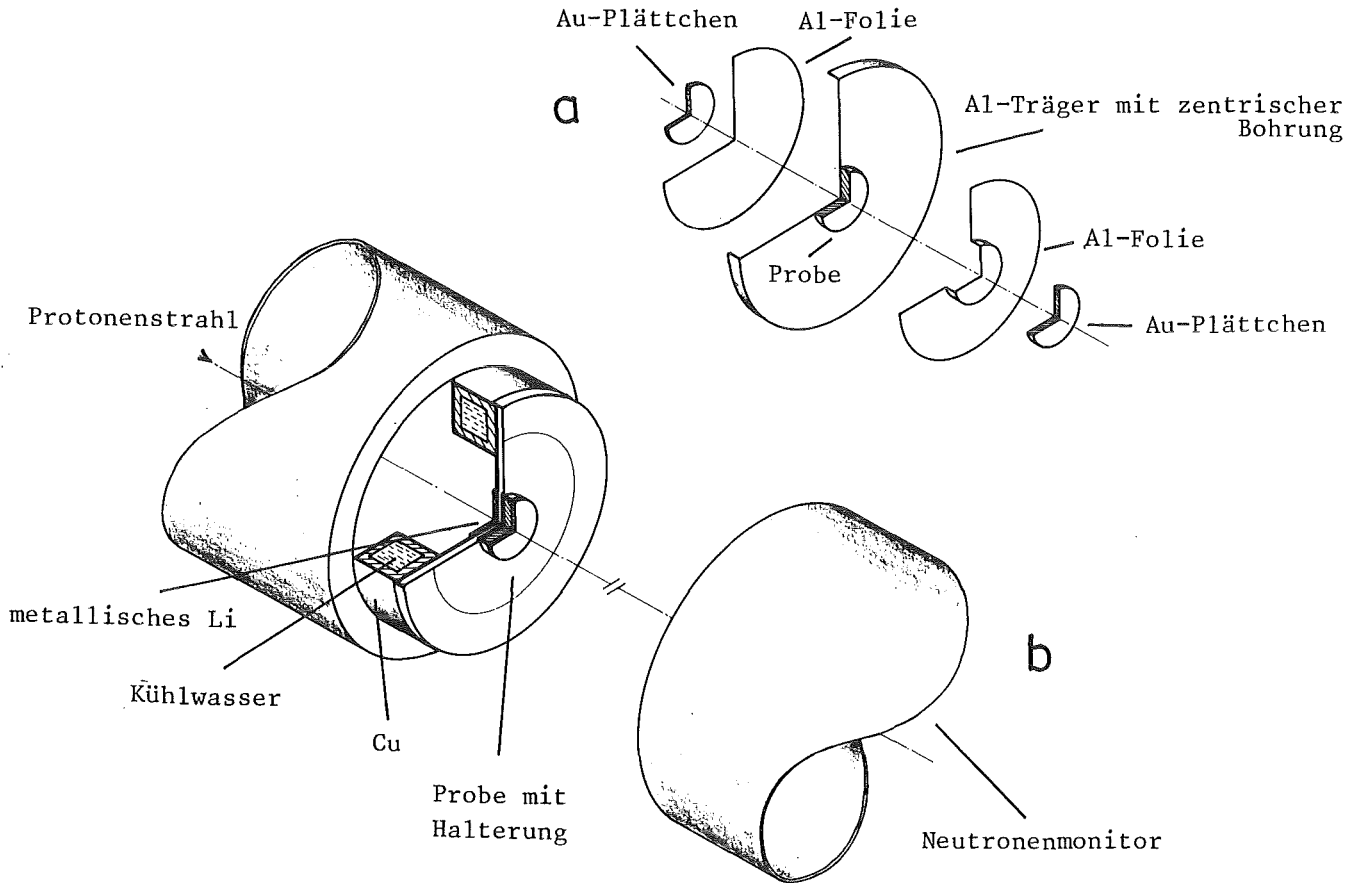


Fig. 21 a) Explosionszeichnung der Halterung der Aktivierungsproben. Die Probe befindet sich zwischen zwei $9\mu\text{m}$ dicken Al-Folien, die auf den Aluminiumträger mit zentrischer Bohrung außerhalb des kollimierten Neutronenstrahls aufgeklebt werden. Die beiden Goldplättchen (Masse $\sim 15\text{ mg}$) werden auf der Al-Folie mit möglichst wenig Flüssigkleber befestigt.

b) Schematische Darstellung der Bestrahlungsposition für die Aktivierungsmessungen.

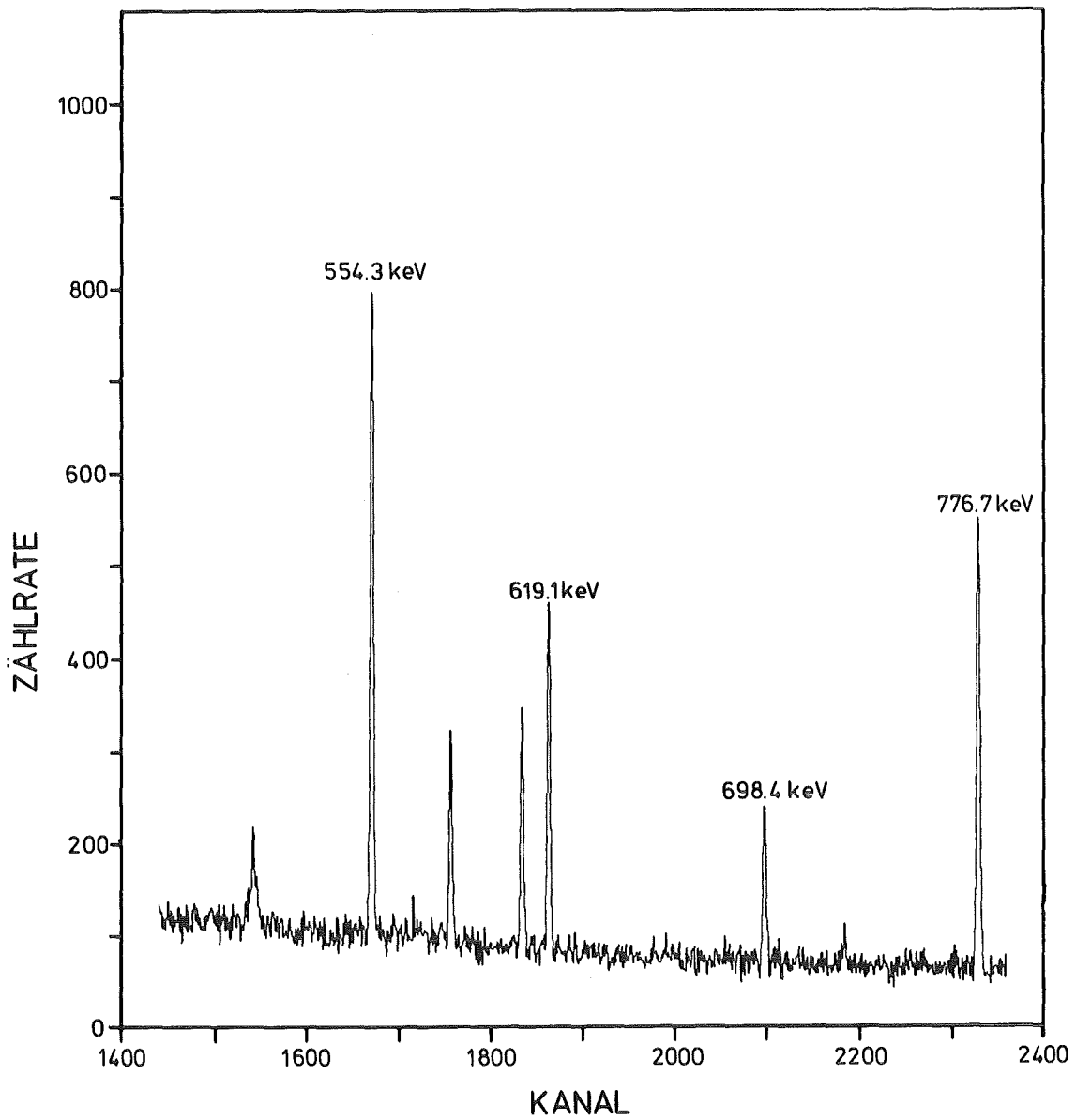


Fig. 22 γ -Spektrum des Zerfalls einer RbBr-Probe.
Die mit der Energie bezeichneten Linien gehören zum Zerfall von ^{82}Br , die restlichen zum natürlichen Untergrund. Meßzeit 4 h, 38 h nach dem Ende der Aktivierung.

Tabelle 6 Übersicht über die Aktivierungsproben

Proben- nummer	Proben- masse (mg)	Zusammensetzung		untersuchtes Isotop
		chemisch	isotopisch	
1	124,70	Ge	natürlich	$^{74}\text{Ge}, ^{76}\text{Ge}$
2	58,51	GaAs	natürlich	$^{71}\text{Ga}, ^{75}\text{As}$
3	75,68	RbBr	natürlich	$^{79}\text{Br}, ^{81}\text{Br}$ ^{85}Rb
4	148,48	RbBr	natürlich	^{87}Rb
5	72,12	mit Kr be- ladener Zeolith 5A	^{86}Kr 99,5 % ^{84}Kr 0,5 %	^{86}Kr

2.2.2 Auswertung, Ergebnisse und Fehleranalyse

Die Zahl C der Zerfälle der Probe, die im Ge-Detektor während der Meßzeit T_M registriert werden, ist gegeben durch

$$C = A K_Y \varepsilon_Y I_Y [1 - e^{-\lambda T_M}] e^{-\lambda T_W} \quad (2.10)$$

wobei ε_Y die Nachweiswahrscheinlichkeit im Detektor, I_Y die absolute Intensität der beobachteten Linie pro Zerfall und λ die Zerfallsrate bezeichnet. T_W ist das Zeitintervall zwischen dem Ende der Bestrahlung und dem Beginn des Auszählens. K_Y berücksichtigt die Selbstabsorption der γ -Strahlung in der Probe. Die Anzahl A der aktivierten Kerne läßt sich als

$$A = \phi_T N f_B \sigma \quad (2.11)$$

schreiben. Hier bezeichnet $\phi_T = \int dt \phi(t)$ den zeitintegrierten Neutronenfluß während der Bestrahlung, N die Anzahl der Kerne in der Probe und σ den Wirkungsquerschnitt. Der Faktor f_B berücksichtigt den Zerfall aktivierter Kerne während der Bestrahlung unter Ein-

schluß der zeitlichen Änderung der Neutronenausbeute

$$f_B = \frac{\int_0^{T_i} dt \phi(t) e^{\lambda(t-T_i)}}{\int_0^{T_i} dt \phi(t)} \quad (2.12)$$

T_i bezeichnet hier die Bestrahlungszeit.

Da die Messungen relativ zu ^{197}Au als Standard durchgeführt wurden, entfällt eine Absolutbestimmung des Neutronenflusses, und der unbekannte Wirkungsquerschnitt σ errechnet sich gemäß

$$\sigma = \frac{C}{C^{\text{Au}}} \frac{N^{\text{Au}} f_B^{\text{Au}} K_Y^{\text{Au}} \epsilon_Y^{\text{Au}} I_Y^{\text{Au}}}{N f_B K_Y \epsilon_Y I_Y} \frac{1 - e^{-\lambda T_M^{\text{Au}}}}{1 - e^{-\lambda T_M}} \frac{e^{-\lambda T_W^{\text{Au}}}}{e^{-\lambda T_W}} \sigma^{\text{Au}} \quad (2.13)$$

Der Maxwell-gemittelte Referenzquerschnitt von ^{197}Au für $kT=25$ keV wurde aus der ENDF/B-V Evaluation (Kinsey, 1979) zu 657 ± 20 mb berechnet.

Im Fall des ^{87}Rb war die Zählrate in der 898 keV Linie nach einem Zyklus (= Bestrahlen + Auszählen + Wartezeit) zu klein, um eine zuverlässige Auswertung zu gewährleisten. Die Probe 4 wurde deshalb mehrmals bestrahlt und ausgezählt (zyklische Aktivierung).

Die induzierte Aktivität im m -ten Zyklus ($m > 1$) setzt sich dann aus der Summe der Restaktivitäten der vorhergehenden Zyklen und der im Zyklus m erzeugten Radioaktivität zusammen.

Sind die Zykluszeiten für jeden Zyklus gleich lang, läßt sich die Anzahl der Zählereignisse im Zyklus m im γ -Detektor durch

$$C_m = \frac{\sigma N \phi K_Y \epsilon_Y I_Y}{\lambda} (1 - e^{-\lambda T_M}) e^{-\lambda T_D} (1 - e^{-\lambda T_C}) \frac{1 - e^{-m\lambda T}}{1 - e^{-\lambda T}} \quad (2.14)$$

ausdrücken. T_D bezeichnet hier die Zeitdifferenz zwischen dem Ende des Auszählens und dem Beginn der nächsten Bestrahlung.

T steht in (2.14) für die Gesamtdauer des Zyklus, $T = T_M + T_C + T_W + T_D$. Die restlichen Symbole sind bereits im Zusammenhang mit Gl. (2.10) erklärt worden.

Die Summe der Zählereignisse C_n nach n Zyklen läßt sich dann als

$$C_n = \frac{\sigma N \phi K_Y \epsilon_Y I_Y}{\lambda} (1 - e^{-\lambda T_M}) e^{-\lambda T_D} (1 - e^{-\lambda T_C}) \left[\frac{n}{1 - e^{-\lambda T}} - e^{-\lambda T} \frac{1 - e^{-n\lambda T}}{(1 - e^{-\lambda T})^2} \right] \quad (2.15)$$

schreiben (Laul 1973). Die weitere Analyse ist dem Fall einer einzigen Bestrahlung analog (siehe oben).

Die Auswertung der Reaktion $^{79}\text{Br} (n, \gamma) ^{80}\text{Br}$ wird durch das Isomer ($T_{1/2} = 4,42 \text{ h}$) im Produktkern, das ausschließlich zum Grundzustand ($T_{1/2} = 17,8 \text{ min}$) zerfällt, erschwert.

Während der Neutronenbestrahlung wird sowohl das Isomer als auch der Grundzustand gebildet. Das Isomer zerfällt zum Grundzustand, der wiederum instabil ist.

Die Differentialgleichungen, die die Anzahl A der Kerne im Isomer (Index m im folgenden) und im Grundzustand (Index g) während der Bestrahlungszeit als Funktion der Zeit beschreiben, lauten damit

$$\frac{dA_m}{dt} = N \sigma_m \phi(t) - \lambda_m A_m(t) \quad (2.16)$$

$$\frac{dA_g}{dt} = N \sigma_g \phi(t) + \lambda_m A_m(t) - \lambda_g A_g(t) \quad (2.17)$$

mit den Anfangsbedingungen $A_m(0) = A_g(0) = 0$.

Die Anzahl der Kerne im Isomer bzw. im Grundzustand am Ende der Bestrahlungszeit ist dann gegeben durch

$$A_m(t_i) = N \sigma_m \phi_T f_m^B \quad (2.18)$$

$$A_g(t_i) = N \phi_T [\sigma_g f_g^B + \sigma_m \lambda_m g_m(\lambda_m, \lambda_g, T_i, \phi(t))] \quad (2.19)$$

wobei

$$g_m(\lambda_m, \lambda_g, T_i, \phi(t)) = \frac{\int_0^{T_i} dt e^{\lambda_g(t-T_i)} \int_0^t dt' \phi(t') e^{-\lambda_m(t'-t)}}{\int_0^{T_i} dt \phi(t)} \quad (2.20)$$

In der Wartezeit T_W zwischen dem Ende der Bestrahlung und dem Beginn des Auszählens ändern sich die Besetzungszahlen von Isomer und Grundzustand gemäß

$$\frac{dA_m}{dt} = -\lambda_m A_m(t) \quad (2.21)$$

$$\frac{dA_g}{dt} = \lambda_m A_m(t) - \lambda_g A_g(t) \quad (2.22)$$

mit den Anfangswerten $A_m^0 = A_m(T_i)$ und $A_g^0 = A_g(T_i)$.

Nach Ablauf der Zeit T_W sind dann im Isomer noch

$$A_m(T_i + T_W) = A_m(T_i) e^{-\lambda T_W} \quad (2.23)$$

Kerne vorhanden und im Grundzustand befinden sich

$$A_g(T_i + T_W) = N \phi_T \{ \sigma_g f_g^B + \sigma_m \lambda_m [(g_m - (\lambda_g - \lambda_m)^{-1}) e^{-\lambda_g T_W} + (\lambda_g - \lambda_m)^{-1} f_m^B e^{-\lambda_m T_W}] \} \quad (2.24)$$

Kerne.

Während der Zählzeit T_C gelten ebenfalls die Differentialgleichungen (2.21) und (2.22), jedoch jetzt mit den Startwerten

$$A_m^0 = A_m(T_i + T_W) \text{ und } A_g^0 = A_g(T_i + T_W).$$

Von den während der Zählperiode zerfallenen Kernen A_g^0 des Grundzustandes wird der Bruchteil $C_g = A \varepsilon K_Y$ nachgewiesen.

Damit läßt sich die Zählrate einer Linie des Grundzustand-Zerfalls im Detektor insgesamt schließlich schreiben als

$$\begin{aligned} C_g = N \phi_T \varepsilon_Y K_Y \{ & C_g f_g^B e^{-\lambda_g T_W} (1 - e^{-\lambda_g T_C}) \\ & + \lambda_m \sigma_m [g_m e^{-\lambda_g T_W} (1 - e^{-\lambda_g T_C}) + f_B (\lambda_g - \lambda_m)^{-1} (e^{-\lambda_m T_W} - e^{-\lambda_g T_W}) (1 - e^{-\lambda_g T_C}) \\ & + f_B^m (\lambda_g - \lambda_m)^{-1} (e^{-\lambda_m T_C} - e^{-\lambda_g T_C}) e^{-\lambda_m T_W}] \} \quad (2.25) \end{aligned}$$

Der erste Term in der geschweiften Klammer rührt von dem Teil der Kerne her, die, durch direkten Einfang von Neutronen in den Grundzustand gebildet, während T_C zerfallen und nachgewiesen wurden.

Die eckige Klammer repräsentiert denjenigen Teil der Zählereignisse des Grundzustands, die vom Einfang in den isomeren Zustand des ^{80}Br herrühren. Der erste Term der eckigen Klammer steht für diejenigen γ 's des Grundzustands, die von isomeren Zerfällen während der Bestrahlungszeit herrühren, während die beiden weiteren den Zerfall des Isomers während der Wartezeit bzw. Zählzeit berücksichtigen.

Der Neutroneneinfangquerschnitt zum Isomer, σ_m , wurde direkt durch Auswertung der 37 keV Linie des isomeren Zerfalls zum Grundzustand bestimmt. Damit war mittels Gl.(2.25) möglich, auch den Einfangquerschnitt zum Grundzustand, σ_g , aus der Analyse der Meßdaten zu bestimmen.

In Tabelle 7 sind die gemessenen 25 keV Querschnitte zusammengefaßt. Die aufgeführten 30 keV Einfangquerschnitte wurden aus den Daten für $kT = 25$ keV unter der Annahme einer v^{-1} Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Energie gewonnen.

Aufgrund der geringen Probenmengen sind auch die mit der Probe verknüpften systematischen Fehler kleiner als bei der Flugzeitmessung (z.B. Neutronenvielfachstreuung und Selbstabsorption in der Probe). Dafür kommen aber bei der Aktivierungsmethode zusätzlich die durch Zerfallschema, Detektornachwahrscheinlichkeit, Zeitgeschichte des Neutronenflusses, Abweichung der Flußverteilung von einem idealen Maxwellsystem für $kT = 25$ keV und Extrapolation des Maxwellquerschnitts von 25 auf 30 keV bedingten Unsicherheiten hinzu. Bei niedrigen Energien der beobachteten Zerfallslinie des Compoundkerns (37 keV Linie des isomeren Zerfalls in ^{80}Br !) wird die γ -Selbstabsorption in der Probe, die sonst nur einen kleinen Beitrag zum Gesamtfehler liefert, zum bestimmenden Unsicherheitsfaktor.

In Tabelle 8 sind die relativen Beiträge der einzelnen Fehlerquellen zum Gesamtfehler im Maxwell-gemittelten Neutroneneinfangquerschnitt aufgeführt.

Sämtliche absoluten Intensitäten, die zur Auswertung benutzt wurden, sind der Kompilation von Lederer und Shirley (1978) entnommen. Die γ -Selbstabsorption in der Probe wurde mittels der Tabellen von Lorenz (1978) berechnet.

Tabelle 7

Mittels der Aktivierungsmethode für $kT = 25$ keV gemessene und auf $kT = 30$ keV extrapolierte Maxwell-gemittelte (n, γ) -Querschnitte. Im Fall des Targetkerns ^{79}Br sind der Einfangquerschnitt zum Isomer (m) in ^{80}Br und der Gesamtwirkungsquerschnitt (m+g) angegeben.

Isotop	Maxwell-gemittelter (n, γ) -Querschnitt (mb)			
	$kT = 25$ keV		30 keV	
^{74}Ge	59	± 7	54	± 7
^{76}Ge	18	$\pm 1,3$	16,0	$\pm 1,3$
^{71}Ga	137	± 8	125	± 8
^{75}As	631	± 33	576	± 35
$^{79}\text{Br (m)}$	87	± 8	79	± 8
$^{79}\text{Br (m+g)}$	697	± 42	636	± 42
^{81}Br	347	± 14	317	± 16
^{86}Kr	5,0	$\pm 0,7$	4,6	$\pm 0,7$
^{85}Rb	394	± 18	360	± 20
^{87}Rb	12	$\pm 2,0$	11,0	$\pm 2,0$

Tabelle 8 Ursprung und Größe der Fehler der
Aktivierungsmessung

Fehlerquelle	Relativer Beitrag zum Fehler im Maxwell-Querschnitt (%)
Au Standard	3 - 4
Zerfallsschema	1 - 10
γ X-Det. Efficiency	1.5
γ -Selbstabsorption in der Probe	1 - 12
Aktivierung durch gestreute Neutronen	≤ 0.2
Neutronenvielfachstreuung und Selbstabschirmung	≤ 1
Neutronenflußgeschichte	< 3
Abweichung der n-Flußverteilung von einem Maxwellspektrum	~ 3
Extrapolation von 25 auf 30 keV	~ 3
Statistik	1 - 7

3. Elementsynthese durch den s-Prozess

Jede Theorie über den Ursprung der chemischen Elemente muß die Verteilung der Häufigkeiten der Elemente im Sonnensystem quantitativ richtig erklären. Neben der in der Einleitung zu dieser Arbeit in kurzem Abriß dargestellten Vorstellung über den Aufbau der Elemente, nach der, mit Ausnahme des primordialen Ursprungs eines Teils der Häufigkeiten der leichtesten Elemente, die Elementsynthese ein kontinuierlicher, mit der Sternentwicklung verknüpfter Prozeß ist, der auch heute noch andauert, sind in der Literatur drei weitere Theorien beschrieben.

Alle drei nehmen einen primordialen Ursprung der chemischen Elemente an. Sowohl die Nicht-Gleichgewichtstheorie von Alpher und Herman (1950) (modifiziert durch Hayashi und Nishida 1956) als auch die Polyneutron-Theorie von Mayer und Teller (1949) und die von Klein (1947), Breskow und Treffenberg (1947) entwickelte Gleichgewichtstheorie besitzen einige Vorzüge, scheiterten jedoch aus verschiedenen Gründen (Burbidge et al. 1957).

Schon bald nach der Entdeckung des Neutrons (Chadwick 1932) wurde die Wichtigkeit des Neutroneneinfangs für den Aufbau schwerer Elemente erkannt (Gamow 1935). Heute, begründet durch eine Vielzahl von Arbeiten, besteht allgemeine Übereinstimmung darin, daß die Elemente schwerer als die der Eisengruppe im wesentlichen durch den Einfang von Neutronen gebildet werden. Reaktionen geladener Teilchen, die für die Bildung der meisten Nuklide leichter als Eisen verantwortlich sind, spielen (eventuell mit Ausnahme der durch den ineffektiven p-Prozess gebildeten, neutronenarmen Kerne) keine Rolle. Dies folgt unmittelbar aus der Tatsache, daß bei einer Temperatur, die hoch genug ist, um geladenen Teilchen ein wirksames Durchdringen der mit wachsendem Z größer werdenden, die Reaktionspartner trennenden Coulombbarriere zu ermöglichen, die vorhandenen Photonen des Temperaturbades die erzeugten Kerne durch Photodesintegration zerstören.

Im Gegensatz hierzu können neutronen-induzierte Reaktionen bei niedrigen Temperaturen unbehindert von Photodesintegrationsprozessen ablaufen und stellen somit einen attraktiven Mechanismus für die Synthese der schweren Elemente dar.

3.1 Solare Häufigkeiten und Elementsynthese durch Neutroneneinfang

Die solaren Häufigkeiten der Nuklide zwischen ^{56}Fe und ^{209}Bi sind in Fig. 23 a-d dargestellt (nach Anders und Ebihara 1982). Unter "solarer" Häufigkeit ist hier der aus der Analyse der primitivsten Klasse von Meteoriten (kohlige Chondriten vom Typ I) gewonnene Wert zu verstehen. Diese Meteoritendaten stimmen gut mit den, soweit meßbar, aus der Photosphäre der Sonne gewonnenen Werten für die Häufigkeit der Elemente überein (siehe etwa Ringwood 1979). Der Terminus galaktische oder gar kosmische Häufigkeiten für diese Daten, der in der älteren Literatur zu finden ist, ist irreführend. Das Muster der galaktischen Element- und Nuklidhäufigkeiten kann vom solaren verschieden sein (Penzias 1980), ja es scheint sogar, daß die solaren Häufigkeiten eine recht atypische Verteilung bezüglich der galaktischen aufweisen. Sie spiegeln die Zusammensetzung des solaren Urnebels wider. Den mit wachsender Massenzahl abnehmenden Häufigkeiten sind auffallende Maxima überlagert. Diese treten sowohl bei den magischen Neutronenzahlen $N=50$, $N=82$ und $N=126$, als auch um je etwa 10 Einheiten zu niedrigeren Massenzahlen verschoben auf.

Die Existenz dieser verschiedenen Maxima legt die Interpretation nahe, daß zwei in ihren physikalischen Bedingungen unterschiedliche Neutroneneinfangprozesse zur Bildung der solaren Häufigkeiten beigetragen haben. Aus der Tatsache, daß die Neutroneneinfangquerschnitte von Kernen mit einer magischen Neutronenzahl besonders klein sind, folgt, daß der Synthesepfad eines der Neutroneneinfangprozesse im wesentlichen im Stabilitätstal der Nuklide verlaufen sein muß. Die β -Halbwertszeiten der instabilen Kerne auf der neutronenreichen Seite des Stabilitätstals sind also kurz gegen die mittlere Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Neutroneneinfängen (s-Prozeß).

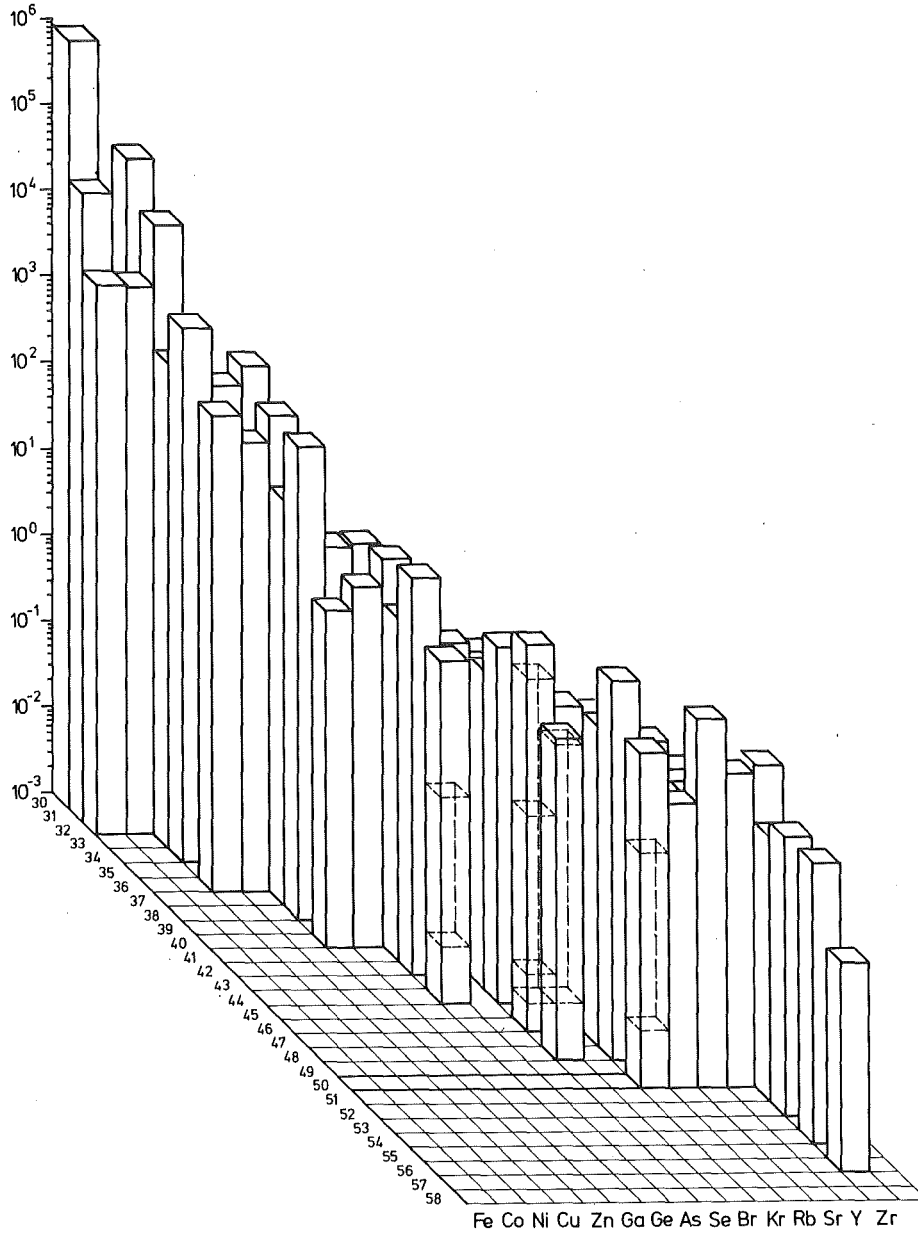


Fig. 23a Solare Häufigkeiten (Fe-Zr)

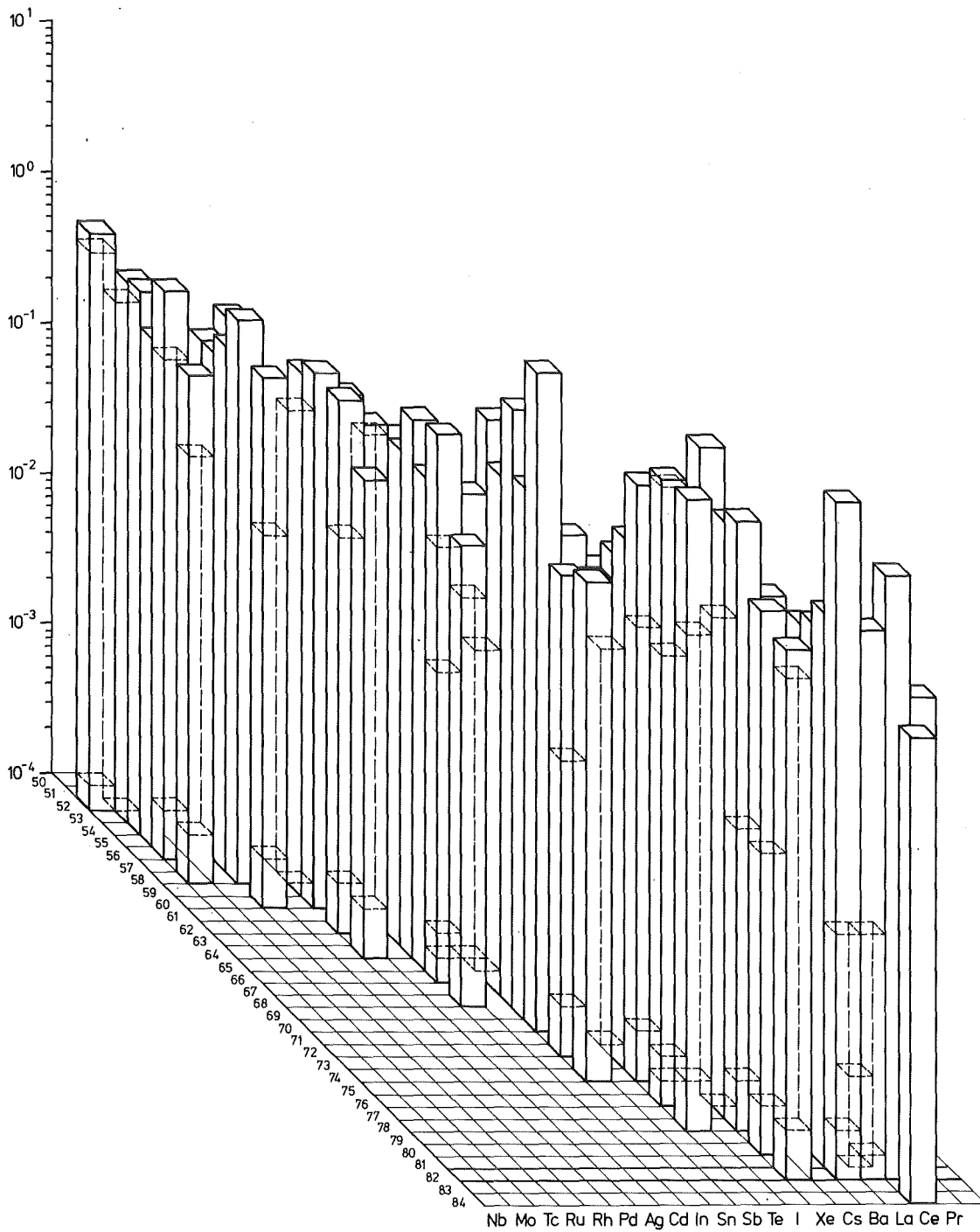


Fig. 23b Solare Häufigkeiten (Nb-Pr)

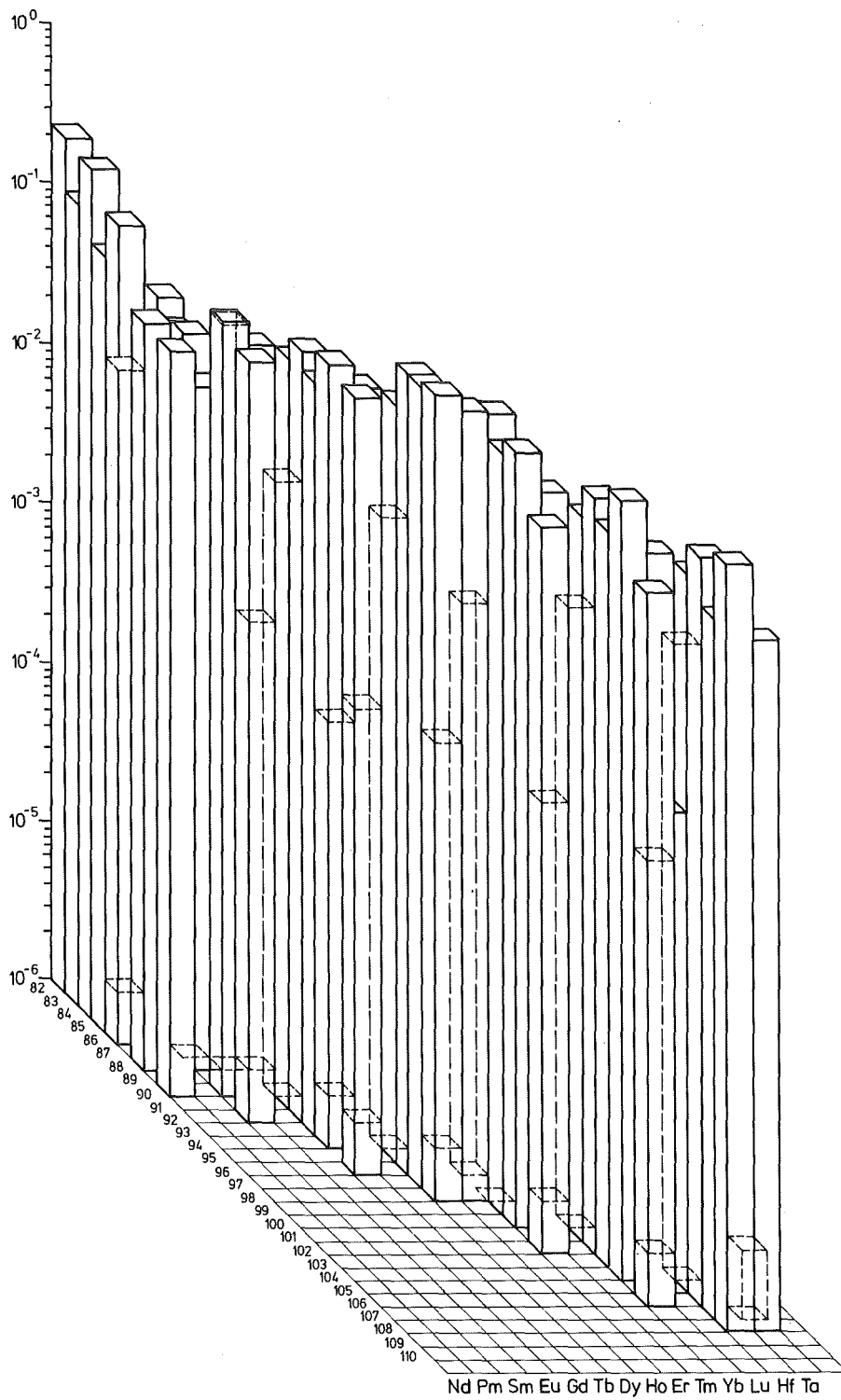


Fig. 23c Solare Häufigkeiten (Nd-Ta)

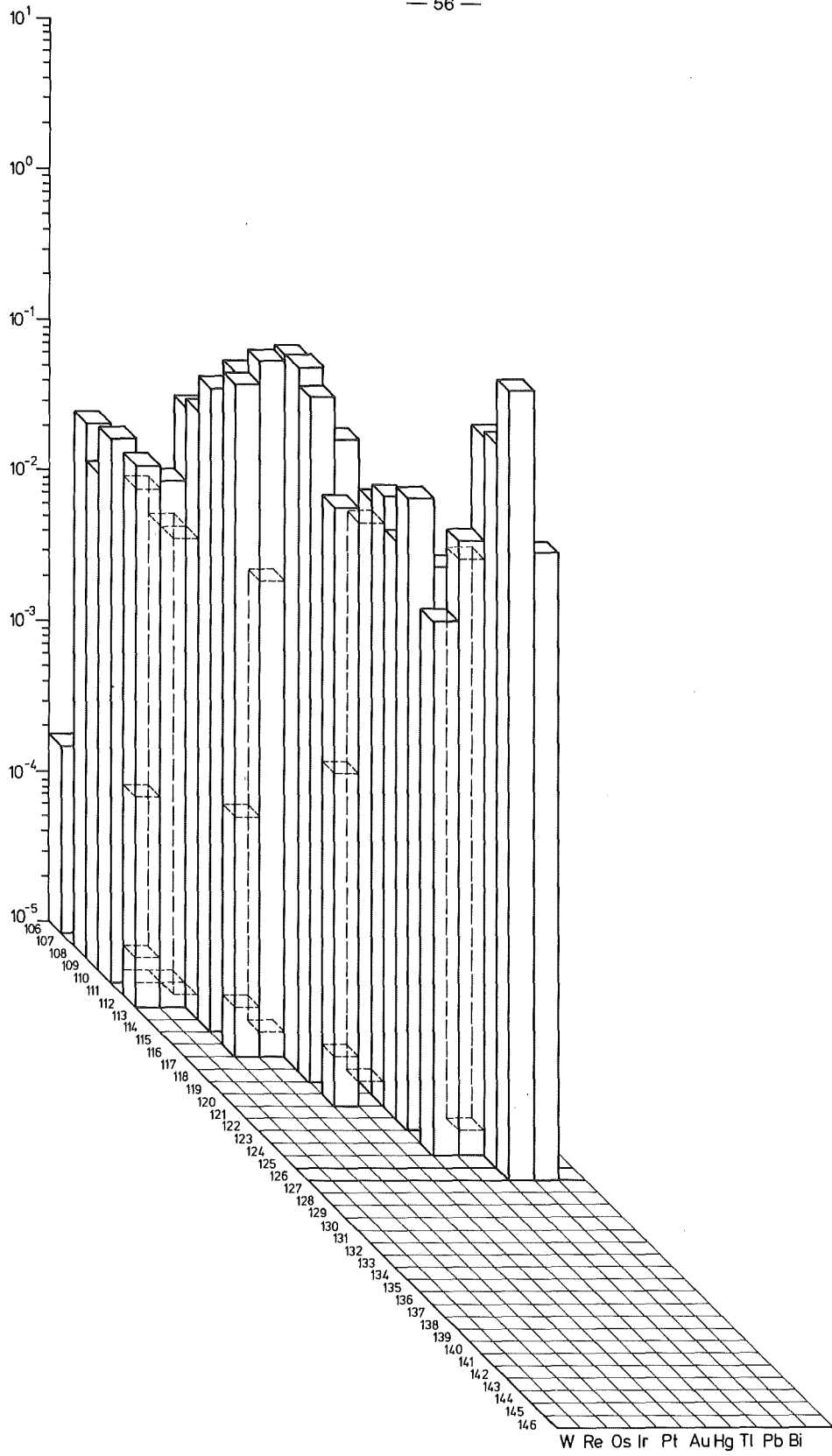


Fig. 23d Solare Häufigkeiten (W-Bi)

Die zu niedrigeren Massenzahlen hin verschobenen, mit den magischen Neutronenzahlen korrelierenden Maxima finden in diesem Prozess keine Erklärung. Postuliert man jedoch einen Synthesemechanismus, bei dem die mittleren Einfangzeiten für Neutronen kurz gegen die β -Zerfallszeiten der instabilen Nuklide sind (r-Prozeß), dessen Synthesepfad also weitab vom Stabilitätstal auf der Seite neutronenreicher Kerne hin zu höheren Massen führt, lassen sich die Extrema der Häufigkeit zwanglos durch die längeren β -Halbwertszeiten der Kerne mit magischen n -Zahlen und anschließendem β -Zerfall der Syntheseprodukte erklären. Der r-Prozeß muß dann auch der Syntheseprozess für die durch den s-Prozeß unerreichbaren Isotope der Aktiniden gewesen sein.

3.2 Das Modell des stationären s-Prozesses

Fängt ein Nuklid mit der Ordnungszahl Z und der Massenzahl A ein Neutron ein, wandelt es sich in ein solches der Massenzahl $A+1$ um. Ist der Produktkern β -instabil mit einer kurzen Halbwertszeit, zerfällt er in das entsprechende Isobar. Falls jedoch seine Halbwertszeit vergleichbar mit der mittleren Zeit zwischen zwei Neutroneneinfängen ist, konkurrieren β -Zerfall und Neutroneneinfang miteinander, und die sonst lineare Kette des s-Prozeß Synthesepfades verzweigt sich.

Die zeitliche Änderung der Häufigkeit N eines Nuklids während der Dauer des s-Prozesses hängt im Fall der linearen Kette von der Größe des vorhandenen Neutronenflusses ϕ , dem Maxwellgemittelten Neutroneneinfangquerschnitt σ des Nuklids bei der Temperatur T des s-Prozesses und der Häufigkeit seines Vorgängers ab.

Wird vereinfachend angenommen, daß vor Beginn der s-Prozeßsynthese nur ^{56}Fe als Saatkern vorhanden ist, was durch die große relative Häufigkeit dieses Nuklids eine gewisse Berechtigung hat, so läßt sich das die Synthese beschreibende Differentialgleichungssystem schreiben als

$$\frac{d\psi_1}{d\tau} = -\sigma_1 \psi_1(\tau) \quad (3.1)$$

$$\frac{d\psi_k}{d\tau} = \sigma_k (\psi_{k-1}(\tau) - \psi_k(\tau)) \quad k > 1$$

Hier ist die bequeme Notation $\psi_k(\tau) := \sigma_k N_k(t) / N_1(0)$, mit $k := A-55$, $d\tau = \phi dt = n_n v_T dt$ verwendet.

Da die Wirkungsquerschnitte unabhängig von τ sind, ist die Lösung von (3.1) gegeben durch

$$\psi_1(\tau) = \sigma_1 \exp(-\sigma_1 \tau) \quad (3.2)$$

$$\psi_k(\tau) = \sum_{i=1}^k C_{ik} \exp(-\sigma_i \tau)$$

mit

$$C_{ik} = \sigma_i \prod_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^k \frac{\sigma_j}{\sigma_j - \sigma_i} \quad (3.3)$$

Diese Lösung ist unter dem Namen "Bateman-Lösung" bekannt, da sie analog der Lösung für radioaktive Zerfallsketten ist, die von H. Bateman zuerst beschrieben wurde (Bateman 1910).

Für die praktische Berechnung ist die Verwendung der Rekursionsformeln

$$C_{ik} = \sigma_k (\sigma_k - \sigma_i)^{-1} C_{i,k-1}, \quad k \neq i \quad (3.4)$$

$$C_{kk} = C_{k,k-1}$$

von Vorteil. Zu beachten ist, daß in (3.3) vorausgesetzt wird, daß $\sigma_j \neq \sigma_i$ gilt. Der Entartungsfall ist in Newman (1980) behandelt.

Aus der Form der Differentialgleichungen des Systems (3.1) folgt, daß

$$\frac{dN_k}{dt} < 0 \quad \text{falls} \quad N_k > \frac{\sigma_{k-1}}{\sigma_k} N_{k-1} \quad (3.5)$$

$$\frac{dN_k}{dt} > 0 \quad \text{falls} \quad N_k < \frac{\sigma_{k-1}}{\sigma_k} N_{k-1}$$

gilt, wobei hier explizit N_k statt ψ_k eingeführt wurde. Folglich ist die Lösung des Systems selbstregulierend in dem Sinne,

daß N_k kleiner wird, falls es zu groß gegenüber N_{k-1} ist und größer wird, falls es zu klein ist. Die gekoppelten Differentialgleichungen minimieren also die Differenz $\sigma_k N_k - \sigma_{k-1} N_{k-1}$. Weitab von den abgeschlossenen Kernschalen der Neutronen sind die Wirkungsquerschnitte σ so groß, daß die Differenz zwischen den Produkten $\sigma_k N_k$ und $\sigma_{k-1} N_{k-1}$ viel kleiner als eines der beiden Produkte ist. Also gilt dort als lokale Approximation

$$\sigma_k N_k \approx \sigma_{k-1} N_{k-1} \quad (3.6)$$

Schon frühere Analysen der linearen Kettenlösung (siehe etwa Clayton et al. 1961) zeigten, daß die σN -Werte des solaren Materials eine von der Lösung (3.2) abweichende Verteilung aufweisen. Die natürliche Erweiterung des Modells bestand in der Annahme, daß die solaren Häufigkeiten eine Überlagerung einer verschiedenen Anzahl von ^{56}Fe -Kernen, die verschiedenen zeitintegrierten Neutronenflüssen ausgesetzt waren, darstellen.

Sei die Anzahl der Eisenkerne (relativ zu $\text{Si} \equiv 10^6$), die einem zeitintegrierten Neutronenfluß τ im Intervall $d\tau$ ausgesetzt waren, mit $\rho(\tau) d\tau$ bezeichnet, dann ist aufgrund der gewählten Normierung

$$\sigma_k N_k = \int_0^{\infty} d\tau \rho(\tau) \psi_k(\tau) \quad (3.7)$$

Clayton et al. (1961) und Seeger et al. (1965) zeigten, daß mit

$$\rho(\tau) = 10^4 \cdot \exp(-\tau/\tau_0), \quad \tau_0 = 0,17 \quad (3.8)$$

eine mit der zur damaligen Zeit vorhandenen Datenbasis in Übereinstimmung stehende Beschreibung der solaren σN -Werte möglich war ¹⁾.

Mit im Laufe der Zeit verbesserten Wirkungsquerschnitten konnte die σN -Systematik wesentlich genauer untersucht werden. Die Arbeit von Ward und Newman (1978) zeigte zwei wichtige Punkte auf:

1) Die Vorstellung einer einzigen Neutronenbestrahlung von Kernen zur Erklärung der s-Prozeß Häufigkeiten wurde von Amiet und Zeh (1968) wieder aufgegriffen, scheiterte jedoch (siehe auch Conrad 1976).

- a) Die kleinen Neutroneneinfangquerschnitte der Kerne mit magischer Neutronenschale führen zu einer ausgeprägten Stufenform der σN -Kurve.
- b) Neben einer Hauptkomponente ρ^M , muß eine zusätzliche, "schwache" Komponente ρ^W postuliert werden, damit den unterhalb $A < 90$ stark ansteigenden σN -Werten Rechnung getragen wird.

Für eine zwei-komponentige Verteilungsfunktion

$$\rho(\tau) = \frac{F^M}{\tau_0^M} N_{56}^M \exp(-\tau/\tau_0^M) + \frac{F^W}{\tau_0^W} N_{56}^W \exp(-\tau/\tau_0^W) \quad (3.9)$$

gilt dann (siehe Käppeler et al. 1982a und Referenzen dort)

$$\sigma(A) N_s(A) = \frac{F^M}{\tau_0^M} \prod_{i=56}^A \left(1 + \frac{1}{\sigma(i) \tau_0^M}\right)^{-1} + \frac{F^W}{\tau_0^W} N_{56}^W \prod_{i=56}^A \left(1 + \frac{1}{\sigma(i) \tau_0^W}\right)^{-1} \quad (3.10)$$

Dieser Ansatz enthält die Annahme, daß die beiden Komponenten M und W voneinander unabhängig sind, d.h. z.B. daß es zwei verschiedene Arten des s-Prozesses gegeben hat, deren Syntheseprodukte nachträglich gemischt wurden (Schatz 1983, siehe auch Kap. 3.3.5).

F ist physikalisch der Bruchteil der Eisensaatkerne, N_{56} , der der jeweiligen Verteilung von Bestrahlungen unterworfen war.

Käppeler et al. (1982a) zeigten, daß mit einer Verteilungsfunktion der Form (3.10) eine global befriedigende Beschreibung der σN -Kurve zu erreichen ist. Jedoch scheiterte die Analyse im Bereich $86 \leq A \leq 88$, dort trat Überproduktion der solaren Häufigkeiten auf.

Es ist ein wichtiges Ergebnis der vorliegenden Arbeit, zu zeigen, daß das stationäre s-Prozess Modell eine konsistente Beschreibung ohne Überproduktion zu liefern vermag.

Unter den Annahmen, die das klassische s-Prozeß-Modell macht, folgt aus Gl. 3.7 mit einer Verteilungsfunktion der Gl. 3.8, daß

$$\sigma N_S({}^AZ) = \zeta({}^AZ) \sigma N_S({}^{A-1}Z) \quad (3.11)$$

gilt (Seeger et al. 1965, Clayton und Ward 1974, Ward et al. 1976, Ward und Newman 1978), wobei $\zeta({}^AZ)$ gegeben ist durch

$$\zeta({}^AZ) = \left[1 + \frac{1}{\tau_O \sigma({}^AZ)} \right]^{-1} \quad (3.12)$$

$\sigma({}^AZ)$ bezeichnet hier den Maxwell-gemittelten Neutroneneinfangquerschnitt des Kerns AZ .

Verzweigt sich der Synthesepfad am Kern AZ durch konkurrierenden Neutroneneinfang und β -Zerfall, so ist ζ zu ersetzen durch

$$\xi = \left[\frac{1}{f_n} + \frac{1}{\sigma({}^AZ) \tau_O} \right]^{-1} \quad (3.13)$$

und $\sigma N_S({}^A(Z+1))$ ist gegeben durch

$$\sigma N_S({}^A(Z+1)) = \frac{f}{1-f} \zeta({}^A(Z+1)) \sigma N_S({}^AZ) \quad (3.14)$$

f ist definiert durch

$$f = \frac{\lambda_-}{\lambda_- + \lambda_n} \quad (3.15)$$

λ_- steht in (3.15) für die β^- -Zerfallsrate und λ_n für die Anzahl der Neutroneneinfänge pro Zeiteinheit. Zwischen f und f_n besteht die Beziehung

$$f = 1 - f_n \quad (3.16)$$

λ_n läßt sich durch die Anzahl n_n der Neutronen pro Volumeneinheit, die thermische Geschwindigkeit v_T und den Einfangquerschnitt des instabilen Nuklids AZ ausdrücken:

$$\lambda_n = n_n v_T \sigma({}^AZ) \quad (3.17)$$

Durch diesen Formalismus ist es möglich, den s-Prozeß-Synthesepfad unter Einschluß von Verzweigungen zu behandeln und Rückschlüsse auf Neutronendichte und Temperatur während des Entstehens der s-Elemente zu ziehen. Da der s-Prozeß nach den gängigen Vorstellungen mit der stellaren Entwicklung verknüpft ist und Sterne unterschiedlicher Masse und chemischer Zusammensetzung im Laufe der galaktischen Entwicklung zu den solaren Häufigkeiten beigetragen haben, stellen die physikalischen Parameter, wie etwa Temperatur und Neutronendichte, die aus der Analyse des Modells des klassischen s-Prozesses abgeleitet werden, gemittelte Größen dar.

Nach der vorherrschenden Meinung findet der s-Prozeß in der Heubrennenden Schale roter Riesensterne in gepulster Form statt, d.h. Neutronendichte und Temperatur sind Funktionen der Zeit (Truran und Iben 1977 und Referenzen dort). Nach vielen Pulsen geht aber die Beschreibung der Häufigkeiten asymptotisch in das stationäre Modell über (Ulrich 1972, Ulrich 1982), wobei aber bei der Beschreibung von Verzweigungen Unterschiede auftreten können.

Die von einem Stern gegebener Masse und chemischer Zusammensetzung durch den s-Prozeß produzierte Mischung an schweren Elementen mag durchaus von der solaren Häufigkeitsverteilung abweichen. Jedoch sollte die Gesamtheit aller Sterne, die zur Synthese solaren Materials beigetragen haben, zu einer mit der im Sonnensystem beobachteten und, wie im folgenden gezeigt wird, durch das klassische s-Prozeß-Modell beschreibbaren Häufigkeitsverteilung der Elemente führen.

Die Verbindung zwischen Sternentwicklung, Vorstellungen zur galaktischen Evolution und der hier gewählten mehr phänomenologischen Beschreibung des s-Prozesses durch das klassische s-Prozeß-Modell steckt jedoch noch in den Anfängen.

3.3 Analyse der s-Prozeß Verzweigungen am ^{79}Se und ^{85}Kr

3.3.1 Eigenschaften der Verzweigungen

Der wesentliche Unterschied in der Beschreibung des s-Prozesses im Massenbereich bis zu etwa $A \sim 90$, im Vergleich mit dem s-Prozeß bei höheren Massen, besteht in der Notwendigkeit, eine zweite Komponente, ρ^W , einzuführen, um den bis zu den Saatkernen hin stark ansteigenden σN -Werten Rechnung zu tragen (Ward und Newman 1978, Käppeler et al. 1982a).

Über Neutronendichte und Temperatur der schwachen Komponente war bisher nichts bekannt. Käppeler et al. (1982a) nahmen als Vereinfachung für beide Komponenten die gleichen Werte der Parameter an. Eine detaillierte Analyse scheiterte bisher vor allem an den schlecht bekannten Neutroneneinfangquerschnitten der reinen s-Kerne im Massenbereich $56 < A < 90$.

^{70}Ge ist einer dieser reinen s-Kerne, d.h. er wird, mit Ausnahme eines geringen p-(und hier möglicherweise auch e-) Anteils, nur durch den s-Prozeß synthetisiert, da er durch das stabile ^{70}Zn gegen Beiträge des r-Prozesses abgeschirmt ist. Neben ^{70}Ge sind im Bereich bis zu $A = 88$ noch die Isotope ^{76}Se , ^{80}Kr , ^{82}Kr , ^{86}Sr und ^{87}Sr reine s-Nuklide.

Wesentliche Verzweigungen des s-Prozeß-Synthesepfades sind an den instabilen Kernen ^{79}Se und ^{85}Kr zu erwarten, da die relativen Häufigkeiten der Isotope ^{80}Kr bzw. ^{86}Sr um rund eine Größenordnung höher sind als die der ihnen benachbarten p-Nuklide ^{78}Kr und ^{84}Sr . (Solares Verhältnis der Häufigkeiten von $^{80}\text{Kr}/^{78}\text{Kr}$ ($^{86}\text{Sr}/^{84}\text{Sr}$) : 6,4 (17,6).)

Diese Verzweigungen können nun dazu benutzt werden, Neutronendichte und Temperatur der schwachen Komponente des s-Prozesses zu bestimmen. Voraussetzung dazu ist allerdings, daß die entsprechenden Größen für die Hauptkomponente bekannt sind.

Die Tatsache, daß die Halbwertszeit von ^{85}Kr sich bis zu

$kT=50$ keV nicht (Cosner und Truran 1981) oder bestenfalls unwesentlich (Cosner 1982) ändert, macht diese Verzweigung geeignet zur Bestimmung der Neutronendichte.

Die Halbwertszeit von ^{79}Se ist dagegen oberhalb von ~ 10 keV stark von der Temperatur abhängig, da angeregte Zustände dann merklich thermisch bevölkert und damit erlaubte β -Zerfälle mit wesentlich kürzeren Halbwertszeiten als die des ^{79}Se Grundzustands möglich werden (siehe Kap. 3.3.3).

Der Neutroneneinfangquerschnitt ist andererseits groß genug, damit β -Zerfall und Neutroneneinfang miteinander konkurrieren können. Die Verzweigung am ^{79}Se ist also von Neutronendichte und Temperatur abhängig und kann deshalb, bei bekannter Neutronendichte, zur Bestimmung der s-Prozeß Temperatur herangezogen werden.

3.3.2 Formale Beschreibung des Synthesepfads durch die Verzweigungen am ^{79}Se und ^{85}Kr

Der in Kapitel 3.2 entwickelte Formalismus der stationären s-Prozeß Synthese soll nun im folgenden auf die beiden Verzweigungen angewendet werden.

Wesentlich für ein Verständnis der Verzweigungen ist die Tatsache, daß das s-Prozeß-Modell die solaren Häufigkeiten der reinen s-Kerne richtig wiedergeben muß. Die Häufigkeiten der s-Nuklide bilden die Stützpunkte der σN -Kurve, wenn deren Verlauf durch die Verzweigung verfolgt wird.

Seien also etwa s-Häufigkeit und Einfangquerschnitt von ^{76}Se als bekannt vorausgesetzt.

Dann gilt für die σN -Werte der Kerne bis zum ^{82}Kr :

$$\sigma N(^{77}\text{Se}) = \zeta(^{77}\text{Se}) \sigma N(^{76}\text{Se}) \quad (3.18)$$

$$\sigma N(^{78}\text{Se}) = \zeta(^{78}\text{Se}) \sigma N(^{77}\text{Se}) \quad (3.19)$$

$$\sigma N(^{79}\text{Se}) = \xi(^{79}\text{Se}) \sigma N(^{78}\text{Se}) \quad (3.20)$$

$$\sigma N(^{80}\text{Se}) = \zeta(^{80}\text{Se}) [\sigma N(^{79}\text{Se}) + (1-f(^{80}\text{Br})) \sigma N(^{79}\text{Br})] \quad (3.21)$$

$$\sigma N(^{79}\text{Br}) = [f(^{79}\text{Se})/(1-f(^{79}\text{Se}))] \zeta(^{79}\text{Br}) \sigma N(^{79}\text{Se}) \quad (3.22)$$

$$\sigma N(^{81}\text{Br}) = \zeta(^{81}\text{Br}) \{ \sigma N(^{80}\text{Se}) + [f(^{81}\text{Kr})/(1-f(^{81}\text{Kr}))] \sigma N(^{81}\text{Kr}) \} \quad (3.23)$$

$$\sigma N(^{80}\text{Kr}) = f(^{80}\text{Br}) \zeta(^{80}\text{Kr}) \sigma N(^{79}\text{Br}) \quad (3.24)$$

$$\sigma N(^{81}\text{Kr}) = \xi(^{81}\text{Kr}) \sigma N(^{80}\text{Kr}) \quad (3.25)$$

$$\sigma N(^{82}\text{Kr}) = \zeta(^{82}\text{Kr}) [\sigma N(^{81}\text{Kr}) + \sigma N(^{81}\text{Br})] \quad (3.26)$$

Die beiden Zweige des Synthesepfads treffen am ^{82}Kr wieder zusammen. Die Beiträge zum σN -Wert von ^{80}Se und ^{81}Br , die von Elektroneneinfang und Positronenemission durch ^{80}Br bzw. Elektroneneinfang in ^{81}Kr herrühren, sind klein, der Vollständigkeit halber aber mit aufgeführt.

Die Behandlung der Verzweigung am ^{85}Kr erfordert, bedingt durch die Existenz des nicht thermalisierten Isomers, eine Modifikation der formalen Beschreibung (siehe Kap. 3.3.3).

Ist P der Bruchteil derjenigen Einfangereignisse am ^{84}Kr , die im Isomer in ^{85}Kr enden, und dann zum ^{85}Rb zerfallen, so ist $\zeta(^{85}\text{Rb}) P$ derjenige Teil des Wertes von $\sigma N(^{84}\text{Kr})$, der direkt über den isomeren Zustand zu $\sigma N(^{85}\text{Rb})$ beiträgt. Der Teil des σN -Flusses, der über den Grundzustand von ^{85}Kr zu $\sigma N(^{85}\text{Rb})$ führt, ist dann durch den zweiten, zu $(1 - P)$ proportionalen Term in Gleichung (3.33) gegeben.

P, ausgedrückt durch die jeweiligen Einfangquerschnitte $\sigma^m(^{84}\text{Kr})$ (zum Isomer) und $\sigma^g(^{84}\text{Kr})$ (zum Grundzustand), läßt sich als

$$P = f^m IR \quad (3.27)$$

schreiben, wobei f^m den Bruchteil des isomeren Zerfalls im ^{85}Kr zum ^{85}Rb bezeichnet und IR durch

$$IR = \sigma^m(^{84}\text{Kr}) / (\sigma^g(^{84}\text{Kr}) + \sigma^m(^{84}\text{Kr})) \quad (3.28)$$

gegeben ist (Fig 24).

Damit gilt :

$$\sigma N(^{83}\text{Kr}) = \zeta(^{83}\text{Kr}) \sigma N(^{82}\text{Kr}) \quad (3.29)$$

$$\sigma N(^{84}\text{Kr}) = \zeta(^{84}\text{Kr}) \sigma N(^{83}\text{Kr}) \quad (3.30)$$

$$\sigma N(^{85}\text{Kr}) = (1 - P) \xi(^{85}\text{Kr}) \sigma N(^{84}\text{Kr}) \quad (3.31)$$

$$\sigma N(^{86}\text{Kr}) = \zeta(^{86}\text{Kr}) [\sigma N(^{85}\text{Kr}) + [1 - f(^{86}\text{Rb})] \sigma N(^{85}\text{Rb})] \quad (3.32)$$

$$\sigma N(^{85}\text{Rb}) = \zeta(^{85}\text{Rb}) \{ P \sigma N(^{84}\text{Kr}) + [f(^{85}\text{Kr}) / (1 - f(^{85}\text{Kr}))] \sigma N(^{85}\text{Kr}) \} \quad (3.33)$$

$$\sigma N(^{87}\text{Rb}) = \zeta(^{87}\text{Rb}) \sigma N(^{86}\text{Kr}) \quad (3.34)$$

$$\sigma N(^{86}\text{Sr}) = f(^{86}\text{Rb}) \zeta(^{86}\text{Sr}) \sigma N(^{85}\text{Rb}) \quad (3.35)$$

$$\sigma N(^{87}\text{Sr}) = \zeta(^{87}\text{Sr}) \sigma N(^{86}\text{Sr}) \quad (3.36)$$

$$\sigma N(^{88}\text{Sr}) = \zeta(^{88}\text{Sr}) [\sigma N(^{87}\text{Sr}) + \sigma N(^{87}\text{Rb})] \quad (3.37)$$

Wendet man das s-Prozeß Modell mit zwei Komponenten auf die Verzweigungen an, so gilt für jede der beiden Komponenten ein solches Gleichungssystem.

3.3.3 Datenbasis der Verzweigungsanalyse

Um eine verlässliche Analyse der Verzweigungen am ^{79}Se und ^{85}Kr durchführen zu können, werden möglichst genaue Werte der solaren Häufigkeiten und Neutroneneinfangquerschnitte der beteiligten Isotope benötigt. Darüberhinaus sind stellare Betazerfallsraten vonnöten.

- Solare Häufigkeiten

Was die solaren Häufigkeiten anbetrifft, so wurden ausschließlich die Werte der Kompilation von Anders und Ebihara (1982) verwendet, da

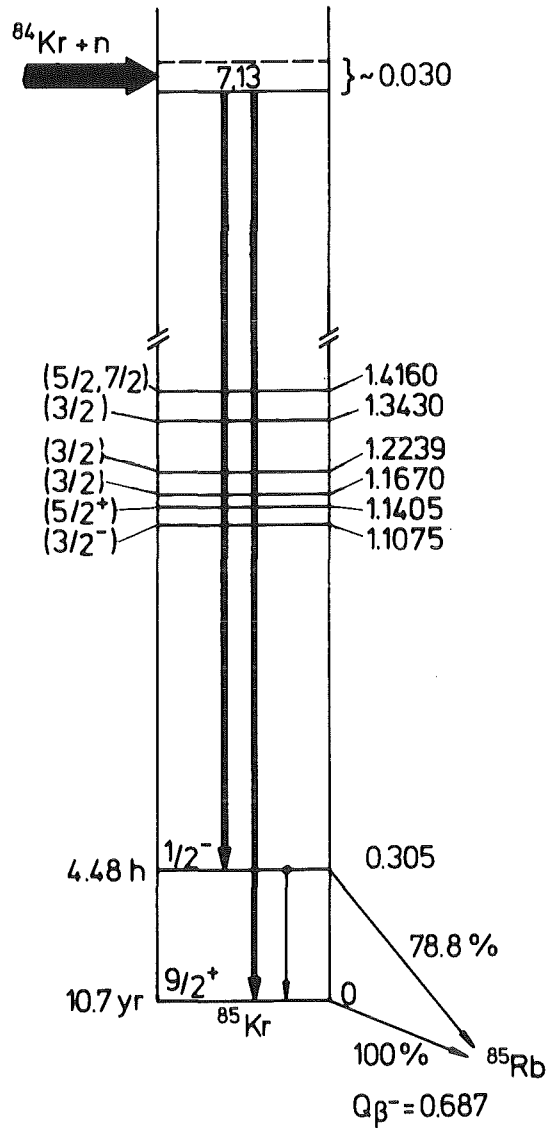


Fig. 24 Veranschaulichung der Verzweigung des s-Prozesses am ^{85}Kr anhand des Niveauschemas des Kerns. Alle Energien in MeV, die Verzweungsverhältnisse sind terrestrische Werte (siehe Text).

diese Autoren die gesamte Literatur bis zum Zeitpunkt der Drucklegung ihrer Arbeit berücksichtigt und kritisch bewertet haben.

Des weiteren ist diese Arbeit die einzige, in der für die Häufigkeiten der Elemente ein Fehler quantifiziert wird. Diese Entscheidung für die Veröffentlichung von Anders und Ebihara (1982) an dieser Stelle sollte aber nicht als Minderung der Qualitäten der von Cameron (1981) und Palme, Suess und Zeh (1982) publizierten Daten mißverstanden werden, sondern erfolgte aus rein praktischen Gründen.

- Neutroneneinfangquerschnitte

Die in den letzten Jahren gemachten Anstrengungen, die Neutroneneinfangquerschnitte der Strukturmaterialien von Kernreaktoren im keV-Bereich möglichst genau zu vermessen, wirken sich in einer Verbesserung der Datenbasis der stabilen Fe- und Ni-Isotope aus, die als Saat für den s-Prozeß dienen. Unbefriedigend, was die Maxwell-gemittelten Einfangquerschnitte der stabilen Kerne bis zum Sr betrifft, ist die Tatsache, daß für den reinen s-Kern ^{76}Se keine einzige Messung des (n,γ) -Querschnitts publiziert ist.

Unbefriedigend ist auch die Situation bei den für die Analyse der Verzweigungen wichtigen Querschnitten der radioaktiven Kerne. Zwar wurden die Maxwell-gemittelten Neutroneneinfangquerschnitte von ^{79}Se und ^{85}Kr von mehreren Autoren theoretisch berechnet, doch weichen die Ergebnisse so stark voneinander ab, daß eine Mittelwertbildung als ein schlechter Kompromiß erscheint. So findet Harris (1981) für ^{79}Se 514 mb und 24,8 mb für ^{85}Kr . Holmes et al. (1976) geben 155 mb als Resultat ihrer Rechnungen für ^{85}Kr . Daß hier die Entscheidung zugunsten der Hauser-Feshbach Rechnungen von Reffo (1982) getroffen wurde, liegt in der guten Übereinstimmung ihrer Ergebnisse mit den experimentell bekannten Querschnitten der stabilen Kr- und Se-Isotope begründet (siehe Walter et al. 1984).

Es bleibt die Notwendigkeit einer experimentellen Bestimmung.

Das Isomerenverhältnis IR der Einfangquerschnitte zum ^{85}Kr wurde in Walter et al. (1984) (siehe Beer und Käppeler (1982) für den Wert des Querschnitts zum Isomer) zu

$$IR = 0,57 \pm 0,10$$

bestimmt.

Alle zur Analyse der Verzweigungen am ^{79}Se und ^{85}Kr verwendeten (n,γ) -Querschnitte sind, beginnend bei ^{56}Fe , in Tabelle 9 aufgeführt. Im Fall des ^{59}Ni wurde die Summe aus $(n,\gamma)+(n,p)$ Querschnitt aufgeführt (siehe Conrad 1976).

Da der Kern als Gesamtsystem zu behandeln ist, sollten statt der Einfangquerschnitte des Grundzustands eigentlich die unter Berücksichtigung der angeregten Zustände des Nuklids relevanten Querschnitte verwendet werden. Doch spielt dieser Effekt hier nur eine sehr untergeordnete Rolle und ist deshalb vernachlässigt.

- Stellare Betazerfallsraten

Für die Beschreibung des s-Prozeß-Synthesepfades sind im allgemeinen nicht die terrestrischen, im Labor dem Experiment zugänglichen Betazerfallsraten von Interesse, sondern die davon oft wesentlich verschiedenen "stellaren" Raten. Bedingt durch die zur Synthese notwendigen Temperaturen von einigen 10^8 K (siehe unten) werden tiefliegende angeregte Zustände mit einer merklich von Null verschiedenen Wahrscheinlichkeit besetzt. Dies kann zu einer drastischen Veränderung der Halbwertszeit eines radioaktiven Nuklids führen, wenn die Betazerfallswahrscheinlichkeiten von angeregten Zuständen und Grundzustand sehr verschieden sind.

Die effektive, stellare Rate λ , mit der ein instabiler Kern dann zerfällt, ist durch

$$\lambda = \sum_i P_i \sum_j \lambda_{ij} \quad (3.37)$$

gegeben, wobei λ_{ij} die Zerfallsrate des Niveaus i im instabilen

Tabelle 9 Tabelle aller zur Analyse der Verzweigungen am ^{79}Se und ^{85}Kr benutzten Neutroneneinfangquerschnitte

Nuklid	σ (mb)	Referenz
^{56}Fe	$13,9 \pm 1,1$	Käppeler et al. (1982b)
^{57}Fe	$28,0 \pm 5,6$	Beer et al. (1974)
^{58}Fe	$14,3 \pm 1,4$	Käppeler et al. (1982b)
^{59}Co	$38,0 \pm 4,0$	Spencer et al. (1976)
^{58}Ni	$39,0 \pm 2,5$	Wisshak et al. (1983a)
^{59}Ni	$99,3 (n,\gamma)+(n,p)$	Conrad (1976)
^{60}Ni	$31,4 \pm 1,4$	Wisshak et al. (1983a)
^{61}Ni	77,8	Spencer (1983)
^{62}Ni	35,5	Spencer (1983)
^{63}Ni	28,4	Harris (1981)
^{64}Ni	$10,7 \pm 1,1$	Wisshak et al. (1983b)
^{63}Cu	74,2	Pandey et al. (1977)
^{65}Cu	$38,7 \pm 2,0$	Pandey et al. (1977)
^{64}Zn	$61,6 \pm 3,1$	Garg et al. (1981a)
^{65}Zn	130	Holmes et al. (1976)
^{66}Zn	33,7	Garg et al. (1981b)
^{67}Zn	152,7	Garg et al. (1981b)
^{68}Zn	19,2	Garg et al. (1982)
^{69}Ga	146 ± 6	diese Arbeit
^{71}Ga	125 ± 8	diese Arbeit
^{70}Ge	92 ± 5	diese Arbeit
^{72}Ge	65,7	Harris (1981)

Nuklid	σ (mb)	Referenz
^{73}Ge	341	Harris (1981)
^{74}Ge	$54,4 \pm 3,0$	diese Arbeit
^{75}As	576 ± 35	diese Arbeit
^{76}Se	146	Reffo (1982)
^{77}Se	553	Reffo (1982)
^{78}Se	89,5	Reffo (1982)
^{79}Se	218	Reffo (1982)
^{80}Se	$44,0 \pm 3,0$	diese Arbeit
^{79}Br	636 ± 42	diese Arbeit
^{81}Br	317 ± 17	diese Arbeit
^{80}Kr	257 ± 13	diese Arbeit
^{81}Kr	738	Reffo (1982)
^{82}Kr	84 ± 11	Walter et al. (1984)
^{83}Kr	251 ± 16	Walter et al. (1984)
^{84}Kr	$37,5 \pm 4,5$	Walter et al. (1984)
^{85}Kr	68	Reffo (1982)
^{86}Kr	$5,1 \pm 0,7$	diese Arbeit
^{85}Rb	360 ± 20	diese Arbeit
^{87}Rb	$11,0 \pm 2,0$	diese Arbeit
^{86}Sr	74 ± 5	diese Arbeit
^{87}Sr	100 ± 7	diese Arbeit
^{88}Sr	$6,0 \pm 0,5 \#$	Boldeman et al. (1976)

unter Berücksichtigung des in Allen et al. (1982) veröffentlichten Korrekturfaktors für die ORELA - Daten

Kern zu einem Zustand j des Tochterkerns bezeichnet. P_i bezeichnet die relative Besetzungswahrscheinlichkeit des Niveaus i und ist im thermischen Gleichgewicht, das im folgenden immer als brauchbare Näherung vorausgesetzt wird, durch

$$P_i = (2J_i + 1) \exp[-E_i/kT] / \sum_m (2J_m + 1) \exp[-E_m/kT] \quad (3.38)$$

definiert. J und E stehen hier für Spin und Anregungsenergie der jeweiligen Niveaus, und die Summe läuft über alle Zustände des Mutterkerns. In der Praxis genügt es in vielen Fällen, die Summation auf einige wenige Zustände zu beschränken, da für $E \gg kT$ die Beiträge der höherliegenden Niveaus zur Zustandssumme immer genügend klein werden.

Gemäß den obigen Gleichungen besteht das Problem der Berechnung der stellaren Zerfallsraten also in

- der Kenntnis der Besetzungswahrscheinlichkeiten der Niveaus eines Kerns als Funktion der Temperatur (siehe Walter und Beer 1982)
- und der Zuordnung der, in fast allen Fällen, unbekanntten Betazerfallsraten der angeregten Zustände des Mutterkerns in diskrete Niveaus des Tochternuklids.

In Fig. 25 sind die Niveauschemata von ^{79}Br und ^{79}Se und die unter stellaren Bedingungen möglichen Betaübergänge dargestellt. Entscheidend für die funktionale Abhängigkeit der effektiven Halbwertszeit von der Temperatur des ^{79}Se ist der Zerfall des 3,9 min Isomers zum Grundzustand in ^{79}Br . Für den $\log ft$ -Wert dieses Übergangs existiert keine Messung.

Conrad (1976) schätzte für diese entscheidende Größe $\log ft = 5,4 \pm 0,5$ aus Übergängen in benachbarten Kernen ab. Er berechnete auch die Temperaturabhängigkeit der Halbwertszeit unter Einschluß der aufgrund der (fast) vollständigen Ionisation auftretenden Effekte des Zerfalls in gebundene Zustände und der Modifikation des Elektroneneinfangs. Die im folgenden verwendeten

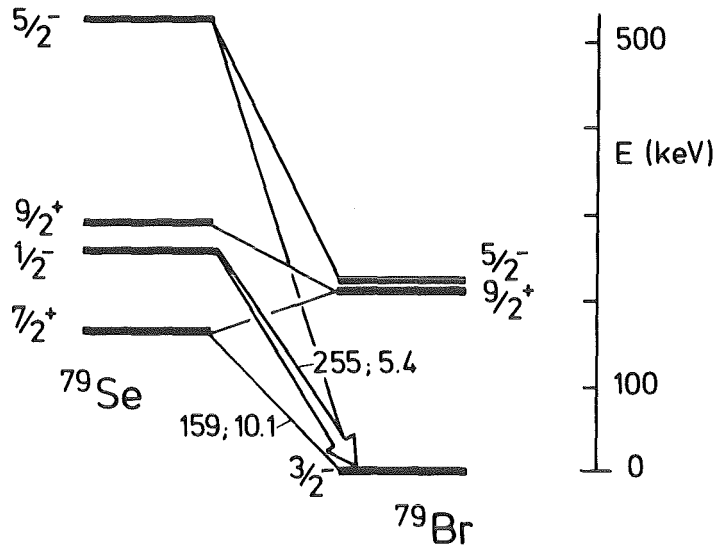


Fig. 25 Niveauschemata von ^{79}Se und ^{79}Br mit den möglichen Übergängen unter s-Prozess-Bedingungen. Der bei weitem wichtigste Zerfall des 96 keV Isomers in ^{79}Se ist durch den breiten, weißen Pfeil gekennzeichnet. Die mit den Pfeilen verbundenen Zahlen bezeichnen Q- und log-ft-Werte der Übergänge.

Resultate von Conrad (1976) sind in Fig. 26 graphisch wiedergegeben (durchgezogene, dicke schwarze Linie). Die gestrichelten Linien geben die Unsicherheit in der Zerfallsrate wieder, die durch die Unkenntnis des genauen $\log ft$ -Wertes des erlaubten Betaübergangs vom 96 keV Isomer in ^{79}Se hervorgerufen wird. Als Vergleich sind die Ergebnisse von Newman (1973) und Cosner (1982) eingezeichnet, die unter Vernachlässigung der durch die Ionisation induzierten Effekte gewonnen wurden (dünne, durchgezogene Kurve).

Das Niveauschema von ^{79}Se wurde in der Zwischenzeit erweitert (NDS 1982), und ein neuer Zustand bei 128 keV Anregungsenergie gefunden mit den gleichen Spin- und Paritätswerten wie das Isomer. Die Existenz dieses neugefundenen Zustands beeinflusst aber die Ergebnisse von Conrad (1976) nur wenig (Yokoi 1983). Entscheidend bleibt der durch die ungenaue Kenntnis des $\log ft$ -Wertes des isomeren Betazerfalls bedingte Fehler in der Zerfallsrate.

Für die Halbwertszeit des Grundzustandes ist nur eine obere Grenze von 65000 a bekannt. Da für den $\log ft$ Wert des $7/2^+$ Zustands im ^{79}Se zum $3/2^-$ Zustand in ^{79}Br ein Wert $>8,4$ zu erwarten ist, ergibt sich eine untere Grenze für die Halbwertszeit von ~ 1500 a. Merkbare Änderungen der effektiven stellaren Zerfallsrate von ^{79}Se würden erst bei einer Grundzustandshalbwertszeit kleiner als 1000 a auftreten und erscheinen deshalb unwahrscheinlich.

Wichtig wäre eine Messung zur Bestimmung der β -Halbwertszeit des 96 keV Isomers in ^{79}Se .

^{85}Kr zeigt unter stellaren Bedingungen ein gänzlich anderes Verhalten als ^{79}Se . Seine Halbwertszeit bleibt bis zu $\sim kT=50$ keV, selbst unter der Annahme einer Thermalisierung des 305 keV Isomers, nahezu unverändert (Cosner 1982).

Die Frage ob ^{85}Kr nun unter stellaren Bedingungen thermalisiert wird oder nicht, spielt für die Ergebnisse dieser Arbeit eine untergeordnete Rolle. Die größte Unsicherheit wird durch das Fehlen eines experimentellen Wertes für den (n, γ) -Querschnitt hervorgerufen.

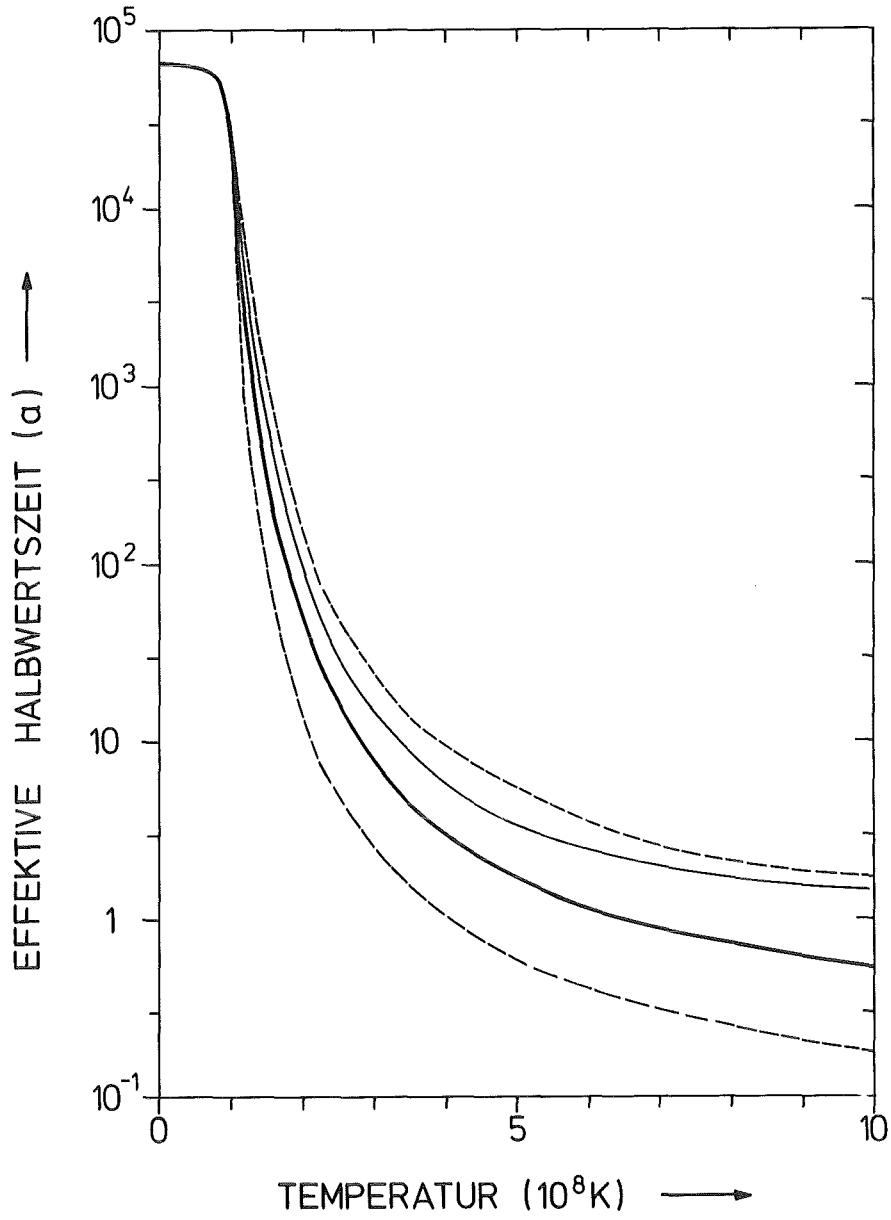


Fig. 26 Effektive Halbwertszeit von ^{79}Se als Funktion der Temperatur (Erklärung siehe Text).

Ein Vergleich der charakteristischen Zeitskalen zwischen internen Übergangsraten im ^{85}Kr -Kern und der zur Bildung und Zerstörung der jeweiligen Zustände verantwortlichen Prozesse spricht gegen die Annahme des thermischen Gleichgewichts zwischen Grundzustand und Isomer und für die hier angewandte Methodik (siehe auch Ward und Fowler 1980).

Von untergeordneter Bedeutung ist die Tatsache, daß sich das Verzweigungsverhältnis zwischen Betazerfall des Isomers und γ -Übergang zum Grundzustand des ^{85}Kr aufgrund des fast vollständigen Fehlens der Hüllenelektronen unter Synthesebedingungen verändert. Unter terrestrischen Bedingungen zerfallen 78,8% der Kerne im isomeren Zustand zum ^{85}Rb und 21,2% zum Grundzustand von ^{85}Kr (Lederer und Shirley 1978). Der Übergang zum Grundzustand erfolgt zu 34% durch Konversion, die unter stellaren Bedingungen in guter Näherung zu vernachlässigen ist. Damit erhöht sich die β -Zerfallsrate zum ^{85}Rb auf 86% .

Für die Zerfallsraten von ^{80}Br und ^{86}Rb wurden die in der Arbeit von Cosner (1982) tabellierten Werte verwendet. Wünschenswert wäre eine sorgfältigere Berechnung, etwa unter Verwendung des von Takahashi und Yokoi (1983) entwickelten Formalismus und eine genauere Abschätzung der individuellen $\log ft$ -Werte. Die Annahme von globalen Größen ist sehr grob und könnte wesentlich verbessert werden. Da die Beiträge zu $\sigma\text{N}(^{80}\text{Se})$ und $\sigma\text{N}(^{86}\text{Kr})$, die vom Verhältnis von β^- zu β^+ und Elektroneneinfangraten der Nuklide ^{80}Br und ^{86}Rb abhängen, aber klein sind, ist auch ihr Einfluß auf die in dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse begrenzt.

Auch für alle anderen Halbwertszeiten wurden die in Cosner (1982) tabellierten Werte verwendet. Als Elektronendichte wurde in Ermangelung einer verlässlichen Bestimmung $10^{27} \text{ (cm}^{-3}\text{)}$ angenommen, was jedoch für die folgenden Resultate ohne Bedeutung ist.

3.3.4 Beitrag der Hauptkomponente

Um die schwache Komponente ρ^W von der Hauptkomponente (Gl 3.9) trennen und damit eine Analyse der s-Prozeß Verzweigungen am ^{79}Se und am ^{85}Kr innerhalb des hier diskutierten Modells der stationären s-Synthese durchführen zu können, müssen Temperatur und Neutronendichte einer der Komponenten bekannt sein, da sonst eine eindeutige Lösung unmöglich ist.

Nun sind Temperatur und Neutronendichte der Hauptkomponente als bekannt anzusehen. Sowohl die Arbeit von Beer et al. (1984), die Grenzen für Temperatur und Neutronendichte der Hauptkomponente gibt, als auch eine davon unabhängige Bestimmung der Neutronendichte mittels eines Vergleichs der σN -Werte von ^{148}Sm und ^{150}Sm durch Käppeler et al. (1983) sind konsistent. Verschiedene ältere Arbeiten über Temperatur und Neutronendichte des s-Prozesses finden hier keine Berücksichtigung, einmal aufgrund von Fehlern im Formalismus der Analyse der jeweiligen Verzweigung, zum anderen aufgrund der oftmals dürftigen Datenbasis (siehe auch Almeida und Käppeler (1982) für eine Bestimmung der Temperatur der Hauptkomponente aus dem Verhältnis der Reaktionsraten von $^{22}\text{Ne}(\alpha, \gamma)/^{22}\text{Ne}(\alpha, n)$).

Temperatur und Neutronendichte der Hauptkomponente, so wie sie im folgenden als bekannt vorausgesetzt werden, sind in Fig. 27 grafisch dargestellt.

Nimmt man die engen Grenzen nach Käppeler et al. (1983) für die Neutronendichte, um den Temperaturbereich nach Beer et al. (1984) einzuengen, folgt daraus für die Temperatur der Hauptkomponente des s-Prozesses

$$18 < kT^M < 27 \text{ (keV)}.$$

Dies impliziert ein τ_0 der Hauptkomponente von

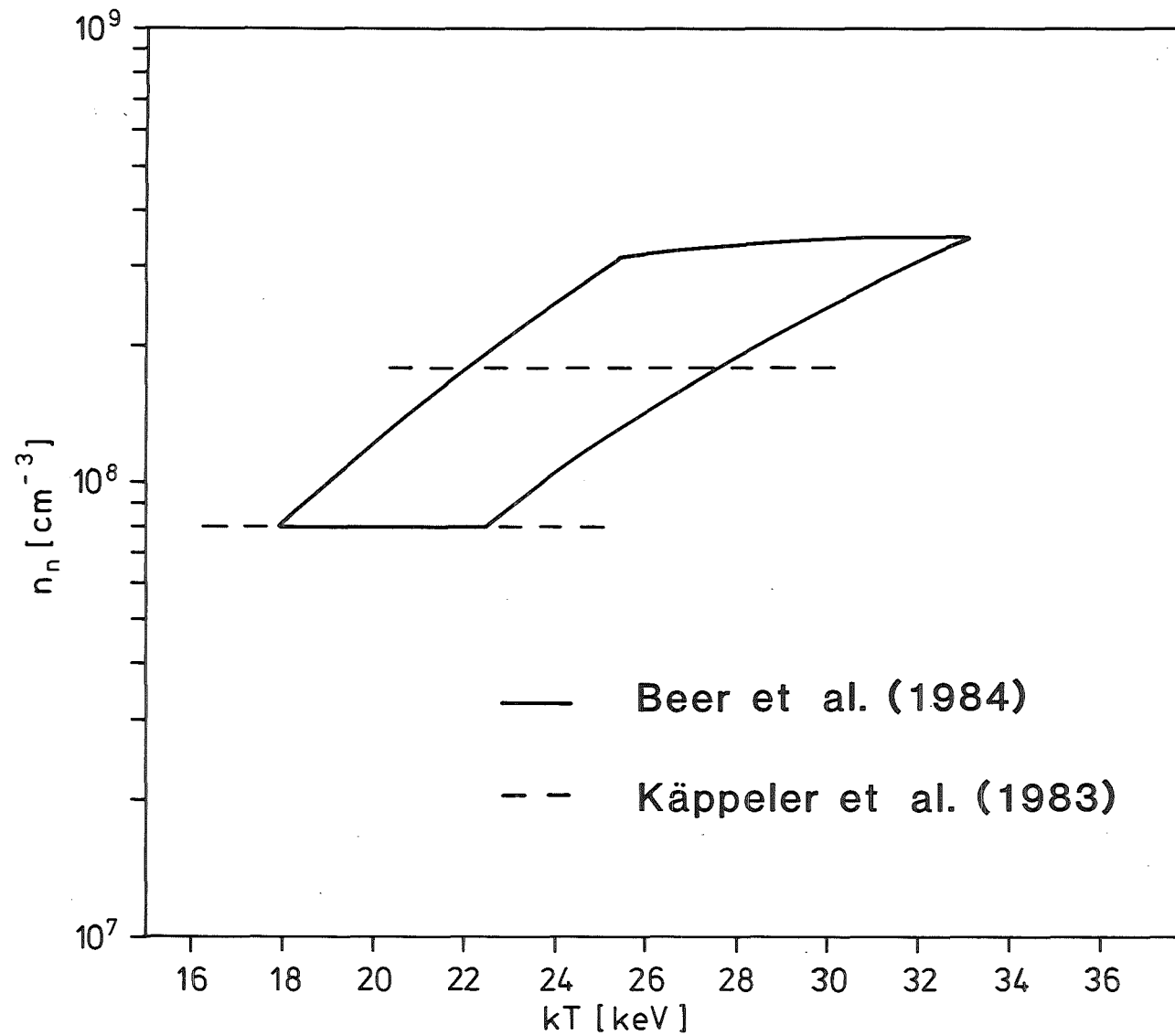


Fig. 27 Neutronendichte und Temperatur der Hauptkomponente des s-Prozesses.

$$\tau_{\circ}^M = 0,275 \pm 0,027$$

Für den Bruchteil der Saatkerne ergibt sich dann nach Beer et al. (1984)

$$F^M = 0,034 \pm 0,002$$

Die mit den diesen Parametern für die Hauptkomponente berechneten Beiträge zu den reinen s-Kernen sind in Tabelle 10 aufgeführt.

Tabelle 10 Beitrag N^M der Hauptkomponente des s-Prozesses zu reinen s-Kernen im Massenbereich kleiner 90 im Vergleich zur solaren Häufigkeit N_{\circ}

Nuklid	N^M (Si=10 ⁶)	N_{\circ} (Si=10 ⁶)
⁷⁰ Ge	2,4 ± 0,3	21,5 ± 2,0
⁷⁶ Se	1,3 ± 0,3	5,2 ± 0,5
⁸⁰ Kr	0,08 ± 0,04	1,1 ± 0,2
⁸² Kr	1,9 ± 0,3	2,3 ± 0,3
⁸⁶ Sr	1,2 ± 0,2	2,1 ± 0,2
⁸⁷ Sr	1,1 ± 0,1	2,2 ± 0,2

Der relative Beitrag der Hauptkomponente des s-Prozesses zu den solaren Häufigkeiten nimmt also mit fallender Massenzahl ab. Der große Fehler in der s-Häufigkeit von ⁷⁶Se ist durch den großen Fehler im Querschnitt dieses Isotops bedingt (geschätzt etwa 30%). Entscheidend ist, daß die Hauptkomponente des s-Prozesses nicht in der Lage ist, das solare Verhältnis der Häufigkeiten von ⁸²Kr zu ⁸⁰Kr

zu reproduzieren. So liegt das Verhältnis $N^M(^{82}\text{Kr})/N^M(^{80}\text{Kr})$ für die Hauptkomponente mit einem Wert zwischen ~ 20 bis ~ 40 weit vom solaren Wert $(N_{\odot}(^{82}\text{Kr})/N_{\odot}(^{80}\text{Kr})=5,16)$ entfernt, was zwanglos durch die Neutronendichte und das τ_{\odot} verständlich ist.

3.3.5 Neutronendichte und Temperatur der schwachen Komponente

Mit den in Kapitel 3.3.3 genannten Daten und dem in 3.3.2 beschriebenen Formalismus wurde nun eine Analyse der Verzweigungen am ^{79}Se und ^{85}Kr versucht.

Das gesamte verwendete Netzwerk ist in Fig. 28 graphisch dargestellt. Die Verzweigungen am ^{59}Ni , ^{63}Ni , ^{75}Zn und ^{64}Cu spielen für die vorliegende Arbeit nur eine unwesentliche Rolle, und eine Erörterung möge an dieser Stelle außer Betracht bleiben.

Die wesentlichste Randbedingung bei der Untersuchung des Verhaltens des s-Prozeß-Synthesepfades war das Vermeiden der Überproduktion der solaren Häufigkeiten.

Sollen ^{70}Ge und ^{76}Se im wesentlichen durch den s-Prozeß erzeugt werden, so muß die schwache Komponente ein wesentlich kleineres τ_{\odot} als die Hauptkomponente besitzen, da dieser Parameter die Schnelligkeit des Abfalls der αN -Kurve bestimmt. τ_{\odot} darf aber nicht zu klein werden, da sonst der Abfall zu rasch erfolgt und die Beiträge zu den reinen s-Kernen zu klein werden.

Auf den ersten Blick mag es scheinen, als seien zu viele Parameter vorhanden, um eine eindeutig bestimmte Lösung des Problems erreichen zu können: Neben dem unbekanntem τ_{\odot} und der unbekanntem Saathäufigkeit noch Temperatur und Neutronendichte. Jedoch erwiesen sich diese vier Größen als eng korreliert.

In Fig. 29 ist der maximal mögliche Bruchteil der Saathäufigkeiten F^W der schwachen Komponente in Abhängigkeit von τ_{\odot}^W für den

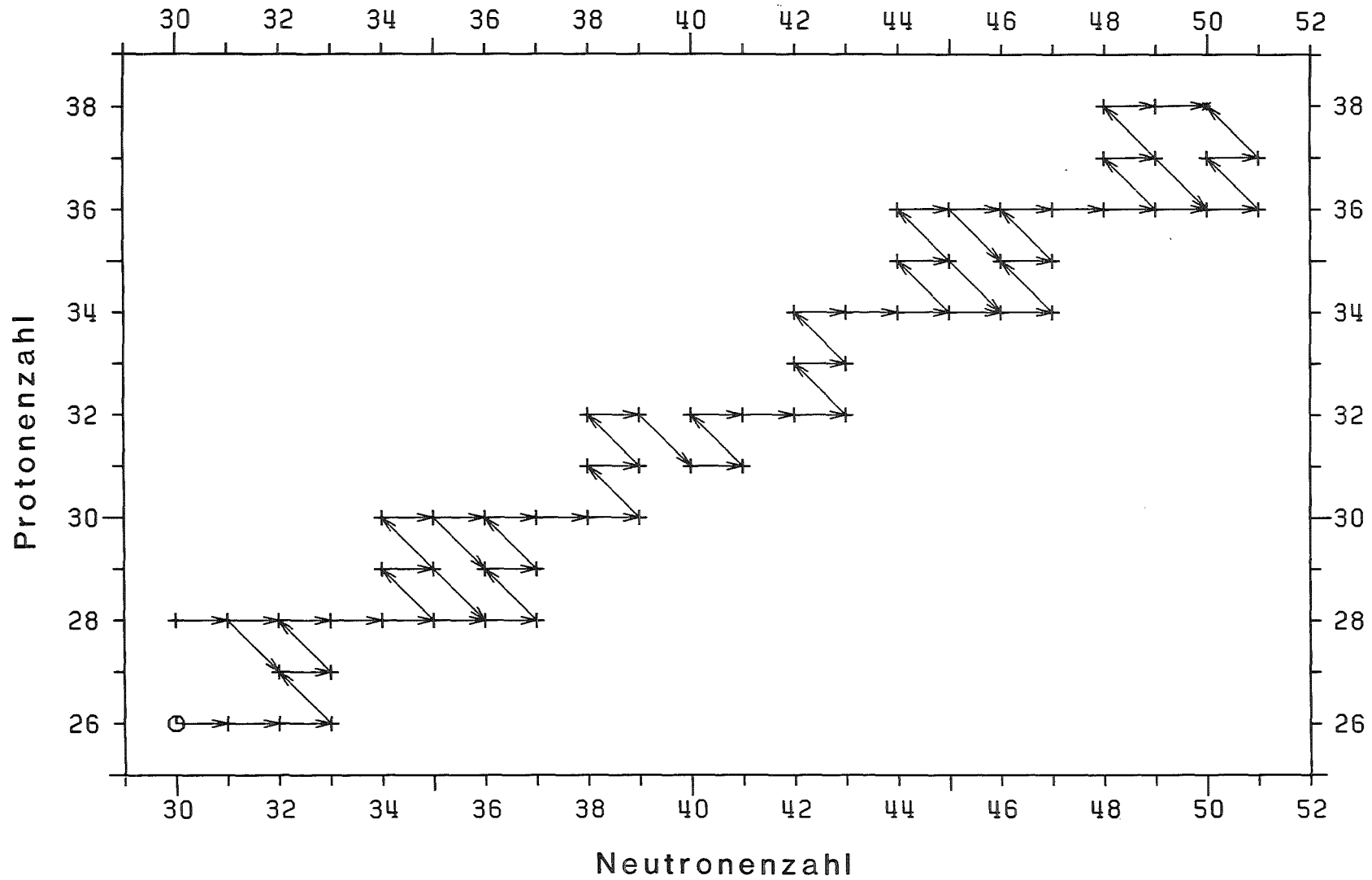


Fig. 28 Graph des zur Bestimmung der Neutronendichte und der Temperatur der schwachen Komponente des s-Prozesses verwendeten Netzwerks.

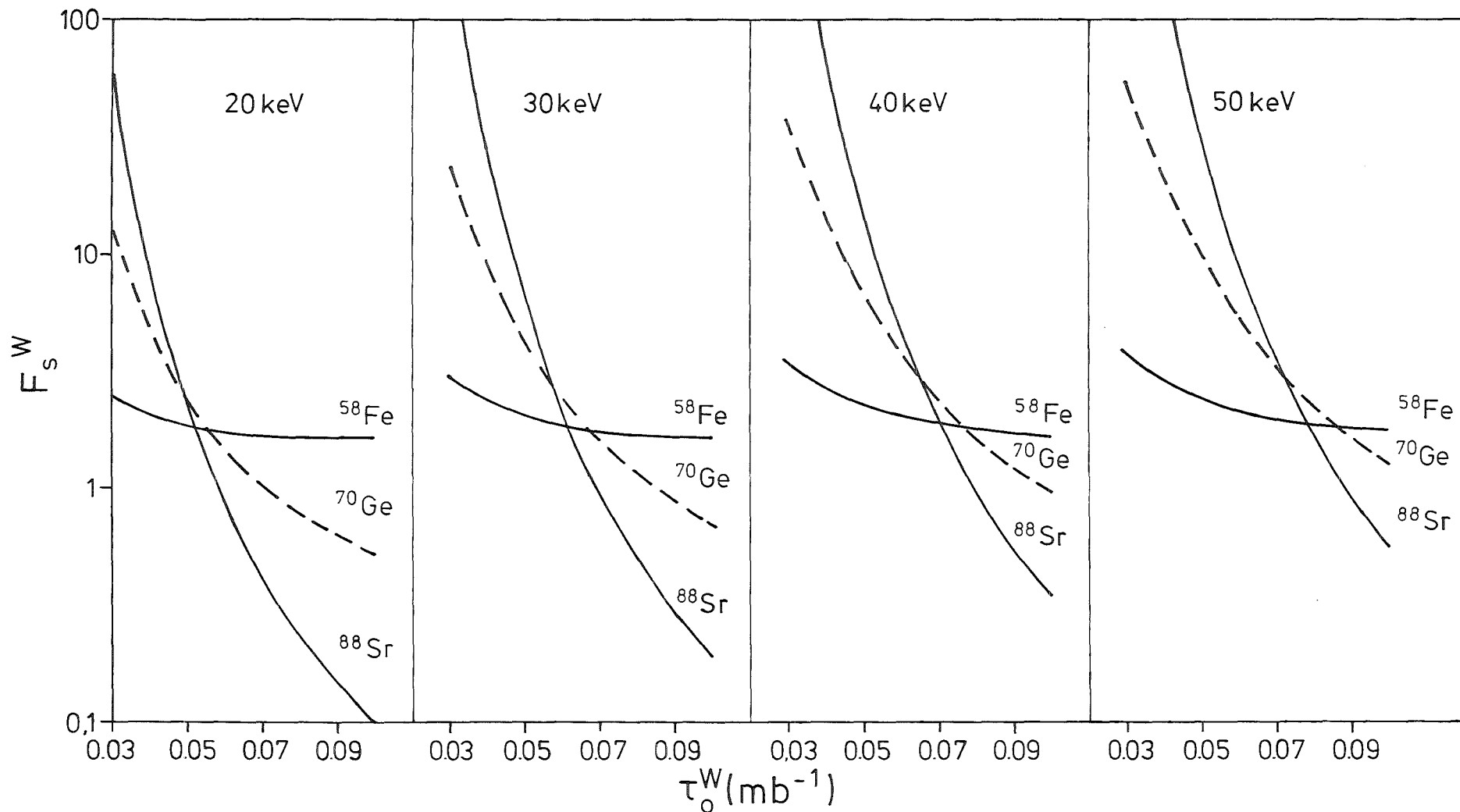


Fig. 29 Maximal mögliche Saathäufigkeiten für die Kerne ^{58}Fe und ^{88}Sr (durchgezogene Linien) und für ^{70}Ge benötigte Saathäufigkeit (gestrichelte Linie) der schwachen Komponente des s-Prozesses als Funktion von τ_0^W für verschiedene Temperaturen.

Temperaturbereich von 20 bis 50 keV dargestellt. Die durchgezogenen Linien stellen diejenigen Grenzkurven dar, unterhalb derer keine Überproduktion der Kerne ^{58}Fe und ^{88}Sr auftritt. Sowohl die Häufigkeit von ^{58}Fe , als auch die von ^{88}Sr (in 1. Näherung), die von der schwachen Komponente des s-Prozesses stammen, sind unabhängig von den spezifischen Eigenschaften der Verzweigungen am ^{79}Se und ^{85}Kr . Die gestrichelte Linie bezeichnet die Saathäufigkeit, die erforderlich wäre, um die Differenz zwischen solarer Häufigkeit und Häufigkeit der Hauptkomponente des s-Prozesses von ^{70}Ge zu reproduzieren. Da diese Kurve aber immer oberhalb der maximal erlaubten Grenzen der Saathäufigkeiten von ^{58}Fe oder (im ausschließlichen Sinne) ^{88}Sr verläuft, kann das gewählte stationäre s-Prozeß Modell mit der vorliegenden Datenbasis die solare Häufigkeit des "reinen" s-Kerns ^{70}Ge nicht zur Gänze wiedergeben. Dies ist kein ernsthafter Widerspruch zwischen Modell und Realität, da zu jedem der reinen s-Kerne der p-Prozeß einen Beitrag liefert. Der Beitrag des p-Prozesses zur solaren Häufigkeit eines Nuklids sollte jedoch immer wesentlich kleiner als der des s-Prozesses sein. Die solare Häufigkeit von ^{70}Ge sollte also überwiegend vom s-Prozeß herrühren. Dies impliziert ein τ_0 der schwachen Komponente des s-Prozesses, das in der Nähe des Schnittpunkts der Kurven der maximal erlaubten Saathäufigkeiten von ^{58}Fe und ^{88}Sr liegt. Da der Schnittpunkt in guter Näherung nur von τ_0 und kT abhängt, ist damit die Saathäufigkeit der schwachen Komponente ebenfalls in guter Näherung zu 0,018 festgelegt.

Mit dieser Saathäufigkeit wurden nun Temperatur und Neutronendichte so lange variiert, bis die solaren Häufigkeiten der reinen s-Kerne im betrachteten Massenbereich möglichst gut wiedergegeben wurden. Als Randbedingung wurde noch zusätzlich verlangt, daß mindestens 2/3 der solaren Häufigkeit des ^{70}Ge vom s-Prozeß stammen. Eine Erniedrigung der Saathäufigkeit auf 0,016 verletzte in allen Fällen diese Bedingung. Bessere Übereinstimmung ergab sich, insbesondere für ^{70}Ge , wenn nicht nur ^{56}Fe als Saatkern genommen wurde, sondern die solaren Häufigkeiten aller Kerne bis zu $A = 66$, von denen angenommen werden kann, daß, außer den neutronenreichen wie ^{58}Fe und ^{64}Ni , der e-Prozeß für den überwiegenden Teil der Häufigkeit verantwortlich ist.

Von allen Maxwell-gemittelten Neutroneneinfangquerschnitten wurde eine $E^{-1/2}$ Abhängigkeit von kT angenommen, was näherungsweise selbst für den magischen Kern ^{86}Kr erfüllt ist.

Der Bereich der möglichen Neutronendichte für die schwache Komponente ist nach oben hin durch die Gefahr der Überproduktion der Kerne mit abgeschlossener Neutronenschale bei $n = 50$ begrenzt. Sowohl ^{86}Kr wie ^{87}Rb als auch ^{88}Sr erwiesen sich als brauchbare obere Grenzen für die Neutronendichte. Bei Temperaturen unterhalb von 30 keV sinkt diese Grenze auf unter $1 \cdot 10^8 \text{ (cm}^{-3}\text{)}$ da die effektive Halbwertszeit von ^{79}Se dann schon, selbst unter Berücksichtigung der Fehlergrenzen, so groß ist, daß das solare Verhältnis der Häufigkeiten von ^{80}Kr und ^{82}Kr nicht mehr reproduziert werden kann. Zu kleine Neutronendichten führen andererseits zu einer Überproduktion von ^{86}Sr und ^{87}Sr . Für die Wirkungsquerschnitte der instabilen Kerne ^{79}Se und ^{85}Kr wurde dabei ein Fehler von 30 % angenommen (siehe Walter et al. 1984).

Aufgrund des großen Variationsbereiches der effektiven Zerfallsrate des ^{79}Se ist die Temperaturbestimmung der schwachen Komponente des s-Prozesses ebenfalls mit einer großen Unsicherheit behaftet. Unterhalb von 25 keV war es in keinem Fall möglich, das solare Verhältnis von ^{82}Kr zu ^{80}Kr zu reproduzieren. Dieses Verhältnis wurde als brauchbar angesehen, wenn es zwischen 4,9 und 6,0 lag, was der, nur durch die solare Häufigkeit des reinen p-Kerns ^{78}Kr abschätzbaren, Unsicherheit des p-Prozess Beitrags zu den beiden s-Nukliden entspricht. Oberhalb von 52 keV war ebenfalls keine widerspruchsfreie Beschreibung der in den Verzweigungen liegenden s-Kerne möglich.

Fig. 30 zeigt das für den möglichen Temperaturbereich der schwachen s-Prozess Komponente gefundene τ_0 , das, innerhalb der Fehlergrenzen, die solaren Häufigkeiten der reinen s-Kerne bis einschließlich ^{86}Sr widerspruchsfrei beschreibt. Als Saathäufigkeit ergab sich

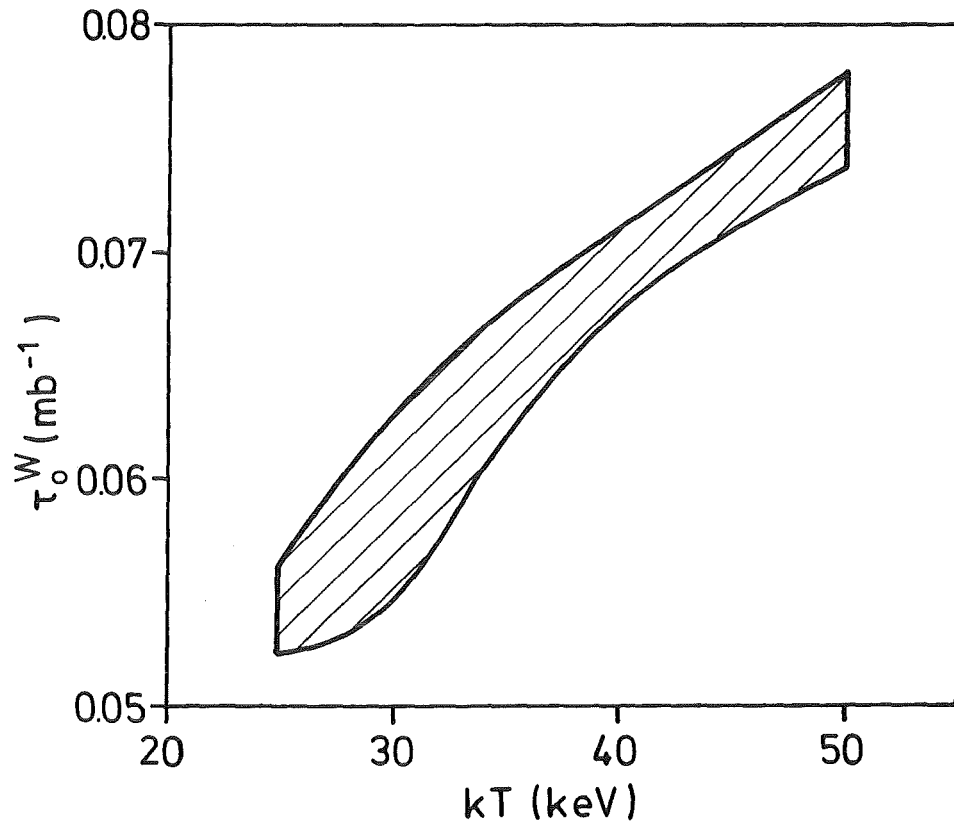


Fig. 30 Innerhalb der Fehlergrenzen mögliches τ_0 als Funktion von kT

$$F^W = 0,0175 \pm 0,0015 .$$

Die für Temperatur und Neutronendichte erlaubten Bereiche der Hauptkomponente und der schwachen Komponente des s-Prozesses sind in Fig. 31 gezeigt. Beide Gebiete überlappen nicht, schließen sich also gegenseitig aus.

Es mag unbefriedigend erscheinen, daß es keinen durch einen einzigen Satz von wenigen, im Prinzip bestimmbaren Parametern gekennzeichneten s-Prozeß zu geben scheint. Vielmehr erweist sich mit verbesserter Datenbasis die Notwendigkeit, eine zweite, von der ersten oder Hauptkomponente in den charakteristischen Parametern unterschiedliche und somit in diesem Sinne unabhängige Komponente, einzuführen. Diese ist zwar ebenfalls, wie diese Arbeit zeigt, durch das Modell einer exponentiellen Verteilung der zeitintegrierten Neutronenflüsse beschreibbar, und die Summe beider Komponenten gibt die beobachteten solaren Häufigkeiten gut wieder (siehe Kap. 3.3.7) und steht in keinem Gegensatz zu den bisher gängigen Vorstellungen der Nukleosynthese der schweren Elemente. Doch ist eine eindeutige Interpretation im Augenblick unmöglich.

Von dem in dieser Arbeit gewählten Formalismus (Kap. 3.2 und 3.3.2) abweichend wäre zu untersuchen, ob ein allgemeinerer Ansatz für die Verteilungsfunktion $\rho(\tau)$ die beobachteten Häufigkeiten ebenfalls, ohne die zunächst etwas willkürlich eingeführte Aufteilung in zwei verschiedene s-Prozess-Komponenten, zu reproduzieren vermag (Schatz 1983).

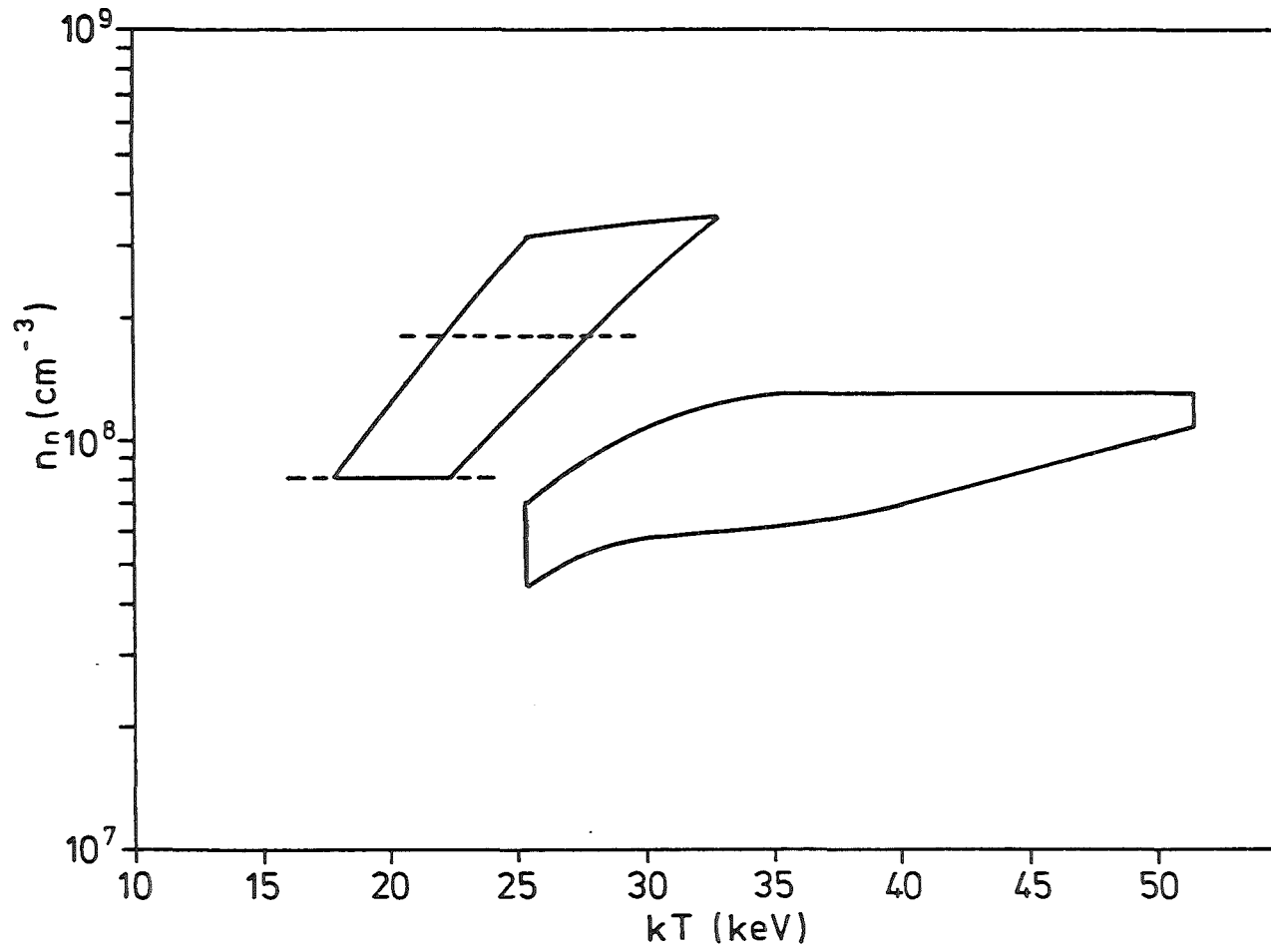


Fig. 31 Erlaubte Bereiche der Neutronendichte und der Temperatur der Hauptkomponente (vergl. Fig. 24) und der schwachen Komponente des s-Prozesses.

3.3.6 Die solare Kryptonhäufigkeit

Anders und Ebihara (1982) geben in ihrer Kompilation der solaren Häufigkeiten für Krypton den Wert $N_{\odot}(\text{Kr}) = 45 \pm 5$.

Hierbei handelt es sich aber nicht um einen gemessen Wert relativ zu $\text{Si}=10^6$, sondern um eine mehr oder weniger gute Interpolation einer empirischen Systematik der solaren Häufigkeiten.

Wie unsicher die solare Häufigkeit des Elements Krypton wirklich ist, zeigt ein Vergleich zwischen den in der Literatur publizierten Daten (Tabelle 11).

In diesem Fall scheint es gerechtfertigt eine Häufigkeitsbestimmung durch die α N-Systematik zu versuchen, ähnlich dem Vorgehen von Leugers et al. (1979) für Krypton und dem von Walter und Beer (1983) für das Element Quecksilber, von dem ebenfalls aufgrund seiner hohen Flüchtigkeit keine verlässlichen Daten aus der Analyse von primitiven Meteoriten publiziert sind.

Tabelle 11 Vergleich der publizierten solaren Kryptonhäufigkeiten

$N_{\odot}(\text{Kr}) (\text{Si}=10^6)$	Referenz
51,3	Suess und Urey (1956)
64,4	Cameron (1968)
46,8	Cameron (1973)
41,3	Cameron (1982)
25	Palme, Suess und Zeh (1981)
45 ± 5	Anders und Ebihara (1982)

Nach der vorliegenden Analyse sind die im s-Prozeß erzeugten Häufigkeiten der Hauptkomponente $11,3 \pm 1,4$ und die der schwachen Komponente $13,8 \pm 1,9$.

Bei der Häufigkeit des reinen s-Kerns ^{82}Kr stammen $1,87 \pm 0,07$ von der Hauptkomponente, $3,81 \pm 0,40$ von der schwachen Komponente. Da ^{82}Kr eine relative Häufigkeit von 11,45 % aufweist, folgt für die so berechnete solare Kryptonhäufigkeit :

$$N_{\odot}(\text{Kr}) = 50 \pm 4 \quad (\text{Si}=10^6).$$

Schwer abzuschätzen ist dabei der durch einen möglichen p-Prozeß Beitrag zu ^{82}Kr in der solaren Häufigkeit induzierte Fehler, für den 10 % eine vernünftige Größenordnung zu sein scheint. Der Wert von 45 für die solare Kryptonhäufigkeit stellt also eine Untergrenze dar.

Das Ergebnis dieser Arbeit ist in Übereinstimmung mit den von Suess und Urey (1956), Cameron (1973) und Anders und Ebihara (1982) veröffentlichten Werten, schließt aber die Daten von Cameron (1968), Cameron (1982) und Palme, Suess und Zeh (1981) aus.

3.3.7 Separation der Häufigkeiten im Massenbereich $68 < A < 89$

Im folgenden werden die aus der Analyse des s-Prozeß Pfades gewonnenen Daten der s-Häufigkeiten dazu verwendet, die Beiträge der verschiedenen Syntheseprozesse zu den Häufigkeiten der einzelnen Isotope zwischen ^{69}Ga und ^{88}Sr soweit wie möglich zu trennen.

Die Beschränkung auf den genannten Massenbereich ist sinnvoll, da unterhalb etwa $A=70$ die Verzweigungen am ^{63}Ni und ^{64}Cu merklichen Einfluß auf die s-Häufigkeiten haben und diese mit abnehmender Massenzahl einen immer geringeren Prozentsatz der so-

laren Häufigkeiten ausmachen. (Ausnahme : ^{58}Fe , siehe oben). Für die ^{64}Cu -Verzweigung ist aber die Kenntnis der Elektronendichte während der s-Synthese unerlässlich. Da bis jetzt keine Daten darüber vorliegen, ist hier darauf verzichtet worden, die verschiedenen Syntheseprozesse vom ^{56}Fe ab zu trennen.

Die Häufigkeiten aller Nuklide vom ^{69}Ga ab bis zum ^{88}Sr sind in Tabelle 12, getrennt nach Beiträgen der zwei s-Prozeß-Komponenten und dem für die übrigen Syntheseprozesse (hier p- und r-Prozeß) verbleibenden Rest, aufgeführt. Auffällig ist der hohe p-(und e-?)Anteil bei ^{70}Ge . Möglicherweise ist die Ge-Häufigkeit zu hoch. ^{87}Rb besitzt einen relativ kleinen r-Beitrag zur solaren Häufigkeit, wird aber durch das s-Prozeß-Modell ebenso wenig wie ^{86}Kr und ^{88}Sr überproduziert.

Fig. 32 zeigt die r-Häufigkeiten der Nuklide im betrachteten Massenbereich. Während die Kerne mit ungerader Massenzahl eine relativ glatte Verteilung zeigen, weisen die Häufigkeiten der Nuklide mit gerader Massenzahl deutliche Strukturen auf und besitzen gegenüber den ungeraden einen, mit Ausnahme des ^{70}Zn , generell höheren r-Beitrag.

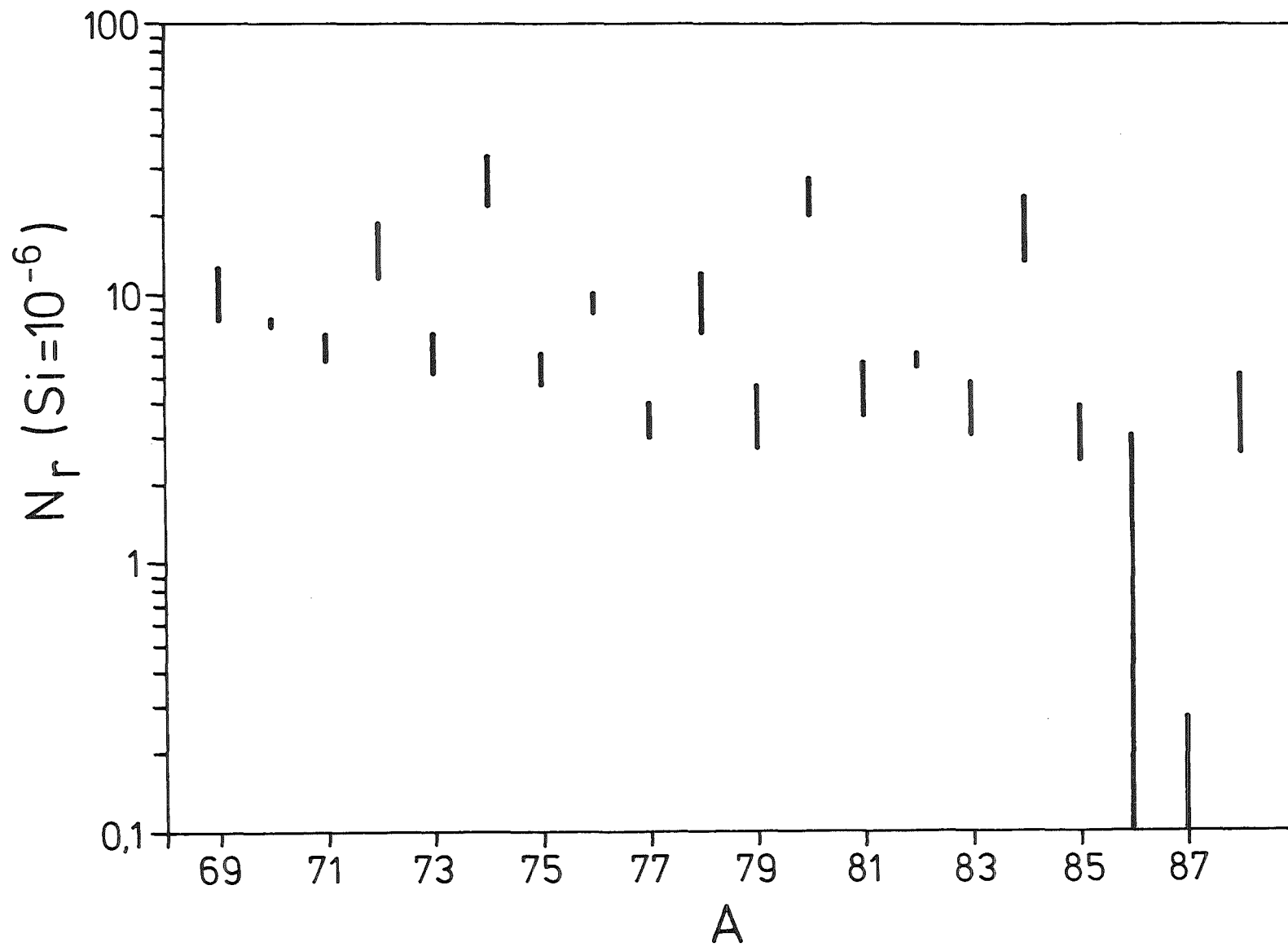


Fig. 32 r-Häufigkeiten der Nuklide zwischen ^{69}Ga und ^{88}Sr

Tabelle 12 Beitrag der verschiedenen Syntheseprozesse zu den solaren Häufigkeiten im Massenbereich $68 < A < 89$. Für die Kryptonhäufigkeit wurde der in Kap. 3.3.6 gegebene Wert mit einem Fehler von 16 % verwendet (Unsicherheit durch den p-Prozeß Beitrag zu ^{82}Kr mitberücksichtigt)

Nuklid	solare Häufigkeit ($\text{Si}=10^6$)	s-Prozeß		Rest (%)
		N^M (%)	N^W (%)	
^{69}Ga	$22,70 \pm 1,57$	6-8	43-53	39-51
^{71}Ga	$15,10 \pm 1,04$	10-12	56-68	20-40
^{70}Ge	$24,20 \pm 2,10$	8-11	56-70	20-35
^{72}Ge	$32,40 \pm 3,05$	7-11	40-49	40-53
^{73}Ge	$9,20 \pm 0,86$	4-8	25-33	59-71
^{74}Ge	$43,10 \pm 4,05$	7-9	26-34	54-67
^{76}Ge	$9,20 \pm 0,86$	-	-	100
^{75}As	$6,79 \pm 0,75$	4-6	14-20	74-82
^{74}Se	$0,54 \pm 0,03$	-	-	100
^{76}Se	$5,59 \pm 0,36$	15-30	65-85	< 20
^{77}Se	$4,72 \pm 0,30$	5-9	19-26	65-76
^{78}Se	$16,60 \pm 1,06$	8-15	29-38	47-63
^{80}Se	$30,90 \pm 1,98$	8-12	11-25	68-81
^{82}Se	$5,71 \pm 0,37$	-	-	100
^{79}Br	$5,98 \pm 1,14$	11-14	20-30	56-69
^{81}Br	$5,82 \pm 1,11$	7-9	11-17	74-82
^{78}Kr	$,170 \pm ,027$	-	-	100

Nuklid	solare	s-Prozeß		Rest
	Häufigkeit (Si=10 ⁶)	N ^M (%)	N ^W (%)	(%)
⁸⁰ Kr	1,11 ± 0,18	4-12	69-95	< 26
⁸² Kr	5,73 ± 0,92	30-40	60-70	< 10
⁸³ Kr	5,74 ± 0,92	10-13	18-27	60-72
⁸⁴ Kr	28,56 ± 4,57	12-16	16-25	58-72
⁸⁶ Kr	8,71 ± 1,39	43-80	18-38	< 39
⁸⁵ Rb	5,12 ± 0,36	14-20	17-27	53-69
⁸⁷ Rb	2,10 ± 0,15 #	70-120 &	18-37	< 13@
⁸⁴ Sr	,132 ± ,011	-	-	100
⁸⁶ Sr	2,34 ± 0,19	50-58	40-50	< 10
⁸⁷ Sr	1,63 ± 0,14 #	65-74	35-44	-
⁸⁸ Sr	19,57 ± 1,62	60-66	15-19	15-25

- # Zu Beginn der Bildung des Sonnensystems vor 4.5 Ga
 & Wert >100 möglich aufgrund des Alters des s-Prozesses
 @ Berechnet aus N(A=87)=konstant

Referenzen

- Allen, B. J., Boldeman, J. W., Macklin, R. L.: 1982, Nucl. Sci. Eng. **82**, 230
- Almeida, J.: 1982, KfK Report **3347**, Kernforschungszentrum Karlsruhe
- Almeida, J., Käppeler, F.: 1982, Astrophys. J. **256**, 417
- Alpher, R. A., Herman, R., C.: 1950, Rev. Mod. Phys. **22**, 153
- Amiet, J. P., Zeh, H. D.: 1968, Z. f. Phys. **217**, 485
- Anders, E., Ebihara, M.: 1982, Geochim. Cosmochim. Acta **46**, 2363
- Atkinson, R. d' E.: 1931a, Astrophys. J. **73**, 250
- Atkinson, R. d' E.: 1931b, Astrophys. J. **73**, 308
- Atkinson, R. d' E., Houtermans, F. G.: 1929, Z. Phys. **54**, 656
- Beer, H., Käppeler, F.: 1980, Phys. Rev. **C21**, 534
- Beer, H., Käppeler, F.: 1982, in "Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics 1981", The Institute of Physics, Conf. Ser. no.62, Bristol u. London, S. 558
- Beer, H.: 1983, Private Mitteilung
- Beer, H., Spencer, R. R., Ernst, A.: 1974, Astron. Astrophys. **37**, 197
- Beer, H., Walter, G., Macklin, R. L., Patchett, J.: 1984, Vorabdruck
- Bateman, H.: 1910, Proc. Cambridge Phil. Soc. **15**, 423
- Bethe, H. A.: 1939, Phys. Rev. **55**, 434
- Bethe, H. A., Critchfield, C. L.: 1938, Phys. Rev. **54**, 248
- Bodansky, D., Clayton, D. D., Fowler, W. A.: 1968, Astrophys. J. Suppl. Ser. **16**, 299
- Boldeman, J. W., Allen, B. J., Musgrove, A. R. de L., Macklin, R. L., Winters, R. R.: 1976, Nucl. Phys. **A269**, 397
- Breskow, F., Treffenberg, L.: 1947, Arkiv Mat. Astron. Fysik **34A**, No. 20
- Burbidge, E. M., Burbidge, G. R., Fowler, W. A., Hoyle, F.: 1957, Rev. Mod. Phys. **29**, 547
- Cameron, A. G. W.: 1968, in "Origin and Distribution of the Elements" Ahrends, L. H., (Ed.), Pergamon Press, Oxford (GB), S. 125.
- Cameron, A. G. W.: 1973, Space Sci. Rev. **15**, 121
- Cameron, A. G. W.: 1982, in "Essays in Nuclear Astrophysics", Barnes, C. A., Clayton, D. D., Schramm, D. N., (Eds), Cambridge University Press, Cambridge (GB), S. 23
- Chadwick, J.: 1932, Nature **129**, 312

- Clayton, D.D., Fowler, W.A., Hull, T.E., Zimmerman, B.A.: 1961,
Ann. Phys. **12**, 331
- Clayton, D.D., Ward, R.A.: 1974, Astrophys. J. **193**, 397
- Conrad, J.H.: 1976, Dissertation, Universität Heidelberg
- Cook, C.W., Fowler, W.A., Lauritsen, C.C., Lauritsen, T.: 1957,
Phys. Rev. **107**, 508
- Cosner, K.: 1982, PhD Thesis, Univ. of Illinois at Urbana Champaign
- Cosner, K., Truran, J.W.: 1981, Astrophys. Space Sci. **78**, 85
- Eddington, A.S.: 1920, Report of the 88th Meeting of the BAAS,
Cardiff, S.34
- Eddington, A.S.: 1926, "The Internal Constitution of the Stars",
Cambridge University, Cambridge, England
- Fröhner, F.: 1968, Gulf Atomic Report GA-8380
- Gamow, G.: 1935, Ohio J. Sci. **35**, 406
- Garg, J.B., Tikku, V.K., Harvey, J.A.: 1981a, Phys. Rev. **C23**, 683
- Garg, J.B., Tikku, V.K., Harvey, J.A., Macklin, R.L., Halperin, J.: 1981b
Phys. Rev. **C24**, 1922
- Garg, J.B., Tikku, V.K., Harvey, J.A., Halperin, J., Macklin, R.L.: 1982
Phys. Rev. **C25**, 1808
- Hayashi, C., Nishida, M.: 1956, Prog. Theor. Phys. **16**, 613
- Harris, M.J.: 1981, Astrophys. Space Sci. **77**, 357
- Hensley, F.: 1980, KfK Report **2504**, Kernforschungszentrum Karlsruhe
- Holmes, J.A., Wooseley, S.E., Fowler, W.A., Zimmerman, B.A.: 1976,
At. Data and Nucl. Data Tables **18**, 305
- Käppeler, F., Beer, H., Wisshak, K., Clayton, D.D., Macklin, R.L., Ward, R.A.:
1982a, Astrophys. J. **257**, 821
- Käppeler, F., Schatz, G., Wisshak, K.: 1983, KfK Report **3472**,
Kernforschungszentrum Karlsruhe
- Käppeler, F., Wisshak, K., Hong, L.D.: 1982b, KfK Report **3412**,
Kernforschungszentrum Karlsruhe
- Käppeler, F., Wisshak, K., Winters, R.R., Reffo, G., Mengoni, A.: 1983,
Beitrag zur Int. Conf. Nucl. Phys., Florenz,
29.8 - 3.9.
- Kinsey, R.: 1979, ENDF/B Summary Documentation, BNL-NCS-17541
(ENEF-201), 3rd ed. (ENEF/B-V)
- Klein, O.: 1947, Arkiv Mat. Astron. Fysik **34A**, No. 19
- Laul, J.C.: 1973, Atom. Energy Rev. **173**, 603

- Lederer, C.M., Shirley, V.S.: 1978, "Table of Isotopes",
7. Auflage, Wiley, New York (USA)
- Leugers, B.: 1979, KfK Report 2895, Kernforschungszentrum Karlsruhe
- Leugers, B., Käppeler, F., Fabbri, F., Reffo, G.: 1979, in
"Proc. Int. Conf. on Nuclear Cross Sections for
Technology", Knoxville (Tennessee),
NBS Spec. Publ. 594, 1980, S.857
- Lorenz, A.: 1978, INDC(NDS)-94/LN, Int. Atom. Energy Agency, Wien
- Macklin, R.L., Gibbons, J.H.: 1967, Phys. Rev. 159, 1007
- Macklin, R.L.: 1983, Private Mitteilung
- Mayer, M.G., Teller, E.: 1949, Phys. Rev. 76, 1226
- NDS : 1982, Nuclear Data Sheets 37(2)
- Newman, M.J.: 1973, MS Thesis, Rice University, Houston (USA)
- Newman, M.J.: 1980, Astrophys. J. 219, 676
- Öpik, E.J.: 1951, Proc. Roy. Irish Acad. A54, 49
- Olive, K.A., Schramm, D.N., Steigman, G., Turner, M.S., Yang, J.:
1981, Astrophys. J. 246, 557
- Palme, H., Suess, H.E., Zeh, H.D.: 1981 in "Landolt-Börnstein"
Neue Serie VI/2, Kap. 3 und 4
- Pandey, M.S., Garg, J.B., Macklin, R., Halperin, J.: 1977,
Phys. Rev. C15, 615
- Penzias, A.A.: 1980, Science 208, 663
- Perrin, J.: 1919, Ann. Phys. 11, 89
- Perrin, J.: 1921, Scientia 30, 335
- Rau, F.: 1963, Nukleonik 5, 191
- Reeves, H., Fowler, W.A., Hoyle, F.: 1970, Nature 226, 727
- Reeves, H.: 1965, Stellar Energy Sources,
in "Stars and Stellar Systems", Vol. VIII,
S.113, University of Chicago Press,
Chicago (USA)
- Reffo, G.: 1982, Private Mitteilung
- Ringwood, A.E.: 1979, "Origin of the Earth and Moon",
Springer Verlag, Heidelberg
- Russell, H.N.: 1919, Publ. Astron. Soc. Pac. 31, 205
- Russell, H.N.: 1929, Astrophys. J. 70, 11

- Schatz, G.: 1983, Private Mitteilung
- Seeger, P.A., Fowler, W.A., Clayton, D.D.: 1965,
Astrophys. J. Suppl. 11, 121
- Schmid-Burgk, J.: 1980, in "Progress in Particle and Nuclear Physics",
Vol. 6, D. Wilkinson (Ed.),
Pergamon Press, Oxford (GB), S.295
- Schramm, D., N., Arnett, W.D., (Eds.): 1973, "Explosive Nucleosynthesis",
University of Texas Press, Austin (USA)
- Salpeter, E., E.: 1952, Astrophys. J. 115, 326
- Salpeter, E., E.: 1954, Mem. Soc. Roy. Sci., Liège, 131
- Salpeter, E., E.: 1957, Phys. Rev. 107, 596
- Spencer, R.R., Beer, H.: 1976, Nucl. Sci. Eng. 60, 390
- Spencer, R.R.: 1983, Private Mitteilung
- Suess, H., E., Urey, H.C.: 1956, Rev. Mod. Phys. 28, 53
- Takahashi, K., Yokoi, K.: 1983, Nucl. Phys. A404, 578
- Trimble, V.: 1982, Rev. Mod. Phys. 54, 1183
- Trimble, V.: 1983, Rev. Mod. Phys. 55, 511
- Truran, J., W.: 1972, Astrophys. J. 177, 453
- Truran, J., W., Iben, I., Jr.: 1977, Astrophys. J. 216, 797
- Ulrich, R.K.: 1973, in "Explosive Nucleosynthesis",
Schramm, D., N., Arnett, W.D., (Eds.),
University of Texas Press, Austin (USA), S.139
- Ulrich, R.K.: 1982, in "Essays in Nuclear Astrophysics",
Barnes, C.A., Clayton, D.D., Schramm, D.N., (Eds.),
University of Texas Press, Austin (USA), S. 301
- Wagoner, R.V.: 1973, Astrophys. J. 179, 343
- Walter, G., Beer, H.: 1982, KfK Report 3327,
Kernforschungszentrum Karlsruhe
- Walter, G., Beer, H.: 1983, Astron. Astrophys. 123, 279
- Walter, G., Leugers, B., Käppeler, F., Bao, Z.Y., Erbe, D., Rupp, G., Reffo, G.,
Fabbri, F.: 1983, KfK Report 3652,
Kernforschungszentrum Karlsruhe
- Ward, R.A., Fowler, W.A.: 1980, Astrophys. J. 238, 266
- Ward, R.A., Newman, M.J., Clayton, D.D.: 1976, Astrophys. J. Suppl. 31, 33
- Ward, R.A., Newman, M.J.: 1978, Astrophys. J. 219, 195
- Weinberg, S.: 1977, "The First Three Minutes", Plenum Press,
New York (USA)

von Weizsäcker, C.F.: 1937, Phys. Z. **38**, 176

von Weizsäcker, C.F.: 1938, Phys. Z. **39**, 633

Wisshak, K., Käppeler, F., Reffo, G., Fabbri, F.: 1983a, KfK Report **3516**,
Kernforschungszentrum Karlsruhe

Wisshak, K., Käppeler, F., Macklin, R.L., Reffo, G., Fabbri, F.: 1983b,
KfK Report **3582**,
Kernforschungszentrum Karlsruhe

Wisshak, K., Walter, G., Käppeler, F.: 1984, Nucl. Instr. Meth. **219**, 136

Yokoi, K.: 1983, Private Mitteilung

Anhang A1 Standardquerschnitt von ^{197}Au nach ENDF/B-V

E (keV)	σ (b)	E (keV)	σ (b)	E (keV)	σ (b)	E (keV)	σ (b)
3.21	2.8100	4.14	2.3100	4.50	2.0100	4.75	1.8100
5.00	1.6000	5.25	1.5970	5.50	2.1670	5.75	1.8440
6.00	2.0670	6.25	1.7690	6.50	1.5710	6.75	1.5960
7.00	1.7780	7.25	1.7150	7.50	1.6040	7.75	1.2230
8.00	1.4940	8.25	1.3080	8.50	1.2440	8.75	1.1680
9.00	1.2890	9.25	1.2840	9.50	0.9790	9.75	1.0710
10.00	1.2250	10.25	1.1290	10.50	0.9245	10.75	0.7736
11.00	1.3300	11.25	1.4420	11.50	1.0890	11.75	1.1100
12.00	1.2040	12.25	1.1210	12.50	0.7007	12.75	1.1140
13.00	1.0970	13.25	0.8579	13.50	0.9645	13.75	0.7429
14.00	1.0120	14.25	0.7768	14.50	0.9024	14.75	0.8962
15.00	0.7883	15.25	0.8989	15.50	0.8902	15.75	0.8506
16.00	0.6376	16.25	0.8901	16.50	0.8812	16.75	0.7615
17.00	0.7512	17.25	0.9800	17.50	0.7415	17.75	0.7879
18.00	0.7939	18.25	0.8412	18.50	0.8116	18.75	0.7710
19.00	0.7998	19.25	0.6236	19.50	0.5644	19.75	0.5803
20.00	0.7733	20.25	0.6531	20.50	0.7136	20.75	0.6778
21.00	0.6425	21.25	0.7079	21.50	0.6545	21.75	0.5991
22.00	0.7025	22.25	0.4566	22.50	0.6760	22.75	0.6052
23.00	0.5663	23.25	0.5854	23.50	0.6408	23.75	0.6297
24.00	0.5852	24.25	0.7044	24.50	0.6289	24.75	0.5169
25.00	0.6044	25.25	0.7617	25.50	0.6211	25.75	0.5548
26.00	0.5579	26.25	0.5139	26.50	0.6161	26.75	0.6040
27.00	0.6571	27.25	0.6413	27.50	0.6066	27.75	0.6047
28.00	0.6330	28.25	0.5942	28.50	0.7365	28.75	0.6187
29.00	0.6132	29.25	0.5221	29.50	0.6780	29.75	0.4849
30.00	0.6542	30.25	0.6644	30.50	0.5350	30.75	0.5754
31.00	0.5415	31.25	0.5056	31.50	0.5256	31.75	0.5764
32.00	0.4946	32.25	0.5560	32.50	0.5382	32.75	0.5409
33.00	0.5562	33.25	0.5401	33.50	0.5684	33.75	0.5215
34.00	0.4651	34.25	0.4600	34.50	0.4897	34.75	0.5185
35.00	0.5046	35.25	0.4990	35.50	0.5426	35.75	0.5129
36.00	0.4932	36.25	0.4746	36.50	0.5034	36.75	0.5305
37.00	0.4471	37.25	0.5649	37.50	0.4721	37.75	0.5652
38.00	0.5694	38.25	0.5662	38.50	0.5678	38.75	0.4999
39.00	0.5062	39.25	0.5068	39.50	0.5926	39.75	0.4884
40.00	0.5444	40.25	0.4848	40.50	0.5039	40.75	0.5127
41.00	0.4955	41.25	0.4759	41.50	0.5545	41.75	0.4677
42.00	0.4280	42.25	0.4687	42.50	0.4808	42.75	0.3888
43.00	0.4651	43.25	0.5333	43.50	0.4569	43.75	0.4446
44.00	0.3771	44.25	0.3990	44.50	0.4522	44.75	0.5129
45.00	0.4543	45.25	0.3903	45.50	0.4371	45.75	0.4504
46.00	0.3930	46.25	0.4782	46.50	0.4068	46.75	0.5032
47.00	0.4663	47.25	0.4557	47.50	0.4621	47.75	0.4161
48.00	0.4868	48.25	0.4782	48.50	0.3963	48.75	0.3662
49.00	0.3820	49.25	0.4155	49.50	0.4569	49.75	0.4234

E (keV)	σ (b)	E (keV)	σ (b)	E (keV)	σ (b)	E (keV)	σ (b)
50.00	0.4246	50.25	0.4010	50.50	0.5148	50.75	0.4405
51.00	0.4895	51.25	0.4433	51.50	0.4310	51.75	0.4181
52.00	0.3641	52.25	0.4452	52.50	0.4894	52.75	0.3792
53.00	0.6243	53.25	0.4279	53.50	0.3900	53.75	0.4636
54.00	0.4226	54.25	0.4214	54.50	0.4596	54.75	0.3891
55.00	0.4316	55.25	0.4254	55.50	0.4596	55.75	0.4226
56.00	0.4068	56.25	0.4621	56.50	0.4554	56.75	0.3803
57.00	0.3890	57.25	0.3694	57.50	0.3774	57.75	0.4174
58.00	0.4143	58.25	0.4160	58.50	0.4230	58.75	0.3761
59.00	0.4032	59.25	0.3895	59.50	0.4049	59.75	0.4725
60.00	0.3896	60.25	0.3788	60.50	0.4307	60.75	0.3996
61.00	0.3712	61.25	0.3554	61.50	0.4084	61.75	0.3664
62.00	0.3564	62.25	0.3896	62.50	0.4037	62.75	0.3886
63.00	0.4043	63.25	0.4148	63.50	0.3825	63.75	0.3498
64.00	0.3476	64.25	0.3961	64.50	0.3707	64.75	0.3729
65.00	0.4065	65.25	0.3449	65.50	0.3683	65.75	0.3867
66.00	0.4151	66.25	0.3608	66.50	0.3708	66.75	0.3570
67.00	0.4271	67.25	0.4328	67.50	0.3650	67.75	0.3938
68.00	0.4192	68.25	0.3964	68.50	0.4162	68.75	0.3939
69.00	0.3743	69.25	0.3745	69.50	0.3143	69.75	0.3519
70.00	0.3611	70.25	0.3706	70.50	0.3957	70.75	0.3859
71.00	0.3639	71.25	0.3669	71.50	0.3436	71.75	0.3819
72.00	0.3675	72.25	0.3684	72.50	0.3846	72.75	0.3938
73.00	0.4056	73.25	0.3600	73.50	0.3735	73.75	0.3630
74.00	0.3484	74.25	0.3520	74.50	0.3624	74.75	0.4279
75.00	0.3967	75.25	0.3682	75.50	0.3933	75.75	0.3767
76.00	0.3618	76.25	0.3338	76.50	0.3001	76.75	0.3678
77.00	0.3917	77.25	0.3359	77.50	0.3372	77.75	0.3699
78.00	0.3157	78.25	0.3184	78.50	0.3211	78.75	0.3500
79.00	0.3434	79.25	0.3594	79.50	0.3467	79.75	0.3418
80.00	0.3242	80.25	0.3405	80.50	0.2897	80.75	0.3113
81.00	0.3435	81.25	0.3375	81.50	0.3279	81.75	0.3691
82.00	0.3816	82.25	0.3469	82.50	0.3420	82.75	0.3297
83.00	0.3174	83.25	0.2823	83.50	0.3348	83.75	0.3488
84.00	0.3375	84.25	0.3137	84.50	0.2857	84.75	0.3118
85.00	0.3163	85.25	0.3520	85.50	0.3038	85.75	0.3232
86.00	0.2787	86.25	0.2960	86.50	0.3172	86.75	0.3319
87.00	0.2817	87.25	0.2749	87.50	0.3193	87.75	0.3211
88.00	0.3118	88.25	0.2924	88.50	0.2786	88.75	0.3076
89.00	0.3275	89.25	0.2980	89.50	0.3099	89.75	0.3360
90.00	0.3193	90.25	0.3132	90.50	0.3106	90.75	0.2820
91.00	0.2897	91.25	0.3290	91.50	0.3080	91.75	0.3217
92.00	0.2925	92.25	0.3052	92.50	0.2985	92.75	0.3122
93.00	0.3164	93.25	0.320	93.50	0.2971	93.75	0.314
94.00	0.2924	94.25	0.3334	94.50	0.3369	94.75	0.3147
95.00	0.3739	95.25	0.3419	95.50	0.3157	95.75	0.2926
96.00	0.3016	96.25	0.308	96.50	0.2990	96.75	0.2746
97.00	0.2912	97.25	0.3156	97.50	0.3039	97.75	0.3116
98.00	0.3048	98.25	0.2732	98.50	0.2692	98.75	0.3126
99.00	0.3170	99.25	0.3203	99.50	0.2913	99.75	0.2973

E (keV)	σ (b)	E (keV)	σ (b)	E (keV)	σ (b)	E (keV)	σ (b)
100.00	0.3130	110.00	0.3070	120.00	0.3050	130.00	0.2950
140.00	0.2900	150.00	0.2830	160.00	0.2790	170.00	0.2730
180.00	0.2680	190.00	0.2620	200.00	0.2570	210.00	0.2510
220.00	0.2450	230.00	0.2410	240.00	0.2350	250.00	0.2300
260.00	0.2250	280.00	0.2160	300.00	0.2080	320.00	0.1980

Anhang A2 Differentieller Neutroneneinfangquerschnitt
der ^{70}Ge Probe

E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)	E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)
3.29	65.23	115.78	8.41	85.04	34.99
3.40	89.29	151.06	8.54	356.77	41.94
3.50	33.89	95.43	8.66	724.66	51.86
3.61	120.01	113.80	8.79	69.40	39.67
3.71	6.27	144.18	8.92	37.15	30.10
3.82	238.37	99.21	9.04	13.16	28.85
3.92	6.43	73.39	9.14	0.89	39.78
4.02	17.70	99.73	9.25	169.25	41.55
4.13	-27.89	-134.17	9.35	642.33	52.51
4.23	625.82	83.02	9.46	26.00	48.21
4.34	1152.32	114.96	9.57	33.91	37.45
4.44	106.54	119.05	9.68	34.41	31.73
4.55	29.27	97.89	9.80	222.40	32.50
4.66	13.87	77.54	9.91	593.52	36.62
4.77	18.00	75.07	10.03	217.69	24.31
4.87	31.31	59.64	10.15	168.56	26.21
4.98	174.83	154.88	10.27	553.90	38.29
5.09	37.14	96.18	10.39	918.66	48.29
5.20	57.04	99.02	10.52	157.61	28.98
5.31	29.96	68.81	10.65	78.09	29.99
5.42	182.18	67.90	10.78	48.84	25.14
5.53	930.06	54.64	10.91	0.34	18.45
5.64	221.87	58.09	11.05	26.39	17.72
5.75	64.06	50.38	11.19	18.56	19.14
5.86	32.40	43.70	11.33	-1.83	-20.27
5.96	375.36	64.33	11.47	48.53	20.07
6.08	69.38	48.75	11.62	106.90	20.26
6.19	85.09	54.99	11.77	373.78	21.08
6.31	-15.16	-67.99	11.89	28.33	21.04
6.41	78.97	57.94	12.00	62.46	22.36
6.52	221.85	48.55	12.10	26.44	20.74
6.62	50.22	55.86	12.21	249.84	23.02
6.73	820.06	59.02	12.31	624.80	31.94
6.84	102.94	47.41	12.42	51.52	27.52
6.95	40.89	41.70	12.53	436.30	32.23
7.07	31.15	45.03	12.64	76.44	21.90
7.19	595.53	48.16	12.76	24.87	18.99
7.31	51.76	38.65	12.87	10.26	18.49
7.42	56.60	34.99	12.99	49.49	18.93
7.52	529.39	51.85	13.10	215.57	21.62
7.62	435.57	80.33	13.22	510.85	26.46
7.73	20.90	43.49	13.34	77.86	19.56
7.84	2.40	37.17	13.46	78.91	19.85
7.95	44.64	38.43	13.59	35.79	21.21
8.06	17.00	40.69	13.71	397.36	24.28
8.18	643.83	54.34	13.84	185.73	18.14
8.29	132.00	38.72	13.97	42.99	16.00

E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)	E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)
14.10	67.69	16.92	21.27	12.06	9.03
14.23	224.41	18.25	21.39	91.28	9.35
14.37	5.11	15.50	21.52	212.97	10.38
14.50	24.16	15.09	21.64	72.48	9.24
14.64	182.97	16.41	21.77	18.72	8.96
14.78	59.36	15.27	21.90	37.12	9.09
14.93	31.05	14.92	22.02	173.11	10.09
15.07	26.14	14.61	22.15	170.06	9.67
15.22	17.98	14.25	22.28	32.37	8.12
15.37	4.79	13.57	22.41	60.64	7.93
15.52	198.80	14.09	22.55	120.05	8.34
15.67	135.02	13.70	22.68	50.74	7.84
15.83	371.86	17.62	22.82	60.18	8.07
15.98	153.27	14.17	22.95	142.95	8.86
16.15	215.38	13.23	23.09	54.53	8.00
16.31	298.58	13.50	23.23	39.68	7.68
16.47	30.57	11.34	23.37	73.78	7.67
16.64	75.70	11.07	23.51	125.14	7.89
16.81	334.77	12.72	23.65	326.43	9.93
16.98	139.09	10.81	23.80	283.79	9.08
17.16	218.82	11.96	23.94	100.32	7.02
17.34	83.67	10.98	24.09	27.78	6.49
17.52	63.64	10.22	24.24	29.96	6.35
17.70	54.13	9.53	24.39	121.80	6.92
17.89	32.01	9.03	24.54	171.83	7.18
18.08	29.74	8.81	24.69	45.73	6.25
18.27	48.52	8.94	24.84	70.91	6.37
18.47	136.71	9.21	25.00	81.79	6.47
18.67	122.83	8.87	25.15	187.25	7.31
18.82	392.07	16.36	25.31	86.15	6.45
18.92	124.59	13.15	25.47	91.90	6.52
19.02	91.05	13.39	25.63	123.35	6.82
19.13	342.81	17.38	25.79	116.66	6.84
19.23	222.12	15.48	25.96	55.36	6.40
19.34	51.79	13.46	26.12	25.39	6.10
19.44	227.40	14.87	26.29	71.35	6.15
19.55	310.60	15.63	26.46	187.52	6.81
19.66	277.77	14.43	26.63	116.32	6.01
19.77	87.27	11.69	26.80	86.87	5.63
19.88	67.16	11.03	26.97	209.40	6.56
19.99	145.77	11.52	27.15	185.75	6.33
20.10	269.85	12.83	27.33	118.08	5.70
20.21	109.36	10.89	27.50	276.07	6.95
20.33	17.59	10.32	27.68	227.23	6.32
20.44	68.25	10.67	27.87	159.54	5.52
20.56	174.25	11.76	28.05	76.95	4.81
20.67	147.41	11.13	28.24	28.09	4.49
20.79	76.26	10.42	28.42	20.83	4.40
20.91	16.16	9.93	28.61	32.73	4.53
21.03	10.45	9.67	28.81	119.02	5.02
21.15	16.28	9.36	29.00	142.59	5.14

E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)	E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)
29.19	51.10	4.43	42.53	86.81	3.14
29.39	27.92	4.20	42.88	61.26	2.95
29.59	59.34	4.30	43.23	46.73	2.81
29.79	143.93	4.81	43.59	36.79	2.71
30.00	104.24	4.56	43.95	76.62	2.92
30.20	82.82	4.38	44.31	89.26	2.97
30.41	140.17	4.83	44.68	66.88	2.84
30.62	59.05	4.33	45.06	92.39	2.95
30.83	30.08	4.15	45.44	75.00	2.79
31.05	50.66	4.30	45.82	61.82	2.62
31.26	86.70	4.49	46.21	30.24	2.38
31.48	149.21	4.92	46.60	64.17	2.51
31.70	150.88	4.86	47.00	46.37	2.39
31.93	89.56	4.32	47.41	66.94	2.53
32.15	101.51	4.32	47.81	139.91	3.02
32.38	101.45	4.23	48.23	67.90	2.62
32.61	67.62	3.95	48.65	61.83	2.60
32.84	26.94	3.66	49.07	50.21	2.51
33.08	25.05	3.57	49.50	90.12	2.70
33.32	25.23	3.58	49.94	123.53	2.89
33.56	10.07	3.55	50.38	94.19	2.68
33.80	21.88	3.59	50.83	66.62	2.51
34.05	99.74	4.01	51.29	72.08	2.55
34.29	94.84	3.94	51.75	64.53	2.48
34.55	41.30	3.56	52.21	41.16	2.37
34.80	24.98	3.40	52.68	45.86	2.37
35.06	54.01	3.48	53.16	63.61	2.44
35.32	98.97	3.71	53.65	79.54	2.49
35.58	73.80	3.62	54.14	84.16	2.47
35.85	161.38	4.27	54.64	75.41	2.34
36.11	154.19	4.23	55.15	46.01	2.16
36.39	87.33	3.72	55.66	80.71	2.31
36.66	119.87	3.85	56.18	79.39	2.27
36.94	140.38	3.90	56.71	74.53	2.24
37.22	101.31	3.56	57.25	70.20	2.17
37.50	74.67	3.33	57.79	36.47	1.98
37.79	52.40	3.20	58.34	59.53	2.07
38.08	86.59	3.37	58.90	60.54	2.07
38.38	72.56	3.32	59.46	34.16	1.92
38.67	112.53	3.55	60.04	42.06	1.93
38.98	67.38	3.24	60.62	58.19	1.99
39.28	55.88	3.16	61.21	79.11	2.05
39.59	107.39	3.44	61.82	86.32	2.07
39.90	110.50	3.48	62.42	48.98	1.84
40.22	78.50	3.24	63.04	61.29	1.85
40.54	62.75	3.11	63.67	80.11	1.95
40.86	83.79	3.26	64.31	74.40	1.90
41.19	116.11	3.43	64.96	76.31	1.89
41.52	115.76	3.42	65.61	82.70	1.91
41.85	63.98	3.10	66.28	65.72	1.80
42.19	107.15	3.34	66.96	44.47	1.68

E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)	E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)
67.64	39.39	1.63	115.73	43.38	0.90
68.34	51.93	1.66	117.30	51.32	0.92
69.05	68.75	1.73	118.89	48.38	0.90
69.77	58.52	1.65	120.52	38.75	0.83
70.50	78.40	1.72	122.19	47.73	0.88
71.24	60.44	1.60	123.89	53.47	0.90
72.00	43.12	1.50	125.62	44.21	0.85
72.76	57.40	1.56	127.39	48.51	0.86
73.54	64.85	1.59	129.20	41.80	0.81
74.33	59.52	1.55	131.05	39.83	0.78
75.14	51.63	1.50	132.94	52.94	0.83
75.96	57.16	1.49	134.87	56.27	0.83
76.79	52.44	1.45	136.84	49.91	0.80
77.63	43.41	1.38	138.85	53.59	0.80
78.49	41.03	1.34	140.91	44.23	0.75
79.36	49.90	1.35	143.02	48.97	0.77
80.25	58.41	1.38	145.17	50.23	0.77
81.15	53.47	1.34	147.37	46.26	0.75
82.07	41.13	1.28	149.62	42.48	0.72
83.00	43.45	1.28	151.93	43.59	0.72
83.95	57.48	1.33	154.29	43.35	0.71
84.92	55.48	1.28	156.70	43.16	0.71
85.90	53.46	1.25	159.17	45.11	0.71
86.90	36.80	1.14	161.70	39.43	0.68
87.92	53.40	1.21	164.29	38.64	0.65
88.95	55.43	1.20	166.95	34.61	0.62
90.01	48.45	1.16	169.66	40.26	0.64
91.08	58.57	1.21	172.45	45.36	0.66
92.17	62.94	1.22	175.30	46.60	0.66
93.28	58.53	1.19	178.23	44.00	0.64
94.42	47.77	1.14	181.23	48.60	0.67
95.57	48.04	1.12	184.30	46.89	0.65
96.74	60.39	1.16	187.46	37.73	0.60
97.94	47.31	1.08	190.69	38.32	0.59
99.16	44.90	1.04	194.02	38.88	0.60
100.40	45.93	1.01	197.42	38.98	0.60
101.66	39.97	0.95	200.92	39.60	0.62
102.95	35.48	0.91	204.52	46.29	0.66
104.26	38.29	0.91	208.21	45.17	0.68
105.60	41.40	0.92	212.00	38.73	0.70
106.96	47.07	0.93	215.89	37.63	0.76
108.35	39.37	0.90	219.90	42.94	0.89
109.77	39.64	0.90	224.01	40.63	1.04
111.22	41.89	0.90	228.24	35.77	1.29
112.69	43.68	0.91	232.60	29.40	1.71
114.20	44.49	0.91	237.08	18.88	2.76

Anhang A3 Differentieller Neutroneneinfangquerschnitt
 von ^{nat}Ga

E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)	E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)
3.29	415.09	76.88	8.41	313.10	27.63
3.40	818.58	110.90	8.54	367.67	31.85
3.50	1053.57	76.82	8.66	441.26	35.29
3.61	277.41	74.32	8.79	231.01	30.36
3.71	373.31	96.91	8.92	121.56	22.29
3.82	459.88	67.52	9.04	286.05	23.24
3.92	111.14	47.84	9.14	395.27	33.87
4.02	140.93	65.70	9.25	73.98	29.77
4.13	576.27	97.14	9.35	399.70	36.37
4.23	608.81	57.84	9.46	306.16	39.06
4.34	1378.75	98.11	9.57	424.99	33.13
4.44	139.20	79.05	9.68	172.15	24.30
4.55	544.86	73.38	9.80	213.42	24.31
4.66	200.19	52.64	9.91	218.01	23.09
4.77	944.93	69.91	10.03	188.56	18.07
4.87	351.19	42.47	10.15	300.27	21.23
4.98	1080.34	146.70	10.27	315.57	26.22
5.09	137.81	65.21	10.39	335.26	27.12
5.20	453.01	73.09	10.52	113.57	21.40
5.31	384.55	50.05	10.65	158.16	23.05
5.42	395.80	49.25	10.78	119.14	19.15
5.53	820.74	40.36	10.91	224.60	15.15
5.64	95.15	39.02	11.05	285.68	15.26
5.75	321.70	36.59	11.19	266.83	16.23
5.86	475.10	34.00	11.33	192.44	16.39
5.96	318.75	44.84	11.47	382.20	18.67
6.08	83.85	33.60	11.62	331.32	17.84
6.19	81.96	37.95	11.77	196.85	14.77
6.31	358.86	50.87	11.89	240.32	17.81
6.41	324.18	42.85	12.00	410.56	21.52
6.52	175.37	33.81	12.10	146.20	16.53
6.62	455.81	44.24	12.21	251.57	18.12
6.73	629.30	42.15	12.31	145.26	18.36
6.84	283.55	35.02	12.42	82.45	21.08
6.95	172.40	29.98	12.53	283.48	23.28
7.07	96.77	31.87	12.64	389.72	21.16
7.19	582.05	36.89	12.76	113.91	14.99
7.31	605.72	34.50	12.87	226.96	15.87
7.42	438.48	28.74	12.99	105.44	14.82
7.52	271.68	34.78	13.10	188.42	16.56
7.62	382.79	58.71	13.22	429.07	20.77
7.73	496.15	37.19	13.34	294.44	17.64
7.84	173.43	27.41	13.46	130.55	15.68
7.95	333.03	30.26	13.59	197.26	17.75
8.06	389.90	33.18	13.71	271.39	17.86
8.18	174.49	33.64	13.84	339.06	16.55
8.29	459.44	32.65	13.97	164.65	13.27

E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)	E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)
14.10	259.40	15.13	21.27	339.37	10.95
14.23	198.74	14.27	21.39	251.10	9.37
14.37	264.82	14.28	21.52	141.04	7.88
14.50	188.58	12.94	21.64	149.74	8.15
14.64	174.09	12.91	21.77	169.33	8.45
14.78	207.62	13.23	21.90	177.07	8.57
14.93	119.73	12.12	22.02	180.71	8.45
15.07	107.98	11.82	22.15	178.30	8.12
15.22	290.84	13.72	22.28	209.45	8.18
15.37	413.63	15.13	22.41	231.40	8.12
15.52	196.12	11.26	22.55	137.23	6.98
15.67	313.20	12.95	22.68	139.46	7.04
15.83	338.10	14.33	22.82	184.38	7.64
15.98	220.38	12.10	22.95	103.82	6.89
16.15	106.15	9.69	23.09	119.83	6.98
16.31	261.23	10.77	23.23	197.35	7.64
16.47	246.40	10.63	23.37	201.98	7.48
16.64	112.02	8.96	23.51	208.99	7.39
16.81	282.41	10.08	23.65	186.33	6.90
16.98	150.53	8.73	23.80	226.13	7.16
17.16	159.80	9.21	23.94	181.07	6.50
17.34	130.09	9.03	24.09	63.57	5.43
17.52	141.10	8.58	24.24	82.80	5.42
17.70	298.07	9.73	24.39	158.27	6.01
17.89	211.65	8.39	24.54	182.85	6.14
18.08	228.50	8.42	24.69	148.46	5.84
18.27	218.01	8.35	24.84	178.57	6.12
18.47	166.41	7.66	25.00	184.95	6.19
18.67	242.12	8.20	25.15	147.18	5.75
18.82	162.01	10.60	25.31	163.27	5.91
18.92	202.32	11.55	25.47	187.86	6.17
19.02	277.55	13.19	25.63	188.05	6.22
19.13	271.92	13.58	25.79	186.82	6.26
19.23	233.00	12.97	25.96	205.87	6.47
19.34	125.25	11.34	26.12	172.00	6.02
19.44	178.95	11.62	26.29	102.84	5.24
19.55	191.07	11.36	26.46	84.84	4.88
19.66	215.31	11.25	26.63	85.36	4.73
19.77	269.65	11.73	26.80	94.68	4.66
19.88	290.94	11.62	26.97	130.51	4.87
19.99	224.50	10.38	27.15	105.31	4.68
20.10	111.89	8.87	27.33	81.93	4.44
20.21	164.51	9.40	27.50	121.59	4.59
20.33	133.63	9.09	27.68	183.69	4.99
20.44	118.62	8.97	27.87	153.45	4.58
20.56	75.92	8.63	28.05	130.97	4.29
20.67	100.39	8.65	28.24	117.56	4.15
20.79	165.97	9.28	28.42	91.52	3.94
20.91	192.88	9.46	28.61	139.06	4.32
21.03	151.11	8.80	28.81	206.02	4.86
21.15	196.06	9.10	29.00	192.93	4.71

E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)	E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)
29.19	157.41	4.32	42.53	112.13	2.78
29.39	129.03	4.01	42.88	143.67	2.98
29.59	111.08	3.82	43.23	156.26	3.02
29.79	160.00	4.17	43.59	123.88	2.73
30.00	146.61	4.08	43.95	110.33	2.64
30.20	138.78	3.99	44.31	119.33	2.69
30.41	167.88	4.27	44.68	93.49	2.51
30.62	154.03	4.20	45.06	78.09	2.37
30.83	129.15	3.99	45.44	93.39	2.42
31.05	137.78	4.08	45.82	128.62	2.58
31.26	145.80	4.14	46.21	120.42	2.46
31.48	130.16	3.98	46.60	80.51	2.17
31.70	170.71	4.25	47.00	113.04	2.35
31.93	190.28	4.35	47.41	117.47	2.40
32.15	194.21	4.32	47.81	97.01	2.29
32.38	198.04	4.28	48.23	106.16	2.40
32.61	186.42	4.12	48.65	101.56	2.38
32.84	124.18	3.55	49.07	104.02	2.37
33.08	143.40	3.64	49.50	110.76	2.38
33.32	150.11	3.67	49.94	116.80	2.40
33.56	130.38	3.56	50.38	107.91	2.33
33.80	117.41	3.45	50.83	80.42	2.14
34.05	104.70	3.37	51.29	76.11	2.13
34.29	105.63	3.35	51.75	93.07	2.22
34.55	130.04	3.47	52.21	115.01	2.36
34.80	133.95	3.43	52.68	111.77	2.31
35.06	125.73	3.30	53.16	118.97	2.34
35.32	82.18	2.98	53.65	99.62	2.19
35.58	97.58	3.14	54.14	91.02	2.10
35.85	147.68	3.51	54.64	110.48	2.17
36.11	141.39	3.48	55.15	107.78	2.12
36.39	112.55	3.25	55.66	87.85	1.96
36.66	93.86	3.05	56.18	96.14	1.99
36.94	86.89	2.92	56.71	85.12	1.91
37.22	113.08	3.04	57.25	96.69	1.96
37.50	129.63	3.10	57.79	108.77	2.02
37.79	141.82	3.18	58.34	105.31	1.98
38.08	105.42	2.91	58.90	109.28	2.00
38.38	110.68	2.96	59.46	114.88	2.02
38.67	126.11	3.05	60.04	89.95	1.83
38.98	118.06	2.97	60.62	79.13	1.76
39.28	112.36	2.92	61.21	99.43	1.83
39.59	123.79	2.98	61.82	96.04	1.79
39.90	98.05	2.82	62.42	84.49	1.71
40.22	89.04	2.74	63.04	83.63	1.66
40.54	71.95	2.61	63.67	88.84	1.67
40.86	88.88	2.72	64.31	92.82	1.68
41.19	94.81	2.74	64.96	83.64	1.62
41.52	96.05	2.74	65.61	76.57	1.57
41.85	82.79	2.66	66.28	87.42	1.62
42.19	93.67	2.70	66.96	83.48	1.58

E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)	E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)
67.64	78.62	1.53	115.73	58.09	0.81
68.34	80.43	1.52	117.30	59.52	0.80
69.05	82.44	1.51	118.89	61.52	0.81
69.77	78.48	1.47	120.52	66.16	0.82
70.50	74.70	1.42	122.19	60.68	0.79
71.24	75.84	1.40	123.89	57.90	0.77
72.00	81.38	1.42	125.62	63.78	0.79
72.76	77.76	1.39	127.39	60.45	0.76
73.54	85.37	1.42	129.20	60.32	0.75
74.33	71.98	1.35	131.05	61.46	0.74
75.14	72.44	1.34	132.94	61.02	0.73
75.96	77.99	1.35	134.87	57.72	0.70
76.79	71.29	1.29	136.84	58.71	0.70
77.63	78.43	1.31	138.85	60.46	0.70
78.49	79.14	1.29	140.91	57.83	0.68
79.36	73.60	1.23	143.02	55.55	0.67
80.25	67.28	1.19	145.17	61.40	0.69
81.15	70.56	1.20	147.37	60.17	0.68
82.07	81.77	1.26	149.62	59.73	0.67
83.00	80.06	1.24	151.93	57.71	0.65
83.95	64.97	1.13	154.29	58.04	0.65
84.92	66.97	1.12	156.70	55.97	0.64
85.90	70.79	1.12	159.17	55.63	0.63
86.90	71.78	1.11	161.70	55.50	0.63
87.92	71.24	1.10	164.29	56.70	0.62
88.95	67.57	1.06	166.95	55.45	0.60
90.01	61.81	1.02	169.66	55.11	0.59
91.08	59.29	1.00	172.45	51.67	0.57
92.17	64.87	1.02	175.30	53.40	0.57
93.28	72.27	1.06	178.23	54.56	0.58
94.42	70.46	1.05	181.23	52.99	0.57
95.57	72.90	1.06	184.30	50.95	0.55
96.74	66.37	1.00	187.46	50.65	0.55
97.94	64.72	0.98	190.69	48.24	0.53
99.16	65.14	0.96	194.02	53.01	0.55
100.40	62.01	0.91	197.42	54.35	0.56
101.66	62.47	0.89	200.92	54.08	0.57
102.95	62.12	0.87	204.52	53.55	0.58
104.26	59.09	0.85	208.21	52.31	0.60
105.60	55.52	0.82	212.00	49.18	0.62
106.96	58.09	0.82	215.89	51.14	0.69
108.35	61.49	0.84	219.90	53.59	0.79
109.77	60.36	0.84	224.01	55.29	0.94
111.22	60.41	0.83	228.24	49.56	1.13
112.69	64.14	0.85	232.60	37.67	1.43
114.20	62.02	0.83	237.08	20.98	2.21

Anhang A4 Differentieller Neutroneneinfangquerschnitt
der ^{80}Se Probe

E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)	E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)
3.18	369.86	57.66	8.31	56.96	28.94
3.29	185.78	72.41	8.44	59.13	29.01
3.39	90.68	52.10	8.56	82.55	26.94
3.50	200.74	54.45	8.69	38.19	20.18
3.61	249.02	81.52	8.82	92.33	24.31
3.71	113.55	46.87	8.94	32.40	29.68
3.82	193.59	45.74	9.04	98.83	30.15
3.93	175.14	50.78	9.15	86.48	32.80
4.03	485.05	77.97	9.25	59.94	28.49
4.13	349.39	39.40	9.36	67.69	25.31
4.24	322.20	66.57	9.47	51.23	25.02
4.35	126.71	46.35	9.58	56.17	24.08
4.46	486.69	55.31	9.69	58.59	18.30
4.56	768.28	49.87	9.81	49.13	20.40
4.67	114.42	32.48	9.93	49.88	23.82
4.78	269.88	59.58	10.05	348.75	25.37
4.88	595.84	71.20	10.17	114.39	22.79
4.99	344.88	53.43	10.29	62.14	22.10
5.10	149.46	40.91	10.42	376.00	20.94
5.21	210.08	42.99	10.55	217.42	16.59
5.31	67.83	30.50	10.68	60.26	14.99
5.42	811.69	38.72	10.81	40.13	16.43
5.54	110.19	30.33	10.95	51.23	16.95
5.65	101.02	29.77	11.09	56.52	15.57
5.75	91.86	37.04	11.23	190.57	16.01
5.85	76.84	32.82	11.38	120.46	14.69
5.96	114.83	34.90	11.52	69.54	14.10
6.08	94.89	38.77	11.65	101.21	16.41
6.19	139.35	36.81	11.75	26.69	17.32
6.31	119.76	30.75	11.85	246.11	20.56
6.42	121.66	33.57	11.96	194.03	21.52
6.53	112.51	35.21	12.06	71.02	20.62
6.63	50.87	29.96	12.17	30.74	18.43
6.74	82.51	28.97	12.28	41.03	16.33
6.85	52.59	31.14	12.39	49.35	15.89
6.97	31.25	30.20	12.50	44.64	16.00
7.09	63.25	27.47	12.61	46.56	16.48
7.21	68.81	25.53	12.72	18.36	16.95
7.32	106.21	44.07	12.84	30.79	16.68
7.42	105.46	37.03	12.96	33.27	16.33
7.52	64.07	28.12	13.08	37.98	16.64
7.63	66.38	28.21	13.20	102.30	16.74
7.74	767.05	36.38	13.32	69.83	15.42
7.85	350.00	34.46	13.44	38.09	14.40
7.96	116.99	28.70	13.57	33.73	14.21
8.08	56.01	25.04	13.70	38.46	14.35
8.19	53.96	28.51	13.83	24.54	13.73

E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)	E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)
13.96	28.39	13.07	20.57	27.02	8.33
14.09	31.88	12.84	20.68	24.44	8.06
14.22	33.65	12.93	20.80	77.41	8.36
14.36	50.04	12.92	20.92	123.63	8.56
14.50	428.10	14.98	21.05	43.27	8.40
14.64	282.95	13.43	21.17	11.92	8.41
14.78	25.33	12.10	21.29	20.94	8.24
14.93	42.97	11.46	21.42	20.13	7.91
15.08	47.85	11.27	21.54	41.33	7.75
15.23	27.83	12.02	21.67	100.83	7.71
15.38	34.70	12.11	21.80	134.12	7.69
15.53	23.16	10.54	21.93	73.70	7.19
15.69	26.19	9.38	22.06	33.04	7.03
15.85	27.20	9.68	22.19	22.34	7.17
16.01	32.09	10.15	22.32	13.03	7.00
16.17	18.63	9.22	22.46	18.40	6.78
16.34	25.52	8.63	22.59	17.55	6.54
16.50	22.10	8.76	22.73	74.99	6.63
16.68	22.14	9.15	22.87	185.58	7.01
16.85	46.25	8.98	23.01	94.34	6.27
17.03	99.65	8.69	23.15	59.67	6.02
17.20	18.17	8.21	23.29	89.68	6.11
17.39	54.01	8.10	23.43	45.94	5.73
17.57	113.75	8.15	23.58	21.38	5.61
17.76	26.41	7.82	23.72	20.14	5.58
17.95	21.56	7.47	23.87	13.71	5.55
18.15	18.04	7.33	24.02	7.04	5.47
18.34	21.64	7.78	24.17	3.52	5.50
18.49	32.67	11.80	24.32	15.25	5.42
18.59	30.05	11.92	24.47	24.31	5.39
18.70	77.66	12.01	24.62	36.97	5.52
18.80	87.96	11.76	24.78	112.50	5.91
18.90	68.32	11.18	24.94	97.39	5.93
19.01	76.78	11.00	25.10	63.85	5.61
19.11	121.16	10.77	25.26	146.02	5.92
19.22	80.89	10.39	25.42	111.55	5.58
19.33	52.64	9.98	25.58	37.22	5.11
19.43	32.80	9.78	25.74	10.19	4.88
19.54	63.07	9.41	25.91	10.40	4.78
19.65	213.62	10.09	26.08	16.64	4.67
19.76	229.32	10.12	26.25	10.30	4.67
19.87	64.68	9.07	26.42	13.39	4.63
19.99	19.68	8.84	26.59	11.84	4.49
20.10	24.09	8.80	26.77	24.90	4.42
20.22	30.68	8.66	26.94	127.02	4.61
20.33	19.82	8.53	27.12	97.27	4.36
20.45	23.23	8.40	27.30	17.48	4.10

E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)	E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)
27.48	14.05	4.06	38.58	31.37	2.78
27.66	19.39	4.07	38.88	39.23	2.87
27.85	50.22	4.18	39.19	35.04	2.85
28.04	116.15	4.47	39.50	17.84	2.78
28.23	108.99	4.24	39.82	8.22	2.76
28.42	62.55	4.10	40.14	9.84	2.71
28.61	25.51	3.89	40.47	42.80	2.83
28.80	26.78	3.86	40.79	127.65	3.09
29.00	71.46	4.03	41.12	61.07	2.75
29.20	44.41	3.97	41.46	22.30	2.64
29.40	10.85	3.87	41.80	25.84	2.63
29.60	12.91	3.94	42.15	46.35	2.62
29.81	10.96	3.98	42.49	51.49	2.65
30.02	10.83	3.92	42.85	58.00	2.56
30.22	11.61	3.89	43.20	21.36	2.42
30.44	20.46	3.88	43.57	7.52	2.38
30.65	33.35	3.83	43.93	21.26	2.32
30.87	47.46	3.82	44.30	15.71	2.25
31.08	25.25	3.70	44.68	14.59	2.23
31.30	35.68	3.56	45.06	63.21	2.29
31.53	32.07	3.52	45.45	61.69	2.26
31.75	14.58	3.41	45.84	16.61	2.17
31.98	46.77	3.45	46.23	21.08	2.19
32.21	77.48	3.49	46.63	38.16	2.29
32.44	47.22	3.47	47.04	55.26	2.29
32.68	15.79	3.35	47.45	56.65	2.23
32.92	10.91	3.35	47.87	64.02	2.23
33.16	53.56	3.43	48.29	30.25	2.10
33.40	88.39	3.42	48.72	10.24	2.06
33.65	28.85	3.18	49.15	16.72	2.09
33.89	42.95	3.12	49.59	10.74	2.11
34.15	26.60	3.07	50.03	21.58	2.16
34.40	8.08	3.08	50.48	61.12	2.33
34.66	8.00	3.05	50.94	36.94	2.21
34.92	13.71	3.05	51.40	24.44	2.10
35.18	23.26	3.06	51.87	10.95	2.05
35.45	4.72	2.92	52.35	26.71	2.06
35.71	7.73	2.87	52.83	45.05	2.10
35.99	7.89	2.76	53.32	30.60	1.99
36.26	27.95	2.73	53.82	41.23	1.95
36.54	41.97	2.80	54.32	35.98	1.90
36.82	20.64	2.69	54.83	44.35	1.88
37.10	19.23	2.78	55.35	31.29	1.87
37.39	21.48	2.75	55.88	22.00	1.81
37.68	71.37	2.90	56.41	45.46	1.85
37.98	55.86	2.85	56.95	58.82	1.86
38.28	12.97	2.75	57.50	30.43	1.76

E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)	E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)
58.05	36.38	1.76	97.09	21.95	0.89
58.62	30.50	1.68	98.31	20.77	0.86
59.19	16.81	1.63	99.56	16.99	0.83
59.77	22.86	1.62	100.83	17.49	0.82
60.36	38.69	1.61	102.12	14.33	0.79
60.96	35.51	1.59	103.44	20.08	0.79
61.57	19.94	1.51	104.78	12.73	0.77
62.18	17.28	1.49	106.16	19.11	0.80
62.81	28.96	1.53	107.55	26.38	0.82
63.44	31.61	1.50	108.98	20.32	0.79
64.09	39.89	1.54	110.44	25.47	0.81
64.74	34.46	1.46	111.92	23.75	0.80
65.41	21.75	1.41	113.43	25.76	0.78
66.08	10.55	1.36	114.98	28.29	0.78
66.77	8.80	1.33	116.56	18.82	0.75
67.46	21.07	1.37	118.17	19.47	0.73
68.17	29.81	1.39	119.81	20.08	0.75
68.89	42.95	1.41	121.49	21.44	0.73
69.62	28.68	1.33	123.20	19.66	0.74
70.36	21.82	1.28	124.95	22.41	0.73
71.11	14.63	1.26	126.74	22.01	0.73
71.88	13.29	1.24	128.57	23.67	0.71
72.66	16.24	1.24	130.43	16.71	0.69
73.45	20.87	1.24	132.34	18.85	0.69
74.25	19.38	1.25	134.29	20.27	0.69
75.07	22.23	1.26	136.28	24.41	0.72
75.90	20.16	1.23	138.32	19.15	0.70
76.74	22.65	1.20	140.40	20.94	0.70
77.60	29.19	1.20	142.53	21.37	0.69
78.47	27.52	1.18	144.71	19.42	0.68
79.36	21.02	1.14	146.94	20.07	0.69
80.26	15.37	1.11	149.22	19.81	0.69
81.18	12.54	1.06	151.56	19.05	0.69
82.12	35.65	1.14	153.95	21.00	0.69
83.07	19.70	1.10	156.39	20.58	0.68
84.03	25.88	1.07	158.90	20.98	0.67
85.02	29.14	1.07	161.47	15.92	0.64
86.02	16.91	1.01	164.10	17.62	0.65
87.04	11.48	0.96	166.79	18.95	0.65
88.08	17.02	0.94	169.55	15.26	0.64
89.13	25.69	0.97	172.38	14.19	0.65
90.21	24.01	0.94	175.28	15.48	0.67
91.30	18.65	0.94	178.26	18.75	0.70
92.42	28.28	0.97	181.31	20.28	0.72
93.55	20.07	0.94	184.44	20.37	0.73
94.71	13.64	0.89	187.66	16.42	0.76
95.89	8.92	0.89	190.95	20.29	0.85

E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)
194.34	22.40	1.07
197.82	22.39	1.40
201.39	21.26	2.10
205.05	15.09	3.32

E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)
208.82	12.05	5.40
212.70	28.15	9.67
216.68	44.84	21.42
208.82	12.05	5.40
208.82	12.05	5.40
212.70	28.15	9.67
216.68	44.84	21.42

Anhang A5 Differentieller Neutroneneinfangquerschnitt
der ^{80}Kr Probe

E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)	E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)
3.93	271.04	162.85	9.15	455.80	98.55
4.04	1071.80	299.45	9.25	587.74	97.79
4.15	1035.28	314.57	9.36	432.35	92.92
4.25	901.85	294.80	9.47	281.30	89.93
4.36	359.08	292.60	9.58	249.53	87.33
4.47	196.04	275.84	9.69	217.12	84.01
4.58	-169.46	260.15	9.81	439.55	82.14
4.68	208.40	259.04	9.93	341.69	80.50
4.79	-432.68	247.99	10.05	684.61	80.16
4.90	-137.58	235.20	10.17	575.14	77.10
5.01	170.09	220.89	10.29	402.95	73.05
5.12	823.85	229.80	10.42	223.89	72.07
5.22	761.29	217.76	10.55	205.36	71.48
5.33	1183.67	217.47	10.68	188.98	66.25
5.44	830.82	194.58	10.81	175.23	66.40
5.55	808.98	187.23	10.95	172.48	64.49
5.66	556.11	192.76	11.09	342.81	61.68
5.77	741.47	185.42	11.23	385.56	61.62
5.87	511.66	182.44	11.38	215.39	58.42
5.98	190.71	174.43	11.52	299.74	58.93
6.09	-188.94	164.77	11.65	204.28	70.35
6.21	59.34	161.17	11.75	333.18	67.08
6.32	371.35	170.26	11.85	375.31	68.59
6.42	590.86	163.33	11.96	544.06	68.86
6.53	437.75	155.82	12.06	468.32	64.69
6.63	401.65	150.33	12.17	291.19	62.14
6.74	188.00	147.23	12.28	258.28	61.38
6.85	718.96	140.95	12.39	285.11	59.92
6.97	335.08	136.90	12.50	316.01	61.60
7.09	940.87	133.96	12.61	431.01	60.33
7.21	570.87	128.91	12.72	579.61	59.34
7.32	457.30	139.33	12.84	553.39	57.61
7.42	202.85	134.24	12.96	493.46	58.97
7.52	325.55	128.70	13.08	322.47	54.14
7.63	542.73	125.76	13.20	157.06	52.63
7.74	468.24	122.03	13.32	188.26	52.45
7.85	233.43	113.84	13.44	480.01	52.61
7.96	362.45	115.47	13.57	444.49	53.64
8.08	503.90	110.06	13.70	401.00	51.44
8.19	409.93	108.55	13.83	570.09	51.61
8.31	405.61	103.76	13.96	583.89	49.63
8.44	353.71	103.49	14.09	436.07	47.72
8.56	330.80	95.75	14.22	253.12	45.83
8.69	64.86	94.70	14.36	311.69	45.47
8.82	126.99	92.31	14.50	462.21	44.13
8.94	229.73	103.37	14.64	430.55	44.68
9.04	489.46	100.85	14.78	438.20	44.12

E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)
14.93	419.66	42.96
15.08	477.76	41.90
15.23	553.53	41.45
15.38	444.65	40.45
15.53	504.74	38.83
15.69	353.29	38.66
15.85	367.89	37.61
16.01	254.43	37.99
16.17	324.00	35.92
16.34	300.80	34.93
16.50	241.12	34.00
16.68	275.16	33.08
16.85	268.29	33.38
17.03	265.57	33.12
17.20	378.26	32.28
17.39	364.50	31.74
17.57	332.81	30.11
17.76	282.79	29.44
17.95	319.67	29.76
18.15	380.51	29.90
18.34	414.12	29.25
18.49	427.38	39.96
18.59	437.80	39.16
18.70	391.86	38.23
18.80	337.06	40.21
18.90	339.38	37.99
19.01	368.79	36.73
19.11	218.76	36.87
19.22	205.09	36.13
19.33	225.78	34.89
19.43	240.07	35.20
19.54	212.30	33.91
19.65	230.15	33.74
19.76	205.99	35.99
19.87	246.28	35.48
19.99	369.50	34.93
20.10	318.02	34.00
20.22	338.03	33.49
20.33	358.80	34.72
20.45	421.81	34.40
20.57	430.39	34.46
20.68	463.07	33.60
20.80	425.01	32.44
20.92	409.70	31.64
21.05	326.09	32.47
21.17	400.64	30.77
21.29	365.31	30.51
21.42	337.14	30.03
21.54	359.30	28.62
21.67	279.35	28.86
21.80	285.73	27.96

E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)
21.93	331.80	28.42
22.06	299.73	28.06
22.19	198.37	28.37
22.32	270.36	27.67
22.46	287.90	26.73
22.59	327.18	26.57
22.73	331.76	26.59
22.87	301.84	26.34
23.01	305.97	26.05
23.15	316.13	25.91
23.29	321.13	24.81
23.43	326.64	24.31
23.58	340.49	23.90
23.72	322.78	23.39
23.87	261.19	21.64
24.02	220.16	21.37
24.17	277.03	20.97
24.32	286.66	21.06
24.47	344.55	21.13
24.62	335.80	20.61
24.78	247.79	20.65
24.94	330.37	19.86
25.10	384.58	20.07
25.26	456.22	19.60
25.42	415.71	19.03
25.58	370.69	19.89
25.74	300.85	19.34
25.91	288.58	18.98
26.08	292.72	19.42
26.25	252.84	18.24
26.42	265.40	19.49
26.59	270.54	19.03
26.77	313.40	19.66
26.94	352.11	19.54
27.12	356.25	18.76
27.30	333.09	18.57
27.48	327.59	18.83
27.66	336.00	18.82
27.85	304.51	18.01
28.04	297.93	18.30
28.23	236.26	17.73
28.42	298.63	16.64
28.61	312.50	17.14
28.80	286.13	16.48
29.00	315.65	15.78
29.20	259.54	15.73
29.40	313.82	15.79
29.60	286.35	15.01
29.81	287.74	15.01
30.02	363.75	14.96
30.22	389.03	14.30

E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)	E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)
30.44	301.66	14.28	45.06	175.17	8.88
30.65	311.44	14.41	45.45	172.07	8.56
30.87	282.49	14.08	45.84	173.20	8.67
31.08	255.50	13.69	46.23	155.45	8.42
31.30	224.42	13.67	46.63	174.04	8.61
31.53	192.49	13.56	47.04	198.01	9.04
31.75	228.73	13.26	47.45	232.01	8.97
31.98	214.64	13.32	47.87	238.22	8.97
32.21	212.14	13.10	48.29	235.55	8.69
32.44	228.86	13.06	48.72	180.38	8.44
32.68	231.05	13.31	49.15	176.63	8.27
32.92	247.98	13.23	49.59	195.49	8.03
33.16	284.72	15.09	50.03	170.31	7.89
33.40	312.33	14.60	50.48	202.36	8.45
33.65	319.82	14.79	50.94	217.94	8.55
33.89	269.08	14.70	51.40	201.86	8.51
34.15	256.21	14.46	51.87	207.79	8.80
34.40	254.57	14.42	52.35	231.58	8.87
34.66	258.81	13.77	52.83	233.59	8.86
34.92	267.57	13.86	53.32	218.48	8.69
35.18	236.50	13.26	53.82	276.33	8.20
35.45	243.05	12.16	54.32	251.16	7.92
35.71	224.99	11.69	54.83	234.75	7.84
35.99	217.34	11.83	55.35	232.12	7.34
36.26	196.40	11.25	55.88	201.93	6.83
36.54	221.10	11.44	56.41	204.46	6.92
36.82	223.55	11.13	56.95	177.07	7.08
37.10	210.55	11.65	57.50	171.78	7.32
37.39	228.91	11.57	58.05	197.66	7.38
37.68	255.19	11.55	58.62	178.16	7.19
37.98	285.92	11.09	59.19	194.78	7.30
38.28	289.04	11.20	59.77	222.11	7.11
38.58	292.26	11.16	60.36	192.28	7.03
38.88	282.06	11.48	60.96	177.36	6.93
39.19	289.01	11.33	61.57	179.66	6.59
39.50	346.73	11.16	62.18	181.54	6.53
39.82	288.86	10.37	62.81	201.54	6.50
40.14	287.86	10.40	63.44	175.31	6.23
40.47	267.34	9.90	64.09	162.14	6.06
40.79	272.14	9.72	64.74	152.70	6.06
41.12	257.47	9.54	65.41	140.80	5.82
41.46	290.59	9.72	66.08	166.03	5.64
41.80	262.78	9.69	66.77	156.45	5.57
42.15	237.99	9.63	67.46	168.10	5.57
42.49	252.42	9.07	68.17	182.39	5.49
42.85	206.88	9.22	68.89	178.50	5.52
43.20	261.02	9.09	69.62	156.67	5.38
43.57	235.63	8.95	70.36	178.84	5.41
43.93	201.10	8.91	71.11	165.13	5.77
44.30	196.68	8.69	71.88	171.01	5.76
44.68	235.13	9.01	72.66	182.70	5.83

E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)	E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)
73.45	184.45	5.74	126.74	139.21	3.98
74.25	160.80	5.62	128.57	139.22	3.92
75.07	178.35	5.44	130.43	135.73	3.79
75.90	176.77	5.28	132.34	135.16	3.90
76.74	166.06	5.08	134.29	138.65	3.90
77.60	158.04	4.94	136.28	145.69	4.28
78.47	141.66	5.21	138.32	148.98	4.67
79.36	149.50	5.14	140.40	148.68	4.81
80.26	147.73	5.21	142.53	136.91	4.96
81.18	148.13	5.25	144.71	124.54	5.49
82.12	155.61	5.27	146.94	110.14	5.43
83.07	145.45	5.17	149.22	97.68	6.22
84.03	157.89	4.74	151.56	95.47	7.70
85.02	151.96	4.67	153.95	92.77	9.00
86.02	144.27	4.64	156.39	118.35	11.37
87.04	136.48	4.48	158.90	109.40	11.71
88.08	141.10	4.47	161.47	111.10	11.44
89.13	139.72	4.57	164.10	92.23	11.68
90.21	144.51	4.79	166.79	113.78	12.05
91.30	158.72	4.96	169.55	114.63	11.37
92.42	141.09	4.97	172.38	118.58	11.27
93.55	145.22	5.19	175.28	122.95	11.27
94.71	137.33	5.14	178.26	103.49	11.00
95.89	122.41	4.91	181.31	110.49	11.76
97.09	132.75	4.69	184.44	123.44	11.99
98.31	119.01	4.58	187.66	105.66	11.93
99.56	133.73	4.23	190.95	113.76	11.97
100.83	158.93	4.21	194.34	125.99	11.93
102.12	150.92	4.36	197.82	108.93	11.18
103.44	149.80	4.50	201.39	120.27	10.79
104.78	151.70	4.56	205.05	115.33	10.86
106.16	146.22	4.40	208.82	100.66	10.86
107.55	146.27	4.28	212.70	90.53	10.89
108.98	142.92	4.17	216.68	96.98	10.56
110.44	137.06	3.82	220.78	107.88	10.93
111.92	136.14	3.81	224.99	100.70	10.71
113.43	139.66	3.82	229.32	105.76	11.05
114.98	144.15	3.78	233.79	99.38	11.26
116.56	137.95	3.66	238.38	98.72	11.48
118.17	147.04	3.71	243.11	102.09	11.71
119.81	133.73	3.85	247.98	96.20	12.25
121.49	140.83	3.93	253.00	102.43	12.53
123.20	147.37	4.00	258.17	100.33	13.17
124.95	139.86	3.99	263.51	80.67	16.24

Anhang A6 Differentieller Neutroneneinfangquerschnitt
 der ^{86}Kr Probe

E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)	E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)
4.20	-89.63	73.91	9.43	10.71	26.69
4.31	-48.35	77.34	9.54	6.41	26.06
4.41	3.78	73.78	9.65	-7.71	25.41
4.52	66.19	70.15	9.76	0.32	24.69
4.62	45.47	71.08	9.88	30.25	24.04
4.73	60.34	67.64	10.00	16.16	23.33
4.83	75.57	64.88	10.12	7.79	22.68
4.94	20.07	61.75	10.24	33.52	21.89
5.05	11.35	63.22	10.37	-18.06	21.45
5.15	-31.35	60.56	10.50	-13.20	20.84
5.25	48.82	58.13	10.63	-19.54	20.47
5.36	541.51	56.80	10.76	-4.49	19.76
5.47	-38.93	53.32	10.90	-25.42	19.31
5.59	84.17	51.22	11.03	-5.66	18.95
5.70	44.13	53.41	11.17	-0.95	18.46
5.80	-9.46	51.04	11.32	-10.43	17.89
5.91	-21.92	49.32	11.46	24.83	17.44
6.02	-59.09	47.56	11.61	25.42	17.09
6.13	14.44	45.89	11.74	8.61	20.09
6.25	-17.95	44.11	11.84	23.27	19.68
6.36	8.14	46.91	11.94	23.48	19.44
6.46	39.28	45.48	12.05	145.75	19.48
6.57	-13.25	43.85	12.15	35.45	18.75
6.68	-37.13	42.24	12.26	-5.32	18.44
6.79	33.02	41.13	12.37	8.51	17.99
6.90	24.48	39.87	12.48	-0.42	17.62
7.02	-57.13	38.42	12.59	9.38	17.30
7.13	60.10	37.35	12.71	16.00	16.92
7.26	92.38	35.98	12.82	0.28	16.63
7.37	-21.35	39.23	12.94	10.13	16.41
7.47	-10.00	37.76	13.06	20.47	16.11
7.58	55.99	37.08	13.18	15.51	15.84
7.68	28.34	35.87	13.30	-2.71	15.51
7.79	6.33	34.88	13.42	2.55	15.30
7.90	-26.10	33.79	13.55	0.43	14.87
8.02	-42.16	32.61	13.68	-6.46	14.71
8.13	36.66	31.70	13.81	-4.51	14.28
8.25	-99.50	30.83	13.94	4.82	14.03
8.37	9.83	29.97	14.07	3.71	13.81
8.50	-21.05	28.90	14.20	-9.47	13.39
8.62	-9.64	28.09	14.34	-12.57	13.15
8.75	-33.46	26.96	14.48	0.45	12.96
8.88	-3.33	26.06	14.62	25.09	12.75
9.00	27.00	29.39	14.76	-2.00	12.53
9.11	22.27	28.60	14.90	-11.88	12.34
9.21	19.39	28.01	15.05	23.15	12.03
9.32	-7.75	27.35	15.20	8.29	11.96

E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)	E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)
15.35	1.72	11.66	22.40	-8.11	7.46
15.50	23.52	11.42	22.53	8.93	7.37
15.66	6.02	11.15	22.67	-10.92	7.26
15.82	-10.31	11.02	22.80	-9.09	7.06
15.98	-5.10	10.77	22.94	3.07	7.03
16.14	7.85	10.55	23.08	-0.80	6.92
16.31	0.20	10.43	23.22	7.16	6.77
16.47	16.77	10.11	23.36	3.77	6.72
16.64	-4.27	9.93	23.51	-1.84	6.53
16.82	15.57	9.78	23.65	-1.89	6.49
16.99	-16.34	9.62	23.80	1.20	6.25
17.17	1.72	9.39	23.95	5.55	6.05
17.35	0.38	9.22	24.10	-3.89	5.92
17.54	6.02	9.08	24.25	4.82	5.96
17.72	7.35	8.88	24.40	12.28	5.77
17.91	7.11	8.69	24.55	6.21	5.69
18.11	-6.05	8.49	24.70	7.04	5.64
18.30	-1.81	8.29	24.86	-7.01	5.46
18.50	2.75	8.10	25.02	-1.67	5.44
18.65	8.67	11.22	25.18	6.27	5.39
18.76	1.89	11.16	25.34	19.26	5.36
18.86	15.92	10.93	25.50	12.10	5.34
18.96	3.29	10.93	25.66	18.98	5.26
19.07	12.17	10.74	25.83	26.27	5.20
19.17	5.95	10.66	26.00	29.41	5.15
19.28	24.90	10.61	26.16	20.51	5.15
19.39	15.14	10.50	26.33	27.11	5.05
19.50	10.87	10.39	26.51	22.34	5.02
19.61	29.38	10.20	26.68	19.13	4.95
19.72	13.01	10.04	26.85	9.16	4.90
19.83	15.64	10.07	27.03	5.03	4.81
19.94	11.27	9.76	27.21	-4.37	4.86
20.05	9.02	9.68	27.39	7.03	4.76
20.17	6.50	9.55	27.57	8.82	4.73
20.28	6.32	9.42	27.76	24.28	4.71
20.40	5.72	9.37	27.94	23.50	4.68
20.51	-5.83	9.13	28.13	12.70	4.58
20.63	-12.14	9.20	28.32	23.61	4.56
20.75	-7.33	9.00	28.51	20.84	4.54
20.87	6.28	8.93	28.70	7.55	4.37
20.99	-10.85	8.79	28.90	8.01	4.25
21.11	-16.64	8.61	29.10	2.74	4.23
21.24	8.21	8.56	29.30	1.66	4.11
21.36	3.22	8.42	29.50	5.52	4.04
21.49	6.61	8.27	29.70	2.05	3.97
21.61	1.28	8.10	29.91	8.53	3.96
21.74	4.87	7.95	30.11	10.76	3.90
21.87	-10.31	7.88	30.32	7.83	3.78
22.00	-5.83	7.66	30.54	3.09	3.74
22.13	3.21	7.58	30.75	0.26	3.71
22.26	1.91	7.55	30.97	0.38	3.72

E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)	E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)
31.19	1.91	3.63	46.38	-0.03	2.19
31.41	-0.12	3.61	46.78	0.23	2.19
31.63	12.37	3.60	47.19	0.34	2.19
31.86	9.12	3.62	47.60	2.06	2.17
32.09	12.05	3.53	48.02	14.48	2.12
32.32	12.03	3.55	48.44	8.97	2.07
32.55	13.47	3.51	48.87	10.68	2.07
32.79	12.48	3.46	49.31	12.78	2.04
33.02	10.18	3.43	49.75	10.26	2.02
33.27	9.17	3.48	50.20	6.67	1.96
33.51	13.40	3.48	50.65	3.65	1.98
33.76	2.28	3.42	51.11	4.19	1.99
34.01	4.61	3.38	51.57	5.28	1.98
34.26	-2.31	3.37	52.04	2.50	1.98
34.51	4.43	3.33	52.52	1.03	1.99
34.77	3.98	3.28	53.01	7.13	2.00
35.03	2.45	3.22	53.50	9.68	1.98
35.29	1.12	3.20	54.00	14.79	1.98
35.56	7.08	3.08	54.50	27.20	1.90
35.83	-2.07	3.03	55.01	24.09	1.86
36.10	-7.14	3.03	55.53	25.13	1.82
36.38	2.61	2.98	56.06	14.17	1.73
36.66	6.59	2.94	56.59	3.14	1.68
36.94	8.45	2.93	57.14	1.43	1.65
37.23	8.73	2.90	57.69	0.14	1.67
37.51	8.12	2.92	58.24	1.61	1.67
37.81	7.52	2.86	58.81	-1.08	1.68
38.10	8.40	2.82	59.38	-2.35	1.64
38.40	2.98	2.78	59.97	1.09	1.64
38.70	-0.92	2.76	60.56	0.05	1.58
39.01	2.36	2.73	61.16	3.48	1.55
39.32	3.94	2.69	61.77	-2.18	1.53
39.63	0.83	2.66	62.38	-0.91	1.52
39.95	0.22	2.58	63.01	0.20	1.49
40.27	2.09	2.52	63.65	0.24	1.49
40.60	2.71	2.46	64.30	1.72	1.44
40.93	-5.30	2.45	64.95	1.77	1.44
41.26	3.57	2.40	65.62	1.04	1.39
41.60	1.77	2.39	66.30	0.81	1.34
41.94	-0.17	2.38	66.98	5.09	1.30
42.28	1.34	2.34	67.68	3.39	1.28
42.63	3.58	2.33	68.39	5.92	1.27
42.99	8.17	2.28	69.11	8.18	1.24
43.35	10.74	2.29	69.85	5.59	1.22
43.71	10.94	2.26	70.59	4.35	1.20
44.08	10.50	2.25	71.35	2.53	1.21
44.45	10.36	2.22	72.11	0.72	1.19
44.82	11.48	2.27	72.89	1.54	1.19
45.21	8.09	2.27	73.69	2.01	1.17
45.59	2.75	2.22	74.49	3.31	1.17
45.99	1.28	2.20	75.31	4.44	1.16

E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)	E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)
76.15	1.42	1.12	132.77	1.64	0.58
76.99	2.41	1.08	134.72	1.50	0.57
77.85	3.19	1.07	136.72	3.05	0.57
78.73	3.82	1.13	138.76	2.83	0.58
79.62	7.03	1.15	140.85	4.23	0.58
80.53	3.98	1.13	142.99	5.27	0.58
81.45	4.41	1.12	145.18	4.50	0.57
82.38	2.56	1.11	147.41	4.05	0.53
83.34	0.68	1.09	149.70	2.73	0.51
84.31	3.97	1.02	152.04	2.92	0.50
85.29	0.98	0.99	154.44	3.92	0.50
86.30	1.47	0.96	156.90	4.99	0.51
87.32	4.05	0.94	159.41	4.85	0.50
88.36	4.39	0.95	161.99	2.89	0.49
89.42	4.86	0.95	164.63	3.02	0.49
90.50	1.99	0.97	167.33	2.11	0.49
91.60	5.05	0.99	170.10	3.32	0.48
92.72	5.09	0.98	172.94	2.62	0.47
93.86	3.47	0.99	175.85	2.29	0.46
95.02	2.00	0.98	178.83	1.44	0.45
96.20	1.82	0.94	181.90	1.98	0.45
97.40	2.04	0.90	185.04	2.09	0.46
98.63	2.28	0.88	188.26	3.40	0.45
99.88	2.36	0.84	191.57	3.01	0.44
101.15	3.71	0.81	194.97	2.13	0.42
102.45	3.52	0.81	198.45	2.81	0.42
103.77	2.90	0.82	202.04	2.27	0.40
105.12	2.77	0.81	205.72	2.73	0.41
106.50	1.88	0.79	209.50	2.81	0.40
107.90	2.35	0.77	213.38	2.14	0.38
109.33	0.88	0.75	217.38	1.69	0.37
110.79	1.02	0.74	221.49	3.17	0.37
112.28	1.56	0.72	225.71	3.95	0.38
113.80	2.71	0.71	230.06	2.55	0.38
115.35	1.28	0.69	234.54	3.04	0.38
116.93	2.30	0.67	239.15	2.31	0.37
118.55	1.67	0.66	243.89	2.22	0.35
120.20	0.84	0.68	248.78	2.83	0.35
121.88	1.44	0.70	253.81	2.42	0.34
123.60	5.81	0.71	259.00	1.24	0.33
125.36	7.80	0.70	264.35	1.13	0.34
127.15	5.47	0.69	269.87	1.81	0.35
128.98	3.11	0.64	275.56	1.90	0.42
130.85	1.38	0.60	281.44	2.22	0.54

Anhang A7 Differentieller Neutroneneinfangquerschnitt
der ^{86}Sr Probe

E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)	E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)
3.29	1811.02	215.86	8.41	79.08	68.64
3.40	464.23	257.81	8.54	108.40	77.26
3.50	330.08	162.06	8.66	46.11	81.55
3.61	417.70	193.07	8.79	83.48	78.57
3.71	186.60	248.27	8.92	67.77	59.96
3.82	343.78	168.51	9.04	97.47	57.79
3.92	303.23	126.86	9.14	-33.02	-79.24
4.02	183.03	174.31	9.25	312.78	82.70
4.13	79.98	234.62	9.35	929.93	96.07
4.23	-46.81	-135.99	9.46	186.81	97.41
4.34	109.40	167.51	9.57	19.46	75.39
4.44	1631.17	239.76	9.68	59.83	63.97
4.55	1086.51	186.56	9.80	62.10	62.78
4.66	108.07	137.68	9.91	343.62	60.76
4.77	17.04	133.71	10.03	404.93	48.60
4.87	42.91	106.61	10.15	358.88	53.13
4.98	372.94	279.02	10.27	430.80	65.99
5.09	993.89	184.50	10.39	551.62	68.58
5.20	340.06	180.55	10.52	216.92	58.34
5.31	123.61	125.01	10.65	58.18	60.88
5.42	501.24	125.03	10.78	245.20	52.22
5.53	459.11	83.91	10.91	229.25	38.78
5.64	137.69	104.86	11.05	232.58	37.21
5.75	292.11	93.52	11.19	164.79	39.91
5.86	274.49	81.53	11.33	143.72	42.37
5.96	184.51	114.68	11.47	223.82	42.04
6.08	81.34	90.68	11.62	62.69	41.12
6.19	159.52	102.62	11.77	122.71	37.77
6.31	54.80	127.57	11.89	472.36	46.64
6.41	1352.75	125.17	12.00	306.35	47.21
6.52	245.22	90.33	12.10	77.27	43.44
6.62	52.45	105.42	12.21	71.99	44.15
6.73	137.06	91.86	12.31	73.54	48.32
6.84	52.99	89.53	12.42	49.11	57.25
6.95	113.48	79.71	12.53	42.19	55.28
7.07	82.83	86.24	12.64	103.19	45.52
7.19	54.34	80.95	12.76	231.76	40.76
7.31	117.68	74.49	12.87	96.09	39.07
7.42	50.95	67.51	12.99	60.44	39.67
7.52	48.96	89.21	13.10	43.07	42.02
7.62	59.18	143.97	13.22	37.97	42.25
7.73	82.66	84.62	13.34	81.74	40.91
7.84	172.59	73.03	13.46	59.24	41.44
7.95	589.74	78.66	13.59	36.09	44.65
8.06	121.84	79.95	13.71	73.44	42.00
8.18	264.07	90.16	13.84	351.27	37.89
8.29	565.86	78.39	13.97	233.34	34.81

E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)	E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)
14.10	67.21	35.72	21.27	161.23	20.70
14.23	127.71	35.77	21.39	93.65	19.92
14.37	230.51	33.97	21.52	57.75	19.39
14.50	204.50	32.94	21.64	4.52	19.59
14.64	33.78	32.52	21.77	23.70	19.84
14.78	103.63	32.57	21.90	35.31	19.99
14.93	367.66	33.75	22.02	32.82	19.52
15.07	214.47	32.02	22.15	25.44	18.75
15.22	94.48	30.77	22.28	17.17	17.83
15.37	184.92	29.93	22.41	35.78	17.07
15.52	79.23	27.69	22.55	123.56	17.35
15.67	38.80	27.97	22.68	226.00	18.07
15.83	35.96	30.21	22.82	224.81	18.29
15.98	58.17	28.90	22.95	223.77	18.53
16.15	191.27	26.17	23.09	246.31	18.55
16.31	241.38	25.13	23.23	111.83	17.17
16.47	34.48	24.34	23.37	29.98	16.32
16.64	188.25	24.05	23.51	18.83	15.91
16.81	262.29	22.85	23.65	40.49	15.40
16.98	29.70	21.95	23.80	79.20	15.07
17.16	33.17	22.96	23.94	71.01	14.68
17.34	99.16	23.41	24.09	21.75	14.35
17.52	75.65	21.87	24.24	34.12	14.06
17.70	35.63	20.45	24.39	50.65	14.03
17.89	53.36	19.63	24.54	123.41	14.02
18.08	229.65	19.96	24.69	130.75	14.09
18.27	194.91	19.84	24.84	92.53	13.83
18.47	80.91	18.88	25.00	66.39	13.73
18.67	51.72	18.28	25.15	51.92	13.55
18.82	138.79	26.55	25.31	28.96	13.52
18.92	287.82	28.75	25.47	49.89	13.69
19.02	312.81	30.18	25.63	33.98	13.75
19.13	155.08	30.02	25.79	31.59	13.90
19.23	117.61	29.84	25.96	35.65	13.91
19.34	119.84	29.45	26.12	29.88	13.60
19.44	73.21	28.18	26.29	28.95	13.13
19.55	42.96	27.05	26.46	32.29	12.52
19.66	33.84	25.65	26.63	44.97	12.17
19.77	22.49	24.71	26.80	65.96	11.87
19.88	26.64	23.68	26.97	86.63	11.82
19.99	18.20	23.16	27.15	103.04	11.87
20.10	26.26	22.80	27.33	83.65	11.56
20.21	75.49	22.86	27.50	29.01	11.04
20.33	190.80	23.50	27.68	28.69	10.76
20.44	202.16	23.69	27.87	78.97	10.53
20.56	103.58	23.25	28.05	157.13	10.57
20.67	39.48	22.48	28.24	143.71	10.39
20.79	34.48	22.27	28.42	133.96	10.26
20.91	32.84	21.86	28.61	140.17	10.41
21.03	82.20	21.51	28.81	91.45	10.13
21.15	141.57	21.13	29.00	29.07	9.84

E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)	E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)
29.19	21.71	9.58	42.53	63.33	6.38
29.39	18.70	9.32	42.88	51.64	6.24
29.59	16.14	9.17	43.23	56.51	6.14
29.79	19.02	9.07	43.59	56.93	6.00
30.00	31.86	9.18	43.95	48.96	5.97
30.20	104.10	9.36	44.31	46.46	5.90
30.41	207.00	9.95	44.68	25.82	5.83
30.62	217.72	10.10	45.06	51.74	5.81
30.83	144.24	9.68	45.44	43.92	5.66
31.05	142.56	9.75	45.82	41.79	5.45
31.26	139.73	9.67	46.21	75.54	5.39
31.48	89.11	9.39	46.60	84.41	5.32
31.70	98.54	9.26	47.00	62.29	5.20
31.93	61.40	8.95	47.41	61.51	5.26
32.15	26.70	8.65	47.81	43.25	5.23
32.38	24.79	8.44	48.23	19.00	5.31
32.61	51.99	8.40	48.65	36.90	5.41
32.84	102.58	8.40	49.07	67.75	5.42
33.08	95.13	8.22	49.50	64.81	5.32
33.32	42.45	8.01	49.94	64.70	5.26
33.56	35.30	8.07	50.38	41.99	5.18
33.80	76.68	8.19	50.83	50.39	5.16
34.05	128.07	8.37	51.29	75.42	5.29
34.29	98.73	8.16	51.75	49.43	5.16
34.55	52.09	7.85	52.21	17.01	5.07
34.80	60.44	7.71	52.68	11.42	4.97
35.06	45.34	7.47	53.16	18.34	4.95
35.32	48.17	7.41	53.65	37.07	4.94
35.58	65.24	7.63	54.14	57.73	4.88
35.85	33.75	7.59	54.64	42.21	4.68
36.11	33.71	7.62	55.15	21.96	4.55
36.39	57.79	7.63	55.66	21.21	4.45
36.66	81.16	7.53	56.18	22.08	4.37
36.94	58.81	7.22	56.71	28.17	4.38
37.22	32.72	7.05	57.25	46.79	4.37
37.50	17.39	6.84	57.79	72.63	4.40
37.79	44.03	6.91	58.34	47.43	4.26
38.08	102.50	7.07	58.90	39.35	4.22
38.38	137.55	7.26	59.46	42.01	4.18
38.67	70.69	6.97	60.04	44.79	4.11
38.98	31.20	6.77	60.62	44.73	4.07
39.28	89.53	6.94	61.21	35.35	3.90
39.59	122.13	7.00	61.82	40.33	3.86
39.90	51.82	6.75	62.42	41.57	3.84
40.22	18.79	6.60	63.04	24.59	3.66
40.54	46.77	6.59	63.67	39.77	3.68
40.86	55.87	6.67	64.31	45.71	3.65
41.19	40.37	6.54	64.96	21.87	3.56
41.52	35.25	6.51	65.61	20.39	3.51
41.85	48.58	6.53	66.28	30.96	3.51
42.19	57.23	6.50	66.96	32.16	3.49

E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)	E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)
67.64	40.68	3.45	115.73	18.76	1.61
68.34	33.76	3.37	117.30	26.23	1.59
69.05	25.01	3.27	118.89	36.89	1.61
69.77	31.42	3.25	120.52	32.23	1.55
70.50	43.87	3.19	122.19	32.70	1.54
71.24	36.47	3.11	123.89	31.77	1.52
72.00	40.92	3.08	125.62	27.68	1.49
72.76	33.24	3.03	127.39	29.81	1.47
73.54	24.70	2.99	129.20	23.71	1.42
74.33	28.73	2.98	131.05	33.19	1.41
75.14	29.60	2.95	132.94	35.17	1.37
75.96	40.42	2.91	134.87	26.36	1.30
76.79	43.52	2.88	136.84	19.68	1.28
77.63	28.32	2.77	138.85	25.86	1.27
78.49	27.06	2.71	140.91	25.20	1.26
79.36	35.53	2.64	143.02	30.68	1.26
80.25	39.21	2.62	145.17	32.63	1.25
81.15	45.23	2.62	147.37	30.13	1.23
82.07	37.84	2.59	149.62	32.89	1.22
83.00	26.03	2.52	151.93	26.91	1.17
83.95	22.73	2.45	154.29	26.61	1.17
84.92	36.59	2.41	156.70	27.73	1.17
85.90	30.74	2.34	159.17	32.18	1.17
86.90	28.64	2.29	161.70	25.96	1.13
87.92	34.33	2.26	164.29	25.39	1.08
88.95	28.21	2.22	166.95	26.61	1.05
90.01	23.11	2.18	169.66	27.16	1.04
91.08	22.78	2.17	172.45	23.62	1.02
92.17	22.89	2.13	175.30	23.38	1.00
93.28	28.01	2.13	178.23	24.32	1.00
94.42	33.08	2.18	181.23	20.10	0.98
95.57	27.51	2.12	184.30	26.98	0.99
96.74	22.08	2.04	187.46	27.97	0.98
97.94	27.63	2.02	190.69	29.73	0.97
99.16	28.96	1.97	194.02	25.28	0.95
100.40	28.58	1.88	197.42	24.73	0.96
101.66	27.02	1.81	200.92	27.40	0.98
102.95	31.79	1.78	204.52	26.23	1.00
104.26	33.33	1.75	208.21	26.02	1.06
105.60	34.82	1.74	212.00	25.87	1.14
106.96	32.94	1.70	215.89	24.87	1.28
108.35	31.93	1.70	219.90	28.70	1.48
109.77	31.81	1.69	224.01	27.16	1.80
111.22	30.02	1.67	228.24	25.57	2.37
112.69	34.79	1.67	232.60	22.53	3.30
114.20	22.75	1.63	237.08	14.89	5.56

Anhang A8 Differentieller Neutroneneinfangquerschnitt
der ^{87}Sr Probe

E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)	E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)
3.29	356.93	168.33	8.41	421.19	61.19
3.40	1012.24	232.64	8.54	611.13	69.78
3.50	269.17	143.32	8.66	120.26	69.72
3.61	944.40	178.22	8.79	345.55	71.24
3.71	1234.76	257.32	8.92	253.26	51.43
3.82	388.84	158.03	9.04	346.04	50.39
3.92	484.65	114.24	9.14	705.90	78.20
4.02	875.08	158.88	9.25	320.53	69.20
4.13	670.86	236.57	9.35	146.89	70.72
4.23	113.90	115.27	9.46	129.42	84.43
4.34	149.75	143.52	9.57	239.70	67.09
4.44	981.59	202.36	9.68	333.76	55.97
4.55	213.51	152.21	9.80	210.51	53.91
4.66	174.22	133.93	9.91	297.81	51.56
4.77	859.30	131.70	10.03	192.55	39.37
4.87	455.58	89.28	10.15	269.18	43.91
4.98	2076.63	374.51	10.27	189.19	53.65
5.09	216.99	164.74	10.39	323.49	55.96
5.20	821.89	164.18	10.52	271.57	48.73
5.31	759.19	115.57	10.65	241.88	50.99
5.42	589.98	107.91	10.78	204.30	43.57
5.53	470.39	74.23	10.91	188.13	32.43
5.64	223.20	84.64	11.05	48.36	30.73
5.75	665.57	82.08	11.19	46.72	33.72
5.86	154.51	69.32	11.33	40.96	36.62
5.96	328.12	100.29	11.47	281.89	36.31
6.08	646.19	85.26	11.62	327.18	35.67
6.19	547.96	91.26	11.77	156.84	32.01
6.31	91.65	112.54	11.89	173.11	38.20
6.41	145.49	90.12	12.00	60.47	39.79
6.52	434.39	79.58	12.10	86.62	38.06
6.62	461.11	92.31	12.21	113.92	37.99
6.73	366.01	77.72	12.31	106.64	41.74
6.84	595.49	83.52	12.42	294.28	50.63
6.95	191.81	68.33	12.53	475.71	52.24
7.07	347.13	73.78	12.64	458.87	43.04
7.19	336.48	71.76	12.76	147.41	35.07
7.31	313.04	63.00	12.87	140.94	33.27
7.42	514.60	62.58	12.99	194.15	34.22
7.52	490.56	80.73	13.10	263.70	36.64
7.62	329.65	126.21	13.22	523.10	40.77
7.73	215.66	74.60	13.34	315.45	36.13
7.84	229.09	62.39	13.46	292.56	37.35
7.95	125.49	65.63	13.59	106.14	38.14
8.06	396.92	74.21	13.71	97.85	36.15
8.18	133.42	78.91	13.84	235.16	30.90
8.29	384.14	68.93	13.97	307.00	29.50

E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)	E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)
14.10	222.51	30.78	21.27	84.56	17.08
14.23	170.20	30.86	21.39	93.40	16.70
14.37	87.19	28.30	21.52	100.74	16.43
14.50	135.67	27.48	21.64	97.26	16.85
14.64	86.83	27.38	21.77	94.79	17.17
14.78	239.17	28.45	21.90	121.51	17.32
14.93	261.70	28.12	22.02	101.12	16.92
15.07	171.56	26.47	22.15	110.41	16.41
15.22	193.66	26.68	22.28	134.91	15.62
15.37	208.26	25.47	22.41	123.92	14.80
15.52	135.93	23.66	22.55	95.42	14.83
15.67	184.22	24.69	22.68	85.24	14.73
15.83	106.59	25.78	22.82	83.31	14.97
15.98	191.85	25.39	22.95	142.19	15.54
16.15	235.56	22.70	23.09	197.08	15.70
16.31	76.83	20.57	23.23	170.01	15.18
16.47	103.27	20.81	23.37	129.60	14.15
16.64	114.66	20.38	23.51	91.09	13.41
16.81	249.14	20.13	23.65	79.99	13.13
16.98	122.96	19.38	23.80	95.31	12.81
17.16	180.82	20.11	23.94	95.98	12.53
17.34	234.23	20.36	24.09	87.58	12.32
17.52	97.14	18.26	24.24	143.17	12.53
17.70	81.46	17.25	24.39	149.96	12.44
17.89	76.25	16.73	24.54	112.51	11.84
18.08	240.59	17.62	24.69	87.14	11.86
18.27	149.95	17.21	24.84	128.86	11.76
18.47	69.27	16.11	25.00	126.64	12.04
18.67	193.84	16.19	25.15	126.41	11.85
18.82	107.94	22.38	25.31	106.17	11.77
18.92	48.91	22.86	25.47	113.25	11.96
19.02	48.44	24.03	25.63	144.04	12.11
19.13	39.46	25.00	25.79	157.66	12.54
19.23	80.35	24.81	25.96	126.69	12.22
19.34	200.48	25.79	26.12	132.53	11.94
19.44	251.79	25.12	26.29	140.92	11.59
19.55	205.85	24.26	26.46	117.86	10.74
19.66	189.02	22.54	26.63	113.12	10.49
19.77	168.66	21.70	26.80	100.51	10.11
19.88	148.00	20.64	26.97	104.50	9.91
19.99	110.81	19.94	27.15	127.75	10.13
20.10	103.45	19.65	27.33	164.07	10.18
20.21	136.01	20.00	27.50	142.75	9.77
20.33	163.56	20.08	27.68	124.46	9.39
20.44	191.72	20.23	27.87	108.00	8.97
20.56	183.34	20.11	28.05	66.71	8.62
20.67	167.13	19.78	28.24	56.31	8.38
20.79	130.53	19.11	28.42	61.74	8.48
20.91	163.86	18.71	28.61	91.20	8.77
21.03	184.06	18.53	28.81	96.10	8.60
21.15	147.01	17.74	29.00	87.89	8.51

E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)	E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)
29.19	102.13	8.43	42.53	85.93	5.53
29.39	96.79	8.20	42.88	95.19	5.40
29.59	96.07	8.03	43.23	99.65	5.28
29.79	123.21	8.07	43.59	66.78	4.97
30.00	126.87	8.16	43.95	44.72	4.91
30.20	113.11	8.05	44.31	48.65	4.91
30.41	119.33	8.19	44.68	78.32	5.06
30.62	107.64	8.12	45.06	85.28	4.98
30.83	62.86	7.93	45.44	66.84	4.89
31.05	30.62	7.80	45.82	51.00	4.64
31.26	47.59	7.93	46.21	49.94	4.49
31.48	80.89	7.92	46.60	57.49	4.39
31.70	95.33	7.90	47.00	55.51	4.34
31.93	108.79	7.84	47.41	67.14	4.47
32.15	124.90	7.73	47.81	83.89	4.60
32.38	105.21	7.42	48.23	84.59	4.72
32.61	82.36	7.21	48.65	82.02	4.71
32.84	64.46	6.91	49.07	61.22	4.51
33.08	64.44	6.84	49.50	65.41	4.49
33.32	66.39	6.90	49.94	65.23	4.47
33.56	90.38	6.95	50.38	73.96	4.43
33.80	106.39	7.12	50.83	66.54	4.38
34.05	73.21	6.99	51.29	66.70	4.39
34.29	52.53	6.78	51.75	61.54	4.40
34.55	48.50	6.62	52.21	52.35	4.39
34.80	57.42	6.51	52.68	64.73	4.35
35.06	76.99	6.35	53.16	53.67	4.23
35.32	77.30	6.33	53.65	53.07	4.19
35.58	78.04	6.60	54.14	66.55	4.12
35.85	102.50	6.64	54.64	62.34	3.99
36.11	82.00	6.63	55.15	52.49	3.97
36.39	49.77	6.46	55.66	63.28	3.91
36.66	68.87	6.35	56.18	75.69	3.83
36.94	88.36	6.17	56.71	67.59	3.79
37.22	84.11	6.05	57.25	68.33	3.72
37.50	95.44	5.94	57.79	48.47	3.57
37.79	99.25	5.99	58.34	46.65	3.56
38.08	90.51	5.95	58.90	55.90	3.57
38.38	75.13	5.92	59.46	59.86	3.56
38.67	68.13	5.89	60.04	56.65	3.44
38.98	67.52	5.81	60.62	55.52	3.44
39.28	83.50	5.80	61.21	55.88	3.35
39.59	69.33	5.70	61.82	54.75	3.29
39.90	49.95	5.62	62.42	41.88	3.26
40.22	77.26	5.65	63.04	46.84	3.16
40.54	95.73	5.72	63.67	55.08	3.10
40.86	71.58	5.62	64.31	66.99	3.17
41.19	56.12	5.58	64.96	53.82	3.07
41.52	55.66	5.55	65.61	51.52	3.01
41.85	82.38	5.63	66.28	50.22	3.00
42.19	98.77	5.60	66.96	43.94	2.95

E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)	E (keV)	σ (mb)	$\Delta\sigma$ (mb)
67.64	48.60	2.93	115.73	33.25	1.42
68.34	44.83	2.90	117.30	36.71	1.40
69.05	39.70	2.81	118.89	35.21	1.39
69.77	39.27	2.77	120.52	36.01	1.35
70.50	45.91	2.73	122.19	35.85	1.35
71.24	51.12	2.66	123.89	34.32	1.34
72.00	49.25	2.66	125.62	34.52	1.30
72.76	39.85	2.57	127.39	35.72	1.30
73.54	42.41	2.58	129.20	34.32	1.25
74.33	46.52	2.60	131.05	31.27	1.22
75.14	43.74	2.55	132.94	27.78	1.16
75.96	42.16	2.45	134.87	32.35	1.15
76.79	44.54	2.44	136.84	33.04	1.14
77.63	45.53	2.42	138.85	32.92	1.13
78.49	43.02	2.33	140.91	33.42	1.12
79.36	40.25	2.24	143.02	31.70	1.11
80.25	41.74	2.22	145.17	32.30	1.10
81.15	40.49	2.22	147.37	31.71	1.09
82.07	38.22	2.19	149.62	30.95	1.07
83.00	39.48	2.18	151.93	29.21	1.04
83.95	43.27	2.16	154.29	30.42	1.05
84.92	38.43	2.10	156.70	32.56	1.05
85.90	43.64	2.06	159.17	31.67	1.03
86.90	41.09	1.99	161.70	28.57	1.00
87.92	39.45	1.94	164.29	28.35	0.96
88.95	37.60	1.92	166.95	28.45	0.93
90.01	34.32	1.90	169.66	27.44	0.92
91.08	40.83	1.92	172.45	29.05	0.93
92.17	50.08	1.90	175.30	28.40	0.89
93.28	41.70	1.88	178.23	29.06	0.90
94.42	39.11	1.90	181.23	26.05	0.91
95.57	40.58	1.86	184.30	27.53	0.88
96.74	35.46	1.79	187.46	26.58	0.89
97.94	35.13	1.77	190.69	25.94	0.86
99.16	36.06	1.71	194.02	25.78	0.84
100.40	35.27	1.64	197.42	25.13	0.87
101.66	35.30	1.59	200.92	27.18	0.90
102.95	33.76	1.52	204.52	27.71	0.90
104.26	33.22	1.50	208.21	26.74	0.95
105.60	30.88	1.50	212.00	25.96	1.02
106.96	32.01	1.46	215.89	26.21	1.14
108.35	33.09	1.47	219.90	29.18	1.31
109.77	35.28	1.47	224.01	29.86	1.62
111.22	33.61	1.44	228.24	27.16	2.14
112.69	32.17	1.44	232.60	22.60	2.98
114.20	33.64	1.44	237.08	14.48	4.97