

KFK-352

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM  
KARLSRUHE**

August 1965

KFK 352

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

26 Gruppen-Wirkungsquerschnitte  
für Europium, Samarium, Gadolinium und Hafnium

J. J. Schmidt, I. Siep



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE



August 1965

K F K 352

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

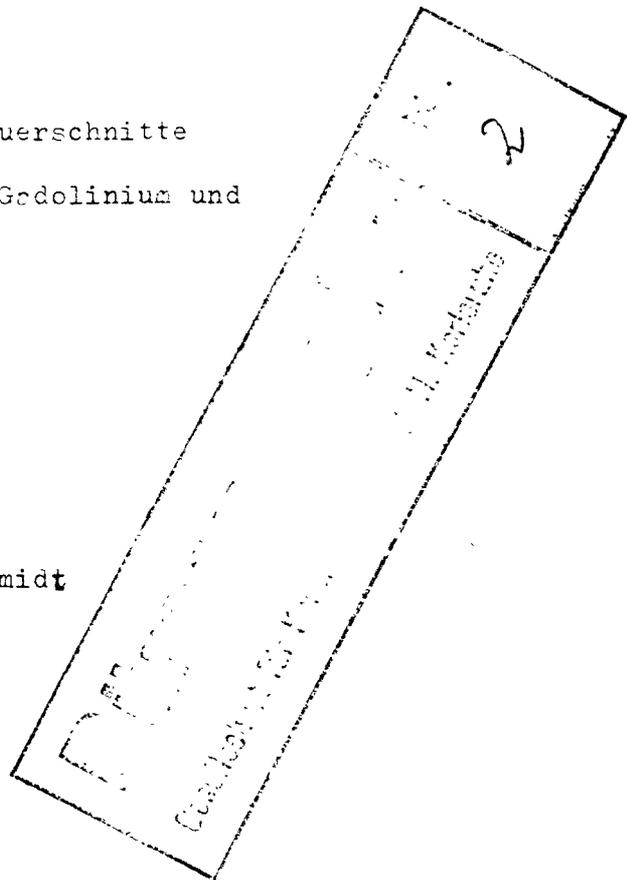
26 Gruppen-Wirkungsquerschnitte  
für Europium, Samarium, Gadolinium und  
Hafnium

von

Josef Johannes Schmidt

und

Irmgard Siep



Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe

Diese Arbeit wurde im Rahmen der Kooperation zwischen der Europäischen Atomgemeinschaft und der Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe, auf dem Gebiet der schnellen Reaktoren durchgeführt.



## Inhalt

### Zusammenfassung

1. Einleitung
2. Wirkungsquerschnitte für Eu
  - a. Experimentelle Kenntnis
    - $\alpha$ . Thermischer Energiebereich
    - $\beta$ . Resonanzbereich
    - $\gamma$ . Kontinuumbereich
  - b. Gruppenwirkungsquerschnitte für Eu
    - $\alpha$ . Bereich der aufgelösten Resonanzen
    - $\beta$ . Bereich der unaufgelösten Resonanzen
    - $\gamma$ . Bereich kontinuierlich veränderlicher Querschnitte
3. Wirkungsquerschnitte für Sm, Gd und Hf
  - a. Experimentelle Kenntnis
    - $\alpha$ . Thermischer Energiebereich
    - $\beta$ . Resonanzbereich
    - $\gamma$ . Kontinuumbereich
  - b. Gruppenwirkungsquerschnitte für Sm, Gd und Hf
    - $\alpha$ . Bereich der aufgelösten Resonanzen
    - $\beta$ . Bereich der unaufgelösten Resonanzen
    - $\gamma$ . Bereich kontinuierlich veränderlicher Querschnitte
4. Energieverteilungen unelastisch gestreuter Neutronen und unelastische Streumatrizen für Sm, Eu, Gd und Hf
5. Vergleich mit früheren Wirkungsquerschnittsätzen
  - a. Optische Modell Wirkungsquerschnitte
  - b. Mikroskopische Wirkungsquerschnitte
  - c. Gruppenkonstanten
  - d. Resonanzintegrale

6. Genauigkeit der Wirkungsquerschnitte für Sm, Eu, Gd und Hf

7. Erwünschte Messungen für Sm, Eu, Gd und Hf

Literaturverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Tabellen

Abbildungsverzeichnis

Abbildungen

## Zusammenfassung

In dem vorliegenden Bericht sind mikroskopische Wirkungsquerschnitte als Funktion der Neutronenenergie für Eu, Sm, Gd und Hf zusammengetragen und zu 26 Gruppen - Wirkungsquerschnitten verarbeitet. Zur Auffüllung von Lücken in der experimentellen Datenkenntnis sind statistische Resonanztheorie, optisches Modell und Nachbarkernsystematik herangezogen. Unsere Ergebnisse werden mit früheren Sammlungen von mikroskopischen Wirkungsquerschnitten und Gruppenkonstanten verglichen. Die Genauigkeit der erhaltenen Querschnitte wird diskutiert und eine Wunschliste für weitere Messungen an den behandelten vier Elementen zusammengestellt.



## 1. Einleitung

In wasserdampf- oder gasgekühlten schnellen Reaktoren bewirken z.B. ein Wassereinbruch in Folge eines Lecks im Sekundärkühlkreislauf, oder eine vollständige Wasserflutung zur Brennelementauswechslung infolge Abbremsung der Neutronen durch elastische Stöße mit den Wasserstoffkernen eine plötzliche Erweichung des Neutronenenergiespektrums in Gebiete höherer Neutronenabsorption und geringerer Neutronenleckverluste. Erhöhter Strahlungseinfang vermindert die Reaktivität, erhöhte Spaltraten und verminderte Neutronenleckverluste lassen die Reaktivität im Vergleich zum kritischen Normalzustand anwachsen. Kritikalitätsrechnungen von Reynolds [1] für schnelle Reaktoren mit verschiedenem  $H_2O$  - gehalt zeigten, wie empfindlich die endgültige Reaktivitätsbilanz z.B. von Größe und Zusammensetzung des Reaktors abhängt. Insbesondere ergaben diese Rechnungen für einige Reaktoren durchaus realistischer Zusammensetzung eine Reaktivitätszunahme über den kritischen Normalzustand hinaus. Zur Garantierung der Sicherheit wasserdampf- und gasgekühlter schneller Reaktoren müssen solche Reaktivitätszunahmen über den kritischen Normalzustand hinaus für jede Zusammensetzung und jede Wasserstoffdichte vom Dampf bis zur vollständigen Flutung des Reaktors absolut zuverlässig verhindert werden. Das kann man z.B. durch Einbau in den Reaktor von solchen Substanzen erreichen, die im thermischen und epithermischen Gebiet sehr stark absorbieren, deren Absorption aber im relativ harten Spektrum des Normalbetriebs nicht sehr ins Gewicht fällt.

Eine solche Substanz, im folgenden Resonanzgift genannt, muß im wesentlichen drei Forderungen erfüllen:

- hoher thermischer Absorptionsquerschnitt,
- hohes Resonanzintegral, d.h. hohe epithermische Absorption,
- kleiner mittlerer Resonanzabstand, d.h. hohe Resonanzdichte, besonders im thermischen und epithermischen Bereich.

In der Tabelle 1 sind diese drei Größen für einige Materialien zusammengestellt. Sie ist bereits das Ergebnis einer Vorauswahl und gestattet Beurteilung und endgültige Auswahl der im Rahmen der genannten Kriterien besten Resonanzgifte.

Offensichtlich nehmen die drei aufgeführten seltenen Erden Sm, Eu und Gd eine Sonderstellung ein. Sie sind durch ungewöhnlich hohe thermische Absorptionsquerschnitte infolge sehr niedrig liegender erster Resonanzen, durch eine hohe epithermische Absorption und durch sehr kleine mittlere Niveauabstände, besonders Eu, ausgezeichnet. Die für Sm, Eu, Gd und Hf angegebenen Resonanzintegrale sind in diesem Bericht ermittelt und erstrecken sich zwischen den Grenzen 0,465 eV und 1 MeV.

Als nächstbeste Resonanzgifte weist die Tabelle Cd, In, Hf und Ir aus. Trotz hoher thermischer Absorption entfällt Cd wegen der hohen  $\gamma$ -strahlung, geringer epithermischer Absorption und wegen seines hohen mittleren Niveauabstandes verglichen mit In, Hf und Ir. Ir scheidet aus Preisgründen aus.

In und Hf sind nahezu gleichwertig; sie unterscheiden sich von Sm, Eu und Gd nur durch die wesentlich geringere thermische Absorption.

Die restlichen aufgeführten Elemente bzw. Isotope sind mindestens in zwei der drei aufgeführten Charakteristika definitiv schlechter als die bisher besprochenen, wie man aus der

Tabelle leicht abliest, und entfallen daher als Resonanzgift. Offensichtlich eignen sich die drei seltenen Erden Sm, Eu und Gd am besten als Resonanzgifte. Obwohl In ein etwas besseres Resonanzgift ist als Hf, wurde Hf als kernphysikalisch ähnlicheres Element in die Untersuchung mit eingeschlossen. Die endgültige Beurteilung, welches der vier untersuchten Elemente sich nun tatsächlich am besten als Resonanzgift eignet, wird sich erst aus den Multigruppenrechnungen, die von Herrn Kiefhaber durchgeführt werden, für wasserdampfgekühlte Reaktoren mit den von uns ermittelten Gruppenkonstanten herausstellen.

Alle vier Elemente gehören zum Gebiet stark deformierter Kerne mit hohen positiven Quadrupolmomenten. Während die Niveauschemata ihrer Isotope zur Testung des Kollektivmodells zu den meistuntersuchten und bestbekanntesten Eigenschaften von Atomkernen überhaupt gehören, sind die experimentellen Auskünfte über ihre Wechselwirkung mit Neutronen noch sehr gering. Das wird sich unten bei der Erörterung der experimentellen Wirkungsquerschnittkenntnisse für jedes Element zeigen.

Unsere Aufgabe wird noch dadurch erschwert, daß mit Ausnahme von Eu, das nur aus zwei Isotopen besteht, die übrigen drei Elemente sich aus vier und mehr etwa gleich häufig zum natürlichen Gemisch beitragenden Isotopen zusammensetzen.

Tabelle 2 enthält die Isotopenhäufigkeiten; sie sind der Referenz [2] entnommen.

Wir gehen folgendermaßen vor: zunächst werden für jedes Element Resonanzparameter im Bereich aufgelöster Resonanzen und mikroskopische Wirkungsquerschnitte als Funktion der Neutro-

nenenergie im Bereich unaufgelöster Resonanzen und im Kontinuumbereich kritisch gesichtet und bereitgestellt. Dabei werden Nachbarkernsystematik, statistische Resonanztheorie und optisches Modell zur Auffüllung von Lücken herangezogen. Die so gewonnenen Querschnitte werden dann vermöge Wichtung mit vorgegebenen Neutronenenergiespektren und Mittelung über feste Energieintervalle in Gruppenkonstanten umgewandelt. Gruppenzahl, Gruppeneinteilung und Wichtungsspektren wurden dem Gruppenkonstantenbuch von Abagian et al. [7] entnommen. Dieser Gruppenkonstantensatz enthält außer einer thermischen Gruppe eine Aufteilung des Energiebereichs zwischen 0.215 eV und 10.5 MeV in 25 Gruppen; er enthält insbesondere eine feine Unterteilung des Resonanzbereichs ( 14 Gruppen zwischen 0,215 eV und 10 KeV ). Als Wichtungsspektrum dient in den drei obersten Gruppen zwischen 4 und 10.5 MeV das Spaltspektrum, in den Gruppen 4 bis 25 zwischen 0.215 eV und 2.5 MeV das Fermi'sche  $1/E$  - Spektrum. Ist die Wahl des  $1/E$  - Spektrums in den Resonanzgruppen angesichts der starken Absorption schon fragwürdig, so läßt sich in der thermischen Gruppe unterhalb 0.215 eV erst recht kein vernünftiges Wichtungsspektrum angeben. Sicherlich wird es sich bei der Untersuchung realistischer wasserdampfgekühlter bzw. wassergefluteter schneller Reaktoren nie um ein voll thermalisiertes Neutronenspektrum von der Form einer Maxwell-Verteilung handeln. In der thermischen Gruppe wurde daher in Einklang mit Abagian [7] auf die Wichtung mit einem Neutronenenergiespektrum verzichtet; Wirkungsquerschnittswerte werden bei der Energie 0,252 eV angegeben.

Als Neutronenreaktionen kommen in dem genannten Energiebereich elastische und unelastische Neutronenstreuung und Neutronen-

einfang infrage. ( n,p ), ( n, $\alpha$ ), ( n,d ), ( n,2n ) und andere Neutronenreaktionen mit Aussendung eines oder mehrerer Teilchen entfallen wegen zu hoher Schwelle oder vernachlässigbar kleiner Wirkungsquerschnitte im Vergleich zu denen der genannten drei Hauptreaktionen. In Übereinstimmung mit Abagian et al. [7] werden aus den mikroskopischen Wirkungsquerschnitten ( = MWQ )

$\sigma_T ( E )$	= totaler MWQ	}	bei der Einfallenergie der Neutronen E
$\sigma_\gamma ( E )$	= Einfang MWQ		
$\sigma_n ( E )$	= MWQ für elastische Streuung		
$\sigma_{n'} ( E )$	= MWQ für unelastische Streuung		
$\bar{\mu}_L ( E )$	= mittlerer cosinus für elastische Streuung im Laborsystem		
$\xi ( E )$	= logarithmisches Energiedekrement bei elastischem Stoß		
$\sigma_{n'} ( E, E' )$	= MWQ für unelastische Streuung von Energie E zu Energie E'		

folgende Gruppenwirkungsquerschnitte ( = GWQ ) bzw. Gruppenkonstanten ( = GK ) ermittelt :

$\sigma_T^i$	= totaler MWQ	}	gewichtet mit dem Neutronenspektrum $\phi ( E )$ und gemittelt über die Energiegruppe: gemäß
$\sigma_\gamma^i$	= Einfang MWQ		
$\sigma_n^i$	= MWQ für elastische Streuung		
$\sigma_{n'}^i$	= MWQ für unelastische Streuung		
$\sigma_{bn}^i$	= MWQ für elastische Abbremsung		
$\sigma_{tr}^i$	= Transport MWQ		
$\bar{\mu}_L^i$	= mittlerer cosinus für elastische Streuung im Laborsystem		
$\bar{\xi}^i$	= mittleres logarithmisches Energiedekrement pro elastischem Stoß		

$$\alpha_i = \frac{\int \alpha(E) \phi(E) dE}{\int \phi(E) dE} \Delta E_i$$

$\sigma_{n, i, i+k}$  = gemittelter MWQ für unelastische Neutronenstreuung aus Gruppe i in Gruppe i + k

$\bar{\mu}_L(E)$  ist definiert durch die Beziehung

$$(1) \quad \bar{\mu}_L(E) = \frac{\int_{-1}^{+1} \mu_L(E) \sigma_n(\mu_L, E) d\mu_L}{\int_{-1}^{+1} \sigma_n(\mu_L, E) d\mu_L} = \overline{\cos \Theta_L(E)}$$

wobei  $\sigma_n(\mu_L, E)$  = differentieller elastischer MWQ bei der Energie E im Laborsystem.

Die hier ermittelten GWQ und GK werden in Rechnungen mit der Multigruppendiffusionsnäherung der Transporttheorie verwandt. In dem dort auftauchenden Transport MWQ

$$(2) \quad \sigma_{tr}(E) = \sigma_T(E) - \bar{\mu}_L(E) \cdot \sigma_n(E)$$

tritt das Produkt von mittlerem Streucosinus und elastischem WQ als zu mittelnde Energiefunktion auf. Wie sich später zeigen wird, sind beide Größen oberhalb des Resonanzbereichs, also oberhalb von etwa 10 KeV in den hier behandelten Elementen schwach veränderliche Funktionen der Energie. Unterhalb 10 KeV im Resonanzgebiet fluktuiert der elastische Gruppenwirkungsquerschnitt zum Teil beträchtlich, während  $\bar{\mu}_L$  entsprechend isotroper Streuung im Schwerpunktsystem konstant wird. Diese Energieabhängigkeit von  $\sigma_n$  und  $\bar{\mu}_L$  ermöglicht in guter Näherung die Berechnung des Gruppentransport - WQ  $\sigma_{tr}^i$  gemäß

$$(3) \quad \sigma_{tr}^i = \sigma_T^i - \bar{\mu}_L^i \sigma_n^i$$

mit

$$(3a) \quad \bar{\mu}_L^i = \frac{1}{\Delta E_i} \int_{\Delta E_i} \bar{\mu}_L(E) dE$$

und

$$(3b) \quad \sigma_n^i = \frac{\int_{\Delta E_i} \sigma_n(E) \phi(E) dE}{\int_{\Delta E_i} \phi(E) dE}$$

Die so erlaubte Ersetzung des Produktmittelwertes durch das Produkt der Mittelwerte macht die getrennte Angabe von mittlerem elastischem WQ und mittlerem Streucosinus in jeder Gruppe möglich und sinnvoll. — Der Gruppenquerschnitt für elastische Abbremsung ist nach Yiftah et al. [94] (siehe auch [7]) gegeben durch

$$(4) \quad \sigma_{bn}^i = \sigma_n^i \frac{E_{iL} \cdot \phi(E_{iL})}{\phi_i} \overline{f}_i$$

wobei  $E_{iL}$ ,  $E_{iH}$  = untere bzw. obere Energiegrenze der Gruppe i

$\phi(E_{iL})$  = Wert des Neutronenenergiespektrums an der Stelle  $E_{iL}$

$$\phi_i = \int_{E_{iL}}^{E_{iH}} \phi(E) dE$$

$\overline{f}_i$  = mittleres logarithmisches Energie-dekrement durch elastische Streuung in Gruppe i.

Der Gleichung (4) liegen folgende Voraussetzungen zugrunde:

1. Das Intervall, aus dem Neutronen mit einem einzigen elastischen Stoß unter  $E_{iL}$  abgebremst werden, ist kleiner als die Energiebreite der Gruppe i.
2. Neutronen aus der Gruppe i werden nur in die nächst untere Gruppe i + 1 elastisch gestreut.
3.  $\sigma_n$  ist langsam mit der Energie veränderlich und kann daher als  $\sigma_n^i$  vor das zu Gleichung (4) führende Integral gezogen werden.

Die Voraussetzungen 1 und 2 sind für die hier behandelten schweren Materialien bei der Struktur des russischen Gruppensatzes [7] überall, die Voraussetzung 3 ist jedoch erst oberhalb des Resonanzbereichs erfüllt. Nun treten aber in den Multigruppengleichungen  $\sigma_{bn}^i$  und  $\sigma_{\gamma}^i$  immer additiv auf und ist in den Resonanzgruppen  $\sigma_{\gamma}^i \gg \sigma_{bn}^i$ , so daß Fehler in  $\sigma_{bn}^i$  in den Resonanzgruppen nicht ins Gewicht fallen. Wir haben daher grundsätzlich Gleichung (4) zur Abschätzung der  $\sigma_{bn}^i$  verwandt.

In den Gruppen 13 bis 25 ist die elastische Streuung in sehr guter Näherung reine s-Wellen-Streuung, d.h. isotrop im Schwerpunktsystem und für schwere Kerne wie hier auch im Laborsystem nahezu isotrop. Dafür wird bekanntlich [8]

$$(5a) \quad \bar{f}_i = 1 + \frac{\alpha}{1-\alpha} \ln \alpha = \bar{f}_{\text{isotrop}}$$

und mit  $\phi(\epsilon) = 1/\epsilon$

$$(6) \quad \sigma_{bn}^i = \frac{\sigma_n^i}{\Delta u_i} \bar{f}_{\text{isotrop}}$$

mit

$$\Delta u_i = u_{iL} - u_{iH} = \ln \frac{E_{iH}}{E_{iL}}$$

In den Gruppen 1 bis 12 ist die elastische Streuung nicht mehr isotrop im Schwerpunktsystem; die Vorwärtsstreuung wird mit zunehmender Energie immer stärker bevorzugt. Damit ändern sich auch die  $\bar{f}_i$ -Werte gegenüber dem Ausdruck (5). Zur Bestimmung der  $\bar{f}_i$  bei anisotroper Streuung benutzen wir den bekannten Zusammenhang [8] zwischen Streucosinus im Laborsystem,  $\mu_L$ , und dem logarithmischen Energiedekrement  $f$

$$(7) \quad \mu_L = \frac{A+1}{2} e^{-\xi/2} - \frac{A-1}{2} e^{+\xi/2}$$

mit

$$(8) \quad \xi = \ln \frac{E}{E'}$$

wobei

$E, E'$  = Energie des Neutrons vor bzw. nach elastischer Streuung

Der Zusammenhang (6) zwischen  $\mu_L$  und  $\xi$  läßt sich für  $A \gg 1$  linearisieren. Aus (7) folgt, daß  $\xi$  seinen größten Wert annimmt für  $E/E' = \frac{1}{\alpha}$ , d.h. für den maximal auftretenden Energieverlust, wobei

$$\alpha = \left( \frac{A-1}{A+1} \right)^2 \cong 1 - \frac{4}{A}$$

Dafür wird

$\xi = \xi_{\max} = \frac{4}{A} \ll 1$ , also erst recht  $\xi \leq \xi_{\max} \ll 1$  für die vier hier untersuchten Elemente. Daher können wir die e-Funktionen in Gleichung (6) entwickeln, nach dem linearen Glied abbrechen und erhalten für  $\mu_L$  in sehr guter Näherung den in  $\xi$  linearen Ausdruck

$$(7a) \quad \mu_L \cong 1 - \frac{A}{2} \xi$$

bzw.

$$(8a) \quad \xi \cong \frac{2}{A} (1 - \mu_L)$$

Einem über eine elastische Streuwinkelverteilung bei der Energie  $E$  gemittelten  $\mu_L$  entspricht also ein mittleres  $\xi$  bei dieser Energie gemäß

$$(8b) \quad \overline{\xi}(E) \cong \frac{2}{A} (1 - \overline{\mu}_L(E))$$

der über die Gruppe  $i$  gebildete Mittelwert von  $\overline{\mu}_L(E)$  dem

Mittelwert von  $\overline{f}(E)$  über diese Gruppe gemäß

$$(5b) \quad \overline{f}_i \cong \frac{2}{A} (1 - \overline{\mu}_L^i) = \overline{f}_{i, \text{anisotrop}}$$

Die  $\overline{\mu}_L^i$  wurden aus Gleichung (3a), die  $\overline{f}_i$  aus den  $\overline{\mu}_L^i$  mit Gleichung (7c) errechnet.

Für  $\zeta_{bn}^i$  erhält man dann in den Gruppen 4 bis 12 mit  $\phi(E) = 1/E$

$$(9) \quad \zeta_{bn}^i = \frac{\zeta_n^i}{\Delta u^i} \overline{f}_{i, \text{anisotrop}}$$

und in den Gruppen 1 - 3 mit  $\phi(E) = \chi(E)$

$$(10) \quad \zeta_{bn}^i = \zeta_n^i \frac{E_{iL} \chi(E_{iL})}{\chi_i} \overline{f}_{i, \text{anisotrop}}$$

Auf die Ermittlung der unelastischen Abbremspektren und Streumatrizen wird in einem eigenen Abschnitt eingegangen. Wir beginnen mit Europium: Es nimmt gegenüber Sm, Gd und Hf eine Sonderstellung ein, da es nur zwei stabile Isotope besitzt und außer starker thermischer Absorption ein weitaus höheres Resonanzintegral mit gleichmäßigerer Verteilung auf die Resonanzgruppen besitzt als die übrigen drei Elemente.

## 2. Wirkungsquerschnitte für Eu.

### 2a. Experimentelle Kenntnis

#### 2a $\alpha$ . Thermischer Energiebereich.

Außer Messungen des thermischen Absorptionsquerschnitts und energieabhängigen Messungen des totalen Wirkungsquerschnitts im thermischen Energiebereich liegt eine Messung des Verhältnisses von Streu- zu Absorptionsquerschnitt im Bereich 0.02 - 0.16 eV aus Chalk River vor [2]. Bei 0.025 eV ist dieses Verhältnis 0.0021, was bei einem thermischen Absorptionsquerschnitt von 4300 b einen thermischen elastischen Streuquerschnitt von 9 b und einen thermischen totalen Querschnitt von 4309 b ergibt (siehe Tabelle 13).

#### 2a $\beta$ . Resonanzbereich

Für beide stabile Isotope des natürlichen Gemischs liegen Resonanzmessungen vor, und zwar Kristallspektrometer- [11-14] und Fast-Chopper-Messungen [15] aus Brookhaven, Kristallspektrometermessungen aus Oak Ridge [16]. Für verschiedene Probendicken und Isotopenanreicherungen wurde von 0.8 eV bis ungefähr 85 eV hinauf gemessen. Die Messkurven sind in Referenz [2] enthalten; sie zeigen sehr eng benachbarte, sehr scharfe Resonanzen in beiden Isotopen. Die endliche Energieauflösung gestattete in Eu<sup>151</sup> die Analyse von 21 s-Wellen-Resonanzen zwischen 0.3 eV und 17.8 eV, in Eu<sup>153</sup> die Analyse von 18 s-Wellen-Resonanzen zwischen 0.4 eV und 24.1 eV nach Resonanzlage  $E_r$  und Streuhalbwertsbreite  $\Gamma_h$ . Zudem wurden in jeweils sechs Resonanzen für beide Isotope die Einfangbreiten  $\Gamma_\gamma$  bestimmt. In Referenz [6] sind die Ergebnisse dieser Auswertung, nämlich die Resonanzparameter für beide Europiumisotope, zusammengestellt. Sie werden unverändert von uns in unseren Rechnungen

benutzt.

Eigentlich ist die Zahl der ausgemessenen Resonanzen zu klein, um eine verlässliche Aussage über Mittelwerte von Resonanzparametern zu gewinnen. Das gilt besonders für so breit verteilte Größen wie Streubreiten und Niveauabstände. Dagegen liegen die gemessenen Einfangbreiten entsprechend einer Vielzahl möglicher  $\gamma$ -Übergänge sehr nahe beieinander, so daß trotz der Auswertung von jeweils nur sechs Resonanzen in beiden Isotopen die Angabe und Verwendung des aus den Resonanzen folgenden Mittelwerts für die Einfangbreite gerechtfertigt erscheint. Mit diesen Vorbehalten summiert die Tabelle 3 die aus den Resonanzauswertungen folgenden mittleren Resonanzparameter.

In der Tabelle bedeuten

$$\begin{aligned} \overline{\Gamma_n^{(0)}} &= \text{mittlere reduzierte Neutronenbreite} \\ S_0 &= \frac{\overline{\Gamma_n^{(0)}}}{2 D_{\text{beob}}} = \text{Neutronenstärkefunktion} \\ &\text{für } l = 0 \end{aligned}$$

Oberhalb 100 eV existiert nur eine einzige unveröffentlichte Messreihe für  $\sigma_T$  aus Harwell zwischen 800 eV und 10 KeV, deren Ergebnisse in Referenz [2] enthalten sind. Die Energieauflösung in diesem Experiment war zu grob, um noch einzelne Resonanzen aufzulösen. Der WQ Verlauf als Funktion der Energie zeigt nur relativ schwache Fluktuationen. Schließlich haben Hughes und Mitarbeiter [17] über viele Resonanzen mittelnde Transmissionsmessungen bei einigen KeV statistisch interpretiert. Sie erhalten für die Neutronenstärkefunktionen der beiden Europiumisotope die nachstehend aufgeführten Werte.

$$S_0 (\text{Eu}^{151}) = (2.7 \pm 0.5) \cdot 10^{-4}$$

$$S_0 (\text{Eu}^{153}) = (2.7 \pm 0.6) \cdot 10^{-4}$$

Sie sind um einiges größer als die aus den Resonanzexperimenten gewonnenen, zudem mit großen Fehlern behaftet.

Für  $\sigma_\gamma$  liegen im aufgelösten und unaufgelösten Resonanzbereich bis etwa 65 KeV folgende Messungen vor:

Sehr sorgfältige systematische Messungen sind von Macklin und Mitarbeitern [18] bei 30 und 65 KeV durchgeführt worden.

Ihre Ergebnisse für natürliches Europium sind

$2560 \pm 230$  mb bei  $30 \pm 7$  KeV und  $1580 \pm 140$  mb bei  $65 \pm 20$  KeV

(siehe Tabelle 14)

Die Energieauflösung betrug 14 bzw. 40 KeV; die Messwerte stellen demnach Mittelwerte über sehr viele Resonanzen dar. Als Standard zur Normierung wurde Indium verwandt mit Einfangsquerschnitten von 763 bzw. 448 mb bei 30 bzw. 65 KeV. Indium als Standard scheint durch die für dieses Element vorliegenden absoluten  $\sigma_\gamma$ -Messungen besonders von Seiten mehrerer Oak Ridge-Gruppen gut etabliert. Zur Illustration dient Abb.1, reproduziert aus Referenz [19]; sie enthält eine Zusammenstellung aller wesentlichen  $\sigma_\gamma$ -Messungen für Indium im höheren eV- und im KeV-Bereich. Wegen der in Abb.1 auftretenden Literaturzitate wird auf die Originalarbeit von Gibbons [19] verwiesen.

Eine weitere Messreihe für  $\sigma_\gamma$  zwischen 200 eV und 2 KeV, aber nicht normiert, liegt von der Arbeitsgruppe Block et al. [20,21] ebenfalls aus Oak Ridge vor: Sie zeigt unterhalb von 1 KeV noch Resonanzfluktuationen, oberhalb 1 KeV einen glatten Energieverlauf. Besonders wichtige Relativmessungen sind von der Shapiro-Gruppe [22] zwischen einigen eV und etwa 50 KeV mit dem Bleiabbremsspektrometer für Eu,  $\text{Eu}^{151}$  und  $\text{Eu}^{153}$  für verschiedene Probendicken durchgeführt worden. Abb.2 enthält die Messungen aus Oak Ridge, Abb.3 die russischen; in beiden Figuren sind zum optischen Vergleich die Macklin'schen Werte bei 30 und 65 KeV mit ihren Fehlergrenzen eingetragen.

Wir diskutieren kurz die russischen Messungen in Abb.3. Die

beiden Messreihen für zwei verschieden dicke Eu-Proben liegen deutlich auseinander bei Energien unterhalb etwa 200 eV und gehen für Energien oberhalb 200 eV ineinander über. Die  $\epsilon_\gamma$  für die dünnere Probe liegen über den  $\epsilon_\gamma$  für die dickere Probe. Daraus ist einmal zu schließen, daß die Messungen für Eu nicht hinsichtlich der geometrischen Selbstabschirmung der Proben korrigiert sind, zum anderen, daß die mittlere freie Weglänge für Absorption oberhalb etwa 200 eV so groß geworden ist, daß die geometrische Selbstabschirmung bei diesen Energien keine Rolle mehr spielte. Die Messungen an natürlichem Europium sind aus diesem Grunde oberhalb 200 eV nur noch mit der dünneren Probe fortgesetzt worden. Mangels Kommentar der Autoren muß derselbe Schluß auch für die Messungen an den beiden Einzelisotopen gezogen werden.

Alle vier Messreihen in Abb. 3 zeigen ferner unterhalb einiger hundert eV Resonanzfluktuationen. Offenbar sind die (bei gleicher Energieauflösung beobachteten) Fluktuationen in  $\text{Eu}^{153}$  stärker und reichen zu etwas höheren Energien als für  $\text{Eu}^{151}$ . Das ist eine Folge der uns aus den Resonanzexperimenten bereits bekannten Tatsache, daß bei vergleichbaren Resonanzhöhen der mittlere Niveauabstand in  $\text{Eu}^{153}$  fast doppelt so groß wie der in  $\text{Eu}^{151}$  ist, also in ein und dasselbe Energieintervall für  $\text{Eu}^{151}$  etwa doppelt so viele Resonanzen wie für  $\text{Eu}^{153}$  fallen. Schließlich ist das deutliche Abknicken aller vier Messkurven in die Waagerechte nach niedrigen Energien zu nicht mit der Resonanzfluktuation, sondern nur mit der Nichtberücksichtigung der geometrischen Selbstabschirmung der Proben zu erklären. Als letztes bemerken wir, daß die Kurven oberhalb einiger 100 eV im Mittel im doppelt logarithmischen Maßstab nahezu geradlinig verlaufen und daß die russische Messkurve für Eu

über den Macklin'schen Messwerten bei 30 und 65 KeV liegt. Ebenso liegt die Extrapolation der Block'schen Messwerte über 10 KeV hinaus oberhalb der Macklin'schen Fehlergrenzen (Abb.2). Gleichzeitig zeigt sich, daß die Verbindungslinie der beiden Macklin'schen Messpunkte sowohl zur Block'schen Messreihe für natürliches Europium, als auch zu den drei russischen Messreihen nahezu parallel verläuft. Wir werden diese Interpretation der Messwerte in den Abb: 2 und 3 bei der Ermittlung der für Europium im unaufgelösten Resonanzbereich benötigen.

### 2a $\chi$ . Kontinuumbereich

Im Bereich oberhalb 100 KeV bis 10 MeV liegt nur eine einzige Messreihe für Europium vor. Zwischen 0.15 und 2.5 MeV wurde für  $\text{Eu}^{151}$  von Johnsrud et al. [23] der Aktivierungsquerschnitt für  $T_{1/2} = 9.2^h$  gemessen. Im Bereich zwischen 100 KeV und 10 MeV existiert bis jetzt keine einzige Messung für  $\sigma_T$ ,  $\sigma_n$ ,  $\sigma_n(\Theta)$  oder  $\sigma_{n'}$ . Hier leisten Rechnungen mit dem optischen Modell wertvolle Hilfe, wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird. Für die Zwecke dieser Arbeit entnehmen wir aus Tabelle 4 nur die niedrigsten Schwellen für unelastische Streuung: Für  $\text{Eu}^{151}$  liegt sie bei 22 KeV, für  $\text{Eu}^{153}$  bei 83 KeV.

### 2b. Ermittlung der Gruppenwirkungsquerschnitte für Europium

#### 2b $\alpha$ . Bereich der aufgelösten Resonanzen

Der Bereich der aufgelösten Resonanzen erstreckt sich für  $\text{Eu}^{151}$  bis 17.8 eV, für  $\text{Eu}^{153}$  bis 24.1 eV. In diesen Intervallen ist nach Tabelle 3  $\bar{D}_{\text{beob}}$  von der Größenordnung 1 eV und die mittlere totale Halbwertsbreite von der Größenordnung 100 MeV. Die Bedingung  $\Gamma \ll \bar{D}$  zur Beschreibung der Resonanz WQ mit der Ein-Niveau-Breit-Wigner-Formel ist also im Mittel recht gut erfüllt. Die Resonanzparametertabellen für Europiumisotope in Referenz [6] zeigen, daß die  $\Gamma_n$  sehr klein gegenüber den

$\Gamma_\gamma$  sind, die Resonanzabsorption also bei weitem die Resonanzstreuung überwiegt. In der Ein-Niveau-Näherung gilt für  $\sigma_n$  bzw.  $\sigma_\gamma$  in der unmittelbaren Umgebung einer Resonanz

$$(11) \quad \sigma_n = 4\pi R'^2 + \pi \lambda_r^2 g_J \frac{\Gamma_{nr}^2}{(E - E_r)^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2} + \frac{4\pi \lambda_r R' \Gamma_{nr} (E - E_r)}{(E - E_r)^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2}$$

$$(12) \quad \sigma_\gamma = \pi \lambda_r^2 g_J \sqrt{\frac{E_r}{E}} \frac{\Gamma_{nr} \cdot \Gamma_{\gamma r}}{(E - E_r)^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2}$$

Die beiden Formeln gelten für eine Resonanz bei der Energie  $E_r$  vom Gesamtdrehimpuls  $J$ . Das Symbol  $J$  ist der Übersichtlichkeit halber als Index an der Resonanzenergie und den Halbwertsbreiten fortgelassen. In dieser Form gilt die Ein-Niveau-Breit-Wigner-Formel für scharf getreante Resonanzen nur bei kleinen Energien. (Für eine Herleitung siehe z.B. Referenz [24]).

In den beiden Gleichungen bedeuten

$R'$  = Potentialstrelänge

$\lambda_r$  = durch  $2\pi$  geteilte Neutronenwellenlänge bei der Resonanzenergie  $E_r$

$$= \frac{\hbar}{\sqrt{2m_n}} \frac{M + m_n}{M}$$

$m_n$  = Neutronenmasse

$M$  = Isotopenmasse des Zielkerns

$\Gamma_n$  = Neutronenstreibreite

$\Gamma_\gamma$  = Einfangbreite

$\Gamma$  =  $\Gamma_n + \Gamma_\gamma$  = totale Halbwertsbreite

$g_J = \frac{2J + 1}{2(2I + 1)}$  = statistischer Gewichtungsfaktor

Die Halbwertsbreiten sind mit ihrem Wert bei der Energie  $E_r$  zu nehmen, so wie sie die Auswertung der Resonanzexperimente geliefert hat. In den Zählern der beiden Gleichungen (11) und (12) ist, da es sich nur um s-Wellen-Resonanzen handelt, bereits berücksichtigt, daß sich  $\lambda_r$  wie  $\sqrt{E}$  verhält. Wegen der

Schärfe der Resonanzen kann auch im Nenner die durch  $\Gamma_n(E)$  bedingte Energieabhängigkeit von  $\Gamma$  vernachlässigt werden.

Mit Gleichungen (11) und (12) und dem  $1/E$ -Wichtungsspektrum gewinnt man im aufgelösten Resonanzbereich folgende Ausdrücke für die GK für Einfang und Streuung:

$$(13) \quad G_n^i = 4\pi R^i + \frac{1}{\Delta u_i} \left[ \sum_r \left\{ \pi \lambda_r^2 g_j^r \Gamma_{nr}^2 \int_{E_{iL}}^{E_{iH}} \frac{1}{E} \frac{dE}{(E - E_r)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_r^2} \right. \right. \\ \left. \left. + 4\pi \lambda_r R^i \Gamma_{nr} g_j^r \int_{E_{iL}}^{E_{iH}} \frac{1}{E} \frac{(E - E_r) dE}{(E - E_r)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_r^2} \right\} \right]$$

$$(14) \quad G_g^i = \frac{1}{\Delta u_i} \left[ \sum_r \pi \lambda_r^2 g_j^r \Gamma_{nr} \cdot \Gamma_{gr} \cdot \int_{E_{iL}}^{E_{iH}} \sqrt{\frac{E_r}{E}} \frac{dE}{(E - E_r)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_r^2} \right]$$

Wir betrachten zunächst die Gruppen 20 bis 22, in denen für alle Resonanzen folgende Bedingungen erfüllt sind:

1. Die Resonanzen liegen so weit von den Gruppengrenzen ab und sind gleichzeitig so schmal, daß gilt:

$$\frac{2}{\Gamma_r} (E_{iH} - E_r); \frac{2}{\Gamma_r} (E_r - E_{iL}) \gg 1$$

2. Wegen 1 liefert nur die unmittelbare Nachbarschaft der Resonanzenergie einen wesentlichen Beitrag zu den Integralen in Gleichung (13) und (14). Das erlaubt in Gleichung (13) den Faktor  $1/E$  als  $1/E_r$  vor die beiden Integrale zu ziehen und  $\sqrt{E_r/E}$  in Gleichung (14) durch 1 zu ersetzen.

Die Näherung 1 erlaubt, nach der Substitution

$$x = 2(E - E_r)/\Gamma_r$$

die neuen Integralgrenzen

$$\frac{2}{\Gamma_r} (E_{iH} - E_r) \text{ und } \frac{2}{\Gamma_r} (E_{iL} - E_r)$$

durch  $+\infty$  und  $-\infty$  zu ersetzen. Unter Hinzunahme der Näherung 2 gewinnt man so für die Gruppen 20 bis 22

$$(13a) \quad \sigma_n^i = 4\pi R'^2 + \frac{2\pi^2}{\Delta u_i} \left[ \sum_r g_J^r \cdot \frac{\lambda_r^2}{E_r} \cdot \frac{\Gamma_{nr}^2}{\Gamma_r} \right];$$

$$(14a) \quad \sigma_\gamma^i = \frac{2\pi^2}{\Delta u_i} \left[ \sum_r g_J^r \cdot \frac{\lambda_r^2}{E_r} \cdot \frac{\Gamma_{nr} \cdot \Gamma_{\gamma r}}{\Gamma_r} \right];$$

In den Gleichungen (13) und (14) bedeuten die eckigen Klammern um die r-Summen und die Indizierung dieser eckigen Klammern mit i, daß die r-Summe nur über Resonanzen der Gruppe i zu erstrecken ist. Die r-Summe erfaßt alle Resonanzen der beiden möglichen s-Wellen-Serien zu  $J = 2$  und  $J = 3$  (für beide Eu-isotope  $I = 5/2$ ). Bei der Auswertung der oben erwähnten Resonanzexperimente und Ermittlung der in die Gleichungen (13) und (14) eingehenden Resonanzparameter wurde nur das Produkt  $g_J^r \Gamma_{nr}$  und daraus  $\Gamma_{nr}$  mit  $g_J^r = 1/2$  bestimmt. Da wir die so bestimmten  $\Gamma_{nr}$  verwenden, müssen wir in den Gleichungen (13a) und (14a)  $g_J^r$  ebenfalls durch  $1/2$  ersetzen. Damit bekommen wir endgültig

$$(13b) \quad \sigma_n^i = 4\pi R'^2 + \frac{\pi^2}{\Delta u_i} \left[ \sum_r \frac{\lambda_r^2}{E_r} \cdot \frac{\Gamma_{nr}^2}{\Gamma_r} \right];$$

$$(14b) \quad \sigma_\gamma^i = \frac{\pi^2}{\Delta u_i} \left[ \sum_r \frac{\lambda_r^2}{E_r} \cdot \frac{\Gamma_{nr} \cdot \Gamma_{\gamma r}}{\Gamma_r} \right];$$

$$(15) \quad \sigma_T^i = \sigma_n^i + \sigma_\gamma^i$$

für jedes einzelne Isotop und für das natürliche Isotopengemisch im Element

$$(16) \quad \sigma_X^i = a_{151} (\sigma_X^i)_{151} + a_{153} (\sigma_X^i)_{153}; \quad X = n, \gamma, T$$

mit  $a_k = \text{Häufigkeit des Isotops } k \text{ in } \%$

In Gruppe 20 bei Eu<sup>151</sup>, in Gruppe 19 bei Eu<sup>153</sup> sind nicht mehr alle Resonanzen aufgelöst; um die GK für beide Isotope in diesen Gruppen zu bekommen, ist zu dem bisher berechneten Anteil der aufgelösten Resonanzen noch der Beitrag der nicht-aufgelösten Resonanzen hinzuzufügen (siehe nächster Abschnitt). In den Gruppen 23 bis 25 sind die Näherungen 1 und 2 nicht mehr zulässig. Die Gruppen sind so schmal geworden, daß mindestens ein Teil der in ihnen befindlichen Resonanzen sehr nahe an die Intervallgrenzen rückt, z.B. die 1.055 eV-Resonanz in Eu<sup>151</sup>. Daher zeigen manche der Resonanzen jetzt Beiträge zu den GK in verschiedenen Gruppen. Die Gleichungen (13) und (14) bleiben zwar gültig, nur mußten die in ihnen enthaltenen Integrationen nun numerisch durchgeführt werden.  $\sigma_{bn}^i$  bestimmt sich nach Gleichung (4a) mit  $\overline{f}_{is}$  aus Gleichung (6).  $\overline{\mu}_L^i$  ist in allen Gruppen konstant und ergibt sich in bekannter Weise für isotrope Streuung im Schwerpunktsystem zu  $2/3 A$ .

Die numerischen Ergebnisse in der GK Tabelle<sup>31</sup> für Eu in den Gruppen 20 bis 25 zeigen eine sehr hohe, relativ gleichmäßig zu niedrigen Energien zunehmende Absorption und einen im Vergleich dazu sehr kleinen Streuanteil. Für  $R'$  und für den Potentialstreuquerschnitt sind dabei Werte eingesetzt worden, deren Ermittlung im folgenden Abschnitt beschrieben wird.

### 2b $\beta$ . Bereich der unaufgelösten Resonanzen

Zur Ermittlung der GK für Einfang und Streuung im Bereich der unaufgelösten Resonanzen benötigen wir zunächst mittlere WQ als Funktion der Neutronenenergie, für die spätere Berechnung der Abschirmfaktoren zudem mittlere Resonanzparameter.

Nun lassen sich die russischen  $\sigma_\gamma$ -messungen unter 200 eV nicht zur Ermittlung der  $\sigma_\gamma^i$  heranziehen, da sie, wie schon oben be-

merkt, hinsichtlich geometrischer Resonanzabschirmung nicht korrigiert sind. Unterhalb 200 eV bis zu den aufgelösten Resonanzen hinunter existieren aber nur diese  $\zeta_{\gamma}$ -messungen. Ferner weichen die aus den Resonanzexperimenten und mittleren Transmissionsmessungen bei einigen KeV folgenden Stärkefunktionen um 20 % (  $\text{Eu}^{151}$  ) bzw. 30 % (  $\text{Eu}^{153}$  ) voneinander ab und sind zudem beide Bestimmungen mit Fehlern von  $\pm 25\%$  behaftet. Schließlich scheiterten Versuche, die russischen und amerikanischen  $\zeta_{\gamma}$ -messungen im Bereich vernachlässigbarer geometrischer Selbstabschirmung selbst nach Normierung auf die zuverlässigen Meßwerte von Macklin bei 30 und 65 KeV mit den genannten mittleren Resonanzparametern darzustellen. Um nuklear zuverlässige Aussagen über die GK für Absorption und Streuung und für die Abschirmkonstanten zu gewinnen, ergab sich daher die Notwendigkeit, im Bereich unaufgelöster Resonanzen zwischen der jeweils letzten aufgelösten Resonanz in beiden Eu-isotopen und etwa 70 KeV (obere Grenze der  $\zeta_{\gamma}$ -messungen für Eu) die WQ für Streuung und Einfang als Funktion der Energie nach statistischen Methoden zu ermitteln, und durch möglichst gute Wiedergabe der geeignet unnormierten Messwerte die benötigten mittleren Resonanzparameter zuverlässig festzulegen. Zur Anpassung kann dabei nur der Bereich dienen, in dem einerseits die Effekte der geometrischen Resonanzabschirmung vernachlässigt werden können, andererseits die Experimente selbst bereits eine statistische Mittelung der Resonanz WQ zu einem glatten Energieverlauf vorgenommen haben. Die dazu notwendige Bedingung (Halbwertsbreite der exp. Auflösungsfunktion  $\Delta E \gg \bar{D}$ ) ist in den amerikanischen Messungen oberhalb 1 KeV, in den russischen Messungen oberhalb von etwa 400 eV erfüllt.

Zunächst ist zu untersuchen, wie gut die Bedingung  $\bar{\Gamma} \ll \bar{D}$  im genannten Energiebereich erfüllt ist, um zu erfahren, ob zur Ermittlung der statistischen WQ die Mittelung über Ein-Niveau-Resonanzterme erlaubt ist. Im genannten Energiebereich ist wegen  $E \ll E_B$  ( $E_B$  = Bindungsenergie des Neutrons im Zwischenkern) der mittlere Niveauabstand nahezu gleich dem in den aufgelösten Resonanzen beobachteten, also von der Größenordnung 1 eV (Tabelle 3). Mit  $\bar{\Gamma}_n \sim \sqrt{E}^{-1}$  ( $\bar{\Gamma}_n^{(0)}$  aus Tabelle 3) und  $\bar{\Gamma}_\gamma = \text{const.}$  ergeben sich für  $\bar{\Gamma}$  für  $l = 0$  bei Energien zwischen 1 und 100 KeV die in Tabelle 4 enthaltenen Werte. Die Tabelle 4 zeigt, daß die Bedingung  $\bar{\Gamma} \ll \bar{D}$  bei den genannten Energien für beide Eu-isotope noch recht gut erfüllt ist.

Zur Wiedergabe der exp.  $\sigma_\gamma$  müssen die Ein-Niveau-Terme streng genommen über die exp. Auflösungsfunktion gemittelt werden. Da jedoch  $\Delta E \gg \bar{D}$ , läßt sich die Auflösungsfunktion durch eine Konstante ersetzen und fällt so ganz aus der Mittelung heraus. Die verbleibende Mittelung führen wir hier nicht durch. Für  $\sigma_\gamma$  ist sie z.B. aus den Referenzen [25, 26] zu entnehmen; für  $\sigma_n$  verläuft sie nach dem gleichen Schema. Die Mittelung erfolgt über die Gleichungen (11) und (12) und führt zu dem bekannten Ergebnis (für s-Wellen)

$$(17) \quad \langle \sigma_n^{l=0} \rangle (E) = 4\pi R'^2 + 2\pi^2 \chi^2 \sum_{J=2}^3 \eta_J \frac{\bar{\Gamma}_n}{\bar{D}_J} \cdot \frac{\bar{\Gamma}_n}{\bar{\Gamma}_n + \bar{\Gamma}_\gamma} \cdot R_n^J$$

$$(18) \quad \langle \sigma_\gamma^{l=0} \rangle (E) = 2\pi^2 \chi^2 \sum_{J=2}^3 \eta_J \frac{\bar{\Gamma}_n}{\bar{D}_J} \cdot \frac{\bar{\Gamma}_\gamma}{\bar{\Gamma}_n + \bar{\Gamma}_\gamma} \cdot R_\gamma^J$$

mit den Dresner-Faktoren

$$(19) \quad R_\gamma^J = \left\langle \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{\Gamma_n + \Gamma_\gamma} \right\rangle \bigg/ \frac{\langle \Gamma_n \rangle \langle \Gamma_\gamma \rangle}{\langle \Gamma_n \rangle + \langle \Gamma_\gamma \rangle}$$

$$(20) \quad R_n = \left\langle \frac{\Gamma_n^2}{\Gamma_n + \Gamma_Y} \right\rangle / \frac{\langle \Gamma_n \rangle^2}{\langle \Gamma_n \rangle + \langle \Gamma_Y \rangle} = 1 + \frac{\langle \Gamma_Y \rangle}{\langle \Gamma_n \rangle} (1 - R_Y)$$

Dabei bedeutet die eckige Klammer eine Mittelung über die Verteilungsfunktion der Halbwertsbreiten; ausführlich z.B.

$$(21) \quad \left\langle \frac{\Gamma_n \Gamma_Y}{\Gamma_n + \Gamma_Y} \right\rangle = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} d\Gamma_n d\Gamma_Y \frac{\Gamma_n \Gamma_Y}{\Gamma_n + \Gamma_Y} P(\Gamma_n) P(\Gamma_Y)$$

wobei  $P(\Gamma_n)$ ,  $P(\Gamma_Y)$  die Verteilungsfunktionen für Streu- bzw. Einfanghalbwertsbreiten darstellen. Wir entnehmen den Überlegungen von Porter und Thomas [27], daß die  $\Gamma_n^{(0)}$  für beide Europiumisotope nach einer  $\chi^2$ -Verteilung vom Freiheitsgrad 1 verteilt sind, folgen aus den Resonanzexperimenten, daß die Einfanghalbwertsbreiten sehr schmal verteilt sind, und ordnen ihnen daher eine  $\delta$ -Funktion als Verteilung zu. Damit läßt sich das Integral (21) analytisch lösen und ergibt (siehe z.B. Referenz [25]):

$$(21a) \quad \left\langle \frac{\Gamma_n \Gamma_Y}{\Gamma_n + \Gamma_Y} \right\rangle = \langle \Gamma_Y \rangle \left\{ 1 - 2\sqrt{b} \frac{1 - \phi(\sqrt{b})}{\phi'(\sqrt{b})} \right\}$$

wobei  $b = \langle \Gamma_Y \rangle / 2 \cdot \langle \Gamma_n \rangle$

$$\phi(\sqrt{b}) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{b}} e^{-t^2} dt \quad = \text{Fehlerfunktion}$$

$$\phi'(\sqrt{b}) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-b} \quad = \text{Ableitung der Fehlerfunktion}$$

Damit wird

$$(19a) \quad R_Y = R_Y(b) = (1 + 2b) \left\{ 1 - 2\sqrt{b} \frac{1 - \phi(\sqrt{b})}{\phi'(\sqrt{b})} \right\}$$

$$(20a) \quad R_n = R_n(b) = (1 + 2b) \{ 1 - R_\gamma(b) \}$$

Der Index  $J$  ist in diesen beiden Gleichungen der Übersichtlichkeit halber fortgelassen. Die Abb. 4 und 5 enthalten die graphische Darstellung von  $R_\gamma$  und  $R_n$  als Funktion von  $b$ . Aus Gleichung (19a) liest man unmittelbar ab, daß für  $b \rightarrow 0$   $R_\gamma \rightarrow 1$  und somit auch  $R_n \rightarrow 1$  strebt.  $b \rightarrow 0$  bedeutet:  $\bar{\Gamma}_\gamma$  verschwindet gegenüber  $\bar{\Gamma}_n$ . Für  $b \gg 1$  benutzt man die asymptotische Entwicklung der Fehlerfunktion (siehe z.B. Referenz [28]).

$$(22) \quad \phi(x) = 1 - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{e^{-x^2}}{x} \left\{ 1 - \frac{1}{2x^2} + \dots + (-)^n \frac{(2n)!}{n! (2x)^{2n}} + \dots \right\}$$

und erhält die genäherte Darstellung für  $R_\gamma$

$$(19b) \quad R_\gamma \cong 1 - \frac{1}{b} + \frac{3}{b^2} - \frac{45}{4b^3} + \dots$$

$R_\gamma$  nähert sich von Werten kleiner als 1 asymptotisch dem Wert 1, damit  $R_n$  gemäß

$$(20b) \quad R_n \cong 3 - \frac{6}{b} + \frac{45}{2b^2} - \dots$$

von Werten  $< 3$  asymptotisch dem Wert 3. Man sieht, daß gerade bei solchen Elementen wie den hier behandelten, in denen die Resonanzabsorption bei weitem die Resonanzstreuung übersteigt, also  $b \gg 1$  ist, die Berücksichtigung des Dresner-Faktors  $R_n$  besonders wichtig ist. Während  $R_n$  von  $b = 0$  bis  $b = \infty$  monoton von 1 auf 3 anwächst, zeigt  $R_\gamma$  ein Minimum für  $b = 0.3$ . Dort erreicht  $R$  den Wert 0.68. Für die beiden Europiumisotope liegen die Werte  $b$  zwischen 0.1 und etwa 20, so daß bei Vernachlässigung des Faktors  $R$  Fehler in  $\langle \epsilon_\gamma \rangle(E)$  bis zu 30 % entstehen können.

Wir beschränken uns zunächst auf Energien (etwa 5 KeV. In diesem Bereich befinden wir uns noch unter der untersten Schwelle für unelastische Streuung. Der totale Wirkungsquerschnitt setzt sich deshalb nur aus dem Streu- und dem Absorptions WQ zusammen:

$$(23) \quad \langle \sigma_T \rangle (E) = \langle \sigma_\gamma \rangle (E) + \langle \sigma_n \rangle (E)$$

und die WQ für Eu wieder additiv aus den mit den Volumenprozenten gewichteten WQ für die einzelnen Isotope gemäß

$$(24) \quad \langle \sigma_X \rangle (E) = \alpha_{151} \langle \sigma_X \rangle_{151} (E) + \alpha_{153} \langle \sigma_X \rangle_{153} (E)$$

$X = n, \gamma, T$

Schließlich können in diesem Bereich p-Wellen-Beiträge zu den WQ als « s-Wellenbeiträge vernachlässigt werden.

Die Gleichungen (17) und (18) enthalten für beide Isotope folgende freie Parameter:

- die Potentialstreuränge  $R'$
- die reduzierten Halbwertsbreiten  $\overline{\Gamma}_n^{(0)}$  für  $J = 2$  und  $3$
- die mittleren Niveauabstände  $\overline{D}$  für  $J = 2$  und  $3$
- die mittleren Strahlungsbreiten  $\overline{\Gamma}_\gamma$  für  $J = 2$  und  $3$

Das sind für jedes Isotop sieben unbekannte Parameter. Diese Zahl läßt sich durch physikalisch sinnvolle Annahmen auf zwei reduzieren für jedes Isotop, die Potentialstreuränge  $R'$  und die reduzierte Neutronenbreite für eines der beiden  $J$ .

Die  $\overline{\Gamma}_\gamma$  werden unabhängig von  $J$  gleich den aus den Resonanzexperimenten folgenden, relativ zuverlässigen Mittelwerten angenommen. Auch die mittleren Niveauabstände werden dem Resonanz-

experiment entnommen. Da die  $D$  schmaler verteilt sind (Wigner-Verteilung) als die  $\overline{\Gamma}_n^{(0)}$ , sind die aus den Resonanzexperimenten zu entnehmenden  $\overline{D}$  etwas zuverlässiger als die  $\overline{\Gamma}_n^{(0)}$ . Nach dem Fermigas-Modell für die Kernniveaudichte [29 - 31] gilt in guter Näherung für die Abhängigkeit des mittleren Niveauabstandes im Zwischenkern von  $J$

$$(25) \quad \overline{D}_J = \overline{D}_0 \frac{\exp [J(J+1)/2\epsilon^2]}{2J+1}$$

wobei  $\epsilon^2 =$  Spinabschneideparameter = Maß für die Breite der Verteilung von  $1/\overline{D}$  in  $J$ .

$\overline{D}_0 =$  (formal) mittlerer Niveauabstand für  $J = 0$

Der in den Resonanzexperimenten beobachtete mittlere Niveauabstand  $\overline{D}_{\text{beob}}$  (Tabelle 3) hängt mit den Niveauabständen  $\overline{D}_J$  über die Beziehung

$$(25a) \quad \frac{1}{\overline{D}_{\text{beob}}} = \sum_{J=2}^3 1/\overline{D}_J = \frac{1}{\overline{D}_0} \sum_{J=2}^3 (2J+1) \exp [-J(J+1)/2\epsilon^2]$$

zusammen.

Für vorgegebenes  $\epsilon$  stellt (26) die Bestimmungsgleichung für  $\overline{D}_0$  dar. Für  $\epsilon$  nehmen wir den Wert 4; diesen Wert mit einer Ungenauigkeit von  $\pm 25\%$  bestimmte Harvey [32] aus einer Analyse der vorhandenen Experimente zur Bestimmung von  $\epsilon$ . Damit gelingt auch die Herleitung der  $\overline{D}_J$  für beide Isotope.

Die verbleibenden unbekannt Parameter, die  $\overline{\Gamma}_n^{(0)}$  und mit  $\overline{D}$  die  $S_0$  bestimmen wir nun durch Anpassung des Ausdrucks (18) für  $\epsilon_\gamma$  an die russischen  $\epsilon_\gamma$ -Messungen im Gebiet 400 eV bis 5 KeV, nach der Festlegung der  $S_0$  die Potentialstreuunglänge  $R'$  durch Anpassung

des Ausdrucks für den totalen Wirkungsquerschnitt (24) ( $x=T$ ) an die Harwell-Messungen für den  $\sigma_T$  im Bereich 700 eV bis 10 KeV. Pro Isotop bleiben 2 reduzierte Halbwertsbreiten übrig, wir haben aber jeweils nur eine Messkurve zur Anpassung. Wir machen daher die übliche und meist gut bestätigte Annahme, daß

$$S_0^J = \overline{\Gamma_n^{(0)J}} / \overline{D_J} = S_0$$

für vorgegebenes  $l$  nicht von  $J$  abhängt, daß also  $\overline{\Gamma_n^{(0)J}}$  die gleiche  $J$ -Abhängigkeit hat wie  $\overline{D}$  (siehe Gleichung (25)).

Mit den soeben gemachten Annahmen schreiben sich die Gleichungen (17) und (18)

$$(17a) \langle \sigma_n^{l=0} \rangle (E) = 4\pi R^2 + 2\pi^2 \lambda^2 S_0 \sqrt{E} \sum_{J=2}^3 g_J \cdot \frac{S_0 \overline{D_J} \sqrt{E}}{S_0 \overline{D_J} \sqrt{E} + \overline{\Gamma_\gamma}} R_n^J$$

$$(18a) \langle \sigma_\gamma^{l=0} \rangle (E) = 2\pi^2 \lambda^2 S_0 \sqrt{E} \sum_{J=2}^3 g_J \frac{\overline{\Gamma_\gamma}}{S_0 \overline{D_J} \sqrt{E} + \overline{\Gamma_\gamma}} \cdot R_\gamma^J$$

Genäß unserer Diskussion der russischen und amerikanischen Einfangquerschnittmessungen im KeV-Bereich in Abschnitt 2a  $\beta$  normieren wir zunächst die russischen Messungen für Eu, Eu<sup>151</sup> und Eu<sup>153</sup> auf die Bestwerte von Macklin bei 30 und 65 KeV [18], aus Abb. 3 liest man leicht den Umrechnungsfaktor 0.80 für Eu ab; derselbe Umrechnungsfaktor wird für Eu<sup>151</sup> und Eu<sup>153</sup> verwendet. Ebenso normieren wir die Messungen von Block et al. [20] auf die umgerechneten russischen und damit auch auf die Macklin-Werte. Der Umrechnungsfaktor zwischen den russischen Messungen für Eu und den Block'schen Messungen beträgt 0.636.

In Tabelle 5 sind die so normierten russischen Messungen für  $\sigma_\gamma$  von Eu, Eu<sup>151</sup> und Eu<sup>153</sup> zwischen 0.10 KeV und 30 KeV, die normierten amerikanischen Messungen von Block zwischen 1 und 10 KeV eingetragen. Amerikanische Messungen unter 1 KeV sind wegen der aus Abb. 2 ersichtlichen Resonanzfluktuationen fort-

gelassen. Die Tabelle enthält außer den direkt abgelesenen Messwerten für Eu auch die Messwerte für Eu, die sich aus Aufsummierung der EinzelWQ für  $\text{Eu}^{151}$  und  $\text{Eu}^{153}$  ergeben. Oberhalb 400 eV liegt die Übereinstimmung zwischen beiden Wertereihen im Rahmen der Ablesegenauigkeit. Unterhalb 400 eV liegen die direkt abgelesenen Messwerte für Eu unter den errechneten; das ist ein weiterer Hinweis für die nicht berücksichtigte geometrische Resonanzabschirmung. Bei den Messungen für die Einzelisotope sind nämlich dünnere Proben verwandt worden als bei den Messungen für natürliches Europium (siehe Abb.3). Die normierten amerikanischen Messungen zwischen 1 und 10 KeV für Eu stimmen gut mit den russischen überein.

Wir suchen nun  $S_0$  für  $\text{Eu}^{151}$  und  $\text{Eu}^{153}$  durch Anpassung von Gleichung (18a) an die normierten russischen Messungen für  $\text{Eu}^{151}$  und  $\text{Eu}^{153}$  im Bereich zwischen 0.4 und 5 KeV auf. Die beste Wiedergabe der Messungen ergab sich für

$$S_0 (\text{Eu}^{151}) = 3.20 \cdot 10^{-4}$$

$$S_0 (\text{Eu}^{153}) = 2.36 \cdot 10^{-4}$$

$S_0 (\text{Eu}^{151})$  liegt genau an der oberen Fehlergrenze des von Hughes et al. [17] ermittelten Wertes, während  $S_0 (\text{Eu}^{153})$  in der Mitte zwischen dem Resonanzwert von  $2.05 \cdot 10^{-4}$  und dem Hughes-Wert von  $2.7 \cdot 10^{-4}$  und innerhalb des sich überlappenden Fehlerbereichs beider Messungen liegt. Aus der Voraussetzung,  $S_0$  unabhängig von J, ergeben sich mit den  $\bar{D}_J$  die in der nachstehenden Tabelle 6 mit allen anderen benötigten s-Wellen-Parametern zusammen aufgeführten  $\overline{\Gamma_n^{(s)}}$ .

Mit den mittleren Resonanzparametern aus Tabelle 6 ergibt sich folgende numerische Darstellung für die  $\langle \sigma_\gamma \rangle_1 = 0$  der einzelnen Europiumisotope:

$$(26a) \langle \sigma_Y \rangle_{151}^{l=0}(E) = \frac{1326}{\sqrt{E}} \left[ \frac{37.9 R_Y \left( \frac{75.2}{\sqrt{E}} \right)}{0.61\sqrt{E} + 91} + \frac{53.1 R_Y \left( \frac{87.2}{\sqrt{E}} \right)}{0.52\sqrt{E} + 91} \right]$$

$$(26b) \langle \sigma_Y \rangle_{153}^{l=0}(E) = \frac{978}{\sqrt{E}} \left[ \frac{40.4 \cdot R_Y \left( \frac{68.3}{\sqrt{E}} \right)}{0.71\sqrt{E} + 97} + \frac{56.6 \cdot R_Y \left( \frac{79.4}{\sqrt{E}} \right)}{0.61\sqrt{E} + 97} \right]$$

(E in eV)

und der  $\langle \sigma_Y \rangle_{1=0} = 0$  von Eu wieder gemäß Gleichung (24).

Tabelle 7 enthält einen detaillierten Vergleich zwischen den theoretischen und experimentellen Ergebnissen zwischen 25 eV und 65 KeV. Wir betrachten hier nur den s-Wellenbereich bis zu einigen KeV; der Bereich, in dem p-Wellen merklich beitragen, wird später diskutiert.

Wir stellen fest: bis zu einigen 100 eV liefert die Theorie bedeutend höhere Ergebnisse als das Experiment. Das ist nach den Überlegungen im Abschnitt 2aß zu erwarten, da die Nichtberücksichtigung der geometrischen Resonanzabschirmung den experimentellen Einfangquerschnitt zu niedrigen Energien hin immer stärker abdrückt. Die zwischen 25 eV und 100 eV zum Vergleich herangezogenen russischen Experimentalwerte entsprechen Punkten auf mittleren Kurven durch die fluktuierenden Messkurven. Die Abweichungen sind bei Eu<sup>153</sup> sehr viel größer als bei Eu<sup>151</sup>; das erklärt sich aus der Tatsache, daß die Messungen für Eu<sup>153</sup> mit einer 1,5-fach so dicken Probe wie für Eu<sup>151</sup> durchgeführt wurden, infolgedessen der Effekt der Resonanzselbstabschirmung sich stärker bemerkbar macht und bis zu höheren Energien hinaufreicht als bei Eu<sup>151</sup>. Die in Tabelle 7 angeführten russischen Experimentalwerte für Eu entsprechen den durch Aufsummierung der Experimentalwerte für Eu<sup>151</sup> und Eu<sup>153</sup> gewonnenen.

Oberhalb 0.4 KeV ist die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment für die einzelnen Isotope recht gut und für Eu selbst sehr gut, zum Teil weit unter der Normierungs- und Ablesegenauigkeit. Der Vergleich mit den amerikanischen Messungen in Tabelle 7 b fällt nur wenig schlechter aus. Es bleibt zu bemerken, daß dieses recht gute Ergebnis nicht durch systematische Analyse, z.B. Aufsuchen des kleinsten Fehlerquadrats gewonnen wurde; diese numerisch wesentlich aufwendigeren Verfahren hätten sicher zu keiner Verbesserung des Ergebnisses geführt.

Erreichten guten Übereinstimmung zwischen experimentellen und theoretischen Werten für  $\langle \sigma_{\gamma} \rangle (E)$  entspricht eine wesentlich genauere Fixierung der beiden s-Wellen-Stärkefunktionen für  $\text{Eu}^{151}$  und  $\text{Eu}^{153}$  gegenüber den früheren Bestimmungen aus Resonanz- [6] und mittleren Transmissionsmessungen [17]. Die Fehler in  $S_0$  liegen mit Sicherheit unter  $\pm 10\%$ , allerdings unter der Voraussetzung, daß keine systematischen Fehler in den experimentellen Werten für  $\langle \sigma_{\gamma} \rangle (E)$  vorliegen. Sollten sich z.B. die hier benutzten absoluten Bezugswerte von  $I_n$  als falsch und damit eine erneute Umnormierung der  $\langle \sigma_{\gamma} \rangle$ -Messungen an Eu als notwendig erweisen, so würden sich auch die hier errechneten Werte von  $S_0$  ändern.

Wir bestimmen nun als besten noch offenen Parameter  $R'$  die Potentialstreuungslänge und den s-Wellen-Potentialstreu  $WQ$  durch Vergleich des statistischen Ausdrucks mit den in Referenz [2] enthaltenen Harwell-Messungen für  $\sigma_T$  zwischen 0.7 und 10 KeV. Für  $\sigma_n$  und  $\sigma_T$  im s-Wellen-Bereich ergeben sich mit den mittleren Resonanzparametern aus Tabelle 6 aus den Formeln (17) und (23) die folgenden numerischen Ausdrücke ( $E$  in eV)

$$(27a) \quad \langle \sigma_n \rangle_{151}^{l=0}(E) = (4\pi R'^2)_{151} + \frac{1326}{\sqrt{E}} \left[ \frac{0.254 \sqrt{E} R_n \left( \frac{75.2}{\sqrt{E}} \right)}{0.61 \sqrt{E} + 91} + \frac{0.303 \sqrt{E} R_n \left( \frac{87.2}{\sqrt{E}} \right)}{0.52 \sqrt{E} + 91} \right]$$

$$(27b) \quad \langle \sigma_n \rangle_{153}^{l=0}(E) = (4\pi R'^2)_{153} + \frac{978}{\sqrt{E}} \left[ \frac{0.296 \sqrt{E} R_n \left( \frac{68.3}{\sqrt{E}} \right)}{0.71 \sqrt{E} + 97} + \frac{0.356 \sqrt{E} R_n \left( \frac{79.4}{\sqrt{E}} \right)}{0.61 \sqrt{E} + 97} \right]$$

$$(28a) \quad \langle \sigma_T \rangle_{151}^{l=0}(E) = (4\pi R'^2)_{151} + \frac{1326}{\sqrt{E}}$$

$$(28b) \quad \langle \sigma_T \rangle_{153}^{l=0}(E) = (4\pi R'^2)_{153} + \frac{978}{\sqrt{E}}$$

$$(29) \quad \langle \sigma_T \rangle_{Eu}^{l=0}(E) = a_{151} (4\pi R'^2)_{151} + a_{153} (4\pi R'^2)_{153} + 2\pi^2 \lambda^2 \sqrt{E} \left\{ a_{151} \int_0^{151} + a_{153} \int_0^{153} \right\} = (4\pi R'^2)_{Eu} + \frac{1145}{\sqrt{E}}$$

wobei

$$(4\pi R'^2)_{151} = (4\pi R'^2)_{153} = (4\pi R'^2)_{Eu} \quad (E \text{ in eV})$$

gesetzt wurde.

Die Energieabhängigkeit von  $\sigma_{pot}$  kann unterhalb 10 KeV in sehr guter Näherung vernachlässigt werden. Kleinste Fehlerquadrat-Anpassung liefert für den Potentialquerschnitt von Eu

$$(30) \quad \sigma_{pot}^{Eu} = (4\pi R'^2)_{Eu} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \left[ \sigma_{tj}^{exp} - \frac{1145}{\sqrt{E_j}} \right] = 6.496$$

einen Wert, der in ausgezeichneter Übereinstimmung mit dem von K.K.Seth et al. [33] für die benachbarte seltene Erde Gadolinium gewonnenen Wert vor 6.52 b steht; N bedeutet die Zahl der Messpunkte. Für die Potentialstreuunglänge ergibt sich der Wert

$$R' = 7.2 \text{ fermi}$$

Abb.6 zeigt den Vergleich zwischen Theorie und den Harwell-Messungen zwischen 700 eV und 10.5 KeV. Im Mittel gibt die statistische Theorie die fluktuierenden Harwell-Messungen gut wieder.

Es fehlt noch die Bestimmung des oberhalb einiger KeV nicht mehr zu vernachlässigenden p-Wellen-Beitrags zu  $\sigma_p$ . Qualitativ kann vorausgesetzt werden, daß  $\overline{\Gamma}_n \ll \overline{\Gamma}_p$ , d.h.  $b \gg 1$  für  $l = 1$ . Daher kann  $R_p$  für alle bei  $l = 1$  auftretenden J in guter Näherung = 1 gesetzt und kann im Nenner des Ausdrucks für  $\langle \sigma_p \rangle_{l=1}$   $\overline{\Gamma}_n$  gegen  $\overline{\Gamma}_p$  vernachlässigt werden.

Das führt zu der folgenden oberen Abschätzung für den p-Wellen-Beitrag zu  $\sigma_p$

$$\langle \sigma_p \rangle_{l=1}(\epsilon) = 2\pi^2 \lambda^2 \sum_{J=1}^4 g_J \frac{\overline{\Gamma}_n^J}{D_J} \frac{\overline{\Gamma}_p^J}{\overline{\Gamma}_n^J + \overline{\Gamma}_p^J} R_p^J$$

(31)  $\leq 6\pi^2 \lambda^2 \left( \frac{\overline{\Gamma}_n}{D} \right)_{l=1}$ ;  $\frac{\overline{\Gamma}_n^J}{D_J} = \left( \frac{\overline{\Gamma}_n}{D} \right)_{l=1}$  gesetzt für alle J

Diese Näherung ist gleichbedeutend mit der völligen Vernachlässigung von elastischer Resonanzstreuung von  $l = 1$  Neutronen. Unbekannte in Gleichung (31) ist die p-Wellen-Stärkefunktion  $S_1$ .

Wir schätzen die Energieabhängigkeit von  $(\overline{\Gamma}_n / D)_{l=1}$  grob nach dem Modell des schwarzen Kerns ab:

$$(32) \quad \left( \frac{\overline{\Gamma_n}}{D} \right)_{l=1} = \int_1 \sqrt{E} \cdot v_1$$

$$v_1 = \frac{R^2}{\lambda^2} / \left( 1 + \frac{R^2}{\lambda^2} \right)$$

Den Kernradius  $R$  identifizieren wir mit  $R'$ . Damit bleibt als letzte Unbekannte  $S_1$  übrig. Wir machen eine letzte grobe Vereinfachung, indem wir für beide Eu-Isotope die gleiche  $p$ -Wellen-Stärkefunktion annehmen. Damit gewinnen wir als grobe obere Abschätzung für den  $\langle \sigma_\gamma \rangle_{l=1} = 1$  von Eu

$$(31a) \quad \langle \sigma_\gamma \rangle_{E_\infty}^{l=1} (E) \leq 6\pi^2 \lambda^2 S_1 \sqrt{E} \frac{R'^2 / \lambda^2}{1 + R'^2 / \lambda^2}$$

Zur Bestimmung von  $S_1$  vergleichen wir die beiden Messwerte von Macklin et al. [18] bei 30 und 65 KeV nach Abzug der  $s$ -Wellen-Beiträge (Gleichungen (26a) und (26b)) mit dem Ausdruck (31a). Dieser Vergleich liefert für  $S_1$  einen Mittelwert von

$$S_1 = 0.70 \cdot 10^{-4}$$

mit einem Fehler von  $\pm 15\%$ .

Da für Eu noch keine Messung von  $S_1$  vorliegt, können wir den hier gewonnenen Wert nur mit experimentellen Werten für benachbarte Kerne und mit den Aussagen verschiedener optischer Modelle vergleichen. Dies geschieht in Abb.7. In dieser Abbildung sind die neuesten und wohl augenblicklich besten Bestimmungen von  $S_1$  von K.K.Seth et al. [33] im Atomgewichtsbereich zwischen  $A = 110$  und  $A = 200$  zusammen mit den Aussagen eines äquivalent lokalen und eines sogenannten deformierten optischen Potentials, das die Kopplung zwischen Grundzustand und erstem Kollektivzustand über dem Grundzustand berücksichtigt, [35, 36] aufgetragen. Die optischen Modell-Rechnungen wurden

nur für g-g-Kerne durchgeführt; für eine von I unabhängige Kernkraft, wie sie hier verwandt wurde, kann man diese Kurven auch zum Vergleich mit experimentellen Stärkefunktionen für u-g-Kerne verwenden. Das verwandte deformierte Modell überschätzt die experimentellen Stärkefunktionen um einen Faktor 3 - 4. Eine physikalisch zwar unplausible, aber etwas bessere Übereinstimmung ergibt sich für das äquivalent lokale Potential. Im Vergleich zu den experimentellen  $S_1$  - Werten für die Nachbarkerne liegt der von uns für Eu gefundene Wert von  $0.7 \cdot 10^{-4}$  sehr gut.

Mit diesem Wert für  $S_1$  erhalten wir numerisch als obere Abschätzung für den p-Wellen-Einfang in Eu

$$(31b) \quad \langle G_\gamma \rangle_{E_u}^{\ell=1} (E) \leq \frac{2.14 \cdot 10^{-3} \sqrt{E}}{1 + 2.46 \cdot 10^{-6} E} = \langle G_{\text{res}} \rangle_{E_u}^{\ell=1} \quad (E \text{ in } eV)$$

In Tabelle 8 werden s- und p-Wellen-Beiträge zu  $G_\gamma$  von Eu nach %-Anteilen verglichen. Die Tabelle bestätigt die früher gemachte Voraussetzung, daß unterhalb 5 KeV p-Wellen-Beiträge zu vernachlässigen sind; diese werden erst oberhalb 10 KeV merklich. Tabelle 7, in der die Summe von  $\langle G_\gamma \rangle_1 = 0$  und  $\langle G_\gamma \rangle_1 = 1$  mit den Experimenten verglichen wird, zeigt, daß auch zwischen 5 und etwa 70 KeV sowohl für die einzelnen Isotope als auch für natürliches Europium die Übereinstimmung zwischen der Theorie einerseits und den russischen und den amerikanischen Messungen andererseits befriedigend ist.

Die Russen [22] geben für ihre Messungen keine Fehlergrenzen an. Doch ist mit Sicherheit anzunehmen, daß die Abweichungen zwischen Theorie und Experiment bei allen Energiepunkten kleiner ist als die entsprechende Messungenauigkeit des gleichen

Vorzeichens. Die zur Normierung verwandten Macklin-Werte werden zwar nicht genau von der Theorie reproduziert, doch liegen die Abweichungen von den genauen Messwerten noch weit unter der Messgenauigkeit von  $\pm 9\%$ . Für  $\text{Eu}^{151}$  und  $\text{Eu}^{153}$  existieren bei 65 KeV keine Messwerte. Für 10 und 30 KeV sind alle Abweichungen negativ, während bei 65 KeV eine positive Abweichung für Eu auftritt. Für die Überschätzung von  $\langle \sigma_\gamma \rangle(\text{Eu})$  bei 65 KeV bieten sich folgende Erklärungen an:

1. Der Ausdruck (31b) überschätzt bekanntlich  $\langle \sigma_\gamma \rangle(\text{Eu})$ .
2. Bei 22 KeV öffnet sich zudem in  $\text{Eu}^{151}$  der erste unelastische Streukanal, von da an tritt unelastische Streuung zusätzlich zur elastischen Streuung in Konkurrenz zur Absorption. Diese unelastische Streuung ist vernachlässigt. Sie würde den Nenner der Ausdrücke für  $\langle \sigma_\gamma \rangle_{l=0}$  und  $\langle \sigma_\gamma \rangle_{l=1}$  vergrößern, damit  $\langle \sigma_\gamma \rangle$  von  $\text{Eu}^{151}$  und folglich von Eu verkleinern.

Wegen der bereits erreichten guten Übereinstimmung mit dem Experiment wurden diese beiden Möglichkeiten nicht näher untersucht.

In den Abb. 8a und 8b sind die umnormierten amerikanischen und russischen Messreihen für  $\langle \sigma_\gamma \rangle(E)$  mit den theoretischen für Eu,  $\text{Eu}^{151}$  und  $\text{Eu}^{153}$  im Bereich zwischen 100 eV und 75 KeV verglichen. Die gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment ist unmittelbar deutlich.

Für  $\sigma_T$  von Eu ergibt sich unter 10 KeV die Darstellung

$$\begin{aligned}
 \langle \sigma_T \rangle_{\text{Eu}}(E) &= \sigma_{\text{pot}} + \langle \sigma_{\text{res}} \rangle_{l=0} + \langle \sigma_{\text{res}} \rangle_{l=1} \\
 (33) \qquad &= 6.49 + \frac{1145}{\sqrt{E}} + \frac{2.14 \cdot 10^{-3} \sqrt{E}}{1 + 2.46 \cdot 10^{-6} \sqrt{E}} \\
 &\qquad\qquad\qquad (E \text{ in eV})
 \end{aligned}$$

Oberhalb 10 KeV ist die Energieabhängigkeit von  $\sigma_{\text{pot}}$  und der p-Wellen-Anteil der Potentialstreuung nicht mehr zu vernachlässigen. Um eine grobe Abschätzung für  $\sigma_{\text{pot}}(E)$  und damit für  $\langle \sigma_T \rangle(E)$  oberhalb 10 KeV zu bekommen, bedienen wir uns der bekannten Streuphasen für die harte Kugel:

$$(34) \quad \delta_1 = - \operatorname{arctg} \frac{J_{1+1/2}(x)}{N_{1+1/2}(x)} ; \quad J_{1+1/2} ; N_{1+1/2} = \text{halb-} \\ \text{zahlige Bessel- bzw.} \\ \text{Neumann-Funktionen}$$

$$(34a) \quad \delta_0 = x$$

$$(34b) \quad \delta_1 = x - \operatorname{arctg} x$$

$$(35) \quad \sigma_{\text{pot}} = 4\pi x^2 \sum_{l=0}^1 (2l+1) \sin^2 \delta_l$$

$$x = R'/\lambda = 1.57 \cdot 10^{-3} \sqrt{E}$$

Damit wird  $\langle \sigma_T \rangle$  von Eu oberhalb 10 KeV

$$\langle \sigma_T \rangle_{Eu}(E) = \frac{2.64 \cdot 10^6}{E} \left\{ \sin^2 x + 3 \sin^2(x - \operatorname{arctg} x) \right\}$$

$$(33a) \quad + \frac{1145}{\sqrt{E}} + \frac{2.14 \cdot 10^{-3} \sqrt{E}}{1 + 2.46 \cdot 10^{-6} E} \quad (E \text{ in eV})$$

Tabelle 9 zeigt einige Werte für diese Schätzung von  $\sigma_T$ , aufgeschlüsselt nach Beiträgen der Potentialstreuung und der Resonanzreaktionen für s- und p-Wellen-Neutronen (siehe auch Abb.9). d-Wellen-Beiträge sind unterhalb der höchsten in Tabelle 9 vorkommenden Energie von 250 KeV vollständig zu vernachlässigen. Die Abschätzung (33a) mit der statistischen Theorie für  $\langle \sigma_T \rangle(E)$  geht, wenn extrapoliert, glatt in den mit dem optischen

Modell gerechneten totalen WQ oberhalb 1 MeV über. Aus diesem Grunde, und da die Abschätzung (33a) mit dem oberhalb 65 KeV gemessenen  $\epsilon_T$  des unmittelbar benachbarten Elementes Sm recht gut übereinstimmt (siehe Abb.8), haben wir uns mit dieser Abschätzung begnügt, und  $\langle \epsilon_T \rangle$  nicht auch unterhalb 1 MeV mit dem optischen Modell gerechnet.

Die Auswertung der so gewonnenen mikroskopischen WQ zu GWQ in den Energiegruppen 10 bis 20, d.h. zwischen der jeweils oberen Grenze der aufgelösten Resonanzen für die beiden Europiumisotope und 46.5 KeV, geschieht nun für  $\epsilon_\gamma$  gemäß Gleichungen (26a) und (26b) und (31b) durch Wichtung mit  $1/E$  und numerische Auswertung der nicht mehr analytisch berechenbaren Mittelungsintegrale. Im Ausdruck (33) für  $\epsilon_T$  kann unterhalb 10 KeV mit einem Fehler von maximal 2.5 % ( bei 10 KeV ) im Nenner des p-Wellenbeitrags  $(R/\lambda)^2$  als  $\ll 1$  vernachlässigt werden. Damit ergibt sich für  $\epsilon_T^i$  unterhalb 10 KeV der Ausdruck

$$(36) \quad \epsilon_T^i = 6.49 + \frac{2290}{\Delta u_i} \left( \frac{1}{\sqrt{E_{iL}}} - \frac{1}{\sqrt{E_{iH}}} \right) + 4.28 \cdot 10^{-3} \left( \sqrt{E_{iH}} - \sqrt{E_{iL}} \right)$$

Oberhalb 10 KeV müssen die  $\epsilon_T^i$  numerisch ermittelt werden.  $\epsilon_n^i$  in jeder Gruppe ergibt sich als Differenz von  $\epsilon_T^i$  und  $\epsilon_\gamma^i$ . In die 10. Gruppe spielt bereits die unelastische Streuung herein, wir behandeln sie im folgenden Abschnitt. Ebenso verweisen wir auf den folgenden Abschnitt für die Ermittlung von  $\bar{\mu}_L^i$  und  $\bar{f}_i$ .  $\epsilon_{bn}^i$  ermittelt sich wieder aus Gleichung (4a). In Gruppe 19 (20) kommen für Eu<sup>153</sup> (Eu<sup>151</sup>) zu aufgelösten Resonanzen noch Beiträge unaufgelöster Resonanzen hinzu. Die Beiträge der aufgelösten Resonanzen bestimmen sich aus den Gleichungen (13b), (14b), (15) und (16). Die Beiträge unaufgelöster Resonanzen für beide Isotope wurden jeweils ermittelt

durch Integration von der Energie der letzten aufgelösten Resonanz plus dem mittleren Resonanzabstand an bis zur jeweiligen oberen Grenze der betreffenden Gruppe. Für  $\text{Eu}^{151}$  ( $\text{Eu}^{153}$ ) bedeutete das in den Gruppen 20 (19) die Integration von 18.7 bis 21.5 eV (25.5 bis 46.5 eV).

Die so ermittelten GWQ sind in der Tabelle 31 enthalten. Von der 19. bis zur 10. Gruppe gehen die  $\sigma_{\gamma}^i$  um den Faktor 70, die  $\sigma_n^i$  nur um den Faktor 2 herunter. Unterhalb 1 KeV überwiegt die Absorption, oberhalb die Streuung.

### 2b $\gamma$ . Bereich kontinuierlich veränderlicher Querschnitte.

Im letzten Abschnitt hatten wir die WQ im unaufgelösten Resonanzbereich bis etwa 70 KeV behandelt. Die Grenze von 70 KeV zwischen diesem und dem nun zu behandelnden Bereich kontinuierlich veränderlicher WQ ist natürlich nicht scharf, sondern in Wirklichkeit ein fließender Übergangsbereich von schwach zu stark überlappenden Resonanzen. Sie ergibt sich für Eu (wie auch für die drei anderen Elemente) zufällig als obere Grenze der  $\sigma_{\gamma}$ -Messungen von Oak Ridge.

Mangels anderer Messungen wurden die  $\sigma_{\text{act}}$  von Johnsrud et al. [23] für  $\text{Eu}^{151}$  als  $\sigma_{\gamma}$  von Eu genommen und der Ermittlung der  $\sigma_{\gamma}^i$  oberhalb 65 KeV bis 10 MeV mit Extrapolationen nach unten (zwischen 65 KeV und 150 KeV) und nach oben (zwischen 2.5 MeV und 10 MeV) zugrunde gelegt. Abb. 10 zeigt die angenommene Energieabhängigkeit von  $\sigma_{\gamma}$  zusammen mit den Messpunkten zwischen 10 KeV und 10 MeV. Die mit dieser Gleichsetzung verbundenen Fehler sind schwer abzuschätzen. Sicherlich ist  $\sigma_{\text{act}}(\text{Eu}^{151}) < \sigma_{\gamma}(\text{Eu}^{151})$ , da bei der Aktivierung nur der Neutroneneinfang in einem besonders langlebigen Zustand, bei  $\sigma_{\gamma}$  dagegen die Gesamtabsorption gemessen wird.

Der Ermittlung aller anderen WQ oberhalb 100 KeV wurden opti-

sche Modell-Rechnungen bzw. Abschätzungen auf Grund von Kernsystematik zugrunde gelegt.

Wir behandeln zunächst die optischen Modell-Rechnungen. Bei der Berechnung von WQ mit dem optischen Modell für einen so stark deformierten Kern wie Europium müßte eigentlich dessen Deformation berücksichtigt und ein nicht-sphärisches Modell benutzt werden. Solche nicht-sphärischen, sogenannten erweiterten optischen Modelle liegen theoretisch bereits vor [36-38], bisher steht aber in Karlsruhe für ein nicht-sphärisches Modell noch kein Rechenprogramm zur Verfügung. Es liegt dagegen ein Rechenprogramm für das kugelsymmetrische, nicht lokale optische Modell von Perey und Buck [39-41] vor.

Oberhalb einiger MeV ergab dieses Modell mit einem einzigen energie- und atomgewichtsunabhängigen Parametersatz recht gute Übereinstimmung mit dem Experiment in totalen WQ, Reaktions WQ und  $\sigma_n(\theta)$ , vor allem im Bereich magischer oder halbmagischer Kerne [39]. Da ein kugelförmiges Potential für einen stark deformierten Kern nun ohnehin keine sehr zuverlässigen Ergebnisse liefern kann, wurde, um die Rechenzeit zu reduzieren, statt der streng nicht lokalen Wellenfunktionen nur deren 0-te Näherung, die äquivalent lokalen Wellenfunktionen, zur Bestimmung der WQ herangezogen. Das letzteren Wellenfunktionen zugrunde liegende äquivalent lokale Kernpotential wurde näherungsweise mit Hilfe der Beziehung (35) in Referenz [39] aus dem vorgegebenen nicht lokalen Potential ermittelt. Ebenso wurde die Spin-Bahn-Wechselwirkung fortgelassen.

Der Realteil des äquivalent lokalen Potentials hat die Woods-Saxon-Form mit abgerundeter Kernkante, der Imaginärteil als Ableitung des Realteils entspricht einer Bevorzugung der Neutronenabsorption an der Kernoberfläche. Die Parameter für das

dem äquivalent lokalen entsprechende nicht lokale Potential wurden der Tabelle 4 der Referenz [39] entnommen; diese Tabelle enthält den Parameterbestsatz von Perey und Buck.

Gerechnet wurden bei Neutroneneinfallsenergien von 1, 2, 4, 6, 8 und 10 MeV die folgenden WQ:

$$\begin{aligned}
 \sigma_T^{OM} &= \text{totaler WQ} \\
 \sigma_{fn}^{OM} &= \text{formelastischer WQ} \\
 \sigma_a^{OM} &= \text{Absorptions WQ} \\
 \sigma_{fn}^{OM}(\Theta) &= \text{differentieller formelastischer WQ} \\
 \bar{\mu}_L^{OM} & \text{ gemittelt über } \sigma_{fn}^{OM}(\Theta)
 \end{aligned}
 \qquad
 \begin{array}{l}
 \text{OM} = \\
 \text{opti-} \\
 \text{sches} \\
 \text{Modell}
 \end{array}$$

Die Ergebnisse sind in den Tabellen 10 und 11 wiedergegeben.

Die Abb. 11 a und 12 a enthalten die Ergebnisse für Europium,

Abb. 11 b  $\sigma_{fn}^{OM}(\Theta)$  für Hf, die Abb. 12 b - d die optischen Modell WQ für Sm, Gd und Hf. Die  $\sigma_{fn}^{OM}(\Theta)$  für Sm und Gd sind wegen der Atomgewichtsnähe zu Eu graphisch von  $\sigma_{fn}^{OM}(\Theta)$  für Eu nicht unterscheidbar und daher aus den Abb. fortgelassen.

Wegen der linearen Abhängigkeit von  $\sigma_T$  von der mittleren Streuamplitude ist bekanntlich  $\sigma_T^{OM} = \sigma_T^{\text{exp}}$  während  $\sigma_x^{\text{exp}}$  und  $\sigma_a^{OM}$  sich um den sogenannten Fluktuations WQ voneinander unterscheiden. Der Fluktuations WQ ist im wesentlichen identisch mit dem WQ für compoundelastische Streuung. Mit wachsender Zahl offener, insbesondere unelastischer Streukanäle verliert die compoundelastische Streuung, d.h. die Rückkehr in den Grundzustand, an Bedeutung und verschwindet oberhalb einiger MeV schließlich gänzlich. Oberhalb einiger MeV werden

so

$$\sigma_a^{\text{OM}} = \sigma_X^{\text{exp}} ; \sigma_{fn}^{\text{OM}} = \sigma_n^{\text{exp}}$$

Wir haben angenommen, daß diese Gleichheiten in den Gruppen 1 - 3 zwischen 2.5 und 10.5 MeV erfüllt sind.

Da experimentell nichts bekannt ist, wurden für Europium in diesen drei Gruppen  $\sigma_T$ ,  $\sigma_X$  und  $\sigma_n$  direkt aus den optischen Modell-Rechnungen übernommen. Durch Differenzbildung von  $\sigma_X$  und  $\sigma_\gamma$  ergab sich  $\sigma_n$ . In dem so ermittelten  $\sigma_n$  ist oberhalb der Schwelle bei etwa 6 MeV noch  $\sigma_{2n}$ , der WQ für den (n,2n)-Prozess enthalten; er wurde nicht explizit, sondern nur als Anteil von  $\sigma_n$  berücksichtigt. In den ersten drei Gruppen wurde auch  $\bar{\mu}_L$  direkt aus den optischen Modell-Rechnungen entnommen und mit den Beziehungen (6d) und (9) in  $\bar{f}_i$  und  $\sigma_{bn}^i$  umgerechnet. Für die Gruppen 4 - 9 wurde für  $\sigma_T$  eine glatte Verbindung zwischen den Ergebnissen des optischen Modells oberhalb 1 MeV und den Ergebnissen der statistischen Theorie unterhalb 250 KeV benutzt. In denselben Gruppen wurde für  $\sigma_n$  von Eu der gleiche Querschnittsverlauf wie für Sm zugrunde gelegt.

Die Gleichsetzung wird nahegelegt durch die nahe Atomgewichtsnachbarschaft, gleiche niedrigste Schwellen für unelastische Streuung bei 22 KeV in  $\text{Sm}^{149}$  und  $\text{Eu}^{151}$ , überhaupt ähnliche Termschemata, und die Tatsache, daß man im Unterschied zu Eu für Sm aus Experimenten Aussagen über  $\sigma_n$ , als Differenz von  $\sigma_T$ ,  $\sigma_n$  und  $\sigma_\gamma$  auch für Energien unterhalb der dritten Gruppe gewinnen kann. Das wird im Abschnitt 3 näher erläutert. Für Eu folgt  $\sigma_n$  dann in den Gruppen 4 - 10 aus der Differenz von  $\sigma_T$ ,  $\sigma_n$  und  $\sigma_\gamma$ . Die so gewonnenen mikroskopischen WQ  $\sigma_T$ ,  $\sigma_n$  und  $\sigma_n$  sind in Abb. 12a und Tabelle 12a enthalten. Sie wurden dann mit den Wichtungsspektren  $\chi(\epsilon)$  in den Gruppen 1-3

und  $1/E$  in den Gruppen 4 - 10 numerisch in die entsprechenden GWQ umgerechnet.

Bis auf Abrundungsunterschiede bekommen  $\bar{\mu}_{\frac{i}{L}}$  und  $\bar{\xi}_i$  für Eu in den Gruppen 4 - 10 dieselben Werte wie für Sm. Auch deren Ermittlung wird in Abschnitt 3 diskutiert.  $\bar{\sigma}_{bn}^i$  ergibt sich in den Gruppen 4 - 10 aus den Gleichungen (4b) und (6d) für  $1/E$ -Wichtung. Die GK-Ergebnisse sind in Tabelle 31 wiedergegeben. In Abschnitt 6 wird die Genauigkeit der mikroskopischen WQ und der daraus ermittelten GWQ diskutiert.

### 3. Wirkungsquerschnitte für Sm, Gd und Hf.

#### 3a. Experimentelle Kenntnis

##### 3a $\alpha$ . Thermischer Energiebereich

Im thermischen Energiebereich liegen für Sm und Gd ebenso wie für Eu außer Messungen von  $\sigma_{\gamma}$  ( $2200 \frac{m}{sec}$ ) und energieabhängigen Messungen von  $\sigma_T$  eine Messung des Verhältnisses  $\sigma_n/\sigma_{\gamma}$  im Bereich 0.02 - 0.16 eV aus Chalk River vor [2]. Für Hf existieren außer Messungen von  $\sigma_{\gamma}$  ( $2200 m/sec$ ) und energieabhängigen Messungen von  $\sigma_T$  noch eine direkte Messung von  $\sigma_n$  bei 0.025 eV [2]. Die Tabelle 13 enthält die Mess- und daraus abgeleitete Ergebnisse für 0.025 eV für die drei Elemente wie auch für Eu.

##### 3a $\beta$ . Resonanzbereich

Nennenswerte Resonanzmessungen liegen immer nur für die ungeraden Isotope der drei Elemente vor, bei Samarium also für  $Sm^{147}$  und  $Sm^{149}$ , bei Gadolinium für  $Gd^{155}$  und  $Gd^{157}$ , bei Hafnium für  $Hf^{177}$  und  $Hf^{179}$ . Wie bei Europium handelt es sich um Transmissionsmessungen für verschiedene Probendicken und Isotopenanreicherungen mit Kristallspektrometern [43, 45, 47, 48], fast und slow Chopper [42, 44, 46, 49] in Brookhaven, Oak Ridge, Argonne und am Material Testing Reactor. Die experimentellen Messkurven sind in Referenz [2] enthalten. In einigen geradzahligen Sm- und Hf-Isotopen ist auch noch jeweils eine Resonanz ausgemessen worden. Die aus den genannten Messungen ausgewerteten Resonanzparameter sind von der Brookhaven-Sigma-Gruppe zu Bestwerten verarbeitet und in Referenz [6] zusammengestellt. Sie wurden unverändert von uns in unseren Rechnungen benutzt. Daß für die geradzahligen Isotope nur so wenige Resonanzen ausgemessen sind, liegt an dem viel größeren

Niveauabstand in den Zwischenkernen zu den geradzahligem Isotopen gegenüber dem Niveauabstand in den Zwischenkernen für die ungeradzahligem Isotope. Tabelle 15 resumiert einige allgemeine Daten über die Resonanzmessungen an den genannten drei Elementen.

Für 4 Isotope sind zwischen 20 und 30 Resonanzen bekannt, für  $\text{Sm}^{147}$  nur 13 und für  $\text{Gd}^{157}$  sogar nur 5 Resonanzen. Die Messungen für  $\text{Gd}^{157}$  wurden in den Jahren 1946 - 1947 mit schlechter Energieauflösung durchgeführt und ergaben daher wenig Resonanzen im Vergleich mit dem später mit wesentlich besserer Auflösung vermessenen Nachbarkern  $\text{Gd}^{155}$ . Aus diesem Grunde sind in der Tabelle für dieses Isotop  $\bar{D}_{\text{beob}}$  und  $S_0$  nicht eingetragen. Für die übrigen Isotope ergeben sich in  $\bar{D}_{\text{beob}}$  und  $S_0$  von einem Isotop des Elements zum anderen keine großen Unterschiede; die  $\bar{\Gamma}_\gamma$  verschiedener Isotope liegen besonders nahe beieinander. Die größte Zahl von  $\bar{\Gamma}_\gamma$  an einem Einzelisotop ist für  $\text{Gd}^{155}$ , nämlich für 8 Resonanzen ausgemessen worden. Diese zeigen, ähnlich wie bei Europium, eine nur schwache Streuung um den Mittelwert. Die Vorbehalte wegen statistischer Unzulänglichkeit der mittleren Resonanzparameter gelten auch hier wie bei Europium. Vergleich der Spalten 2 und 4 zeigt, daß die jeweils den Resonanzanalysen zu Grunde liegenden Messungen von  $\epsilon_T$  noch weit über die letzte aufgelöste Resonanz hinausgehen. Oberhalb 50 eV bei Gd, und oberhalb etwa 100 eV bei Sm und Hf war die Auflösung jedoch schon zu schwach, um noch einzelne Resonanzen analysieren zu können. Die genannte obere Grenze von etwa 100 eV entspricht bei unseren vier Elementen etwa der Auflösungsgrenze der oben genannten Apparaturen. Mit Linearbeschleunigern mit wesentlich besserem Auflösungsvermögen kann man hoffen, auch bei höheren Energien

noch einzelne Resonanzen aufzulösen. Mit neueren sehr umfangreichen Resonanzmessungen an geraden und ungeraden Hf-Isotopen [52] mit dem Linearbeschleuniger am Rensselaer Polytechnic Institute wurde u.a. der experimentelle Nachweis erbracht für die obige Behauptung, daß in den ungeraden Zwischenkernen die Niveauabstände größer als in den geraden Zwischenkernen sind. Die Auswertung dieser Experimente ist noch nicht beendet, bisher wurden nur die Resonanzenergien zusammengestellt. Einige vorläufige Ergebnisse über die mittleren Niveauabstände zeigt die nachstehende Tabelle.

Isotop	$\bar{D}_{\text{beob}}$ (eV)
Hf <sup>177</sup>	3.8 ± 0.4
Hf <sup>178</sup>	64 ± 15
Hf <sup>179</sup>	5.6 ± 0.6
Hf <sup>180</sup>	125 ± 50

Demnach liegt zwischen den Niveauabständen von geraden und ungeraden Isotopen nahezu ein Faktor 20.

Für Sm und Gd schließen sich an die genannten Resonanzmessungen bis etwa 10 KeV Fast-Chopper-Messungen für  $\zeta_T$  an ([2], siehe auch [53]). Der WQ Verlauf zeigt nur noch relativ schwache Fluktuationen. Schließlich haben Hughes und Mitarbeiter [17] über viele Resonanzen mittelnde Transmissionsmessungen bei einigen KeV statistisch interpretiert. Sie erhalten für die  $S_0$  einiger Isotope die in Tabelle 16 aufgeführten Werte.

Vergleich mit den  $S_0$  in Tabelle 15 zeigt erhebliche Unterschiede vor allen Dingen für die Samarium-Isotope.

Eine ähnliche Messung und Auswertung neueren Datums liegt von Brookhaven [54] für einige Gd-Isotope vor, (siehe Tabelle 16, unteren Teil). Für die ungeraden Isotope sind die Ergebnisse relativ gut mit den früheren Ergebnissen verträglich. Insbeson-

dere ist die Genauigkeit wesentlich höher als bei den früheren Messungen.

Schließlich haben Seth et al. [33]  $\zeta_T$  zwischen 30 und 650 KeV für eine Reihe von Elementen gemessen, u.a. für Gd und Hf, und diese Experimente nach Stärkefunktionen für s- p- und d-Wellen-Neutronen und nach der Potentialstreulänge  $R'$  analysiert. Ihre Ergebnisse für Gd und Hf zeigt Tabelle 17.

$S_0(\text{Hf})$  ist völlig inkonsistent mit dem Wert in Tabelle 16.

Der Grund kann darin liegen, daß die Brookhaven-Transmissionsmessung bei einigen KeV mit wesentlich besserer Energieauflösung keine oder nur unrepräsentativ wenige Resonanzen in geraden Hf-Isotopen erfaßt hat, im Gegensatz zu der Duke-Messung [33]. Bei der Interpretation von  $\langle \zeta_T \rangle$  für das natürliche Element mit der statistischen Theorie würde sich das in einer kleineren s-Wellen-Stärkefunktion bemerkbar machen.

Für  $\zeta_\gamma$  liegen zwischen 200 eV und 65 KeV im wesentlichen wieder die bereits erwähnten Messungen aus Oak Ridge vor [18 - 21]. Im Gegensatz zu Europium sind von den Russen keine Messungen für diese drei Elemente gemacht worden. Die Ergebnisse der sorgfältigen systematischen Messungen von Macklin und Mitarbeitern [18] bei 30 und 65 KeV sind in der Tabelle 14 zusammengestellt. Eu hat unter den vier Elementen die größten  $\zeta_\gamma$  bei diesen Energien.

Für Sm, Gd und Hf liegen wieder unnormierte Messungen für zwischen 200 eV und etwa 10 KeV vor [20, 21]. Für Sm und Gd existieren weitere Messungen von Oak Ridge zwischen 10 KeV und 200 KeV, normiert auf die Macklin'schen Messungen bei 30 und 65 KeV [21]. Ebenso wie bei Eu zeigen die Messungen Resonanzfluktuationen bis etwa 1 KeV, oberhalb 1 KeV dann einen glatten Verlauf. Wenn man die beiden Messreihen unter-

halb und oberhalb 10 KeV extrapoliert und die Extrapolationen miteinander vergleicht, ergeben sich wie bei Eu wieder Diskrepanzen. Die unnormierten Messungen unterhalb 10 KeV liegen bei Hf offensichtlich zu hoch, bei Gd und Sm anscheinend zu niedrig; bei Gd und Sm ließ sich die Umnormierung der Messwerte unter 10 KeV auf diejenigen oberhalb 10 KeV nicht klar entscheiden. Aus diesem Grunde wurden die Messwerte unterhalb 10 KeV für diese beiden Elemente unverändert übernommen; möglicherweise werden dadurch die  $\sigma_{\gamma}$  in diesen beiden Elementen unterhalb 10 KeV bis 200 eV herunter um etwa 30 % unterschätzt. Ohne Umnormierung wäre für Hf die genannte Diskrepanz weitaus größer. Da die Verbindungslinie der beiden Messpunkte von Macklin [18] bei 30 und 65 KeV annähernd parallel verläuft zu einer mittleren (in doppeltlogarithmischem Maßstab) Geraden durch die Messwerte zwischen 1 KeV und 10 KeV, wurde eine Umnormierung auf die Macklin'schen Werte vorgenommen, und zwar mit dem Umrechnungsfaktor

$$\frac{\sigma_{\text{normiert}}}{\sigma_{\text{unnormiert}}} = 0.58$$

Schließlich haben Macklin et al. [55] bei  $30 \pm 7$  KeV die  $\sigma_{\gamma}$  für alle stabilen Sm-Isotope gemessen. Die Ergebnisse stehen in Tabelle 14. Aufsummierung der Einzel WQ ergibt ein  $\sigma_{\gamma}(\text{Sm})$  von 644 mb. Die Genauigkeit der Einzelbestimmungen reicht von 15 bis 50 %. Der so ermittelte  $\sigma_{\gamma}$  bei 30 KeV liegt um mehr als 200 mb unter dem früher ermittelten [18]; die Gründe für diese offensichtliche Diskrepanz werden von den Autoren (Macklin et al.) leider nicht diskutiert.

### 3a $\gamma$ . Kontinuum-Bereich

Messungen von  $\sigma_T$  liegen für Sm und Hf zwischen etwa 50 KeV und 3 MeV vor [56], für Gd haben Crouthamel et al. [57] vor kurzem  $\sigma_T$  zwischen 9.3 KeV und 2 MeV gemessen. Im Rahmen einer größeren systematischen Studie haben Foster und Glasgow [58] zwischen 3 und 15 MeV auch  $\sigma_T$  für Sm, Gd und Hf untersucht.

Für  $\sigma_n(\Theta)$  liegen systematische Messungen zwischen 0.3 und 1.5 MeV in Abständen von 50 KeV für Sm und Gd vor [59]. Jede einzelne Messung ist bereits von den Autoren nach Legendre-Polynomen entwickelt und analysiert worden. Bei 0.98 MeV liegen ferner von Gilboy und Powle [60] für Sm und Gd Messungen vor, bei 1 MeV für Hf [61]. Oberhalb 1.5 MeV existiert keine einzige Messung für  $\sigma_n(\Theta)$  in einem der drei Elemente. Für  $\sigma_\gamma$  liegt bei Sm<sup>154</sup> eine Messreihe zwischen 0.15 und 6.2 MeV [23] vor, ferner eine Messreihe für den Aktivierungsquerschnitt von Hf<sup>180</sup> von Miskel et al. [62] zwischen 30 KeV und 4 MeV. Für Gd existiert keine einzige Messung oberhalb 65 KeV.

Für keines der drei Elemente gab es bis 1964 Messungen von unelastischen Streu WQ oder Energieverteilungen unelastisch gestreuter Neutronen. Erst Ende 1964 sind einige wenige Messungen von Streuverteilungen im höheren MeV-Bereich bekannt geworden [63]; deren Ergebnisse hatten wir bei der vorliegenden Untersuchung noch nicht zur Verfügung.

Niveauschemata sind für sämtliche Isotope dieser drei Elemente bis zu einigen MeV hinauf gut bekannt. Ihre Zusammenstellung würde hier zu weit führen. Wir verweisen auf die Nuclear Data Sheets von Katharine Way, falls die Niveaus zur Abschätzung unelastischer Streu WQ mit Hilfe der Hauser-Feshbach-Theorie

einmal benötigt werden. Für die Zwecke dieser Arbeit entnehmen wir aus Tabelle 18 lediglich die niedrigsten Schwellen für unelastische Streuung. Es sind nur die Schwellen für die häufigsten Isotope aufgeführt.

### 3b. Gruppen-Wirkungsquerschnitte für Sm, Gd und Hf

#### 3b $\alpha$ . Bereich der aufgelösten Resonanzen

Der Bereich der aufgelösten Resonanzen erstreckt sich von der jeweils niedrigsten positiven Resonanz bis zu den in Tabelle 15, Spalte 4 angegebenen oberen Grenzenergien. Wir entnehmen weiterhin aus Tabelle 15, daß die Bedingung  $\Gamma \ll D$  zur Beschreibung der Resonanz WQ mit der Ein-Niveau-Formel im Mittel gut erfüllt ist. Es sind also alle Formeln des Abschnitts 2b für Eu auf Sm, Gd und Hf übertragbar. Im Unterschied zu Eu ergibt sich wegen etwas größerer  $\Gamma_n$  eine stärkere Resonanzstreuung, insbesondere für Sm. Es wurden alle bekannten Resonanzen berücksichtigt und aus Referenz [6] bzw. für Hf auch aus Referenzen [15] und [51] entnommen. Genau wie bei der ursprünglichen Analyse der Resonanz-Experimente für alle drei Elemente wurde der statistische Gewichtungsfaktor  $g_J = \frac{1}{2}$  gesetzt.

Die GWQ  $\sigma_n^i$ ,  $\sigma_y^i$  und  $\sigma_T^i$  für ein einzelnes Isotop bestimmen sich wieder nach den Gleichungen (13b), (14b) und (15). Für die GWQ des jeweiligen Elements gilt Gleichung (16) mit sinngemäßer Änderung der Summenbildung über die einzelnen Isotope. In Sm und Hf liegen die obersten aufgelösten Resonanzen gerade am Übergang von der 18. in die 17. Gruppe, bei Gadolinium von der 19. in die 18. Gruppe. Durch dieses zufällige Zusammenfallen von Gruppengrenzen und oberen Energiegrenzen für aufgelöste Resonanzen lassen sich in allen drei Elementen die Bereiche aufgelöster und unaufgelöster Resonanzen durch Gruppengrenzen deutlich trennen. Die wenigen Resonanzen in Gd- und Hf-Isotopen,

die über den jeweiligen Gruppengrenzen in den unaufgelösten Bereich hinein liegen, wurden nicht berücksichtigt. Die  $\sigma_{\text{pot}}$  für Gd bzw. Hf wurden aus Referenz [33] entnommen.

$$(\sigma_{\text{pot}}(\text{Gd}) = 6.52 \text{ b}; \sigma_{\text{pot}}(\text{Hf}) = 6.05 \text{ b}).$$

Für Sm ist  $\sigma_{\text{pot}}$  nicht bekannt; wegen der unmittelbaren Atomgewichtsnachbarschaft zu Eu und Gd (6.49 und 6.52 barn) haben wir  $\sigma_{\text{pot}}(\text{Sm})$  zu 6.50 barn angenommen. In den Gruppen 23 und 25 für Gd, 25 für Hf und Sm wurden die Gruppenquerschnitte für  $\sigma_{\text{T}}$  durch Multiplikation der experimentellen Daten mit  $1/E$  und numerische Integration gewonnen. Die experimentellen Daten wurden aus Referenz [2] entnommen. In denselben Gruppen wurde  $\sigma_{\text{n}}^{\text{i}}$  aus den bekannten Resonanz-Parametern ermittelt und die Summe  $\sigma_{\text{n}}^{\text{i}} + \sigma_{\text{pot}}$  von  $\sigma_{\text{T}}^{\text{i}}$  abgezogen, um  $\sigma_{\text{r}}^{\text{i}}$  zu erhalten. Wie bei Eu mußte auch bei Sm, Gd und Hf wegen der schmalen Gruppenbreite berücksichtigt werden, daß eine Resonanz Beiträge in mehr als einer Gruppe liefert.  $\sigma_{\text{b}_n}^{\text{i}}$  bestimmt sich wieder nach Gleichung (6) mit  $\overline{f}_i$  aus Gleichung (5a). Entsprechend isotroper Streuung im Schwerpunktsystem ist in allen Gruppen mit aufgelösten Resonanzen  $\overline{\mu}_{\text{L}} = 2/3 \text{ A}$ .

Die numerischen Ergebnisse in den GWQ - Tabellen 31 für Sm, Gd und Hf zeigen durchweg eine nicht so starke und gleichmäßig nach niedrigen Energien hin zunehmende Absorption wie Eu. Sm zeigt z.B. in der Gruppe 21 durch eine außergewöhnlich hohe und breite Resonanz in Sm<sup>152</sup> bei 8.0 eV eine weit aus den übrigen Gruppen herausfallende hohe Absorption und sogar etwa gleich hohe elastische Streuung. In derselben Gruppe hat auch Hf infolge der hohen Resonanz in Hf<sup>178</sup> bei 7.8 eV besonders hohe  $\sigma_{\text{r}}^{\text{i}}$  und  $\sigma_{\text{n}}^{\text{i}}$ . Im Unterschied zu den drei restlichen Elementen zeigt Sm von Gruppe 21 an aufwärts eine mit der Absorption vergleichbare Streuwahrscheinlichkeit.

Gd absorbiert am stärksten im thermischen Bereich bis etwa 1 eV, oberhalb 1 eV ist die Absorption wesentlich schwächer als in Eu. Im Gegensatz zu den drei übrigen Elementen absorbiert Hf nicht so sehr in der 24., 25. und thermischen Gruppe, dagegen sehr stark in der 22. und 23. Gruppe zwischen 1 und 4.65 eV. Oberhalb der 21. Gruppe ist die Absorption in Hf sehr viel kleiner als in den drei übrigen Elementen.

### 3b $\beta$ . Bereich der unaufgelösten Resonanzen

Während Eu nur aus zwei stabilen Isotopen besteht, und infolgedessen die notwendigen mittleren Resonanz-Parameter zur Beschreibung der WQ - Verläufe im Bereich unaufgelöster Resonanzen entweder bekannt waren oder sich durch physikalisch sinnvolle Annahmen ermitteln ließen, bestehen Sm, Gd und Hf aus wesentlich mehr Isotopen und beschränkt sich die Kenntnis mittlerer Resonanz-Parameter im wesentlichen auf die ungeraden Isotope.

Ein Vorteil gegenüber Eu ist, daß die  $\sigma_T$  für diese drei Elemente wesentlich besser bekannt sind als für Eu. Lücken bestehen nur für Sm und Hf zwischen 10 und etwa 50 KeV, die sich mit guter Genauigkeit durch Interpolation zwischen den Messungen unter 10 KeV und oberhalb 50 KeV schließen lassen. Oberhalb 200 eV bis 65 KeV ist  $\sigma_\gamma$  für alle drei Elemente bekannt, so daß in diesem Bereich, d.h. für die Gruppen 9 - 16,  $\sigma_n^i$  aus der Differenz von  $\sigma_T^i$  und  $\sigma_\gamma^i$  <sup>und</sup> gegebenenfalls (Sm, Gd)  $\sigma_n^i$  bestimmt werden konnte. Lücken in  $\sigma_\gamma$  bestehen für Gd zwischen 50 und 200 eV (Gruppen 17 und 18), für Sm und Hf zwischen 100 und 200 eV (Gruppe 17). In diesen Gruppen wurde die Aufteilung von  $\sigma_T^i$  in  $\sigma_n^i$  und  $\sigma_\gamma^i$  folgendermaßen vorgenommen. Nach den oben gegebenen Argumenten liegen in diesen Gruppen höchstwahrscheinlich nur sehr wenige Resonanzen in den jeweiligen geradzahligen Isotopen, verglichen mit der Zahl der

Resonanzen in den ungeradzahligen Isotopen in diesen Gruppen. Das legt nahe,  $\langle \sigma_T \rangle$  in dem Verhältnis in Streu- und Einfangbeiträge aufzuteilen, das für die jeweiligen ungeraden Isotope gilt. Ohne Zahlenangaben bemerken wir, daß die in Abschnitt 2b) angegebene Statistik über Ein-Niveau-Formeln auch für Sm, Gd und Hf verwandt werden kann. Ferner können wir uns in den genannten Gruppen ganz auf s-Wellen-Prozesse beschränken. Die statistischen WQ für Einfang und Streuung für die ungeraden Isotope werden wieder aus den Gleichungen (17) und (18) bestimmt. In den nachfolgenden Gleichungen (37) bis (42) schreiben wir die numerischen Formeln für  $\langle \sigma_Y \rangle_{l=0}^{l=0}$  und  $\langle \sigma_n \rangle_{l=0}^{l=0}$  für die in Tabelle 19 enthaltenen ungeraden Isotope auf:

$$(37a) \langle \sigma_n \rangle_{l=0}^{Sm 147} (E) = 6.50 + \frac{1782}{\sqrt{E}} \frac{6.86\sqrt{E}}{6.86\sqrt{E} + 59} R_n \left( \frac{4.30}{\sqrt{E}} \right)$$

$$(37b) \langle \sigma_n \rangle_{l=0}^{Sm 149} (E) = 6.50 + \frac{1326}{\sqrt{E}} \frac{2.34\sqrt{E}}{2.34\sqrt{E} + 62} R_n \left( \frac{13.25}{\sqrt{E}} \right)$$

$$(38a) \langle \sigma_Y \rangle_{l=0}^{Sm 147} (E) = \frac{1782}{\sqrt{E}} \frac{59}{6.86\sqrt{E} + 59} R_Y \left( \frac{4.30}{\sqrt{E}} \right)$$

$$(38b) \langle \sigma_Y \rangle_{l=0}^{Sm 149} (E) = \frac{1326}{\sqrt{E}} \frac{62}{6.86\sqrt{E} + 62} R_Y \left( \frac{13.25}{\sqrt{E}} \right)$$

$$(39) \langle \sigma_n \rangle_{l=0}^{Gd 155} (E) = 6.52 + \frac{630}{\sqrt{E}} \left\{ \frac{0.787\sqrt{E} R_n \left( \frac{70.8}{\sqrt{E}} \right)}{0.77\sqrt{E} + 109} + \frac{0.325\sqrt{E} R_n \left( \frac{104.8}{\sqrt{E}} \right)}{0.52\sqrt{E} + 109} \right\}$$

$$(40) \langle \sigma_Y \rangle_{l=0}^{Gd 155} (E) = \frac{630}{\sqrt{E}} \left\{ \frac{40.9 R_Y \left( \frac{70.8}{\sqrt{E}} \right)}{0.77\sqrt{E} + 109} + \frac{68.1 R_Y \left( \frac{104.8}{\sqrt{E}} \right)}{0.52\sqrt{E} + 109} \right\}$$

$$(41a) \langle G_n \rangle_{\lambda=0}^{HF^{177}}(E) = 6.05 + \frac{910}{\sqrt{E}} \frac{1.58\sqrt{E} \cdot R_n\left(\frac{19.3}{\sqrt{E}}\right)}{1.58\sqrt{E} + 61}$$

$$(41b) \langle G_n \rangle_{\lambda=0}^{HF^{179}}(E) = 6.05 + \frac{538}{\sqrt{E}} \left\{ \frac{0.464\sqrt{E} R_n\left(\frac{19.1}{\sqrt{E}}\right)}{1.03\sqrt{E} + 60} + \frac{0.633\sqrt{E} R_n\left(\frac{21.1}{\sqrt{E}}\right)}{1.15\sqrt{E} + 60} \right\}$$

$$(42a) \langle G_Y \rangle_{\lambda=0}^{HF^{177}}(E) = \frac{910}{\sqrt{E}} \cdot \frac{61}{1.58\sqrt{E} + 61} R_Y\left(\frac{19.3}{\sqrt{E}}\right)$$

$$(42b) \langle G_Y \rangle_{\lambda=0}^{HF^{179}}(E) = \frac{538}{\sqrt{E}} \left\{ \frac{27 R_Y\left(\frac{19.1}{\sqrt{E}}\right)}{1.03\sqrt{E} + 60} + \frac{33 R_Y\left(\frac{21.1}{\sqrt{E}}\right)}{1.15\sqrt{E} + 60} \right\}$$

Die in diesen Gleichungen verwandten Parameter sind in Tabelle 19 zusammengestellt. Das ungerade Isotop  $Gd^{157}$  ist ausgelassen;  $S_0$  ist für dieses Isotop zwar sehr genau bekannt [54]; die schlechte Energieauflösung in den alten Resonanzmessungen von 1946 und 1947 [45-47] für  $Gd^{157}$  reicht aber nicht aus, um ein einigermaßen richtiges  $\bar{D}_{beob}$  anzugeben. Die  $\bar{\Gamma}_Y$  sind sämtlich aus Referenz [6], also den Resonanzexperimenten entnommen, die  $S_0$  für die beiden Sm- und die beiden Hf-Isotope aus Referenz [17],  $S_0$  für  $Gd^{155}$  aus Referenz [54]. Diese Werte für  $S_0$ , die einer Mittelung des Experiments über sehr viele Resonanzen entsprechen, sind zuverlässiger als diejenigen, die aus den statistisch unzureichenden Resonanzmessungen gewonnen wurden. Für  $\bar{D}_{beob}$  wurden die Zahlen der Tabelle 15 zugrunde gelegt, daraus die  $\bar{D}_J$  wieder mit den Formeln (25) und (25a) ermittelt. Wie für Eu wurde dabei der Spinabschneideparameter  $\zeta = 4$  gesetzt; für diesen Wert von  $\zeta$  werden die  $\bar{D}_J$  für  $J = 3$  und  $J = 4$  nahezu gleich groß. Besonders groß sind die  $\bar{\Gamma}_n^{(0)}$  der

beiden Sm-Isotope; dadurch erklären sich die relativ hohen  $\sigma_n^i$  bei Sm.

Die obigen  $\langle \sigma_n \rangle(E)$  und  $\langle \sigma_\gamma \rangle(E)$  für die ungeraden Isotope wurden nun mit  $1/E$ -Wichtung numerisch zu Gruppenkonstanten verarbeitet und das Verhältnis  $\sigma_{n^{res}} / \sigma_\gamma^i$  gebildet.

Gemäß der Aufteilung von  $\sigma_T$  des natürlichen Elements im Verhältnis  $\sigma_n^i / \sigma_\gamma^i$  für die ungeraden Isotope, erhalten wir für die  $\sigma_\gamma^i$  und  $\sigma_n^i$  des natürlichen Elements

$$(43) \quad \sigma_\gamma^i = \frac{\sigma_T^i - 4\pi R^2}{1 + \frac{\sigma_{n^{res}}}{\sigma_\gamma^i}} ; \quad \sigma_{n^{res}} = \sigma_n^i - 4\pi R^2$$

$$(44) \quad \sigma_n^i = \sigma_T^i - \sigma_\gamma^i$$

Wir betrachten die Ergebnisse für  $\sigma_T$  in den GWQ - Tabellen 31 zwischen etwa 50 eV und rund 100 KeV. Während bei Eu eine stetige Zunahme nach kleinen Energien hin zu beobachten ist, ergibt sich für die anderen drei Elemente vor allem unter 1 KeV zunächst eine Abflachung von  $\sigma_T$ . Die Abflachung rührt von den fehlenden Resonanzen der geraden Isotope her. In allen drei Elementen ist  $\sigma_\gamma$  im unaufgelösten Resonanzbereich durchweg kleiner als  $\sigma_\gamma(\text{Eu})$ , während die  $\sigma_n$  oberhalb 1 KeV für alle vier Elemente etwa von der gleichen Größenordnung sind und nur unterhalb 1 KeV für Sm alle anderen Elemente überwiegen.

### 3b 8. Bereich kontinuierlich veränderlicher Querschnitte

Der hier mit Kontinuum-Gebiet benannte Bereich beginnt wie für Eu bei etwa 100 KeV. Die Abb. 12 a - d zeigen u.a. Messpunkte und den angenommenen Verlauf für  $\sigma_T$  von Sm, Gd und Hf im Bereich 10 KeV bis 15 MeV. Die Umwandlung in GWQ geschah numerisch.

Für  $\epsilon_\gamma$  liegen ja nur relativ wenig Messungen vor. Um  $\epsilon_\gamma$  abzuschätzen, benutzen wir die Kernsystematik. Wie die Oak Ridge - Messungen [20, 21, 6] zeigen, verlaufen die  $\epsilon_\gamma$  der seltenen Erden mindestens im höheren KeV-, manchmal auch im MeV-Bereich in einer guten ersten Näherung parallel bei verschiedenen Absolutwerten. Diese Beobachtung erlaubt uns von den  $\epsilon_\gamma$ -Messungen für  $\text{Sm}^{154}$  [23] auf  $\epsilon_\gamma(\text{Sm})$ , von den Aktivierungs-Messungen an  $\text{Hf}^{180}$  [62] auf  $\epsilon_\gamma(\text{Hf})$  zu schließen. Die  $\epsilon_\gamma$ -Messungen an  $\text{Sm}^{154}$  [23] unterhalb 500 KeV lassen sich (in doppeltlogarithmischem Maßstab) durch eine gerade Linie verbinden, deren Verlängerung nach unten über 150 KeV hinaus genau durch den von Macklin und Mitarbeitern bei 30 KeV [55] gemessenen Wert läuft. Diese Verbindungslinie verläuft unterhalb 65 KeV parallel zu den Messungen von  $\epsilon_\gamma(\text{Sm})$ . Sie unterscheiden sich also um einen konstanten Faktor. Es ergibt sich

$$\frac{\epsilon_\gamma^{\text{Sm}}}{\epsilon_\gamma^{\text{Sm } 154}} = 2.800$$

Mit diesem Faktor wird oberhalb 200 KeV bis 6.2 MeV  $\epsilon_\gamma(\text{Sm}^{154})$  in  $\epsilon_\gamma(\text{Sm})$  umgerechnet, oberhalb 6.2 bis 10 MeV die geradlinige Verbindung (in doppeltlogarithmischem Maßstab) zwischen 2 und 6.2 MeV extrapoliert. Der Macklin'sche Messpunkt bei 167 KeV fällt als einziger, allerdings deutlich, aus der so entstehenden Kurve für  $\epsilon_\gamma(\text{Sm})$  heraus. Ebenso ergibt sich nahezu Parallelität zwischen den Messungen an  $\text{Hf}^{180}$  oberhalb 30 KeV und der Verbindungslinie der beiden Macklin'schen Messpunkte bei 30 und 65 KeV. Der Umrechnungsfaktor ist in diesem Fall

$$\frac{\epsilon_\gamma^{\text{HF}}}{\epsilon_{\text{Akt}}^{\text{Hf } 180}} = 2.086$$

Mit diesem Faktor wird  $\zeta_{\text{act}}(\text{Hf}^{180})$  von 100 KeV bis 4 MeV in  $\zeta_{\gamma}(\text{Hf})$  umgerechnet. Von 4 bis 10 MeV wurden wieder linear (in doppeltlogarithmischem Maßstab) die Messungen zwischen 2.7 und 4 MeV extrapoliert. Für Gd sind überhaupt keine Messungen im höheren KeV- und im MeV-Bereich bekannt. Unterhalb 50 KeV bis 1 KeV herunter sind die  $\zeta_{\gamma}$  von Sm und Gd nahezu parallel und liegen sehr nahe beieinander. Deshalb wurde in den Gruppen 1 bis 7  $\zeta_{\gamma}(\text{Gd}) = \zeta_{\gamma}(\text{Sm})$  angenommen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 12 und Abb. 13 enthalten. Umrechnung in GWQ geschah wieder numerisch.

Aus den Messungen von  $\zeta_{\text{n}}(\Theta)$  zwischen 0.3 und 1.5 MeV für Sm und Gd ließen sich in den Gruppen 5 - 6 sowohl  $\zeta_{\text{n}}(E)$  als auch  $\overline{\mu}_{\text{L}}(E)$  bestimmen. Das ermöglichte für Sm und Gd in den Gruppen 5 und 6 die Festlegung von  $\zeta_{\text{n}}'(E)$  aus der Differenz

$$\zeta_{\text{n}}'(E) = (\zeta_{\text{T}} - \zeta_{\text{n}} - \zeta_{\gamma})(E)$$

In den Gruppen 1 - 3 zwischen 2.5 und 10.5 MeV wurde  $\zeta_{\text{n}}'$  für Sm, Gd und Hf aus der Differenz  $\zeta_{\alpha}^{\text{om}} - \zeta_{\gamma}$  ermittelt. Für Sm und Gd wurde in der 4. Gruppe zwischen den Werten in der 3. und 5. Gruppe interpoliert. Zwischen der 7. und 11. Gruppe bei Sm, zwischen der 7. und 10. Gruppe bei Gd und zwischen der 4. und 9. Gruppe bei Hf wurde  $\zeta_{\text{n}}'$  zur jeweils niedrigsten Schwelle herunter extrapoliert. Nach Tabelle 18 liegt sie für Sm bei 22 KeV, für Gd bei 55 KeV, für Hf bei 88 KeV. Für Hf wurde der sehr geringe Anteil unelastischer Streuung zwischen 88 und 100 KeV in der 9. Gruppe vernachlässigt. Die den  $\zeta_{\text{n}}'$  zugrunde liegenden mikroskopischen Daten von der jeweiligen Schwelle bis 10 MeV sind in Tabelle 12 und Abb. 12 enthalten. Die  $\zeta_{\text{n}}(E)$  ergaben sich für Sm, Gd und Hf als Differenz von  $\zeta_{\text{T}}(E)$ ,  $\zeta_{\text{n}}'(E)$  und  $\zeta_{\gamma}(E)$ . In den Gruppen 1 - 3 wurde für alle drei Elemente  $\overline{\mu}_{\text{L}}$  wie für Eu aus den optischen Modell-

Rechnungen entnommen. Zwischen den Gruppen 3 und 5 wurde für Sm und Gd  $\overline{\mu}_L$  zwischen den optischen Modell-Ergebnissen und den Messungen von A.B. Smith [59] interpoliert. Unterhalb 0.3 MeV bis etwa 5 KeV hinunter, d.h. in den Gruppen 7 bis 12 für Gd und Sm wurde  $\overline{\mu}_L$  glatt zu dem Wert von  $2/3 A = 0.004$  extrapoliert. Da für Eu keine Messungen im Bereich 0.3 bis 1.5 MeV für  $\zeta_n(\theta)$  vorlagen, und da es Sm unmittelbar benachbart ist, wurden für Eu in den Gruppen, in denen das optische Modell unzuverlässig wird, d.h. in den Gruppen 4 bis 12, die gleichen  $\overline{\mu}_L$  angenommen wie für Sm. Für Hf existiert nur bei 1 MeV eine Messung [61]. Die optischen Modell-Werte in den Gruppen 1 - 3, der mittlere Streucosinus über die experimentelle Winkelverteilung bei 1 MeV und der Wert  $2/3 A = 0.004$  unterhalb 5 KeV wurden zur Bestimmung von  $\overline{\mu}_L(E)$  verwendet. Tabelle 12 und Abb. 12 enthalten  $\overline{\mu}_L$  für Sm, Eu, Gd und Hf als Funktion der Energie zwischen 10 KeV und 10 MeV. Wir notieren besonders die starke Bevorzugung der Vorwärtsstreuung im MeV Bereich. Während zwischen Sm, Eu und Gd oberhalb 2 MeV nahezu Gleichheit besteht, ist unterhalb 2 MeV die Streuung an Gd etwas stärker anisotrop, an Hf etwas weniger anisotrop als an Sm und Eu. Oberhalb 2 MeV ist im Mittel die Streuung an Hf stärker anisotrop als die an Sm, Eu und Gd.

In Tabelle 21 werden experimentelle  $\zeta_n(\theta)$  und  $\overline{\mu}_L$  aus den Referenzen [60, 61] bei 1 MeV mit den Ergebnissen des optischen Modells für Sm, Gd und Hf verglichen. Die experimentellen Werte liegen entsprechend fehlender Compoundstreuung stets unter den theoretischen. Die Differenz  $\zeta_n^{exp}(\theta) - \zeta_n^{om}(\theta)$ , also die compoundelastische Streuung, sollte symmetrisch zu  $90^\circ$  sein. Sie ist es nicht, aus zwei Gründen. Zunächst ist nicht sicher zu erwarten, daß die berechneten  $\zeta_n^{om}(\theta)$  die tat-

sächlich vorliegende formelastische Streuung richtig wiedergeben. Ferner enthalten die  $\zeta_n^{e \times p}(\Theta)$  noch Anteile von unelastischer Streuung zu niedrig gelegenen Restkernniveaus, die bei der Analyse der Experimente nicht von den elastischen Streuanteilen abgetrennt werden konnten. Tabelle 21 zeigt aber wenigstens, daß die Verteilung des Differenzen WQ wesentlich schwächer anisotrop ist als die von  $\zeta_n^{0n}$ .

#### 4. Energieverteilungen unelastisch gestreuter Neutronen und unelastische Streumatrizen für Sm, Eu, Gd und Hf

Zur Beschreibung der Energieverteilung unelastisch gestreuter Neutronen benutzen wir mit YOM [64] die einfachsten Formeln des Verdampfungs-Modells von Weißkopf [65, 66]. Nach diesem Modell läßt sich die Energieverteilung unelastisch gestreuter Neutronen in grober Näherung durch die nachstehende einfache Formel wiedergeben

$$(45) \quad f_{n'}(E \rightarrow E') = \text{const.} \cdot E' e^{-E'/T}$$

wobei  $T$  = Kerntemperatur (zur Ableitung dieser Formel siehe [65 - 68]). Sie gilt im wesentlichen unter folgenden stark einschränkenden Näherungen:

1. WQ für Zwischenkernbildung energieunabhängig,
2. die Energieabhängigkeit der Niveaudichte wird durch ein einfaches Exponential-Gesetz beschrieben:

$$(46) \quad \rho(E) = C e^{+B\sqrt{E}} = \frac{1}{D(E)}$$

3. Es wird angenommen, daß die unelastische Streuung meist mit großen Energieverlusten verbunden ist, d.h.  $E' \ll E$ . Die Kerntemperatur  $T$  hängt mit der in Gleichung (46) auftretenden Konstante  $B$  und mit  $E$  über die Beziehung

$$(47) \quad T = \frac{2}{B} \sqrt{E} \quad [\text{MeV}] \quad (E \text{ in MeV, } B (\text{MeV})^{-1/2})$$

zusammen. Aus einer systematischen Anpassung im wesentlichen der Niveaudichteformel (46) an gemessene  $\bar{D}$  im Resonanzbereich schloß Newton [69] auf folgende näherungsweise gültige Atomgewichtsabhängigkeit des Parameters  $B$

$$(48) \quad B = 0.62 \sqrt{A}$$

Der größte Fehler wird wohl durch die Näherung 3 eingeführt. Insbesondere wird die Streuwahrscheinlichkeit mit kleinen Energieverlusten zu groß.

Die folgenden Ausführungen schließen sich an YOM [64] an. Die Wahrscheinlichkeit für unelastische Streuung aus der Gruppe  $i$  in die Gruppe  $i+k$  ist durch den Ausdruck gegeben

$$(49) \quad G_{n' i i+k} = \frac{\int_{E_{i+kL}}^{E_{i+kH}} dE' \int_{E_{iL}}^{E_{iH}} dE G_{n'}(E) \phi(E) f_{n'}(E \rightarrow E')}{\int_{E_{iL}}^{E_{iH}} \phi(E) dE}$$

Erweiterung im Zähler und Nenner mit

$$\int_{E_{iL}}^{E_{iH}} G_{n'}(E) \phi(E) dE$$

führt zu

$$(49a) \quad G_{n' i i+k} = G_{n'}^i \frac{I_{i i+k}}{\sum_M I_{i i+k}}$$

wobei

$$(50) \quad I_{i \rightarrow i+k} = \frac{\int_{E_{i+kL}}^{E_{i+kH}} \alpha E' \int_{E_{iL}}^{E_{iH}} dE \, G_n(E) \phi(E) f_n(E \rightarrow E')}{\int_{E_{iL}}^{E_{iH}} G_n(E) \phi(E) dE}$$

wobei zwecks Normierung durch die Summe über alle  $I_{i \rightarrow i+k}$  dividiert ist. Der Bruch in Gleichung (49a) stellt somit den Bruchteil der aus Gruppe  $i$  in die Gruppe  $i+k$  gestreuten Neutronen dar. Für  $f_n(E \rightarrow E')$  ist nun die Verteilung (45) einzusetzen. Mit YOM ersetzen wir näherungsweise die langsam energieabhängige Größe  $T$  durch einen Mittelwert in jeder Gruppe. Damit wird die unelastische Streuverteilung  $f_n$  in jeder Gruppe von der Einfallenergie der Neutronen  $E$  abhängig: aus dem Ausdruck (50) für  $I_{i \rightarrow i+k}$  fällt die Integration über das Produkt  $G_n \phi$  in Zähler und Nenner heraus und wir erhalten für  $I_{i \rightarrow i+k}$

$$(50a) \quad \begin{aligned} I_{i \rightarrow i+k} &= \int_{E_{i+kL}}^{E_{i+kH}} dE \cdot E \cdot e^{-E/\bar{T}_i} \\ &= \bar{T}_i \left\{ E_{i+kL} e^{-E_{i+kL}/\bar{T}_i} - E_{i+kH} e^{-E_{i+kH}/\bar{T}_i} \right\} \\ &\quad + \bar{T}_i^2 \left\{ e^{-E_{i+kL}/\bar{T}_i} - e^{-E_{i+kH}/\bar{T}_i} \right\} \end{aligned}$$

$\bar{T}_i$  bedeutet dabei die mittlere Temperatur in der Gruppe  $i$ . In der Gleichung (49a) bezeichnet der Buchstabe  $M$  die letzte Gruppe, in die noch unelastisch gestreut wird. Die mittlere Temperatur in jeder Gruppe wurde bei der mittleren Energie der betreffenden Gruppe ermittelt.

Für die numerischen Rechnungen wurde wegen der nahe beieinander liegenden Atomgewichte für Sm, Eu und Gd für B der ge-

meinsame Wert von 7.66, für Hf der Wert 8.28 ermittelt. Aus Gleichung (47) errechneten sich sodann die Kerntemperaturen für die verschiedenen Gruppen; diese Temperaturen sind in Tabelle 22 wiedergegeben. Mit diesen Temperaturen wurden nach den Gleichungen (50a) und (49a) die unelastischen Streumatrizen für alle vier Elemente ermittelt.

Es wurden grundsätzlich die obigen Formeln des Verdampfungsmodells verwandt, auch bei solchen Energien, also etwa unterhalb 2 MeV, bei denen die Restkernniveaus noch deutlich getrennt sind. Davon wurde nur eine einzige Ausnahme gemacht. In der 10. Gruppe zwischen 21.5 und 46.5 KeV findet in Sm bzw. Eu nur unelastische Streuung an den 22 KeV-Niveaus statt, und zwar in Sm<sup>149</sup> und Eu<sup>151</sup>; ähnliches gilt für Hf in der 8. Gruppe, an den Hf-Isotopen wird in dieser Gruppe mit einem mittleren Energieverlust von 100 KeV gestreut. In diesen Gruppen wurde die unelastische Streuverteilung  $f_n$ , durch die nachstehende  $\int$ -Funktion dargestellt

$$(45a) \quad f_n(E \rightarrow E') = \int (E - E' = Q > 0)$$

$Q$  bezeichnet dabei den Energieverlust bei unelastischer Streuung an den oben genannten Niveaus;  $Q$  ist bis auf die Umrechnung von Schwerpunkt- in Laborsystem mit den eben genannten Lagen der ersten angeregten Restkernniveaus identisch. Mit dieser unelastischen Streuverteilung und mit einem  $1/E$ -Wichtungsspektrum in den oben genannten Gruppen wird

$$(50b) \quad \begin{aligned} I_{i+\kappa} &= \frac{1}{G_n^i \Delta u_i} \int_{E_{i+\kappa L}}^{E_{i+\kappa H}} dE \frac{G_n^i(E+Q)}{E+Q} \\ &\approx \frac{G_n^i(\overline{E}_{i+\kappa} + Q)}{G_n^i \cdot \Delta u_i} \ln \left( \frac{E_{i+\kappa H} + Q \gamma_{i+\kappa}}{E_{i+\kappa L} + Q} \right) \end{aligned}$$

mit

$$\eta_{i+i\kappa} = \begin{cases} 0 & \text{für } \kappa = 0 \\ 1 & \text{für } \kappa > 0 \end{cases}$$

Das Integral in Gleichung (50b) muß entweder numerisch ausgewertet werden, oder man muß den unter dem Integral auftretenden  $\zeta_n$  näherungsweise durch einen Mittelwert ersetzen in dem Intervall, das von  $E_{i+kH}$  bis  $E_{i+kH} + Q$  reicht. Dieser Mittelwert ist in Gleichung (50b) mit  $\zeta_n, \overline{(E_{i+k} + Q)}$  bezeichnet.  $\overline{E_{i+k}}$  ist die mittlere Energie im Intervall  $E_{i+kH}$  bis  $E_{i+kH} + Q$ . Die unelastische Streumatrix errechnet sich dann wieder gemäß Gleichung (49a). Die so ermittelten unelastischen Streumatrizen sind in den Tabellen 31 a - d enthalten.

## 5. Vergleich mit früheren Wirkungsquerschnittsätzen

In diesem Abschnitt soll ein kurzer Vergleich zwischen unseren WQ und GK Sätzen für Sm, Eu, Gd und Hf, und früheren vergleichbaren WQ-Sammlungen angestellt werden. Zu einem ersten Überblick sind in Tabelle 23 frühere WQ-Sammlungen für die vier Elemente zusammengestellt, dabei handelt es sich um mikroskopische, mit dem optischen Modell gewonnene Daten [70], um Sammlungen mikroskopischer WQ [71-75] und um Sammlungen von GK mit einer Gruppenzahl zwischen 9 und 78 [1, 76-81]. Die Tabelle erhebt keinen Anspruch auf Vollständigkeit; es sind nur solche Referenzen aufgenommen, die für mindestens eines der hier behandelten Elemente bzw. Isotope in dem größten oder einem wichtigen Teil des in Reaktoren interessierenden Neutronenenergiebereichs eine lückenlose Folge von Daten enthalten. Die Sammlungen experimenteller WQ und Resonanzparameter

durch das Brookhaven-Sigma-Zentrum, BNL 325 [2, 6] und BNL - 400 [87, 88] sind so bekannt, daß sie nicht in die Tabelle aufgenommen wurden.

Die Tabelle 24 enthält die Gruppeneinteilung auf verschiedene Energiebereiche in den GK-Sätzen [1, 75-81]; die Aufteilung des Gesamtenergiebereichs in die sechs Untergruppen 0.025 bis 1.0 eV, 1 bis 100 eV, 100 eV bis 10 KeV, 10 KeV bis 1 MeV, 1 bis 10 MeV,  $> 10$  MeV ist dabei willkürlich. Gruppen, die zwei Energiebereichen angehören, wurden demjenigen Energiebereich zugeschlagen, dem der größere Teil der Gruppe angehört.

Die meisten Sammlungen sind vor bzw. bis 1961 entstanden. Der Neungruppensatz von Robertson und Benson [81] von 1963 enthält GK, die schon lange in Gebrauch waren, bevor sie hier veröffentlicht wurden; er bezieht seine zugrunde liegenden MWQ hauptsächlich aus einer Referenz aus dem Jahre 1957 [72]. Unsere Resonanzparameterkenntnis für die vier Elemente ist heute nahezu noch die gleiche wie 1961, so daß die Autoren, die den Resonanzbereich explizit behandeln, sich auf dieselben Referenzen berufen wie wir selbst. Die Rechnungen von Devaney et al. [74] z.B. aus dem Jahre 1962 von Resonanz-WQ für Hf im Bereich 0.025 und 114 eV benutzen Resonanzparameter, die schon vor 1961 bekannt waren. Wie aus den Abschnitten über die heutige experimentelle WQ-Kenntnis für die vier Elemente hervorgeht, sind seit 1961 im Bereich oberhalb der Resonanzen eine ganze Reihe von Messreihen für  $\sigma_p$  und  $\sigma_T$  hinzugekommen. Früher bestanden hier Lücken und mußten Annahmen gemacht werden, um diese Lücken zu schließen. Hier ist am ehesten ein Vergleich und eine Testung der älteren Sätze mit unseren im Lichte der neueren Daten möglich.

Als Wichtungsspektrum oberhalb des thermischen Energiebereichs wird meist das Fermi'sche  $1/E$  - Spektrum verwandt, nur der Neungruppensatz von Robertson und Benson [81] verwendet in den ersten fünf Gruppen zwischen 0.1 bis 10 MeV Wichtung mit dem Spaltspektrum. Im thermischen Energiebereich dient den meisten der aufgeführten Autoren das Maxwell-Spektrum zur Wichtung. Im Resonanzbereich werden fast stets unabgeschirmte mittlere WQ angegeben, mit einer einzigen Ausnahme: Reynolds [1] gibt abgeschirmte  $\zeta_\gamma$  für Eu zwischen 0.4 eV und 9 KeV für verschiedene Eu Volumenanteile. Bei weitem die meisten GWQ - Sätze kommen aus dem Aircraft Nuclear Propulsion Department der General Electric in Cincinnati [76-79, 81], die beiden umfangreichsten von Westinghouse und General Atomics zur Verwendung in Abbrems-Codes [75, 80].

Ein Vergleich in allen Einzelheiten mit den hier angeführten Referenzen ist wegen der Datenfülle unmöglich. Wir schließen daher von vorn herein einige Referenzen aus.

Die Datensammlung von Monroe [71] vom Jahre 1956 für Gd kann wegen damals zu spärlicher experimenteller Grundlagen entfallen. Auch die Resonanz-WQ für Hf von Devaney [74] von 1962 werden nicht betrachtet. Die Arbeit von Devaney enthält sehr ausführliche WQ - Tabellen als Funktion von Neutronenenergie und Temperatur, und ist so für eine numerische Ermittlung effektiver WQ sehr wertvoll. Da Devaney aber dieselben Resonanzparameter wie wir benutzt, hätte der Vergleich über eine Testung unserer Ergebnisse hinaus nichts Neues gebracht. Zu einer reinen Testung aber wäre der Aufwand im Augenblick bei weitem zu groß. Die MWQ von Henderson und Stanley [72] sind im Lichte neuerer Daten völlig inadäquat. Der gesamte Energiebereich zwischen 0.025 eV und 10 MeV wird mit nur 19 Energiepunkten überdeckt.

Insbesondere ist der Resonanzbereich mit nur sehr wenigen Energiepunkten unzureichend behandelt.  $\zeta_n(\Theta)$  wurde isotrop bis 10 MeV angenommen, in Einklang damit entspricht das  $\overline{\zeta}$  bei allen Energien isotroper elastischer Streuung im Schwerpunktsystem.  $\zeta_\gamma$  wird im KeV - und MeV - Gebiet bei weitem überschätzt.

Der 68 - Gruppenkonstantensatz von Joanou [80] enthält außer Streumatrizen für  $\text{Sm}^{149}$  nur  $\zeta_\gamma$  für die einzelnen Isotope von Sm, Eu und Gd. Die Herkunft dieser einzelnen  $\zeta_\gamma$  ist nicht dokumentiert, zum anderen wäre ein Aufsummieren und Vergleichen mit unseren  $\zeta_\gamma$  zu mühsam gewesen. Deshalb wird auch diese Referenz im Vergleich vernachlässigt.

In dem Neungruppensatz von Robertson und Benson [81] für Eu und Gd erscheinen die  $\zeta_{tr}$  realistisch, die  $\zeta_\gamma$  sind aber im unaufgelösten Resonanzbereich bedeutend unterschätzt. Als Datenquelle wird die Referenz [72] angegeben, offensichtlich aber, ohne wirklich benutzt zu werden. Da eine weitere Datendokumentation nicht vorliegt, wird auch diese Referenz aus dem Vergleich ausgeschlossen.

Damit bleiben acht Referenzen übrig.

Ein Vergleich für Daten von Einzelisotopen entfällt. Ferner verzichten wir auf einen Vergleich der unelastischen Streumatrizen. Wo eben möglich, sollen die den GK - Sätzen zugrunde gelegten MWQ mit den von uns abgeschätzten verglichen werden. Im Resonanzbereich vergleichen wir Resonanzintegrale für Absorption und Streuung.

### 5a. Optische Modell - Wirkungsquerschnitte

Die einzige umfangreichere optische Modell-Studie, die u.a. eines der hier vorliegenden Elemente, nämlich Sm, behandelt, stammt von Beyster et al. [70] aus dem Jahre 1956. Unter den Vergleichsreferenzen benutzt nur noch Howerton [73] Ergebnisse optischer Modell-Rechnungen von Bjorklund und Fernbach [82,83] bei 7 und 14 MeV zur Abschätzung von WQ für Sm, Eu, Gd und Hf oberhalb 7 MeV. Emmerich und Weddell [75] benutzten schließlich für Hf im höheren MeV - Bereich WQ - Schätzungen für  $\sigma_n$  und  $\overline{\mu}_L$  mit einem komplexen Rechteckpotential; über diese Rechnungen liegen aber keine expliziten Angaben vor.

Die Arbeit von Beyster stellt eine größere Studie von optischen Modell - WQ über den ganzen Atomgewichtsbereich dar unter Verwendung des komplexen Woods-Saxon-Potentials. Es wurden keine einheitlichen Potentialparameter für alle behandelten Kerne benutzt, sondern versucht, durch Anpassung an experimentelle Daten Bestwerte für die Potentialparameter für jeden einzelnen Kern zu finden. Für eine solche Anpassung lagen bei Sm damals nur  $\sigma_T$ -Messungen zwischen 70 KeV und 3 MeV vor. Weitere Aussagen über die Potentialparameter wurden aus der teilweise größeren WQ - Kenntnis von Nachbarkernen gewonnen. Die Tabelle 25 enthält die wichtigsten Ergebnisse von Beyster [70] im Vergleich mit unseren MWQ. Bei dem Vergleich mit unseren optischen Modell-Ergebnissen ist zu bedenken, daß unsere äquivalent lokalen Rechnungen einem einzigen energie- und atomgewichts-unabhängigen nicht lokalen Potential entsprechen, ohne irgendeine Anpassung im einzelnen. Ferner ist zu bedenken, daß Beyster [70] Volumenabsorption verwendet, während Perey und Buck [39] die theoretisch besser gerechtfertigte Oberflächenabsorption verwenden.

Aus einem Vergleich der Tabellen 25 und 10e geht hervor, daß gewisse qualitative Ähnlichkeiten zwischen unseren und Beyster's Transmissionskoeffizienten bestehen. Die Zahl der bei jeder Energie maximal beitragenden Drehimpulse ist etwa gleich groß. In Beyster's und unseren Rechnungen läuft die Transmission für den Bahndrehimpuls 1 als Funktion der Energie wesentlich später an als diejenigen für die Bahndrehimpulse 0 und 2;  $T_0$  und  $T_2$  durchlaufen im genannten Bereich ein Maximum. Im Quantitativen bestehen zum Teil erhebliche Unterschiede; z.B. liegen die Maxima in  $T_0$  um fast 4 MeV, diejenigen in  $T_2$  um etwa 2 MeV auseinander.

Bei den WQ ließ sich  $\zeta_T$  von Beyster im Mittel nur auf etwa -10% an die experimentellen Werte unterhalb 3 MeV anpassen. Zwischen 2 und 4 MeV ist die Übereinstimmung gut, oberhalb ergeben sich wieder etwa -7% Abweichung.  $\zeta_T$  ist im gesamten Bereich unterschätzt. Tabelle 20 zeigt, daß in unseren Rechnungen im Mittel im Bereich zwischen 1 und 10 MeV ohne eine Anpassung eine bessere Übereinstimmung zu erzielen war. Insbesondere wird, wie der Vorzeichenwechsel im Fehler anzeigt, die experimentelle Kurve zwischen 4 und 6 MeV von unserer optischen Modell-Kurve geschnitten. Unsere optischen Modell-Abschätzungen für  $\zeta_X$  liegen im höheren MeV-Bereich 10 bis 20 % über den angenommenen bzw. optischen Modell-Werten von Beyster. Bei kleineren Energien ergeben sich weitaus größere Diskrepanzen; sie rühren daher, daß Beyster einen wesentlich sanfteren Anstieg von  $\zeta_h$  oberhalb der Schwelle mit der Energie annimmt. In diesem Bereich, nämlich zwischen 0.3 und 1.5 MeV, sind unsere Abschätzungen weitaus zuverlässiger, da sie, wie früher erläutert, auf den sorgfältigen Winkelverteilungsmessungen von Smith [59] beruhen.

Dasselbe gilt für die  $\zeta_n$  in diesem Energiebereich, die nur dadurch so nahe an Beyster's Werte herankommen, daß Beyster hier sowohl  $\zeta_T$  als auch  $\zeta_X$  unterschätzt.

Um 2 MeV herum wird  $\zeta_n$  von Beyster stark unterschätzt, während zwischen 4 und 10 MeV die  $\zeta_n$  recht gut miteinander vergleichbar sind.

Zwischen 4 und 10 MeV werden die  $\overline{\mu}_L$  etwa gleichgroß, während unternah 4 MeV bis auf den Wert bei 0.1 MeV bei Beyster im Vergleich zu unseren Werten die Anisotropie der Streuung zum Teil erheblich unterschätzt wird. Wegen größerer  $\zeta_T$  und kleinerer  $\zeta_n$  werden unsere  $\zeta_n$  i.A. größer als diejenigen von Beyster.

In Tabelle 26 vergleichen wir o.a. die optischen Modell-Ergebnisse von Bjorklund, Fernbach und Ewertson [73, 82-84] in  $\zeta_T$ ,  $\zeta_X$  und  $\zeta_n$  mit unseren Ergebnissen bei 8 und 10 MeV. Die Rechnungen mit dem Bjorklund-Fernbach-Potential wurden bei 7 und 14 MeV durchgeführt. Die bei 8 und 10 MeV tabellierten Werte der genannten Autoren stellen Interpolationen zwischen diesen Energien dar. Da auch Bjorklund und Fernbach in ihren Rechnungen Oberflächenabsorption verwenden, zudem die lokalen Parameter bei Perey-Buck und Bjorklund-Fernbach einander ähnlich sind, ist zu erwarten, daß die optischen Modell-Ergebnisse im Vergleichsbereich 8 bis 10 MeV nahe beieinander liegen. Das ist auch tatsächlich der Fall; die Ergebnisse dieser Arbeit und der Bjorklund-Fernbach Abschätzungen liegen recht nahe beieinander, die experimentellen  $\zeta_T$ -Werte allerdings von Bjorklund-Fernbach stets um einige % bis zu 10 % unterschätzt. Ebenfalls liegen die Bjorklund-Fernbach-Ergebnisse für  $\zeta_X$  stets um einige % unter den Abschätzungen unserer Arbeit. Ähnliches bis auf Maß gilt für  $\zeta_n$ . Soweit zu einem Vergleich

anderer optischer Modellrechnungen mit denen in dieser Arbeit vorgelegten.

### 5b. Mikroskopische Wirkungsquerschnitte

Wir vergleichen lediglich mit Howertons Abschätzungen [73] aus dem Jahre 1958. Howerton standen nur wenige Experimental-  
daten zur Verfügung.  $\sigma_T$ -Messungen zwischen 50 KeV und 3 MeV für Sm und Hf, bei 13 und 14 MeV für Sm, Gd und Hf, ferner einige  $\sigma_\gamma$ -Messungen für einige Isotope bei 25 KeV, schließlich die optischen Modell-Ergebnisse von Bjorklund-Fernbach bei 7 und 14 MeV. Im übrigen verwendet Howerton Nachbarkernsystematik.

Howertons Querschnittsdarstellung beginnt in der Regel bei 0.5 MeV und geht bis 15 MeV. Der Vergleichsbereich liegt also zwischen 0.5 und 10 MeV.  $\sigma_\gamma$  wird von Howerton durchweg bis zu einem Faktor 3 unterschätzt. Im Unterschied zu uns zerlegt Howerton  $\sigma_X$  nicht nur in  $\sigma_{n'}$  und  $\sigma_\gamma$ , sondern außer in diese beiden auch in  $\sigma_{2n}$ .

In  $\sigma_T$  ist für Hf unterhalb 6 MeV, in Sm unterhalb 4 MeV die Übereinstimmung zwischen Howertons und unseren Werten gut. Für Eu und Gd unterschätzt Howerton oberhalb 1 MeV  $\sigma_T$  teilweise bis zu 1 barn.  $\sigma_{n'}$  wird von Howerton besonders oberhalb der Schwellen bis etwa 2 MeV stark unterschätzt. Howerton sagt in seiner Arbeit [73] eine Unterschätzung bis zu 1 barn voraus, die auch tatsächlich zutrifft, besonders für Sm und Gd. Diese Unterschätzung der  $\sigma_{n'}$  hat eine gleichhohe Unterschätzung von  $\sigma_X$  zur Folge, da oberhalb 0.5 MeV bereits  $\sigma_\gamma \ll \sigma_{n'}$  ist. Da  $\sigma_{n'}$  aus der Differenz  $\sigma_T - \sigma_X$  gewonnen wird, wird  $\sigma_{n'}$  im gleichen Bereich überschätzt; allerdings um einen nicht so hohen Betrag wie  $\sigma_{n'}$  oder  $\sigma_X$ , da  $\sigma_T$  (Howerton) i.A. entweder unseren Werten entspricht (Sm, Hf, gleiche exp. Grundlage)

oder unter unseren Werten liegt (Eu, Gd). Oberhalb 2 MeV werden die  $\zeta_X$  von Howerton durchweg etwas unterschätzt um mit steigender Energie abnehmende Beträge. Da die  $\zeta_T$  oberhalb 2 MeV meist von Howerton stark unterschätzt werden, geraten auch die  $\zeta_n$  meist zu klein (Ausnahme Hf zwischen 2 und 6 MeV).

Zur Beurteilung der genannten Diskrepanzen zwischen Howertons und unseren MWQ ist zu sagen, daß sich unsere Ergebnisse für  $\zeta_T$  für Sm, Gd und Hf im ganzen Bereich auf gut gesicherte Experimentaldaten gründen [58], ebenso  $\zeta_n$ ,  $\zeta_n'$  und  $\zeta_X$  im Bereich zwischen 0.5 und 2 MeV für Sm und Gd [59], und daher mit Sicherheit zuverlässiger sind als die von Howerton.

### 5c. Gruppenkonstanten

Aufgabe in diesem Abschnitt ist der Vergleich früherer GK - Sätze [2, 75-79] mit den von uns gewonnenen GK. Der detaillierte Vergleich Gruppe für Gruppe ist einerseits numerisch sehr mühsam und wird andererseits erheblich erschwert durch die Unterschiede in den Gruppengrenzen. Um den Vergleich einfacher und übersichtlicher zu gestalten, teilen wir den Gesamtbereich oberhalb der aufgelösten Resonanzen in wenige Gruppen und kondensieren die Vielgruppenkonstanten auf diese wenigen Gruppen. Am sinnvollsten erscheint eine Kondensierung auf 4 Gruppen mit den folgenden Grenzen: 454 eV - 25 KeV - 183 KeV - 1.35 MeV - 10 MeV. In fünf von den insgesamt sechs Vergleichsätzen [75-79] treten sämtliche dieser Gruppengrenzen explizit auf. Diesen neuen Gruppengrenzen entsprechen in der von uns gewählten Einteilung von Abagian [7] folgende Energien am nächsten: 465 eV - 21.5 KeV - 200 KeV - 1.4 MeV - 10.5 MeV. Die Abweichungen von den genannten Gruppengrenzen sind also nur sehr geringfügig und wegen der langsamen Energieveränder-

lichkeit der WQ hier vernachlässigbar. Der Satz von Reynolds [1] enthält nur die niedrigste Gruppengrenze von 450 eV nicht, sondern statt dessen Grenzen bei 304 eV und 1 KeV. Hier muß auf die Grenze 450 eV umgerechnet werden. Unterhalb 450 eV vergleichen wir die Resonanzintegrale für Absorption und elastische Streuung.

Tabelle 27 enthält den GK - Vergleich. Für Sm ergeben sich eine, für Eu drei, und für Gd und Hf je zwei Vergleichsmöglichkeiten. Verglichen werden können die Größen

$$\sigma_{n+n'}^i, \sigma_{\gamma}^i, \bar{\mu}_L^i, \sigma_{tr}^i$$

$\sigma_{\gamma}^i$  sind in allen Sätzen,  $\sigma_{n+n'}^i$  in allen bis auf denjenigen von Reynolds,  $\bar{\mu}_L^i$  und  $\sigma_{tr}^i$  nur in je zwei Sätzen. Unsere  $\sigma_{tr}^i$  sind aus den Angaben der GK-Tabelle für  $\sigma_T^i$ ,  $\sigma_n^i$  und  $\bar{\mu}_L^i$  berechnet. In allen Vergleichssätzen [1, 75-79] wird das  $1/E$  - Spektrum zur Wichtung benutzt, nur Reynolds [1] bildet unterhalb 9 KeV effektive WQ mit dem Spektrum  $1/E \cdot \sum_t(E)$ . Wegen der sanften Energieabhängigkeit der WQ wird sich der Unterschied in den Wichtungsspektren im Bereich 2.5 - 10 MeV (bei uns nicht  $1/E$ , sondern  $\chi(E)$ ) nicht stark auf den Vergleich auswirken.

Wir bezeichnen eine der größeren Obergruppen mit  $i$ , eine der kleineren Untergruppen mit  $k$ . Dann lautet die Rechenvorschrift für Kondensierung der GK von vielen Gruppen  $k$  auf wenige Gruppen  $i$

$$(51) \quad \sigma_i = \frac{\sum_{k=1}^{h_i} \sigma_k \phi_k}{\phi_i}$$

wobei

$$(52) \quad \zeta_{\kappa_i} = \frac{\int_{E_{\kappa L_i}}^{E_{\kappa H_i}} \zeta(E) \phi(E) dE}{\int_{E_{\kappa L_i}}^{E_{\kappa H_i}} \phi(E) dE}$$

$$\phi_{\kappa_i} = \int_{E_{\kappa L_i}} \phi(E) dE$$

Bei  $1/E$  - Wichtung gehen  $\phi_{\kappa}$  bzw.  $\phi_i$  über in

$$(52a) \quad \phi_{\kappa_i} = \Delta u_{\kappa_i}$$

damit die  $\zeta_i$  in

$$(51a) \quad \zeta_i = \frac{1}{\Delta u_i} \sum_{\kappa=1}^{n_i} \zeta_{\kappa} \Delta u_{\kappa}$$

In den Gleichungen (51) und (51a) bedeutet  $n_i$  die Anzahl der in der Obergruppe  $i$  gelegenen Gruppen  $\kappa$ .  $\bar{\mu}_L$  wird nach derselben Vorschrift wie die WQ umgerechnet.

Im folgenden werden nicht nur GK - Sätze verglichen, sondern wo eben möglich, die diesen Sätzen zugrunde liegenden MWQ.

Emmerich, Weddell [75]

Diese Referenz enthält nur GK für Hf, und zwar für 78 Gruppen. Tabelle 27d zeigt, daß Emmerich in den ersten drei Gruppen zwischen 25 KeV und 10 MeV etwa doppelt so hohe  $\zeta_{\gamma}^i$  erhält wie wir, während in der vierten Gruppe bei Emmerich nur noch eine Überschätzung von etwa 10 % vorliegt. Der Unterschied erklärt sich dadurch, daß Emmerich die entsprechenden  $\zeta_{\gamma}^i$  vom benachbarten Element Ta benutzt, die etwa um einen Faktor 2 über den von uns angenommenen  $\zeta_{\gamma}^i$  liegen. Im  $\zeta_{n+n}$  und  $\bar{\mu}_L$  ist die Übereinstimmung recht gut. Die  $\bar{\mu}_L$  von Emmerich im MeV-Bereich, mangels experimenteller Kenntnis aus einem komplexen Rechteck-

wall abgeleitet, sind bis auf den Wert in der dritten Gruppe etwas weniger anisotrop als unsere Werte.

### Tralli [76]

Auch der Bericht von Tralli enthält nur GK für Hf. Wir können  $\zeta_{\gamma}^i$  und  $\zeta_{n+n}^i$  vergleichen. Die  $\zeta_{\gamma}^i$  von Tralli in der ersten und vierten Gruppe sind etwa gleich denen von Emmerich, in den Gruppen 2 und 3 sind sie kleiner und nähern sich etwas mehr unseren Werten. Aufgrund einiger zum Teil zweifelhafter Experimentalwerte [89-91] frühen Datums schloss Tralli auf Werte für  $\zeta_{\gamma}$  von stabilen Isotopen nahe Hf von 225 mb bei 0.4 MeV und 140 mb bei 1 MeV. Die gerade Verbindungslinie dieser beiden Punkte in doppeltlogarithmischem Maßstab dient Tralli als Grundlage für seine Abschätzungen von  $\zeta_{\gamma}^i$ . Damit gelingt Tralli zwar ein Verlauf parallel zu den Messungen von Miskel et al. [62] für Hf<sup>180</sup>; da ihm aber diese Messungen und insbesondere die der Oak Ridge - Gruppe [18-21] nicht zur Verfügung standen, die in unserer Abschätzung nahtlos aneinandergefügt worden sind, ist mit Sicherheit zu schließen, ähnlich wie bei Emmerich, daß Tralli die  $\zeta_{\gamma}^i$  erheblich überschätzt hat. Dieselbe Konklusion gilt auch für die Werte von Emmerich.

### Zwick [77]

Für Sm ist der GK - Satz von Zwick [77] die einzige Vergleichsmöglichkeit.  $\zeta_{\gamma}^i$  in den beiden ersten Gruppen ist deutlich überschätzt. Zwick hat die Werte im Bereich 200 KeV bis 10 MeV durch eine Kombination von  $\zeta_{\gamma}$  (Sm<sup>154</sup>) (Experimentalwerte [23], die auch von uns benutzt wurden) und einer Extrapolation von Macklin's Daten benutzt. Nähere Angaben über die Art dieser Extrapolation werden nicht gemacht. Höchstwahrscheinlich ist die Überschätzung echt. In der dritten Gruppe herrscht gute Übereinstimmung zwischen unseren und Zwick's

In der vierten Gruppe liegen Zwick's Werte um 50 % über den unsrigen. Das ist umso unverständlicher, als auch Zwick seine Abschätzungen auf die schon zitierten Macklin'schen Daten gründet, und seine  $\zeta_{\gamma}^i$  deutlich über der Experimentalkurve liegen. In  $\zeta_{n+n}^i$  herrscht sehr gute Übereinstimmung in den Gruppen 1 bis 3, nur in der Gruppe 4 liegt der Zwick'sche Wert um fast 25 % unter dem unsrigen. Da die  $\zeta_n^i$  durch Subtraktion der  $\zeta_{\gamma}^i$  von den  $\zeta_T^i$  gewonnen sind, und  $\zeta_{\gamma}^i$  bei Zwick um 3 barn überschätzt wird, ergibt sich diese Diskrepanz. Die  $\zeta_T^i$  in der vierten Gruppe stimmen gut überein: 23.34 barn bei Zwick und 24.31 barn bei uns.

#### Dough [78]

Während die  $\zeta_{\gamma}^i$  in den ersten beiden Gruppen sehr gut mit unseren übereinstimmen, sind sie in den Gruppen 3 und 4 zwischen 450 eV und 180 KeV um mehr als einen Faktor 2 bei Dough unterschätzt. Da die Herkunft der  $\zeta_{\gamma}^i$  in den Gruppen 3 und 4 von Dough nicht angegeben wird, läßt sich der Grund für diese Diskrepanz nicht klären. Die  $\zeta_{n+n}^i$  sind recht gut miteinander verträglich in den Gruppen 1 und 2, sind aber in den Gruppen 3 und 4 größer als die unsrigen. Wieder erklärt sich die Differenz in beiden Fällen bei nahezu gleichen  $\zeta_T^i$  aus unterschiedlichen  $\zeta_{\gamma}^i$ : die  $\zeta_T^i$  sind in Gruppe drei 10.85 b (Dough) und 11.37 b bei uns, in der Gruppe vier 30 b (Dough) und 30.2 b bei uns.

Für Gd nimmt Dough in den ersten drei Gruppen dieselben Werte an wie für Eu. Das führt in der Gruppe 2 zu einer Überschätzung von  $\zeta_{\gamma}^i$  um einen Faktor 2 und zu einer Unterschätzung von  $\zeta_{\gamma}^i$  in der Gruppe 3. Sehr gute Übereinstimmung herrscht in  $\zeta_{n+n}^i$  in den Gruppen 1 und 2. In der Gruppe 3 ist  $\zeta_{n+n}^i$  dagegen um 15 % überschätzt. Nahezu vergleichbare  $\zeta_T$

(Dough: 17.68 b, unsere Arbeit 18.11 b) führen in Gruppe 4 wegen 20 % Unterschätzung von  $\zeta_{\gamma}^i$  zu einer Überschätzung von  $\zeta_{n+n}^i$ .

### Zwick, Kostigen [79]

Im Bereich der ersten drei Gruppen setzte Zwick  $\zeta_{\gamma}$  von Eu und Gd gleich  $\zeta_{\gamma}$  von  $\text{Sm}^{149}$ .  $\zeta_{\gamma}(\text{Sm}^{149})$  wurde der Datenzusammenstellung von Gerardo [92] entnommen. In den Gruppen 1 und 2 liegt Überschätzung von  $\zeta_{\gamma}^i$  bei Gd, in der Gruppe 3 erhebliche Unterschätzung um genau einen Faktor 2 bei Eu, relativ gute Übereinstimmung bei Gd, in Gruppe 4 starke Unterschätzung von  $\zeta_{\gamma}^i$  bei Eu, leichte Überschätzung bei Gd vor. Die zugrunde liegenden MWQ bei Zwick im Bereich von 100 eV bis 10 KeV stellen grobe Abschätzungen dar: bei 100 eV und 10 KeV wurden Werte für das Verhältnis  $\zeta_n / \zeta_T$  angenommen, diese Werte linear in doppeltlogarithmischem Maßstab miteinander verbunden und mit Hilfe von  $\zeta_T$ -Werten aus Referenz [2] zu  $\zeta_{\gamma}$  ausgewertet. Dieses Verfahren kann nicht als echte Vergleichsmöglichkeit angesehen werden: die relativ gute Übereinstimmung in Gruppe 4 mit unserem  $\zeta_{\gamma}^i$  ist als zufällig zu betrachten angesichts der großen Diskrepanz bei Eu in Gruppe 4.

Die  $\zeta_{n+n}^i$  in den Gruppen 1 und 2 sind gut miteinander verträglich. Die Diskrepanz in  $\zeta_{n+n}^i$  in Gruppe 3 bei Eu erklärt sich wieder aus der Differenz von ungefähr gleichen  $\zeta_T^i$  und voneinander abweichenden  $\zeta_{\gamma}^i$ . Die außerordentlich starke Überschätzung von  $\zeta_{n+n}^i$  in Gruppe 4 bei Eu ist unverständlich. Trotz Unterschätzung von  $\zeta_{\gamma}^i$  ergibt sich noch ein Unterschied von 7 b in  $\zeta_T^i$ , obwohl Zwick sich der gleichen experimentellen Unterlagen für  $\zeta_T$  bedient wie wir [2].

### Reynolds [1]

Mit Reynolds können wir nur für Eu vergleichen. In  $\zeta_{\gamma}^i$  besteht

zwischen unseren Daten und denen von Reynolds noch die beste Übereinstimmung. Das ist insofern interessant, als den Werten verschiedene Annahmen zugrunde liegen. Im Energiebereich der Gruppen 1 bis 3 entnimmt Reynolds seine  $\sigma_\gamma$  einer Gleichsetzung von  $\sigma_\gamma$  für Eu mit  $\sigma_\gamma$  von Holmium [6] mit folgender Begründung: nach dem Vorgang von Engle et al. [93] ergeben gleichgroße Eu- und Holmium-Proben gleichgroße Reaktivitätsbeiträge in einem schnellen Reaktor, ferner liegen die Messungen für  $\sigma_\gamma(\text{Eu}^{151})$  und  $\sigma_\gamma(\text{Ho})$  im Bereich  $0.2 \leq E \leq 2 \text{ MeV}$  [6] ungefähr gleich hoch. Mit der ersten Begründung rechtfertigt sich unsere Wahl von  $\sigma_\gamma(\text{Eu}^{151})$  als  $\sigma_\gamma(\text{Eu})$  oberhalb 150 KeV. Im Unterschied zu Dough und Zwick überschätzt Reynolds in der Gruppe 4  $\sigma_\gamma^i$  um 40 %. Auch das ist einfach zu verstehen, da Reynolds in der Gruppe 4 ein zu kleines  $\sigma_n^i$  von 8 b angenommen und aus der Differenz zwischen  $\sigma_T^i$  [2] und diesem  $\sigma_n^i$  sein  $\sigma_\gamma^i$  gewonnen hat. Wie ein Vergleich mit unseren  $\sigma_n$ -Werten im Bereich 450 eV bis 25 KeV zeigt, ist  $\sigma_n^i$  im Mittel gerade um die Differenz zwischen unserem und Reynolds  $\sigma_\gamma^i$  unterschätzt. Daher ist verständlich, daß  $\sigma_{tr}^i$  in der vierten Gruppe sehr gut mit unserem Wert übereinstimmt. In der dritten Gruppe ist die Übereinstimmung nicht so gut. In der ersten und zweiten Gruppe wird  $\sigma_{tr}^i$  von Reynolds erheblich überschätzt. Der Grund ist nicht ganz deutlich, wahrscheinlich wurde isotrope Streuung im Schwerpunktsystem und damit  $\overline{M} \ll 1$  angenommen.

#### 5d. Resonanzintegrale

Im folgenden vergleichen wir die Resonanzintegrale für Streuung und Absorption. Als obere Grenze wählen wir 454 eV, die untere Grenze unseres Vergleiches kondensierter GK-Sätze. Als untere Grenze Wählen wir die höchste untere Energiegrenze

in allen sieben Gruppenkonstantensätzen; diese liegt bei 0.625 eV in dem Gruppenkonstantensatz von Emmerich und Weddell [75]. Die am nächsten daran liegenden Gruppengrenzen der anderen Autoren sind 0.6826 eV bei Tralli [76] und Zwick [77], 0.679 eV bei Dough [78], 0.683 eV bei Zwick, Kostigen [79], 0.414 eV bei Reynolds [1] und 0.465 eV bei uns. Die Resonanzintegrale der Referenzen [76-79] lassen sich direkt vergleichen wegen gleicher unterer Energiegrenzen. Nahezu dasselbe gilt für Emmerich [75]: die einschlägigen Resonanzen von Hf liegen oberhalb 0.6 eV, so daß der Beitrag des Bereichs 0.625 bis 0.68 eV zu den Resonanzintegralen von Hf sehr gering ist. Am weitesten ab liegen die Gruppengrenzen von Reynolds und unsere eigenen, das wird sich besonders dann bemerkbar machen, wenn Resonanzen, wie z.B. bei Eu, zwischen 0.4 und 0.7 eV liegen.

In Tabelle 28 vergleichen wir Streu- und Absorptionsresonanzintegrale für Sm, Eu, Gd und Hf.

Für Sm ist der Unterschied in  $R_n^\infty$  vernachlässigbar klein. Etwa 10 % ist der Unterschied in  $R_Y^\infty$ , unser Wert liegt um etwas mehr als 100 b über dem von Zwick [77]; der Unterschied erklärt sich zum Teil aus dem Beitrag des hochenergetischen Schwanzes der 0.0976 eV - Resonanz in  $\text{Sm}^{149}$ , der in unserem Wert noch mitgezählt ist, aber nicht mehr bei Zwick.

Bei Eu liegen ebenfalls die  $R_n^\infty$  bis auf Potentialstreuordnungsgrößenordnung beieinander. In  $R_Y^\infty$  versteht sich der Unterschied zwischen dem Wert von Reynolds und unserem aus dem Unterschied in den unteren Integrationsgrenzen und der Tatsache, daß gerade um 0.46 eV herum je eine Resonanz in  $\text{Eu}^{151}$  und  $\text{Eu}^{153}$  liegt. Der Wert von Zwick [79] liegt unverständlicherweise 7 % über unserem Wert, obwohl er eigentlich unter unserem Wert liegen

müßte. Als einziger Wert ist derjenige von Dough trotz nahezu gleicher Integrationsgrenzen überhaupt nicht mit dem von Zwick [79] kompatibel. Die Diskrepanz klärt sich auf, wenn wir die jeweils nächste Gruppe von 0.251 bis 0.679 eV mit zu dem Integrationsbereich hinzunehmen. Dann ergibt sich, wie die jeweils zweiten Zeilen unter den Referenzen Dough und Zwick zeigen, im Integrationsbereich zwischen 0.251 und 454 eV wieder bis auf wenige % der gleiche Integralwert.

Bei Gd sind die  $R_n^\infty$  von Dough und Zwick [78,79] sehr gut miteinander verträglich, während beide von unserem Wert um nahezu 30 % nach oben abweichen. Die Diskrepanz ließ sich nicht aufklären. Jedenfalls ist in allen Untergruppen gleichmäßig in den beiden Referenzen  $R_n^\infty$  um etwa 30 % überschätzt. Im  $R_\gamma^\infty$  herrscht exakte Übereinstimmung zwischen Zwick und unserer Arbeit, während zwischen Dough und Zwick ein Unterschied von fast 25 % besteht. Es lohnt sich nicht, den Gründen für diese Diskrepanz nachzugehen, da in den unter 0.68 eV liegenden Gruppen noch weitere, sehr viel größere und von den Autoren selbst nicht diskutierte Diskrepanzen existieren.

Bei Hf gibt es große und bisher völlig unverstandene Diskrepanzen in  $R_n^\infty$  zwischen Emmerich [57], Tralli [76] und unserer Arbeit, während die  $R_\gamma^\infty$  bis auf wenige % miteinander verträglich sind. Bei den Streuintegralen liegt die Diskrepanz zu Tralli vielleicht an folgendem: Tralli unterschätzt in seiner 14. Gruppe zwischen 1.86 und 8.32 eV offensichtlich den Streuquerschnitt. Er findet dort 126 b. Dem steht ein Wert von 379 b bei Emmerich [75] und bei uns im Bereich 2.15 bis 10 eV ein mittlerer Wert von 335 b gegenüber, der sich gut mit dem von Emmerich vergleicht.

## 6. Genauigkeit der ermittelten Wirkungsquerschnitte

Wir wollen im folgenden versuchen, Genauigkeiten für die von uns zusammengestellten GWQ  $\sigma_T^i$ ,  $\sigma_h^i$ ,  $\sigma_n^i$  und  $\sigma_\gamma^i$  anzugeben. Das ist immer da möglich, wo experimentelle mit Fehlern behaftete Daten unseren Abschätzungen zugrunde gelegen haben. Bei Inter- oder Extrapolationen und Abschätzungen aufgrund von Nachbarkernsystematik sind Fehlerangaben i.A. schwierig bis unmöglich.

In Tabelle 29 sind die Fehlerangaben zusammengestellt.

Wir unterscheiden wieder die vier Energiebereiche:

thermischer Bereich

Bereich der aufgelösten Resonanzen

Bereich der unaufgelösten Resonanzen

Kontinuumbereich

Im thermischen Energiebereich sind die Genauigkeiten direkt den Genauigkeiten der Einzelmessungen entnommen, die in Referenz [2] enthalten sind.

Im aufgelösten Resonanzbereich bestimmt sich die Genauigkeit der mittleren WQ aus der Genauigkeit der gemessenen Resonanzparameter, also der Genauigkeit der Streu- und Einfangbreiten. I.A. sind die untersten Resonanzen des aufgelösten Resonanzbereichs am genauesten ausgemessen und verschlechtert sich die Genauigkeit bis zum oberen Rande des aufgelösten Resonanzbereichs. Die Resonanzparameter der untersten Resonanzen sind oft besser als auf  $\pm 10\%$  bekannt, die Parameter der obersten jeweils noch aufgelösten Resonanzen sind zum Teil bis zu  $\pm 50\%$  ungenau. Die Resonanzen mit den größten Halbwertsbreiten sind mit ihren Parametern fast durchweg besser als  $\pm 20\%$  bekannt. Die  $\sigma_\gamma$  sind am besten für Eu und Gd bekannt, dort erge-

ben sich Fehler von etwa  $\pm 10\%$ , während für Sm und Hf weniger  $\Gamma_Y$  gemessen sind und infolgedessen die Fehler auf  $\pm 20\%$  heraufzürücken. Für die  $\Gamma_n$  ergibt sich für alle Elemente ein mittlerer Fehler von etwa  $\pm 15\%$ . Bei der Abschätzung der Fehler in  $\zeta_T^i$ ,  $\zeta_n^i$  und  $\zeta_Y^i$  aufgrund dieser Fehler in den  $\Gamma_n$  und  $\Gamma_Y$  konnte grundsätzlich  $\Gamma_n \ll \Gamma_Y$  vorausgesetzt werden.

Die Genauigkeiten im unaufgelösten Resonanzbereich sind mit wenigen Ausnahmen schwer abzuschätzen. In  $\zeta_T^i$  liegt für alle vier Elemente etwa eine Genauigkeit von  $\pm 10 - 20\%$  vor. Dasselbe gilt für  $\zeta_Y^i$ . Die untere Grenze von  $\pm 10\%$  entspricht etwa den  $\pm 9\%$  Genauigkeit in den Messungen von Macklin [18], auf die wir unsere Abschätzungen, insbesondere für Eu begründet haben. Die beste Genauigkeit ergibt sich aufgrund unserer theoretischen Abschätzungen für Eu. Der Fehler in  $\zeta_Y^i$  wird hier etwa zwischen  $\pm 5$  und  $\pm 10\%$  liegen. Systematische Fehler, die durch falsche Normierung entstehen, zu erfassen, ist unmöglich. Mit diesem Vorbehalt ist die obere Grenze von  $\pm 20\%$  bei Sm, Gd und Hf zu betrachten. Im Bereich zwischen 100 eV und 10 KeV ist i.A.  $\zeta_Y^i \geq \zeta_n^i$ ; oberhalb 10 KeV bis 100 KeV ist  $\zeta_n^i > \zeta_Y^i$ . Im letzteren Bereich sind daher die Fehler in  $\zeta_n^i$  etwa gleich denen in  $\zeta_T^i$ , während sie sich unterhalb 10 KeV aus den Fehlern in  $\zeta_T^i$  und  $\zeta_Y^i$  ergeben.

Obwohl die Schwellen für unelastische Streuung für Sm, Eu und Gd unter 100 KeV liegen, haben wir keine Genauigkeiten im unaufgelösten Resonanzbereich für die  $\zeta_n^i$  angegeben; durch möglicherweise falsche Schätzung des Anstiegs oberhalb der Schwelle sind Fehler bis zu  $\pm 100\%$  dort durchaus möglich. Da jedoch  $\zeta_n^i$  oberhalb der Schwelle noch sehr klein ist gegen die restlichen WQ, fällt ein so hoher Fehler kaum ins Gewicht.

Im Kontinuumbereich entsprechen die Fehler in den  $\zeta_T^i$  bis auf Eu den Meßfehlern. Aufgrund der Messungen ist  $\zeta_T$  für Sm, Gd und Hf bis auf  $\pm 2 - 4 \%$ , also sehr genau bekannt. Aufgrund der mittleren Übereinstimmung von etwa  $\pm 5 \%$  zwischen  $\zeta_T^{OM}$  und  $\zeta_T^{exp}$  für Sm, Gd und Hf (siehe Tabelle 20) schließen wir bei Eu, für das ja noch keine Messung von  $\zeta_T$  existiert, auf eine Genauigkeit von etwa  $\pm 5 \%$  in  $\zeta_T$ . Für  $\zeta_\gamma^i$  können wir im Kontinuumbereich überhaupt keine Aussage machen, da jeweils nur der Aktivierungs- bzw. Einfang-WQ für ein einzelnes Isotop den  $\zeta_\gamma^i$  für das betreffende Element zugrunde gelegt wurde. Die Form der Energieabhängigkeit liegt zwar einigermaßen fest, aber nicht die absolute Höhe. Andererseits ist im Kontinuumbereich  $\zeta_\gamma^i \ll \zeta_n^i$ , so daß auch größere Fehler in den  $\zeta_\gamma^i$  nicht ins Gewicht fallen.

Die Genauigkeit der  $\zeta_n^i$  entspricht meist der Genauigkeit der  $\zeta_Q^{OM}$ ; diese dürfte etwa  $\pm 5 + 10 \%$  betragen. Da die  $\zeta_T^i$  sehr genau bekannt sind, haben die  $\zeta_n^i$  als Differenz von  $\zeta_T^i$ ,  $\zeta_n^i$  und  $\zeta_\gamma^i$  etwa die Genauigkeit der  $\zeta_n^i$ .

## 7. Erwünschte Messungen für Sm, Eu, Gd und Hf

Die Erörterungen insbesondere der experimentellen Kenntnisse für die vier untersuchten Elemente machen eine Reihe von Lücken deutlich. Wir stellen daher zum Abschluß dieser Arbeit eine Wunschliste von Messungen für Sm, Eu, Gd und Hf zusammen; sie ist in der Tabelle 30 enthalten.

Diese Wunschliste enthält als zu messende Größen Resonanzparameter,  $\zeta_\gamma$ , unelastische Anregungs-WQ,  $\zeta_n$ , unelastische Streuverteilungen, Kerntemperaturen T und  $\zeta_n(\Theta)$ . Jedem ein-

zelen Wunsch wurde eine bestimmte Priorität beigemessen. Hierin richten wir uns nach den Definitionen und Empfehlungen des europäisch-amerikanischen Kerndatenkomitees (EANDC). Demnach kommt die Priorität I nur solchen Neutronenkerndaten zu, die für ein besonders zukunftssträchtiges Reaktorprojekt von entscheidendem Interesse sind. Die Priorität II ist solchen Kerndaten zuzuschreiben, denen eine Bedeutung zweiter Ordnung im Rahmen wichtiger Reaktorprojekte zukommt. Die Priorität III gebührt solchen Kerndaten, die nicht von vordringlichem Interesse sind, und die nur zur Auffüllung und Vervollständigung der Kerndatenkenntnisse benötigt werden. Im Sinne dieser Definitionen fallen die hier behandelten Elemente aus der Kategorie der Priorität I heraus. Die nächst höhere Priorität II haben die Kerndaten im aufgelösten und unaufgelösten Resonanzbereich, z.B. die Resonanzparameter  $\Gamma_y$  und  $\Gamma_n$  erhalten, deren Kenntnis für die Beurteilung ihrer Wirkung als Resonanzgifte unerlässlich ist, ferner Daten unterhalb 1 MeV im Bereich des Hauptteils des Neutronenenergiespektrums eines schnellen Reaktors. Neutronen oberhalb 1 MeV sind weniger wichtig in einem schnellen Reaktor, deshalb u.a. haben alle Daten oberhalb 1 MeV die Priorität III bekommen.

Bei den Messwünschen für Resonanzparameter sind einerseits die bisher erfolgten, als gut zu beurteilenden Messungen berücksichtigt, andererseits sind ungerade von geraden Isotopen unterschieden worden. Gerade Isotope haben, wie schon früher bemerkt, einen wesentlich höheren mittleren Niveauabstand als ungerade Isotope. Aus diesem Grunde ist die Grenze, bis zu der man Resonanzmessungen vornehmen kann, für ungerade Isotope niedriger als für gerade Isotope. Bei den Resonanzparametern für die Hf-Isotope sei daran erinnert, daß die erste

Auswertung umfangreicherer Messungen an den einzelnen Hf-Isotopen mit dem Linearbeschleuniger am Rensselaer Polytechnic Institute [52] in Kürze vorliegen wird. Da diese Messung und ihre Auswertung für Hf oberhalb 100 eV die bisher einzigen sind, haben wir den Wunsch nach Resonanzparametern für Hf-Isotope doch noch in die Wunschliste aufgenommen, allerdings mit der niedrigsten Priorität.

Für  $\zeta_n(\Theta)$  gestattet einmal das von uns benutzte äquivalent lokale optische Modell offensichtlich im MeV - Bereich bereits bis auf etwa  $\pm 10\%$  genaue Voraussagen, andererseits gewinnt man aus den Resonanzmessungen die zusätzliche Möglichkeit der Abschätzung von Compound-WQ. Beide Abschätzungen liegen fast im Bereich der experimentell erreichbaren Genauigkeit, weshalb für die  $\zeta_n(\Theta)$  nur Priorität III im gesamten Bereich vorgesehen ist.

Bei der unelastischen Streuung zu einzelnen Restkernniveaus müßte eigentlich zwischen geraden und ungeraden Isotopen unterschieden werden. Die geraden Isotope haben bis 1 MeV wesentlich weniger Niveaus als die ungeraden Isotope. Wofern getrennte Isotope für Messungen vorliegen, würde es daher genügen, für die relativ wenigen Niveaus der häufigsten geraden Isotope bis jeweils 1 MeV die unelastischen Anregungsquerschnitte zu messen, und für die ungeraden Isotope nur die Summe von Querschnitten für Anregung von Gruppen von Niveaus in einem gewissen Energiebereich. Dasselbe gilt für die Messungen der unelastischen Streuverteilung zwischen 1 und 2 MeV (Sm, Gd, Hf) und 0.5 und 2 MeV (Eu); gemeint ist hierbei ebenfalls, da die Angabe von Kerntemperaturen noch nicht sinnvoll ist, die Messung von Streu-WQ für unelastische Anregung bestimmter Niveaugruppen.

Literaturverzeichnis

1. A. B. Reynolds, GEAP - 3737, 1961
2. D. J. Hughes, R. B. Schwartz, BNL - 325, 2. Auflage, 1958
3. R. L. Macklin, H. S. Pomerance, Genfer Konf. 1955,  
Proc.Vol. 5, p. 96; Progr. Nucl. En. II, 179, 1956
4. V.B. Klimentov, V.M. Griazev, At+Energ. 3, 507, 1957;  
Sov. J. At. En. 3, 1387, 1957; J. Nucl. En. 9, 20, 1959
5. H. Rose, W.A. Cooper, R.B. Tattersall, Genfer Konf. 1958  
P/14
6. D.J. Hughes, B.A. Magurno, H.K. Brussel, BNL - 315,  
2. Auflage, Supplement Nr. 1, 1960
7. L.P. Abagian, N.D. Bazazjanc, I.I. Bondarenko, M.N.Nikolaev,  
" Gruppenkonstanten schneller und intermediärer Neutronen  
für die Berechnung von Kernreaktoren ", KFK - tr - 144, 1964
8. S. Glasstone, M.C. Edlund, " The Elements of Nuclear Reactor  
Theory ", Van Nostrand, 1952
9. A.M. Weinberg, E.P. Wigner, " The Physical Theory of Neutron  
Chain Reactors ", University of Chicago Press. 1958
10. L. Cranberg et al., Phys. Rev. 103, 662, 1956
11. V.L. Sailor, H.H. Landon, H.L. Foote, Phys. Rev. 93, 1292,  
1954
12. H.H. Landon, V.L. Sailor, Phys. Rev. 98, 1267, 1292, 1955
13. V.L. Sailor, Phys. Rev. 91, 53, 1953
14. F. Domanic, E.T. Patronis, Phys. Rev. 114, 1577, 1959
15. J.A. Harvey et al., Phys. Rev. 99, 10, 1955
16. J.A. Harvey, R.C. Block, Bull.Am.Phys.Soc.Ser.II, 1, 347  
1956
17. D.J. Hughes, R.L. Zimmermann, R.E. Chrien, Phys.Rev.Lett.  
1, 461, 1958

18. R.L. Macklin et al., Phys. Rev. 129, 2695, 1963
19. J.H. Gibbons, Proc. EANDC - Konf. on Neutron Time-of-flight Methods, Saclay, 1961, p. 151
20. R.C. Block et al., Proc. EANDC - Konf. on Neutron Time - of - Flight Methods, Saclay, 1961, p. 203
21. J.H. Neiler, Proc. Seminar on the physics of fast and intermediate reactors, Wien, 1961, Vol. I, p. 97
22. Shapiro et al., Bulletin des Informationszentrums für Kerndaten, 1. Auflage, 1964, p. 61
23. A.E. Johnsrud et al., Phys. Rev. 116, 927, 1959
24. J.M. Blatt, V.F. Weißkopf, " Theoretical Nuclear Physics ", J. Wiley, New York, 1952
25. A.M. Lane, L.E. Lynn, Proc. Phys. Soc. A 70, 557, 1957
26. K.E. Schroeter, Vortrag vom 20.6.1962 im Kernphysikalischen Seminar des INR
27. C.E. Porter, R.G. Thomas, Phys. Rev. 104, 483, 1956
28. Jahnke-Emde-Lösch, Teubner-Verlag, Stuttgart, 1960
29. H.A. Bethe, Rev.Mod.Phys. 9, 69, 1937
30. C. Block, Phys.Rev. 93, 1094, 1954
31. T.D. Newton, Can.J.Physics 34, 804, 1956  
Errata: Can.J.Phys. 35, 1400, 1957
32. J.A. Harvey, Proceed. EANDC Symposium on Neutron Time - of - Flight Methods, Saclay, 1961, p. 23
33. K.K. Seth et al., Phys. Lett. 13, 70, November 1964
34. J.M. Blatt, V.F. Weißkopf, " Theoretical Nuclear Physics ", J. Wiley, New York, 1952
35. B. Buck, F. Perey, Phys. Rev. Lett. 8, 444, 1962
36. D.M. Chase, L. Willets, A.R. Edmonds, Phys. Rev. 110, 1080, 1958
37. B. Margolis, E.S. Troubetzkoy, Phys.Rev. 106, 105, 1957

38. B. Buck, A.P. Stamp, P.E. Hodgson, Phil.Mag. 8, 1805, 1963
39. F. Perey, B. Buck, Nucl.Phys. 32, 353, 1962
40. F. Perey, ORNL - 3429, 1963
41. I. Siep, INR - Arbeitsbericht Nr 126/65
42. F.B. Simpson, R.G. Fluharty, Bull.Am.Phys.Soc. II2, 42, 1957
43. H. Marshak, V.L. Sailor, Phys.Rev. 109, 1219, 1958
44. R.C. Block et al., Bull.Am.Phys.Soc. II2, 218, 1957
45. W.J. Sturm, Phys. Rev. 71, 747, 1947
46. T. Brill, H.V. Lichtenberger, Phys. Rev. 72, 585, 1947
47. Borst et al. Phys. Rev. 70, 557, 1946
48. H.H. Landon, Phys. Rev. 100, 1414, 1955
49. R.B. Schwartz et al., Bull.Am.Phys.Soc. III1, 187, 1956
50. E.G. Joki, J.E. Evans, Phys. Rev. 96, 849 A, 1954
51. I. Itkin, WAPD - TM - 324, 1962
52. J.E. Russell, R.W. Hockenbury, T. Fuketa, R.C. Block, ORNL - 3425, 1963; WASM - 1048, 1964; RPI - 328 - 6, 1964
53. D.B. Gayther, K.P. Nicholson, Proc. Phys. Soc. 70, 51, 1957
54. R.E. Chrien, J.L. Friedes, S. Mughabghab, H. Palevsky, WASH - 1048, p. 13 f., 1964
55. R.L. Macklin et al., Nature 197, 369, 1963
56. A. Okazaki et al., Phys. Rev. 93, 461, 1954
57. C.E. Crouthamel, D.C. Stupegia, A.A. Madson, M. Jones, ANL - 6725, p. 243, 1963
58. D.W. Glasgow, D.G. Foster, Ir., HW - SA - 2875, 1963
59. A.B. Smith, P.T. Guenther, EANDC - US - 62 "U", 1963
60. W.B. Gilboy, J.H. Towle, to be published
61. M. Walt, H.H. Barschall, Phys.Rev. 93, 1062, 1954
62. J.A. Miskel, K.V. Marsh, M. Lindner, R.J. Nagle, UCRL - 5454, 1959; UCRL - 6690, 1961

63. C.E. Hollandsworth, thesis, 1964
64. S. Yiftah, D. Okrent, P.A. Moldauer, " Fast Reactor Cross Sections ", Pergamon Press, 1960
65. V.F. Weißkopf, Phys. Rev. 52, 295, 1937
66. V.F. Weißkopf, D.H. Ewing, Phys. Rev. 57; 472, 935; 1940
67. B.T. Feld, H. Feshbach, M.L. Goldberger, M. Goldstein, V.F. Weißkopf, NYO - 636, " Final Report of the Fast Neutron Data Project ", 1951
68. W. Hauser, H. Feshbach, Phys. Rev. 87, 366, 1952
69. T.D. Newton, Can.J.Phys. 34, 806, 1956
70. J.R. Beyster et al., LA - 2099, 1956
71. C.W. Monroe, D. Pomeroy, J. Ray, NDA - 57 - 27, 1956
72. W.B. Henderson, M.J. Stanley, APEX - 515, 1957
73. R.J. Howerton, UCRL - 5351, 1958
74. J.J. Devaney, L.O. Bordwell, M.J. Devaney, LA - 2763, 1962
75. W.S. Emmerich, J.B. Weddell, AECU - 3527, Teil III, 1957; siehe auch Westinghouse Research Report 6-94511-6-R18;1957
76. N. Tralli, APEX - 467, 1958
77. J.W. Zwick, TID - 11824, 1960
78. R.L. Dough, APEX - 645, 1961
79. J.W. Zwick, T.J. Kostigen, APEX - 709, 1961
80. G.D. Joanou, J.S. Dudek, A.J. Goddjohn, N.F. Wikner, J.D. Garrison, GA - 2451, Vol. III
81. C.S. Robertson, E.M. Benson, GEMP - 173, 1963
82. F. Bjorklund, S. Fernbach, UCRL - 4927 - T, 1957
83. F. Bjorklund, S. Fernbach, UCRL - 4926 - T, 1957
84. R.J. Howerton, UCRL - 5345, 1958
85. J.R. Cooper, R.E. Sullivan, W.B. Henderson, APEX - 704, 1961
86. G.D. Joanou, J.S. Dudek, GA - 1850, 1961

87. D.J. Hughes et al. BNL - 400, 1. Auflage, 1956
88. M.D. Goldberg, V.M. May, J.R. Stehn, BNL - 400, Vol.I-II,  
2. Auflage, 1962
89. D.J. Hughes et al., Phys. Rev. 91, 1423, 1953
90. D.J. Hughes, J.A. Harvey, BNL - 325, 1955
91. C.W. Zabel, WASH - 192, 1957
92. H.A. Gerardo, DC 59 - 12 - 155, 1959
93. L.B. Engle, G.E. Hansen, H.C. Paxton, Nucl.Sci.Eng. 8, 559,  
1960, Tabelle XII
94. S. Yiftah, D. Okrent, P.A. Moldauer, " Fast Reactor Cross  
Sections ", Pergamon Press, 1960

1. Charakteristische Eigenschaften von Resonanzabsorbern
2. Isotopenzusammensetzungen der Elemente Sm, Eu, Gd und Hf
3. Mittlere Resonanzparameter für  $\text{Eu}^{151}$  und  $\text{Eu}^{153}$  aus Resonanzauswertungen
4. Vergleich von  $\bar{\Gamma}$ ,  $\bar{D}_{\text{beob}}$  und Dopplerbreite  $\Delta$  für  $\text{Eu}^{151}$  und  $\text{Eu}^{153}$
5. Auf Macklin - Werte normierte russische und amerikanische  $\sigma_{\gamma}$  - Messungen an Eu,  $\text{Eu}^{151}$  und  $\text{Eu}^{153}$
6. Mittlere s - Wellen - Resonanzparameter für  $\text{Eu}^{151}$  und  $\text{Eu}^{153}$
7. Vergleich zwischen Theorie und Experiment für  $\sigma_{\gamma}$  von Eu,  $\text{Eu}^{151}$  und  $\text{Eu}^{153}$ 
  - a. Vergleich mit den russischen Messungen [22]
  - b. Vergleich mit den amerikanischen Messungen [18, 20, 21]
8. s - und p - Wellen - Beiträge zu  $\sigma_{\gamma}$  von Eu
9.  $\sigma_{\text{T}}$  für Eu im keV - Bereich nach der statistischen Theorie
10. Optische Modell Wirkungsquerschnitte und mittlere Streucosinus für Sm, Eu, Gd und Hf im Bereich 1 bis 10 MeV
  - a.  $\sigma_{\text{T}}^{\text{OM}}$
  - b.  $\sigma_{\text{a}}^{\text{OM}}$
  - c.  $\sigma_{\text{fn}}^{\text{OM}}$
  - d.  $\mu_{\text{L}}^{\text{OM}}$
  - e. Transmissionskoeffizienten des optischen Modells
11. Differentielle formelastische Streuwirkungsquerschnitte nach dem äquivalent lokalen optischen Modell für Energien im Bereich 1 bis 10 MeV für Sm, Eu, Gd und Hf.
12. Tabellierung der mikroskopischen Wirkungsquerschnitte und der mittleren Streucosinus im Bereich 10 keV bis 10 MeV
  - a. Eu
  - b. Sm
  - c. Gd
  - d. Hf

13. Thermische Wirkungsquerschnitte für Sm, Eu, Gd und Hf
14.  $\sigma_{\gamma}^{\text{exp}}$  bei 30 und 65 keV für Eu, Sm, Gd und Hf
15. Daten für aufgelöste Resonanzen von Sm, Gd und Hf
16. s - Wellen - Stärkefunktionen aus mittleren Transmissionsmessungen im keV - Bereich für Isotope von Sm, Eu, Gd und Hf
17.  $S_0, S_1, S_2, R'$  und  $\sigma_{\text{pot}}$  für Gd und Hf nach Duke - Messungen [33]
18. Niedrigste Schwellen für unelastische Neutronenstreuung an Isotopen von Sm, Eu, Gd und Hf
19. Mittlere s - Wellen - Resonanzparameter für die ungeraden Isotope von Sm, Gd und Hf
20. Vergleich der optischen Modell Ergebnisse für  $\sigma_{\text{T}}$  mit dem Experiment für Sm, Gd und Hf
- 21 a. Vergleich von  $\overline{\mu}_{\text{L}}^{\text{exp}}$  mit  $\overline{\mu}_{\text{L}}^{\text{CM}}$  bei 1 MeV für Sm, Gd und Hf
- 21 b. Vergleich von  $\sigma_{\text{n}}^{\text{exp}} (\Theta_{\text{L}})$  und  $\sigma_{\text{fn}}^{\text{OM}} (\Theta_{\text{L}})$  bei 1 MeV für Sm, Gd und Hf ( $\sigma (\Theta)$  in barn/sterad )
22. Kerntemperaturen für Sm, Eu, Gd und Hf
23. Liste früherer Wirkungsquerschnittsammlungen für Sm, Eu, Gd und Hf
24. Gruppenaufteilung in den Gruppenkonstantensätzen [1] und [75 - 81]
25. Optische Modell Ergebnisse von Beyster [70] im Vergleich zu unseren Ergebnissen für Samarium
  - a. Transmissionskoeffizienten
  - b. Wirkungsquerschnitte
26. Vergleich unserer mikroskopischen Wirkungsquerschnitte mit denen von Howerton für Sm, Eu, Gd und Hf
27. Vergleich kondensierter Gruppenkonstantensätze
  - a. Sm
  - b. Eu
  - c. Gd
  - d. Hf

28. Vergleich von Streu - und Absorptionsresonanzintegralen für Sm, Eu, Gd und Hf
29. Genauigkeit der Gruppenkonstanten für Sm, Eu, Gd und Hf
30. Wunschliste von Messungen für Sm, Eu, Gd und Hf
31. 26 Gruppen - Wirkungsquerschnitte
  - a. Sm
  - b. Eu
  - c. Gd
  - d. Hf

Charakteristische Eigenschaften von Resonanzabsorbern

Element bzw. Isotop	$\sigma_{\gamma}$ ( 2200 m/sec ) ( barn ) [ 2 ]	$RI_{\gamma}^{\infty}$ ( barn ) [ 3 - 5 ]	$\bar{D}_{\text{beob}}$ ( eV ) [ 6 ]
$^{48}\text{Cd}$	2450	-	15.5
$^{49}\text{In}$	193	2570	3.5
$^{62}\text{Sm}$	5600	1197	2.5
$^{63}\text{Eu}$	4300	3336	0.5
$^{64}\text{Gd}$	46000	435	2.0
$^{72}\text{Hf}$	105	1924	1.9
$^{73}\text{Ta}$	21	590	4.3
$^{74}\text{W}$	19.2	290	10.3
$^{77}\text{Ir}$	440	2000	2.2
$^{92}\text{U}^{238}$	2.7	232	13.5

Tabelle 2

Isotopenzusammensetzungen der Elemente Sm, Eu, Gd und Hf

Element	Isotop	Häufigkeit (%)	Element	Isotop	Häufigkeit (%)
$^{62}\text{Sm}$ A = 150.4	Sm 144	3.16	$^{64}\text{Gd}$ A = 156.9	Gd 152	0.20
	Sm 147	15.07		Gd 154	2.15
	Sm 148	11.27		Gd 155	14.73
	Sm 149	13.34		Gd 156	20.47
	Sm 150	7.47		Gd 157	15.62
	Sm 152	26.63		Gd 158	24.37
	Sm 154	22.53		Gd 160	21.90
$^{63}\text{Eu}$ A = 152.0	Eu 151	47.77	$^{72}\text{Hf}$ A = 173.6	Hf 174	0.13
	Eu 153	52.23		Hf 176	5.15
				Hf 177	13.39
				Hf 178	27.08
				Hf 179	13.78
				Hf 180	35.44

Mittlere Resonanzparameter für  $\text{Eu}^{151}$  und  $\text{Eu}^{153}$  aus Resonanzauswertungen

Isotop	I	$\bar{D}_{\text{beob}}$ (eV)	$\bar{\Gamma}_h^{(0)}$ (meV)	$\bar{\Gamma}_\gamma$ (meV)	$S_0$ ( $\cdot 10^4$ )
Eu 151	5/2	0.37	0.40	$91 \pm 9$	2.30
Eu 153	5/2	1.39	0.57	$97 \pm 10$	2.05

Tabelle 4

Vergleich von  $\bar{\Gamma}$ ,  $\bar{D}_{\text{beob}}$  und Dopplerbreite  $\Delta$  für  $\text{Eu}^{151}$  und  $\text{Eu}^{153}$ 

Isotop	E (keV)	$\bar{D}_{\text{beob}}$ (eV)	$\bar{\Gamma}$ (eV)	$\bar{\Gamma} / \bar{D}_{\text{beob}}$	$\Delta$ (eV) (T = 300°K)
Eu 151	1	0.37	0.104	0.12	0.32
	10	0.37	0.131	0.15	2.52
	100	0.37	0.217	0.25	3.16
Eu 153	1	1.39	0.115	0.08	0.32
	10	1.39	0.154	0.11	2.52
	100	1.39	0.277	0.20	3.16

Auf Macklin - werte normierte russische und amerikanische  $\sigma_{\gamma}$ -Messungen  
an  $\text{Eu}$ ,  $\text{Eu}^{151}$  und  $\text{Eu}^{153}$

E (keV)	Russische Messungen [22]				Amerikanische Messungen [20,21] $\sigma_{\gamma}^{\text{Eu}}$ (b)
	$\sigma_{\gamma}^{151}$ (b)	$\sigma_{\gamma}^{153}$ (b)	$\sigma_{\gamma}^{\text{Eu}}$ (b)*	$\sigma_{\gamma}^{\text{Eu}}$ (**)	
0.10	110	80	34	20	
0.15	80	50	38	30	
0.2	76	44	59	55	
0.3	61	33	43	43	
0.4	52	27	41.5	41.3	
0.5	43	22.3	31.0	33.3	
0.6	41.3	23.0	33.5	33.6	
0.7	37.6	24.2	30.3	30.4	
0.8	34.3	18.0	33.3	33.0	
0.9	32.0	21.3	30.3	25.3	
1.0	29.3	20.4	24.3	24.0	23.2
1.5	22.3	15.3	19.0	18.4	13.1
2.0	13.3	13.0	15.7	15.2	15.1
3.0	14.2	9.34	11.9	11.3	11.7
4.0	11.3	3.13	3.30	3.73	9.73
5.0	10.0	3.93	3.42	3.40	3.46
6.0	3.93	3.30	7.52	7.44	7.30
7.0	3.00	3.33	3.79	3.30	3.81
8.0	7.32	3.13	3.30	3.34	3.30
9.0	3.72	4.30	3.72	3.73	3.32
10.0	3.24	4.30	3.33	3.33	3.44
15.0	4.73	3.44	4.07	4.03	
20.0	3.92	3.33	3.37	3.33	
30.0	2.95	3.20	3.33	3.33	

\*  $\sigma_{\gamma}^{\text{Eu}}$  errechnet aus den links stehenden Einzel WQ für  $\text{Eu}^{151}$  und  $\text{Eu}^{153}$

\*\*  $\sigma_{\gamma}^{\text{Eu}}$ , direkt abgelesene Meßwerte

Tabelle 6

-94-

Mittlere s - Wellen - Resonanzparameter für  $\text{Eu}^{151}$  und  $\text{Eu}^{153}$ 

Isotop	J	$\overline{\Gamma}_\gamma$ (meV)	$\overline{D}_J$ (eV)	$S_0^J (\cdot 10^4)$	$\overline{\Gamma}_{nJ}^{(0)}$ (meV)	$\epsilon_J$	$b_J \sqrt{E}$
Eu 151	2	91	1.89	3.20	0.61	5/12	75.2
	I = 5/2	3	91	3.20	0.52	7/12	37.2
Eu 153	2	97	3.01	2.36	0.71	5/12	32.3
	I = 5/2	3	2.59	2.36	0.61	7/12	79.4

Tabelle 7

Vergleich zwischen Theorie und Experiment für  $\zeta_\gamma$  von  $\text{Eu}$ ,  $\text{Eu}^{151}$  und  $\text{Eu}^{153}$ 

Tabelle 7 a. Vergleich mit den russischen Messungen [22]

E(keV)	$\zeta_{\text{Eu}^{151}}^{\text{theor}}$ (b)	$\zeta_{\text{Eu}^{151}}^{\text{exp}}$ (b)	$\left(\frac{\Delta \zeta_\gamma}{\zeta_\gamma}\right)_{151}$ (%)	$\zeta_{\text{Eu}^{153}}^{\text{theor}}$ (b)	$\zeta_{\text{Eu}^{153}}^{\text{exp}}$ (b)	$\left(\frac{\Delta \zeta_\gamma}{\zeta_\gamma}\right)_{153}$ (%)
0.025	243	203	+ 13.3	173	116	+ 53
0.034	146	140	+ 4.3	106	32.4	+ 29
0.1	113.5	110	+ 3.2	32.6	66.4	+ 24.3
0.4	50.5	52	- 2.9	33.5	34.4	+ 6.1
0.9	30.6	32	- 4.4	22.0	21.6	+ 1.9
2.5	15.7	16	- 1.3	11.24	11.10	+ 1.3
4.9	9.97	10.15	- 1.3	7.11	7.10	+ 0.14
10.0	6.09	6.24	- 2.4	4.36	4.50	- 3.1
30.0	2.91	2.95	- 1.5	2.14	2.20	- 2.7

E (keV)	$\sigma_{\gamma}^{\text{theor}}_{\text{Eu}}$ (b)	$\sigma_{\gamma}^{\text{exp}}_{\text{Eu}}$ (b)	$\left(\frac{\Delta \sigma_{\gamma}}{\sigma_{\gamma}}\right)_{\text{Eu}}$ (%)
0.025	209	160	+ 31
0.064	125	110	+ 11.4
0.1	97.4	87.2	+ 11.2
0.4	48.1	42.8	+ 0.7
0.9	26.2	26.6	- 1.5
2.5	13.37	13.35	+ 0.15
4.9	3.43	3.50	- 0.24
10.0	5.19	5.33	- 2.5

Tabelle 7b. Vergleich mit den amerikanischen Messungen [13, 20, 21]

E (keV)	$\sigma_{\gamma}^{\text{theor}}_{\text{Eu}}$ (b)	$\sigma_{\gamma}^{\text{exp}}_{\text{Eu}}$ (b)	$\left(\frac{\Delta \sigma_{\gamma}}{\sigma_{\gamma}}\right)_{\text{Eu}}$ (%)
0.9	26.2	25.1	+ 4.4
2.5	13.37	13.16	+ 1.6
4.9	3.43	3.59	- 1.3
10.0	5.19	5.44	- 4.6
30.0	2.50	2.56	- 2.3
65.0	1.64	1.52	+ 3.3

Tabelle 8

s - und p - Wellen - Beiträge zu von Eu

E (keV)	$\langle \sigma_{\gamma} \rangle_{l=0}$ (b)	$\langle \sigma_{\gamma} \rangle_{l=1}$ (b)	$\langle \sigma_{\gamma} \rangle = \langle \sigma_{\gamma} \rangle_{l=0} + \langle \sigma_{\gamma} \rangle_{l=1}$ (b)	$\frac{\langle \sigma_{\gamma} \rangle_{l=0}}{\langle \sigma_{\gamma} \rangle}$ (%)	$\frac{\langle \sigma_{\gamma} \rangle_{l=1}}{\langle \sigma_{\gamma} \rangle}$ (%)
4.9	3.33	0.15	3.43	98.2	1.3
10.0	4.93	0.21	5.19	96.0	4.0
30.0	2.16	0.34	2.50	86.4	13.6
65.0	1.17	0.47	1.64	71.3	28.7

Tabelle 9

$\sigma_T$  in keV - Bereich nach der statistischen Theorie für Eu

$E$ (keV)	$\sigma_{pot}$ (b)	$\langle \sigma_{res}^{l=0} \rangle$ (b)	$\langle \sigma_{res}^{l=1} \rangle$ (b)	$\langle \sigma_T \rangle$ (b)
0.9	6.49	22.15	0.03	44.70
2.5	6.49	22.39	0.11	29.49
4.9	6.49	16.35	0.15	22.99
10.0	6.49	11.45	0.21	13.15
20	6.04	6.61	0.25	12.80
35	6.20	4.43	0.47	11.13
90	6.11	3.32	0.53	10.43
130	5.90	2.33	0.32	9.33
250	5.71	1.29	0.33	6.63

Tabelle 10

Optische Modell Wirkungsquerschnitte und mittlere Streucosinus  
für Sm, Eu, Gd und Hf

Tabelle 10 a.  $\sigma_T^{OM}$

$E$ (keV)	$\sigma_T^{OM} = \sigma_c^{OM} + \sigma_{fn}^{OM}$ (b)			
	Sm	Eu	Gd	Hf
1	7.503	7.435	7.376	6.317
2	7.334	7.362	7.250	6.556
4	5.339	5.320	5.992	6.723
6	4.339	4.759	4.937	5.921
8	4.573	4.616	4.719	5.015
10	4.734	4.736	4.732	4.734

Tabelle 10 b.  $\epsilon_e^{01}$

E (keV)	$\epsilon_e^{01}$ (b)			
	Sm	Eu	Gd	Hf
1	4.136	4.149	4.071	3.287
2	3.804	3.177	3.113	2.965
4	2.394	2.377	2.337	2.931
6	2.816	2.844	2.636	2.974
8	2.432	2.519	2.530	2.631
10	2.333	2.379	2.404	2.502

Tabelle 10 c.  $\epsilon_{Fe}^{01}$

E (keV)	$\epsilon_{Fe}^{01}$ (b)			
	Sm	Eu	Gd	Hf
1	3.347	3.347	3.503	3.030
2	4.179	4.135	4.132	3.532
4	3.143	3.202	3.227	3.795
6	2.170	2.215	2.221	2.952
8	2.030	2.096	2.139	2.254
10	2.333	2.357	2.322	2.232

Tabelle 10 d.  $\bar{\mu}_L^{01}$

E (keV)	$\bar{\mu}_L^{01}$			
	Sm	Eu	Gd	Hf
1	0.5335	0.5397	0.5339	0.5144
2	0.7223	0.7291	0.7165	0.6452
4	0.7903	0.7907	0.7912	0.7995
6	0.7195	0.7220	0.7334	0.7935
8	0.7056	0.7075	0.7130	0.7492
10	0.7752	0.7740	0.7633	0.7492

Optische Modell TransmissionskoeffizientenSm. ( A = 150.4 )

E (MeV)	$T_1$									
	1 = 0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	0.991	0.412	0.750	0.029	0.007					
2	0.951	0.542	0.971	0.170	0.110	0.002				
4	0.896	0.622	0.930	0.482	0.508	0.068	0.006	0.007		
6	0.863	0.641	0.882	0.623	0.653	0.416	0.040	0.010		
8	0.836	0.646	0.843	0.681	0.686	0.851	0.129	0.063	0.003	
10	0.808	0.649	0.807	0.712	0.686	0.984	0.270	0.200	0.017	0.001

Eu ( A = 152 )

E (MeV)	$T_1$									
	1 = 0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	0.993	0.408	0.749	0.029	0.008					
2	0.953	0.539	0.955	0.172	0.108	0.002				
4	0.896	0.621	0.919	0.494	0.487	0.074	0.006	0.001		
6	0.863	0.641	0.873	0.636	0.634	0.449	0.040	0.010		
8	0.834	0.647	0.835	0.694	0.672	0.881	0.131	0.066	0.003	
10	0.805	0.653	0.800	0.724	0.675	0.992	0.278	0.200	0.018	0.001

Gd ( A = 156.9 )

E (MeV)	$T_1$									
	1 = 0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	0.983	0.410	0.724	0.031	0.008					
2	0.947	0.541	0.906	0.186	0.103	0.003				
4	0.894	0.622	0.889	0.532	0.444	0.093	0.006	0.001		
6	0.859	0.644	0.851	0.674	0.595	0.540	0.041	0.012	0.001	
8	0.827	0.654	0.815	0.727	0.642	0.939	0.140	0.072	0.004	
10	0.795	0.663	0.780	0.754	0.650	0.998	0.305	0.198	0.022	0.002

Hf ( A = 178.6 )

E (MeV)	$T_1$									
	1 = 0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	0.802	0.478	0.464	0.048	0.006					
2	0.831	0.614	0.665	0.321	0.067	0.007				
4	0.819	0.690	0.741	0.785	0.322	0.233	0.007	0.001		
6	0.792	0.714	0.739	0.864	0.491	0.792	0.060	0.017	0.001	
8	0.761	0.730	0.719	0.868	0.567	0.911	0.239	0.068	0.009	0.001
10	0.729	0.743	0.695	0.858	0.602	0.877	0.532	0.156	0.051	0.008

Tabelle 11

Differenzielle formelastische Streuwirkungsquerschnitte nach dem äquivalent lokalen optischen Modell  
im Bereich 1 bis 10 MeV für Sm, Eu, Gd und Hf

$\Theta_L$	cos $\Theta_L$	E = 1 MeV								$\sigma_{\text{opt}}^{\text{OM}}(\Theta_L)$ (mb)								E = 2 MeV								E = 4 MeV							
		Sm		Eu		Gd		Hf		Sm		Eu		Gd		Hf		Sm		Eu		Gd		Hf									
		Sm	Eu	Gd	Hf	Sm	Eu	Gd	Hf	Sm	Eu	Gd	Hf	Sm	Eu	Gd	Hf	Sm	Eu	Gd	Hf												
0.0	1.0	2037	2064	2069	1633	3534	3550	3516	3003	4137	4195	4358	5490	25.8	0.9	1399	1409	1396	1108	2103	2104	2067	1701	1742	1778	1859	2141						
0.0	0.9	1399	1409	1396	1108	2103	2104	2067	1701	1742	1778	1859	2141	25.8	0.8	925	925	902	723	1190	1133	1148	894	687	704	736	747						
0.0	0.7	584	576	549	450	628	618	566	418	259	264	259	217	45.6	0.6	345	335	308	265	298	288	263	159	98.0	97.0	89.9	217						
60.0	0.5	186	175	153	150	118	110	92.9	38.5	37.9	35.1	26.3	43.6	66.4	0.4	87.1	77.7	61.2	85.8	32.7	29.0	18.6	1.01	12.7	10.5	5.16	3.33						
72.5	0.3	31.6	24.9	15.9	59.1	3.87	2.34	0.87	10.4	1.82	1.14	0.79	21.4	78.5	0.2	6.44	3.03	2.05	57.5	6.67	8.24	4.27	42.7	1.09	2.16	5.90	21.4						
84.3	0.1	1.07	1.14	7.81	70.8	24.9	29.1	40.4	8.1	8.88	11.3	17.5	51.1	84.3	0.1	1.07	1.14	7.81	70.8	24.9	29.1	40.4	8.1	8.88	11.3	17.5	51.1						
90.0	0.0	7.31	10.6	24.0	90.8	48.0	54.3	69.8	119	21.3	25.0	32.1	60.4	90.0	0.0	7.31	10.6	24.0	90.8	48.0	54.3	69.8	119	21.3	25.0	32.1	60.4						
95.7	-0.1	29.1	25.1	43.6	111	69.4	71.0	94.8	146	35.2	38.5	45.0	63.2	95.7	-0.1	29.1	25.1	43.6	111	69.4	71.0	94.8	146	35.2	38.5	45.0	63.2						
101.5	-0.2	32.3	40.3	61.8	127	84.8	92.9	111	161	45.0	47.2	52.6	58.4	101.5	-0.2	32.3	40.3	61.8	127	84.8	92.9	111	161	45.0	47.2	52.6	58.4						
107.5	-0.3	44.7	53.5	75.8	135	91.5	97.2	113	161	49.3	51.1	53.4	47.3	107.5	-0.3	44.7	53.5	75.8	135	91.5	97.2	113	161	49.3	51.1	53.4	47.3						
113.6	-0.4	55.4	64.0	84.6	134	88.2	94.2	109	141	48.5	48.9	48.4	33.5	113.6	-0.4	55.4	64.0	84.6	134	88.2	94.2	109	141	48.5	48.9	48.4	33.5						
120.0	-0.5	65.4	72.6	88.8	125	75.2	80.2	90.6	114	3.7	42.6	39.7	21.2	120.0	-0.5	65.4	72.6	88.8	125	75.2	80.2	90.6	114	3.7	42.6	39.7	21.2						
126.9	-0.6	77.1	81.7	90.9	108	54.7	57.5	62.9	73.0	34.6	32.5	28.2	12.6	126.9	-0.6	77.1	81.7	90.9	108	54.7	57.5	62.9	73.0	34.6	32.5	28.2	12.6						
134.4	-0.7	94.6	95.4	95.2	87.8	32.0	32.3	32.5	30.8	19.8	17.7	13.9	6.29	134.4	-0.7	94.6	95.4	95.2	87.8	32.0	32.3	32.5	30.8	19.8	17.7	13.9	6.29						
143.1	-0.8	123	119	107	70.1	17.4	15.1	10.7	2.43	3.63	2.74	1.52	4.31	143.1	-0.8	123	119	107	70.1	17.4	15.1	10.7	2.43	3.63	2.74	1.52	4.31						
154.2	-0.9	170	161	136	62.6	28.4	23.8	16.2	13.3	16.0	17.7	22.0	38.3	154.2	-0.9	170	161	136	62.6	28.4	23.8	16.2	13.3	16.0	17.7	22.0	38.3						
180.0	-1.0	245	229	190	75.7	93.1	86.9	79.3	103	155	161	177	235	180.0	-1.0	245	229	190	75.7	93.1	86.9	79.3	103	155	161	177	235						

Tabelle 11 Fortsetzung

$\ominus_{L}^{\ominus C}$	$\cos \ominus_L$	$\sigma_{fn}^{OM} (\ominus_L) (mb)$											
		E = 6 MeV					E = 8 MeV					E = 10 MeV	
		Sm	Eu	Gd	HF	Sm	Eu	Gd	HF	Sm	Eu	Gd	HF
0.0	1.0	4000	4121	4501	6409	5080	5173	5403	6094	6886	6894	6875	6895
25.8	0.9	883	909	979	1365	417	416	420	575	325	306	264	176
36.9	0.8	157	163	174	239	22.5	27.7	11.0	107	111	117	130	173
45.6	0.7	87.7	87.2	81.1	67.0	180	185	194	191	305	311	323	321
53.1	0.6	113	108	92.1	36.7	209	206	196	139	249	248	244	198
60.0	0.5	103	96.5	78.8	13.5	144	136	119	49.9	126	121	111	73.2
66.4	0.4	63.7	58.4	45.8	4.19	77.1	71.3	58.9	21.8	52.4	49.8	45.2	42.0
72.5	0.3	24.5	21.9	17.0	13.4	42.3	41.3	40.4	49.3	35.5	36.8	40.8	68.6
78.5	0.2	7.21	7.03	7.90	31.4	35.8	38.5	46.2	85.6	44.6	48.4	57.6	96.2
84.3	0.1	16.7	17.9	21.2	48.0	44.5	48.0	57.0	96.2	53.8	57.4	66.1	94.7
90.0	0.0	13.7	45.4	46.7	59.3	57.4	59.3	63.7	77.9	52.4	54.1	58.1	66.2
95.7	-0.1	71.1	72.8	75.5	64.5	66.7	66.3	64.8	49.1	41.9	41.4	40.2	31.3
101.5	-0.2	82.8	84.2	86.3	61.9	66.2	64.4	59.3	29.0	28.7	27.1	23.4	11.6
107.5	-0.3	71.9	72.7	73.9	48.8	52.3	50.5	45.8	23.3	19.0	16.9	14.4	14.4
113.6	-0.4	44.7	44.6	44.3	27.5	28.3	27.5	25.3	23.6	11.1	11.3	12.1	28.5
120.0	-0.5	18.4	17.5	15.7	9.56	7.33	7.33	7.63	20.5	7.39	8.48	11.7	33.5
126.9	-0.6	9.34	6.57	7.30	11.0	6.80	7.35	8.85	18.5	9.77	10.5	12.7	21.6
134.4	-0.7	14.2	10.7	20.9	34.7	30.7	31.9	34.3	30.3	22.7	22.3	21.1	10.2
143.1	-0.8	23.9	25.9	31.7	50.9	48.0	49.8	53.4	43.4	33.4	32.6	29.7	16.0
154.2	-0.9	19.2	20.7	24.2	26.9	15.9	16.4	17.5	12.7	7.88	7.56	6.51	5.99
180.0	-1.0	142	142	143	116	78.3	77.7	77.0	93.5	97.1	99.7	106	115

Tabellierung der mikroskopischen Wirkungsquerschnitte und mittleren Streucosinus im Bereich 10 keV bis 10 MeV

a. Eu

E (MeV)	$\sigma_T(b)$	$\sigma_n(b)$	$\sigma_{n'}(b)$	$\sigma_\gamma(b)$	$\zeta_X(b)$	$\overline{\mu}_L$
0.01	18.15	12.96	0	5.19	5.19	0.010
0.02	14.85	11.53	0	3.27	3.27	0.022
0.03	13.30	10.72	0.08	2.50	2.58	0.032
0.04	12.45	10.15	0.16	2.14	2.30	0.040
0.05	11.80	9.66	0.23	1.91	2.14	0.048
0.06	11.33	9.30	0.29	1.74	2.03	0.056
0.07	10.90	9.15	0.34	1.49	1.83	0.065
0.08	10.65	9.03	0.39	1.23	1.62	0.074
0.09	10.46	8.98	0.44	1.04	1.48	0.083
0.10	10.22	8.85	0.48	0.89	1.37	0.091
0.15	9.50	8.30	0.70	0.50	1.20	0.129
0.2	9.02	7.62	0.87	0.53	1.40	0.166
0.3	8.48	6.84	1.20	0.44	1.64	0.235
0.4	8.19	6.414	1.48	0.296	1.776	0.290
0.5	7.98	6.073	1.68	0.227	1.907	0.334
0.6	7.83	5.765	1.87	0.195	2.065	0.373
0.7	7.73	5.506	2.04	0.184	2.224	0.403
0.8	7.64	5.240	2.21	0.190	2.400	0.432
0.9	7.56	5.005	2.39	0.165	2.555	0.457
1.0	7.495	4.795	2.55	0.150	2.700	0.480
1.5	7.400	4.460	2.83	0.110	2.940	0.595
2.0	7.363	4.427	2.87	0.066	2.936	0.720
3.0	6.720	3.884	2.80	0.036	2.835	0.787
4.0	5.830	3.203	2.652	0.025	2.677	0.791
5.0	5.200	2.614	2.570	0.016	2.586	0.761
6.0	4.759	2.215	2.532	0.012	2.544	0.723
7.0	4.620	2.0907	2.5200	0.0093	2.5293	0.708
8.0	4.616	2.0960	2.5125	0.0075	2.5200	0.708
9.0	4.650	2.1838	2.4600	0.0062	2.4662	0.727
10.0	4.736	2.3570	2.3737	0.0053	2.3790	0.774

Tabelle 12 Fortsetzung

-103-

b. Sm

E (MeV)	$\sigma_T(b)$	$\sigma_n(b)$	$\sigma_{n'}(b)$	$\sigma_\gamma(b)$	$\sigma_X(b)$	$\bar{\mu}_L$
0.01	14.40	12.40	0	2.00	2.00	0.010
0.02	14.00	12.81	0	1.19	1.19	0.022
0.03	13.30	12.345	0.08	0.875	0.955	0.032
0.04	12.50	11.655	0.16	6.685	0.345	0.040
0.05	11.95	11.160	0.23	0.560	0.790	0.048
0.06	11.45	10.880	0.29	0.480	0.770	0.056
0.07	10.90	10.124	0.34	0.436	0.776	0.065
0.08	10.48	9.673	0.39	0.417	0.807	0.074
0.09	10.08	9.138	0.44	0.402	0.842	0.083
0.10	9.73	8.862	0.48	0.383	0.863	0.091
0.15	8.67	7.623	0.70	0.341	1.041	0.129
0.2	8.10	7.030	0.87	0.200	1.070	0.166
0.3	7.63	6.284	1.20	0.146	1.346	0.235
0.4	7.56	5.903	1.43	0.113	1.593	0.290
0.5	7.52	5.733	1.63	0.104	1.734	0.334
0.6	7.48	5.572	1.87	0.093	1.963	0.373
0.7	7.46	5.313	2.04	0.102	2.142	0.403
0.8	7.44	5.121	2.21	0.109	2.319	0.432
0.9	7.42	4.913	2.39	0.112	2.502	0.457
1.0	7.40	4.745	2.55	0.115	2.655	0.480
1.5	7.35	4.413	2.33	0.107	2.937	0.595
2.0	6.90	3.939	2.33	0.081	2.961	0.720
3.0	6.67	3.197	2.34	0.033	2.273	0.737
4.0	5.50	2.306	2.677	0.017	2.694	0.791
5.0	4.95	2.335	2.5545	0.0105	2.535	0.760
6.0	4.75	2.234	2.5092	0.0063	2.513	0.720
7.0	4.76	2.260	2.4952	0.0043	2.500	0.706
8.0	4.30	2.307	2.4395	0.0035	2.493	0.706
9.0	4.37	2.412	2.4535	0.0027	2.453	0.727
10.0	4.95	2.532	2.3659	0.0021	2.363	0.776

c. Gd

E (MeV)	$\zeta_T(b)$	$\zeta_n(b)$	$\zeta_{n'}(b)$	$\zeta_\gamma(b)$	$\zeta_X(b)$	$\bar{\mu}_L$
0.01	12.25	10.17	0	2.08	2.08	0.011
0.02	11.10	9.66	0	1.44	1.44	0.026
0.03	10.45	9.275	0	1.175	1.175	0.039
0.04	10.00	9.042	0	0.958	0.958	0.050
0.05	9.62	8.805	0	0.815	0.815	0.059
0.06	9.35	8.632	0	0.713	0.713	0.072
0.07	9.13	8.425	0.08	0.635	0.705	0.083
0.08	8.90	8.175	0.15	0.575	0.725	0.095
0.09	8.75	8.008	0.22	0.522	0.742	0.106
0.10	8.60	7.839	0.28	0.481	0.761	0.117
0.15	8.16	7.232	0.58	0.348	0.928	0.174
0.2	7.90	6.820	0.83	0.250	1.080	0.220
0.3	7.54	6.124	1.27	0.146	1.416	0.290
0.4	7.40	5.662	1.62	0.118	1.738	0.345
0.5	7.30	5.266	1.93	0.104	2.034	0.386
0.6	7.28	4.952	2.23	0.098	2.328	0.423
0.7	7.27	4.688	2.48	0.102	2.582	0.455
0.8	7.26	4.441	2.71	0.109	2.819	0.489
0.9	7.25	4.288	2.85	0.112	2.962	0.520
1.0	7.24	4.255	2.87	0.115	2.985	0.552
1.5	7.10	4.193	2.80	0.107	2.907	0.658
2.0	6.80	3.979	2.74	0.081	2.821	0.715
3.0	6.30	3.597	2.67	0.033	2.703	0.773
4.0	5.80	3.133	2.650	0.017	2.667	0.791
5.0	5.40	2.745	2.6445	0.0105	2.655	0.760
6.0	5.20	2.564	2.6292	0.0063	2.636	0.733
7.0	5.05	2.438	2.6072	0.0043	2.612	0.712
8.0	5.00	2.420	2.5765	0.0035	2.580	0.713
9.0	5.15	2.638	2.5093	0.0027	2.512	0.731
10.0	5.50	3.096	2.4019	0.0021	2.404	0.769

d. Hf

E (MeV)	$\sigma_T(b)$	$\sigma_n(b)$	$\sigma_{n'}(b)$	$\sigma_\gamma(b)$	$\sigma_x(b)$	$\bar{\mu}_L$
0.01	13.00	12.03	0	0.97	0.97	0.010
0.02	11.40	10.75		0.65	0.65	0.019
0.03	10.45	9.94		0.51	0.51	0.026
0.04	9.90	9.467		0.433	0.433	0.032
0.05	9.50	9.120		0.380	0.380	0.037
0.06	9.20	8.860		0.340	0.340	0.045
0.07	9.00	8.688		0.312	0.312	0.052
0.08	8.85	8.556		0.294	0.294	0.058
0.09	8.75	8.472		0.278	0.278	0.064
0.10	8.65	8.385	0	0.265	0.265	0.070
0.15	8.27	7.691	0.36	0.219	0.579	0.102
0.2	7.93	7.150	0.59	0.190	0.780	0.129
0.3	7.58	6.458	0.92	0.157	1.077	0.180
0.4	7.30	6.032	1.13	0.133	1.268	0.226
0.5	7.12	5.656	1.34	0.124	1.464	0.270
0.6	7.00	5.323	1.50	0.114	1.614	0.311
0.7	6.98	5.214	1.66	0.106	1.766	0.347
0.8	6.97	5.071	1.80	0.099	1.899	0.379
0.9	6.96	4.927	1.94	0.093	2.033	0.408
1.0	6.95	4.802	2.06	0.088	2.148	0.435
1.5	6.90	4.239	2.59	0.071	2.661	0.554
2.0	6.85	3.946	2.84	0.062	2.902	0.638
3.0	6.80	3.331	2.87	0.049	2.919	0.751
4.0	6.40	3.469	2.392	0.033	2.931	0.800
5.0	5.92	2.939	2.9564	0.0246	2.981	0.806
6.0	5.55	2.576	2.9546	0.0194	2.974	0.797
7.0	5.45	2.605	2.8293	0.0157	2.845	0.773
8.0	5.40	2.739	2.6473	0.0132	2.661	0.749
9.0	5.38	2.810	2.5537	0.0113	2.570	0.745
10.0	5.40	2.392	2.4922	0.0092	2.502	0.749

Tabelle 13

Thermische Wirkungsquerschnitte für Sm, Eu, Gd und Hf

Element	$\sigma_{\gamma}^{\text{exp}}$ (b)	$(\sigma_n/\sigma_{\gamma})_{\text{exp}}$	$\sigma_n$ (b)	$\sigma_T$ (b)
$^{62}\text{Sm}$	$5600 \pm 200$	0.0054	30	$5630 \pm 200$
$^{63}\text{Eu}$	$4300 \pm 100$	0.0021	9	$4309 \pm 100$
$^{64}\text{Gd}$	$46000 \pm 1000$	0.0035	160	$46160 \pm 1000$
$^{72}\text{Hf}$	$105 \pm 5$	-	$8 \pm 2$	$113 \pm 7$

Tabelle 14

 $\sigma_{\gamma}^{\text{exp}}$  bei 30 und 65 keV für Eu, Sm, Gd und Hf

Element bzw. Isotop	$\sigma_{\gamma}^{\text{exp}}$ (mb)		Referenz
	$E = 30 \pm 7$ keV	$65 \pm 20$ keV	
Eu	$2560 \pm 230$	$1530 \pm 140$	18
Sm	$875 \pm 79$	$450 \pm 41$	
Gd	$1175 \pm 106$	$670 \pm 60$	
Hf	$510 \pm 46$	$330 \pm 30$	13
Sm 144	$119 \pm 55$	-	55
Sm 147	$1173 \pm 192$		
Sm 148	$258 \pm 43$		
Sm 149	$1622 \pm 279$		
Sm 150	$370 \pm 72$		
Sm 152	$411 \pm 71$		
Sm 154	$325 \pm 61$	-	55

Daten für aufgelöste Resonanzen von Sm, Gd und Hf

Element	Messungen von $\Sigma_T$ bis E(eV)	Auflösung von Resonanzen in		Zahl der aufgelösten Resonanzen	$\bar{D}$ beob (eV)	$\bar{\Gamma}_\gamma$ (meV)	$S_0$ ( $\cdot 10^4$ )
		Isotop	bis E(eV)				
$^{62}\text{Sm}$	730	Sm 147	99	13	7.97	$59 \pm 12$	5.65
		Sm 149	90	23	3.66	$62 \pm 12$	7.36
$^{64}\text{Gd}$	800	Gd 155	47.1	23	2.05	$109 \pm 11$	2.71
		Gd 157	49.0	5	-	$96 \pm 15$	-
$^{72}\text{Hf}$	4000	Hf 177	105	30	3.58	$61 \pm 12$	2.95
		Hf 179	110	26	4.17	$60 \pm 20$	1.42

Tabelle 13

S - Wellen - Stärkefunktionen aus mittleren Transmissionsmessungen  
im keV - Bereich für Isotope von Sm, Eu, Gd und Hf

Isotop bzw. Element	$S_0$ ( $\cdot 10^4$ )	Referenz
Sm 147	$4.3 \pm 1.3$	17
Sm 149	$3.2 \pm 0.5$	
Eu 151	$3.7 \pm 0.5$	
Eu 153	$2.7 \pm 0.3$	
Gd 155	$1.3 \pm 0.7$	
Gd 157	$1.5 \pm 0.3$	
Hf	$1.1 \pm 0.3$	
Hf 177	$2.2 \pm 0.4$	
Hf 179	$1.3 \pm 0.3$	
Gd 155	$1.52 \pm 0.09$	54
Gd 156	$1.3 \pm 0.3$	
Gd 157	$1.49 \pm 0.09$	
Gd 158	$2.2 \pm 1.2$	

Tabelle 17

$S_0$ ,  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $R'$  und  $\sigma_{\text{pot}}$  für Gd und Hf nach Duke - Messungen [33]

Element	$S_0 (\cdot 10^4)$	$S_1 (\cdot 10^4)$	$S_2 (\cdot 10^4)$	$R' (f)$	$\sigma_{\text{pot}} (b)$
Gd	$1.5 \pm 0.25$	$0.4 \pm 0.25$	$1.0 \pm 1.0$	7.20	6.52
Hf	$2.5 \pm 0.5$	$0.5 \pm 0.25$	$1.2 \pm 1.0$	6.94	6.05

Tabelle 18

Niedrigste Schwellen für unelastische Neutronenstreuung

an Isotopen von Sm, Eu, Gd und Hf

Isotop	$E_s$ (keV)	Referenz
Sm 147	121	Nuclear data sheets  von  Katharine Way
Sm 148	581	
Sm 149	22	
Sm 150	334	
Sm 152	122	
Sm 154	82	
Eu 151	22	
Eu 153	83	
Gd 155	60	
Gd 156	89	
Gd 157	55	
Gd 158	30	
Gd 160	75	
Hf 176	88	
Hf 177	113	
Hf 178	93	
Hf 179	122	
Hf 180	93	

Tabelle 19

Mittlere s - Wellen - Resonanzparameter für die ungeraden Isotope  
von Sm, Gd und Hf

Isotop	J	$\overline{\gamma}_J$ (meV)	$\overline{D}_J$ (eV)	$S_0^J$ ( $\cdot 10^4$ )	$\overline{\Gamma}_J^{(0)}$ (meV)	$g_J$	$b_J \sqrt{E}$
Sm 147	3	59	15.95	4.3	6.36	7/16	4.30
I = 7/2	4	59	15.93	4.3	6.35	9/16	4.31
Sm 149	3	62	7.32	3.2	2.34	7/16	13.25
I = 7/2	4	62	7.32	3.2	2.34	9/16	13.25
Gd 155	1	109	5.07	1.52	0.77	3/8	70.8
I = 3/2	2	109	3.44	1.52	0.52	5/8	104.3
Hf 177	3	61	7.13	2.2	1.53	7/16	19.3
I = 7/2	4	61	7.16	2.2	1.53	9/16	19.3
Hf 179	4	60	7.90	1.3	1.03	9/20	29.1
I = 9/2	5	60	3.33	1.3	1.15	11/20	29.1

Tabelle 20

Vergleich der optischen Modell Ergebnisse für  $\zeta_T$  mit dem Experiment

für Sm, Gd und Hf

E (MeV)	Sm		Gd	
	$\zeta_T^{\text{exp}}(b)$	$\frac{\zeta_T^{\text{OM}} - \zeta_T^{\text{exp}}}{\zeta_T^{\text{exp}}} (\%)$	$\zeta_T^{\text{exp}}(b)$	$\frac{\zeta_T^{\text{OM}} - \zeta_T^{\text{exp}}}{\zeta_T^{\text{exp}}} (\%)$
1	7.40	+ 1.4	7.24	+ 1.9
2	6.90	+ 7.0	6.30	+ 6.6
4	5.50	+ 6.2	5.20	+ 3.3
6	4.75	- 1.3	5.20	- 4.5
8	4.30	- 4.7	5.00	- 5.6
10	4.95	- 4.4	5.50	- 14.0

Tabelle 20 Fortsetzung

E (MeV)	Hf	
	$\zeta_T^{\text{exp}}(\text{b})$	$\frac{\zeta_T^{\text{OM}} - \zeta_T^{\text{exp}}}{\zeta_T^{\text{exp}}} (\%)$
1	6.95	- 9.1
2	6.85	- 4.3
4	6.40	+ 5.1
6	5.55	+ 6.9
8	5.40	- 7.1
10	5.40	- 11.3

Tabelle 21 a

Vergleich von  $\overline{\mu}_L^{\text{exp}}$  mit  $\overline{\mu}_L^{\text{OM}}$  bei 1 MeV für Sm, Gd und Hf

Element	$\overline{\mu}_L^{\text{exp}}$	Referenz	$\overline{\mu}_L^{\text{OM}}$
Sm	0.382	[60]	0.590
Gd	0.391	[60]	0.584
Hf	0.435	[61]	0.514

Tabelle 21 b

Vergleich von  $\epsilon_n^{\text{exp}}(\Theta_L)$  und  $\epsilon_{fn}^{\text{OM}}(\Theta_L)$  bei 1 MeV für Sm, Gd und Hf ( $\epsilon(\Theta)$  in barn/sterad)

$\cos \Theta_L$	Sm			Gd			$\epsilon_n^{\text{exp}}(\Theta_L) - \epsilon_{fn}^{\text{OM}}(\Theta_L)$
	$\epsilon_n^{\text{exp}}(\Theta_L)$	$\epsilon_{fn}^{\text{OM}}(\Theta_L)$	$\epsilon_n^{\text{exp}}(\Theta_L) - \epsilon_{fn}^{\text{OM}}(\Theta_L)$	$\epsilon_n^{\text{exp}}(\Theta_L)$	$\epsilon_{fn}^{\text{OM}}(\Theta_L)$	$\epsilon_n^{\text{exp}}(\Theta_L) - \epsilon_{fn}^{\text{OM}}(\Theta_L)$	
0,95	2076	1695	383	1905	1708	197	
0,85	1552	1144	408	1484	1129	355	
0,75	1136	740	396	1143	710	433	
0,65	852	453	399	883	416	467	
0,55	634	257	377	692	221	471	
0,45	481	130	351	547	100	447	
0,35	360	54,6	340,3	431	33,8	397,2	
0,25	284	15,9	268,1	345	5,9	339,1	
0,15	234	1,0	232,2	280	3,1	276,9	
0,05	198	3,8	194,8	241	15,1	225,9	
-0,05	188	12,8	175,2	220	33,7	186,3	
-0,15	185	25,1	159,3	212	53,1	158,9	
-0,25	185	38,7	146,3	209	69,5	139,5	
-0,35	190	50,2	139,8	211	80,9	130,1	
-0,45	207	60,4	146,6	223	87,2	135,4	
-0,55	247	70,3	170,2	237	89,9	147,1	
-0,65	277	84,8	192,2	255	92,5	162,5	
-0,75	323	107	216	275	99,9	175,1	
-0,85	377	144	233	301	119	182	
-0,95	437	204	233	331	159	172	

Tabelle 21 b Fortsetzung

$\cos \Theta_L$	Hf		
	$\sigma_n^{\text{exp}} (\Theta_L)$	$\sigma_{fn}^{\text{OM}} (\Theta_L)$	$\sigma_n^{\text{exp}} (\Theta_L) - \sigma_{fn}^{\text{OM}} (\Theta_L)$
0,95	1370	1351	19
0,85	1110	900	210
0,75	860	574	286
0,65	655	348	307
0,55	500	200	300
0,45	390	112	278
0,35	308	68,6	239,4
0,25	255	55,8	199,2
0,15	233	62,8	170,2
0,05	220	80,4	139,6
-0,05	217	101	116
-0,15	215	120	95
-0,25	213	132	81
-0,35	214	136	78
-0,45	216	131	85
-0,55	219	117	102
-0,65	223	98,0	125
-0,75	228	78,2	149,8
-0,85	234	64,5	169,5
-0,95	243	65,8	177,2

Kerntemperaturen für Sm, Eu, Gd und Hf

Gruppe i	$\Delta E_i$	$T_i^{\text{Sm}} = T_i^{\text{Eu}} = T_i^{\text{Gd}}$ (MeV)	$T_i^{\text{Hf}}$ (MeV)
1	6.5 - 10.5 MeV	0.761	0.704
2	4.0 - 6.5 MeV	0.598	0.553
3	2.5 - 4.0 MeV	0.471	0.435
4	1.4 - 2.5 MeV	0.365	0.337
5	0.8 - 1.4 MeV	0.274	0.253
6	0.4 - 0.8 MeV	0.202	0.187
7	0.2 - 0.4 MeV	0.143	0.132
8	0.1 - 0.2 MeV	0.100	0.094
9	46.5 - 100 keV	0.071	0.065
10	21.5 - 46.5 keV	0.048	0.045

Tabelle 23

Liste früherer Wirkungsquerschnittsammlungen für Sm, Eu, Gd und Hf

Referenz	Jahr	Datentyp	Element oder Isotop	Dateninhalt	Energiebereich	Wichtungsspektrum	Verwendung	Bemerkungen			
Beyster et al. [70] (Los Alamos)	1956	OM - MWQ	Sm	$\epsilon_{OM}^p, \epsilon_{tr}^p,$ $\epsilon_{OM}^n, \epsilon_{fn}^n(\theta)$ $\epsilon_x, \pi_1$	0.05 - 18 MeV	-	-	Wood - Saxon - form für Real- und Imaginärteil des optischen Potentials: $V(r) = \frac{-V_0 (1 + iS)}{1 + \exp[(r-R)/a]}$ $R = r_0 \cdot A^{1/3}$ $r_0 = 1.315 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$ $a = 0.45 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$			
									E (MeV)	$V_0$ (MeV)	$S$
									0.05-0.75	50	0.07
									0.75-1.5	48	0.07
					1.5 - 4	45	0.08				
					4 - 18	45	0.09				
Monroe et al. [71] (Nuclear Development Assoc.)	1956	MWQ	Gd	$\epsilon_{np}, \epsilon_{gn}, \epsilon_{pn}$ $\epsilon_{gn}, \epsilon_{gn}$	0.025 - 0.15 eV 0.15 eV - 10 MeV	-	-	-			
Howerton [73] (UCRL, Livermore)	1958	MWQ	Sm, Eu, Gd, Hf	$\epsilon_{np}, \epsilon_{gn}, \epsilon_{pn}$ $\epsilon_{n1}, \epsilon_{2n}, \epsilon_x$	0.5 - 15 MeV	-	-	Mangel exp. Daten MWQ abschätzungen fast ausschließlich mit Nachbar-kernsystematik und oberhalb von 7 MeV nach OM - rechnungen von Bjorklund und Fernbach bei 7 [62] und 14 MeV [65]			

Tabelle 23 Fortsetzung

Referenz	Jahr	Datentyp	Element oder Isotop	Dateninhalt	Energiebereich	Wichtungsspektrum	Verwendung	Bemerkungen
Devaney [74] (Los Alamos)	1962	MWQ	Hf	$\epsilon_{\Gamma}, \epsilon_{\gamma}, \epsilon_n$	0.025 - 114 eV	-	-	Resonanz WQ für verschiedene Temperaturen: 0.025 KT 1eV
Emmerich, Weddell [75] (Westinghouse)	1957	78 - GK	Hf	$\epsilon_{\gamma}, \epsilon_n, \epsilon_{n1}$ $\epsilon_{2n}, \bar{M}_{\Gamma}, \epsilon_{i+k}, \epsilon_{n1}$	0.625 eV - 14.5 MeV	1/E	Westinghouse MUFP - II und MUFP - III - codes für Abbremsrechnungen	
Henderson, Stanley [72] (GE - ANPD Cincinnati)	1957	MWQ	Sm, Eu, Gd, Hf	$\epsilon_{n+n1}, \epsilon_{n+n1}, \epsilon_{ntr}, \epsilon_{\gamma}$	0.025 eV - 10 MeV	-	Enthält zusätzlich mit Maxwellspektrum gemittelte thermische WQ für Sm, Eu, Gd und Hf für verschiedene Temperaturen (20°C ≤ T ≤ 1650°C) und unveröffentlichte MWQ von NIA im Bereich 0.025 eV ≤ E ≤ 10 MeV	
Trallii [76] (GE - ANPD Cincinnati)	1958	18 - GK	Hf	$\epsilon_{n+n1}, \epsilon_{n+n1}, \epsilon_{n+n1tr}, \epsilon_{\gamma}$	0.032 eV - 10 MeV	Gruppen 1 - 17: 1/E Gruppe 18: Maxwellspektrum	Multigruppenstransporttheorieprogramm GE - ANPD - S	Enthält zusätzlich mit Maxwellspektrum gemittelte thermische WQ für Hf für verschiedene Temperaturen (20°C ≤ T ≤ 1650°C)
Zwick [77] (GE - ANPD Cincinnati)	1960	18 - GK	Sm, Sm <sup>149</sup>	$\epsilon_{n+n1}, \epsilon_{n+n1}, \epsilon_{n-n1tr}$	0.025 eV - 10 MeV	Gruppen 1 - 17: 1/E Gruppe 18: Maxwellspektrum	Multigruppenstransporttheorieprogramm GE - ANPD - S	Enthält zusätzlich mit Maxwellspektrum gemittelte thermische WQ für Sm und Sm <sup>149</sup> für verschiedene Temperaturen (20°C ≤ T ≤ 1650°C)

Tabelle 23 Fortsetzung

Referenz	Jahr	Datentyp	Element oder Isotop	Dateninhalt	Energiebereich	Wichtungsspektrum	Verwendung	Bemerkungen
Dough [78] ( GE - ANPD Cincinnati )	1961	24 - GK	Eu, Gd	$\epsilon_{n+n'}, \epsilon_{\gamma}, \{ \epsilon_{n+n'+2n}$ $\epsilon_{i+k}$	0.025 eV ~ 18 MeV	Gruppen 1 - 23: $1/E$ Gruppe 24: Maxwell- spektrum	Multigruppentransport- theorieprogramm GE - ANPD - S	
Zwick, Kostigen [79] ( GE - NMPO, Früher GE-ANPD Cincinnati )	1961	25 - GK	Eu, Gd Sm 149	$\epsilon_{n+n'}, \{ \epsilon_{n+n'}$ $\epsilon_{n+n'+2n}, \epsilon_{\gamma},$ $( \{ \epsilon_{n+n'} \} )$	0.025 eV ~ 12.84 MeV	Gruppen 1 - 24: $1/E$ Gruppe 25: Maxwell- spektrum	Multigruppentransport- theorieprogramm GE - ANPD .. S	
Joannu et al. [80] ( General Atomics )	1961	68 - GK	Isotope von Sm, Eu, Gd Sm 149	$\epsilon_{\gamma}, \{ \epsilon_{i+k}$ $\epsilon_{n+n'}$	0.414 eV ~ 10 MeV	1	GAM - I Abbrems- code	Ableitung der $\epsilon_{n+n'}$ in Referenz [86]

Mittlere thermische WQ für Eu, Gd und Sm 149 sind nur für 20°C gegeben. Mittelungswert: 10<sup>-4</sup> eV - 10 eV. Begründung der WQ in Referenzen [85] und [72]

Tabelle 23 Fortsetzung

Referenz	Jahr	Datentyp	Element oder Isotop	Dateninhalt	Energiebereich	Wichtungsspektrum	Verwendung	Bemerkungen
Reynolds [1] ( GE - San José )	1961	19 - GK	Eu	$\xi_{tr}, \xi_{\gamma}$	0.025 eV - 10 MeV	Gruppen 1 - 10: $1/E$ (9 keV - 10 MeV ) Gruppen 11 - 18: ( 0.4 eV - 9 keV ) $1/E \sum_{t} (E)$	Berechnung wasserdampfge- kühlter schneller Reaktoren mit Resonanzgift	In Gruppen 11 - 18 effektive WQ für 0.5 - 1.0 - 2.5 - 5.0 Vcl, % Eu Beimischung
Rebertsen, Benson [81] ( GE - NMPO, früher GE - ANPD Cincinnati )	1963	9 - GK	Eu, Gd	$\xi_{tr}, \xi_{\gamma}$	61.44 eV - 10 MeV	Gruppen 1 - 5: $\chi(E)$ (0.1 - 10 MeV) Gruppen 6 - 9: $1/E$ (61.44 eV - 0.1 MeV)	Transporttheoriecodes S-VIII und TDC zur Berechnung schneller Reaktoren	Hauptsächlichste Datenquelle Referenz [72]

WQ = Wirkungsquerschnitt

MWQ = mikroskopische Wirkungsquerschnitte

OM - MWQ = mikroskopische Wirkungsquerschnitte des optischen Modells

n - GK = n Gruppen - Konstanten

$\sigma_T, \sigma_n, \sigma_f, \sigma_{n'}, \sigma_{2n}, \sigma_X, \sigma_{tr}, \bar{\mu}_L, \chi(E) :$

gleiche Bedeutung wie in KFK 120

$\sigma_{n+n'}$  =  $\sigma_n + \sigma_{n'}$  = totaler Streuwirkungsquerschnitt

$\sigma_{ntr}$  =  $\sigma_n (1 - \bar{\mu}_L)$  = elastischer Transportwirkungsquerschnitt

$\sigma_{n+n'}_{tr}$  =  $\sigma_n (1 - \bar{\mu}_L) + \sigma_{n'}$  = totaler Streutransportwirkungsquerschnitt

$f_n; f_{n'}$  = mittlerer logarithmischer Energieverlust pro elastischem bzw. unelastischem Stoß

$f$  =  $\frac{f_n \sigma_n + f_{n'} \sigma_{n'}}{\sigma_{n+n'}}$  = mittlerer logarithmischer Energieverlust pro Streuung

$f \cdot \sigma_{n+n'}$  = totaler Abbremswirkungsquerschnitt

$(f \sigma_{n+n'})_1$  = erstes Moment des totalen Abbremswirkungsquerschnitts ( Definition in Referenz [79] )

$\sigma_n^{ii+k}$  = elastische Streumatrix ( Streuung aus Gruppe i in Gruppe i+k )

$\sigma_{n'}^{ii+k}$  = unelastische Streumatrix ( Streuung aus Gruppe i in Gruppe i+k )

$\sigma_{n+n'+2n}^{ii+k}$  = totale Transfer - Matrix ( Neutronenübergang aus Gruppe i in Gruppe i+k durch elastische und unelastische Streuung und ( n,2n ) - Prozeß )

$\sigma_{fn}^{OM}(\Theta)$  = formelastischer differentieller Wirkungsquerschnitt des optischen Modells

$\sigma_a^{OM}$  = Absorptionswirkungsquerschnitt des optischen Modells

$\sigma_T^{OM}$  = totaler Wirkungsquerschnitt des optischen Modells

$\sigma_{tr}^{OM}$  = Transportwirkungsquerschnitt des optischen Modells

$T_1$  = Transmissionskoeffizient für den Neutronen-  
bahndrehimpuls 1

GE - ANPD = Aircraft Nuclear Propulsion Department  
der General Electric

GE - NMPO = Nuclear Materials and Propulsion Operation  
der General Electric

Tabelle 24

Gruppenaufteilung in den GK - Sätzen [1] und [75 - 81]

Referenz	Energiebereich					
	0.025-1,0eV	1-100eV	100eV-1,0keV	1,0keV-1MeV	1-10MeV	>10MeV
Emmerich [75]	2	18	18	19	18	3
Tralli [76]	3	3	2	5	5	-
Zwick [77]	3	3	2	5	5	-
Dough [78]	3	3	3	6	6	3
Zwick [79]	4	5	4	6	5	1
Joanou [80]	3	19	18	19	9	-
Robertson [81]	-	-	2	4	3	-
Reynolds [1]	2	3	4	7	3	-
Abagian [7]	3	6	6	6	5	-

Optische Modell - Ergebnisse von Beyster [70] im Vergleich zu unseren  
Ergebnissen für Samarium

a. Transmissionskoeffizienten

E (MeV)	$T_1$ [70]						
	l=0	1	2	3	4	5	$l_{\max}$
0.1	0.601	0.028	0.006				3
0.5	0.857	0.163	0.193	0.002			4
1.0	0.920	0.264	0.604	0.016	0.005		5
2.0	0.941	0.424	0.904	0.104	0.096		5
4.0	0.985	0.584	0.964	0.392	0.377	0.042	7
6.0	0.942	0.660	0.887	0.600	0.470	0.284	8
8.0	0.884	0.726	0.817	0.756	0.517	0.811	9
10.0	0.834	0.779	0.770	0.850	0.556	0.991	9

b. Wirkungsquerschnitte

E (MeV)	$\sigma_T^{OM}(b)$	$\sigma_T^{exp}(b)$	$\frac{\Delta\sigma_T}{\sigma_T^{exp}}(\%)$	$\sigma_a^{OM}(b)$	$\sigma_K(b)$		$\sigma_n(b)$	
					[70]	diese Arbeit	[70]	diese Arbeit
0.1	11.1	9.73	- 14.4	4.72	0.08	0.87	11.02	3.36
0.5	6.57	7.52	- 12.4	3.13	0.55	1.78	6.02	5.74
1.0	6.83	7.40	- 7.7	2.99	1.35	2.66	4.98	4.75
2.0	6.34	6.90	- 0.9	2.80	2.13	2.96	4.71	3.94
4.0	5.38	5.50	- 2.2	2.29	2.21	2.69	3.17	2.81
6.0	4.43	4.75	- 6.7	2.18	2.13	2.52	2.25	2.23
8.0	4.48	4.80	- 6.7	2.29	2.29	2.49	2.19	2.31
10.0	4.53	4.95	- 7.5	2.19	2.19	2.37	2.39	2.58

E (MeV)	$\sigma_{tr}(b)$		$\bar{\mu}_L$	
	[70]	diese Arbeit	[70]	diese Arbeit
0.1	9.96	8.92	0.104	0.091
0.5	5.61	5.60	0.159	0.324
1.0	4.66	5.12	0.436	0.480
2.0	3.92	4.06	0.620	0.720
4.0	3.02	3.28	0.745	0.791
6.0	2.82	3.14	0.715	0.720
8.0	2.37	3.17	0.735	0.706
10.0	2.75	2.94	0.766	0.776

Tabelle 26

Vergleich unserer mikroskopischen Wirkungsquerschnitte mit denen von Howerton für Sm, Eu, Gd und Hf

Element	E (MeV)	$\sigma_T$ (r)		$\sigma_n$ (b)		$\sigma_{n+2n}$ (b)		$\sigma_x$ (r)		$\sigma_{2n}$ (b)
		Howerton	diese Arbeit	Howerton	diese Arbeit	Howerton	diese Arbeit	Howerton	diese Arbeit	
Sm	0,5	7,50	7,50	6,99	5,72	0,44	1,68	0,51	1,78	0
	1,0	7,45	7,40	5,95	4,74	1,47	2,55	1,50	2,66	0
	2,0	6,90	6,90	4,42	3,94	2,47	2,88	2,48	2,96	0
	4,0	4,92	5,50	2,35	2,80	2,57	2,68	2,57	2,70	0
	6,0	4,46	4,75	2,03	2,23	2,43	2,51	2,43	2,52	0
Eu	8,0	4,59	4,80	2,26	2,31	2,33	2,49	2,33	2,49	0,93
	10,0	4,83	4,95	2,62	2,58	2,21	2,36	2,21	2,37	1,32
	0,5	7,50	8,00	6,87	6,09	0,55	1,68	0,63	1,91	0
	1,0	7,40	7,50	5,77	4,80	1,58	2,55	1,63	2,70	0
	2,0	6,80	7,36	4,38	4,42	2,40	2,87	2,42	2,94	0
Gd	4,0	5,00	5,88	2,48	3,21	2,52	2,65	2,52	2,67	0
	6,0	4,43	4,76	2,00	2,22	2,43	2,53	2,43	2,54	0
	8,0	4,64	4,62	2,27	2,10	2,37	2,51	2,37	2,52	0
	10,0	4,96	4,74	2,60	2,36	2,36	2,37	2,36	2,38	0,80

Tabelle 26 Fortsetzung

Element	E (MeV)	$\epsilon_n$ (b)		$\epsilon_{n+2n}$ (b)		$\epsilon_x$ (b)		$\epsilon_{2n}$ (b)		
		Howerton	diese Arbeit	Howerton	diese Arbeit	Howerton	diese Arbeit			
Gd	0,5	7,05	7,30	6,36	5,27	0,63	1,93	0,69	2,03	0
	1,0	7,00	7,24	5,50	4,26	1,47	2,87	1,50	2,99	0
	2,0	6,17	6,80	3,84	3,98	2,32	2,74	2,33	2,82	0
	4,0	4,61	5,80	1,98	3,13	2,63	2,65	2,63	2,67	0
	6,0	4,45	5,20	1,94	2,56	2,51	2,63	2,51	2,64	0
	8,0	4,70	5,00	2,37	2,42	2,33	2,58	2,33	2,58	0,19
	10,0	5,00	5,50	2,75	3,10	2,25	2,40	2,25	2,40	1,44
Hf	0,5	7,17	7,20	6,43	5,74	0,65	1,34	0,74	1,46	0
	1,0	6,92	6,95	5,00	4,80	1,85	2,06	1,92	2,15	0
	2,0	7,11	6,85	4,45	3,95	2,64	2,84	2,66	2,90	0
	4,0	6,43	6,40	3,80	3,47	2,63	2,90	2,63	2,93	0
	6,0	5,50	5,55	2,97	2,58	2,53	2,95	2,53	2,97	0
	8,0	4,97	5,40	2,51	2,74	2,46	2,65	2,46	2,66	1,10
	10,0	4,93	5,40	2,45	2,90	2,48	2,49	2,48	2,50	1,85

## Vergleich kondensierter Gruppenkonstantensätze

a. Sm

i	$\Delta E_i$	$\zeta_{\gamma}^i (b)$		$\zeta_{n+n'}^i (b)$	
		Zwicky [77]	diese Arbeit	Zwicky [77]	diese Arbeit
1	1.35 - 10 MeV	0.03	0.04	5.77	5.79
2	133 keV - 1.35 MeV	0.17	0.13	7.37	7.42
3	25 - 133 keV	0.52	0.56	10.36	10.45
4	454 eV - 25 keV	9.50	6.19	13.34	13.12

b. Eu

i	$\Delta E_i$	$\zeta_{\gamma}^i (b)$			
		Dough [73]	Zwicky [70]	Reynolds [1]	diese Arbeit
1	1.35 - 10 MeV	0.04	0.055	0.04	0.04
2	133 keV - 1.35 MeV	0.29	0.22	0.23	0.23
3	25 - 133 keV	0.61	0.22	1.45	1.64
4	454 eV - 25 keV	6.61	10.02	20.55	14.58

i	$\zeta_{n+n'}^i (b)$			$\zeta_{tr}^i (b)$	
	Dough [73]	Zwicky [79]	diese Arbeit	Reynolds [1]	diese Arbeit
1	5.95	6.20	6.01	3.02	3.59
2	7.33	7.50	7.76	3.23	6.02
3	10.24	10.95	9.72	9.45	10.72
4	23.40	27.34	15.53	23.50	30.06

c. Gd

i	$\Delta E_i$	$\zeta_{\gamma}^i (b)$			$\zeta_{n+n'}^i (b)$		
		Dough [73]	Zwicky [79]	diese Arbeit	Dough [73]	Zwicky [79]	diese Arbeit
1	1.35 - 10 MeV	0.04	0.055	0.04	5.95	6.20	5.91
2	133 keV - 1.35 MeV	0.29	0.22	0.13	7.33	7.50	7.29
3	25 - 133 keV	0.61	0.22	0.74	10.24	11.05	3.56
4	454 eV - 25 keV	4.75	6.63	5.73	12.93	13.77	12.33

d. Hf			$\sigma_{\gamma}^i$ (b)			$\sigma_{n+n'}^i$ (b)		
i	$\Delta E_i$		Emmerich [75]	Tralli [76]	diese Arbeit	Emmerich [75]	Tralli [76]	diese Arbeit
1	1.35 - 10 MeV		0.07	0.075	0.04	6.03	6.03	6.30
2	133 keV - 1.35 MeV		0.23	0.21	0.13	6.92	7.09	7.14
3	25 - 133 keV		0.79	0.59	0.36	8.36	8.72	9.35
4	454 eV - 25 keV		3.04	3.13	2.70	12.56	12.45	13.56

i	$\bar{F}_L$	
	Emmerich [75]	diese Arbeit
1	0.69	0.73
2	0.26	0.31
3	0.075	0.059
4	0.051	0.066

Tabelle 28

Vergleich von Streu - und Absorptionsresonanzintegralenfür Sm, Eu, Gd und HfSm

Referenz	$R_n^{\infty}$ (b)	$R_{\gamma}^{\infty}$ (b)	Integrationsintervall
Zwick [77]	1166	948	0.683 - 454 eV
diese Arbeit	1174	1062	0.465 - 465 eV

Eu

Referenz	$R_n^{\infty}$ (b)	$R_{\gamma}^{\infty}$ (b)	Integrationsintervall
Dough [78]	163	1527	0.679 - 454 eV
		5357	0.251 - 454 eV
Zwick [79]	160	3505	0.683 - 454 eV
		5522	0.251 - 454 eV
Reynolds [1]	-	4036	0.414 - 454 eV
diese Arbeit	154	3273	0.465 - 465 eV

Gd

Referenz	$R_n^\infty$ (b)	$R_\gamma^\infty$ (b)	Integrationsintervall
Dough 78	99	310	0.679 - 454 eV
Zwick 79	103	420	0.623 - 454 eV
diese Arbeit	73	420	0.465 - 465 eV

Hf

Referenz	$R_n^\infty$ (b)	$R_\gamma^\infty$ (b)	Integrationsintervall
Emerich 75	482	1960	0.625 - 454 eV
Tralli 76	276	1365	0.623 - 454 eV
diese Arbeit	600	1913	0.465 - 465 eV

Tabelle 29

Genauigkeit der Gruppenkonstanten für Sm, Eu, Gd und Hf

Energiebereich	$\Delta G/G$ (%)			
	$G_T$	$G_n$	$G_\gamma$	$G_{n'}$
thermisch	$\pm 4$	$\pm 10$	$\pm 4$	-
aufgelöste Resonanzen ( thermisch - 100 eV )	$\pm 15$	$\pm 10$	$\pm 20$	-
unaufgelöste Resonanzen ( 100 eV - 100 keV )	$\pm 10-20$	$\pm 10-20$	$\pm 10-20$	-
Kontinuum ( 100 keV - 10 MeV )	$\pm 2-4$	$\pm 5-10$	-	$\pm 5-10$

Eu

Energiebereich	$\Delta \sigma / \sigma$ (%)			
	$\sigma_T$	$\sigma_n$	$\sigma_\gamma$	$\sigma_{n'}$
thermisch	$\pm 2$	$\pm 12$	$\pm 2$	-
aufgelöste Resonanzen ( thermisch - 100 eV )	$\pm 15$	$\pm 20$	$\pm 10$	-
unaufgelöste Resonanzen ( 100 eV - 100 keV )	$\pm 10$	$\pm 10$	$\pm 5-10$	-
Kontinuum ( 100 keV - 10 MeV )	$\pm 5$	$\pm 5-10$	-	$\pm 5-10$

Gd

Energiebereich	$\Delta \sigma / \sigma$ (%)			
	$\sigma_T$	$\sigma_n$	$\sigma_\gamma$	$\sigma_{n'}$
thermisch	$\pm 2$	$\pm 10$	$\pm 2$	-
aufgelöste Resonanzen ( thermisch - 100 eV )	$\pm 15$	$\pm 20$	$\pm 10$	-
unaufgelöste Resonanzen ( 100 eV - 100 keV )	$\pm 10-20$	$\pm 10-20$	$\pm 10-20$	-
Kontinuum ( 100 keV - 10 MeV )	$\pm 2$	$\pm 5-10$	-	$\pm 5-10$

Hf

Energiebereich	$\Delta \sigma / \sigma$ (%)			
	$\sigma_T$	$\sigma_n$	$\sigma_\gamma$	$\sigma_{n'}$
thermisch	$\pm 5$	$\pm 25$	$\pm 5$	-
aufgelöste Resonanzen ( thermisch - 100 eV )	$\pm 15$	$\pm 10$	$\pm 20$	-
unaufgelöste Resonanzen ( 100 eV - 100 keV )	$\pm 10-20$	$\pm 10-20$	$\pm 10-20$	-
Kontinuum ( 100 keV - 10 MeV )	$\pm 2-4$	$\pm 5-10$	-	$\pm 5-10$

Tabelle 30

Wunschliste von Messungen für Sm, Eu, Gd und Hf

Element Isotop	Meßgröße	Energiebereich	Genauigkeit	Priorität	Bemerkungen
Sm 147 Sm 149	Resonanzparameter $\Gamma_\gamma, \Gamma_n$	100 - 500 eV	$\pm 10\%$	II	Bisher keine Resonanzparameterangaben
Sm 149 Sm 150 Sm 152 Sm 154	Resonanzparameter $\Gamma_\gamma, \Gamma_n$	100 eV - 5 keV	$\pm 10\%$	II	Bisher keine Resonanzparameterangaben
Sm	$\xi_\pi$ $\xi_\gamma$	10 - 50 keV 100 keV - 1 MeV 1 MeV - 10 MeV	$\pm 5\%$ $\pm 10\%$ $\pm 10\%$	II II III	Bisher keine Messung vorhanden Bisher nur $\xi_\gamma$ (Sm <sup>154</sup> ) von Johnson et al. [23] im Bereich $0,15 \leq E \leq 6,2$ MeV gemessen
Sm - isotope	$\xi_{n,i}^E$	Schwelle $\sim 1$ MeV	$\pm 10\%$	II	Bisher keine Messung vorhanden. Für die ungeraden Isotope $\xi_{n,i}^E$ nur für Niveaus mit besonders wahrscheinlicher unelastischer Streuung oder für Niveaugruppen erwünscht
Sm	$\xi_{n,i}^E(E)$ $\xi_{n,i}^E(E, E')$	1 - 2 MeV	$\pm 10\%$	II	Bisher keine Messung vorhanden. Messung der Wahrscheinlichkeit unelastischer Streuung zu Niveaugruppen erwünscht

Tabelle 30 Fortsetzung

Element oder Isotop	Messgröße	Energiebereich	Genauigkeit	Priorität	Bemerkungen
Sm	$\zeta_{n_1}(E)$ $\zeta_{n_1}(E, E'), \pi$	2 - 10 MeV	$\pm 10\%$	III	Bisher keine Messung vorhanden
Sm	$\zeta_n(\ominus)$	1.5 - 10 MeV	$\pm 10\%$	III	Bisher keine Messung vorhanden
Eu 151	Resonanzparameter $\Gamma_\gamma, \Gamma_n$	20 - 200 eV 25 - 200 eV	$\pm 10\%$ $\pm 10\%$	II II	Bisher keine Resonanzparameterangaben
Eu	$\zeta_\pi$	200 - 500 eV 10 keV - 1 MeV	$\pm 5\%$ $\pm 5\%$	II II	Bisher keine Messung vorhanden
Eu	$\zeta_\gamma$	1 - 10 MeV 100 keV - 1 MeV	$\pm 5\%$ $\pm 10\%$	III II	Bisher nur $\zeta_{act}$ (Eu 151) von Johnson et al. im Bereich $0,15 \leq E \leq 2,5$ MeV gemessen [23]
Eu 151	$\zeta_{n_1 j}$	1 - 10 MeV	$\pm 10\%$	III	Bisher keine Messung vorhanden
Eu 151	$\zeta_{n_1}(E)$	30 - 500 keV	$\pm 10\%$	II	Bisher keine Messung vorhanden, Messung der Wahrscheinlichkeit unelastischer Streuung zu Niveaugruppen erwünscht
Eu 153	$\zeta_{n_1}(E, E')$	100 - 500 keV	$\pm 10\%$	II	Bisher keine Messung vorhanden
Eu	$\zeta_{n_1}(E)$ $\zeta_{n_1}(E, E')$	500 keV - 2 MeV	$\pm 10\%$	II	Bisher keine Messung vorhanden, Messung der Wahrscheinlichkeit unelastischer Streuung zu Niveaugruppen erwünscht
Eu	$\zeta_{n_1}(E, E'), \pi$	2 - 10 MeV	$\pm 10\%$	III	Bisher keine Messung vorhanden

Tabelle 30 Fortsetzung

Element oder Isotop	Messgröße	Energiebereich	Genauigkeit	Priorität	Bemerkungen
Eu	$\sigma_n (\ominus)$	0,1 - 10 MeV	$\pm 10\%$	III	Bisher keine Messung vorhanden
Gd 155	Resonanzparameter	50 - 200 eV	$\pm 10\%$	II	Bisher keine Resonanzparameterangaben
Gd 157	$\Gamma_\gamma, \Gamma_n$	0 - 200 eV	$\pm 10\%$	II	Bisherige Messungen im Bereich $0 \leq E \leq 50$ eV [45 - 47] unzureichend
Gd 156	Resonanzparameter	0 - 5 KeV	$\pm 10\%$	II	Bisher keine Resonanzparameterangaben
Gd 158	} $\Gamma_\gamma, \Gamma_n$	100 KeV - 1 MeV	$\pm 10\%$	II	Bisher keine Messung vorhanden
Gd 160		$\sigma_\gamma$	1 - 10 MeV	$\pm 10\%$	
Gd - isotope	$\sigma_{n^E} \Gamma_j$	Schwelle - 1 MeV	$\pm 10\%$	II	Bisher keine Messung vorhanden, Für die ungeraden Isotope $\sigma_{n^E} \Gamma_j$ nur für Niveaus mit besonders wahrscheinlicher unelastischer Anregung oder für Niveaugruppen erwünscht
Gd	$\sigma_{n^E} (E)$ $\sigma_{n^E} (E, E')$	1 - 2 MeV	$\pm 10\%$	II	Bisher keine Messung vorhanden, Messung der Wahrscheinlichkeit unelastischer Streuung zu Niveaugruppen erwünscht

Tabelle 30 Fortsetzung

Element oder Isotop	Meßgröße	Energiebereich	Genauigkeit	Priorität	Bemerkungen
Gd	$\sigma_{n1}$ (E) $\sigma_{n1}$ (E, E'), $\pi$	2 ~ 10 MeV 2-4 und 7-10 MeV	+ 10 % ± 10 %	III	Bisher nur Messungen von $\sigma_{n1}$ (E, E') und $\pi$ für einige Energien in $4 \leq E \leq 7$ MeV [63] vorhanden
Gd	$\sigma_n$ ( $\ominus$ )	1,5 - 10 MeV	± 10 %	III	Bisher keine Messung vorhanden
Hf 177 Hf 179	Resonanzparameter $\Gamma_\gamma, \Gamma_n$	100 - 500 eV	± 10 %	II	Linearbeschleunigungsmessungen am Rensselaer Polytechnic Institute [52] in der Auswertung
Hf 176 Hf 178 Hf 180	Resonanzparameter $\Gamma_\gamma, \Gamma_n$	100 eV ~ 5 keV	± 10 %	II	
Hf	$\sigma_n$	3 ~ 50 keV	± 5 %	II	Bisher keine Messung vorhanden
Hf	$\sigma_\gamma$	100 keV ~ 1 MeV 1 ~ 10 MeV	± 10 % ± 10 %	II III	Bisher nur $\sigma_{act}$ (Hf 180) von Miskel et al. [62] im Bereich 30 keV $\leq E \leq 4$ MeV gemessen
Hf - Isot. ge	$\sigma_{n1j}^E$	Schwelle ~ 1 MeV	± 10 %	II	Bisher keine Messung vorhanden

Tabelle 30 Fortsetzung

Element oder Isotor	Messgröße	Energiebereich	Genauigkeit	Priorität	Bemerkungen
Hf	$\zeta_{n_1'}(E)$ $\zeta_{n_1'}(E, E')$	1 ~ 2 MeV	$\pm 10\%$	II	Bisher keine Messung vorhanden. Messung der Wahrscheinlichkeit unelastischer Streuung zu Niveaugruppen erwünscht
Hf	$\zeta_{n_1'}(E)$ $\zeta_{n_1'}(E, E')$ , $\eta$	2 ~ 10 MeV	$\pm 10\%$	III	Bisher keine Messung vorhanden
Hf	$\zeta_n(\Theta)$	0,1 ~ 10 MeV	$\pm 10\%$	III	Bisher nur eine einzige Messung bei 1 MeV [61]

Tabelle 31

26 Gruppen Wirkungsquerschnitte

a) Sm

i	$\Delta E_i$				$\sigma_T^i(b)$	$\sigma_Y^i(b)$	$\sigma_n^i(b)$	$\sigma_n^i(b)$	$\bar{\mu}_L^i$	$\bar{\epsilon}_i$	$\sigma_{bn}^i(b)$
1	6.5	-	10.5	MeV	4.80	0.004	2.486	2.31	0.73	0.0036	0.043
2	4.0	-	6.5	MeV	5.23	0.011	2.599	2.62	0.76	0.0032	0.028
3	2.5	-	4.0	MeV	6.15	0.033	2.827	3.29	0.78	0.0029	0.024
4	1.4	-	2.5	MeV	6.91	0.085	2.86	3.965	0.71	0.0039	0.027
5	0.8	-	1.4	MeV	7.40	0.11	2.67	4.62	0.50	0.0067	0.054
6	0.4	-	0.8	MeV	7.50	0.11	1.81	5.58	0.37	0.0084	0.068
7	0.2	-	0.4	MeV	7.73	0.16	1.14	6.43	0.23	0.0102	0.094
8	0.1	-	0.2	MeV	8.94	0.34	0.65	7.95	0.13	0.0116	0.133
9	46.5	-	100	KeV	10.85	0.46	0.35	10.04	0.068	0.0124	0.162
10	21.5	-	46.5	KeV	13.05	0.87	0.09	12.09	0.031	0.0129	0.202
11	10.0	-	21.5	KeV	14.25	1.61	0.0	12.64	0.015	0.0131	0.215
12	4.65	-	10	KeV	14.9	2.56		12.34	0.007	0.0132	0.212
13	2.15	-	4.65	KeV	17.1	4.63		12.47	0.004	0.0133	0.215
14	1.0	-	2.15	KeV	21.4	8.46		12.94			0.224
15	465	-	1000	eV	53.9	13.7		40.2			0.694
16	215	-	465	eV	86.9	24.8		62.1			1.073
17	100	-	215	eV	80.6	25.1		55.5			0.959
18	46.5	-	100	eV	114.3	41.6		72.7			1.256
19	21.5	-	46.5	eV	87.3	40.2		47.1			0.814
20	10.0	-	21.5	eV	144.3	70.8		73.5			1.270
21	4.65	-	10	eV	1923.	880		1043			18.016
22	2.15	-	4.65	eV	35.5	28.5		7.0			0.121
23	1.0	-	2.15	eV	36.5	29.7		6.8			0.117
24	0.465	-	1.0	eV	395.5	384.1		11.4			0.197
25	0.215	-	0.465	eV	313.3	303.8		9.5		0.0133	0.164
th	0.0252 eV				5630.0	5600.0	0.0	30.0	0.004	-	-

b) EU

i	$\Delta E_i$	$\sigma_T^i(b)$	$\sigma_Y^i(b)$	$\sigma_{n'}^i(b)$	$\sigma_n^i(b)$	$\bar{\mu}_L^i$	$\bar{\sum}_i$	$\sigma_{bn}^i(b)$
1	6.5 - 10.5 MeV	4.65	0.008	2.512	2.13	0.73	0.0036	0.039
2	4.0 - 6.5 MeV	5.33	0.017	2.583	2.73	0.76	0.0032	0.029
3	2.5 - 4.0 MeV	6.62	0.036	2.794	3.79	0.78	0.0029	0.027
4	1.4 - 2.5 MeV	7.35	0.082	2.86	4.408	0.71	0.0038	0.029
5	0.8 - 1.4 MeV	7.51	0.15	2.67	4.69	0.50	0.0066	0.054
6	0.4 - 0.8 MeV	7.92	0.22	1.81	5.89	0.37	0.0083	0.071
7	0.2 - 0.4 MeV	8.61	0.46	1.14	7.01	0.23	0.0102	0.104
8	0.1 - 0.2 MeV	9.67	0.76	0.65	8.26	0.13	0.0115	0.137
9	46.5 - 100 KeV	11.05	1.52	0.35	9.18	0.068	0.0123	0.116
10	21.5 - 46.5 KeV	13.23	2.56	0.09	10.58	0.031	0.0128	0.176
11	10.0 - 21.5 KeV	16.27	4.09	0.0	12.18	0.015	0.0130	0.206
12	4.65 - 10 KeV	20.53	6.82		13.71	0.007	0.0131	0.234
13	2.15 - 4.65 KeV	27.1	11.5		15.6	0.004	0.0132	0.267
14	1.0 - 2.15 KeV	36.5	19.2		17.3			0.297
15	465 - 1000 eV	50.4	31.3		19.1			0.327
16	215 - 465 eV	71.4	50.2		21.2			0.363
17	100 - 215 eV	101.1	78.6		22.5			0.386
18	46.5 - 100 eV	145.2	122.0		23.2			0.398
19	21.5 - 46.5 eV	194.8	172.0		22.8			0.391
20	10.0 - 21.5 eV	237.6	221.6		16.0			0.274
21	4.65 - 10 eV	251.2	239.5		11.7			0.201
22	2.15 - 4.65 eV	849.5	831.7		17.8			0.305
23	1.0 - 2.15 eV	260.2	253.1		7.1			0.122
24	0.465 - 1.0 eV	2344	2286		58			0.994
25	0.215 - 0.465 eV	3123	3041		62		0.0132	1.063
$t_h$	0.0252 eV	4309	4300	0.0	9	0.004	-	-

c) Gd

i	$\Delta E_i$	$\sigma_T^i(b)$	$\sigma_Y^i(b)$	$\sigma_n^i(b)$	$\sigma_n^i(b)$	$\bar{\mu}_L^i$	$\bar{S}_i$	$\sigma_{bn}^i(b)$
1	6.5 - 10.5 MeV	5.08	0.004	2.596	2.48	0.73	0.0034	0.044
2	4.0 - 6.5 MeV	5.56	0.011	2.549	2.90	0.76	0.0030	0.029
3	2.5 - 4.0 MeV	6.27	0.033	2.637	3.50	0.78	0.0028	0.025
4	1.4 - 2.5 MeV	6.90	0.085	2.75	4.065	0.71	0.0037	0.026
5	0.8 - 1.4 MeV	7.25	0.11	2.84	4.30	0.58	0.0053	0.040
6	0.4 - 0.8 MeV	7.34	0.11	2.13	5.10	0.42	0.0074	0.055
7	0.2 - 0.4 MeV	7.63	0.16	1.18	6.29	0.29	0.0090	0.082
8	0.1 - 0.2 MeV	8.25	0.38	0.52	7.35	0.17	0.0105	0.112
9	46.5 - 100 KeV	9.12	0.64	0.09	8.39	0.087	0.0116	0.126
10	21.5 - 46.5 KeV	10.40	1.15	0.0	9.25	0.039	0.0122	0.146
11	10.0 - 21.5 KeV	11.50	1.78		9.72	0.017	0.0125	0.158
12	4.65 - 10 KeV	13.45	2.56		10.89	0.008	0.0126	0.178
13	2.15 - 4.65 KeV	17.00	4.46		12.54	0.004	0.0127	0.206
14	1.0 - 2.15 KeV	19.1	7.9		11.2			0.185
15	465 - 1000 eV	29.5	12.2		17.3			0.285
16	215 - 465 eV	32.0	18.8		13.2			0.209
17	100 - 215 eV	44.2	31.6		12.6			0.208
18	46.5 - 100 eV	38.7	28.3		10.4			0.172
19	21.5 - 46.5 eV	39.3	29.8		9.5			0.157
20	10.0 - 21.5 eV	66.2	49.8		16.4			0.270
21	4.65 - 10 eV	45.8	38.3		7.5			0.124
22	2.15 - 4.65 eV	165.9	156.2		9.7			0.160
23	1.0 - 2.15 eV	72.0	65.4		6.6			0.109
24	0.465 - 1.0 eV	135.5	127.3		8.2			0.135
25	0.215 - 0.465 eV	1090	1072		18		0.0127	0.297
th	0.0252 eV	46160	46000	0.0	160	0.004	-	-

Errata zu Tabelle 31 c

i	$\sigma_n^i(b)$
2	3.00
3	3.60

i	$\sigma_T^i(b)$
4	6.90

i	$\Delta E_i$	$\sigma_T^i$ (b)	$\sigma_Y^i$ (b)	$\sigma_{n'}^i$ (b)	$\sigma_n^i$ (b)	$\bar{\mu}_L^i$	$\bar{\xi}_i$	$\sigma_{bn}^i$ (b)
1	6.5 - 10.5 MeV	5.50	0.015	2.725	2.74	0.76	0.0027	0.038
2	4.0 - 6.5 MeV	6.08	0.026	2.904	3.15	0.80	0.0022	0.023
3	2.5 - 4.0 MeV	6.77	0.046	2.904	3.82	0.76	0.0027	0.026
4	1.4 - 2.5 MeV	6.90	0.064	2.75	4.086	0.63	0.0041	0.029
5	0.8 - 1.4 MeV	6.97	0.087	2.13	4.753	0.46	0.0060	0.050
6	0.4 - 0.8 MeV	7.10	0.12	1.44	5.54	0.31	0.0077	0.062
7	0.2 - 0.4 MeV	7.67	0.17	0.84	6.66	0.18	0.0092	0.089
8	0.1 - 0.2 MeV	8.62	0.23	0.27	8.12	0.10	0.0101	0.119
9	46.5 - 100 KeV	9.91	0.32	0.0	9.59	0.054	0.0106	0.132
10	21.5 - 46.5 KeV	10.5	0.52		9.98	0.027	0.0109	0.141
11	10.0 - 21.5 KeV	12.2	0.82		11.38	0.015	0.0110	0.163
12	4.65 - 10 KeV	14.0	1.14		12.86	0.007	0.0111	0.185
13	2.15 - 4.65 KeV	16.7	1.85		14.85	0.004	0.0112	0.216
14	1.0 - 2.15 KeV	18.8	3.36		15.44			0.225
15	465 - 1000 eV	19.6	6.35		13.25			0.193
16	215 - 465 eV	20.4	11.4		9.0			0.131
17	100 - 215 eV	20.5	8.6		11.9			0.173
18	46.5 - 100 eV	61.1	33.8		27.3			0.397
19	21.5 - 46.5 eV	40.7	28.8		11.9			0.173
20	10.0 - 21.5 eV	15.6	9.2		6.4			0.093
21	4.65 - 10 eV	1456	891		565			8.218
22	2.15 - 4.65 eV	759	654		105			1.527
23	1.0 - 2.15 eV	809	775		34			0.495
24	0.465 - 1.0 eV	81.1	72.7		8.4			0.122
25	0.215 - 0.465 eV	47.7	41.2		6.5		0.0112	0.095
th	0.0252 eV	113.0	105.0	0.0	8.0	0.004		-

Sm

$\sigma_n' i i + k$  (b)

i	k = 0	1	2	3	4	5	6	7	8
1	0.0	0.052	0.254	0.664	0.678	0.515	0.216	0.077	0.030
2	0.029	0.179	0.632	0.757	0.629	0.262	0.083	0.023	0.005
3	0.082	0.489	0.824	0.840	0.399	0.142	0.043	0.008	
4	0.275	0.729	0.994	0.560	0.212	0.069	0.015	0.006	
5	0.483	1.002	0.727	0.315	0.109	0.029	0.005		
6	0.635	0.657	0.344	0.132	0.036	0.005			
7	0.537	0.376	0.168	0.048	0.011				
8	0.365	0.203	0.065	0.017					
9	0.236	0.090	0.025	0					
10	0.017	0.053	0.015	0.005					

Eu

$\sigma_n' i i + k$  (b)

i	k = 0	1	2	3	4	5	6	7	8
1	0	0.053	0.256	0.671	0.685	0.520	0.219	0.078	0.030
2	0.028	0.178	0.628	0.752	0.625	0.261	0.083	0.023	0.005
3	0.081	0.483	0.814	0.830	0.394	0.141	0.043	0.008	
4	0.275	0.729	0.994	0.560	0.212	0.069	0.015	0.006	
5	0.483	1.002	0.727	0.315	0.109	0.029	0.005		
6	0.635	0.657	0.344	0.132	0.036	0.005			
7	0.537	0.376	0.168	0.048	0.011				
8	0.365	0.203	0.065	0.017					
9	0.236	0.090	0.025	0					
10	0.017	0.053	0.015	0.005					

Gd

$\sigma_n' \quad i \quad i + k \quad (b)$

i	k = 0	1	2	3	4	5	6	7	8
1	0	0.054	0.265	0.694	0.709	0.537	0.226	0.080	0.031
2	0.028	0.176	0.619	0.741	0.617	0.258	0.082	0.023	0.005
3	0.076	0.457	0.768	0.784	0.372	0.132	0.040	0.008	
4	0.264	0.701	0.956	0.539	0.204	0.066	0.014	0.006	
5	0.514	1.065	0.773	0.335	0.116	0.031	0.006		
6	0.748	0.773	0.405	0.155	0.043	0.006			
7	0.556	0.389	0.173	0.050	0.012				
8	0.291	0.163	0.052	0.014					
9	0.061	0.023	0.006						

Hf

$\sigma_n' \quad i \quad i + k \quad (b)$

i	k = 0	1	2	3	4	5	6	7	8
1	0	0.060	0.294	0.757	0.761	0.556	0.213	0.065	0.019
2	0.017	0.145	0.591	0.799	0.916	0.302	0.096	0.032	0.006
3	0.058	0.433	0.822	0.911	0.456	0.160	0.049	0.015	
4	0.210	0.643	0.972	0.594	0.229	0.083	0.019		
5	0.321	0.780	0.618	0.281	0.098	0.026	0.006		
6	0.461	0.531	0.294	0.122	0.025	0.007			
7	0.373	0.286	0.132	0.040	0.009				
8	0	0.190	0.063	0.017					

1. Einfangquerschnittmessungen an In im keV - Bereich
2.  $\sigma_\gamma$  - messungen von Oak Ridge für Eu
3. Russische  $\sigma_\gamma$  - messungen für Eu,  $\text{Eu}^{151}$  und  $\text{Eu}^{153}$
4. Dresnerfaktor  $R_\gamma$  als Funktion von  $b = \langle \Gamma_\gamma \rangle / 2 \langle \Gamma_n \rangle$   
(  $\gamma_n = 1, \gamma_\gamma = \infty$  )
5. Dresnerfaktor  $R_n$  als Funktion von  $b = \langle \Gamma_\gamma \rangle / 2 \langle \Gamma_n \rangle$   
(  $\gamma_n = 1, \gamma_\gamma = \infty$  )
6. Vergleich des statistischen Ausdrucks mit der Harwell - Messung für  $\sigma_T$  (Eu) zwischen 700 eV und 10 keV
7. Vergleich der p - Wellen - Stärkefunktion von Eu mit theoretischen und experimentellen Ergebnissen für Nachbarkerne von Eu
- 8 a. Vergleich theoretischer und experimenteller Werte für  $\langle \sigma_\gamma \rangle(E)$  von  $\text{Eu}^{151}$  und  $\text{Eu}^{153}$  im Bereich un aufgelöster Resonanzen
- 8 b. Vergleich theoretischer und experimenteller Werte für  $\langle \sigma_\gamma \rangle(E)$  von Eu im Bereich un aufgelöster Resonanzen
9. s - und p - Wellen - Beiträge zu  $\langle \sigma_T \rangle(E)$  von Eu im Bereich un aufgelöster Resonanzen
10.  $\sigma_\gamma$  für Eu im Bereich 10 keV bis 10 MeV
- 11 a. Differentielle formelastische Wirkungsquerschnitte für Eu für Energien zwischen 1 und 10 MeV
- 11 b. Differentielle formelastische Wirkungsquerschnitte für Hf für Energien zwischen 1 und 10 MeV
12. Den Gruppenkonstanten zugrunde liegende mikroskopische Wirkungsquerschnitte und mittlere Streucosinus im Bereich 10 keV bis 10 MeV
  - a. Eu
  - b. Sm
  - c. Gd
  - d. Hf
13.  $\sigma_\gamma$  im Bereich 10 keV bis 10 MeV für Sm, Gd und Hf

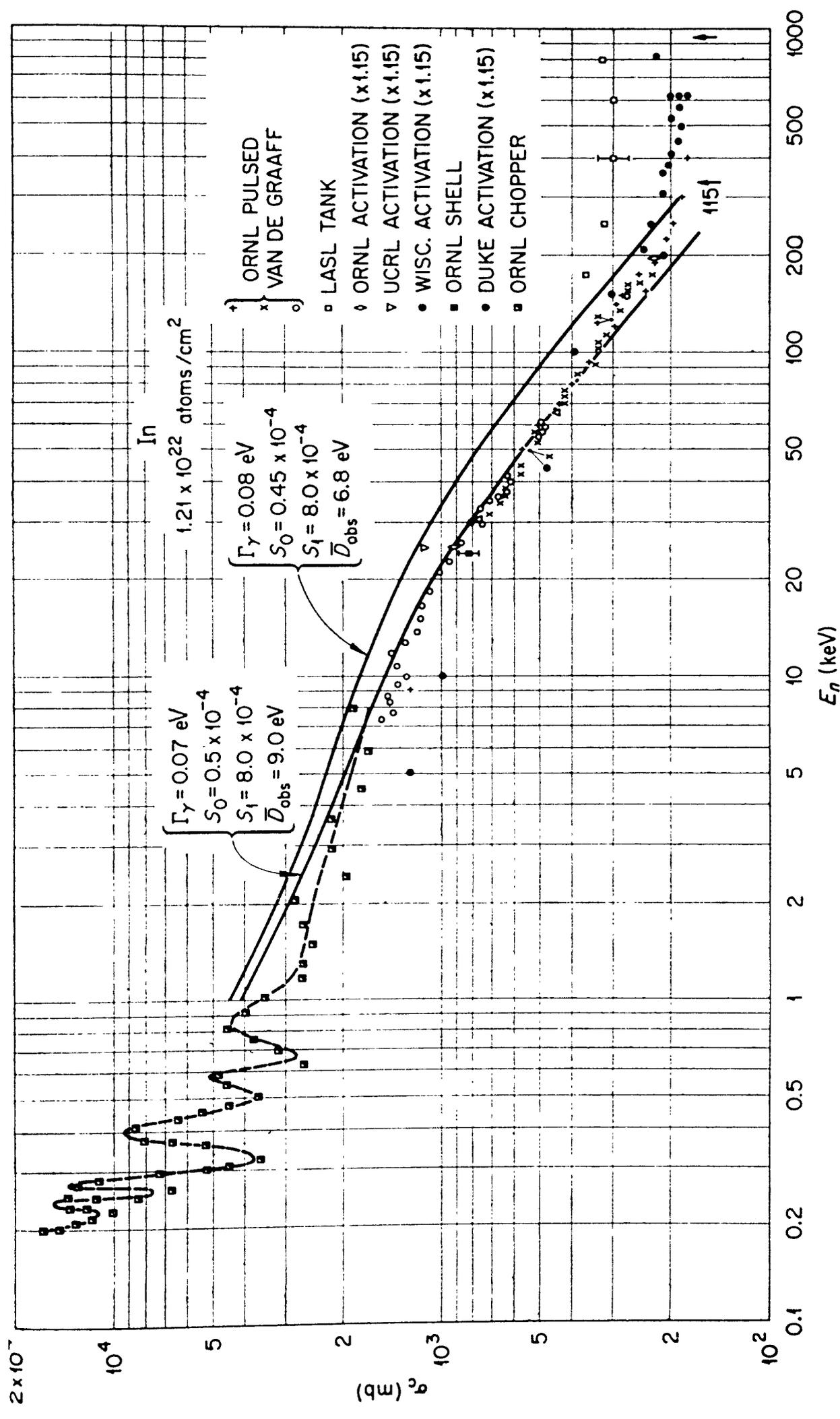
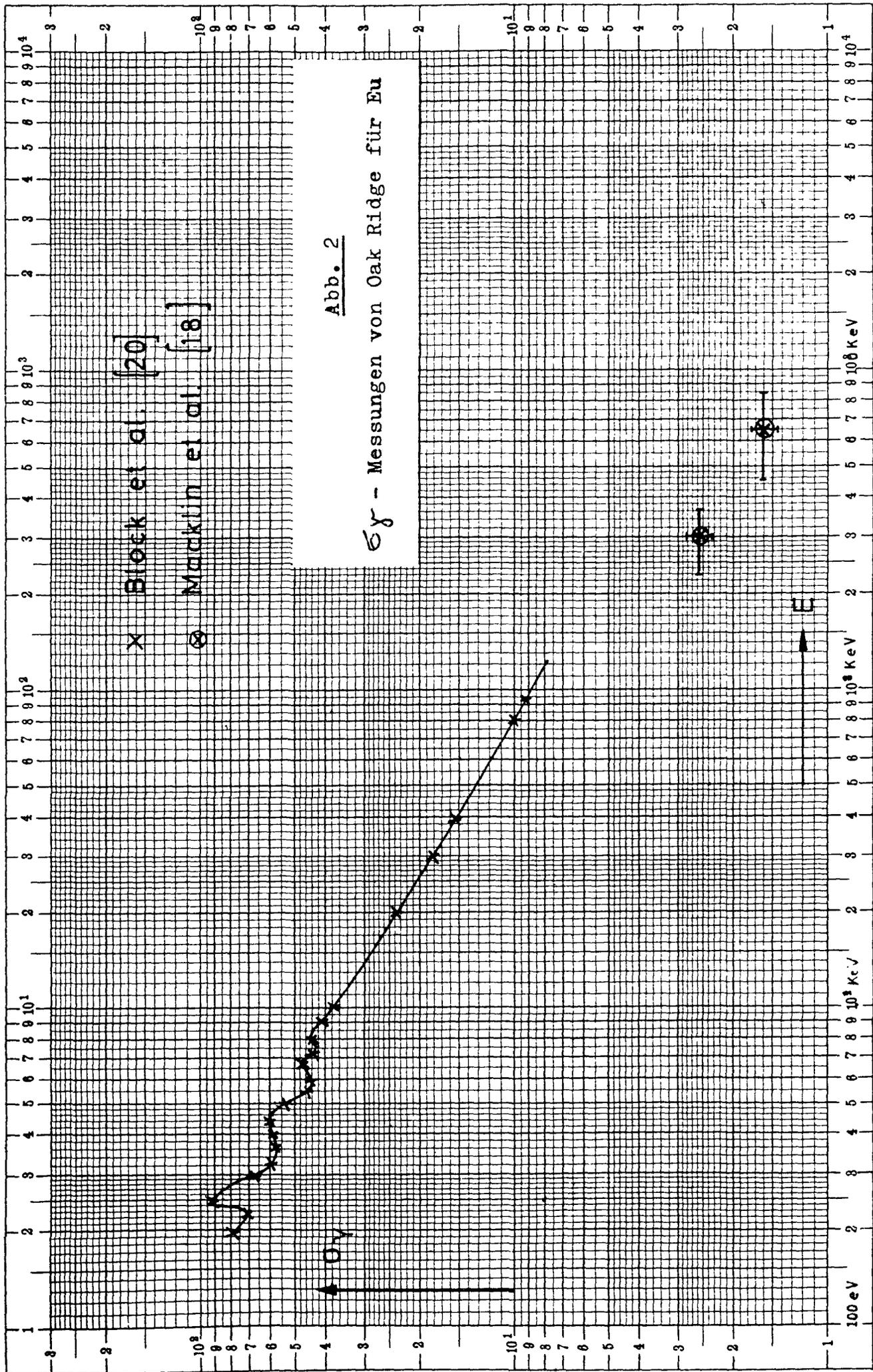
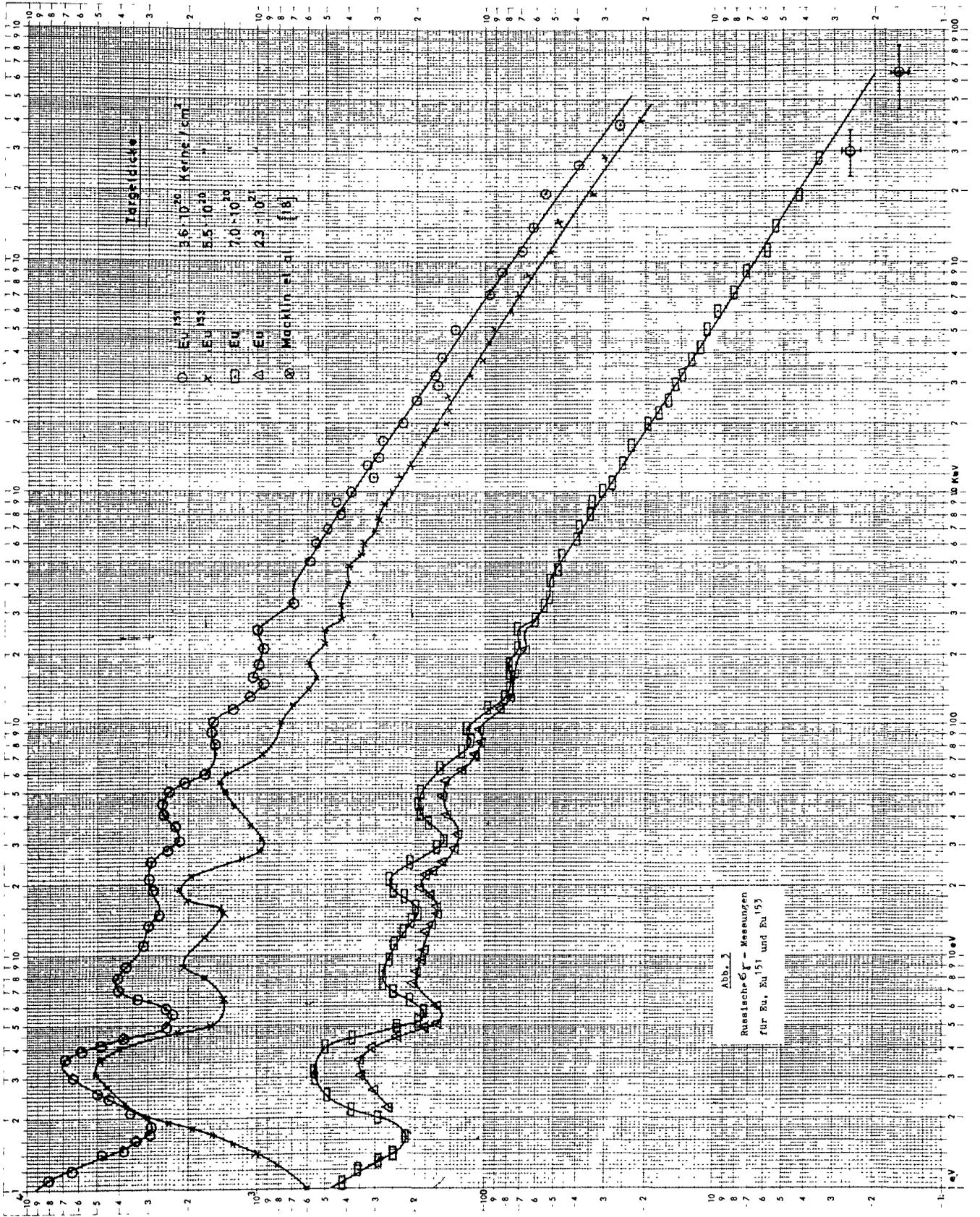


Abb. 1

Einfangquerschnittmessungen  
 an In im keV - Bereich





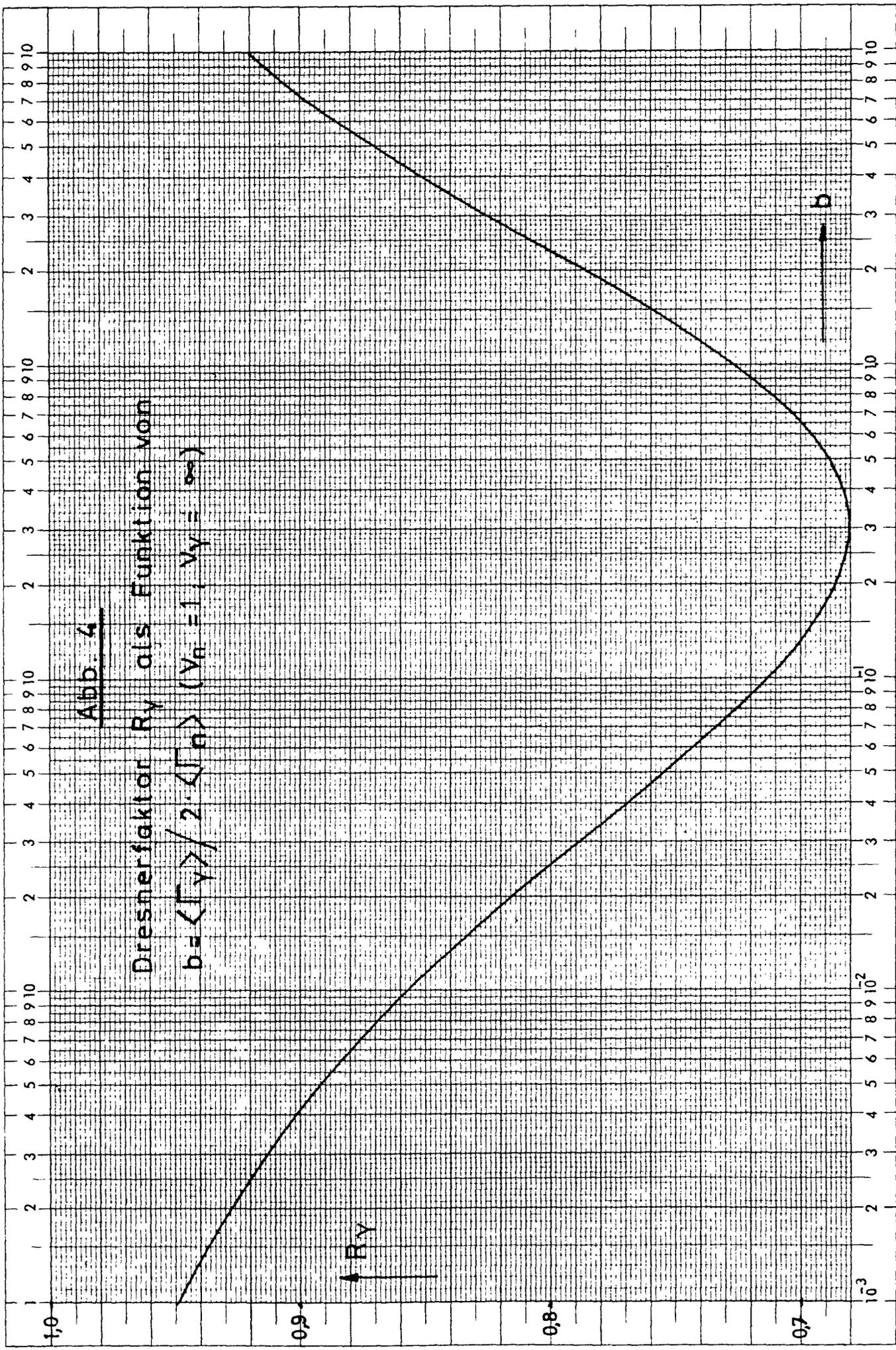


Abb. 4

Dresnerfaktor  $R_y$  als Funktion von

$$b = \langle \Gamma_y \rangle / 2 \cdot \langle \Gamma_n \rangle \quad (V_n = 1; V_y = \infty)$$

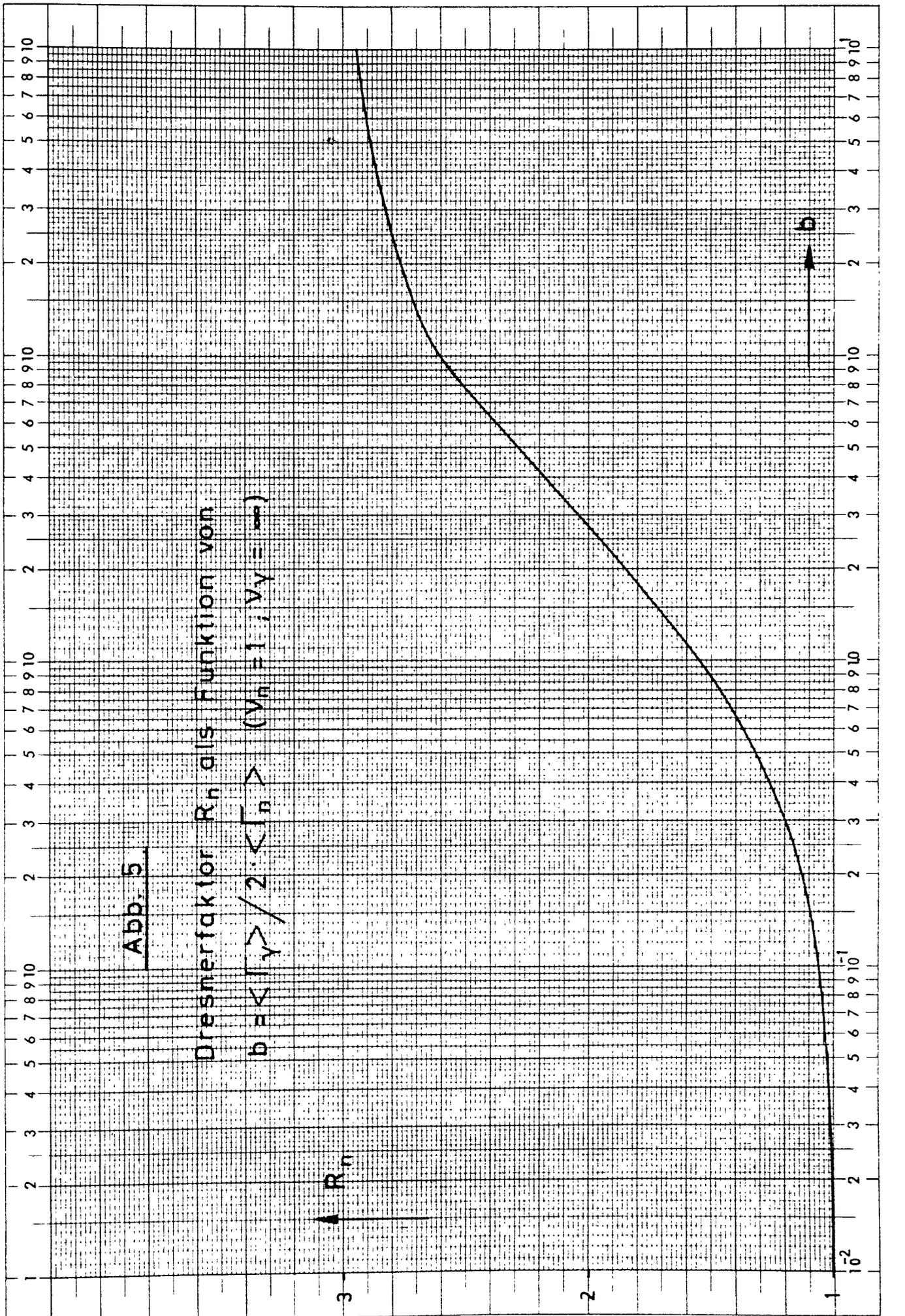
Abb. 5

Dresnerfaktor  $R_n$  als Funktion von

$$b = \frac{\langle |Y| \rangle}{2 \cdot \sqrt[n]{n}} \quad (V_n = 1; V_Y = \infty)$$

$R_n$

b



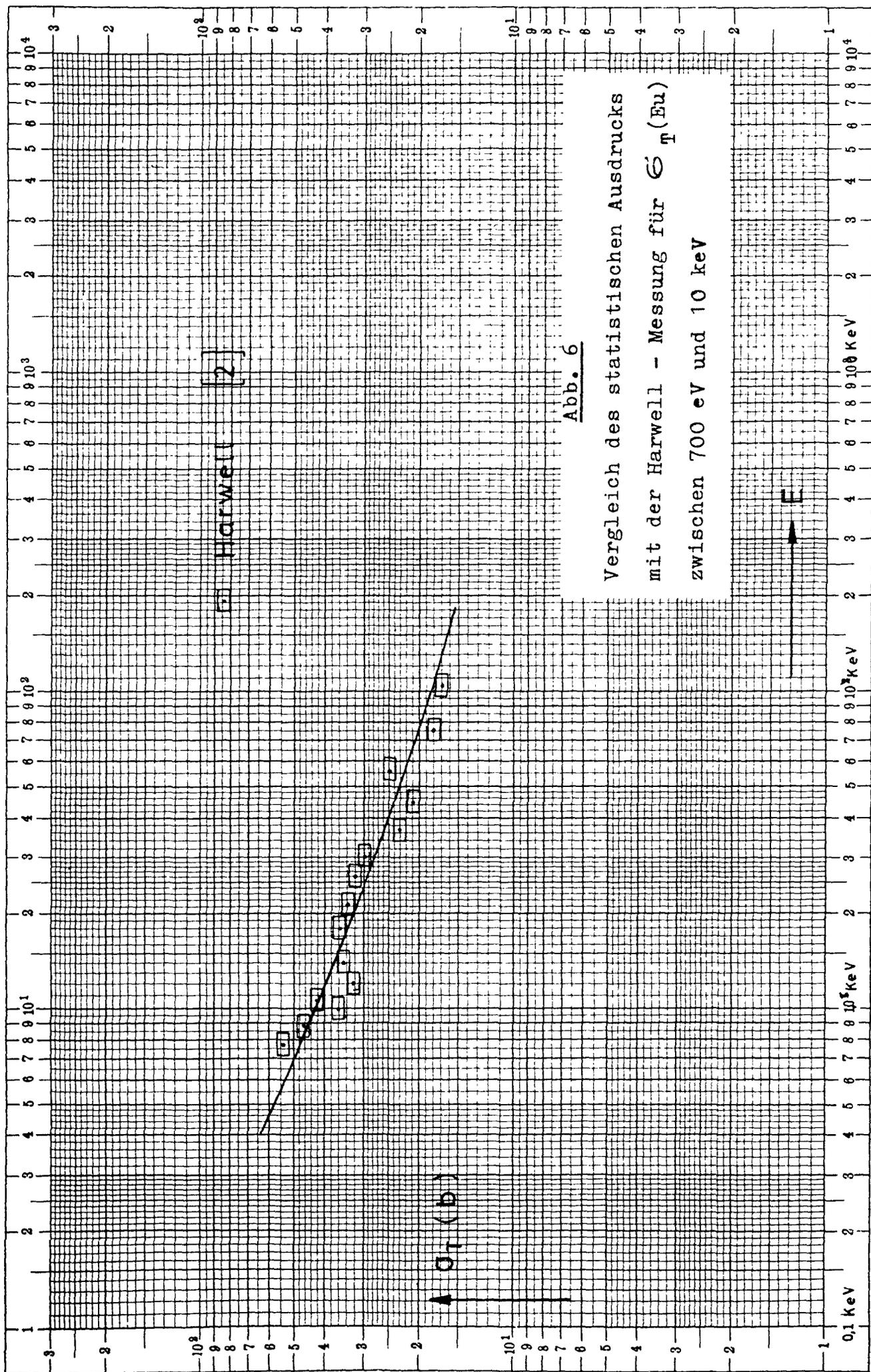


Abb. 7

Vergleich der p - Wellen - Stärkefunktion von Eu mit theoretischen und experimentellen Ergebnissen für Nachbarkerne von Eu

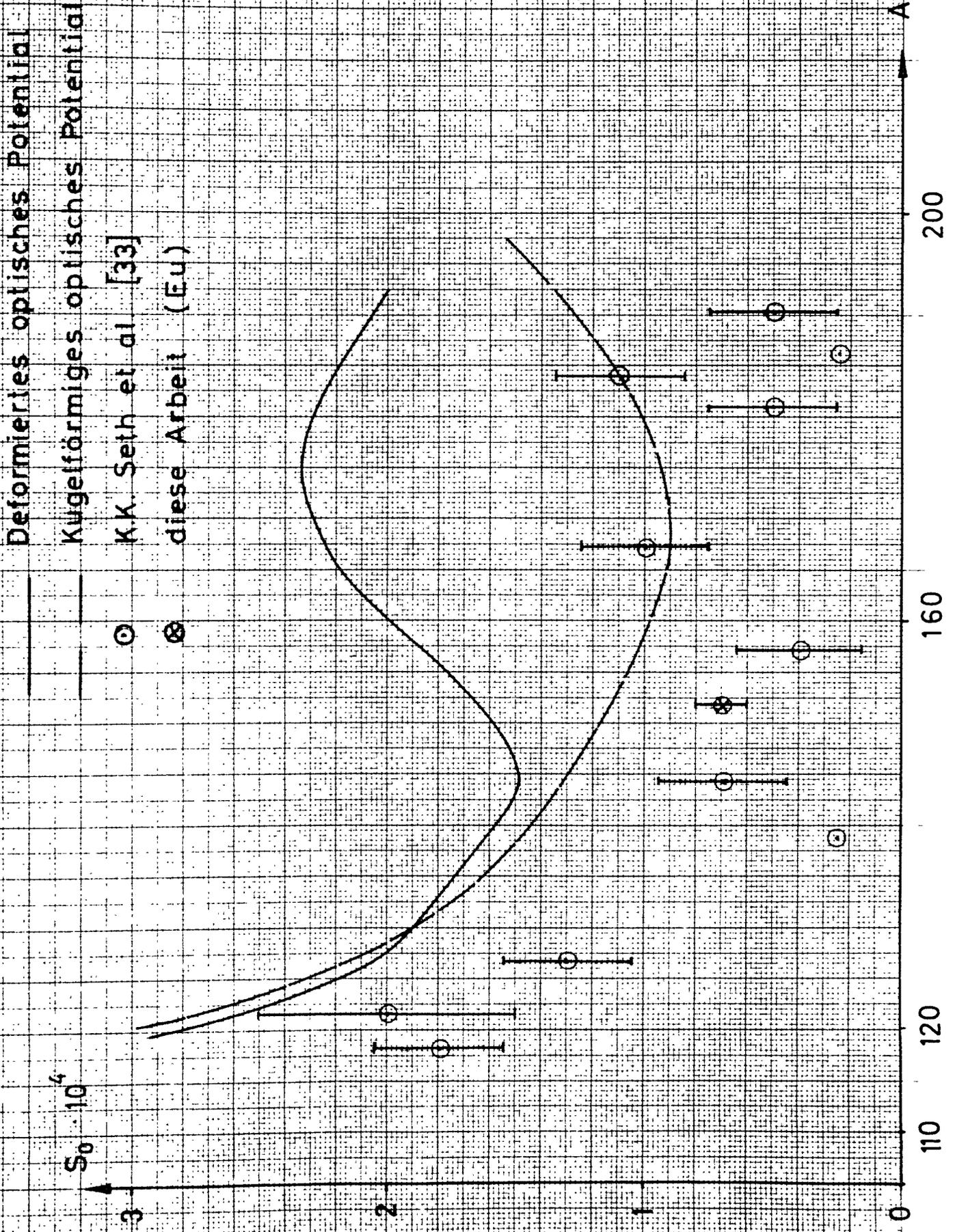
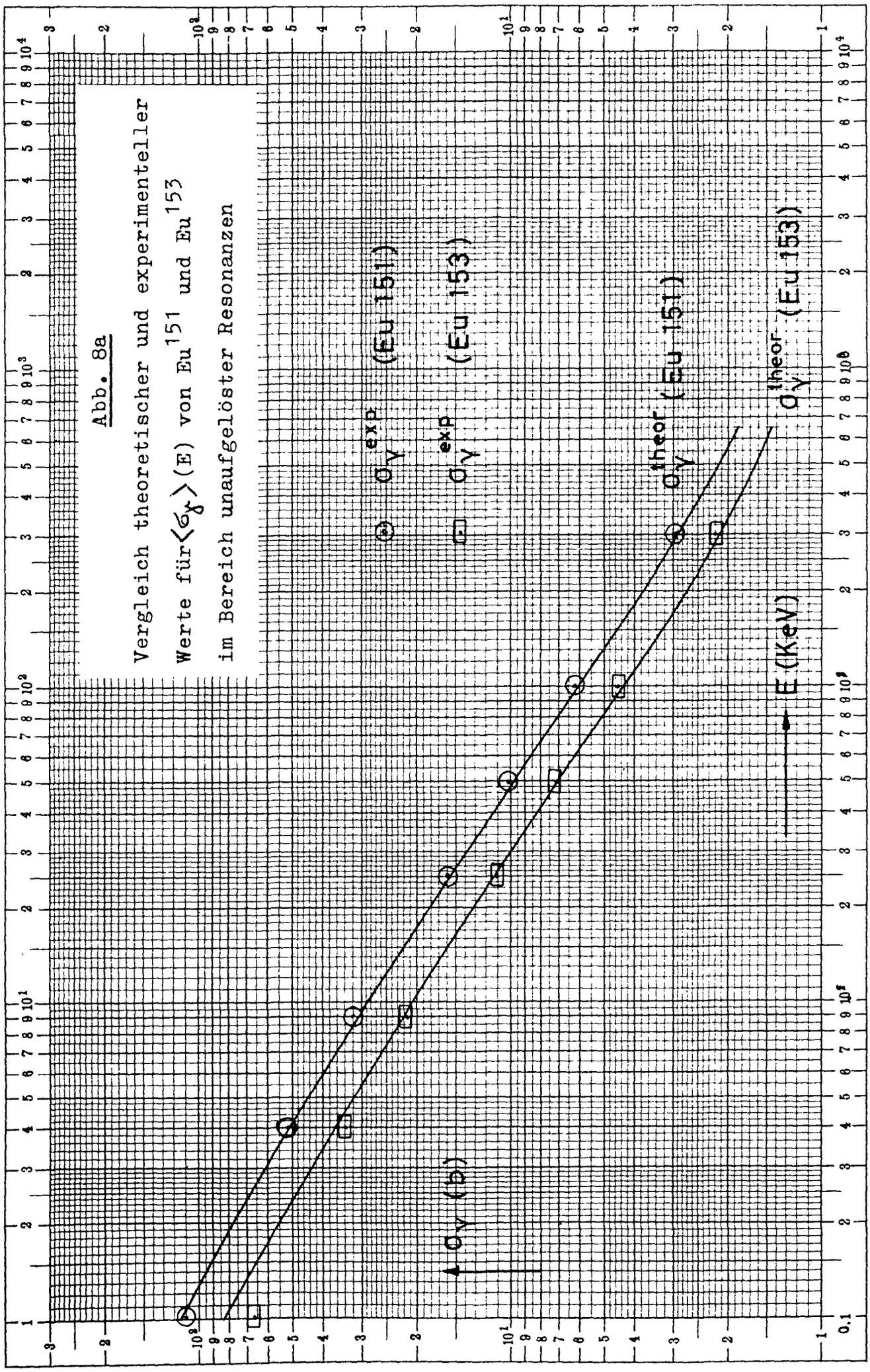


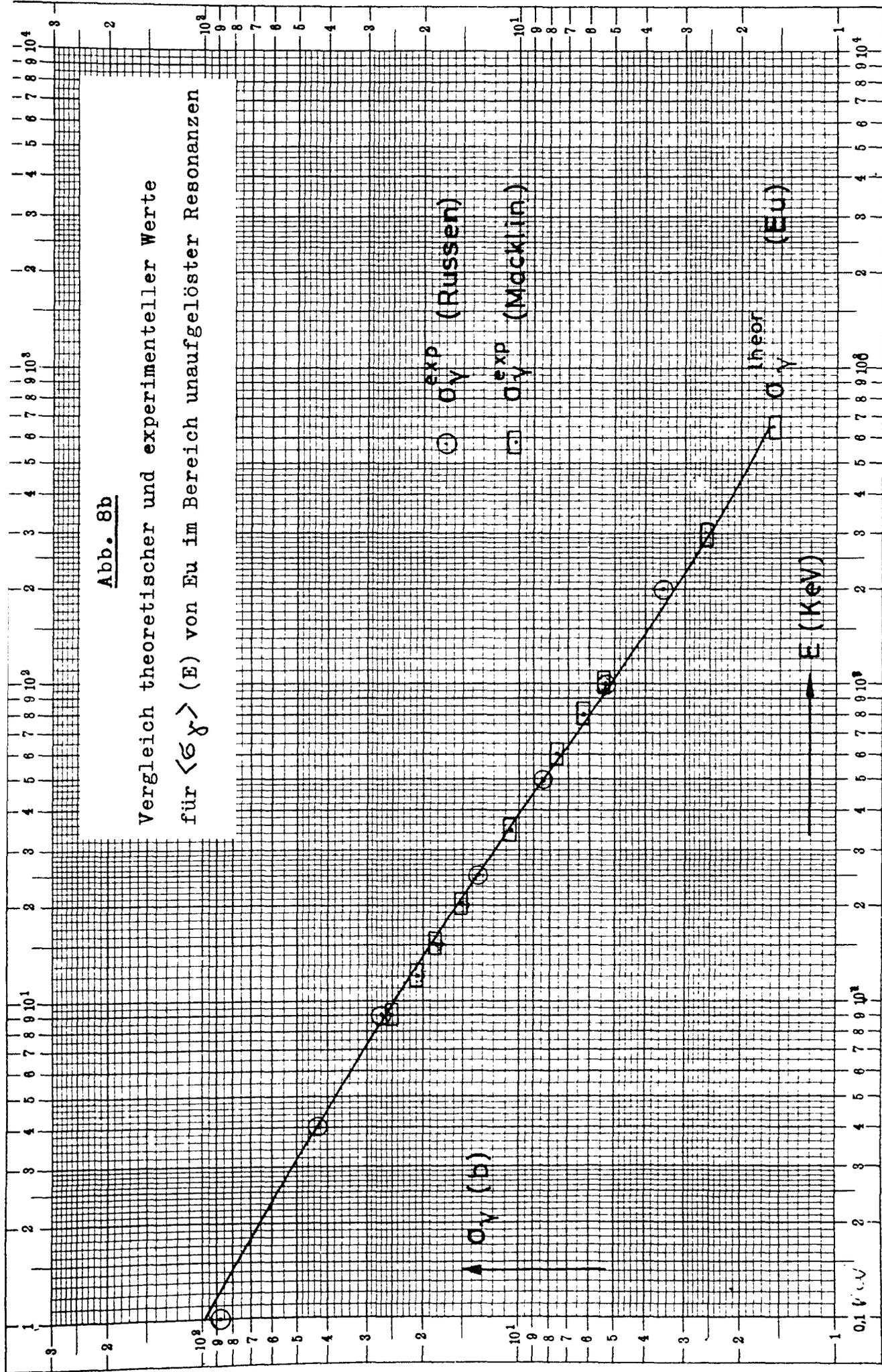
Abb. 8a

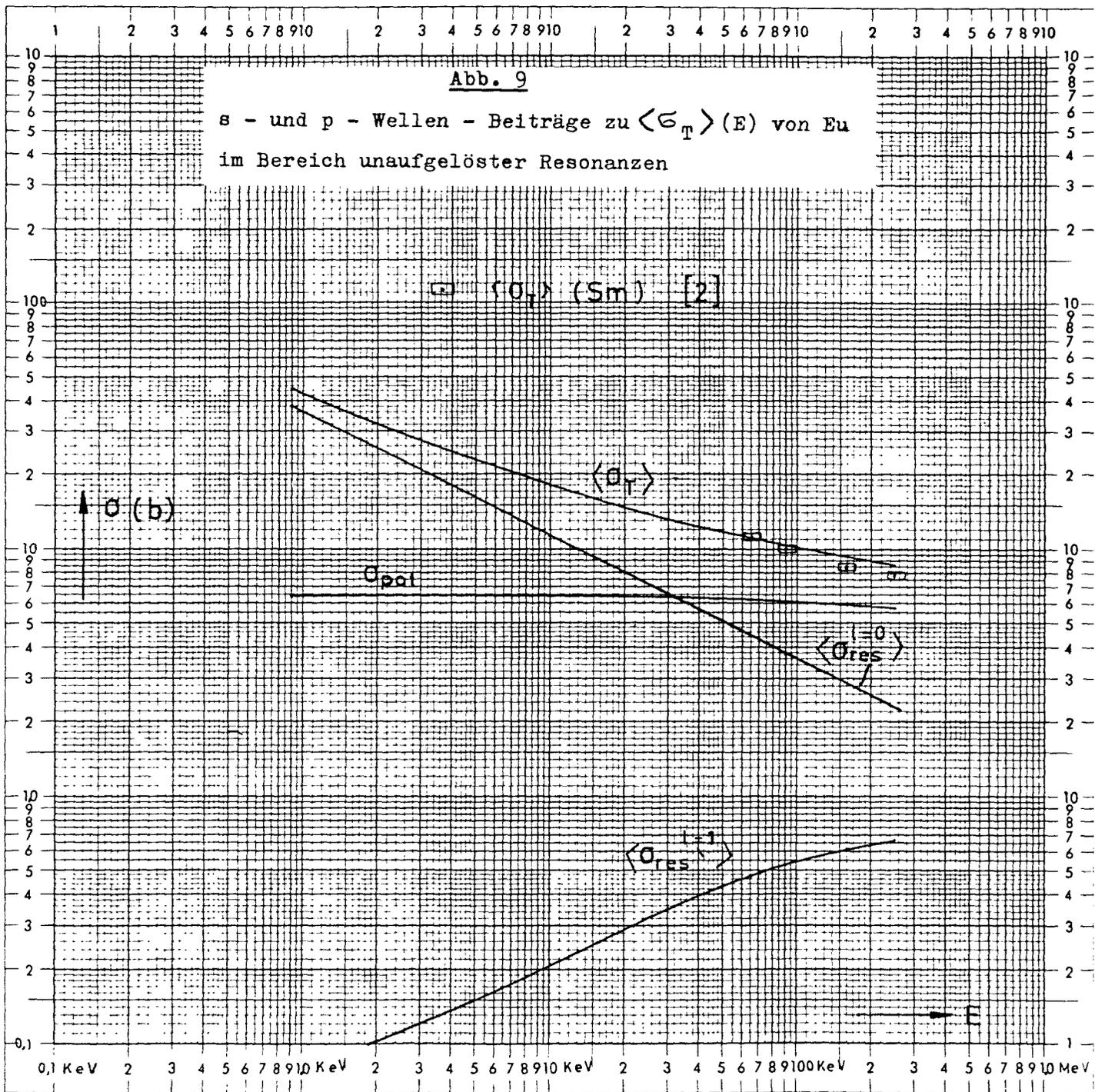
Vergleich theoretischer und experimenteller  
 Werte für  $\langle \sigma_Y \rangle (E)$  von Eu<sup>151</sup> und Eu<sup>153</sup>  
 im Bereich unangeregter Resonanzen

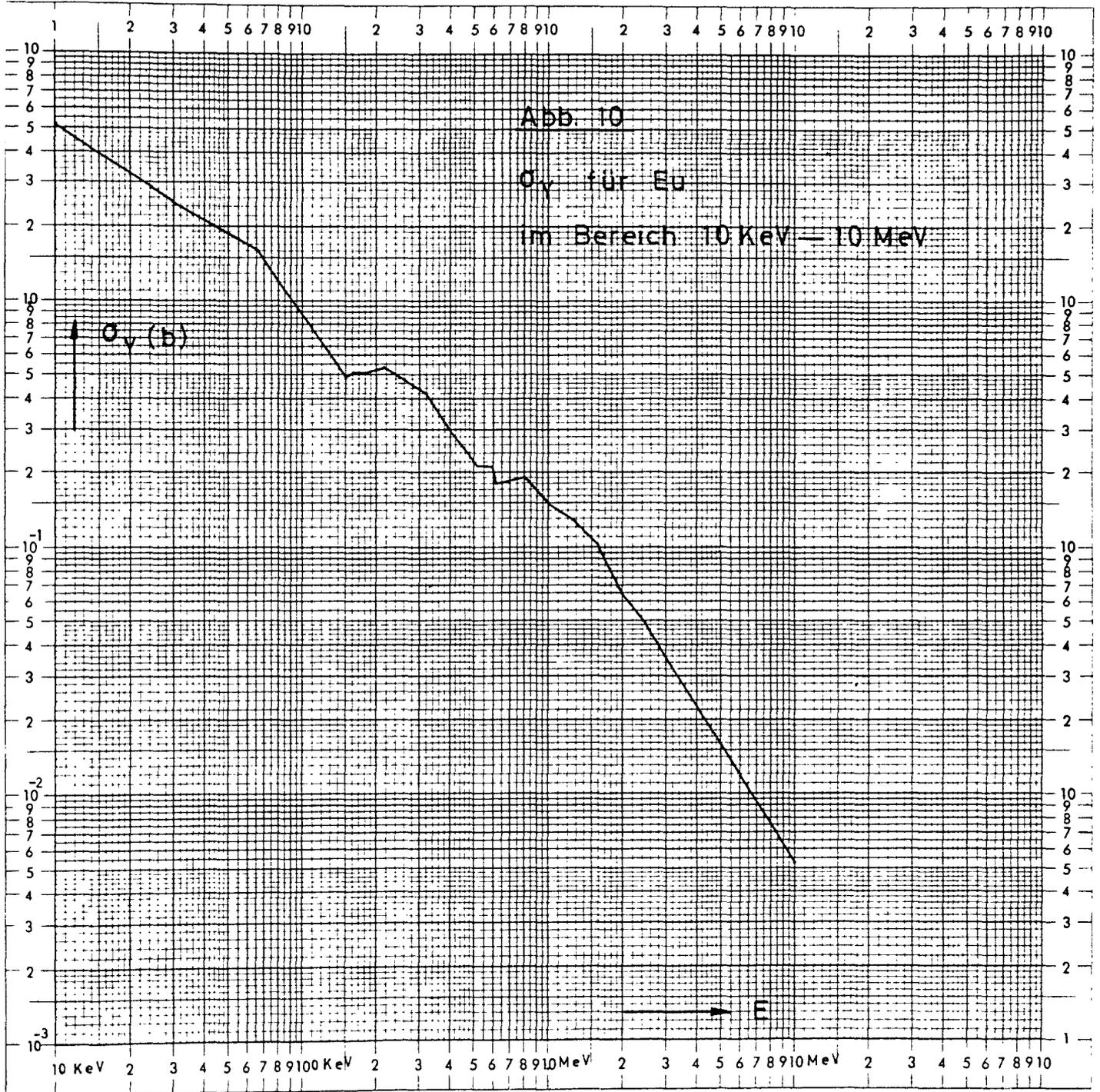


**Abb. 8b**

Vergleich theoretischer und experimenteller Werte  
für  $\langle \sigma_{\gamma} \rangle (E)$  von Eu im Bereich un aufgelöster Resonanzen







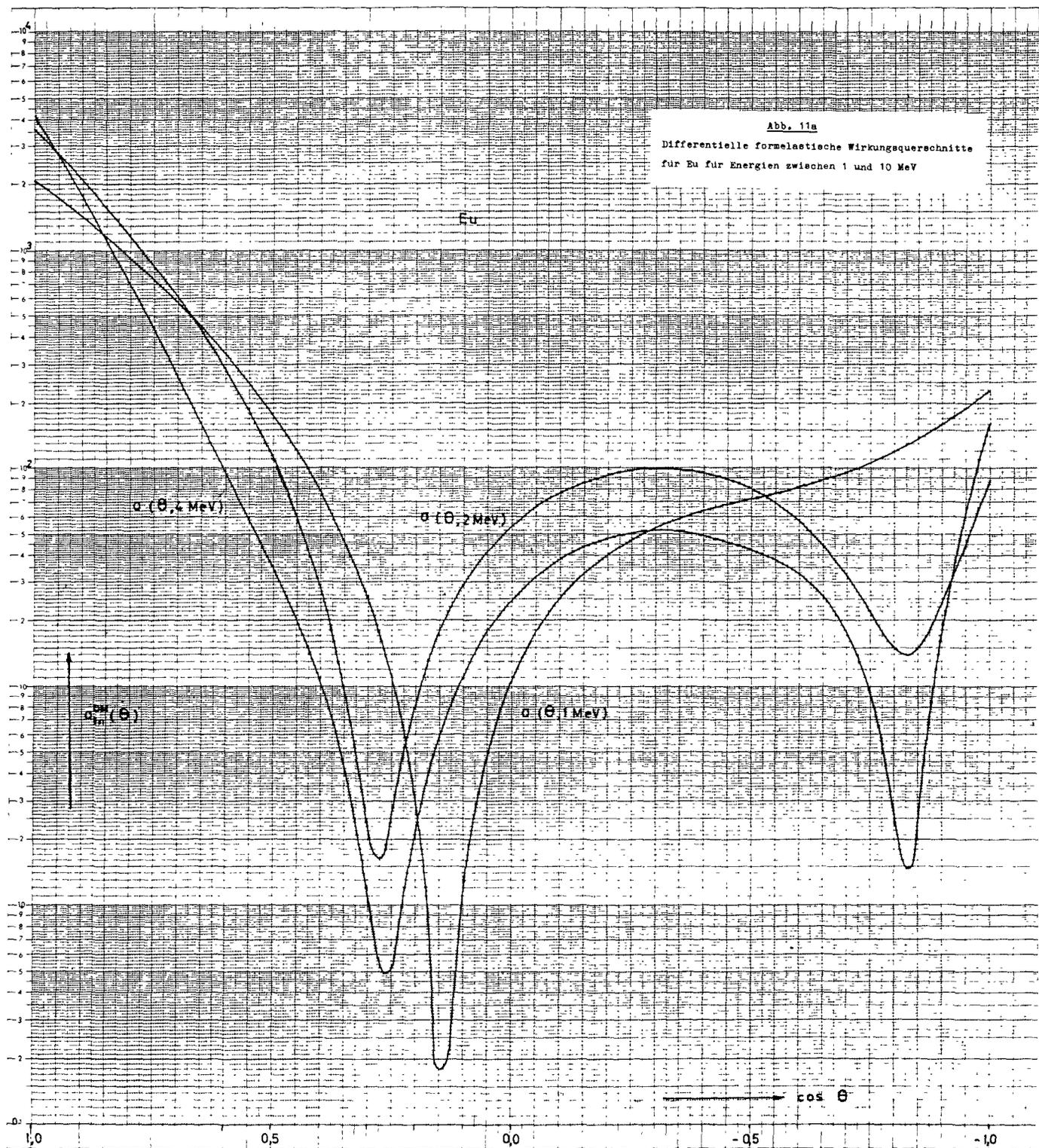
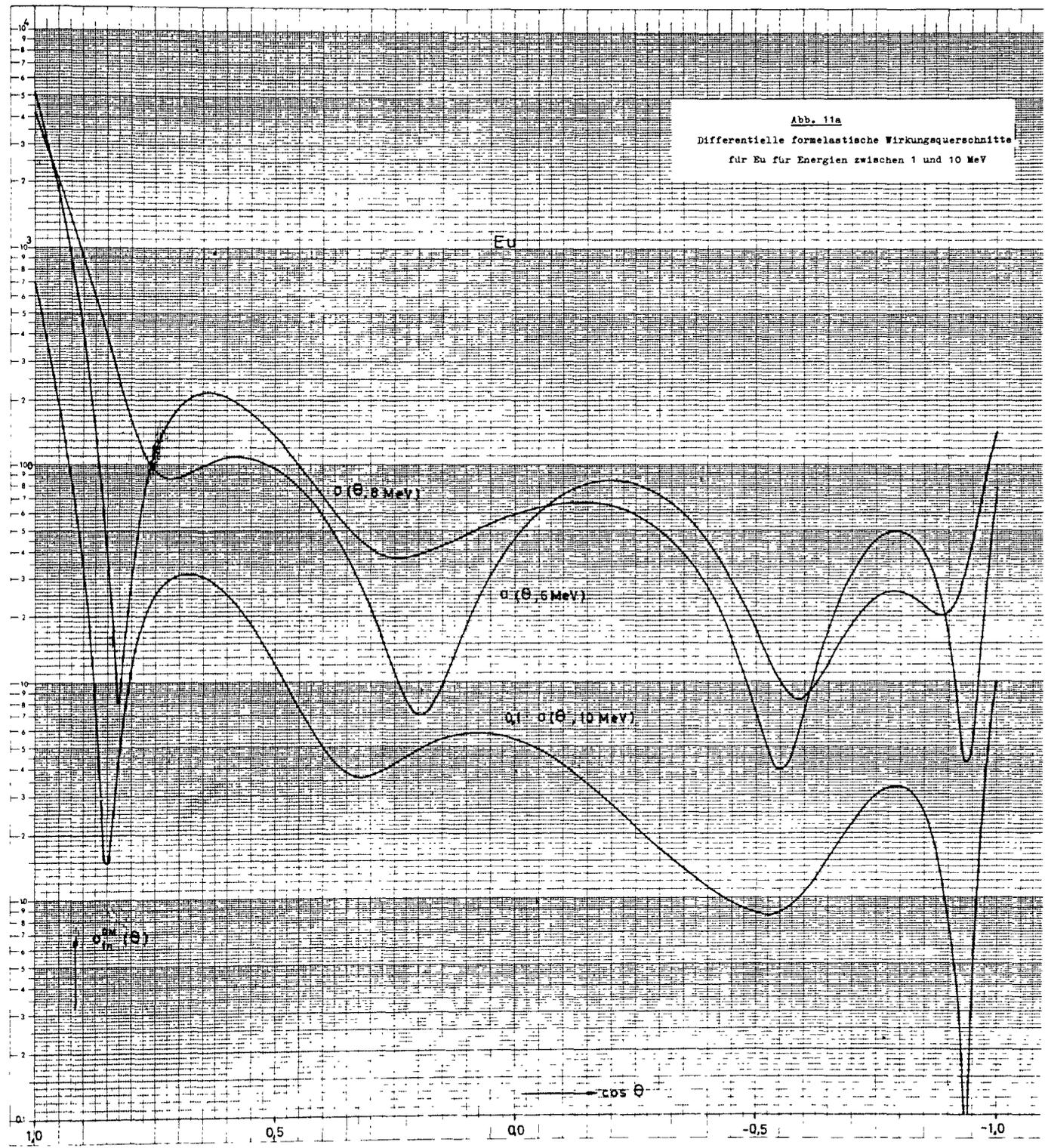


Abb. 11a  
Differenzielle formelastische Wirkungsquerschnitte  
für Eu für Energien zwischen 1 und 10 MeV



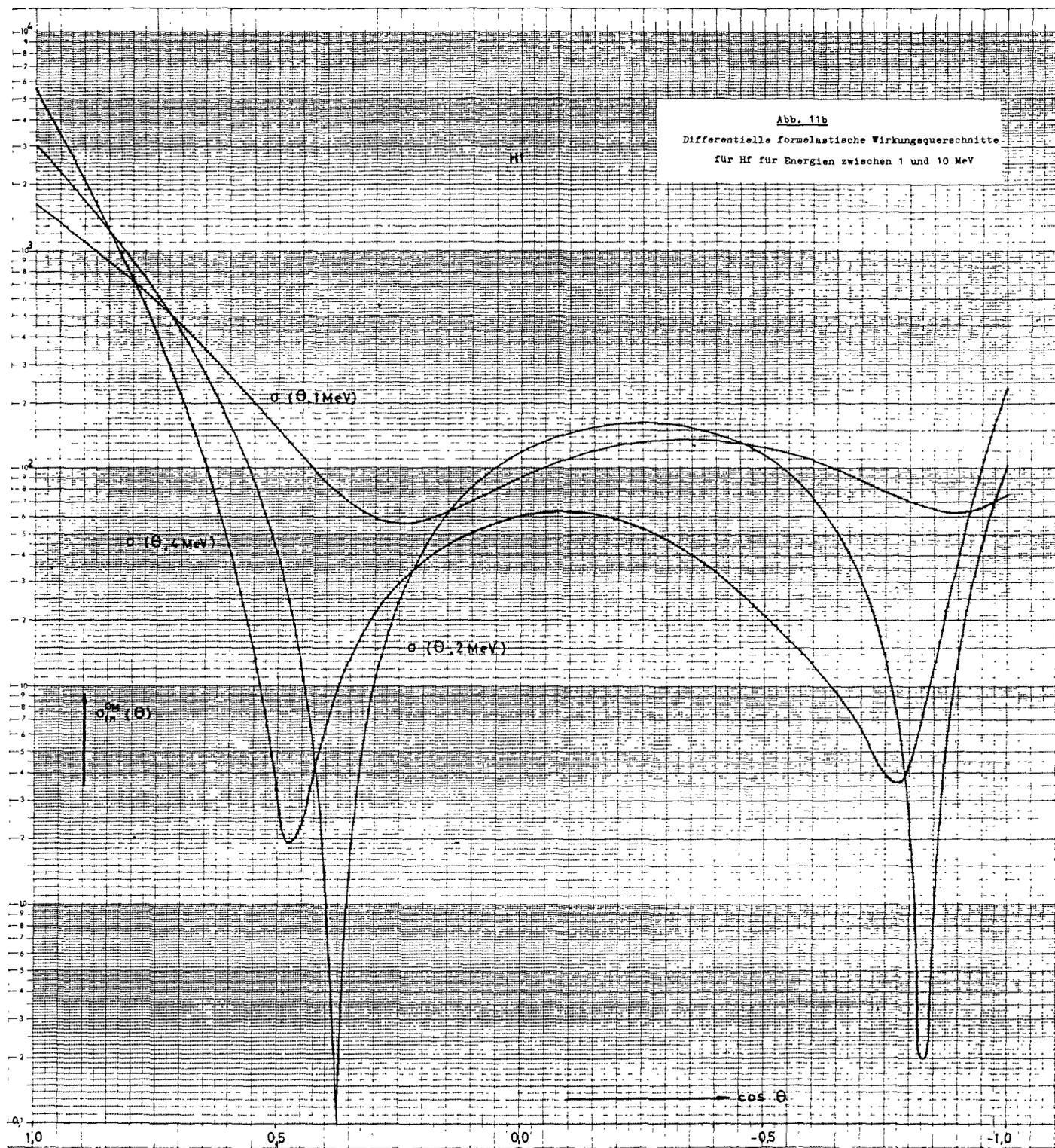


Abb. 11b  
 Differentielle formelastische Wirkungsquerschnitte  
 für Hf für Energien zwischen 1 und 10 MeV

Hf

$\sigma(\theta, 1 \text{ MeV})$

$\sigma(\theta, 4 \text{ MeV})$

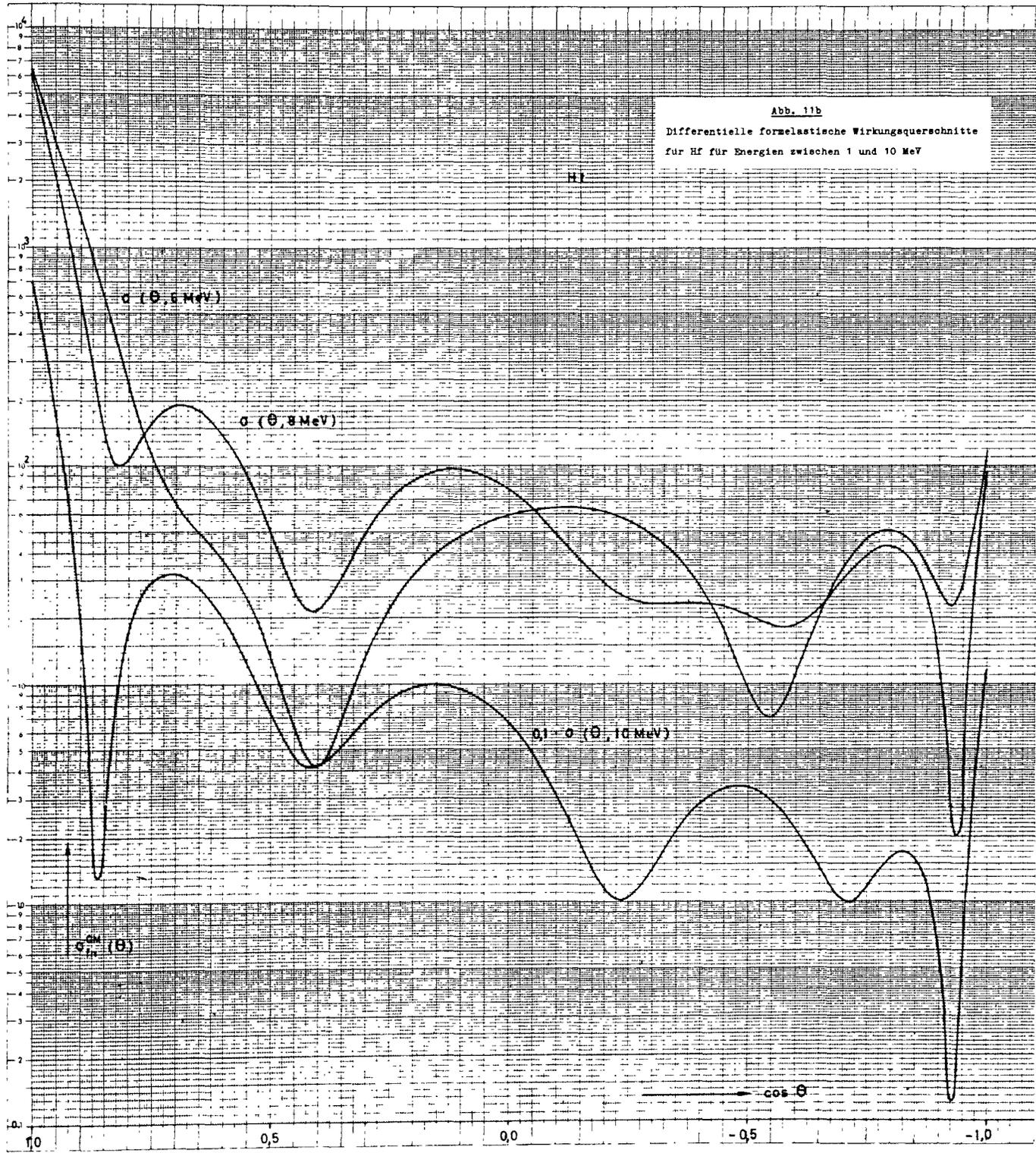
$\sigma(\theta, 2 \text{ MeV})$

$\sigma_{el}^{form}(\theta)$

$\cos \theta$

1,0      0,5      0,0      -0,5      -1,0

Abb. 11b  
Differentielle formelastische Wirkungsquerschnitte  
für Hf für Energien zwischen 1 und 10 MeV



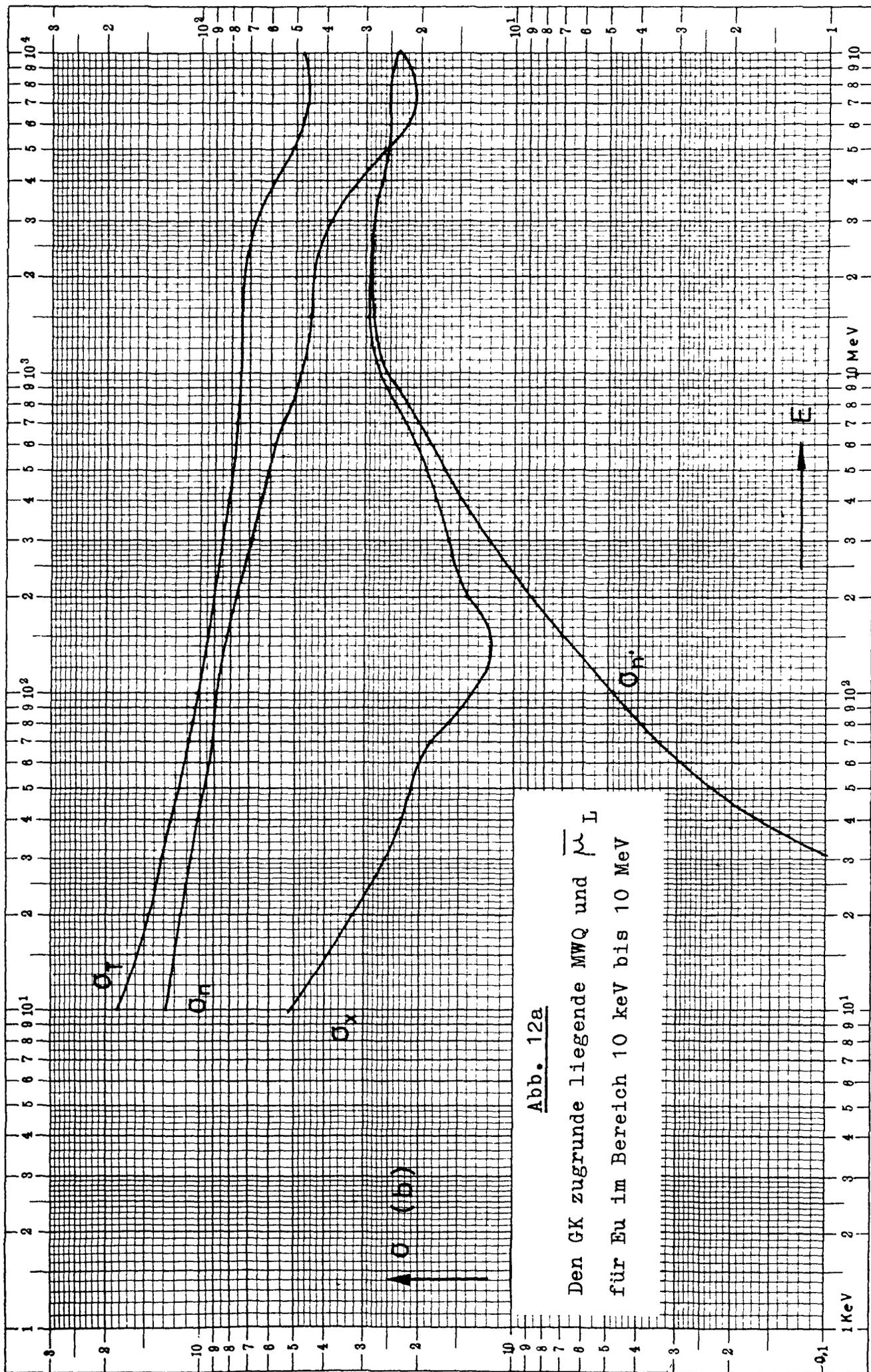


Abb. 12a

Den GK zugrunde liegende MWQ und  $\overline{\mu}_L$   
für Eu im Bereich 10 keV bis 10 MeV

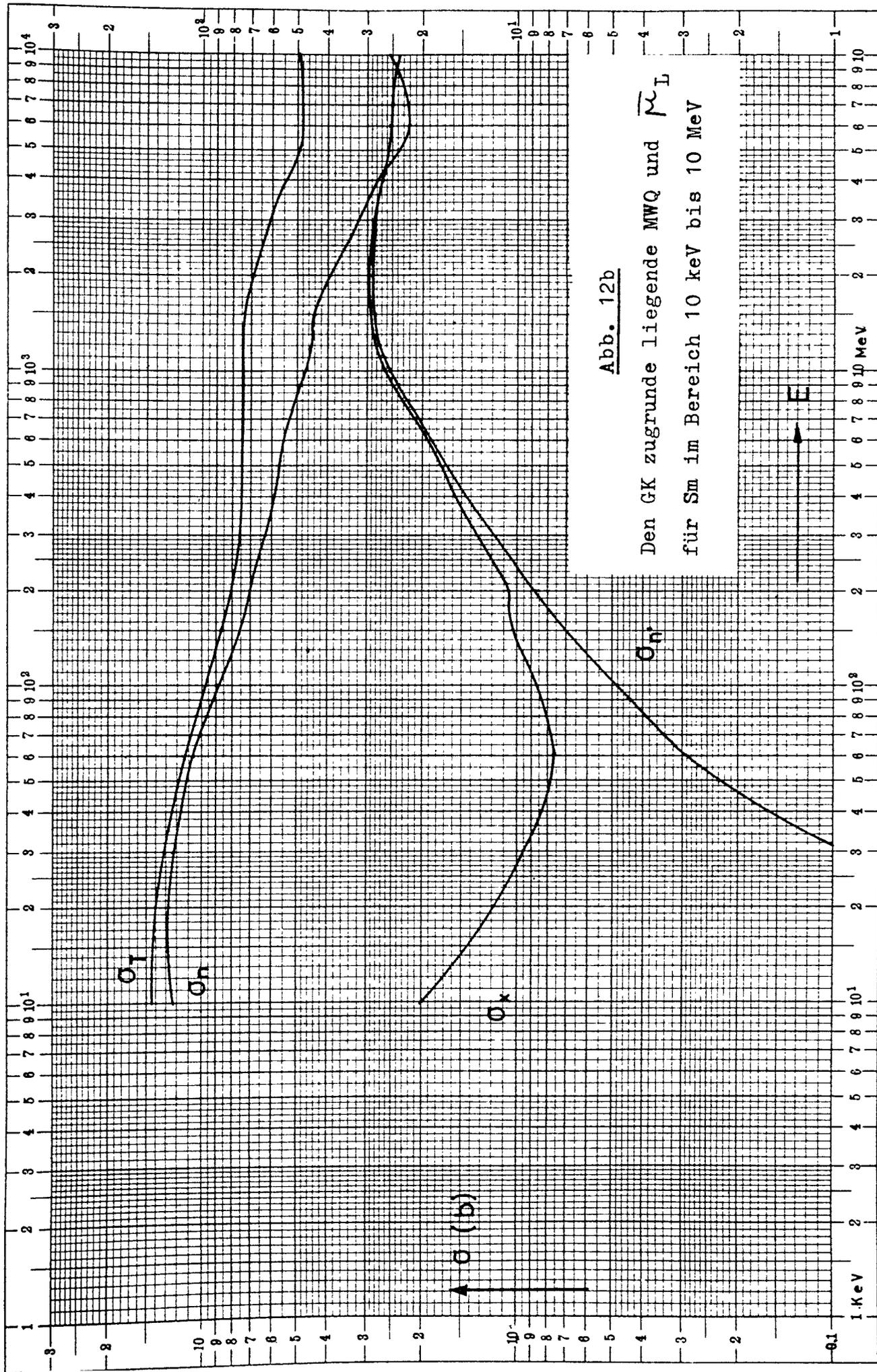


Abb. 12b

Den GK zugrunde liegende MWQ und  $\bar{\mu}_I$   
für Sm im Bereich 10 keV bis 10 MeV

E

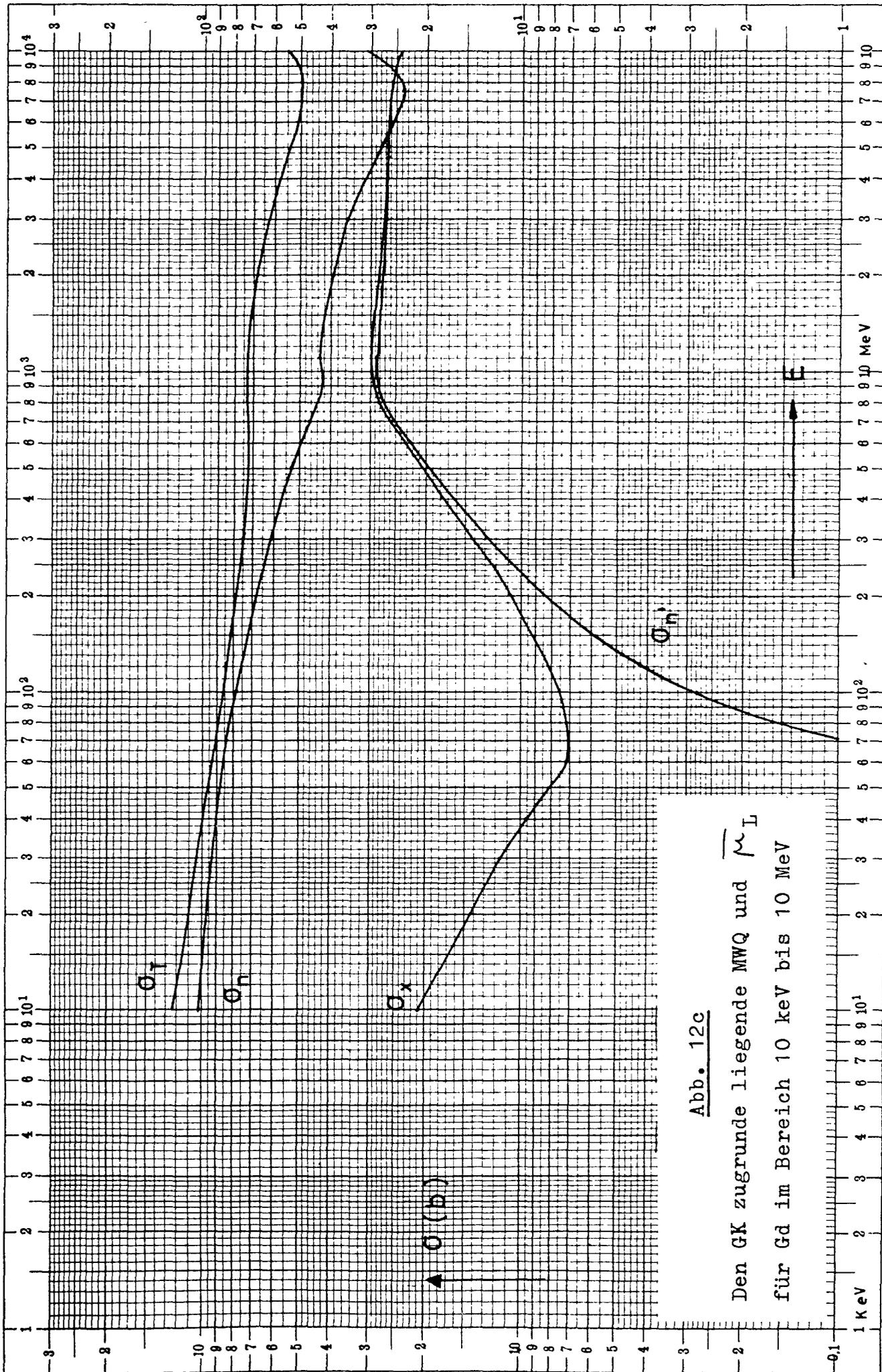


Abb. 12c

Den GK zugrunde liegende MWQ und  $\bar{\mu}_L$   
für Gd im Bereich 10 keV bis 10 MeV

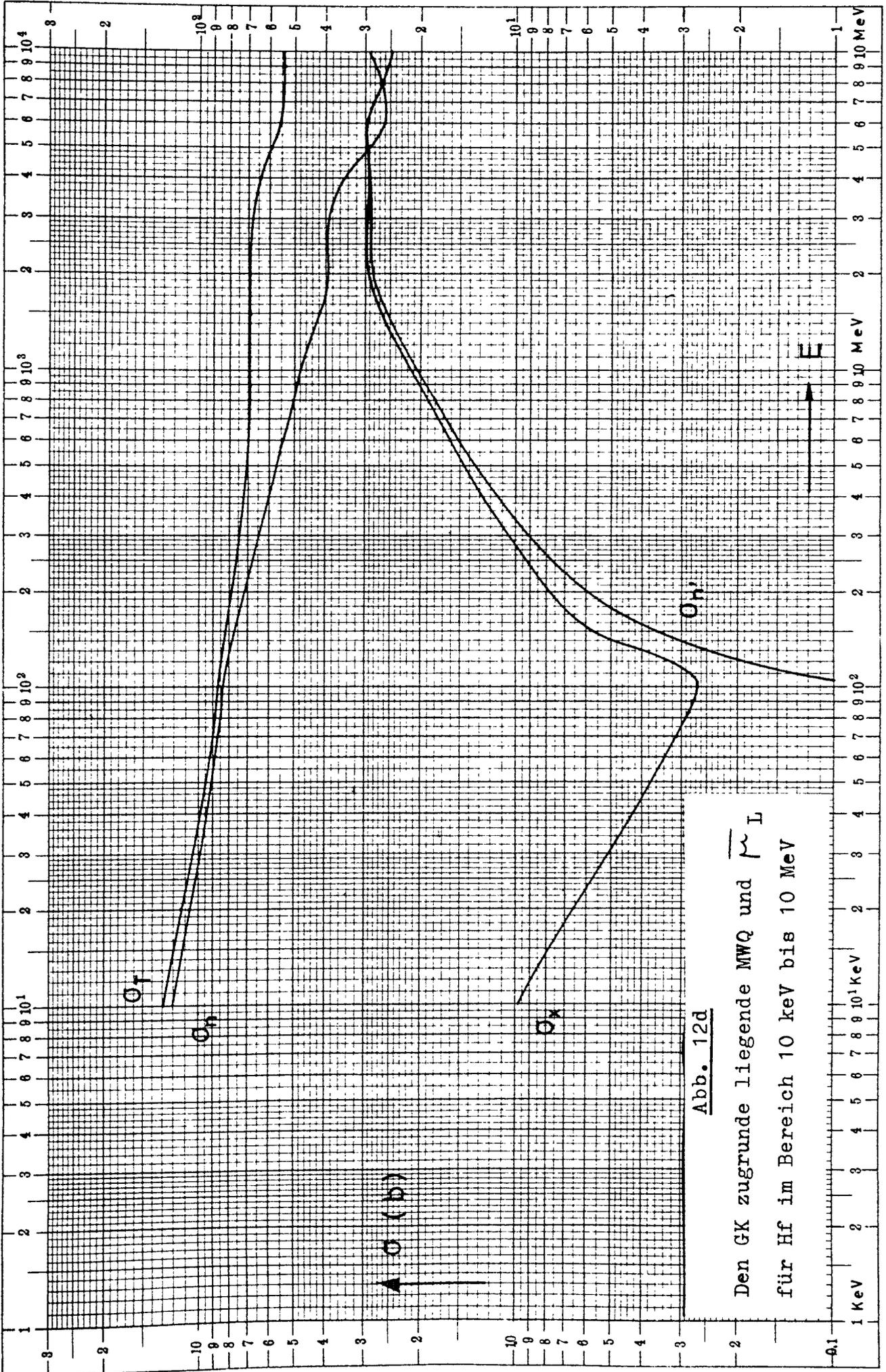


Abb. 12d

Den GK zugrunde liegende MWQ und  $\bar{\mu}_L$   
für Hf im Bereich 10 keV bis 10 MeV

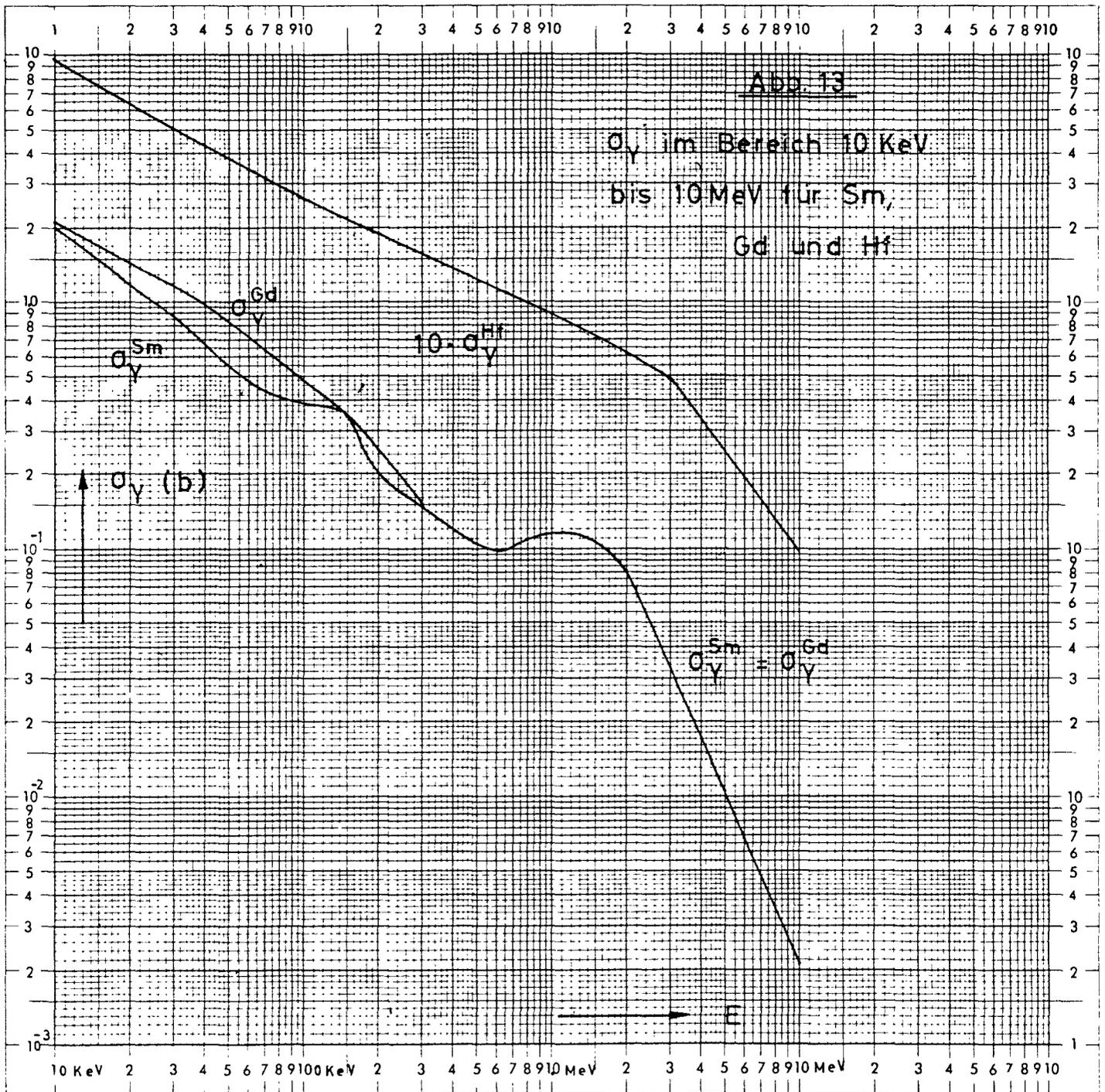


Abb. 13

$\sigma_\gamma$  im Bereich 10 KeV  
 bis 10 MeV für Sm,  
 Gd und Hf

$\sigma_\gamma^{\text{Sm}}$

$\sigma_\gamma^{\text{Gd}}$

$10 \cdot \sigma_\gamma^{\text{Hf}}$

$\sigma_\gamma$  (b.)

$\sigma_\gamma^{\text{Sm}} = \sigma_\gamma^{\text{Gd}}$

E