

Isobarisch analoge Zustände in ^{145}Eu

K. MAROUCHIAN, P. VON BRENTANO, J. P. WURM und S. A. A. ZAIDI

Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg

(Z. Naturforschg. 21 a, 929—935 [1966] ; eingegangen am 4. April 1966)

Herrn Professor Dr. W. GENTNER zum 60. Geburtstag gewidmet

Excitation functions for the elastic proton scattering from the target nucleus ^{144}Sm have been measured in the energy-range from 8.600 to 11.600 MeV at six different scattering angles. Strong resonances were observed in the highly excited compound nucleus ^{145}Eu , which are the isobaric analogues to the low-lying states of ^{144}Sm . The resonances have been interpreted as BREIT-WIGNER resonances, superimposed on a smoothly varying background. The analysis was carried out in terms of a single level approximation. Energies, l -values, and widths of these resonances have been determined, and are compared with corresponding results of (d, p) -experiments.

Isobarisch analoge Zustände wurden von Fox et al.¹ als Resonanzen im hochangeregten Zwischenkern durch elastische Protonenstreuung beobachtet. Dies führte uns zu einer systematischen Untersuchung dieser Zustände durch Protonenstreuung an Targetkernen mit $N=82$ ^{2,3}. Für die Wahl dieser Kerne waren die folgenden Gründe maßgebend:

1. Wegen der abgeschlossenen Neutronenschale $N=82$ sind die Einteilchenbreiten der gebundenen Zustände des Systems (Target + Neutron) sehr groß.

2. Infolge des großen Neutronenüberschusses bei diesen schweren Kernen ist die Energiedifferenz zwischen entsprechenden Zuständen der isobaren Kerne nahezu konstant. Deshalb ist die Zuordnung zwischen den Analogzuständen und den entsprechenden gebundenen Zuständen des isobaren Kerns experimentell eindeutig — im Gegensatz zu den leichten Kernen, wo der „THOMAS-EHRMANN-Shift“ eine große Energieverschiebung bewirkt^{4,5}.

3. Die relativ großen Abstände der tiefliegenden Niveaus des Systems (Target + Neutron) erlauben eine leichte Analyse der Resonanzen.

Wir wollen in dieser Arbeit über die Experimente an ^{144}Sm berichten. Die Anregungsfunktionen der an ^{144}Sm elastisch gestreuten Protonen zeigen stark ausgeprägte Resonanzstrukturen, die isobarisch analog zu den tiefliegenden Niveaus von ^{145}Sm sind. Infolge der COULOMB-Wechselwirkung sind die Analogzustände um den Energiebetrag $\Delta E_c - \delta$ ver-

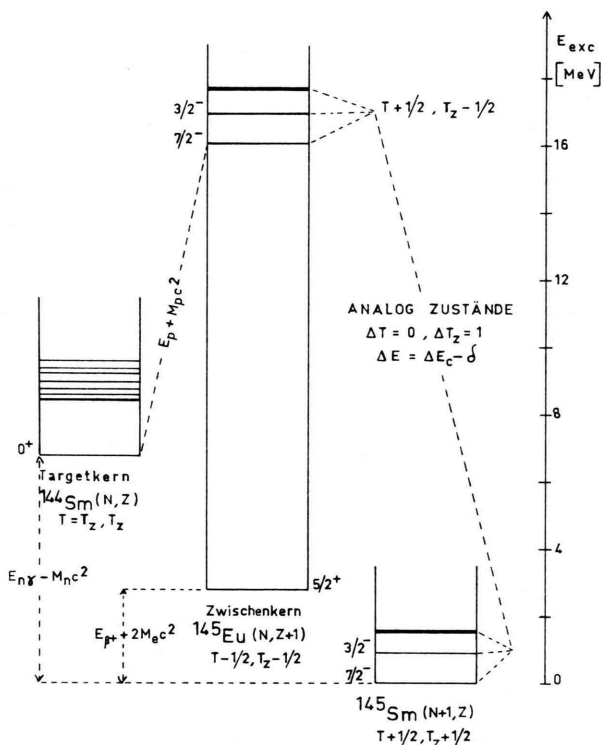


Abb. 1. Energieverschiebung der Analogzustände infolge der COULOMB-Wechselwirkung. Die hohe Anregungsenergie der Analogzustände ist auf die große COULOMB-Energiedifferenz $\Delta E_c \approx 16$ MeV zurückzuführen. Die Energieskala für E_{exc} gilt nicht für den Targetkern.

¹ D. ROBSON, J. D. FOX, J. A. BECKER, P. RICHARD, C. F. MOORE, D. LONG, S. I. HAYAKAWA, G. VOORVOPOULOS u. C. E. WATSON, Florida State University, Tandem Accelerator Laboratory, Technical Report No. 6 [1964].

² P. VON BRENTANO, N. MARQUARDT, J. P. WURM u. S. A. A. ZAIDI, Phys. Letters 17, 124 [1965].

³ S. A. A. ZAIDI, P. VON BRENTANO, D. RIECK u. J. P. WURM, Phys. Letters 19, 45 [1965].

⁴ R. G. THOMAS, Phys. Rev. 81, 148 [1951].

⁵ J. B. EHRLMAN, Phys. Rev. 81, 412 [1951].



schoßen. Dabei bedeutet ΔE_c die durch das zusätzliche Proton hervorgerufene COULOMB-Energiedifferenz, und δ ist der Neutron-Proton-Massenunterschied. Abb. 1 veranschaulicht diesen Zusammenhang. Die Analyse der im Zwischenkern ^{145}Eu beobachteten Resonanzen liefert uns spektroskopische Informationen über die gebundenen Zustände von ^{145}Sm . Es ist sehr interessant, diese Informationen mit den Ergebnissen von (d,p)-Experimenten an ^{144}Sm zu vergleichen^{6,7}. Beziehungen zwischen den Protonenpartialbreiten der Resonanzen und den Neutronenpartialbreiten der tiefliegenden Zustände sind angegeben und diskutiert worden^{8,9}.

Experimentelle Methode

Es wurden am Heidelberger Tandem-VAN DE GRAAFF-Beschleuniger die Anregungsfunktionen der elastischen Protonenstreuung an ^{144}Sm gemessen. Die Messung wurde mit einer Vielzähler-Streukammer (Abb. 2) über einen Energiebereich von 8,600 bis 11,600 MeV unter sechs verschiedenen Streuwinkeln durchgeführt.

Der von dem Beschleuniger gelieferte Protonenstrahl wird durch einen Ablenkmagneten in die Streukammer geführt. Die Energieschärfe des Strahls beträgt etwa 3 keV. Mit einer Quadrupollinse wird der Strahl auf die Mitte der Kammer fokussiert. Eine elektronische Regelung zwischen Quadrupollinse und Schaltmagneten verhindert Strahlschwankungen.

In der Mitte der Streukammer befindet sich in vertikaler Richtung der Targethalter. Dabei steht die

Normale der Targetfläche unter einem Winkel von 45° zum einfallenden Protonenstrahl. Die in den Halter eingebauten vier Targets können nacheinander in den Strahl geschoben werden. Die Lage und Größe des Strahlflecks wurde mit einem Justier-Quarz über eine Fernsehkamera überwacht und, falls notwendig, durch Nachstellen der Fokussierung korrigiert. Die zur Registrierung der Protonen verwendeten Grenzsichtzähler waren auf einem Teller montiert, der seinerseits auf der Innenseite des Kammerdeckels festgeschraubt wurde. Mit einem Motor ließ sich der Deckel drehen, und damit konnten die Zähler in jede beliebige Winkelstellung gebracht werden. Als Detektoren verwendeten wir mit Lithium gedriktete Silicium-Grenzsichtzähler mit einer empfindlichen Zone von etwa 1 mm Dicke. Die Protonenauflösung dieser Zähler in dem gemessenen Energiebereich betrug bei einer Sperrspannung von ca. 250 V etwa 50 keV. Zur Begrenzung der Raumwinkel wurden vor den Zählern rechteckige Blenden angebracht. Der durch diese Blenden definierte Öffnungswinkel in der Streuebene war kleiner als 1° . Nach dem Austritt aus der Kammer gelangt der Strahl in den FARADAY-Käfig. Die im Käfig gesammelte Ladung des einfallenden Teilchenstromes wurde mit einem Integrator gemessen.

Die in den Zählern ausgelösten Impulse wurden verstärkt und anschließend in Vielkanal-Analysatoren nach ihren Amplituden sortiert und registriert. Die Zähler wurden vor der Messung mit einem Elektronen-Präparat (^{207}Bi) getestet. Dabei wurde die Spannungsfestigkeit und die Auflösung der Zähler bestimmt. Ebenso wurden die ladungsempfindlichen Vorverstärker getestet. Die Linearität der Analysatoren ließ sich mit einem Impulsgeber prüfen. Die Integratoren wurden mit einem WESTON-Element geeicht.

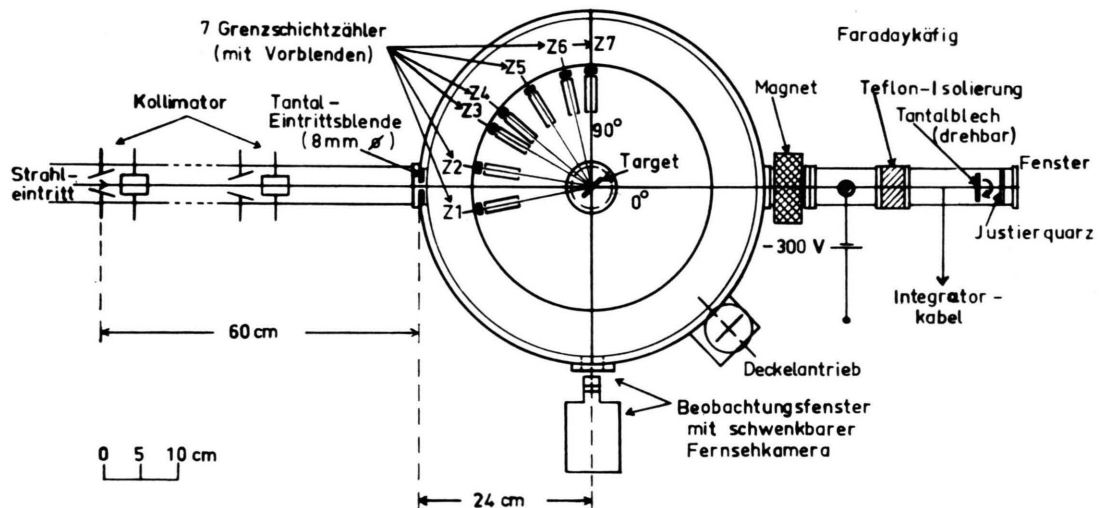


Abb. 2. Schematische Darstellung der Streukammer mit Grenzsichtzählern und FARADAY-Käfig.

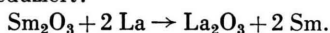
⁶ R. A. KENEFICK u. R. K. SHELIN, Phys. Rev. **139**, B 1479 [1965].

⁷ R. K. JOLLY u. C. F. MOORE, Vorabdruck.

⁸ H. A. WEIDENMÜLLER, erscheint in Nuclear Physics.

⁹ D. ROBSON, Phys. Rev. **137**, B 535 [1965].

Die Samarium-Targets wurden durch Aufdampfen im Hochvakuum hergestellt. Als Ausgangssubstanz diente das Samariumoxyd Sm_2O_3 , in dem das Isotop ^{144}Sm zu 94,5% angereichert war^{9a}. Das Oxyd wurde mit Hilfe von Lanthan nach der folgenden Reaktionsgleichung reduziert:



Hierfür wurde ein Gemisch aus Sm_2O_3 und La in einem Tantal-Tiegel mit Widerstandsheizung geheizt. Das Samarium wurde auf Kohlenstoff-Folien von ca. $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Dicke aufgedampft. Die so erhaltenen ^{144}Sm -Targets hatten eine Flächendichte von etwa $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Dies entspricht für Protonen von 10 MeV einem Energieverlust von etwa 3 keV.

Messung

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die elastische Protonenstreuung an ^{144}Sm wurde unter den sechs folgenden Streuwinkeln (im Laborsystem) gemessen: $89,6^\circ$, $103,4^\circ$, $122,2^\circ$, $140,5^\circ$, $149,2^\circ$ und 170° . Zusätzlich wurde unter einem Winkel von 190° — symmetrisch zu 170° in bezug auf die Strahlrichtung — ein Zähler angebracht, der zur Kontrolle der Winkelgenauigkeit diente. Mit Ausnahme von 170° und 190° entsprechen die Winkel (umgerechnet im Schwerpunktsystem) der Reihe nach den Nullstellen der folgenden LEGENDRE-Polynome: P_{2n+1} , P_6 , P_5 , P_3 , P_4 . Dabei bedeuten P_{2n+1} alle ungeraden LEGENDRE-Polynome. Die Einschußenergie der Protonen wurde innerhalb der Resonanzen in 5–10 keV-Schritten variiert und sonst in 20–30 keV-Schritten. Bei jedem Meßpunkt wurde so viel Ladung gesammelt, daß die Zählrate mindestens 3000 betrug. Infolgedessen war der statistische Fehler kleiner als 2%. Um eine gute Auflösung auch bei hoher Zählrate zu erzielen, waren die Vor- und Hauptverstärker so eingestellt, daß sie geklippte Impulse lieferten („Delay-Line“). Der Protonenstrom schwankte zwischen 150 und 200 nA. Dabei lagen die Totzeitverluste der Analysatoren unterhalb 2%. Die Fokussierung des Strahls wurde alle 100 keV geprüft. Unter diesen Bedingungen dauerte ein Meßpunkt 5–6 Minuten. Für die gesamte Anregungsfunktion wurden 36 Stunden benötigt.

Die auf Lochstreifen ausgedruckten Protonenspektren wurden von einer elektronischen Rechenmaschine ausgeschrieben und die verschiedenen Linien aufsummiert. Abb. 3 zeigt als Beispiel das

bei einer Energie von 10,200 MeV aufgenommene Protonenspektrum. Wie man aus der Abbildung sieht, war der Untergrund vernachlässigbar.

Für die Analyse der Resonanzen war eine Kenntnis des absoluten differentiellen Wirkungsquerschnittes notwendig. Die Dicke der Sm-Targets wurde einerseits durch Messung des RUTHERFORD-Wirkungsquerschnittes von 4 MeV-Protonen an ^{144}Sm und andererseits durch Vergleich mit einer Goldfolie bekannter Dicke bestimmt. Um eine von der Energie abhängige Ansprechwahrscheinlichkeit der Zähler berücksichtigen zu können, wurden die relativen Raumwinkel mit dem Protonenstrahl bei einer Einschußenergie von 10 MeV gemessen. Der absolute Raumwinkel eines Zählers wurde mit einem Mikroskop sehr genau ausgemessen. Danach konnte man die absoluten Raumwinkel aller übrigen Zähler berechnen. Der Fehler für den so erhaltenen Wirkungsquerschnitt wurde auf $\pm 10\%$ geschätzt. MOORE und JOLLY¹⁰ finden einen etwa um einen Faktor 2 abweichenden absoluten Wirkungsquerschnitt.

Die erhaltenen Anregungsfunktionen sind in den Abb. 4 bis 10 gezeichnet. Man sieht aus einem Vergleich der verschiedenen Kurven, daß die Resonanzstrukturen am stärksten unter dem Rückwärtswinkel 170° ausgeprägt sind. Der glatte Verlauf des Wirkungsquerschnittes bei 90° (Nullstelle aller ungeraden LEGENDRE-Polynome) sowie das Vorhandensein aller Resonanzen bei den Anregungsfunktionen unter $149,2^\circ$ und $103,4^\circ$ (Nullstellen von P_4 und P_6) ist ein Beweis dafür, daß nur Resonanzen ungerader Parität beobachtet werden.

Analyse der Resonanzen

Die Anregungsfunktionen wurden unter der Annahme einer „single-level-approximation“ analysiert. Dabei wurden die Resonanzen als BREIT-WIGNER-Resonanzen interpretiert, die einem schwach energieabhängigen Untergrund überlagert sind. Unter Einführung einer komplexen Streuamplitude $f(\theta)$ und mit einem geeigneten Ansatz für die Potentialstreuung ($q e^{i\varphi}$), kann man, für den Fall der elastischen Protonenstreuung an Spin-0-Kernen, die Ergebnisse von BLATT-BIEDENHARN¹¹ und FESHACH¹²

^{9a} Geliefert von Union Carbide Nuclear Company, Oak Ridge Nat. Lab., Tennessee, USA.

¹⁰ C. F. MOORE u. R. K. JOLLY, Phys. Letters **19**, 138 [1965].

¹¹ J. M. BLATT u. L. C. BIEDENHARN, Rev. Mod. Phys. **24**, 258 [1952].

¹² H. FESHACH, in „Nuclear Spectroscopy“, Part B, 625, herausgegeben von F. AJZENBERG-SELOVE, Academic Press, New York und London 1960.

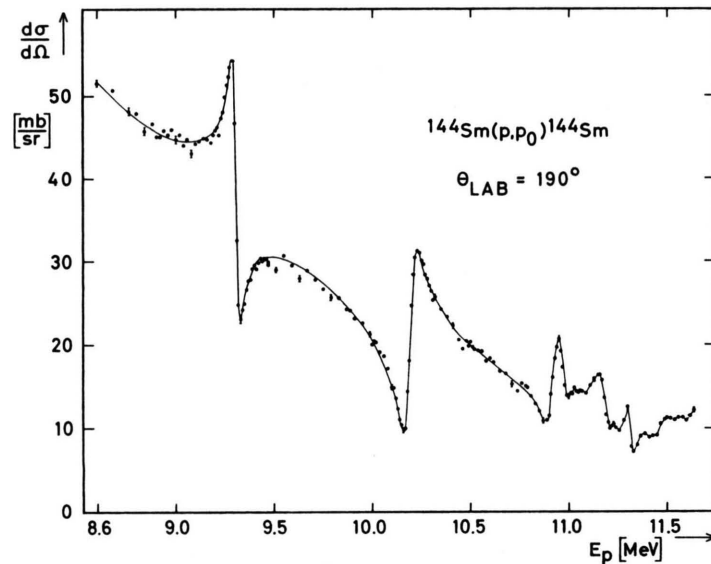
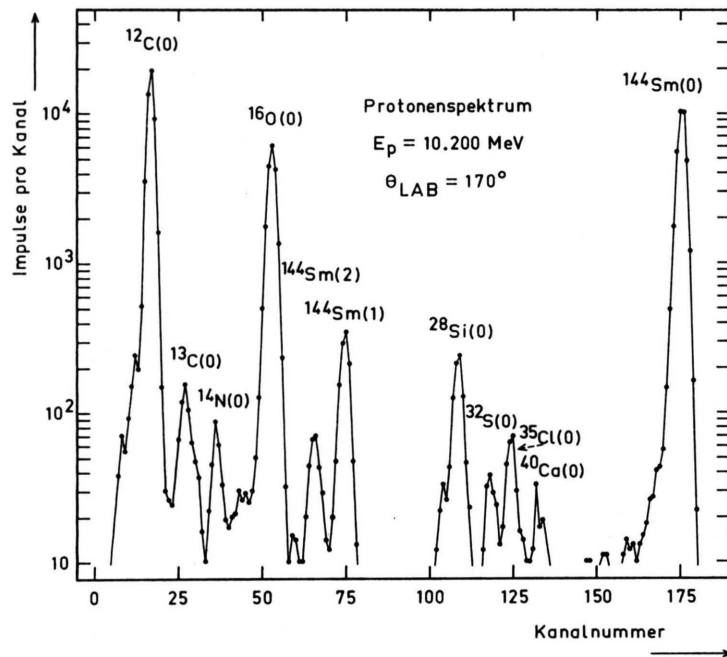


Abb. 5. Anregungsfunktion unter dem Streuwinkel 190° (symmetrisch zu 170°).

Abb. 3. Spektrum der an einem ^{144}Sm -Target gestreuten Protonen. Die Einschubenergie ist 10.200 MeV und die gesammelte Ladung beträgt $120 \mu\text{C}$. Man beachte die logarithmische Einteilung der Ordinate.

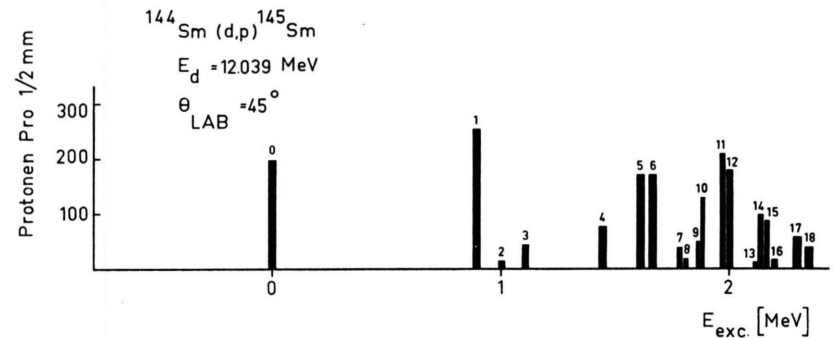
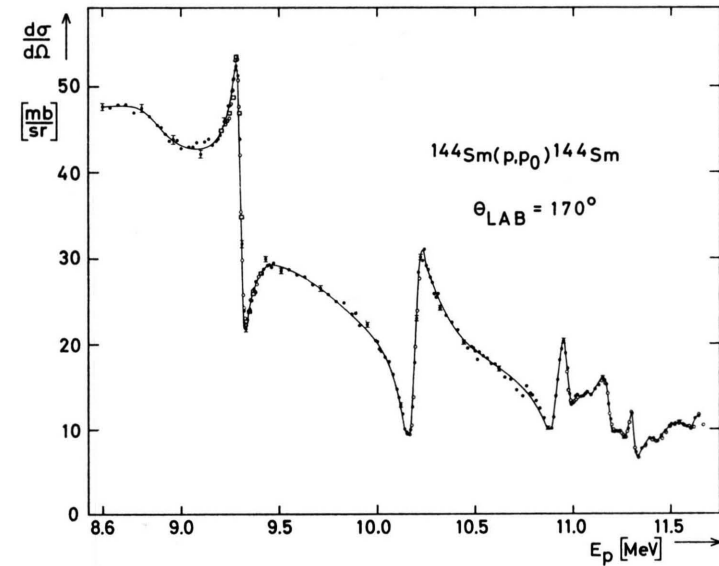


Abb. 4. Anregungsfunktion der elastischen Protonenstreuung an ^{144}Sm unter einem Streuwinkel von 170° mit einer Reproduktionsmessung (oben). Die verschiedenen Punktarten entsprechen unabhängigen Messungen. Unten ist das aus einer (d,p)-Messung ⁶ entnommene Niveauschema von ^{145}Sm gezeichnet. Die Anregungsenergie der verschiedenen Zustände ist in der vierten Spalte von Tab. 1 wiedergegeben.

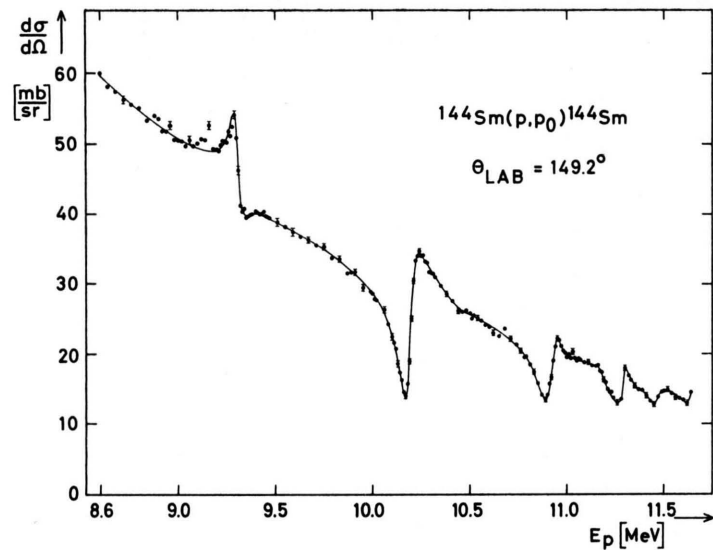


Abb. 6. Anregungsfunktion unter einem Streuwinkel von $149,2^\circ$. Dieser Winkel entspricht einer Nullstelle von P_4 .

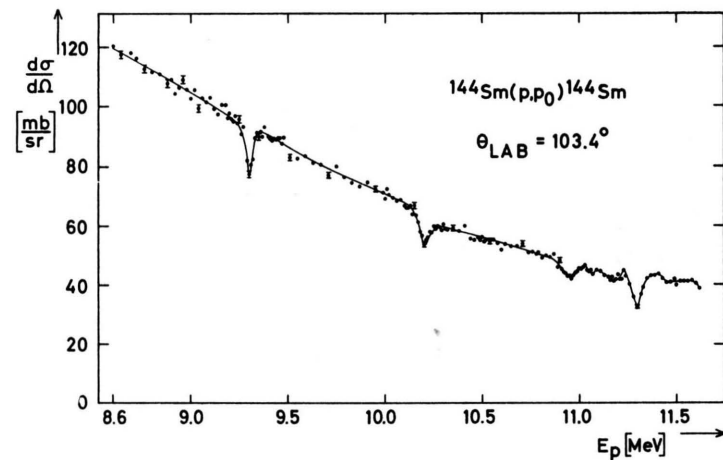


Abb. 9. Anregungsfunktion bei der Nullstelle von P_4 . Trotz der schwachen Struktur sind hier alle Resonanzen immer noch vorhanden.

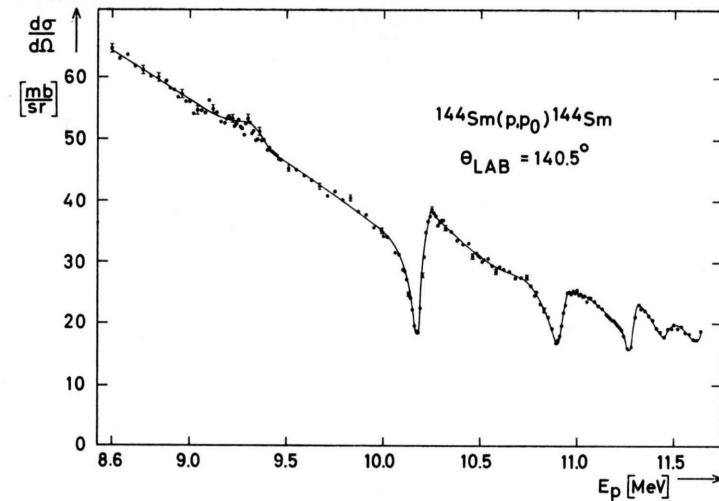


Abb. 7. Anregungsfunktion bei der Nullstelle des LEGENDRE-Polynoms P_3 . Man sieht das Verschwinden der sonst bei 170° stark ausgeprägten f -Resonanz (9,3 MeV).

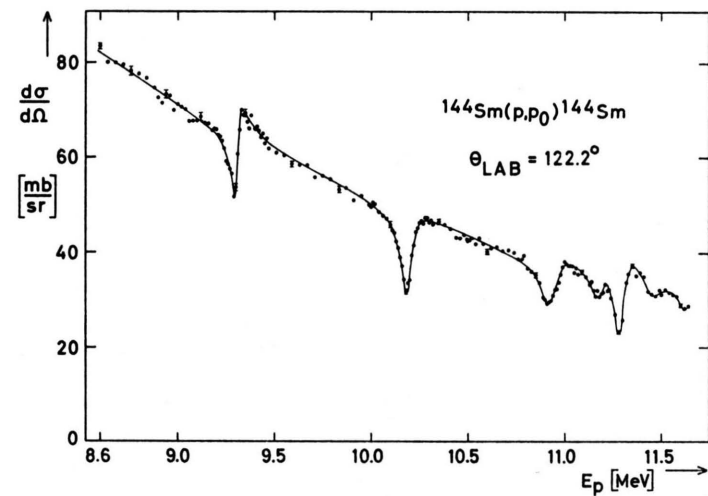


Abb. 8. Anregungsfunktion für den Streuwinkel $122,2^\circ$, entsprechend einer Nullstelle von P_5 .

Abb. 10. Anregungsfunktion unter dem Streuwinkel $89,6^\circ$. Dieser Winkel entspricht im Schwerpunktsystem der Nullstelle aller ungeraden LEGENDRE-Polynome. Das Fehlen der Struktur ist durch das Auftreten nur ungerader l -Werte zu erklären.

erheblich vereinfachen. Wir zerlegen $f(\Theta)$ in einen spinunabhängigen und einen spinabhängigen Term:

$$f(\Theta) = A + B(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{e}), \quad (1)$$

wobei $\boldsymbol{\sigma}$ die PAULI-Spinmatrix bedeutet und \mathbf{e} ein Einheitsvektor senkrecht zur Streuebene ist. A und B setzen sich jeweils aus einer Potentialstreuamplitude und einer Summe von BREIT-WIGNER-Termen zusammen.

Wir erhalten für den differentiellen Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f|^2 = |A|^2 + |B|^2. \quad (2)$$

Vernachlässigen wir jetzt in der Potentialstreuung die „Spin-Flip“-Amplitude, so erhalten wir nach einigen Umrechnungen den folgenden Ausdruck für den differentiellen Wirkungsquerschnitt der elastischen Protonenstreuung^{2, 13}:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Q^2 + \bar{\lambda}^2 \left(\frac{\Gamma_p}{\Gamma} \right)^2 \cos^2 \beta [(J + 1/2)^2 P_l'^2 + P_l'^2] - \bar{\lambda} Q (2J + 1) P_l \frac{\Gamma_p}{\Gamma} \cos \beta \sin(\alpha_l + \beta) \quad (3)$$

l = Bahndrehimpuls der Partialwelle,

J = Gesamtspin der Resonanz,

Γ_p = Protonen-Partialbreite,

Γ = totale Breite der Resonanz,

$\alpha_l(\Theta)$ = Phase, die beim Fit als Parameter benutzt wurde,

$\beta = \arctg \{ (E - E_0) / \frac{1}{2} \Gamma \} = \text{Resonanzstreu-}$
phase (mit E_0 = Resonanzenergie),

$\bar{\lambda}$ = DE-BROGLIE-Wellenlänge des einfallenden Teilchens,

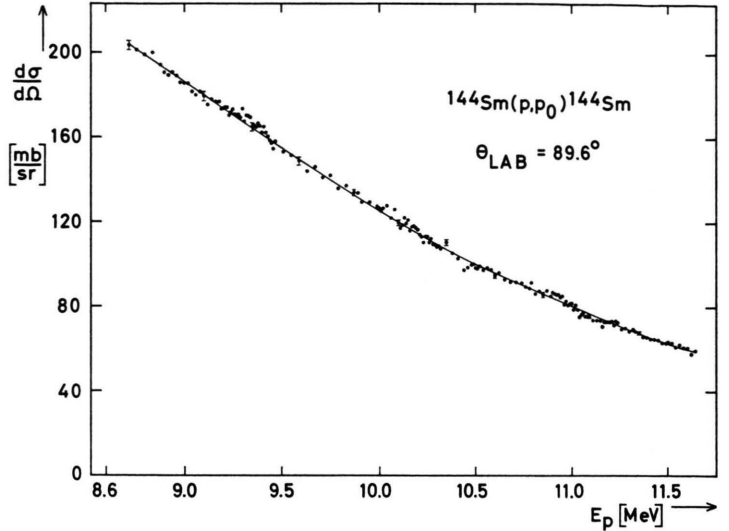
$$P_l'(\cos \Theta) = \sin \Theta \cdot d[P_l(\cos \Theta)]/d(\cos \Theta).$$

Auf der rechten Seite der Gl. (3) beschreibt der erste Term die Potentialstreuung, der zweite die Resonanzstreuung, während das letzte Glied als Folge der Interferenz von Potential- und Resonanzstreuung auftritt. Mit Hilfe der Formel (3) wurden die Anregungsfunktionen angepaßt und dadurch die verschiedenen Resonanzparameter bestimmt. Abb. 11 zeigt als Beispiel eine Fitkurve für die beiden ersten Resonanzen unter einem Streuwinkel von 170° ^{13a}.

¹³ N. MARQUARDT, Diplomarbeit, Heidelberg 1966.

^{13a} Wir möchten an dieser Stelle Herrn H. SEITZ für die Berechnung der theoretischen Kurve herzlich danken.

¹⁴ W. HAEBERLI, zitiert von H. T. RICHARDS, in „Nuclear Spectroscopy“, Part A, 130, herausgegeben von F. AJZENBERG-SELOVE, Academic Press, New York und London 1960.



Es sei bemerkt, daß unsere Überlegungen nur für den Fall gelten, daß sich keine Resonanzen von gleichem J^π überlappen.

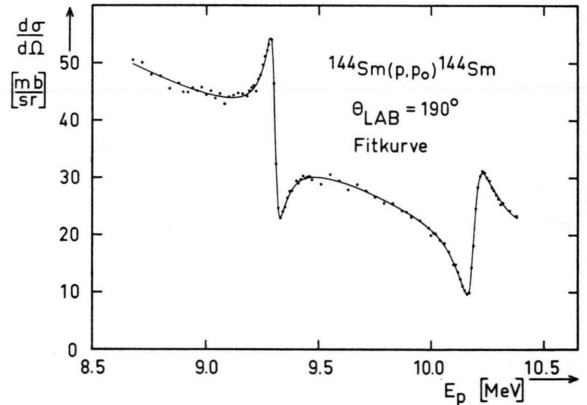


Abb. 11. Theoretisch berechnete Kurve für die beiden ersten Resonanzen unter 190° . Man sieht das sehr gute Übereinstimmen zwischen den experimentellen Punkten und der theoretischen Kurve.

Die Resonanzparameter: E_0 , Γ , Γ_p , α_l , Q^2 wurden außerdem nach einem von HAEBERLI^{14, 15} sowie R. A. LAUBENSTEIN und M. J. W. LAUBENSTEIN¹⁶ angegebenen geometrischen Verfahren bestimmt. Für die Berechnung der Protonen-Partialbreiten sowie der Phasen α_l beruht dieses Verfahren auf der Tatsache, daß man in Formel (3) Terme mit P_l' vernachlässigen kann, da $P_l'(\cos \Theta)$ für $\Theta = 180^\circ$ Null

¹⁵ J. W. OLNES, W. HAEBERLI u. H. W. LEWIS, Phys. Rev. **112**, 1702 [1958].

¹⁶ R. A. LAUBENSTEIN u. M. J. W. LAUBENSTEIN, Phys. Rev. **84**, 18 [1951].

wird. Daher ist die Methode nur unter extremen Rückwärtswinkeln anwendbar. Aus der Tatsache, daß nur ungerade l -Werte auftreten und daß der Einfang von Protonen mit einem Bahndrehimpuls größer als 5 sehr unwahrscheinlich ist, ist die Entscheidung zwischen $l=1, 3$ oder 5 aus der Form der Resonanzen unter verschiedenen Winkeln sehr einfach. Aus Gl. (3) sieht man, daß für eine Resonanz mit festem l -Wert der sonst stark zum Wirkungsquerschnitt beitragende Interferenzterm unter einem Winkel, der einer Nullstelle des LEGENDRE-Polynoms P_l entspricht, verschwindet.

Die reduzierten Neutronenbreiten Θ_n^2 der tiefliegenden Zustände von ^{145}Sm wurden nach der folgenden Formel berechnet^{2, 9}:

$$\Theta_n^2 = (2T + 1) \frac{\Gamma_p}{2P_l(R)} \frac{M_p R^2}{\hbar^2},$$

wobei $P_l(R)$ = Penetrabilitätskoeffizient, M_p = Protonenmasse. Dabei wurde ein Wechselwirkungsradius R von 6,5 fermi angenommen¹⁷.

Ergebnisse und Vergleich mit (d,p)-Daten

Die erhaltenen Resonanzparameter sowie die Ergebnisse zweier verschiedener (d,p)-Messungen an ^{144}Sm ^{6, 7} sind in Tab. 1 zusammengefaßt. Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den Resonanzabständen $E_0(i) - E_0(0)$ und den entsprechenden Anregungsenergien E_{exc} . Um dies zu ver-

anschaulichen, ist in Abb. 4 unter der Anregungsfunktion das aus⁶ entnommene Niveauschema von ^{145}Sm gezeichnet. Mit Ausnahme der Zustände 2, 3 und 4 treten fast alle bei der (d,p)-Messung gefundenen Niveaus als Resonanzen in der elastischen Protonenstreuung auf. Die Abweichung zwischen den Resonanzabständen und den Anregungsenergien der tiefliegenden Zustände von ^{145}Sm ist, wie man aus Tab. 1 erkennen kann, kleiner als 20 keV. Die aus beiden Messungen bestimmten l -Werte stimmen jeweils überein.

Für den Grundzustand ($i=0$) und den ersten angeregten Zustand ($i=1$) sind die in Tab. 1 angegebenen Totalbreiten Γ bzw. Partialbreiten Γ_p auf $\pm 7\%$ bzw. $\pm 15\%$ genau bestimmt worden. Die Anwesenheit von Dubletts (Abb. 4) machte die Bestimmung der Parameter Γ und Γ_p bei den höheren Resonanzen unsicher, so daß sie nicht für alle Niveaus bestimmt werden konnten.

Das Studium isobarer Analogzustände ist als spektroskopisches Mittel vergleichbar der (d,p)-Reaktion. Die elastische Protonenstreuung hat außer der Einfachheit der Meßtechnik und den relativ großen Wirkungsquerschnitten den Vorteil, daß man die Resonanzen unabhängig von einem bestimmten Modell für den Reaktionsmechanismus analysieren kann. Die nach diesen beiden Methoden erhaltenen Parameter stimmen gut überein.

Niveau Nr. i	$^{144}\text{Sm}(\text{d}, \text{p})$ Referenz ⁷		^{144}Sm (d, p) Referenz ⁶ E_{exc} MeV	$^{144}\text{Sm}(\text{p}, \text{p}_0)^{144}\text{Sm}$						
	l	E_{exc} MeV		$E_0(i) - E_0(0)$ MeV	$E_0(i)$ MeV	l	J^π	Γ keV	Γ_p keV	Θ_n^2
0	3	G. S.	G. S.	0,000	9,304	3	7/2-	43	7	1,30
1	1	0,900	0,895	0,888	10,192	1	3/2-	70	22	0,45
2			1,004							
3	(5)	1,110	1,108							
4	(5 + 1)	1,420	1,427							
5	1	1,620	1,611	1,623	10,927	1	(3/2-)	65 *	10 *	0,16
6	3	1,670	1,665	1,669	10,973	3	(5/2-)	44 *	4 *	0,23
7			1,784							
8	(5 + 1)	1,800								
9			1,810							
			1,854	1,819	11,123	(3)				
10	(3)	1,880		1,875	11,179	3				
11			1,883							
12	(3)	2,010	1,979	1,979	11,283	1				
13			2,002	2,004	11,308	(3)				
14			2,112							
15	(1)	2,160	2,138							
16			2,164							
17		2,310	2,199							
			2,297							

Tab. 1. Resonanzparameter aus der Analyse der elastischen Protonenstreuung, verglichen mit (d,p)-Daten. Die Energieauflösung bei den (d,p)-Messungen war bei Ref. ⁷ bzw. Ref. ⁶: 40 keV bzw. 15 keV. Die mit * versehenen Breiten Γ und Γ_p sind mit einer Ungenauigkeit von 20 bis 40% bestimmt worden.

¹⁷ C. A. WIEDNER, P. VON BRENTANO, H. L. HARNEY, J. P. WURM u. S. A. A. ZAIDI, erscheint in Phys. Letters.