

Forschungszentrum Karlsruhe
Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 5824

**Die stellaren
Neutroneneinfangquerschnitte
der Isotope ^{164}Er und ^{170}Er**

J. Best

Institut für Kernphysik

Oktober 1996

11/11/2023

FORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Technik und Umwelt
Wissenschaftliche Berichte
FZKA 5824

**Die stellaren
Neutroneneinfangquerschnitte
der Isotope ^{164}Er und ^{170}Er**

J. BEST

Institut für Kernphysik

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

1996

**Als Manuskript gedruckt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor**

**Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe**

ISSN 0947-8620

Zusammenfassung

Die stellaren Neutroneneinfangquerschnitte der Isotope ^{170}Er und ^{164}Er wurden mittels der Aktivierungstechnik experimentell bestimmt. Die Bestrahlungen am Karlsruher Van de Graaff Beschleuniger ergaben Wirkungsquerschnitte von

$$\langle \sigma(^{170}\text{Er}) \rangle_{30\text{ keV}} = 170.2 \pm 7\text{ mb}$$

und

$$\langle \sigma(^{164}\text{Er}) \rangle_{30\text{ keV}} = 1084 \pm 51\text{ mb} ,$$

wobei die Genauigkeit gegenüber früheren Messungen um einen Faktor 2 bzw. 4 verbessert werden konnte. Der Einfangquerschnitt von ^{164}Er wurde durch diese Messungen auf einen deutlich größeren Wert revidiert. Die daraus resultierenden Folgen für die Verzweigung des s-Prozesses bei ^{163}Dy wurden mit zwei verschiedenen Modellen untersucht. Mit dem *klassischen* Ansatz läßt sich die Isotopenhäufigkeit von ^{164}Er nur dann richtig wiedergeben, wenn man eine Elektronendichte am Ort des s-Prozesses von $n_e = (1 - 5) \cdot 10^{26}\text{ cm}^{-3}$ postuliert, die von den jüngeren Szenarien für diesen Prozeß deutlich abweicht. Dagegen konnte mit dem LMS- (*low mass star-*) Modell, das Elektronendichten von etwa 10^{27} cm^{-3} vorhersagt, die beobachtete ^{164}Er - Häufigkeit gut reproduziert werden.

The stellar neutron capture cross sections of the isotopes ^{164}Er and ^{170}Er

Abstract

The stellar neutron capture cross sections of the isotopes ^{164}Er and ^{170}Er were determined via the activation technique.

Neutron irradiations at the Karlsruhe Van de Graaff accelerator resulted in stellar cross sections of

$$\langle \sigma(^{170}\text{Er}) \rangle_{30\text{ keV}} = 170.2 \pm 7\text{ mb}$$

and

$$\langle \sigma(^{164}\text{Er}) \rangle_{30\text{ keV}} = 1084 \pm 51\text{ mb} ,$$

with uncertainties that are smaller by factors 4 and 2, respectively, compared to previous data. The neutron cross section for ^{164}Er was found to be significantly larger than reported in earlier measurements. The impact of this difference on the s-process branching at ^{163}Dy was investigated with two s-process models. With the *classical* approach the isotopic abundance of ^{164}Er can only be reproduced by assuming an electron density at the s-process site of $n_e = (1 - 5) \cdot 10^{26}\text{ cm}^{-3}$, significantly smaller than expected from current s-process scenarios. In contrast, the dynamical LMS (*low mass star*) model that postulates electron densities of about 10^{27} cm^{-3} allows to reproduce the solar abundance of ^{164}Er satisfyingly.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation	3
2	Der Aufbau des Experiments	7
2.1	Allgemeines zur Aktivierungsmethode	7
2.2	Eichung des Neutronenspektrums	8
2.3	Detektorsystem	10
3	Probenherstellung	13
3.1	Ausgangsmaterial	13
3.2	Präparation	15
4	Messung des ^{170}Er-Querschnitts	18
4.1	Allgemeines	18
4.2	Auswertung und Fehlerbetrachtung	18
4.3	Ergebnisse	25
5	Messung des ^{164}Er-Querschnitts	30
5.1	Allgemeines	30
5.2	Linieninhalt	30
5.3	Korrekturen	33
5.4	Ergebnisse	36
6	Astrophysikalische Betrachtungen	40
6.1	Der klassische s-Prozeß	40
6.2	Der s-Prozeß im Sternmodell	44
7	Rück- und Ausblick	46
	Literaturverzeichnis	47

Kapitel 1

Einleitung und Motivation

Die Entstehung der meisten Isotope wird durch stellare Syntheseprozesse erklärt, denn dem Urknall wird nur die Bildung einer Saat von sehr leichten Elementen zugeschrieben. Die nächstschweren Isotope werden schrittweise durch Fusionsreaktionen in den verschiedenen Phasen der Sternentwicklung unter Freisetzung von Energie aus diesen leichten Bausteinen gebildet. Diese Art der Elementsynthese endet im Massenbereich um $A = 56$, wo die Bindungsenergie je Nukleon ihr Maximum erreicht, was zu der großen natürlichen Häufigkeit dieser Isotope führt. Schwerere Kerne können nur noch unter Energieverlust gebildet werden, außerdem behindert die starke Coulombabstoßung einen wirksamen Syntheseprozess von geladenen Teilchen. Die Bildung schwererer Elemente wird deshalb, beginnend mit einer Saat von Eisenkernen, auf Neutroneneinfangprozesse und anschließenden β^- -Zerfall zurückgeführt (Burbidge *et al.*, 1957). Es werden zwei Hauptprozesse unterschieden: Der r-Prozess (*rapid neutron capture*) zeichnet sich durch extrem hohe Neutronendichten von $\geq 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ aus, die in einer kurzen, explosiven Sternphase (Supernova) entstehen. Die Kerne sammeln sehr rasch Neutronen auf und entfernen sich weit (bis zu 20 Masseneinheiten) vom Stabilitätstal, bis sie sich durch β^- -Zerfall in das nächsthöhere Element umwandeln. Nach dieser wenige Sekunden dauernden Phase beginnt eine Kette von β^- -Zerfällen, die bei den stabilen Isotopen endet. Die neutronenreichen Kerne auf dem r-Prozesspfad sind einer experimentellen Untersuchung nicht zugänglich, man ist zur Bestimmung ihrer Eigenschaften auf theoretische Rechnungen und Extrapolationen angewiesen.

Anders ist dies beim s-Prozess (*slow neutron capture*). Hier sind die Neutronendichten deutlich niedriger (ca. 10^8 cm^{-3}), und die Einfangzeiten liegen typischerweise im Bereich einiger Monate. Dies läßt instabilen Isotopen ausreichend Zeit für einen β^- -Zerfall, so daß der s-Prozess praktisch immer im Stabilitätstal bleibt. Daher können die

entsprechenden Kerne im allgemeinen in Laborexperimenten untersucht werden, weshalb der s-Prozeß deutlich besser verstanden ist als der r-Prozeß. Man unterscheidet mehrere Komponenten des s-Prozesses:

- Die Hauptkomponente, die das s-Prozeß-Material im Massenbereich $90 < A < 204$ aufbaut, findet vermutlich im Spätstadium der Sternentwicklung (Roter Riese) statt, wo in der Phase des Heliumbrennens die Reaktionen $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ und $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ ablaufen (Käppeler *et al.*, 1990).
- Die schwache Komponente mit geringerem integralen Neutronenfluß bestimmt die Häufigkeiten der Isotope bis zur magischen Neutronenschale bei $N = 50$. Hier kommt als Neutronenquelle die $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ -Reaktion während des zentralen Heliumbrennens in Sternen von 15 bis 30 Sonnenmassen in Frage.
- Die sogenannte starke Komponente wird zur Erklärung von Überhäufigkeiten bei Pb und Bi postuliert.

Der s- und r-Prozeß sind in etwa zu gleichen Teilen an der Synthese der schweren Elemente beteiligt. Ein dritter Prozeß, der p-Prozeß (*proton capture bzw. photodisintegration*) wird zur Erklärung von protonenreichen Isotopen herangezogen, die vom s-Prozeß-Pfad nicht erreicht werden. Sein Beitrag zu den Elementhäufigkeiten ist aber gering.

Verfolgt man die Elementsynthese im s-Prozeß, so ergibt sich eine Serie von Neutroneneinfängen und anschließendem β^- -Zerfall von Eisen bis zu Blei, wo die Kette durch den α -Zerfall abbricht. In der Regel erfolgt β^- -Zerfall sehr viel schneller als der n-Einfang. An einigen Stellen des Synthesepfades sind die Lebensdauern instabiler Isotope vergleichbar mit der entsprechenden Einfangzeit für Neutronen. Dadurch kommt es zu *Verzweigungen* wie z.B. beim ^{163}Dy (siehe Ausschnitt aus der Nuklidkarte in Abb. 1). Da die Halbwertszeit einiger Verzweigungsisotope durch die extremen stellaren Bedingungen beeinflusst werden kann, läßt sich unter Umständen aus dem Häufigkeitsmuster der beteiligten Isotope das Verzweigungsverhältnis berechnen, und damit auf astrophysikalische Größen wie Temperatur, Elektronen- oder Neutronendichte rückschließen (Käppeler *et al.*, 1989).

Die Verzweigung beim ^{163}Dy ist besonders bemerkenswert, da dieses Isotop unter irdischen Bedingungen stabil ist. Da die Energiedifferenz der Grundzustände von ^{163}Ho und ^{163}Dy sehr gering ist, wird im hochionisierten stellaren Plasma eine besondere Art des β^- -Zerfalls energetisch möglich, nämlich durch Emission der Elektronen in die unbesetzten Bindungszustände. Diese Zerfallsart wurde von Takahashi und Yokoi (1983,

Aufgabenstellung dieser Arbeit war die Bestimmung des Einfangquerschnittes von ^{164}Er mittels der am Forschungszentrum Karlsruhe entwickelten Aktivierungsmethode in einem quasistellaren Neutronenspektrum. Zusätzlich sollte der Neutroneneinfangquerschnitt von ^{170}Er neu bestimmt werden, um die Datenbasis für s-Prozeß-Rechnungen und für die theoretische Extrapolation der instabilen Kerne zur Untersuchung des r- und p- Prozesses zu verbessern.

Kapitel 2

Der Aufbau des Experiments

2.1 Allgemeines zur Aktivierungsmethode

Bei dieser Methode zur Bestimmung von Neutroneneinfangquerschnitten wird das zu untersuchende Material in einem Neutronenfeld bestrahlt. Sind die entstandenen Folgekerne radioaktiv und haben sie eine entsprechende Lebensdauer, so läßt sich anschließend die induzierte Aktivität messen und daraus die Anzahl der Einfangereignisse berechnen; bei bekanntem Neutronenfluß und bekannter Probenzusammensetzung folgt dann direkt der Einfangquerschnitt des entsprechenden Isotops. Da die Neutronen des s-Prozesses im thermischen Gleichgewicht mit ihrer Umgebung sind, und der Neutroneneinfang bei typischen Temperaturen von einigen 10^8 K (d.h. bei thermischen Energien von $kT \approx 10$ bis 30 keV) stattfindet, ist ein entsprechendes (maxwellverteiltes) Energiespektrum der Neutronen notwendig, um den gesuchten stellaren Einfangquerschnitt zu bestimmen. Am Van de Graaff - Beschleuniger des IK3 wird für die Neutronenproduktion die ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ - Reaktion verwendet, die den Vorteil hat, ein Maxwellspektrum der Energie $kT = 25$ keV ziemlich genau zu simulieren („*quasistellares Energiespektrum*“). Die hierfür notwendige Protonenenergie von 1912 keV wird über eine Flugzeit- (*TOF*) - Messung eingestellt, vergl. Kap. 2.2.

Der entstehende Neutronenfluß ist aus kinematischen Gründen in Vorwärtsrichtung kollimiert, mit einem Öffnungswinkel von ca. 120° . Die kinetische Energie der Neutronen ist winkelabhängig; wird deren Energieverteilung über den Raumwinkel integriert, so ergibt sich das genäherte Maxwellspektrum. Für die Messungen typische Parameter sind Neutronenflüsse von etwa $3 \cdot 10^9 \frac{1}{\text{cm}^2 \text{ s}}$ bei Protonenströmen von 50 bis $100 \mu\text{A}$ auf einem Lithium-Target von $3 \mu\text{m}$ Dicke.

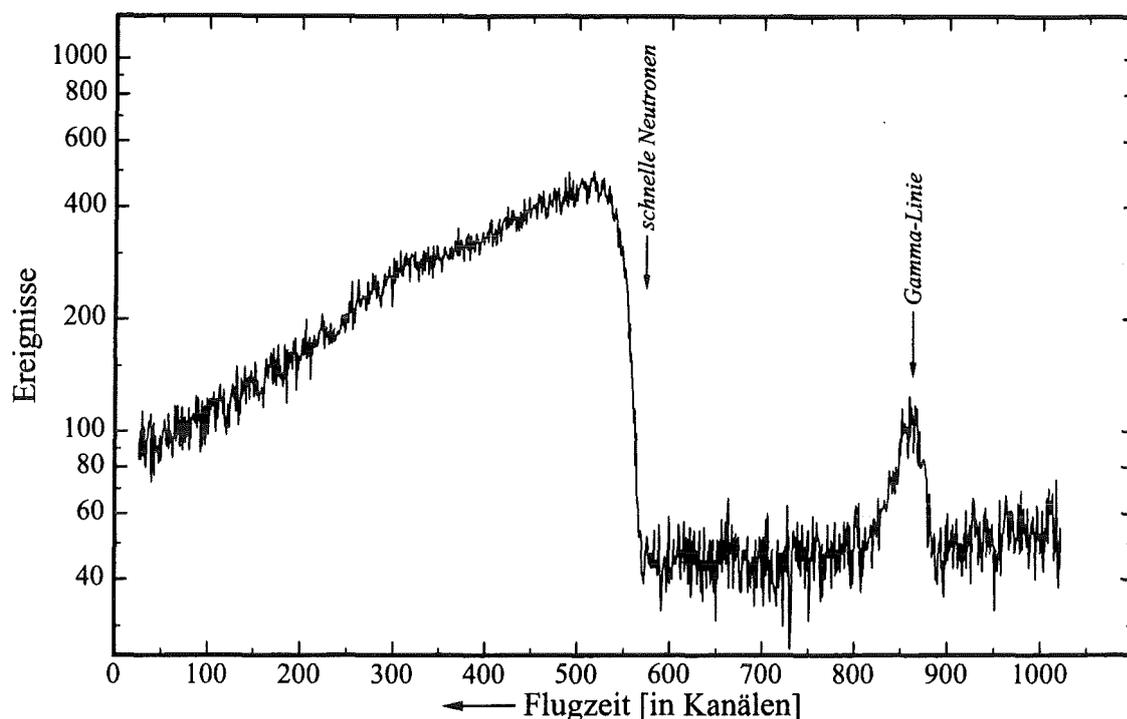


Abbildung 2: Spektrum der Flugzeit-Eichung, aufgenommen mit einem ${}^6\text{Li}$ -Glas-Detektor in 97.3 cm Abstand. Man erkennt die γ -Linie, die beim Auftreffen des Protonenpulses entsteht und den Zeitnullpunkt definiert, sowie die scharfe Kante die durch den Nachweis der schnellen Neutronen zustande kommt.

Der Neutronenfluß wird auf zwei Arten ermittelt: Zur Messung des absoluten, zeitintegrierten Neutronenflusses werden Goldproben als Referenzen mit bekanntem Einfangsquerschnitt mitaktiviert (Ratynski und Käppeler, 1988). Zusätzlich wird über einen ${}^6\text{Li}$ -Glas-Detektor der zeitliche Verlauf des relativen Neutronenflusses gemessen. Dies ermöglicht später eine Korrektur für Änderungen des Neutronenflusses während der Bestrahlung, siehe auch Kap. 4.2.5.

2.2 Eichung des Neutronenspektrums

Da es am verwendeten Strahlrohr zu Änderungen gekommen war, wurde zur genauen Einstellung der Protonenenergie eine neue TOF-Eichung durchgeführt: Hierzu wird der Protonenstrahl gepulst (Pulsdauer 10 ns, Frequenz 1MHz). Die auf das Li-Target treffenden Protonen führen zur ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ Reaktion mit gleichzeitiger Emission von prompten γ -Quanten und Neutronen. Ein hinter dem Target angebrachter ${}^6\text{Li}$ -Glas-Detektor registriert als Szintillationszähler die entstandenen Neutronen über die

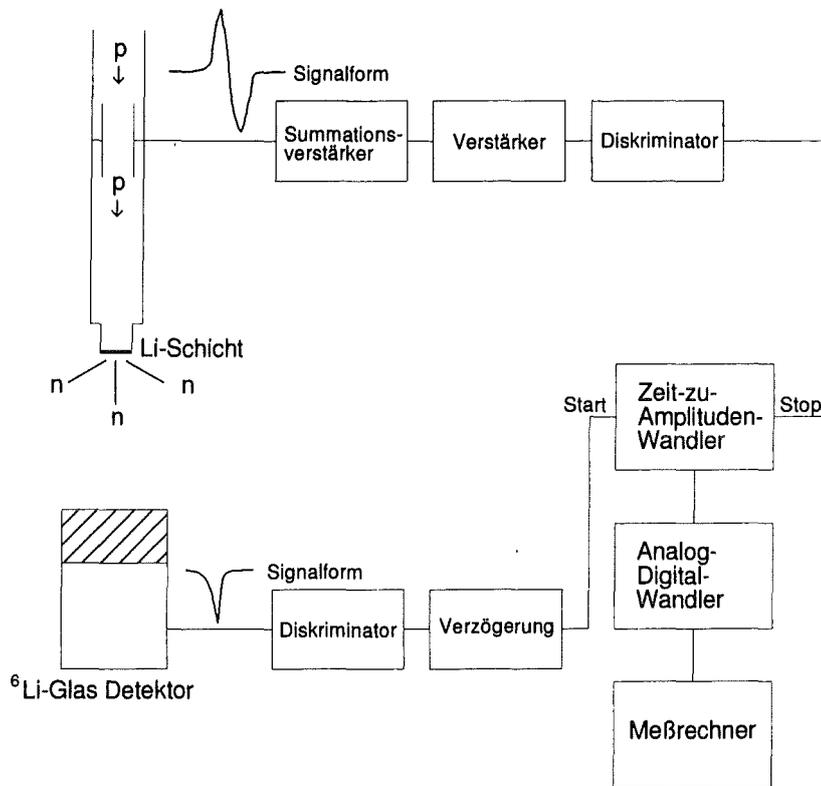


Abbildung 3: Vereinfachtes Blockschaltbild des elektronischen Aufbaus. Die Protonen (p) des folgenden Pulses liefern jeweils das Stop-Signal für den Zeit-zu-Amplituden-Konverter.

${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$ -Reaktion, aber auch (mit geringerer Ausbeute) die prompte Gammastrahlung.

Die erzeugten Signale werden über einen Zeit-zu-Pulshöhen-Wandler (TAC) ausgewertet (Abb. 3) und an einen Analog-Digital-Wandler (ADC) übergeben, so daß die Signale als zeitabhängiges Spektrum aufgezeichnet werden. Das Flugzeitspektrum ist in Abb. 2 dargestellt. Man verwendet die scharf definierte hochenergetische Flanke des Neutronenspektrums, um die Flugzeitdifferenz zur Gammastrahlung zu ermitteln: Aus der Kanaldifferenz zwischen Flanke und Gammalinie berechnet sich direkt die Flugzeit der schnellsten Neutronen, wobei die Laufzeit der Photonen noch zu berücksichtigen ist:

$$t = \Delta K \cdot f + \frac{d}{c}$$

Hierbei ist ΔK die Differenz zwischen Flanke und γ -Linie (in Kanälen), f der Eichfaktor $\frac{\text{Zeit}}{\text{Kanal}}$, d der Detektorabstand (Flugweg) und c die Lichtgeschwindigkeit.

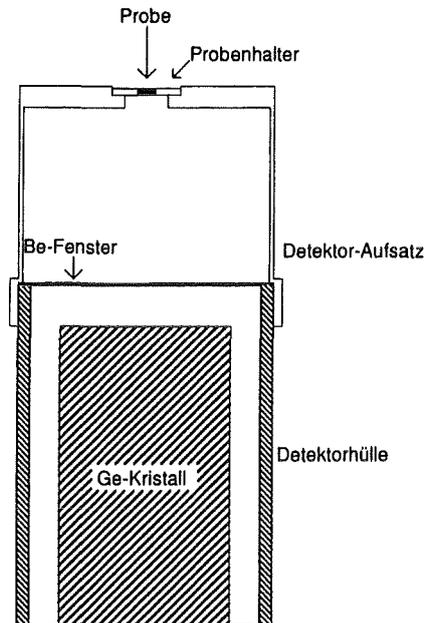


Abbildung 4: Aufbau von Detektor und Halterung beim Auszählen der induzierten Aktivität.

Über die Neutronenmasse folgt damit die kinetische Energie zu:

$$E_{kin, Neutronen} [keV] = 522.64 \left(\frac{d [cm]}{t [ns]} \right)^2$$

Die Beschleunigungsspannung des Van de Graaff - Beschleunigers wird nach der ersten Flugzeitmessung systematisch geändert, bis die Energie der schnellsten Neutronen bei $108 (\pm 2)$ keV liegt und damit das erwünschte quasistellare Neutronenspektrum eingestellt ist.

2.3 Detektorsystem

Zur Bestimmung der induzierten Aktivität wurde ein koaxialer HPGe (*high purity*)-Germanium-Detektor, ORTEC Typ 20/2 verwendet. Mittels eines Kunststoffaufsatzes lassen sich die Proben in reproduzierbarem Abstand zum Detektor auflegen (Abb. 4). Die Detektorsignale laufen über Vorverstärker und Spektroskopieverstärker in ein ADC und einen Meßrechner, in dem die Ereignisse als Energiespektrum gespeichert werden. Alle Messungen wurden mit dem gleichen Aufsatz durchgeführt, wobei der effektive Abstand zum Ge-Kristall 80.5 mm war. Bei einem Kristalldurchmesser von 44.6 mm

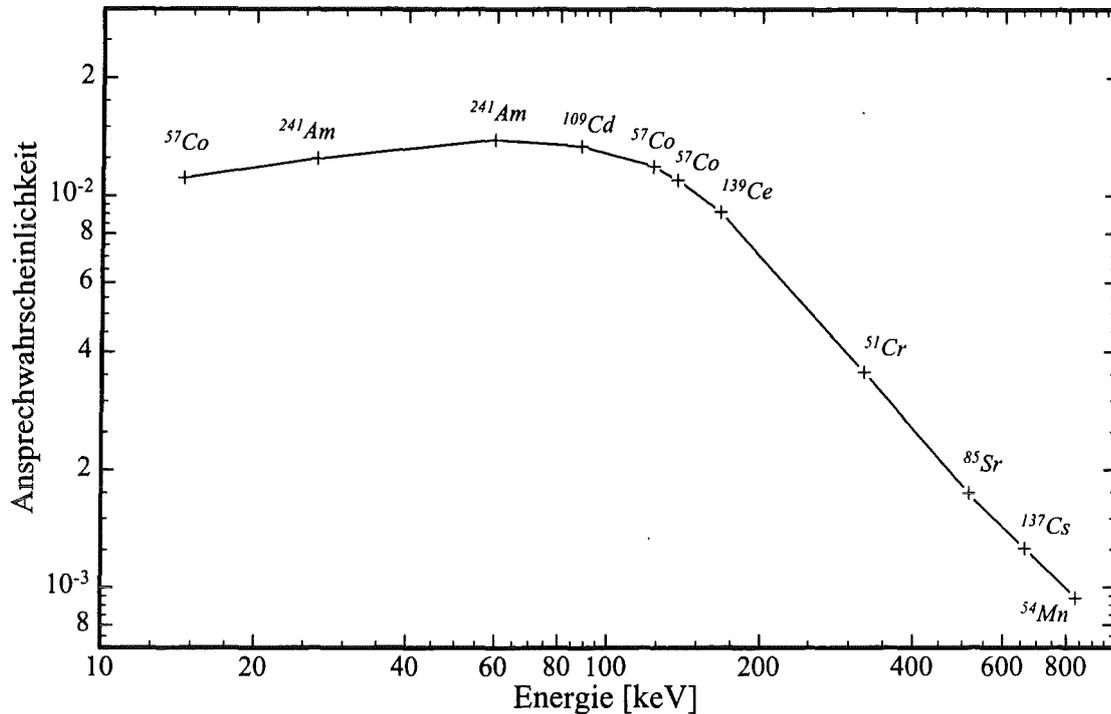


Abbildung 5: Verlauf der Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektorsystems in der verwendeten Geometrie.

ergibt sich für diese spezielle Geometrie die maximale Ansprechwahrscheinlichkeit aus dem Raumwinkelanteil zu knapp 2 %.

Die tatsächliche, energieabhängige Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors wurde mit einem Satz von Standardeichquellen sehr genau bekannter Aktivität (Bureau National de Metrologie, Office des Rayonnements Ionisants, F-91190 Gif-sur-Yvette, France) auf $\pm 2\%$ ermittelt. Hierzu wird die γ -Strahlung der Eichquelle in der entsprechenden Geometrie gemessen. Anhand der Lage der gemessenen Linien wird zunächst die Energieeichung des Systems durchgeführt, d.h. die Zuordnung Energie/Kanal im Meßspektrum, die von der Einstellung der Verstärker abhängig ist. Die Ansprechwahrscheinlichkeit ϵ_γ läßt sich ermitteln als das Verhältnis der tatsächlich registrierten Ereignisse in der γ -Linie (Linieninhalt Z_γ) zu der aus der Aktivität der Eichprobe berechneten Zahl von insgesamt emittierten γ -Quanten Z :

$$\epsilon_\gamma = \frac{Z_\gamma}{Z}$$

Für die zwischen den Eichpunkten liegenden Energien wird die Ansprechwahrscheinlichkeit doppelt-logarithmisch interpoliert (Abb. 5) was besonders im Energiebereich über 200 keV gerechtfertigt ist, wo der Verlauf in guter Näherung linear ist. Der flach

abfallende, relativ glatte Verlauf der Ansprechbarkeit zu niedrigen Energien hin resultiert vor allem aus zunehmenden Energieverlusten bei der Absorption der Photonen im Detektor durch entkommende Ge-Röntgenstrahlung, ein Effekt der mit der Annäherung an die Ge-K-Kante bei 11.1 keV immer stärker wird. Da die Kurve im Bereich um 50 keV noch relativ flach abfällt (Debertin und Helmer, 1988) wurde die für die Messung des ^{164}Er verwendete Ansprechwahrscheinlichkeit bei 47.2 keV als Mittelwert zwischen der log-log Interpolation ($\epsilon_\gamma = 0.0135$) und einem waagrechten Kurvenverlauf ($\epsilon_\gamma = 0.0139$) angenommen. Damit unterscheidet sie sich von beiden Extremwerten um 1.5 %, was bei einem Fehler der Aktivität von 1.2 % konform mit einer Fehlerabschätzung von $\pm 2\%$ ist.

Kapitel 3

Probenherstellung

3.1 Ausgangsmaterial

Da Erbium, wie allgemein die Seltenen Erden, sowohl in metallischer Form als auch in den meisten Verbindungen hygroskopisch ist, lag das Hauptproblem bei der Herstellung geeigneter Proben im möglichen Wassergehalt: Dieser würde die Zahl der Atome in der Probe verfälschen, die sich aus dem Probengewicht ergibt. Außerdem würden bei der Bestrahlung die Neutronen durch Stöße mit den Wasserstoffkernen thermalisiert und damit das Energiespektrum verändert. Deshalb wurde als Material Er_2O_3 gewählt, das einigermaßen resistent gegen Wassereinlagerung sein sollte (Gmelin, 1974). Nach einem bei anderen Seltenerd oxiden (Guber, 1993; Stoll, 1993) erprobten Verfahren sind diese ausreichend wasserfrei, wenn man das pulvrige Oxid zu Tabletten preßt und anschließend für einige Zeit stark erhitzt.

Das Probenmaterial wurde in einem Porzellanschiffchen bei 1000°C vorgeglüht, um etwa vorhandenes Wasser auszutreiben. Eine Glühdauer von 10 min ist im Prinzip ausreichend (Kazakov, 1995), teilweise wurde aber auch 2 h lang vorgeglüht, siehe dazu unten. Anschließend wurde das Pulver aus dem Ofen genommen, nach dem Abkühlen sofort zu Tabletten gepreßt und anschließend nochmals für mindestens eine Stunde weiter bei 1000°C geglüht.

Mit einem ausgeheizten Porzellanschiffchen (der Massenverlust würde sonst von dem des ebenfalls wasserhaltigen Porzellans überdeckt) wurde mehrfach die Massenbilanz überprüft. Für die Wägungen wurde eine Semimikrowaage vom Typ Mettler AT 261 mit einer Ablesegenauigkeit von 0.01 mg verwendet: Die festgestellte Gewichtsabnahme von 1 % bis 2 % stimmt gut mit Gmelin überein, wo ein Wassergehalt von „etwa 0.3 Mol“ erwähnt wird, was 1.5 Gewichtsprozent entspricht. Einige der Tabletten wurden

zur Kontrolle längere Zeit an Luft gelagert, und durch wiederholtes Wägen auf eine eventuelle Wassereinlagerung geprüft: Innerhalb von mehr als vier Monaten war bei keiner der 4 Tabletten verschiedener Größe eine äußere Veränderung oder eine signifikante Massenzunahme zu beobachten; die Gesamtmasse aller 4 Tabletten (etwa 0.5 g) änderte sich lediglich im Rahmen des Wägefehlers von 0.03 %.

3.1.1 Probenreinheit

Für das zunächst verwendete Material wurde von der Lieferfirma eine Reinheit von 99.9 % angegeben (Koch-Light Laboratories Ltd, England).

Auf der Oberfläche der Röhre aus Quarzglas, in der die Proben im Ofen ausgeheizt wurden, entstand allerdings ein Belag. Da Er_2O_3 einen Schmelzpunkt von knapp 2400°C hat und sich nicht vorher thermisch zersetzt (Gmelin, 1974), konnte es sich dabei nicht um einen Er_2O_3 Niederschlag handeln. Die unglasierten Porzellanschiffchen verlieren zwar durch das Glühen etwas an Gewicht, aber im wesentlichen nur durch die Abgabe von Wasser, das später wieder angelagert wird.

Es bestand also der Verdacht, im Material befinde sich eine Unreinheit. Der weißliche, zuerst fein-, später grobkörnige Belag erwies sich als unlöslich in Wasser und Alkohol, sowie als resistent gegen konzentrierte Salz-, Schwefel- und Salpetersäure. Die Glasröhre und das Porzellanschiffchen wurden ausgetauscht. Die Massenbilanzen beim Herstellungsprozeß wurden mehrfach und für jeden Einzelschritt überprüft.

Die Menge des Belages, die sich anschließend mit einer Rohrbürste herauskratzen ließ, nahm mit jedem Herstellungsprozeß zu. Sie überschritt nach einiger Zeit mit bis zu 500 mg den Gewichtsverlust, der bei den wenigen Gramm verwendetem Probenmaterial insgesamt auftrat. Es mußte sich also im wesentlichen um von der Gefäßwand abblätternde Teile handeln.

Sicherheitshalber wurden zwei Chargen zu je drei Er_2O_3 -Proben hergestellt, sowohl aus sehr lange ausgeglühtem Material (2 h vor dem Pressen und noch einmal 3 h danach), als auch aus Material, das nur kurz (vor dem Pressen 10 min und anschließend 1 h) ausgeheizt wurde.

Auf diese Weise sollte ein systematischer Effekt durch etwaige Verunreinigungen in den Querschnittsmessungen überprüft werden. Des weiteren wurde neues Material mit einer Reinheit von 99.99 % bestellt (Firma Johnson & Matthey), das noch rechtzeitig zum Experiment ankam. Daher wurde die Aktivierung mit drei Proben aus altem Material begonnen und gegen Ende durch drei frisch hergestellte Proben aus dem neuen Material

ergänzt. Auf diese Weise sollten systematische Fehler durch Materialverunreinigungen ausgeschlossen werden.

Während der Hauptmessreihe zur Ermittlung des ^{170}Er -Querschnittes wurde außerdem eine Probe des Belages huckepack auf dem eigentlichen Experiment mitaktiviert. Im entsprechenden γ -Spektrum fand sich im Energiebereich bis 2000 keV nur eine einzige, recht schwache Linie bei 1368.5 keV, aus dem Zerfall von ^{24}Na (Reus und Westmeier, 1983). Natrium ist der einzige typische Glasbestandteil von dem eine γ -Aktivität zu erwarten wäre, da ^{31}Si beim Zerfall keine entsprechend starke γ -Aktivität aufweist, und ^{19}O zu kurzlebig ist.

3.2 Präparation

Aus Gründen der Handhabbarkeit, der mechanischen Stabilität und des Preises (das verwendete Material war nicht isotonenangereichert) waren die letztlich verwendeten Probenmassen relativ hoch, sie lagen im Bereich von 30 bis 220 mg. Herstellung und Handhabung der Er_2O_3 -Proben erfordern Übung: Bei Erschütterungen neigt der Tablettenrand dazu, abzutreten; insbesondere dünne Tabletten zerbrechen außerdem leicht. Das Herausnehmen der Tabletten aus dem Preßwerkzeug, und die allgemeine Handhabung beim Glühen und Wiegen führten dann auch zu einer hohen Ausschußrate.

Als Tablettengröße bewährte sich ein Durchmesser von 6 mm, mit einem Gewicht von etwa 50 bis 100 mg. Um auf etwaige systematische Fehlerquellen zu testen, wurden die Probenmassen variiert sowie einige der weniger stabilen Tabletten von 1 cm Durchmesser (mit einem Gewicht von etwa 200 mg) hergestellt. Es zeigte sich im Laufe der Zeit, daß der für die Preßstempel jeweils zulässige maximale Druck durchaus nicht optimal für die Stabilität der Tabletten war und durch systematisches Probieren wurde ein besserer Arbeitspunkt bei niedrigeren Drücken gefunden (ca. 22 kN für 6 mm Tablettendurchmesser, ca. 55 kN für 10 mm Durchmesser).

Der grundsätzliche Aufbau der Proben wird in Abb. 6 schematisch dargestellt: Ein dünnes Aluminiumblech mit einem entsprechend dem Durchmesser der Tablette eingestanzten Loch umfaßt ringförmig die Probe und sorgt für eine reproduzierbare Geometrie in der Halterung auf dem Strahlrohr und beim Auszählen. Die Tablette wird gehalten und luftdicht abgeschlossen von darübergespannten dünnen Folien. In dieser Arbeit wurde sowohl glatt aufgespannte Aluminiumfolie mit einer Dicke von $9\ \mu\text{m}$ als

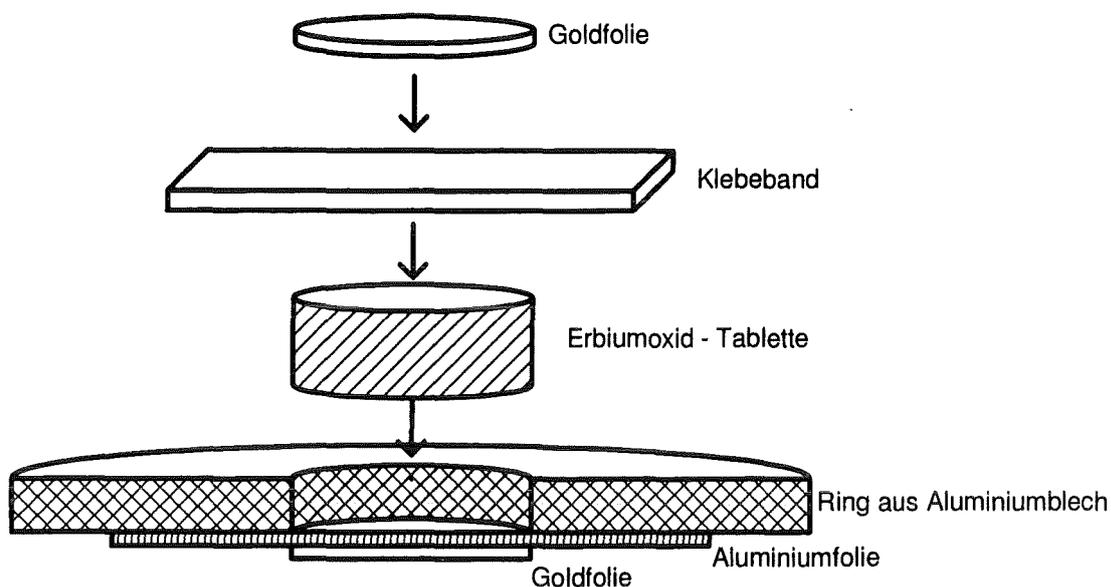


Abbildung 6: Schema des Probenaufbaus (zur besseren Übersichtlichkeit ist der untere Teil der Probenhalterung halbiert). Das Aluminiumblech hat eine Dicke von 0.2 mm und einen Durchmesser von 4 cm. Die Erbiumoxidtabletten waren einige Zehntel mm dick, die Goldplättchen wurden aus 0.03 mm dickem Goldblech ausgestanzt.

auch handelsüblicher transparenter Tesafilm verwendet. Beide Materialien sind bei solchen Aktivierungsmessungen üblicherweise im Gebrauch und lieferten keinen störenden Untergrund. Des weiteren wurde auf beiden Seiten der fertigen Probe mit sehr wenig Klebstoff je ein Goldplättchen mit gleichem Durchmesser zentriert angebracht. Die Aktivität dieser Referenzproben wurde zur Bestimmung des integrierten Neutronenflusses verwendet.

Einen Überblick über alle verwendeten Proben und ihre Parameter gibt Tab. 1. Die Variation der relevanten Parameter erlaubt die Überprüfung der späteren Korrekturen auf systematische Fehler.

Tabelle 1: Übersicht über die verwendeten Proben und die Parameter bei der Aktivierung. Die Proben 1-7 wurden für die Meßreihe zur Bestimmung des Einfanquerschnitts von ^{170}Er verwendet, die Proben A-C für ^{164}Er .

Probe Nr.	Parameter der Einzelproben				Parameter der Aktivierung	
	Durchmesser [mm]	Masse [mg]	Material [Firma]	Ausglüh- zeit	Position des Klebefilms ¹	Aktivierungs- dauer [h]
1	6.0	91.38	Koch	lange	---	7.2
2	10.0	221.36	Koch	lange	oben	6.4
3	10.0	169.78	Koch	kurz	unten	4.8
4	6.0	52.73	Koch	lange	oben	14.0
5	6.0	53.64	J&M	kurz	oben	4.9
6	10.0	208.22	J&M	kurz	unten	4.6
7	6.0	61.32	J&M	kurz	unten	12.2
A	6.0	29.97	J&M	kurz	oben	5.2
B	6.0	30.06	J&M	kurz	oben	5.3
C	6.0	30.25	J&M	kurz	unten	3.4

¹Die Anordnung der Probenseite mit dem Klebeband zum Neutronentarget wurde variiert.

Kapitel 4

Messung des ^{170}Er -Querschnitts

4.1 Allgemeines

Zur Einübung der Experimentiertechnik wurde zunächst eine Probeaktivierung unternommen. In der Hauptmeßreihe sollten, zur Untersuchung der systematischen Fehler, die Parameter Bestrahlungsdauer, Probendurchmesser und -masse variiert werden. Insgesamt standen 7 Querschnittsmessungen zur Verfügung: Eine aus dem Vorversuch und 6 aus der Hauptaktivierung. Während im Vorversuch beide Seiten der Er_2O_3 -Tablette von Klebefilm getragen wurden, wurde dieser später nur noch auf einer Seite verwendet. Dies erlaubte weiterhin eine optische Kontrolle der Tablette, hatte aber den Vorteil, daß sich die Er_2O_3 -Tablette auf der Aluminiumfolie einfacher zentrieren ließ, bevor sie durch den Kontakt mit dem Klebeband fixiert wurde. Um systematische Fehler zu vermeiden wurde die Orientierung der Proben zum ^7Li -Target variiert: Jede zweite Probe lag mit der Aluminiumfolie auf dem Target, die restlichen Proben mit dem Klebeband. Bei der Bestimmung des Einfangquerschnitts von ^{164}Er (Kap. 5) konnte zusätzlich der Einfangquerschnitt von ^{170}Er ermittelt werden, so daß insgesamt zehn Querschnittsmessungen durchgeführt wurden.

4.2 Auswertung und Fehlerbetrachtung

Der Wirkungsquerschnitt σ_i ergibt sich aus der Anzahl der während der Bestrahlung erzeugten Atomkerne A_i und der Anzahl in der Probe vorhandener Kerne N_i .

Aus der Bedingung $A_i = \frac{N_i \sigma_i}{F_i} \int \Phi dt$

mit F_i als der von der Probe im Neutronenfluß Φ eingenommenen Fläche ($F_{Au} = F_{Er}$) folgt

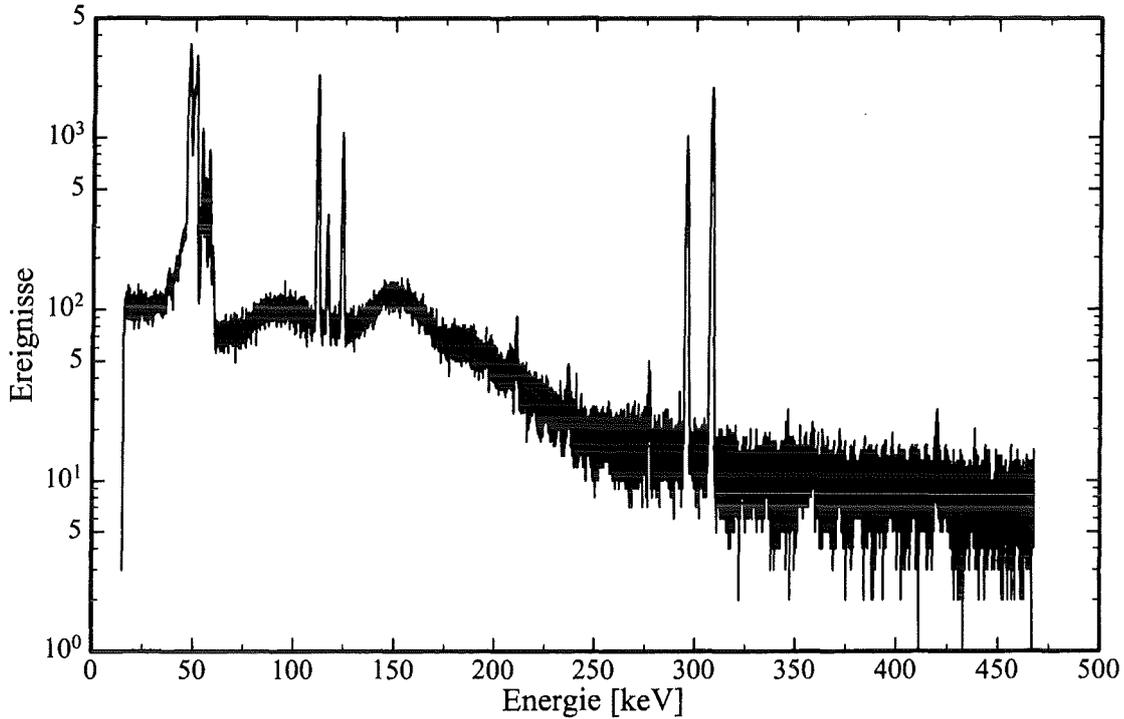


Abbildung 7: γ -Spektrum von aktiviertem natürlichem Er. Außer den Röntgenlinien (im Bereich um 50 keV) stammen alle Linien vom ^{171}Er -Zerfall, die anderen erzeugten Er-Isotope weisen praktisch keine γ -Aktivität auf.

$$\sigma_{Er} = \frac{A_{Er}}{N_{Er}} \frac{N_{Au}}{A_{Au}} \sigma_{Au}$$

Für das experimentelle Neutronenspektrum ist $\sigma_{Au} = 586 \text{ mb} \pm 1.5\%$ (Ratynski und Käppeler, 1988), N_i berechnet sich über die Molmasse und den natürlichen Isotopenanteil aus dem Probengewicht.

Die Zahl der erzeugten Kerne A_i folgt aus dem Linieninhalt Z_γ der entsprechenden Zerfallslinie über eine Reihe von Korrekturfaktoren (Debertin und Helmer, 1988), die im Anschluß diskutiert werden.

$$A_i = \frac{Z_\gamma}{\epsilon_\gamma K_\gamma I_\gamma C_\gamma f_b f_m f_w f_t}$$

4.2.1 ϵ_γ

Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors (Kap. 2.3) geht mit ihrem Fehler eigentlich doppelt ein, da aber die Linieninhalte aus dem Er- und dem Au-Spektrum letztlich

ins Verhältnis gesetzt werden, kürzen sich korrelierte Fehleranteile wieder heraus. Da beide Linien zudem in einem Bereich der Effizienzkurve liegen, in dem der Verlauf sehr glatt ist, wird der Gesamtfehler von ϵ_γ mit 2 % abgeschätzt.

4.2.2 K_γ

Die Korrektur für den Anteil der in der Probe selbst absorbierten γ -Quanten ist im Fall dünner Proben in guter Näherung gegeben durch:

$$K_\gamma = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\mu}{\rho} \right) \left(\frac{m}{F} \right).$$

Der Massenschwächungskoeffizient ($\frac{\mu}{\rho}$) berechnet sich aus den energieabhängigen Photoneinfangquerschnitten der entsprechenden Elemente, die in tabellierter Form vorliegen (Storm und Israel, 1970; Veigele, 1973); ($\frac{m}{F}$) ist die Massenbelegung der Probe. Für die in den Messungen des ^{170}Er Querschnitts verwendeten Proben lag die Selbstabsorption typischerweise bei 2-3 %, so daß der entsprechende Fehler vernachlässigbar ist. Dies gilt auch für die Goldproben, für die eine Korrektur von nur 0.6 % ausreichend war.

Tabelle 2: Zerfallparameter; es sind relative Fehler angegeben

	^{171}Er		
Halbwertszeit:	7.52 h	$\pm 0.4 \%$	(Shirley, 1984)
Linienintensität:	64.4 %	$\pm 2.5 \%$	(Shirley, 1984)
	^{198}Au		
Halbwertszeit:	64.6841 h	$\pm 0.01 \%$	(Chunmei, 1995)
Linienintensität:	95.58 %	$\pm 0.1 \%$	(Chunmei, 1995)

4.2.3 I_γ

Die Intensität der Linien beim Zerfall der aktivierten Kerne wird in γ -Quanten je 100 Zerfälle angegeben. Für den ^{171}Er -Zerfall wurde nur die stärkste γ -Linie ($E_\gamma = 308.3 \text{ keV}$) ausgewertet, denn die Statistik war ausreichend und die Intensitäten für die anderen Linien sind nur relativ zu dieser Linie bekannt und weisen entsprechend

größere Fehler auf. Die Unsicherheit der Linienintensität von 2.5 % (Tab. 2) ist einer der Hauptanteile am Gesamtfehler des Querschnitts. Dagegen ist die Intensität beim Zerfall von ^{198}Au sehr genau bekannt und kann deshalb als Fehlerquelle vernachlässigt werden.

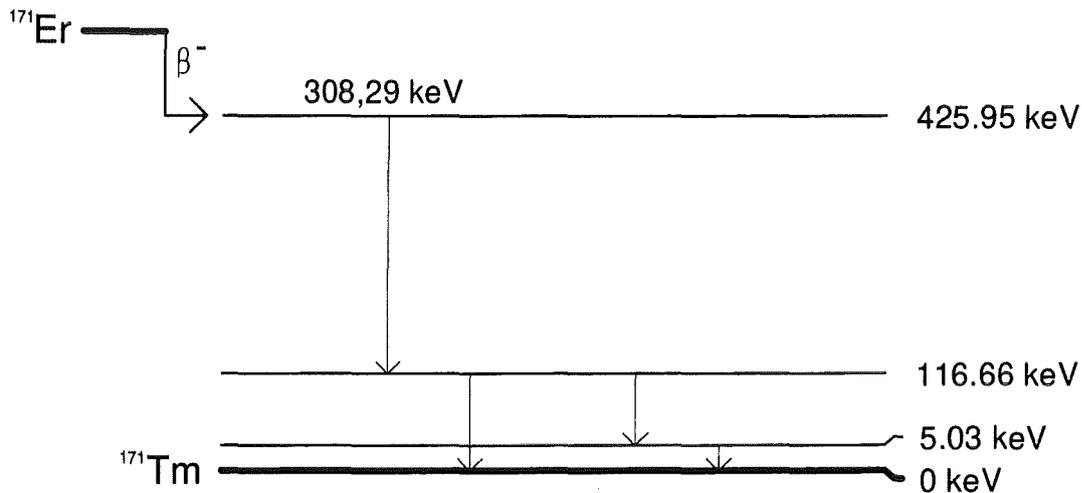


Abbildung 8: Vereinfachtes Niveauschema des ^{171}Er -Zerfalles, mit allen für die Kaskaden-summationskorrektur wesentlichen Übergängen. Die für die Messung verwendete Linie ist der 308.3 keV - Übergang, mit einem *summing-out* Effekt durch die anderen drei Übergänge. Die Linien bei 111.6 keV und 116.7 keV haben Konversionskoeffizienten von $\alpha \approx 2$. Die 116,7 keV-Linie ist ein Beispiel für den *summing-in* Effekt. (Zahlreiche andere Zustände wurden weggelassen, denn der β^- Zerfall führt nur zu 94 % auf das 425 keV Niveau).

4.2.4 C_γ

Diese Korrektur berücksichtigt Kaskadensummationseffekte bei Mehrlinienquellen: Ist die γ - Linie Teil einer Kaskade, so können zwei unterschiedliche Summationseffekte auftreten:

Die Intensität der Linie kann durch die praktisch koinzidenten vorangehenden oder nachfolgenden γ - Ereignisse scheinbar verkleinert werden („*summing-out*“), wenn diese ebenfalls vom Detektor nachgewiesen werden, da der Detektor dann nur *ein* Ereignis mit *höherer* Energie registriert; das Ereignis geht somit der betrachteten Linie verloren, vergl. Abb. 8. Bei γ -Linien mit innerer Konversion ist zu beachten, daß

auch die Röntgenstrahlung, die beim Auffüllen der vom Konversionselektron verlassenen Schale entsteht, koinzident ist und ebenfalls zum *summing-out* führt.

Umgekehrtes ergibt sich, falls alternativ der Zerfall über ein Zwischenniveau möglich ist. Die Summe beider Ereignisse kann dann als *ein* Ereignis registriert und der direkten Zerfallslinie zugeschlagen werden (*summing-in*).

Die entsprechenden Korrekturen für diesen systematischen Effekt wurden eingerechnet. Wegen des verhältnismäßig großen Abstandes zwischen Probe und Detektor war die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektorsystems relativ niedrig. Damit war auch die Wahrscheinlichkeit für den Nachweis von zwei koinzidenten Ereignissen gering, so daß lediglich eine Korrektur von 1.8% notwendig wurde. Die erforderlichen Linienintensitäten, Konversionskoeffizienten, und Röntgenfluoreszenzdaten wurden der Literatur entnommen (Shirley, 1984; Rösl *et al.*, 1978; Bambynek *et al.*, 1977; Bambynek *et al.*, 1972).

Ähnliches gilt für die Eichquellen, mit denen der Detektor kalibriert wurde (^{241}Am z.B. ist eine Mehrlinienquelle). Die Korrekturen sind zwar nicht vernachlässigbar, führen aber doch zu vernachlässigbaren Fehlern.

4.2.5 Zeitfaktoren

Beginn und Ende von Aktivierungs- und Meßvorgang werden von der Software des Meßprogramms erfaßt, Ungenauigkeiten der Aktivierungs- und Meßdauern sowie der Wartezeiten sind deshalb vernachlässigbar klein.

- f_b : Mit dieser Korrektur wird der Zerfall während der Aktivierung berücksichtigt. Da der Neutronenfluß im Laufe der Messung nicht konstant ist, sondern durch Abnutzung der Li-Schicht langsam abnimmt, wurde der Zeitverlauf des Neutronenflusses Φ während der Bestrahlung gemessen und als Spektrum abgespeichert (Abb. 9). Dafür wurde der schon für die Flugzeitmessung verwendete ^6Li -Glas-Detektor eingesetzt. Innerhalb jedes Zeitintervalles Δt wird Φ_i als konstant angenommen. Nun wird (mittels Computerprogramm) der Zeitfaktor

$$f_b = \frac{\sum_i \Phi_i \Delta t e^{-\lambda (t_b - i \Delta t)}}{\sum_i \Phi_i \Delta t}$$

($i = 0, 1, 2, \dots, n$)

ermittelt, der Fehler dieser Korrektur ist vernachlässigbar.

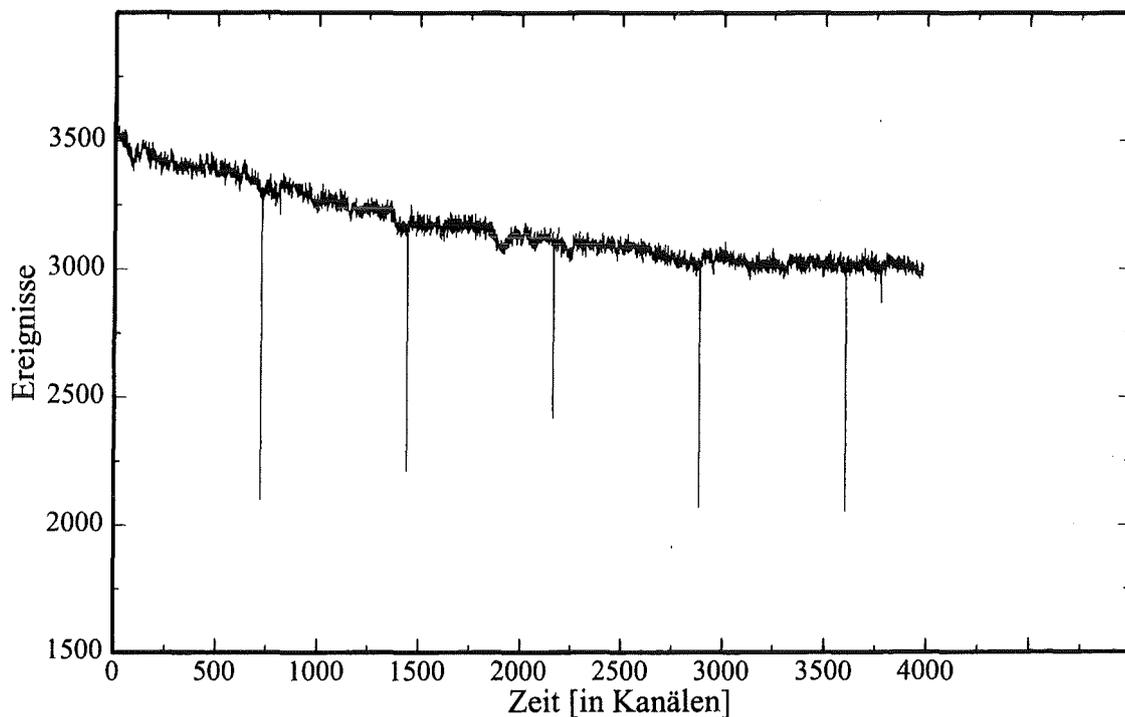


Abbildung 9: Zeitlicher Verlauf des Neutronenflusses bei der Aktivierung von Probe 1 (Zeitintervall 10 s pro Kanal), aufgenommen mit einem ${}^6\text{Li}$ -Glas-Detektor in 97.3 cm Abstand. Die Einschnitte im regelmäßigen Abstand von 720 Kanälen resultieren aus der kurzen Totzeit des Systems während der automatischen Sicherheitsabspeicherung.

- f_w : Diese Korrektur berücksichtigt den Zerfall der aktivierten Kerne in der Wartezeit t_w zwischen Ende der Aktivierung und Beginn des Auszählens auf dem Detektor. Sie ist durch

$$f_w = e^{-\lambda t_w}$$

gegeben. Der entsprechende Fehler ist vernachlässigbar.

- f_m : Der Meßzeitfaktor

$$f_m = 1 - e^{-\lambda t_m}$$

gibt an, wie groß der Anteil der während der Meßdauer t_m zerfallenen Kerne ist. Der entstehende Fehler ist gegenüber den anderen Fehlerquellen ebenfalls vernachlässigbar.

- f_t : Dieser Faktor, $f_t = \frac{t_r}{t_m}$ berücksichtigt die Totzeit des Detektorsystems, mit t_r als der „Real“-Zeit, in der das System ansprechbereit war und die von der Software sehr genau automatisch erfaßt wird. Entsprechend der geringen Totzeit

von wenigen Promille kann die Korrektur für die zufällige Koinzidenz von γ -Quanten im Detektor (*pile up* - Effekt) vernachlässigt werden.

4.2.6 Weitere Fehlerquellen

- Da die Goldfolien unterschiedlich nah am Li-Target liegen, unterscheiden sich die Neutronenflüsse und damit die induzierten Aktivitäten. Für den aus beiden Goldfolien gemittelten Neutronenfluß wurde als systematischer Fehler jeweils 25 % dieser Differenz angesetzt.
- Der Fehler des Goldquerschnittes beträgt 1.5 % (Ratynski und Käppler, 1988).
- Der statistische Fehler ergibt sich aus dem Linieninhalt und der Untergrundkorrektur. Der Linieninhalt jeder Messung lag deutlich über 10 000 bei verhältnismäßig kleinem Untergrund, so daß die entsprechenden Fehler durchweg kleiner als 1 % waren.
- Jede Er_2O_3 - oder Goldprobe wurde entsprechend den Anweisungen der Herstellerfirma mindestens dreimal an verschiedenen Tagen mit einer Laborwaage gewogen (Mettler-Toledo, 1993). Entsprechend der Ablesegenauigkeit der Waage von $10 \mu\text{g}$ lag der relative Wägefehler der Goldproben typischerweise bei 0.3 %, der Fehler der schwereren Er_2O_3 - Proben war entsprechend geringer.
- Die Isotopenzusammensetzung wurde einem aktuellen Tabellenwerk entnommen (De Laeter *et al.*, 1991). Der natürliche Isotopenanteil von ^{170}Er beträgt 14.9 % mit einem *relativen* Fehler von ± 1.3 %. Da es nur ein stabiles Goldisotop gibt entfällt ein entsprechender Fehler für Gold.

Die systematischen Fehler sind zusammengestellt in Tab. 3.

Der Wägefehler und die Fehler der Linieninhalte von Er_2O_3 - und Goldproben wurden zu einem statistischen Fehleranteil zusammengefaßt. Da jeweils nur der Mittelwert aus 2 Goldproben einging, wurden deren Fehleranteile entsprechend gewichtet. Der statistische Fehler ist, zusammen mit dem Fehler für die unterschiedlichen Aktivitäten der Goldfolien, in Tab. 4 aufgeführt.

Tabelle 3: Übersicht über die systematischen Fehler

Isotopenzusammensetzung von ^{170}Er	1.3 %
Linienintensität für ^{171}Er	2.5 %
Detektor-Effizienz	2.0 %
Goldquerschnitt	1.5 %
totaler systematischer Fehler	3.8 %

4.3 Ergebnisse

4.3.1 Experimenteller Mittelwert

Das Endergebnis wurde als gewichtetes Mittel aus den in Tab. 4 aufgeführten Werten berechnet. Verwendet wurden der Meßwert aus dem Vorversuch (1), die Querschnitte der Hauptmeßreihe (2-6) und die 3 Meßwerte (A-C), die bei der späteren Aktivierung zur Bestimmung der ^{164}Er -Querschnitts als Beiprodukt anfielen (Kap. 5).

Tabelle 4: Ergebnisse der Einzelmessungen: Einfangquerschnitt und variable Fehleranteile

Probe Nr.	σ	Fehler aus der Mittelung der Au-Aktivität	statistischer Fehler
1	181.5 mb	8.0 mb (4.4 %)	1.6 mb (0.9 %)
2	176.2 mb	4.8 mb (2.7 %)	0.88 mb (0.5 %)
3	178.7 mb	3.4 mb (1.9 %)	1.1 mb (0.6 %)
4	172.6 mb	4.3 mb (2.5 %)	1.0 mb (0.6 %)
5	173.1 mb	3.5 mb (2.0 %)	1.6 mb (0.9 %)
6	177.1 mb	4.3 mb (2.4 %)	1.1 mb (0.6 %)
7	174.6 mb	6.3 mb (3.6 %)	1.0 mb (0.6 %)
A	179.8 mb	4.3 mb (2.4 %)	1.3 mb (0.7 %)
B	185.5 mb	3.0 mb (1.6 %)	1.3 mb (0.7 %)
C	173.5 mb	4.3 mb (2.5 %)	1.0 mb (0.6 %)

Es ergab sich ein experimenteller Mittelwert von

$$\sigma_{exp} = 177.7 \text{ mb } (\pm 3.9\%) .$$

Um auf eine eventuelle Systematik zu prüfen wurden die Einzelmessungen 1-7 nach ihren Parametern (Durchmesser, Herkunft des Materials usw., vergl. Tab. 1) in Gruppen mit gemeinsamem Merkmal eingeteilt. Für jede Gruppe wurde das arithmetische Mittel des Einfangquerschnittes berechnet und das Verhältnis zur Gruppe mit gegenteiligem Merkmal gebildet, wobei sich keine Auffälligkeiten zeigten (Tab. 5).

Zusätzlich wurde der Mittelwert der Proben aus der späteren Meßreihe A-C gegen den Mittelwert der Proben 1-7 berechnet, um auf einen eventuellen systematischen Unterschied dieser Meßreihe zu testen. Der Unterschied zwischen beiden Mittelwerten ist von der gleichen Größenordnung wie die Schwankung bei den übrigen Parametern. Daraus kann man schließen, daß alle Korrekturen richtig angebracht und die entsprechenden Fehler realistisch gewählt wurden.

Tabelle 5: Übersicht über die verschiedenen Mittelwerte

(Mittelwert über alle Proben zu 10 mm Durchmesser) / (Mittelwert über alle Proben zu 6 mm Durchmesser)	1.011
(Mittelwert über alle Proben von Koch) / (Mittelwert über alle Proben von J&M)	1.013
(Mittelwert über alle Proben Klebefilm unten) / (Mittelwert über alle Proben Klebefilm oben)	1.016
(Mittelwert über Proben A-C) / (Mittelwert über Proben 1-7)	1.019

4.3.2 Berechnung des stellaren Neutroneneinfangquerschnitts

Der experimentell ermittelte Wert entspricht einem quasistellaren Wirkungsquerschnitt bei einer thermischen Energie von etwa 25 keV, jedoch für ein Neutronenspektrum das ein Maxwell-Spektrum nur annähert. Der stellare Neutroneneinfangquerschnitt ist durch folgende Gleichung definiert:

$$\langle \sigma \rangle_{kT} = \frac{\langle \sigma v \rangle}{v_T} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\int \sigma(E) E e^{-E/kT} dE}{\int E e^{-E/kT} dE} ,$$

wobei E die kinetische Energie im Schwerpunktsystem ist. Zum besseren Vergleich werden die stellaren Querschnitte in der Astrophysik üblicherweise auf eine thermische Energie $kT = 30 \text{ keV}$ bezogen. Der Faktor $\frac{2}{\sqrt{\pi}}$ entspricht der Konvention, die nicht die mittlere thermische Geschwindigkeit $\langle v \rangle$, sondern die wahrscheinlichste thermische Geschwindigkeit $v_T = \sqrt{\frac{2kT}{\mu}}$ zugrunde legt (μ ist die reduzierte Masse).

Damit ergibt sich die Notwendigkeit, auf ein ideales Maxwellspektrum mit 30 keV zu korrigieren. Da für ^{170}Er differentielle Neutroneneinfangquerschnitte (Kononov *et al.*, 1978) zur Verfügung stehen, wurden diese zusammen mit dem bekannten (Ratynski und Käppeler, 1988) Neutronenspektrum für die Skalierung verwendet. Für die Umrechnung auf ein ideales Maxwell-Spektrum von 25 keV werden die differentiellen Querschnitte numerisch mit dem experimentellen und dem idealen Spektrum gefaltet ¹:

$$\frac{\langle \sigma v \rangle_{ideal}}{v_T} \Big|_{25 \text{ keV}} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\langle \sigma v \rangle_{ideal, num.}}{\langle \sigma v \rangle_{exp., num.}} \sigma_{exp.} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot 0.9516 \cdot \sigma_{exp.}$$

Dabei wird lediglich davon ausgegangen, daß die differentiellen Daten den *Verlauf* des Querschnitts gut wiedergeben, an die Genauigkeit der absoluten Werte werden keine besonderen Anforderungen gestellt. Diese Korrektur ist normalerweise von der Größenordnung 1-2%. Die Ursache für die mit 5% ungewöhnlich große Korrektur wird in Abb. 10 erläutert.

Die Extrapolation von 25 keV auf 30 keV erfolgt ebenfalls anhand der differentiellen Daten, wobei sich ein Korrekturfaktor von 0.892 ergibt.

Um zu einer Schätzung des systematischen Fehlers zu gelangen wurde dieser Korrekturfaktor verglichen mit der Korrektur, die sich bei einem „idealisierten“ $1/v$ -Verlauf $\sigma \propto 1 / \sqrt{E}$, ergibt, also mit einem Faktor von $\sqrt{\frac{25}{30}} = 0.913$. Legt man entsprechend den Angaben von Kononov *et al.* (1978) eine Unsicherheit der differentiellen Daten von 10% zugrunde, so ergibt sich eine Fehlerabschätzung zu 0.2%. Billigt man dem anderen Korrekturfaktor einen etwas höheren Fehler zu, so ist der systematische Fehler mit 0.5% eher vorsichtig abgeschätzt.

4.3.3 Endergebnis und Vergleich mit Literaturwerten

Es ergibt sich somit der stellare (n, γ) Querschnitt von ^{170}Er zu:

$$\frac{\langle \sigma v \rangle}{v_T} \Big|_{30 \text{ keV}} = 170.2 \pm 7 \text{ mb}$$

¹Zur Berechnung wurde das entsprechende Computerprogramm von C. Theis (Theis, 1995) benutzt.

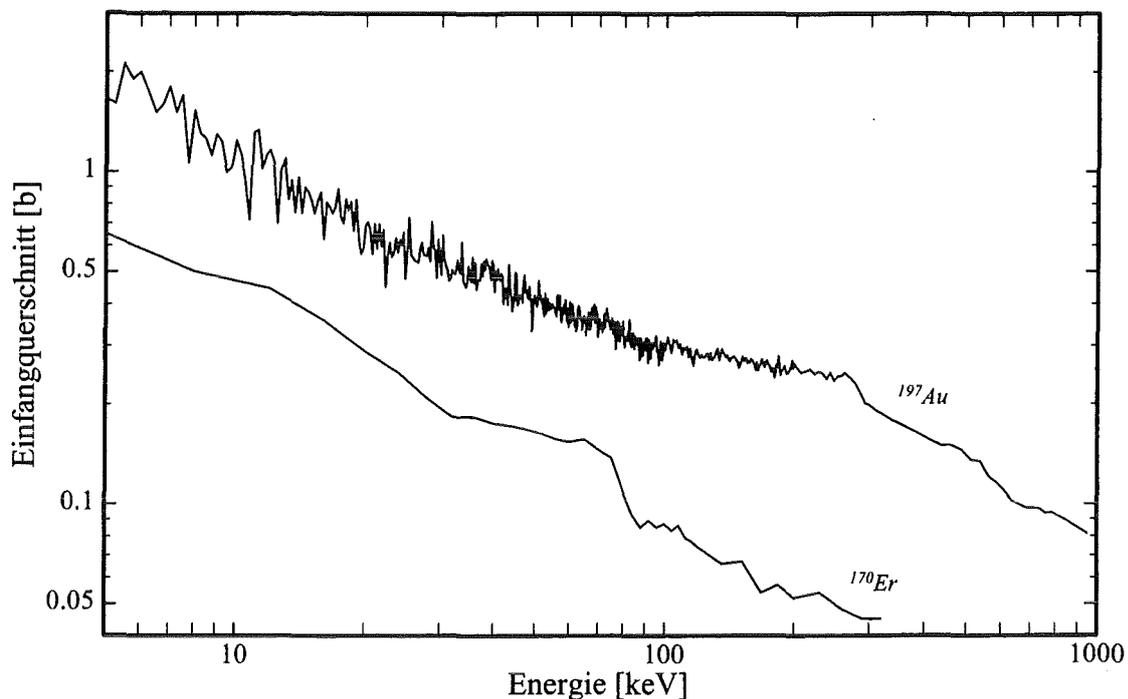


Abbildung 10: Verlauf der differentiellen Einfangquerschnitte von ^{197}Au (Macklin 1982) und ^{170}Er (Kononov *et al.*, 1978). Das experimentelle Neutronenspektrum ähnelt einem Maxwellspektrum von 25 keV, fällt aber oberhalb 80 keV schneller ab und endet bereits bei 106 keV. Da der Einfangquerschnitt von ^{170}Er in diesem Bereich deutlich schneller abnimmt als der von Gold, ergibt sich eine besonders große Korrektur.

Bei einer um den Faktor 6 deutlich verbesserten Genauigkeit stimmt dieser Wert mit den experimentellen Daten von Shorin *et al.* (1974) gut überein und ist mit den schon erwähnten Daten von Kononov *et al.* (1978), aus denen durch Faltung mit dem 30 keV - Maxwellspektrum der stellare Neutroneneinfangquerschnitt berechnet wurde (Bao und Käppeler, 1987) ebenfalls verträglich. Dagegen sind die älteren Daten (Stupegia *et al.*, 1968; Allen *et al.*, 1971) deutlich größer. Dieser Vergleich ist in Abb. 11 durch die theoretischen Querschnitte ergänzt, für die ein typischer Fehler von 50 % angenommen werden kann (Holmes *et al.*, 1976; Harris, 1981).

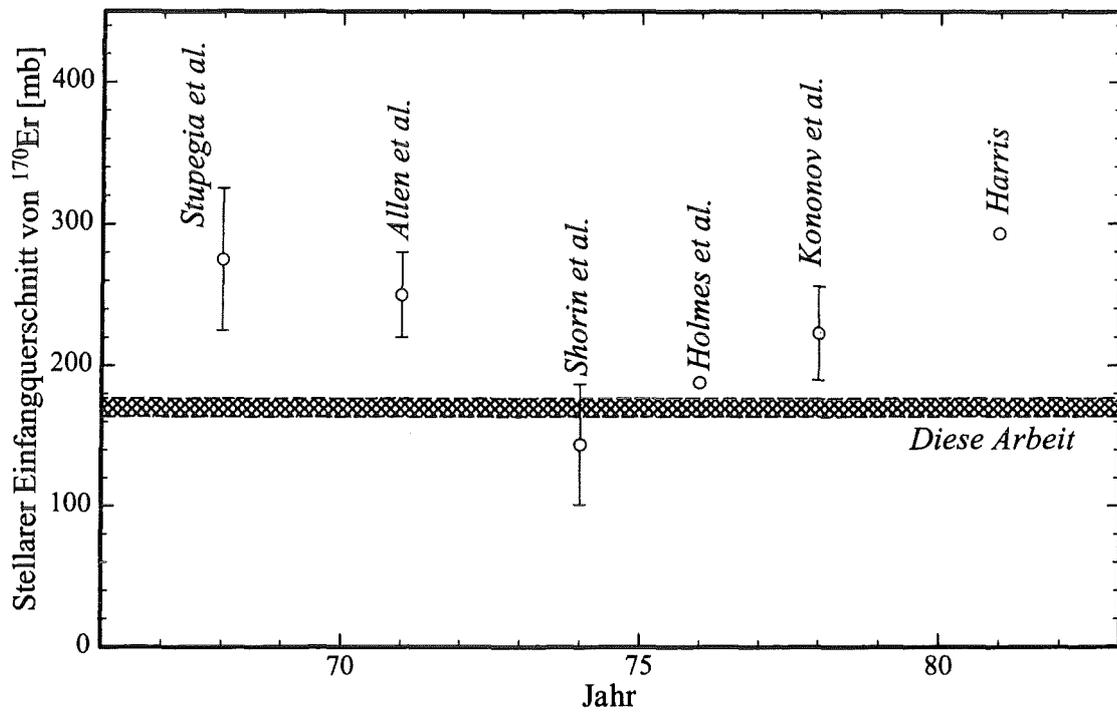


Abbildung 11: Vergleich mit anderen Arbeiten

Kapitel 5

Messung des ^{164}Er -Querschnitts

5.1 Allgemeines

Das instabile Isotop $^{165}_{68}\text{Er}$ zerfällt durch Elektroneneinfang ohne Aussendung von γ -Strahlung zu $^{165}_{67}\text{Ho}$ (Peker, 1987). Damit ist ^{164}Er der Aktivierungsmethode also nur zugänglich, wenn es gelingt, die beim Zerfall entstehende Röntgenstrahlung auszuwerten. Wegen der recht hohen Selbstabsorption im Röntgenbereich war anfänglich geplant, mittels einer Elektronenkanone dünne Schichten von metallischem Erbium auf eine Aluminiumfolie aufzudampfen und diese anschließend zu oxidieren. Da dieses Verfahren recht umständlich ist, wurde nach der Messung an ^{170}Er zunächst versucht, mit der dabei gewonnenen Erfahrung einige möglichst dünne Tabletten aus Er_2O_3 herzustellen. Die dünnsten Proben, welche die Herstellungs- und Wägeprozedur überlebten, hatten ein Gewicht von etwa 30 mg bei einem Durchmesser von 6 mm; alle dünneren Tabletten oder solche mit größerem Durchmesser und vergleichbarer Dicke zerbrachen. Diese Proben weisen im Bereich der Ho- K_α -Röntgenstrahlung eine Selbstabsorption von etwas mehr als 20 % auf, was noch erträglich ist, und wurden deshalb zur Messung verwendet. Eine Übersicht über die Proben und ihre Aktivierungsparameter findet sich in Tab. 1.

5.2 Linieninhalt

Die genaue Bestimmung des Linieninhaltes der aus der Probe emittierten Ho-Röntgenstrahlung erfordert die Entfaltung der verschiedenen Röntgenmultipletts in diesem Energiebereich (Abb. 12). Der Zerfall des bei der Aktivierung mitproduzierten ^{163}Er ließ sich aufgrund der kürzeren Halbwertszeit von 1.25 h dadurch reduzieren, daß eine

Abklingzeit von $t_w \approx 10$ h eingehalten wurde, bevor die Proben für 3-5 h ausgezählt wurden. Die verbleibende Aktivität wurde mittels des von Jaag (1994) auf ($\pm 7,6\%$) bestimmten Neutroneneinfangquerschnittes von ^{162}Er berechnet, die entsprechende Korrektur war nie größer als 0.5 %.

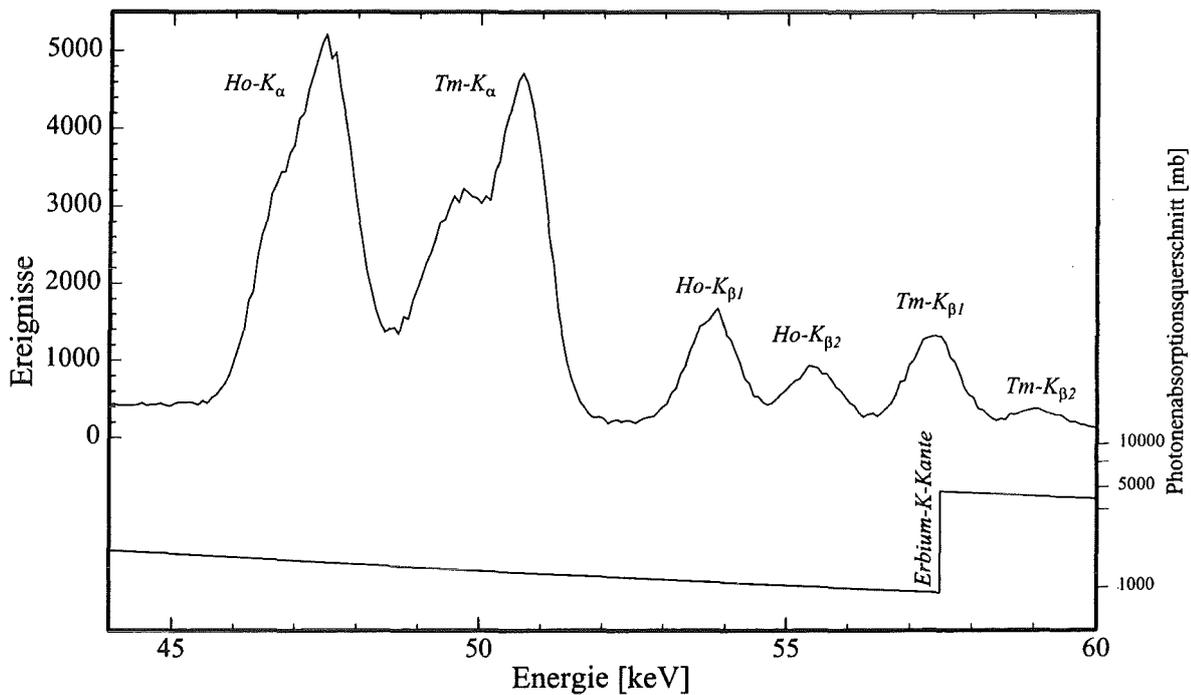


Abbildung 12: Das Röntgenspektrum nach Aktivierung von Probe A. Die Substruktur der K_β -Röntgenlinien, die der Detektor nicht mehr auflösen kann, wurde auch in der Notation vernachlässigt ($K_{\beta 1}$ z.B. ist eigentlich zusammengesetzt aus $K_{\beta 1}$, $K_{\beta 3}$ und $K_{\beta 5}$). Im unteren Teil der Graphik: Der Verlauf des Photonenabsorptionsquerschnittes von Er (Veigele, 1973).

Die Röntgenmultipletts wurden mit dem Programm ANAMU (Jaag, 1993) ausgewertet, das im Vergleich zu dem für die γ -Linien verwendeten kommerziellen Programm SAMPO (Routti und Prussin, 1969) eine bessere Behandlung des komplizierten Röntgenuntergrundes ermöglicht und außerdem die größeren natürlichen Linienbreiten von Röntgenlinien berücksichtigt (Krause und Oliver, 1979).

Da das Programm in der Lage ist, die relativen Intensitäten der Einzellinien zu verwenden, lassen sich mehrere Linien mit einem einzigen freien Parameter berechnen, vorausgesetzt sie stehen in einem bekannten Intensitätsverhältnis zueinander. Die Energien und relativen Röntgenintensitäten sind in Tab. 6 aufgeführt (NUDAT, 1996; Browne und Firestone, 1986). Die absoluten Linienintensitäten der $K_{\alpha 1}$ - und $K_{\alpha 2}$ - Linie wurden für die Auswertung zusammengefaßt (Tab. 7).

Tabelle 6: Übersicht über die beteiligten Röntgenlinien

Linie	Energie [keV]	rel. Intensität	Linie	Energie [keV]	rel. Intensität
¹ Ho-K _{α1}	47.55	100	¹ Ho-K _{α2}	46.70	56.1
² Er-K _{α1}	49.13	100	² Er-K _{α2}	48.22	56.8
² Tm-K _{α1}	50.74	100	² Tm-K _{α2}	49.77	57.4

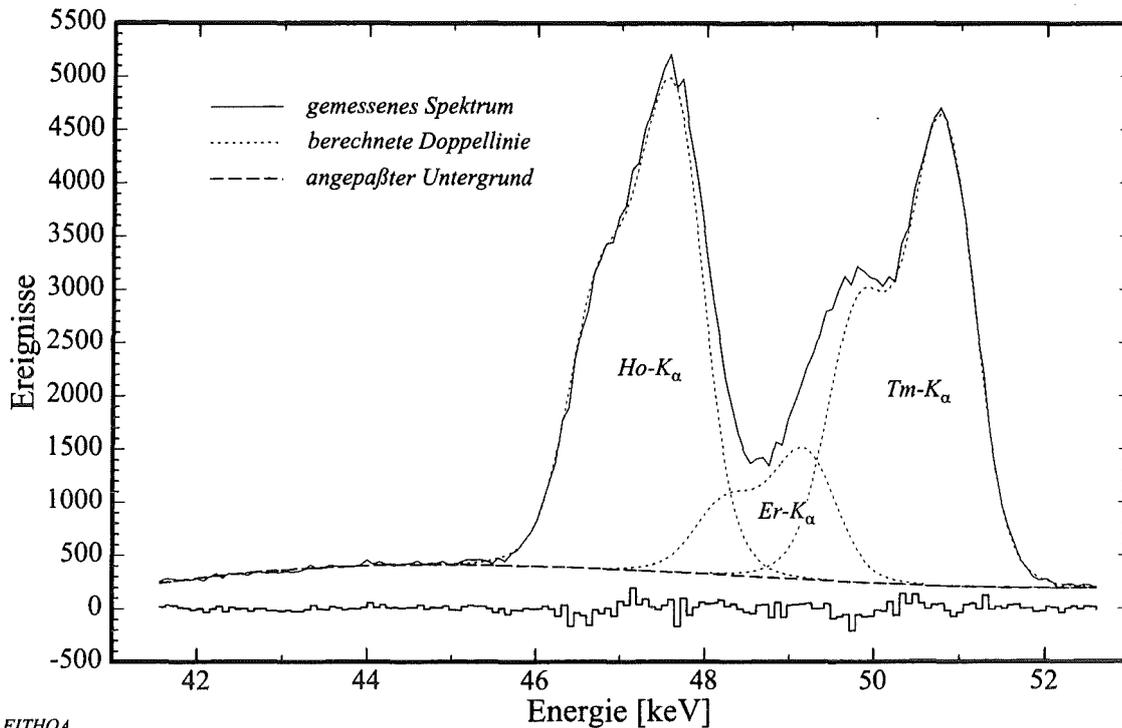
¹: NUDAT (1996)

²: Browne und Firestone (1986)

5.2.1 Röntgenfluoreszenz

Überraschenderweise reichte es nicht aus, in der Analyse die Ho- von den Tm- Röntgenlinien zu trennen, die beim β^- Zerfall der protonenreichen Isotope ¹⁶⁹Er und ¹⁷¹Er entstehen: Im Zwischenbereich um 48 keV und 49 keV gab es grobe Diskrepanzen zwischen den numerischen Berechnungen und dem beobachteten Spektrum. Die beiden Störlinien erwiesen sich als Röntgenfluoreszenzeffekt, verursacht durch die Selbstabsorption in der Probe und die dabei entstehenden Vakanzen in der K-Schale. Die Er-K-Röntgenkante liegt bei 57.49 keV (Browne und Firestone, 1986), der Photonenabsorptionsquerschnitt erhöht sich dort infolge der sprunghaft ansteigenden photoelektrischen Absorption um den Faktor 5 (siehe auch Abb. 12). Unter Berücksichtigung der Er-Röntgenlinien konnten die K_α-Linien dann quantitativ ausgewertet werden (Abb. 13).

Wegen des komplizierten Untergrundes war die Genauigkeit der Analyse besser, wenn die Auswertung auf die K_α-Linien beschränkt wurde, deren Struktur einfacher und deren Linienintensitäten genauer bekannt sind. Als Test wurde zusätzlich eine Berechnung mit 3 freien Parametern für alle 12 Linien (K_α- und K_β-Linien für Ho, Er und Tm, Abb. 14) und eine nur für die K_β-Linien (keine Abbildung) durchgeführt. Die verschiedenen K_β-Linien ähnlicher Energie wurden dazu jeweils zusammengefaßt. Die dabei ermittelten ¹⁶⁴Er Querschnitte stimmten mit den über eine reine K_α-Auswertung gewonnenen Werten gut überein. Aus der Abschwächung der Tm-K_β Linien ($E_{K_{\beta 1}} = 57.51$ keV, $E_{K_{\beta 2}} = 59.1$ keV) läßt sich abschätzen, daß etwa 70 % der Er-K_α-Linien auf die Absorption dieser zwei Tm-Linien zurückzuführen ist.



FITHOA

Abbildung 13: Anpassung (*Fit*) des Röntgenspektrums von Probe A ($\chi^2 = 1.4$, drei freie Parameter, sowie Untergrund aus drei Parametern). Zu sehen sind die berechneten K_{α} -Doppellinien und der Untergrund sowie das gemessene Spektrum. Das Histogramm unter dem Spektrum zeigt die Differenz von gemessenem und berechnetem Spektrum.

5.3 Korrekturen

Die für die Auswertung verwendeten Korrekturen entsprechen der Diskussion in Zusammenhang mit der Messung der ^{170}Er -Querschnitts (Kap. 4.2). Deshalb werden hier nur Effekte aufgeführt, die für den ^{164}Er -Querschnitt spezifisch sind. Die verwendeten Zerfallsparameter finden sich in Tab. 7, für Gold vergleiche Tab. 2.

- Ansprechwahrscheinlichkeit: Die Unsicherheit von ϵ_{γ} muß jetzt sowohl für ^{165}Er als auch für ^{198}Au berücksichtigt werden, da sich die Strahlung in der Energie stark unterscheidet (Abb. 5).
- K_{γ} : Bei Proben mit hoher Selbstabsorption bestimmt sich diese für eine ebene, homogene Probe der Masse m , Fläche F und Dicke D und bei ausreichendem Abstand zum Detektor zu:

$$K_{\gamma} = \int_0^D e^{-\mu x} \frac{dx}{D} = \frac{1 - e^{-\mu D}}{\mu D}$$

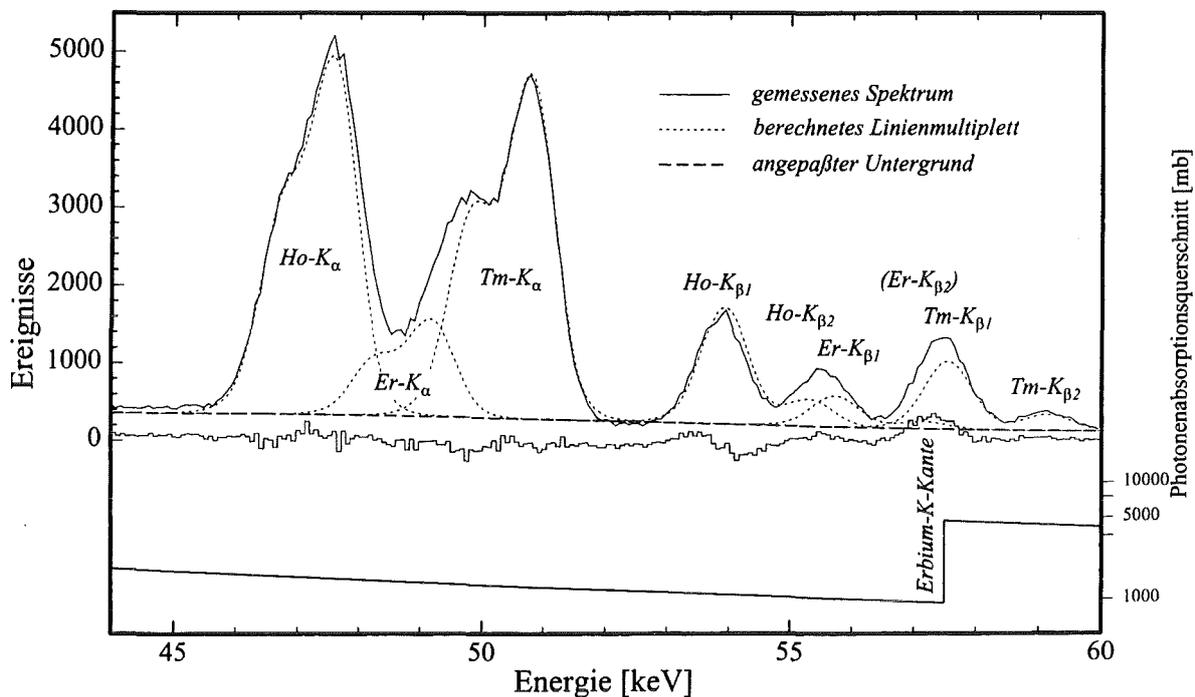


Abbildung 14: Die Anpassung aller zwölf Röntgenlinien von Probe A mit 3 freien Parametern ($\chi^2 = 8$). Die auffallend schlechte Übereinstimmung bei $Tm-K_{\beta_1}$ erklärt sich daraus, daß das Programm den Intensitätssprung an der Erbium-K-Kante nicht verarbeiten kann: Der Übergang $K-M_2$ (K_{β_3}) liegt 18.5 eV links der Er-K-Kante, der Übergang $K-M_3$ (K_{β_1}) 19.5 eV rechts von der Kante (Browne and Firestone, 1986).

mit $\mu D = \left(\frac{\mu}{\rho}\right) \left(\frac{m}{F}\right)$. (Die Näherung $K_{\gamma} = 1 - \frac{1}{2} \mu D$ aus Kap. 4.2.2 folgt durch Entwickeln dieser Formel). Der Absorptionskoeffizient $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)$ von Er_2O_3 berechnet sich zu $4.87 \frac{cm^2}{g} \pm 10\%$ (Veigle, 1973). Für die drei verwendeten Proben ist $K_x \approx 0.78$, der entsprechende relative Fehler beträgt für jede der Proben 2.5%.

- Der Kaskadensummationsfaktor für die K_{α} -Linie durch koinzidente Röntgenstrahlung ist minimal, da die Röntgenfluoreszenzausbeute der zugehörigen Atomschalen recht klein ist (Bambynek *et al.*, 1972) und die entsprechende Strahlung wegen ihrer niedrigen Energien von unter 10 keV in der Luft und im Be-Fenster stark absorbiert wird. Die Korrektur wurde berechnet zu 0.9975.
- Die Zeitfaktoren f_b , f_w und f_m bestimmen sich wie in Kap. 4.2.5, ihre Fehler sind durchweg vernachlässigbar.

Tabelle 7: Zerfallsparameter von ^{165}Er mit relativen Fehlern

Halbwertszeit:	10.36 h	$\pm 0.3\%$	(Peker, 1987)
Linienintensität: K_{α_1}	38.32 %	$\pm 0.4\%$	(NUDAT, 1996)
Linienintensität: K_{α_2}	21.50 %	$\pm 0.4\%$	(NUDAT, 1996)
Summe $K_{\alpha_1} + K_{\alpha_2}$:	59.82 %	$\pm 0.4\%$	(NUDAT, 1996)

Tabelle 8: Übersicht über die systematischen Fehler

Isotopenzusammensetzung von ^{164}Er	1.3 %
Detektor-Effizienz für ^{165}Er	2.0 %
Linienintensität für ^{165}Er	0.4 %
Detektor-Effizienz für ^{198}Au	2.0 %
Goldquerschnitt	1.5 %
totaler systematischer Fehler	3.5 %

- Die Zählraten am Detektor lagen in der Größenordnung 100/s, die Totzeitkorrektur betrug durchweg wenige Promille; Korrekturen für *pile up* konnten vernachlässigt werden.
- Der natürliche Isotopenanteil von ^{164}Er beträgt 1.6 % mit einem relativen Fehler von $\pm 1.3\%$ (De Laeter *et al.*, 1991).

Eine Übersicht über die systematischen Fehler, die sich zu einer Unsicherheit von 3.5 % addieren, gibt Tab. 8. Der Fehler aus der Differenz der Goldaktivitäten ist ebenso wie der Fehler aus der Selbstabsorptionskorrektur mit der Probendicke bzw. der Massenbelegung korreliert. Diese Korrelation ist nicht absolut, was durch die Probenpräparation bedingt ist, denn wegen der Empfindlichkeit der Er_2O_3 -Tabletten konnten die aufgelegten Folienschichten nur äußerst vorsichtig angedrückt und glattgestrichen werden, so daß kleinere Abstandsänderungen und damit Variationen in der Aktivitätsdifferenz zu erwarten sind. Der Unterschied der Aktivitäten bei $\sim 0.3\text{ mm}$ Tablettendicke erreicht die Größenordnung 10 %, so daß auch kleine Schwankungen z.B. in der Klebstoffmenge beim Aufkleben der Goldfolie eine merkliche Streuung der Aktivitätsdifferenzen

Tabelle 9: Ergebnisse der Einzelmessungen: Einfangquerschnitt und variable Fehleranteile

Probe Nr.	σ	Korrelierter Fehler ¹	statistischer Fehler	kombinierter Fehler
A	1093 mb	4.4 %	0.7 %	48.6 mb
B	1113 mb	3.7 %	0.7 %	41.9 mb
C	1048 mb	4.5 %	0.7 %	47.8 mb
3	976.1 mb	7.6 %	0.8 %	74.2 mb

¹Zusammengesetzt aus dem Fehler für die Mittelung der Au-Aktivität und dem Fehler der Selbstabsorptionskorrektur. Bei Probe Nr. 3 kommt noch ein systematischer Fehler von 1 % durch die Korrektur für die ¹⁶³Er-Aktivität hinzu.

hervorrufen. Für alle 10 Proben ergibt sich der Korrelationskoeffizient zwischen der Massenbelegung (als Maß für die Dicke) und der Aktivitätsdifferenz zu $r = 0.6$. Während die Selbstabsorption für die Bestimmung des ¹⁷⁰Er-Querschnittes (voriges Kapitel) vernachlässigbar war, mußte diese Korrelation jetzt eingerechnet werden.

5.4 Ergebnisse

Die Spektren der Meßreihe zur Bestimmung von σ_{170Er} konnten nicht in die Auswertung einbezogen werden, da selbst die dünnsten dieser Proben eine sehr hohe Selbstabsorption aufweisen. Außerdem wurden diese Proben ohne Abklingzeit ausgezählt, so daß der Zerfall von ¹⁶³Er den systematischen Fehler noch vergrößert hätte. Versuchsweise wurde jedoch auch für Probe Nr. 3 die Auswertung bezüglich des ¹⁶⁴Er-Querschnittes durchgeführt, da diese Probe eine ganze Nacht (11 h) lang ausgezählt worden war, was die ¹⁶²Er-Korrektur erleichtert. Da sich Probe Nr. 3 in Durchmesser und Materialherkunft von den Proben A-C unterscheidet (Tab. 1) lassen sich diese Resultate zusätzlich absichern. Deshalb wurde dieses Ergebnis in die Mittelwertbildung einbezogen.

Der statistische Fehler der Linien lag dank ausreichender Zählraten unter 1 % und wurde wieder mit dem Wägefehler zusammengefaßt. Der Fehler aus der Differenz der Goldaktivitäten und der damit korrelierte Fehler der Selbstabsorption wurden ebenfalls zur Berechnung des gewichteten Mittelwerts verwendet, die Fehler sind in Tab. 9 zusammengestellt.

Man findet somit einen experimentellen Einfangquerschnitt von:

$$\sigma_{exp} = 1075 \text{ mb } (\pm 4.2 \%)$$

5.4.1 Berechnung des stellaren Einfangquerschnitts

Anders als für ^{170}Er , vergl. Kap. 4.3.2, stehen für ^{164}Er keine differentiellen Einfangquerschnitte zu Verfügung. Deshalb wurde für die Umrechnung auf ein ideales Maxwellspektrum von 25 keV davon ausgegangen, daß der Querschnittsverlauf von Gold und ^{164}Er im wesentlichen gleich ist, so daß der stellare Goldquerschnitt von $648 \text{ mb } \pm 1.5 \%$ (anstelle der 586 mb für das experimentelle Spektrum) verwendet werden kann (Ratynski und Käppeler, 1988).

Für die Extrapolation von 25 keV nach 30 keV wurde die theoretisch berechnete Energieabhängigkeit der Näherungsfunktion für $\langle \sigma v \rangle$ verwendet (Holmes *et al.*, 1976). Insgesamt wird für die Skalierung ein systematischer Fehler von 2 % veranschlagt, was auf einen Gesamtfehler von 4.7 % führt.

Als Endresultat ergibt sich damit für den stellaren (n, γ) Querschnitt von ^{164}Er :

$$\left. \frac{\langle \sigma v \rangle}{v_T} \right|_{30 \text{ keV}} = 1084 \pm 51 \text{ mb}$$

5.4.2 Vergleich mit anderen Arbeiten

Der gemessene Neutroneneinfangquerschnitt stimmt gut mit den theoretischen Arbeiten überein (Holmes *et al.*, 1976; Harris, 1981), unterscheidet sich jedoch deutlich von dem einzigen anderen experimentellen Wert (Beer *et al.*, 1984). Die Ursache für diese Diskrepanz von fast 400 mb konnte nicht gänzlich geklärt werden. Nach Beer (1996) waren allerdings die damals verwendeten Röntgenintensitäten etwa 25 % höher, wodurch sich der Unterschied der beiden Messungen auf etwa 200 mb reduziert. Damals wurde nur eine einzige Messung (an metallischem Erbium) unternommen, während in der jetzigen Arbeit eine Reihe von Messungen durchgeführt wurde. Ein wichtiger Vorteil dieser Arbeit besteht ferner darin, daß ein besseres Auswerteprogramm zur Verfügung stand, mit dem die gemessenen Röntgenlinien sauber angepaßt werden konnten. Da außerdem mit den gleichen Proben der Einfangquerschnitt von ^{170}Er gut reproduziert wurde, (Kap. 4.3, Tab. 4) und dieser mit anderen Arbeiten (Shorin *et al.*, 1974; Kononov *et al.*, 1978) gut übereinstimmt, ist es wenig wahrscheinlich, daß systematische Fehler unerkannt geblieben sein könnten.

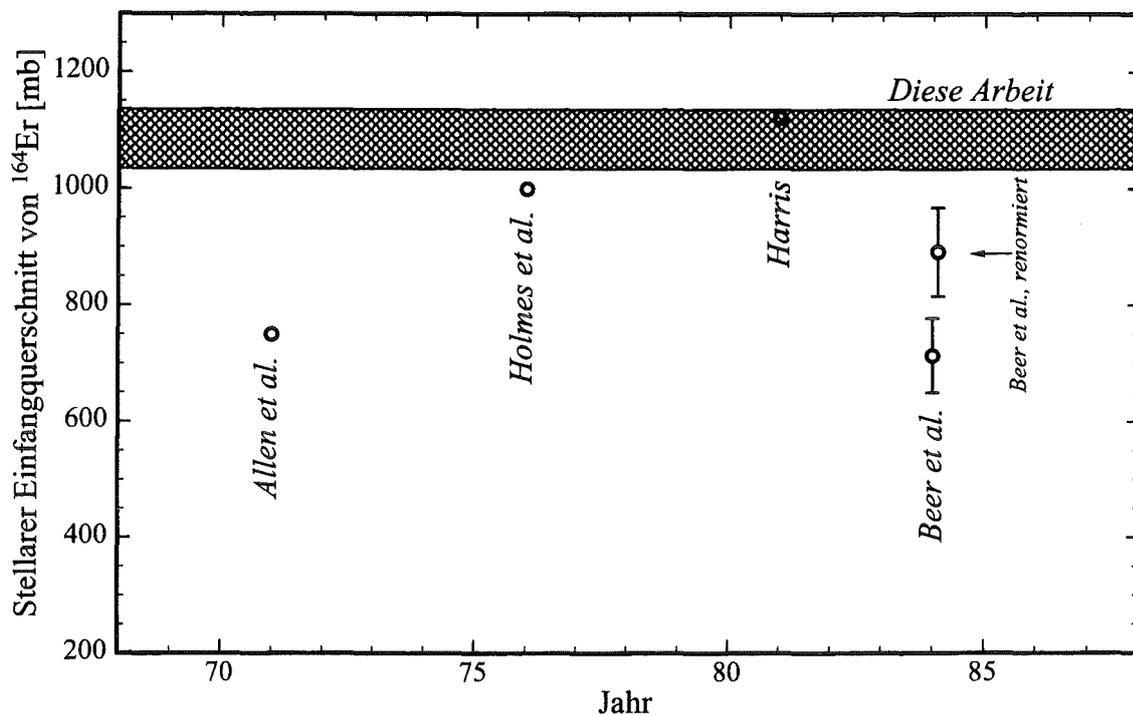


Abbildung 15: Vergleich mit anderen Arbeiten

5.4.3 Systematik der geraden Er-Isotope

Mit den Ergebnissen dieser Arbeit für ^{164}Er und ^{170}Er sowie mit dem Wert von Jaag (1994) ergibt sich eine deutliche verbesserte Querschnittssystematik für die geraden Erbiumisotope in Abhängigkeit von der Massenzahl. Der Vergleich mit theoretischen Rechnungen von Holmes *et al.* (1976) und Harris (1981) in Abb. 16 zeigt, daß das statistische Modell in diesem Bereich eine gute Näherung darstellt. Dagegen stützen sich die Rechnungen von Rayet (1995) zu sehr auf den früheren ^{164}Er -Querschnitt von Beer *et al.* (1984), so daß die Extrapolation in den für den p-Prozeß wichtigen Bereich der neutronenarmen Isotope deutlich zu kleine Werte liefert. Dies unterstreicht die Bedeutung einer experimentellen Absicherung der Parametrisierung solcher Rechnungen.

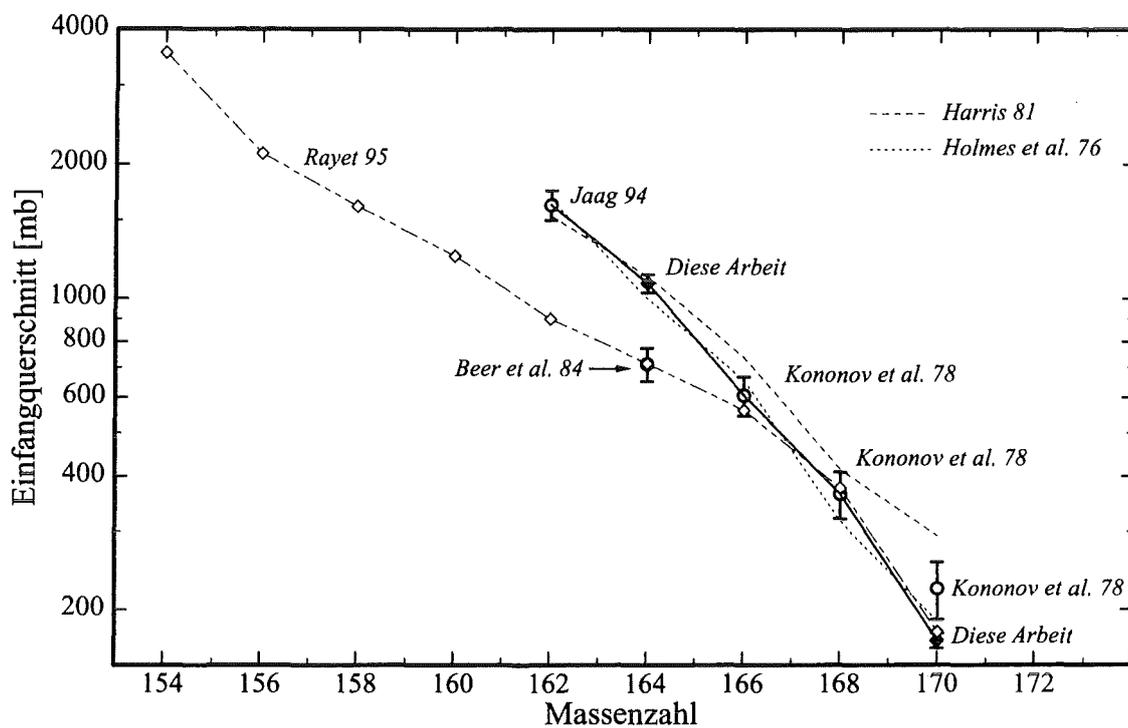


Abbildung 16: Vergleich von Meßergebnissen und theoretischen Arbeiten für die Erbiumisotope mit gerader Nukleonenzahl. Die Abnahme des Querschnitts mit zunehmender Massenzahl wird von Harris (1981) und Holmes *et al.* (1976) bemerkenswert genau beschrieben. Dagegen führt der von Rayet (1995) unter Verwendung des experimentellen Werts von Beer *et al.* (1984) berechnete Verlauf zu einer unrealistischen Extrapolation für den p-Prozeß.

Kapitel 6

Astrophysikalische Betrachtungen

6.1 Der klassische s-Prozeß

Die Änderung der Isotopenhäufigkeiten N_s im s-Prozeß wird allgemein beschrieben durch einen Satz gekoppelter Differentialgleichungen:

$$\frac{dN_s(A)}{dt} = \lambda_n(A-1) N_s(A-1) - [\lambda_n(A) + \lambda_\beta(A)] N_s(A)$$

Die Neutroneneinfangrate $\lambda_n = \Phi \sigma$ hängt vom stellaren Neutroneneinfangquerschnitt σ und über den Neutronenfluß $\Phi = n_n v_T$ von der Neutronendichte n_n und der wahrscheinlichsten thermischen Geschwindigkeit $v_T = \sqrt{2 k T / \mu}$ ab. Sie ist damit abhängig von Temperatur und Neutronendichte. λ_β ist die β -Zerfallsrate.

Zur Vereinfachung wird nun im *klassischen* s-Prozeß-Modell die Temperatur und Neutronendichte als konstant angenommen. Weiterhin werden langlebige ($\lambda_n \gg \lambda_\beta$) Isotope als stabil angesehen, im Falle kurzlebiger Isotope wird die s-Prozeßkette mit dem Tochterkern fortgesetzt. Damit läßt sich (bis auf wenige Ausnahmen mit $\lambda_n \approx \lambda_\beta$, wo der s-Prozeß sich verzweigt) über den zeitintegrierten Neutronenfluß $\tau = \int \Phi dt$ die Gleichung umformen zu

$$\frac{dN_s(A)}{d\tau} = \sigma(A-1) N_s(A-1) - \sigma(A) N_s(A)$$

Das Gleichungssystem wird zeitunabhängig und damit analytisch lösbar.

Für den Grenzfall ausreichend langer Bestrahlungsdauern entwickelt sich dann ein Gleichgewicht ($\frac{dA}{d\tau} = 0$), es gilt die lokale Näherung:

$$\sigma(A-1) N_s(A-1) = \sigma(A) N_s(A)$$

Dieser phänomenologische Ansatz zur Beschreibung der Nukleosynthese im s-Prozeß geht zurück auf Burbidge *et al.* (1957) und ist von den Eingangsdaten spezieller Sternmodelle unabhängig. Er ist in der Lage, die beobachteten solaren Isotopenhäufigkeiten (die als repräsentativ angesehen werden) gut wiederzugeben, wenn man nicht ein einziges τ , sondern eine exponentielle Verteilung von Neutronenbestrahlungen annimmt:

$$\rho(\tau) = \frac{b N_{56}}{\tau_0} e^{-\tau/\tau_0}$$

Ausgehend von einer Saat aus Eisenkernen, einem Bruchteil b der gesamten Eisenhäufigkeit, werden die schwereren Kerne so Schritt für Schritt aufgebaut (dabei sind τ_0 und b die einzigen freien Parameter). Die analytische Lösung des Gleichungssystems ergibt sich dann zu:

$$\sigma(A) N_s(A) = \frac{b N_{56}}{\tau_0} \prod_{i=56}^A \left(1 + \frac{1}{\sigma_i \tau_0}\right)^{-1}$$

Diese Gleichung läßt sich auch rekursiv formulieren:

$$(\sigma N_s)^{(A}Z) = (\sigma N_s)^{(A-1}Z) \zeta^{(A}Z) .$$

Der Propagator bei stabilem Ausgangskern und Folgekern ist:

$$\zeta^{(A}Z) = \left[1 + \frac{1}{\sigma^{(A}Z) \tau_0}\right]^{-1}$$

Diese Lösung wurde im Hinblick auf die Analyse von s-Prozeß-Verzweigungen (Abb. 17) erweitert (Ward *et al.*, 1976).

Berücksichtigt man das Verzweigungsverhältnis

$$f = \frac{\lambda_\beta}{\lambda_\beta + \lambda_n}$$

so ergibt sich

$$(\sigma N_s)^{(A+1}(Z+1)) = \frac{f}{1-f} (\sigma N_s)^{(A+1}Z) \zeta^{(A+1}(Z+1)) .$$

Für das instabile Nuklid ändert sich der Propagator:

$$(\sigma N_s)^{(A+1}Z) = (\sigma N_s)^{(A}Z) \xi^{(A+1}Z)$$

in

$$\xi^{(A}Z) = \left[\frac{1}{1-f} + \frac{1}{\tau_0 \sigma^{(A}Z)}\right]^{-1}$$

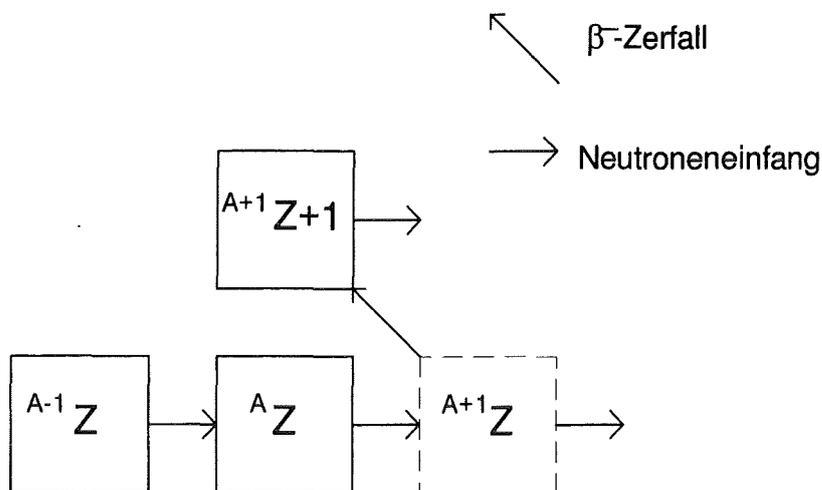


Abbildung 17: Schema einer Verzweigung

(Käppeler *et al.*, 1990). Mit dem klassischen s-Prozeß-Modell ist es nun möglich, ausgehend von einem reinen s-Kern (dessen Häufigkeit zur Normierung verwendet wird) die Elementsynthese der nachfolgenden Kerne zu berechnen. Eine solche Analyse im Bereich der s-Prozeß-Hauptkomponente wurde für die Verzweigung bei ^{163}Dy (Abb. 1) bereits von Jaag (1994) durchgeführt und nun mit dem verbesserten ^{164}Er -Querschnitt wiederholt. Ausgangspunkt war der reine s-Kern ^{160}Dy , Eingabedaten waren die solaren Häufigkeiten der entsprechenden Isotope (Anders und Grevesse, 1989), von denen die p-Prozeß-Anteile noch abgezogen werden mußten (eine Korrektur von 6 %, die durch Interpolation aus benachbarten reinen p-Kernen berechnet wurde). Ermittelt werden die beiden Parameter Temperatur und Neutronendichte, mit denen sich für eine vorgegebene Elektronendichte die empirischen σN_s -Werte reproduzieren lassen. Weitere Eingabedaten waren die entsprechenden stellaren Einfangquerschnitte, entnommen aus Bao und Käppeler (1987), Jaag (1994) und dieser Arbeit sowie die Halbwertszeiten der instabilen Isotope in Abhängigkeit von der stellaren Temperatur und Elektronendichte (Takahashi und Yokoi, 1987). Die astrophysikalischen Parameter für das stellare Plasma in der Hauptkomponente des s-Prozesses sind (Toukan *et al.*, 1995; Wisshak *et al.*, 1995):

$$n_n = (4.1 \pm 0.6) \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$$

$$kT = 30 \pm 3 \text{ keV}$$

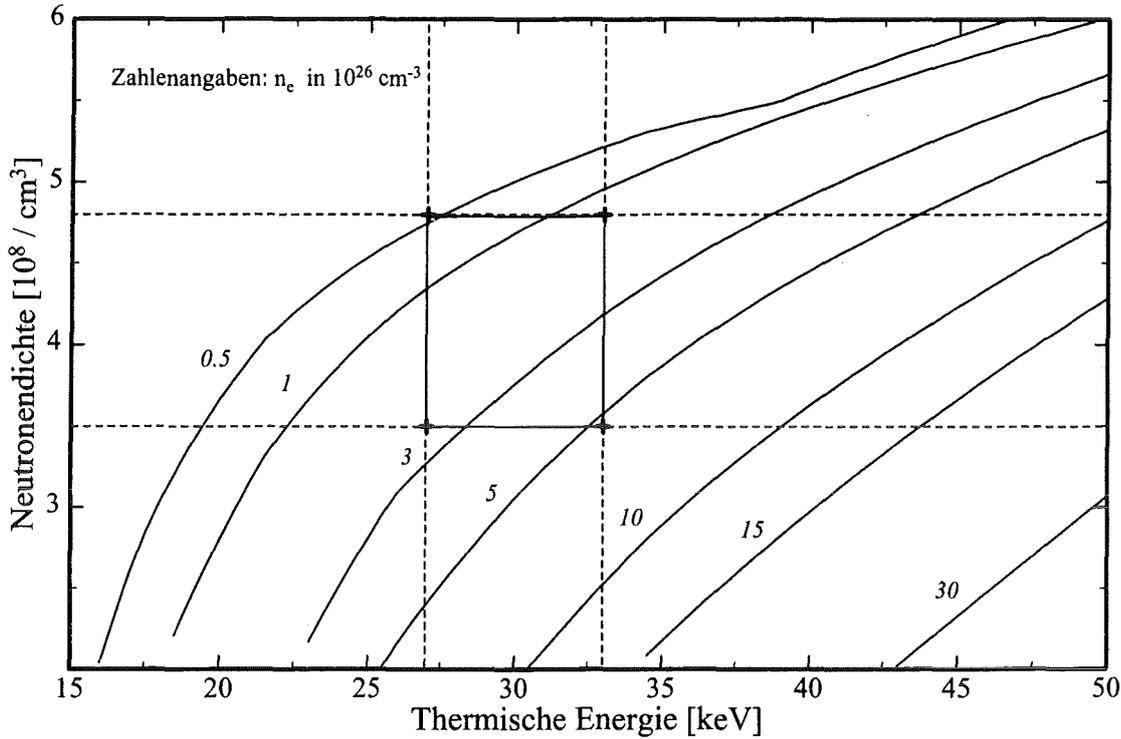


Abbildung 18: Ergebnis der Berechnungen nach dem klassischen Modell, die Kurvenschar entspricht verschiedenen Elektronendichten. Die Linien bezeichnen den Temperatur- und Neutronendichtebereich, in dem der s-Prozeß stattfindet.

$$\tau_0 = 0.303 \pm 0.01 \sqrt{kT/30 \text{ keV}} \text{ mb}^{-1}$$

Das Ergebnis ist in Abb. 18 aufgetragen. Die resultierende Elektronendichte ist mit $(1 - 5) \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-3}$ deutlich niedriger als das Ergebnis von Jaag (1994) mit $(10 - 30) \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-3}$ und liegt in einem mit den Bedingungen für das stellare He-Brennen kaum noch vereinbaren Bereich. Das derzeit favorisierte LMS-Modell, das den s-Prozeß der Hauptkomponente in Sternen von 1-3 Sonnenmassen behandelt, geht z.B. von einer Elektronendichte $n_e \approx 10^{27} \text{ cm}^{-3}$ aus. Die Ursache für diese Diskrepanz dürfte im statischen Charakter des klassischen Modells liegen, das einen gleichmäßigen Neutronenfluß voraussetzt. Um die vorgegebenen σN_s -Werte zu erreichen, muß, da sich ^{164}Er aufgrund seines hohen Einfangquerschnitts schnell abbaut, ein großer Anteil des s-Prozeß-Massenflusses über den β^- -Zerfall von ^{163}Dy zu ^{164}Er geleitet werden. Da die β^- Zerfallsrate des ^{163}Dy aber mit steigender Elektronendichte stark abfällt, muß n_e in dem vorgegebenen Temperaturintervall sehr klein bleiben. In einem dynamischen Modell (nächster Abschnitt) ist dies anders.

6.2 Der s-Prozeß im Sternmodell

Der stellare Prozeß findet während des He-Brennens statt, wenn der Zentralbereich des Sterns nur noch aus Kohlenstoff und Sauerstoff besteht. Die Energieerzeugung erfolgt durch abwechselndes H- und He-Brennen in einer vergleichsweise dünnen Zone am Grund der unter diesen Bedingungen voll konvektiven Hülle. Im Verlauf der He-Brennphasen kommt es durch (α, n) -Reaktionen an ^{13}C und ^{22}Ne zur Produktion von Neutronen und damit zum s-Prozeß. Da die Temperatur beim He-Brennen allmählich ansteigt, sind die beiden Neutronenquellen wegen ihrer unterschiedlichen Coulombbarrieren zeitlich getrennt. Die $^{13}\text{C}(\alpha, n)$ -Reaktion läuft bei thermischen Energien von $kT = 12\text{ keV}$ ab, wogegen die $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)$ -Quelle erst aktiviert wird, wenn gegen Ende der He-Brennphase thermische Energien von $kT = 26\text{ keV}$ erreicht werden (Gallino *et al.*, 1988; Käppeler *et al.*, 1990).

Ausgehend von den stellaren Profilen von Temperatur, Neutronendichte und Elektrodendichte berechnet das Programm NETZ (Jaag, 1991) mit Hilfe der stellaren (n, γ) -Querschnitte und der entsprechenden β -Zerfallsraten den Reaktionspfad des s-Prozesses und die resultierenden Häufigkeiten. Für den Vergleich mit den solaren Werten sind dabei lediglich die Häufigkeiten am Ende des He-Brennens von Bedeutung, da erst zu diesem Zeitpunkt eine Mischung von Material in die konvektive Hülle möglich wird, von wo der Transport an die Oberfläche und -mittels Sternwind- ins interstellare Medium erfolgt.

Betrachtet man die s-Häufigkeiten während des He-Brennens, so findet man, daß während der $^{13}\text{C}(\alpha, n)$ -Episode noch kein ^{164}Er erzeugt wird, da zu diesem Zeitpunkt die Temperatur noch nicht zu einer vollständigen Ionisierung von ^{163}Dy ausreicht. Damit bleibt der Zerfall in unbesetzte, gebundene Zustände stark unterdrückt, was zur Folge hat, daß die Verzweigung an ^{163}Dy und damit die Entstehung von ^{164}Er praktisch entfällt. Erst wenn die Temperatur für die $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)$ -Reaktion ausreicht, steigt die Zerfallsrate von ^{163}Dy so stark an, daß sich eine signifikante Verzweigung entwickeln kann. Damit ist die resultierende ^{164}Er -Häufigkeit ausschließlich durch die Situation während des ^{22}Ne -Pulses festgelegt, so daß eine derzeit diskutierte Revision der $^{13}\text{C}(\alpha, n)$ -Pulses (Straniero *et al.*, 1995) sich auf dieses Problem nicht auswirkt.

Das Ergebnis der Rechnung ist in Abb. 19 als das Verhältnis der berechneten s-Häufigkeiten zu den solaren Werten dargestellt. Man findet, daß die als schwarze Kreise dargestellten reinen s-Kerne nahezu gleiche Überhäufigkeiten zeigen, während der

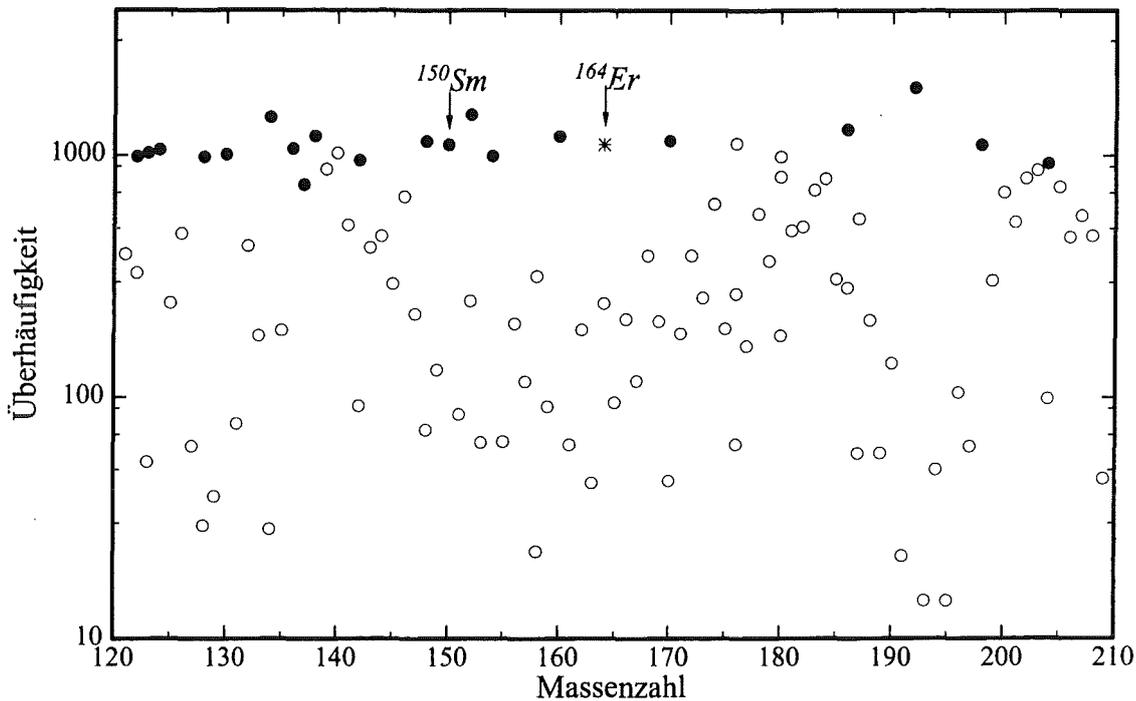


Abbildung 19: Überhäufigkeiten im stellaren Modell. Die dunkel gezeichneten Isotope sind die reinen s-Kerne, die Überhäufigkeit von ^{164}Er liegt Bereich dieser Kerne. Die hell eingezeichneten Kerne erhalten Beiträge durch die anderen Nukleosyntheseprozesse und werden deshalb im stellaren Modell nicht mit ihren solaren Häufigkeiten produziert.

s-Anteil der übrigen Isotope geringer ist, entsprechend der Beiträge aus anderen Syntheseprozessen.

Offensichtlich stimmt die mit dem neuen (n,γ) -Querschnitt berechnete ^{164}Er -Häufigkeit sehr gut mit der mittleren Überhäufigkeit der reinen s-Kerne überein, vor allem mit dem gut bekannten Normierungswert von ^{150}Er (Wisshak *et al.*, 1993).

Man kann also davon ausgehen, daß die Verzweigung beim ^{163}Dy im Sternmodell richtig beschrieben wird. Dies ist eine Folge der realistischeren Beschreibung des Profils für die Neutronendichte, $n_n(t)$, das im Gegensatz zur klassischen Annahme den Abfall am Ende des He-Brennens besser wiedergibt.

Kapitel 7

Rück- und Ausblick

Die stellaren Einfangquerschnitte der Isotope ^{164}Er und ^{170}Er konnten mit erheblich verbesserter Genauigkeit gemessen werden.

Diese Daten eröffnen, zusammen mit dem Querschnitt des ^{162}Er (Jaag, 1994) den Weg zu einer sinnvollen Extrapolation der Einfangquerschnitte in den Bereich der instabilen Erbium-Isotope und leisten somit einen Beitrag zur weiteren Analyse der bisher schlecht verstandenen r- und p-Prozesse.

Der ^{164}Er -Querschnitt wurde deutlich nach oben korrigiert, was für die astrophysikalische Auswertung der s-Prozeß-Verzweigung bei ^{163}Dy bedeutsam ist. Es zeigte sich, daß der klassische s-Prozeß bei der Analyse dieser Verzweigung an die Grenzen seiner Gültigkeit stößt. Mit einem dynamischen Sternmodell ließ sich die Verzweigung deutlich besser simulieren. Die weitere Untersuchung dieser Verzweigung mittels verfeinerter und aktualisierter Modelle könnte daher genaueren Aufschluß über den s-Prozeß in diesem Bereich bringen und einen Wert für die Elektronendichte am Ort des s-Prozesses liefern.

Literaturverzeichnis

- Allen, B. J., Gibbons, J. H. und Macklin, R. L. 1971, *Adv. Nucl. Phys.*, **4**, 205
- Anders, E. und Grevesse, N. 1989, *Geochim. Cosmochim. Acta*, **53**, 197
- Bambynek, W., Crasemann, B., Fink, R. W., Freund, H.-U., Mark, H., Swift, C. D., Price, R. E. und Rao, P. V. 1972, *Rev. Mod. Phys.*, **44**, 716
- Bambynek, W., Behrens, H., Chen, M. H., Crasemann, B., Fitzpatrick, M. L., Ledingham, K. W. D., Genz, H., Mutterer, M. und Intemann, R. L. 1977, *Rev. Mod. Phys.*, **49**, 77, 961
- Bao, Z. Y. und Käppeler, F. 1987, *Atomic Data Nucl. Data Tables*, **36**, 411
- Beer, H. 1996, private Mitteilungen
- Beer, H., Walter, G. und Macklin, R. L. *Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics*, ed. S. Raman (New York: AIP, 1984), 778
- Browne, E. und Firestone, R. B. *Table of Radioactive Isotopes* (New York: Wiley, 1986)
- Burbidge, G. E., Burbidge, E. M., Fowler, W. A. und Hoyle, F. 1957, *Rev. Mod. Phys.*, **29**, 547
- Chunmei, Z. 1995, *Nucl. Data Sheets*, **74**, 259
- De Laeter, J. R., Heumann, K. G. und Rosman, K. J. R. 1991, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **20**, 1327
- Debertin, K. und Helmer, R. G. *Gamma- and X-Ray Spectrometry with Semiconductor Detectors* (Amsterdam: Elsevier edn. North-Holland, 1988)
- Gallino, R., Busso, M., Picchio, G., Raiteri, C. M. und Renzini, A. 1988, *Ap. J.*, **334**, L45

- Gmelin, L. *Handbuch der anorganischen Chemie, Band 39 Teil C1 und C2* (Berlin: Springer, 1974)
- Guber, K. 1993, Dissertation, Universität Karlsruhe
- Harris, M. J. 1981, *Astrophys. Space Science*, **77**, 357
- Holmes, J. A., Woosley, S. E., Fowler, W. A. und Zimmerman, B. A. 1976, *Atomic Data and Nucl. Data Tables*, **18**, 305
- Jaag, S. 1991, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Die Programme NETZ und BASTEL
- Jaag, S., 1993, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Das Programm ANAMU
- Jaag, S. 1994, Dissertation, Universität Karlsruhe
- Jung, M., Bosch, F., Beckert, K., Eickhoff, H., Folger, H., Franzke, B., Gruber, A., Kienle, P., Klepper, O., Koenig, W., Kozhuharov, C., Mann, R., Moshhammer, R., Nolden, F., Schaaf, U., Soff, G., Spädtke, P., Steck, M., Stöhlker, Th. und Sümmerer, K. 1992, *Phys. Rev. Letters*, **69**, 2164
- Käppeler, F., Beer, H. und Wisshak, K. 1989, *Rep. Prog. Phys.*, **52**, 945
- Käppeler, F., Gallino, R., Busso, M., Picchio, G. und Raiteri, C. M. 1990, *Ap. J.*, **354**, 630
- Kazakov, L., 1995 private Mitteilungen
- Kononov, V. N., Yurlov, B. D., Poletaev, E. D. und Timokhov, V. M. 1978, *Yad. Fiz.*, **27**, 10
- Krause, M. O. und Oliver, J. H. 1979, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **8**, 329
- Macklin, R. L. 1982, persönliche Mitteilungen
- Mettler-Toledo, Firma. *Wägebibel* (Greifensee: Firma Mettler-Toledo 1993)
- NUDAT 1996 *Nuclear Data Files*. Telnetzugang: bnlnd2.dne.bul.gov: Brookhaven National Lab.
- Peker, L. K. 1987, *Nucl. Data Sheets*, **50**, 137
- Ratynski, W. und Käppeler, F. 1988, *Phys. Rev. C*, **37**, 595

- Rayet, M. 1995, private Mitteilung
- Reus, U. und Westmeier, W. 1983, Atomic Data Nucl. Data Tables, **29**, 1
- Rösl, F., Fries, H. M., Alder, K. und Pauli, H. C. 1978, Atomic Data Nucl. Data Tables, **21**, 291
- Routti, J. T. und Prussin, S. G. 1969, Nucl. Instr. Meth., **72**, 125
- Shirley, V. S. 1984, Nucl. Data Sheets, **43**, 127
- Shorin, V. S., Kononov, V. N. und Poletaev, E. D. 1974, Yad. Fiz., **19**, 5
- Stoll, H. 1993, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe
- Storm, E. und Israel, H. 1970, Nucl. Data Tables A, **7**, 565
- Straniero, O., Gallino, R., Busso, M., Chieffi, A., Raiteri, C. M., Limongi, M. und Salaris, M. 1995, Ap. J., **440**, L85
- Stupegia, D. C., Schmidt, M., Keedy, C. R. und Madson, A. A. 1968, J. Nucl. Energy, **22**, 267
- Takahashi, K. und Yokoi, K. 1983, Nucl. Phys. A, **404**, 578
- Takahashi, K. und Yokoi, K. 1987, Atomic Data Nucl. Data Tables, **36**, 375
- Theis, C. 1995, Dissertation, Universität Heidelberg
- Toukan, K. A., Debus, K., Käppeler, F., und Reffo, G. 1995, Phys. Rev. C, **51**, 1540
- Veigle, W. M. J. 1973, Atomic Data Tables, **5**, 51
- Ward, R. A., Newman, M. J. und Clayton, D. D. 1976, Ap. J. Suppl., **31**, 33
- Wisshak, K., Guber, K., Voss, F., Käppeler, F. und Reffo, G. 1993, Phys. Rev. C, **48**, 1401
- Wisshak, K., Voss, F., Käppeler, F., Guber, K., Kazakov, L., Kornilov, N., Uhl, M. und Reffo, G. 1995, Phys. Rev. C, **52**, 2762