

# Präzise Messung der totalen Wirkungsquerschnitte von Wismut, Blei, Silizium und Kohlenstoff für 130 eV-Neutronen

W. DILG \* und H. VONACH

Physik-Department der Technischen Universität München

(Z. Naturforsch. **26 a**, 442—450 [1971]; eingegangen am 19. November 1970)

Herrn Prof. Dr. H. Maier-Leibnitz zum 60. Geburtstag gewidmet

A precise transmission measurement of the cross sections of Bismuth, Lead, Silicone and Carbon for 130 eV neutrons (Co-resonance) has been carried out. A new resonance method has been applied, using epithermal reactor neutrons, which have been scattered twice from Co-foils. — We obtained the total 130 eV cross sections: Bi:  $9,182 \pm 0,007$  b, Pb:  $11,295 \pm 0,009$  b, Si:  $2,0442 \pm 0,0018$  b, C:  $4,746 \pm 0,007$  b. From these results the coherent nuclear scattering lengths (bound), Bi:  $8,646 \pm 0,005$  fm, Pb:  $9,524 \pm 0,004$  fm, C:  $6,660 \pm 0,006$  fm, have been calculated, under consideration of various corrections (absorption, Schwinger-scattering, Incoherence, Neutron-Electron-Interaction, energy-dependence of nuclear-scattering).

## I. Einleitung

Das Experiment wurde durchgeführt im Rahmen eines FRM-Meßprogramms<sup>1</sup> zur Neubestimmung der nichtmagnetischen Neutron-Elektron-Wechselwirkung. Diese Wechselwirkung, eine der fundamentalen Eigenschaften des Neutrons, ist charakterisiert durch eine Streulänge der Größenordnung  $10^{-16}$  cm, die ein genaues Maß für die Steigung des elektrischen Formfaktors des Neutrons bei kleinem Impulsübertrag

$$(dG_E^n(q^2)/dq^2)_{q=0}$$

darstellt<sup>2</sup>.

Am FRM wird, zur Bestimmung der Neutron-Elektron-Streulänge mit einem neuen Verfahren, die Streuung langsamer Neutronen an Wismut und Blei untersucht, Elementen hoher Ordnungszahl mit geringer Absorption und Inkohärenz. Man mißt dazu einerseits mit Hilfe der Totalreflexion subthermischer Neutronen die Atomstreulänge

$$a = a_K + Z a_e, \quad (1)$$

Sonderdruckanforderungen an Dr. H. VONACH, Physik-Department E 14 der Techn. Hochschule München, D-8000 München 2, Arcisstraße 21.

\* Auszug aus der von der Fakultät für Allgemeine Wissenschaften der Technischen Hochschule München genehmigten Dissertation (Tag der Promotion: 13. 7. 1970).

\*\*  $A'$  bezeichnet das Verhältnis  $M_A/M_n$  der Atom- und Neutronenmasse.

\*\*\* Vgl.: L. KOESTER u. P. SCHACHT, Z. Angew. Physik [1971], im Druck.

\*\*\*\* Steinheil Lear-Siegler, München-Ismaning.

<sup>1</sup> L. KOESTER, K. BINDER, W. DILG, P. FEHSENFELD, N. NISTLER, N. NÜCKER u. W. D. TRÜSTEDT, Gruppenbericht auf der Fachausschußtagung Kernphysik der DPG, Eindhoven, April 1970.

die sich kohärent aus den Streuamplituden vom Kern und den Elektronen zusammensetzt. Andererseits wird die kohärente Kernstreulänge  $a_K$  allein aus dem inkohärenten und dem freien Streuquerschnitt

$$\sigma_{\text{frei}} = \left( \frac{A'}{A'+1} \right)^2 [4\pi(a_K^2 + 2Z\bar{f}a_e a_K) + \sigma_{\text{inc}}]$$

bestimmt<sup>\*\*</sup>, wobei der Elektronenformfaktor  $\bar{f} \ll 1$  ist.

Die Atomstreulängen für Blei und Wismut wurden von NÜCKER<sup>3</sup>, am Schwerkraftrefraktometer nach MAIER-LEIBNITZ<sup>4</sup> und KOESTER<sup>5</sup>, präzise gemessen; die sehr kleinen inkohärenten Querschnitte wurden von SCHERM<sup>6</sup> bestimmt. Die freien Streuquerschnitte ergeben sich schließlich aus den in Transmission gemessenen Wirkungsquerschnitten für epithermische Neutronen, mit geringen Korrekturen für Absorption, Festkörpereffekte und Schwingerstreuung (BINDER<sup>7</sup>). Hierzu wurden Transmissionsexperimente mit einer Borfilter-Differenzmethode (TRIFTSHÄUSER<sup>8</sup>), mit Resonanz-Ak-

<sup>2</sup> F. J. ERNST, R. G. SACHS u. K. C. WALL, Phys. Rev. **119**, 1105 [1960]. — B. M. CASPER u. F. GROSS, Phys. Rev. **155**, 1607 [1967].

<sup>3</sup> N. NÜCKER, Z. Physik **227**, 152 [1969], und Dissertation, Physik-Department der TH München 1968.

<sup>4</sup> H. MAIER-LEIBNITZ, Z. Angew. Physik **14**, 738 [1962].

<sup>5</sup> L. KOESTER, Z. Physik **182**, 328 [1965].

<sup>6</sup> R. SCHERM, Nukleonik **12**, 4 [1968].

<sup>7</sup> K. BINDER, PTHM-FRM-101, April 1970.

<sup>8</sup> W. TRIFTSHÄUSER, Z. Physik **186**, 23 [1965].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

tivierungsmethoden<sup>\*\*\*</sup> (1–18 eV, FEHSENFELD<sup>9</sup>, WASCHKOWSKI<sup>10</sup>), und in dieser Arbeit mit einer Co-Resonanz-Streumethode (130 eV) durchgeführt.

Vorteile einer Messung im 100 eV-Bereich sind, daß Festkörpereffekte sicher keine Rolle mehr spielen, die Elektronenformfaktoren  $\bar{f}$  von der Größenordnung  $10^{-2}$  und deshalb die erwähnten Korrekturen zum Meßwert  $<10^{-3}$  sind. — Da der Elektronenterm im Streuquerschnitt nur einen Effekt von 3% verursacht (zwischen  $\bar{f}=0$  und  $\bar{f}=1$ ), mußten Gesamtfehler  $<0,1\%$  für die Querschnitte von Wismut und Blei angestrebt werden.

Eine Messung ähnlicher Genauigkeit an Si erschien interessant, nachdem die Atomstreulänge von SHULL<sup>11</sup> mit einer neuen Methode (Pendellösungs-Interferenzen in Bragg-Reflexen) sehr präzise bestimmt worden war. Frühere Transmissionsmessungen<sup>12–14</sup> sind weder miteinander noch mit SHULL's Ergebnis in Übereinstimmung. — Auch die C-Streu-länge, die als Standard für die np-Streu-länge von Bedeutung ist<sup>15</sup>, kann in Transmission sehr genau gemessen werden (HOUK und WILSON<sup>16</sup>). Eine Neubestimmung war insbesondere von Interesse

in Zusammenhang mit laufenden Messungen an Kohlenwasserstoffen am Schwerkraftrefraktometer (NISTLER und KOESTER<sup>17</sup>).

## II. Meßmethode

Es wurde eine, von MAIER-LEIBNITZ vorgeschlagene, Resonanzmethode angewandt, bei der epithermische Reaktorneutronen zweifach an Co-Folien gestreut werden. Dieses Verfahren ermöglicht die Isolierung eines 130 eV Neutronenspektrums geringer Bandbreite, wobei der Untergrund schneller Neutronen sehr klein gehalten werden kann.

Das Experiment wurde am durchgehenden Strahlrohr FD des FRM durchgeführt, das tangential am Reaktorkern vorbeiführt (Abb. 1). Als „Quelle“ wurde eine dünne Co-Folie (1) in die kernnächste Position gebracht. Sie streut stark Neutronen mit Energien nahe der Co-Resonanz bei 130 eV, während für andere Neutronen die Streuwahrscheinlichkeit in der Folie, gegeben durch Potentialstreuung, nur von der Größenordnung  $10^{-3}$  ist. Bei geeigneter Kollimierung (2) enthält der aus dem Reaktor

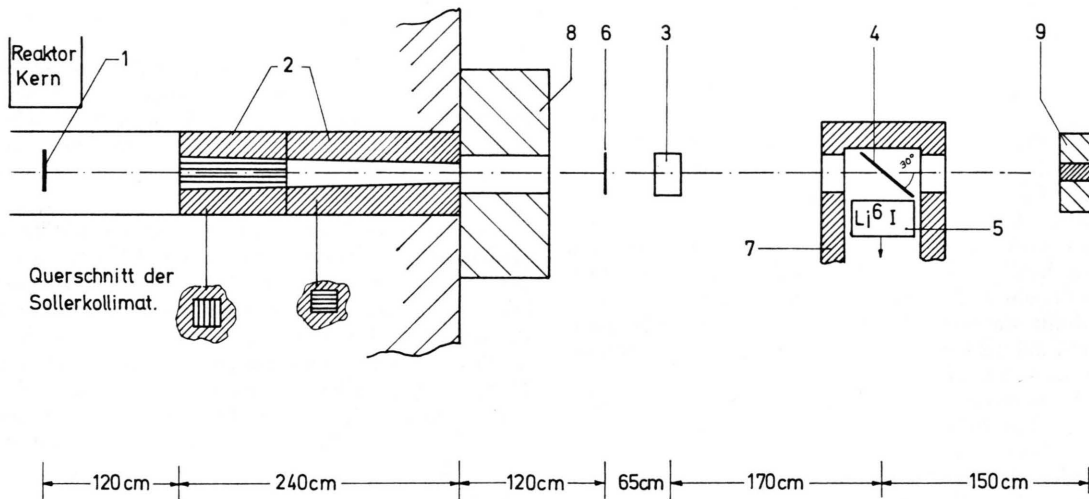


Abb. 1. Experimentelle Anordnung (horizontaler Schnitt, schematisch): 1 Kobaltfolie am Reaktorkern ( $3,5 \times 3,5 \text{ cm}^2 \times 10 \text{ mg/cm}^2$ ); 2 Sollerkollimatoren mit je vier durchgehenden Blenden aus 0,7 mm Eisenblech; 3 Probe; 4 Kobaltfolie am Detektor ( $50 \text{ mg/cm}^2$ ); 5  $\text{Li}^6\text{J}(\text{Eu})$ -Detektor  $2'' \phi \times 1''$ ; 6 Kobalt-Filter zur Differenzmessung (27 bzw. 100 bzw.  $430 \text{ mg/cm}^2$ ); 7 Detektorabschirmung; 8 Abschirmung; 9 Strahlfänger.

<sup>9</sup> P. FEHSENFELD, Dissertation, Physik-Department der TU München 1970.  
<sup>10</sup> W. WASCHKOWSKI, Physik-Department der TH München, unveröffentlicht.  
<sup>11</sup> C. G. SHULL, Phys. Lett. **21**, 1585 [1968].  
<sup>12</sup> D. J. HUGHES et al., Neutron Cross Sections, BNL 325 [1958, 1966].

<sup>13</sup> J. P. NIKLAUS, R. SIMSON, W. TRIFTSHÄUSER u. W. SCHMATZ, Z. Physik **190**, 295 [1966].  
<sup>14</sup> L. A. RAYBURN u. E. O. WOLLAN, Nucl. Phys. **61**, 381 [1965].  
<sup>15</sup> W. C. DICKINSON, L. PASSELL u. O. HALPERN, Phys. Rev. **126**, 632 [1962].  
<sup>16</sup> T. L. HOUK u. R. WILSON, Rev. Mod. Phys. **39**, 546 [1967].  
<sup>17</sup> N. NISTLER u. L. KOESTER, private Mitteilung.

austretende Strahl praktisch nur Neutronen, die von der Co-Quellfolie kommen.

Der Strahl durchläuft die Probenposition (3) und trifft weiter auf eine zweite Co-Folie (4). Sie streut wiederum selektiv 130 eV Neutronen, die zum Teil seitlich im Detektor, einem  $\text{Li}^6\text{J}$ -Szintillationskristall, nachgewiesen werden. Zur Bestimmung der Proben-transmission werden vier Zählraten  $Z$ ,  $Z_P$ ,  $Z_F$ ,  $Z_{PF}$  gemessen. Die Indizes deuten an, daß die Messung mit Probe, bzw. einem Differenz-Filter (6) aus Co, im Strahl durchgeführt wird. Die Transmission und der totale Wirkungsquerschnitt für 130 eV Neutronen folgen aus

$$T = \exp(-n\sigma) = (Z_P - Z_{PF}) / (Z - Z_F). \quad (3)$$

Die in der beschriebenen Anordnung erreichte Intensität ( $Z \approx 800/\text{sec}$ ) ermöglicht Präzisionsmessungen in relativ kurzer Zeit. Dabei ist, infolge der hohen Selektivität durch die Doppelstreuung und zusätzliche Filterdifferenzmessung, der Beitrag schneller Neutronen zum Spektrum nur von der Größenordnung 0,1% (vgl. III.3). Ein weiterer Vorteil, gegenüber Resonanzaktivierungsmethoden, ist schließlich, daß zyklische Kurzzeitmessungen (mit und ohne Probe bzw. Filter, vgl. III.4) durchgeführt werden können.

### III. Experimentelle Details

1. *Sollerkollimatoren*: Die beiden Sollerkollimatoren enthalten je vier horizontale bzw. vertikale durchgehende Blenden aus 0,7 mm Eisenblech im Kollimatorkanal, dessen Gesamtquerschnitt vom Reaktorinneren nach außen zu abnimmt. Vor und nach dem zweiten Kollimator wird der Strahl mit Cd gefiltert. Der mit einer Neutronenkamera gemessene Strahlquerschnitt war etwa  $1,8 \times 1,8 \text{ cm}^2$  in der Probenposition und  $2,8 \times 2,8 \text{ cm}^2$  am Detektor, die (volle) Strahl-divergenz  $< 0,8^\circ$ .

2. *Neutronendetektor*: Es wurde ein  $2'' \phi \times 1'' \text{Li}^6\text{J}$  (Eu)-Harshaw-Szintillationskristall auf einem RCA 6655 A Photomultiplier und konventionelle Elektronik verwendet. Der Detektor erfaßte, bezogen auf die Mitte der Streufolie (4), einen effektiven Raumwinkel um 12% von  $4\pi$ . Seine Nachweiswahrscheinlichkeit für 130 eV Neutronen liegt bei 40% (berechnet). Gegen niederenergetischen Gammauntergrund kann, aufgrund des  $Q$ -Werts von 4,8 MeV der  $\text{Li}^6(n, \alpha)T$ -Reaktion, gut diskriminiert werden (Impulshöhenspektrum s. Abb. 2). Das Untergrund/Neutronenpeak-Verhältnis über der Schwelle war 5%, bei einer Untergrund-Dosisleistung von 7 mr/h an der Meßstelle von benachbarten Experimenten.

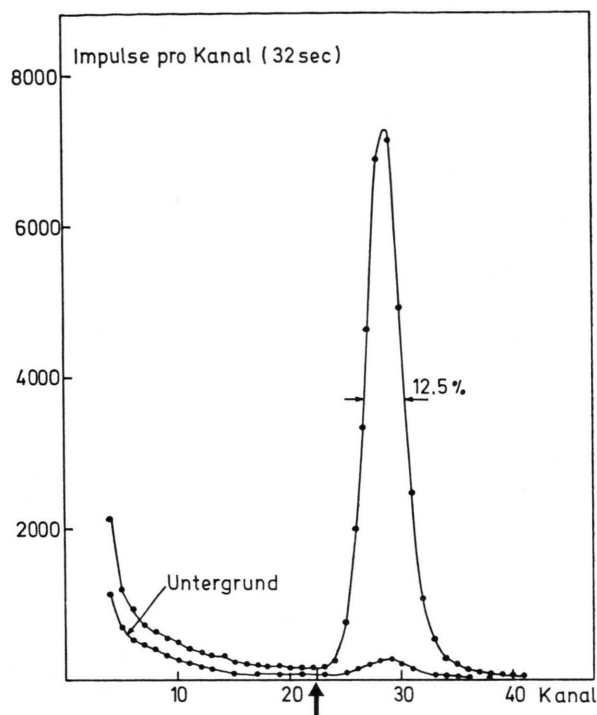


Abb. 2. Impulshöhenspektrum des  $\text{Li}^6\text{J}$ -Detektors (Pfeil: Diskriminatorschwelle bei den Transmissionsmessungen).

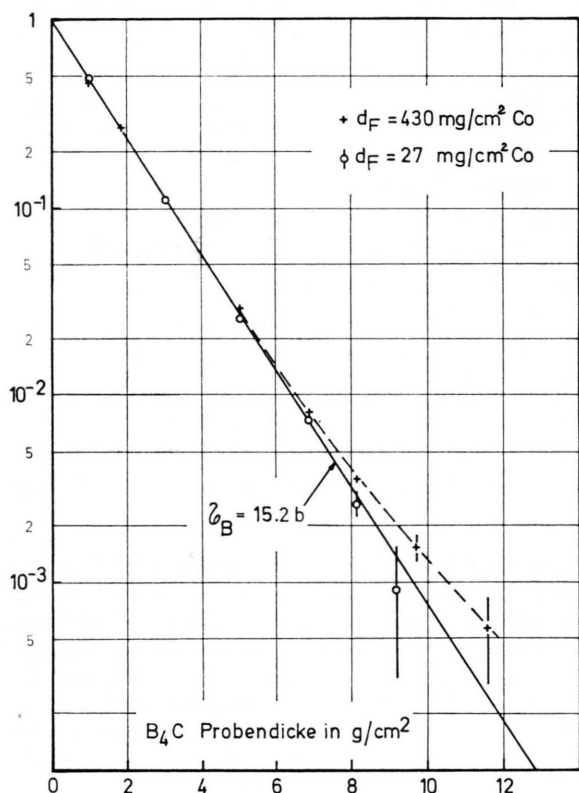
3. *Effektives Neutronenspektrum*: Das für die Transmissionsmessung wirksame Spektrum ist durch ein Produkt von drei Resonanzfunktionen (Doppelstreuung + Differenzmessung) mit der Detektoreffizienz (etwa  $E^{-1/2}$ ) und dem Fluß am Ort der Quellfolie (etwa  $dE/E$ ) gegeben.

Um die Güte des Spektrums experimentell zu überprüfen, wurden Testmessungen mit  $\text{B}_4\text{C}$ -Proben durchgeführt. Abbildung 3 zeigt die im Filterdifferenzverfahren gemessene Transmission als Funktion der  $\text{B}_4\text{C}$ -Probendicke. Sie fällt für dünne Filter über drei Größenordnungen exponentiell, entsprechend  $\sigma_{\text{Bor}} = 15,2 \text{ b}$ , ab, in Übereinstimmung mit dem, aus dem 130 eV-Querschnitt<sup>12</sup> von  $\text{B}^{10}$  und dem Streuquerschnitt<sup>18</sup> von  $\text{B}^{11}$ , berechneten Wert. Die Messung mit einem dicken Filter zeigt nur eine geringe härtere Komponente, die größenordnungsmäßig durch den rechnerisch geschätzten Anteil schneller Neutronen (siehe unten) zu erklären ist. — Die Ergebnisse entsprechender Messungen mit Co-Proben und ihre Interpretation sind in<sup>19</sup> angegeben, ebenso eine eingehende quantitative Diskussion des Spektrums, insbesondere hinsichtlich des Beitrags schneller Neutronen. Zusammenfassend ergab sich, aus der Rechnung und den Testmessungen, folgende Abschätzung für das wirksame Spektrum beim Filterdifferenzverfahren:

<sup>18</sup> F. P. MOORING, J. E. MONAHAN u. C. M. HUDDLESTON, Nucl. Phys. **82**, 16 [1966].

<sup>19</sup> W. DILG, Dissertation, Physik-Department der TU München 1970.

Filter:	430	100	27	mg Co/cm <sup>2</sup>
130 eV Resonanz- anteil				
$ E - E_{\text{Res}}  < 12 \text{ eV}$	$\approx 90$	$\approx 96$	$\approx 98$	%
$ E - E_{\text{Res}}  > 12 \text{ eV}$	$\approx 10$	$\approx 4$	$\approx 2$	%
5 keV Resonanz- anteil	$\approx 0,3$	$\approx 0,1$	$< 0,1$	%
andere Energien (integral)	$< 0,1$			%

Transmission  $Z_P - Z_{PF} / Z - Z_F$ Abb. 3. Transmission durch  $B_4C$ -Proben.

Die durch schnelle Neutronen verursachten Fehler für die Transmissionsmessungen an C, Si, Pb und Bi sollten folglich nur von der Ordnung  $1 \cdot 10^{-4}$  sein, da sich die Querschnitte dieser Elemente bei 5 keV nicht wesentlich von denen bei 130 eV unterscheiden.

4. *Meßautomatik:* Die Transmissionsmessungen erfolgten zyklisch, mit und ohne Probe bzw. Differenzfilter, in Intervallen von 150 bis 300 sec. Nach jedem Intervall wurde automatisch die Zählung gestoppt und ausgedruckt, und abwechselnd der Probenwechsler (drei Proben-, drei Leerstellungen) und der Filter-

wechsler (eine Filter-, eine Leerstellung) eine Position weitergedreht. So entstanden Meßreihen  $\dots Z, Z_P, Z_{PF}, Z_F, Z \dots$  und umgekehrt. Dieses Verfahren der zyklischen Filterdifferenzmessung mit kurzen Intervallen eliminiert

- Schwankungen des Reaktorflusses und der Elektronik.
- Fehler durch Langzeitänderungen des Untergrundes, da keine explizite Untergrundkorrektur nötig ist [Gl. (3)].
- einen eventuellen Beitrag von Gammaquanten im Strahl zu den Zählraten (gemessen:  $< 0,2\%$  von  $Z$ ), da die Gammatransmission für alle Differenzfilter  $> 98,5\%$  ist (für  $E_\gamma > 3 \text{ MeV}$ ).

5. *Proben:* Die wesentlichen Daten sind in Tab. I zusammengestellt. Die Atomzahl/Fläche  $= n$  der Proben [Gl. (3)] wurde nach

$$n = \rho l / A \quad (4)$$

aus den Dichten  $\rho$  und Längen  $l$  berechnet, mit

$$L = 6,02257 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$$

und den in Tab. 1 angegebenen Atomgewichten.

Die zur Strahlrichtung senkrechten Probenflächen waren plan und parallel geschliffen \*\*\*\* (Bi, Pb, Si), bzw. gedreht (Graphit). Ihr Abstand wurde mit Fehlern von 0,01 bis 0,02% gemessen. — Die Dichten der metallischen Proben wurden, durch Wägung in Luft und Wägung des Auftriebs in Wasser, ebenfalls auf 0,01 bis 0,02% genau bestimmt. Sie liegen, auch für die Polykristalle, nur geringfügig unter den aus der Kristallstruktur berechneten Maximalwerten (Tab. 1), was auf sehr gute Homogenität schließen läßt. — Die Dichten der Graphit-Polykristalle, aus Masse, Länge, und Durchmesser auf 0,06% genau ermittelt, lagen dagegen nur bei 80% des Kristallstrukturwerts. Bei zwei der verwendeten Graphitproben wurden nach Abschluß der Transmissionsmessungen Dichteinhomogenitäten der Größenordnung 0,5% festgestellt, vgl. IV.

6. *Geometriefehler und Korrekturen:* Die Stirnflächen der Proben waren optisch, mit Fehlern  $< 0,2^\circ$ , senkrecht zur Strahlachse einjustiert, die selbst durch drei Punkte auf einer Länge von 3 m auf  $< 0,1^\circ$  festgelegt war. Die für die Transmission wirksame Probenlänge lag, bedingt durch diese Justierfehler und die Strahldivergenz, um weniger als 0,01% über der tatsächlichen. — Ein weiterer Geometriefehler, durch die Einstreuung von Neutronen vom Filter bzw. der Probe in den Detektor, kann für die beschriebene Anordnung zu  $< 5 \cdot 10^{-5}$  abgeschätzt werden.

Die nach Gl. (3) berechneten Wirkungsquerschnitte wurden korrigiert

- für Zählratenverluste durch Totzeit. Ein Totzeitglied im Zählereingang erzeugte eine definierte, genau gemessene Totzeit von  $10,0 \pm 0,3 \mu\text{sec}$ . Die Korrekturen<sup>19</sup> betrugen damit 0,3 bis 0,8%, abhängig von der Proben- und Filtertransmission.
- für die Streuung des Strahls im Luftäquivalent der Proben bei der Messung von  $Z$  und  $Z_F$ . Die Korrektur<sup>19</sup> betrug  $+0,10$  bis  $0,15\%$  für die Querschnitte von C, Pb, Bi, und  $+0,40\%$  bei Si.



Tab. 1. Daten der Proben.

Element	Hersteller	Reinheit	Struktur	Dichte ( $\text{gem}^{-3}$ )	Länge (cm)
<i>Wismut</i>					
A: 208,98	Hollandse Metallurgische Industrie	99,99995	Einkristall	9,801	3,7467
$\rho_{\text{th}}$ : 9,807	Billiton, Arnheim		Polykristall	9,798	2,4865
			Polykristall	9,801	3,7727
			Polykristall	9,798	4,7387
<i>Blei</i>	wie Bi	99,9995	Polykristall	11,301	3,6191
A: 207,19		$0 \approx 6 \text{ ppm}$	Polykristall	11,313	5,4851
$\rho_{\text{th}}$ : 11,340		$H \approx 0,6 \text{ ppm}$			
<i>Silizium</i>		Halbleiterqualität	Einkristall	2,3290	6,989
A: 28,086		(Dotierungen	Einkristall	2,3289	7,355
$\rho_{\text{th}}$ : 2,329		$< 10^{-4} \text{ Atom}\%$ )	Einkristall	2,3291	15,185
<i>Graphit</i>	Schunk & Ebe GmbH	Spektralkohle	Polykristall	1,750	3,0027
A: 12,01115	Gießen	stranggepreßt	Polykristall	1,750	3,0022
$\rho_{\text{th}}$ : 2,25		Ca + Si + Mg + Fe	Polykristall	1,769	5,0061
		$< 10 \text{ ppm}$	Polykristall	1,771	5,0057
		$H < 4 \cdot 10^{-4} \text{ Atomanteil}$			

Spalte 1 enthält die verwendeten Atomgewichte und die aus der Kristallstruktur berechneten Maximaldichten. Spalte 3 nach Herstellerangaben. Die Fehler der Dichte- und Längenmessungen sind 0,01–0,02%, die der Dichtemessungen für Graphit 0,06%.

#### IV. Ergebnisse

Für alle Proben wurden Messungen mit drei Co-Differenzfiltern von 27, 100 und 430  $\text{mg}/\text{cm}^2$  Dicke durchgeführt, deren Durchlässigkeit  $(Z_F - U)/(Z - U)$  ( $U$  = Untergrund) etwa 50, 20 und 4,5% war. In etwa 100 Stunden Gesamtmeßzeit für jede Probe wurden Statistikfehler um 0,08% für die einzelnen Kombinationen Probe – Filter erreicht. Dabei waren in allen Fällen die mit den verschiedenen Filtern gemessenen Werte innerhalb der Statistik in Übereinstimmung, woraus folgt, daß der Einfluß schneller Neutronen auf die Ergebnisse tatsächlich nur von der Größenordnung  $10^{-4}$  war (vgl. III.3).

Bei Si, Pb und Bi war auch die Streuung der Resultate für die verschiedenen Proben allein durch die Statistik zu erklären. Als gewichtete Mittel der Einzelresultate<sup>19</sup> folgten die 130 eV Wirkungsquerschnitte

$$\begin{aligned} \text{Bi:} & \quad 9,182 \pm 0,007 \text{ b,} \\ \text{Pb:} & \quad 11,295 \pm 0,009 \text{ b,} \\ \text{Si:} & \quad 2,0442 \pm 0,0018 \text{ b.} \end{aligned}$$

Die angegebenen Fehler wurden berechnet durch quadratische Addition der dreifachen mittleren Fehler für die Mittelwerte ( $\approx 0,07\%$ ) und der geschätzten Maximalfehler für Probenlänge, Dichte, Justierung und die Korrekturen (alle 0,01 bis 0,02%). Die mittleren Fehler ergaben sich, gut übereinstimmend, sowohl aus der Streuung der Einzelresultate, als auch aus den Statistikfehlern der Einzelresultate nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz.

Bei Graphit wurden mit vier Proben zunächst bis zu 25 mb divergierende Werte gefunden, wobei für jede Probe die Resultate mit den drei Co-Filtern gut übereinstimmten. Eine wesentliche Verfälschung der Ergebnisse durch Wasserstoffverunreinigungen konnte ausgeschlossen werden, da eine Messung der  $(n, \gamma)$ -Einfangspektren mit thermischen Neutronen einen H-Atomanteil  $< 4 \cdot 10^{-4}$  für alle Proben ergab. Als Ursache der Abweichungen wurden schließlich Dichteinhomogenitäten bei zwei der Proben festgestellt.

Die Graphit-Proben, vom  $\phi$  30 mm bei den Transmissionsmessungen, wurden auf  $\phi$  18 mm (Strahlquerschnitt) abgedreht; dabei ergaben sich für zwei der Proben bis zu 0,6% kleinere Dichtewerte. Es wurden nun diese, im „wirksamen“ Volumen gemessen, Dichten zur Berechnung der Querschnitte verwendet. Damit war die Streuung der Resultate für die vier Proben nur 6 mb und durch die Statistik und die Fehler der Dichtemessungen zu verstehen.

Als Mittel ergab sich, mit einer zusätzlichen Korrektur von  $-4 \pm 4 \text{ mb}$  für mögliche Wasserstoffverunreinigungen, der 130 eV Querschnitt

$$\text{C:} \quad 4,746 \pm 0,007 \text{ b.}$$

Der Fehler wurde durch quadratische Addition der Maximalfehler der H-Korrektur, der Probendichte und des dreifachen mittleren Fehlers des Mittelwerts (berechnet aus der Streuung der Einzelresultate) ermittelt.

# V. Berechnung der kohärenten Kernstreulängen

Die Rechnung geht davon aus, daß sich die totalen 130 eV-Wirkungsquerschnitte folgendermaßen zusammensetzen

$$\sigma_{\text{frei}} = \left( \frac{A'}{A'+1} \right)^2 [4\pi(a_K^2 + 2Z\bar{f}a_e a_K + Z^2\bar{f}^2 a_e^2) + \sigma_{\text{inc}} + \sigma_{\text{Schwinger}}] + \sigma_{\text{abs}}. \quad (5)$$

Die einzelnen Terme werden im folgenden kurz diskutiert, ihre numerischen Werte sind in Tab. 2 zusammengestellt.

1. *Absorption*: Die Korrekturen wurden aus den thermischen Absorptionsquerschnitten<sup>12</sup> unter Annahme eines  $1/v$ -Verlaufs bis 130 eV berechnet.

2. *Schwingerstreuung*<sup>7, 20</sup>: Hierunter wird der vom Spin-Bahn-Kopplungsterm in der Dirac-Gleichung des Neutrons verursachte (energieabhängige) Beitrag zum Streuquerschnitt verstanden. Die Schwingeramplitude  $b_{\text{LS}}(\theta, \lambda)$  wurde, in erster Bornscher Näherung, von OBERMAIR<sup>20</sup> angegeben. Sie ist rein imaginär, ihr Vorzeichen hängt von der Orientierung des Neutronenspins ab; Interferenzterme mit der Schwingeramplitude können deshalb nur mit

ist der inkohärente Anteil des Streuquerschnitts

$$\sigma_{\text{inc}} = 4\pi \sum g_i a_i^2 - 4\pi (\sum g_i a_i)^2 = 4\pi \sum_{i>k} g_i g_k (a_i - a_k)^2. \quad (7)$$

Sehr kleine inkohärente Querschnitte können experimentell mit der Methode von SCHERM und SCHMATZ<sup>21</sup> bestimmt werden, bei der die von reinsten, Helium-gekühlten Proben gestreute Neutronenintensität für Wellenlängen über der Bragg-Grenze untersucht wird. Für Bi und Pb liegen zuverlässige Messungen von SCHERM<sup>6</sup> vor, für Si eine Messung von SIMSON<sup>13</sup>.

Simsons Resultat  $\sigma_{\text{inc}} = 15 \pm 1,3$  mb stellt allerdings (vgl. VI.3) vermutlich nur eine obere Grenze für  $\sigma_{\text{inc}}$  dar. Eine rechnerische Abschätzung der Si-Inkohärenz ist nicht möglich, da für Si<sup>29</sup> und Si<sup>30</sup> keine Resonanzdaten bekannt sind. Die Auswertung wurde deshalb für die beiden Grenzfälle a)  $\sigma_{\text{inc}} = 15$  mb, b)  $\sigma_{\text{inc}} = 0$ , durchgeführt. Die Ergebnisse werden in VI.3 diskutiert.

Für C kann die Inkohärenz nach Gl. (7) zu  $< 4$  mb abgeschätzt werden<sup>19</sup>, wenn für C<sup>13</sup>

$$|a_+ - a_-| < 4 \text{ fm}$$

angenommen wird.

4. *Elektronenbeitrag*: Die nichtmagnetische Neutron-Elektron-Wechselwirkung trägt zum Wirkungsquerschnitt bei 130 eV nur einige mb bei, da der gemittelte Elektronenformfaktor

$$\bar{f} = \int f(\sin \Theta/2, \lambda) d\Omega$$

nur von der Größenordnung  $10^{-2}$  ist. Es genügt daher eine Abschätzung des Interferenzterms mit  $a_e = -1,4 \cdot 10^{-3}$  fm und  $\bar{f}$ -Werten nach dem Thomas-Fermi-Modell, das für kleine  $\lambda$  näherungsweise<sup>22</sup>  $\bar{f} \approx 0,15 Z^{1/3} \lambda(\text{\AA})$  liefert. Der in  $a_e$  quadratische Term ist zu vernachlässigen.

Dasselbe gilt für mögliche Beiträge von magnetischer Neutronenstreuung an diamagnetischen Atomen ( $< 1$  mb), die von BINDER<sup>7</sup> diskutiert wurden, und von inelastischer Neutronenstreuung an Lei-

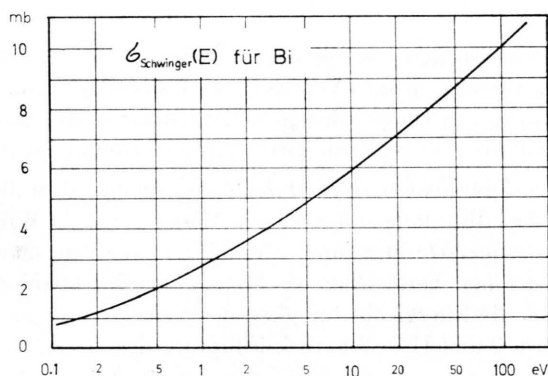


Abb. 4. Beitrag der Schwingerstreuung zum Wirkungsquerschnitt von Wismut im eV-Bereich (nach BINDER<sup>7</sup>).

polarisierten Neutronen auftreten. Zum totalen Querschnitt entsteht lediglich der quadratische Beitrag

$$\sigma_{\text{Schwinger}}(\lambda) = \int |b_{\text{LS}}(\theta, \lambda)|^2 d\Omega. \quad (6)$$

Er wurde von Binder<sup>7</sup> für Bi und Neutronenenergien 0,1 bis 130 eV angegeben (Abb. 4).

3. *Inkohärenz*: Für ein Element, in dem Streuzentren mit verschiedener Amplitude  $a_i$  statistisch mit Gewichten  $g_i$  ( $\sum g_i = 1$ ) zur Streuung beitragen,

<sup>20</sup> G. OBERMAIR, Z. Physik **204**, 215 [1967].

<sup>21</sup> R. SCHERM u. W. SCHMATZ, Z. Naturforsch. **19 a**, 354 [1964].

<sup>22</sup> E. MELKONIAN, B. M. RUSTAD u. W. W. HAVENS JR., Phys. Rev. **114**, 1571 [1959].

Tab. 2. Korrekturen zur Berechnung der Kernstreuungen.

	Bi	Pb	Si	C
$\sigma_{\text{tot}}$ (130 eV)	9,182 $\pm$ 0,007	11,295 $\pm$ 0,009	2,0442 $\pm$ 0,0018	4,746 $\pm$ 0,007
Absorption	— 0,5	— 2,4	— 2,2	— 0,05
$\sigma_{\text{streu}}$ (130 eV)	9,182 $\pm$ 0,007	11,293 $\pm$ 0,009	2,0420 $\pm$ 0,0020	4,746 $\pm$ 0,007
$(A' + 1/A')^2 \sigma_{\text{streu}}$	9,270	11,403	2,1913	5,576
Korrekturen:				
Schwingerstreuung	—10,5	—10,3	— 0,3	b) 0
Inkohärenz	— 7,1 $\pm$ 0,6	— 1,3 $\pm$ 0,5	a) —15	— 2 $\pm$ 2
Elektronenbeitrag	$\approx + 4$	$\approx + 4$	$\approx + 0,2$	$\approx + 0,1$
Korrektur der Kernstreuung auf $E = 0$	Potentialterm Gl. 10 + 1,4 Resonanzterme Gl. 10 + 136 $\pm$ 7	+ 2,2 + 1,0	geschätzt <sup>12</sup> + 3 $\pm$ 1	„effective-range“ + 0,7
$4\pi a_K^2(0)$	9,394 $\pm$ 0,010	11,399 $\pm$ 0,010	2,1792 $\pm$ 0,003	5,575 $\pm$ 0,010
$a_K(0)$	8,646 $\pm$ 0,005	9,524 $\pm$ 0,004	4,1640 $\pm$ 0,003	6,660 $\pm$ 0,006

tungselektronen<sup>23</sup>. Nach Elliot, Dietze und Binder ergibt der letztgenannte Effekt zwar in Vorwärtsrichtung einen differentiellen Querschnitt der Größenordnung  $10 \text{ mb}/4\pi$ , jedoch nur über einen Streuwinkelbereich  $|0| < 10^{-2}$ , so daß integral ein Beitrag der Ordnung  $10^{-6} \text{ b}$  entsteht.

5. *Festkörpereffekte*: Nach der Theorie geht der Streuquerschnitt für  $\lambda \rightarrow 0$  asymptotisch gegen seinen „freien“ Wert, der nicht mehr von den Bindungs- und Strukturverhältnissen in der Probe abhängt, und um den Faktor  $(A'/A' + 1)^2$  kleiner als der „gebundene“ ist. Dabei ist  $A' = M_A/M_n$  das Verhältnis der Atom- und Neutronenmasse. — Für nicht so hohe Energien sind hierzu noch zwei Korrekturen<sup>24</sup> anzubringen: eine Interferenzkorrektur zum kohärenten Teil des Streuquerschnitts

$$(\Delta\sigma_{\text{coh}}/\sigma_{\text{coh}})_I = -\lambda^2 N^{2/3} I/8\pi$$

( $N$  = Atomdichte der Probe,  $I \approx 2,8$  ein Strukturfaktor), und eine Doppler-Korrektur

$$(\Delta\sigma/\sigma)_D = +k_B T/2 A' E$$

( $T$  = Proben temperatur). Beide sind für 130 eV  $< 10^{-5}$ .

Von BINDER<sup>7</sup> wurde darüber hinaus gezeigt, daß bei Messungen im eV-Bereich an Polykristallen der Beitrag von Doppel-Bragg- und Kleinwinkelstreuung ebenfalls maximal von dieser Größenordnung ist.

6. *Energieabhängigkeit der Kernstreuung*: Um die 130 eV-Resultate mit anderen Messungen von Wirkungsquerschnitten und Streulängen für langsame Neutronen vergleichen zu können, muß schließlich noch die Energieabhängigkeit der Kernstreuung zwischen 0 und 130 eV berücksichtigt werden.

a) *Effective Range-Korrektur*: Wenn keine Resonanzen vorliegen, liefert die Streutheorie allgemein<sup>25</sup>

$$k \cot \delta_0 = -a^{-1} + \frac{1}{2} r_0 k^2$$

für die S-Streuphase  $\delta_0$ , und damit

$$\sigma_0 = 4\pi \sin^2 \delta_0 = 4\pi a^2 (1 - k^2 a(a - r_0) + \dots) \quad (8)$$

<sup>23</sup> R. J. ELLIOTT, Proc. Roy. Soc. London A **235**, 289 [1956]. — H. D. DIETZE, Phys. Kond. Materie **5**, 178 [1966]. — K. BINDER, private Mitteilung.

<sup>24</sup> G. PLACZEK, B. NIJBOER u. L. VAN HOVE, Phys. Rev. **82**, 392 [1951]. — G. PLACZEK, Phys. Rev. **86**, 377 [1952].

<sup>25</sup> J. M. BLATT u. V. F. WEISSKOPF, Theoretical Nuclear Physics, J. Wiley & Sons, New York 1952, S. 62, 382 ff. — A. MESSIAH, Quantum Mechanics, North Holland 1962, Bd. I, S. 409.

Dabei ist  $r_0$  die „effektive Reichweite“. Für C ist  $r_0 \approx 3$  fm experimentell bestimmt<sup>26</sup>, woraus  $\sigma(0) - \sigma(130) = 0,7$  mb folgt.

b) Breit-Wigner-Korrektur: Vor allem bei Bi, in geringem Maß auch bei Si und Pb, wird jedoch der Streuquerschnitt bereits für kleine Energien durch S-Resonanzen im keV-Bereich beeinflusst. Die Energieabhängigkeit wird beschrieben durch die Breit-Wigner-Formel

$$\sigma = 4\pi \left| e^{ikR} \frac{\sin kR}{k} + \sum \frac{\lambda_R^* \Gamma_n/2}{E - E_R + i\Gamma/2} \right|^2. \quad (9)$$

Zur Begründung sei auf FESHBACH, PORTER und WEISSKOPF<sup>27</sup> verwiesen, wo auch der Gültigkeitsbereich von Gl. (9) definiert ist. Sie stellt insbesondere für Bi, wegen der schmalen, weit separierten Resonanzniveaus eine sehr gute Näherung dar (vernachlässigte Terme  $< 1$  mb). — Die Abkürzung  $a_R = -\lambda_R^* \Gamma_n/2 E_R$ , Elimination von  $R$  mittels  $R = a + \sum a_R$ , und Entwicklung von Gl. (9) für kleine  $k$  liefert

$$\sigma = 4\pi a^2 \left( 1 + 2 \sum \frac{a_R}{a} \cdot \frac{E}{E_R - E} + \left( \sum \frac{a_R}{a} \cdot \frac{E}{E_R - E} \right)^2 - \frac{k^2 a^2}{3} + \dots \right). \quad (10)$$

Der letzte Term in (10) folgt auch unmittelbar aus (9) im Grenzfall reiner Potentialstreuung ( $a_R \rightarrow 0$ ,  $R = a$ )

$$\sigma = 4\pi \frac{\sin^2 k a}{k^2} = 4\pi a^2 \left( 1 - \frac{k^2 a^2}{3} + \dots \right),$$

entsprechend (8) mit  $r_0 = \frac{2}{3} a$ . Dieser Wert für die effektive Reichweite ist, für  $R \approx a$ , auch plausibel aufgrund der Definition<sup>25</sup> von  $r_0$ , wie durch eine einfache Abschätzung gezeigt werden kann.

Der Streuquerschnitt für die Elemente Bi, Pb, Si ergibt sich durch Anwendung von (10) auf die einzelnen Isotope bzw. Kanalspins und Wichtung mit den bekannten Isotopenhäufigkeiten und Spineinstellfaktoren. Die in Tab. 2 angegebenen Resonanzkorrekturen von 130 eV auf 0 wurden so, mit den Parametern von<sup>28</sup> für Bi, von<sup>12</sup> für Pb, berechnet. — Bei Si ergibt sich allein aus den Si<sup>28</sup> S-Resonanzen<sup>29</sup> eine Korrektur  $1,8 \pm 0,4$  mb, für Si<sup>29</sup> und Si<sup>30</sup> liegen keine Daten vor. Es wurde deshalb ins-

gesamt eine Korrektur  $3 \pm 1$  mb vorgenommen, die aus den experimentellen Si-Querschnitten<sup>12</sup> bei 0, 12 und 21 keV (lineare Interpolation) geschätzt wurde.

## VI. Diskussion

1. *Wismut*: Für Wismut, eines der Standardisotope zur Untersuchung der Neutron-Elektron-Wechselwirkung, liegen bereits präzise Messungen des Wirkungsquerschnitts im Energiebereich bis 10 eV vor. Die Messung bei 130 eV war deshalb vor allem interessant hinsichtlich der Frage, ob die Energieabhängigkeit des Streuquerschnitts durch die Breit-Wigner-Formel mit den bekannten Resonanzen positiver Energie richtig beschrieben wird oder ob mögliche negative Resonanzen eine Rolle spielen.

Der Vergleich mit den früheren Messungen ergibt

$\sigma_{\text{frei}}$ (b)	$4\pi a k^2(0)$ (b)	
$9,182 \pm 0,007$	$9,394 \pm 0,010$	eigene Messung, 130 eV
$9,2889 \pm 0,0077$	$9,404 \pm 0,008$	TRIFTSHÄUSER <sup>8</sup> , B <sup>10</sup> -Differenzspektrum
$9,2853 \pm 0,0164$	$9,396 \pm 0,016$	MELKONIAN et al. <sup>22</sup> 10 eV
	$9,38 \pm 0,03$	HARVEY u. STAFNE <sup>30</sup> , B <sup>10</sup> -Differenzspektrum

In der ersten Spalte sind die freien Streuquerschnitte angegeben (korrigiert für Bindungseffekte), in der zweiten Spalte die auf den gebundenen Zustand berechneten Querschnitte, analog zu Tab. 2 korrigiert für Schwingerstreuung, Inkohärenz, Neutron-Elektron-Wechselwirkung und Resonanzbeitrag (für den Wert von Trifthäuser wurde dabei die von NÜCKER<sup>3</sup> berechnete Resonanzkorrektur  $+23 \pm 3$  mb verwendet).

Unser Ergebnis ist, mit der Resonanzkorrektur auf  $E=0$ , mit den älteren Messungen gut in Übereinstimmung. Ein möglicher Einfluß von Resonanzen für gebundene Neutronen auf den Bi-Streuquerschnitt ist also sicher sehr gering. Dies steht in Einklang mit der Tatsache, daß die gemessene Spininkohärenz allein den bekannten Resonanzen positiver Energien zugeschrieben werden kann<sup>6</sup>.

2. *Blei*: Vergleichbare Werte für den Streuquerschnitt sind

$11,293 \pm 0,010$ b	eigene Messung,
$11,28 \pm 0,06$ b	RAYBURN u. WOLLAN <sup>14</sup> , 1,44 eV,

<sup>26</sup> K. K. SETH, E. G. BILPUCH u. H. W. NEWSON, Nucl. Phys. **47**, 137 [1963].

\* Aus technischen Gründen wurde  $\lambda$  mit einem Stern statt mit einem Querstrich versehen.

<sup>27</sup> H. FESHBACH, C. E. PORTER u. V. F. WEISSKOPF, Phys. Rev. **96**, 448 [1954], Appendix, Gl. (A 21) und (A 13 a).

<sup>28</sup> F. W. FIRK, J. E. LYNN u. M. C. MOXON, Nucl. Phys. **44**, 431 [1963]. — J. MORGENSTERN, R. N. ALVES, J. JULIEN u. C. SAMOUR, Nucl. Phys. A **123**, 561 [1969].

<sup>29</sup> H. NEWSON, R. BLOCK, P. NICHOLS, A. TAYLOR u. A. FURR, Annals of Physics **8**, 211 [1959].

<sup>30</sup> J. A. HARVEY u. M. J. STAFNE, zitiert nach Ref. <sup>12</sup>.



- 11,29  $\pm$  0,10 b  $\sigma_{\text{free}} = (A/A + 1)^2 \sigma_{\text{Bound}}$ , nach <sup>12</sup>,  
 11,3  $\pm$  0,3 b WOOD <sup>31</sup>, 1 – 10 eV,  
 11,3  $\pm$  0,5 b SETH et al. <sup>32</sup>, 250 – 10<sup>4</sup> eV,  
 10,59  $\pm$  0,02 b NIKLAUS et al. <sup>13</sup>,  
 B<sup>10</sup>-Differenzspektrum.

Unser Resultat liegt im Fehlerbereich der früheren Ergebnisse mit Ausnahme des letztgenannten, bei dem offensichtlich ein weit über die angegebenen Grenzen hinausgehender Fehler vorliegt.

3. *Silicium*: Hier ist die Übereinstimmung mit älteren Transmissionsmessungen schlecht. Die Streuquerschnitte sind

- 2,042  $\pm$  0,002 b eigene Messung,  
 2,022  $\pm$  0,003 b NIKLAUS et al. <sup>13</sup>, B<sup>10</sup>-Differenzmethode,  
 2,21  $\pm$  0,05 b RAYBURN und WOLLAN <sup>14</sup>,  
 1,44 eV, und <sup>12</sup>, 1 – 10 eV.

Aufschlußreicher ist der Vergleich mit der von Shull präzise bestimmten kohärenten Kernstreu-  
 länge <sup>11</sup>

$$a_k = 4,1786 \pm 0,0022 \text{ fm}.$$

Hierbei geht allerdings die Inkohärenz als Korrekturgröße ein, für die ein Resultat  $15 \pm 1,3$  mb von SIMSON <sup>13</sup> vorliegt. Die Auswertung unseres Meßwertes liefert (Tab. 2) mit  $\sigma_{\text{inc}} = 15$  mb:

$$a_k = 4,164 \pm 0,003 \text{ fm},$$

abweichend von Shull. Es ist jedoch möglich, daß 15 mb nur eine obere Grenze für die Si-Inkohärenz darstellt.

Simsons Messung <sup>13, 33</sup>, die erste an Si, kann nicht als so sicher angesehen werden wie etwa die späteren von Scherm an Bi und Pb, da

1. ein möglicher Beitrag von Unordnungsstreuung an Wasserstoffverunreinigungen nicht berücksichtigt wurde (vgl. <sup>6</sup> und <sup>21</sup>).
2. nur bis 33 °K herab gemessen und rechnerisch für inelastische Streuung korrigiert wurde.
3. ein geringer Beitrag von Braggstreuung nicht so sicher wie in <sup>6</sup> und <sup>21</sup> ausgeschlossen werden kann, weil mit einem Neutronenspektrum (3 – 15 Å), ohne zusätzliche Geschwindigkeitsselektion, gemessen wurde <sup>33</sup>.

<sup>31</sup> R. E. WOOD, Phys. Rev. **104**, 1425 [1956].

<sup>32</sup> K. K. SETH, D. J. HUGHES, R. L. ZIMMERMANN u. R. G. GARTH, Phys. Rev. **110**, 692 [1958].

Alle erwähnten Effekte könnten den Meßwert nach oben hin verfälschen (der von Simson für Pb bei 33 °K gemessene Querschnitt liegt z. B. um 6 mb über dem vergleichbaren Resultat von Scherm).

Wir haben deshalb unsere Messung zweitens ausgewertet

$$\text{mit } \sigma_{\text{inc}} = 0: a_k = 4,179 \pm 0,003 \text{ fm}.$$

Man erhält so Übereinstimmung mit Sull, und für Werte  $\sigma_{\text{inc}} < 6$  mb noch Übereinstimmung innerhalb der Fehlergrenzen.

4. *Kohlenstoff*: Unser Resultat ist in Übereinstimmung mit der Präzisionsmessung von HOUK und WILSON <sup>16</sup> (Transmission, 0,3 – 200 eV) und unveröffentlichten Ergebnissen von FEHSENFELD <sup>9</sup> (Transmission, 1,2 und 5,2 eV). Aus unserem Ergebnis

$$a_C = 6,660 \pm 0,006 \text{ fm}$$

und

$$|a_C/a_H| = 1,775 \pm 0,004$$

(DICKINSON et al. <sup>15</sup>) ergibt sich die Neutron-Proton-Streulänge zu

$$a_H = -(3,752 \pm 0,009) \text{ fm}.$$

Dieser Satz für  $a_C$  und  $a_H$  ist in Übereinstimmung mit neuesten Messungen von NISTLER und KOESTER <sup>17</sup> am Schwerkraftrefraktometer des FRM (Totalreflexion subthermischer Neutronen an Kohlenwasserstoffen).

Herrn Prof. H. MAIER-LEIBNITZ danken wir für die Anregung der Arbeit; Herrn Dr. L. KOESTER für Diskussionen; Herrn Dr. K. BINDER für zahlreiche Hinweise und Ergebnisse seiner Rechnungen bezüglich der Korrekturen (Abschnitt V); Herrn D. RABENSTEIN für die (n,  $\gamma$ )-Untersuchung der Graphitproben; Herrn P. FEHSENFELD und Dr. O. SCHULT für Ratschläge zum Experiment. Für die Überlassung der Si-Einkristalle danken wir der Siemens AG München, für die kurzfristige Vermittlung Herrn Dipl.-Ing. H. KÖLLNER.

<sup>33</sup> R. SIMSON, Diplomarbeit, Physik-Department der TH München 1965.