

Streuung langsamer Neutronen an Thorium*

W. Waschkowski, K. Knopf und L. Koester

Fakultät für Physik der Technischen Universität München, Reaktorstation Garching, Garching

Z. Naturforsch. **44**, 173–179 (1989); eingegangen am 31. Januar 1989

Scattering of Slow Neutrons by Thorium

We determined by means of Christiansen filter technique and transmission measurements the following quantities for thorium:

- the coherent scattering length $b = 10.31 \pm 0.03$ fm,
- the absorption cross section at 0.0253 eV $\sigma_a = 7.34 \pm 0.09$ b,
- the potential scattering radius $R = 9.6 \pm 0.2$ fm.

In combination with scattering cross sections in the eV-energy region we obtained information about bound levels at negative energies.

1. Einleitung

In der Energieplanung wird der Einsatz von Thorium in thermischen Reaktoren als Energieträger der Zukunft diskutiert, weil damit ein großes Potential an Spaltungsenergie verfügbar gemacht werden kann. Thorium, das in der Natur zu 100% aus dem Isotop der Massenzahl 232 besteht, ist im thermischen Reaktor praktisch nicht spaltbar, wird aber durch Einfang von Neutronen in das spaltbare U-233 konvertiert, mit dem thermische Reaktoren betrieben werden können. Für die Berechnung dieser Reaktorsysteme ist eine exakte Kenntnis der Wechselwirkung von langsamen und schnellen Neutronen mit Thorium Voraussetzung.

Die fundamentalen Größen, die die Wechselwirkung von Neutronen mit Atomkernen beschreiben, sind die gebundene kohärente Atomstreu­länge b , die Wirkungsquerschnitte für freie Streuung σ_s und für Absorption σ_a und die Resonanzparameter.

Für Kerne, die durch Neutroneneinfang direkt spaltbar sind, liegen nach umfangreichen Experimenten nahezu vollständige Datensätze vor. Für Thorium jedoch sind nur wenige präzise Werte bekannt [1–4], deren mäßige Übereinstimmung zu Unsicherheiten für die theoretisch relevanten Parameter führt.

In der vorliegenden Arbeit berichten wir über Messungen der kohärenten Neutronenstreu­länge und der totalen Wirkungsquerschnitte für Th bei Neutronen-

energien im Bereich von 0,0005 eV bis zu 143 keV. Die Ergebnisse sind geeignet, den für das optische Kernmodell relevanten Potentialstreu­radius R' neu zu bestimmen und neue Angaben zu den Resonanzparametern von gebundenen Zuständen (Th + n) zu machen.

2. Grundlegende Beziehungen

Die kohärente Atomstreu­länge b (in fm), die üblicherweise für die Neutronenenergie $E = 0$ angegeben wird, sowie der energieabhängige Wirkungsquerschnitt $\sigma_t(E)$ (in barn) sind meßtechnisch direkt zugänglich. Beide Größen sind über die folgenden Gleichungen gekoppelt.

Zieht man vom totalen Wirkungsquerschnitt den Absorptionsbeitrag ab, so erhält man den freien Streuwirkungsquerschnitt:

$$\sigma_s(E) = \sigma_t(E) - \sigma_a(E). \quad (1)$$

Die Umrechnung auf die Energie $E = 0$ liefert den gebundenen Atom-Streu­wirkungsquerschnitt:

$$\sigma_0 = (A + 1)^2 / A^2 \sigma_s(E) \eta + \Delta\sigma_{ne}(E) + \Delta\sigma_r(E). \quad (2)$$

Hierin bedeutet η eine kleine Korrektur für die Berücksichtigung von Festkörpereffekten [5]. Die Energieabhängigkeit der Streuung an der Elektronenhülle wird beschrieben durch

$$\Delta\sigma_{ne}(E) = 0,08 \pi Z (1 - f(E)) b b_{ne}. \quad (3)$$

Z ist die Ladungszahl und f der Formfaktor der Elektronenverteilung des Zielatoms mit der Masse A . Die Neutron-Elektron-Streu­länge wurde in [6] zu $b_{ne} = -1,32 \cdot 10^{-3}$ fm bestimmt.

* Work partially supported by the Bundesministerium für Forschung und Technologie (03-45 A 14 1).

Reprint requests to Dr. W. Waschkowski, Fakultät für Physik der Technischen Universität München, Reaktorstation Garching, D-8046 Garching.



Die bis zum MeV-Bereich vorherrschende elastische Resonanzstreuung interferiert mit der Potentialstreuung und liefert den folgenden Streubeitrag aller Resonanzen bei E_{0i} für einen Zielkern mit dem Kernspin 0:

$$\Delta\sigma_r(E) = 0,04 \pi (A+1)^2 / A^2 \sum_i \{a_{ri}^2 [1 - (E_{0i}/(E - E_{0i}))^2] - 2R' a_{ri} E/(E - E_{0i})\} \quad (4)$$

Um den Wirkungsquerschnitt in barn (10^{-24} cm^2) zu erhalten, sind E in eV und der freie Potentialstreuradius R' in fm einzusetzen.

Die freie Resonanzstreulänge läßt sich für die i -te separierte Resonanz mit deren reduzierter Streubreite Γ_{ni}^0 berechnen:

$$a_{ri} = -2276 (A+1) / A \Gamma_{ni}^0 / E_{0i} \quad (5)$$

In den meisten Fällen, so auch beim Thorium, sind jedoch nicht alle Resonanzen vermessen. Der Beitrag nicht erfaßter Resonanzen bei höheren Energien kann abgeschätzt werden, wenn die integralen Parameter, das sind die Stärkefunktion S_0 und der mittlere Resonanzabstand $\langle D_0 \rangle$, bekannt sind. In Gl. (5) sind dabei die Werte Γ_{ni}^0 durch $S_0 \cdot \langle D_0 \rangle$ und E_{0i} durch $(E_0 i_{\max}) + x \cdot \langle D_0 \rangle$ mit fortlaufendem ganzzahligen x zu ersetzen. Die Summation über x beginnt hinter der letzten vermessenen Resonanz (i_{\max}) und endet bei der Energie, nach der keine isolierten Resonanzen mehr auftreten. Der Beitrag zur freien Streulänge $a_r(E < 0)$ von Resonanzen unterhalb der Bindungsenergie (bei negativer Neutronenenergie) kann nur berechnet werden, wenn die zugehörigen Resonanzparameter verfügbar sind. In jedem Fall, in dem die kohärente Streulänge b und der Potentialstreuradius R' experimentell bestimmt worden sind, folgt $a_r(E < 0)$ aus der Beziehung

$$b = (A+1) / A (R' + a_r(E > 0) + a_r(E < 0)) \quad (6)$$

Für Kerne mit Spin $I = 0$ ist die Bedingung

$$\sigma_0 = 4\pi b^2 \quad (7)$$

ein guter Test dafür, ob alle Korrekturen richtig erfaßt sind.

Die Transmissionsmessung mit kalten Neutronen der Energie E_k liefert den Absorptionswirkungsquerschnitt, wenn kleine Korrekturen für die Probenverunreinigung $\Delta\sigma_{\text{verunr}}$, für den (gebundenen) elastisch inkohärenten Wirkungsquerschnitt σ_{inc} und für einen Restanteil der inelastischen Komponente angebracht werden:

$$\sigma_\gamma(E_k) = \sigma_t(E_k) - \Delta\sigma_{\text{verunr}} - \sigma_{\text{inc}} - \beta(E_k) \sigma_o \quad (8)$$

mit

$$\beta(E_k) \approx 1,1 / \langle A \rangle \sqrt{k_B \Theta / E_k} [6T/5\Theta - 3/7 + \Theta/18T - \dots]$$

Der Koeffizient β [7] hängt ab von der Temperatur T und der Debye-Temperatur Θ der Probe. Falls für Θ keine Meßwerte vorliegen, kann als Näherung die Lindemannsche Schmelzpunktformel herangezogen werden; k_B ist die Boltzmann-Konstante.

Aus Transmissionsmessungen bei höheren Neutronenenergien ist der Potentialstreuradius R' zugänglich, wenn die Stärkefunktionen S_l für $l = (0, 1, 2, \dots)$ -Streuung genau genug bekannt sind und wenn im Energiebereich des Neutronenstrahls die Anzahl der Resonanzen ausreichend ist, um eine Mittelwertbildung sinnvoll durchzuführen.

Die mathematischen Prozeduren hierfür sind durch die R -Matrix-Theorie gegeben. Sie sind so umfangreich, daß wir auf eine Arbeit [8] verweisen, deren Messungen ebenfalls bei 143 keV erfolgten.

3. Experimentelles

3.1. Proben

Für Christiansenfiltermessungen werden pulverförmige Proben benötigt. Wegen möglicher Oxidation wurde kein Th-Pulver, sondern stöchiometrisches ThO_2 mit einer metallischen Reinheit bis zu 99,999% verwendet.

Die Proben wurden bei etwa 1300 K an Luft getrocknet, danach unter Argon als Schutzgas aufbewahrt und gemessen. Die Dichte (siehe Tab. 1), die bei 20 °C in C_2Cl_4 pyknometrisch gemessen wurde, stimmt mit dem Literaturwert, z. B. [9] $\rho = 9,70 \text{ g/cm}^3$, überein.

Zusätzlich standen metallische Proben der Reinheit 99,5% mit Angabe der Verunreinigungen zur Verfügung. Angegeben sind (Konzentrationen in 10^{-6} Gewichtsanteilen):

Nichtmetalle und Metalle: Al-500; B-0,4; Ca-250;

Cu-5; Fe-150; Li-0,1; Mg-10; Mn-13; Ni-5; Si-10; Gase: Cl-8; N-250; O-3200.

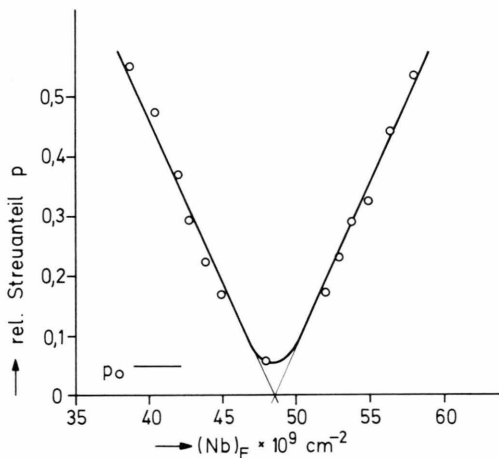
3.2. Methoden

Die Messung der kohärenten Streulänge erfolgte mit Christiansenfiltern über die Kleinwinkelstreuung eines gut kollimierten Strahls kalter Neutronen ($E_k = 0,55 \text{ meV}$). Das Filter enthielt die Pulverprobe der Moleküldichte $N [\text{cm}^{-3}]$ in einem Flüssigkeits-

Tab. 1. Physikalische Daten der Thoriumoxidproben und experimentelles Ergebnis der Christiansenfiltermessungen. Die Proben I, II und III stammen von verschiedenen Herstellern.

Nr.	Substanz	Reinheit [%]	Trocknungs- temperatur [K]	Dichte bei 293 K [g/cm ³]	Nb [10 ⁹ cm ⁻²]	p_0	Streulänge b/Mol [fm]	b/Th ^a [fm]
1	ThO ₂ I	99,9	original	9,561 (2)	47,84 (8)	0,03	21,94(4)	10,33(4)
			1280	9,644(28)	48,22(10)	0,05	21,92(8)	10,31(8)
			1280	9,644(28)	48,15(10)	0,07	21,89(8)	10,28(8)
					arithm. Mittelwert:		21,92(4)	10,31(4)
2	ThO ₂ II	99,93	1280	9,749 (9)	48,54(14)	0,05	21,83(7)	10,22(7)
3	ThO ₂ III	99,999	1280	9,682(10)	48,46 (9)	0,05	21,95(5)	10,34(5)
			1380	9,723 (8)	48,84 (9)	0,01	22,02(5)	10,41(5)
					arithm. Mittelwert:		21,93(4)	10,32(4)
					arithm. Mittelwert:			10,31(3)

^a Es wurden verwendet $b_0 = 5,805(4)$ fm [16].

Abb. 1. Beispiel einer Streukurve an ThO₂ (Hersteller I)

Die totalen Wirkungsquerschnitte bei 1,26 eV und 5,2 eV wurden durch Nutzung der Resonanzaktivierungs-Technik bestimmt wie beschrieben in [13, 11]. Bei 18,6 eV und 128 eV konnten die Wirkungsquerschnitte mit der Resonanzstreuungstechnik [14] gemessen werden. Für Wirkungsquerschnittsmessungen bei 143 keV stand das Spaltspektrum der am FRM installierten Neutronentherapie-Anlage [15] nach Einbau eines Silizium-Filters zur Verfügung. Si hat bei 188 keV eine ausgeprägte s-Resonanz, deren Streuung mit der Potentialstreuung so stark interferiert, daß bei 143 keV ein offenes Fenster entsteht. Hinter dem Si-Filter von 124 cm Länge und einem Zusatzfilter von 2,3 cm Ti betrug die Neutronenstromdichte $1,4 \times 10^5$ [s⁻¹ cm⁻²], wobei 80% der Neutronen in einem Fensterbereich von 143 ± 10 keV und nur 2% über 160 keV lagen.

gemisch bekannter Streudichte $(Nb)_F$. Wenn durch Variation von $(Nb)_F$ die Streudichte von Probe $(Nb)_p$ und Flüssigkeit gleich groß werden, verschwindet die Kleinwinkelstreuung, so daß aus dem Gleichgewichtspunkt die Streulänge des Probenmaterials berechnet werden kann. Technik und Auswertung sind im einzelnen in [10, 11] beschrieben.

Mit demselben Neutronenstrahl wurden Transmissionsmessungen an Pulver- und Festproben durchgeführt, um den totalen Wirkungsquerschnitt σ_t zu bestimmen. Einzelheiten der Methode zur Messung an Pulvern sind in [12] erläutert.

4. Messungen und Ergebnisse

4.1. Streulängen

Eine typische Streukurve für ein Christiansenfilter ist in Abb. 1 gezeigt. Dargestellt ist der relative Kleinwinkelstreuanteil p über der Streudichte des Flüssigkeitsgemisches. Das tiefe Minimum mit einer kleinen Reststreuung von $p_0 = 0,05$ ist ein Zeichen für eine gute Homogenität der Probe.

Die physikalischen Daten der verwendeten Substanzen und die Meßwerte sind in Tab. 1 zusammengestellt. Für die Thoriumoxide unterschiedlicher

Reinheit von verschiedenen Herstellern ergeben sich innerhalb des Fehlers übereinstimmende Ergebnisse für die Th-Streulänge mit einem arithmetischen Mittel von $b = (10,31 \pm 0,03)$ fm.

Zum Vergleich stehen die folgenden Literaturwerte zur Verfügung:

$b = 10,08$ (4) fm [17]	(empfohlener Wert),
$b = 10,09$ (9) fm [19]	(Neutronenbeugung an ThO ₂ -Kristallen),
$b = 9,8$ (1) fm [20]	(Neutronenbeugung an ThO ₂ -Pulver),
$b = 10,63$ (1) fm [21]	(Interferometrie an Th-Blech),
$b = 10,52$ (3) fm [22]	(Interferometrie an Th-Blech),
$b = 9,84$ (3) fm [1, 18]	(aus Transmissionsmessung bei 1,44 eV berechnet).

Diese Streulängenwerte differieren weit mehr, als es die angegebenen Fehlerbreiten erwarten lassen. In drei Fällen sind dafür Gründe bekannt.

Die in [21] und [22] verwendeten Proben, die uns Dr. Kischko freundlicherweise mitsamt Reinheitszertifikat überlassen hat, enthielten Verunreinigungen (siehe 3.1.), deren Effekte vermutlich in beiden Arbeiten unterschätzt wurden. Mit einer vollständigen Korrektur von $\Delta b = -0,30$ (8) fm folgt in guter Übereinstimmung mit unserem Meßwert:

$$b = 10,33$$
 (8) fm bzw. $b = 10,22$ (9) fm.

Die Streulänge nach [18] wurde aus dem totalen Wirkungsquerschnitt bei 1,44 eV berechnet, wozu Absorption und Resonanzparameter bekannt sein müssen. Bei Anwendung der in Absatz 4.4 angepaßten gebundenen Zustände erhält man aus [18] $b = 10,31$ (8) fm, also einen Wert, der mit der Messung dieser Arbeit übereinstimmt.

4.2. Potentialstreuradius

Bei 143 keV wurde als mittlerer totaler Wirkungsquerschnitt $\langle \sigma_t \rangle = 12,47$ (30) b an metallischem Thorium wie auch an ThO₂ gemessen. Die Subtraktion des nichtelastischen $\sigma_{\text{non}} = 0,75$ (10) b [3] bzw. $\sigma_{\text{non}} = 0,67$ (3) b [30] und des Absorptions-Querschnitts $\sigma_a = 0,17$ (2) [2, 3] führt zum elastischen Streuquerschnitt

$$\langle \sigma_s \rangle = 11,55$$
 (32) b.

Mit den Stärkefunktionen $S_0 = 0,856$ (1) $\cdot 10^{-4}$ [2], $S_1 = 1,48$ (7) $\cdot 10^{-4}$ [17] und $S_2 = 1,12$ (6) $\cdot 10^{-4}$ [17] können die partiellen Wirkungsquerschnitte σ_{pot}^l für die Potentialstreuung mit den Drehimpulsen $l = 0, 1, 2$

zu $\sigma_{\text{pot}}^0 = 8,7$ (2) b, $\sigma_{\text{pot}}^1 = 0,39$ (2) b und $\sigma_{\text{pot}}^2 = 0,028$ b berechnet werden. Die elastische Streuung durch „Compound“-Reaktionen $\langle \sigma_{\text{comp}}^l \rangle$ ergibt die folgenden Beiträge von $\langle \sigma_{\text{comp}}^0 \rangle = 0,83$ (1) b, $\langle \sigma_{\text{comp}}^1 \rangle = 1,47$ (7) b und $\langle \sigma_{\text{comp}}^2 \rangle = 0,12$ (1) b, die für thermische Neutronenenergie gegen 0 gehen.

Aus $\langle \sigma_{\text{pot}}^0 \rangle$ leitet sich der Potentialstreuradius R' (für $E = 0$ und $l = 0$) zu $R' = 9,6$ (2) fm ab, der gut mit 9,72 fm nach [24] und mit dem empfohlenen Wert 9,65 (8) fm nach [17] übereinstimmt.

Wegen der kleineren Standardabweichung haben wir den empfohlenen Wert für R' verwendet, um nach (6) die freie Resonanzstreulänge zu berechnen $a_r = a_r(E > 0) + a_r(E < 0) = +0,62$ (9) fm.

Mit den in [17] aufgelisteten Resonanzparametern folgt für den Energiebereich 0–4000 eV $a_r(0 < E < 4000)$ = $-1,02$ (2) fm; hinzu kommt der Beitrag der nicht aufgelösten s-Resonanzen, der über die Stärkefunktion S_0 im Bereich 4–50 keV zu $a_r(E > 4 \text{ keV}) = -0,50$ (3) fm berechnet wurde. Damit ergibt sich ein Beitrag von Resonanzen unterhalb der Bindungsenergie von $a_r(E < 0) = +2,14$ (10) fm.

4.3. Absorption

Die Transmissionsmessungen bei $12,2 \pm 0,2$ Å ergaben für metallische Th-Proben einen totalen Wirkungsquerschnitt von $\sigma_t = 50,8$ (6) b. Mit den Korrekturen für die Verunreinigungen (siehe 3.1.) $\Delta \sigma_{\text{verun}} = 0,6$ (1) b und für die inelastische Streuung $\sigma_{\text{inel}} = 0,4$ (1) b (Debye-Temperatur von $\Theta = (200 \pm 60)$ K [31]) folgt für die Absorption $\sigma_a(0,55 \text{ meV}) = 49,8$ (6) b und entsprechend für thermische Energie

$$\sigma_a(0,0253 \text{ eV}) = 7,34$$
 (9) b.

Dieser Wert stimmt mit den folgenden Referenzen gut überein:

$$\begin{aligned} \sigma_a &= 7,37 \text{ (6) b} & [17], \\ \sigma_a &= 7,36 \text{ (5) b} & [2], \\ \sigma_a &= 7,49 \text{ b} & [3]. \end{aligned}$$

4.4. Streuwirkungsquerschnitte

Die gewichteten Mittelwerte der gemessenen totalen Wirkungsquerschnitte sind in Abb. 2 zusammen mit Literaturwerten dargestellt. Die Auswertung wurde schrittweise in Tab. 2 vollzogen. Bei den Energien 5,19 eV und 128 eV ist der Neutronenstrahl mit Th gefiltert worden, um Effekte aus der Überlagerung der Resonanzen des Probenmaterials mit Nebenresonanzen

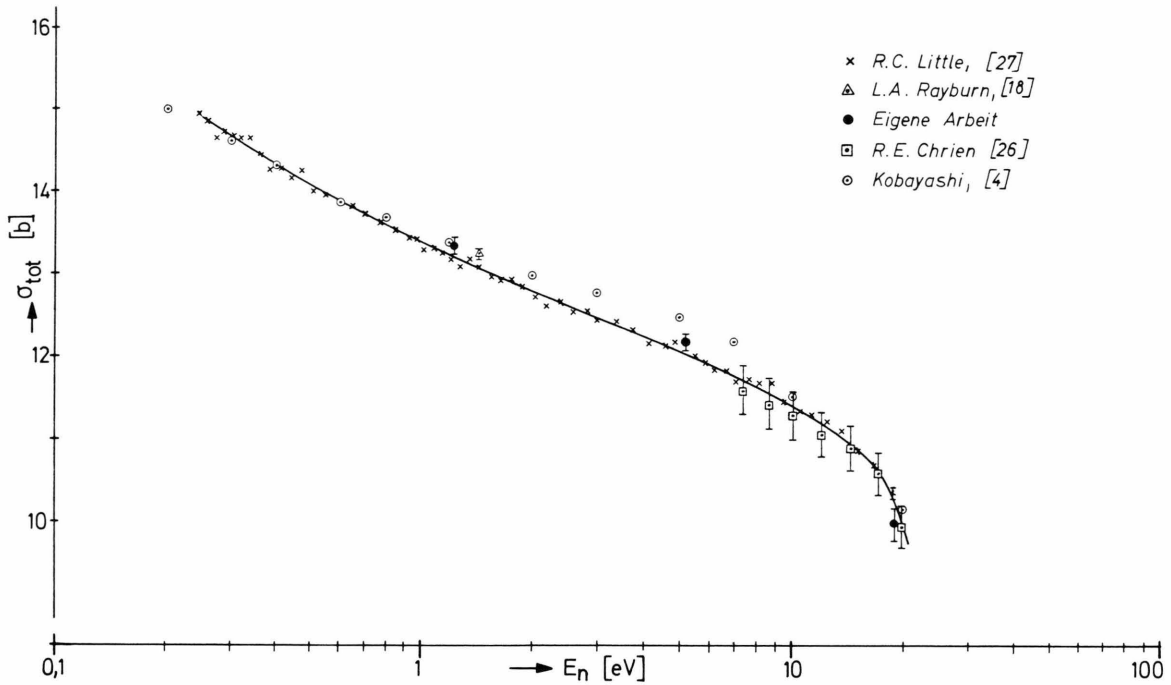


Abb. 2. Der totale Wirkungsquerschnitt über der Neutronenenergie; Vergleich der eigenen Messung mit Literaturwerten.

Tab. 2. Auswertung der Transmissionsmessungen im eV-Energiebereich, σ in b.

Nr.		E (eV)			
		1,26(1)	5,19(1)	18,6(1,0)	128(7)
1	$\sigma_{\text{gemessen, Metallproben}}$	13,56 (8)	12,30(13)	10,12(15)	15,2 (3)
2	$\Delta\sigma_{\text{Verunreinigungen}}$	-0,18 (5)	-0,18 (5)	-0,18 (5)	-0,18(5)
3	$\sigma_{\text{total, Metallproben}}$	13,38(10)	12,12(14)	9,94(16)	15,0 (3)
	$\sigma_{\text{total, ThO}_2}$	20,87(11)	19,95(21)	—	—
	$\sigma_{\text{total, Th aus ThO}_2}^a$	13,35(11)	12,43(21)	—	—
	gew. Mittelwert	13,37 (8)	12,18(13)	9,94(16)	15,0 (3)
4	σ_γ [26, 2, 29]	-0,73 (7)	-0,23 (5)	-0,40 (5)	-2,1 (5)
5	σ_s , frei	12,64(11)	11,95(14)	9,54(17)	12,9 (6)
6	σ_s , gebunden	12,75(11)	12,05(14)	9,62(17)	13,0 (6)
7	$\Delta\sigma_{\text{ne}}$ [5]	-0,27 (1)	-0,29 (1)	-0,31 (1)	-0,31(1)
8	$\Delta\sigma_{\text{Res.}}(E_0 > 0)$ [17, 25]	+0,03 (1)	+0,15 (1)	+1,64 (2)	-2,6 (4)
9	σ_0 , gebunden	12,51(11)	11,91(15)	10,95(17)	10,1 (7)
10	$4\pi b^2(E=0) = 13,34(11)$				
11	$\Delta\sigma_{\text{Res.}}(E_0 < 0)$, erforderlich	0,83 (1)	1,43(19)	2,39(20)	3,2 (7)
	σ_γ berechnet aus den Resonanzparametern:				
12	$\Delta\sigma_{\gamma \text{ Res.}}(E_0 > 0)$ [17]	0,07 (1)	0,05 (1)	0,32	$\langle 2,1 \rangle^b$
13	$\Delta\sigma_{\gamma \text{ Res.}}(E_0 < 0)$ aus Fit dieser Arbeit	0,64	0,12	0,02	0,0
14	$\Delta\sigma_{\gamma \text{ gesamt}}$	0,71	0,17	0,34	2,1
15	$\Delta\sigma_{\text{Res.}}(E_0 < 0)$ mit Fit dieser Arbeit	0,64	1,55	2,45	3,9

^a mit $\sigma_0 = 3,761(7)$ [16]. – ^b σ_γ aus Faltung mit dem effektiven Spektrum.

zen der Detektoren zu reduzieren. Mit einer nahezu energieunabhängigen Korrektur von $0,01(1) b$ für metallische Verunreinigungen und $0,17(5) b$ für adsorbierte Gase folgen die in Tab. 2, Zeile 3 aufgelisteten totalen Wirkungsquerschnitte für Th. Durch die Messungen an den ThO_2 -Proben konnten diese Werte bestätigt werden.

Da der Absorptionsquerschnitt im eV-Bereich nicht nach dem $1/v$ -Gesetz verläuft, wurden für 1,26 eV, 5,19 eV und 18,6 eV die Meßwerte und Entwicklungen von Lundgren [29], Chrien [26] und Vasiliu [2] verwendet. Die Absorptionswerte von Little [27] wurden nicht berücksichtigt, da sie systematisch um mehr als 4 Fehlerbreiten über den anderen Literaturwerten liegen. Auch kann deren Energieabhängigkeit durch gebundene Zustände nicht vernünftig erklärt werden.

Thorium hat bei 129,2 eV eine schmale s-Resonanz. Deswegen wurde die Absorption bei der nominellen Energie der Co-Streuresonanz bei 132 eV aus einer stufenförmigen Faltungskurve von $\sigma_{\gamma\text{Th}}(E)$ mit dem effektiven Neutronenspektrum bestimmt, was mit einer relativ großen Unsicherheit verbunden ist.

Vom gebundenen Streuwirkungsquerschnitt wird der nach (3) berechnete Elektronenbeitrag abgezogen und der Resonanzbeitrag für alle Resonanzen bei positiver Energie nach [17] mit (4) berücksichtigt. Unter der Bedingung, daß die Resonanzparameter in [17] richtig und vollständig sind, liefert dies Werte für σ_0 , die sich von $4\pi b^2$ nur durch den Beitrag der gebundenen Zustände bei negativer Energie unterscheiden.

Die Arbeiten [2, 17, 26, 27, 29] enthalten Angaben über Energielage und Breite nur eines gebundenen Zustandes. Die Anpassung wurde jeweils so getroffen, daß der Verlauf des Absorptionsquerschnittes mit der Energie gut beschrieben ist. Es ist jedoch nicht möglich, mit nur einem Niveau sowohl die Absorption als auch die Streuung richtig wiederzugeben.

Die Annahme von zwei gebundenen Zuständen, nämlich bei den Energien $-4,4$ eV und -230 eV und mit den reduzierten Breiten Γ_n^0 von 2,0 meV und 145 meV, liefert Werte für den Streuquerschnitt entsprechend seiner Energieabhängigkeit, die mit den Meßwerten dieser Arbeit gut übereinstimmen (Tab. 2, Zeilen 11 und 15). Beide Niveaus ergeben eine

Resonanzkorrektur an der freien Streulänge von $a_r = +2,17$ fm, ebenfalls in guter Übereinstimmung mit dem erwarteten Wert gemäß 4.2. von $+2,14(10)$ fm.

Setzt man die Mittelwerte der γ -Strahlungsbreiten für Resonanzen bei positiver Energie $\langle \Gamma_\gamma \rangle = 21(1)$ meV auch für die gebundenen Zustände bei negativer Energie an, so erhält man eine Absorption bei 0,0253 eV von $\sigma_\gamma = 9,4(5) b$ und damit einen Wert, der deutlich höher liegt als der erwartete Wert von $6,88(9) b$, der sich aus der gemessenen Absorption $\sigma_\gamma = 7,34(9) b$ abzüglich des Beitrages aller Resonanzen bei positiver Energie von $\Delta\sigma_\gamma = 0,46(2) b$ ergibt.

Eine gute Anpassung wird erreicht durch Reduzierung der γ -Breite bei $-4,4$ eV auf $\Gamma_\gamma = 16$ meV. Die mit diesen Resonanzparametern berechneten Absorptionswerte sind in Tab. 2, Zeilen 12 bis 14 aufgelistet; sie stimmen innerhalb des Vertrauensbereiches mit den gemessenen Wirkungsquerschnitten (Zeile 4) überein.

5. Schlußbetrachtung

Die Meßwerte dieser Arbeit liefern einen neuen Datensatz zur Beschreibung der Wechselwirkung von Neutronen mit Thorium. Um sowohl für die Energieabhängigkeit von Absorption als auch der von Streuung konsistente Parameter zu erhalten, ist mehr als ein gebundener Zustand zu fordern.

Die bisher angegebenen Daten eines gebundenen Zustandes beschreiben lediglich die Absorption. Die in 4.4. genannten Parameter für zwei gebundene Zustände ergeben eine gesamte Konsistenz. – Es existieren noch weitere mögliche Kombinationen von zwei Niveaus zur Anpassung der Energieabhängigkeit von Streuung und Absorption, jedoch entfernt sich die Absorptionsbreite der Resonanzen deutlich von deren erwartetem Mittelwert. Das war der Grund, die in 4.4. stehende Kombination zu favorisieren.

Für finanzielle Unterstützung sei dem Bundesministerium für Forschung und Technologie gedankt. Dem Reaktorpersonal danken wir für permanente Hilfe. Schließlich gilt unser Dank Herrn Dr. Kischko, Grenoble, für das Überlassen von Th-Proben.

- [1] L. Koester, H. Rauch, M. Herkens u. K. Schröder, KFA Jülich 1755 (1981).
- [2] G. Vasiliu, S. Mateescu *et al.*, INDC (RUM)-10 (1980).
- [3] T. Ohsawa u. M. Ohta, J. Nucl. Sci. Technol. **18**, 408 (1981).
- [4] K. Kobayashi, F. Fujita u. S. Asano, NEANDC (J) 75/U (1981).
- [5] G. Placzek, Phys. Rev. **82**, 392 (1951); **86**, 377 (1952).
- [6] L. Koester, W. Waschkowski u. J. Meier, Z. Physik A – Atomic Nuclei **329**, 229 (1988).
- [7] K. Binder, Phys. Stat. Sol. **41**, 767 (1970).
- [8] L. Koester, W. Waschkowski u. J. Meier, Z. Physik A – Atomic Nuclei **326**, 185 (1987).
- [9] D'Ans Lax, Taschenbuch für Chemiker und Physiker, Band 1, 3. Aufl., Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York 1967.
- [10] L. Koester u. K. Knopf, Z. Naturforsch. **26a**, 391 (1971).
- [11] L. Koester, Neutron Scattering Lengths and Fundamental Neutron Interactions. Springer Tracts in Modern Physics, Vol. 80, pp. 26–33. Berlin, Heidelberg, New York 1977.
- [12] L. Koester, K. Knopf u. W. Waschkowski, Z. Physik A **287**, 61 (1978).
- [13] W. Waschkowski u. L. Koester, Z. Naturforsch. **31a**, 115 (1976).
- [14] W. Dilg u. H. Vonach, Nucl. Instr. Meth. **100**, 83 (1972).
- [15] L. Koester, Nucl. Sci. Appl. **2**, 79 (1984).
- [16] L. Koester, K. Knopf u. W. Waschkowski, Z. Physik A **292**, 95 (1979).
- [17] S. F. Mughaghab, M. Divadeenam u. N. E. Holden, Neutron Cross Section, Vol. 1, Part B, Academic Press Inc., New York 1984).
- [18] L. A. Rayburn u. E. O. Wollan, Nucl. Phys. **61**, 381 (1965).
- [19] B. T. Wills, Proc. Roy. Soc. A **274**, 122 (1963).
- [20] R. B. Roof, G. P. Arnold u. K. A. Gschneider, Acta Cryst. **15**, 351 (1962).
- [21] A. Boeuf, R. Caciuffo, J. M. Fournier, L. Manes, J. Kischko, F. Rustichelli u. T. Wroblewski, Genoble, private Mitteilung, 1983.
L. Koester, H. Rauch u. M. Herkens, IAEA 2517/RB (1983).
- [22] A. Boeuf, U. Bonse, R. Caciuffo, J. M. Fournier, L. Manes, J. Kischko, F. Rustichelli u. T. Wroblewski, Acta Cryst. B **41**, 81 (1985).
- [23] F. Rahn, H. S. Camarda, G. Hacken, W. W. Havens, H. T. Lion, J. Rainwater, M. Slagowitz u. S. Wynchank, Phys. Rev. C, Vol. 6, 5, 1854 (1972).
- [24] H. S. Camarda, Phys. Rev. C, Vol. 9, 1, 28 (1973).
- [25] D. K. Olsen, R. W. Ingle u. J. L. Portney, ORNL (1981).
- [26] R. E. Chrien, H. I. Lion, M. J. Kenney u. M. L. Stelts, Nucl. Sci. Eng. **72**, 202 (1979).
- [27] R. C. Little, R. C. Block u. D. R. Harris, Nucl. Sci. Eng. **79**, 175 (1981).
- [28] T. Ohsawa u. M. Otha, J. Nucl. Sci. Techn. **18**, 408 (1981).
- [29] G. Lundgren, Nucleonik **11**, 61 (1968).
- [30] L. L. Litwinskij, V. P. Vertebnyi, B. A. Libman u. A. V. Murzin, Neitronnaya Fisika, Vol. 2, Int. Conf. on Phys., Sept. 14–18, Kiew 1987.
- [31] Gmelin, Handbuch der Anorganischen Chemie, Th-Ergänzungsband C 1, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York 1978.