

Alpha instabile angeregte Zustände des Be⁸ Kerns

Autor(en): **Meyer, V. / Staub, H.H.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **31 (1958)**

Heft III

PDF erstellt am: **10.08.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-112909>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Alpha instabile angeregte Zustände des Be⁸ Kerns

von V. Meyer und H. H. Staub

Physikalisches Institut der Universität Zürich)

(11. I. 1958)

Summary. The energy distribution of α particles resulting from the decay of Be⁸ following the reaction $\text{Li}^7(p,\gamma)\text{Be}^8$ has been measured with a magnetic spectrograph in coincidence with the γ -rays and also singly. The well-known first excited state appears at a reduced energy of 2.8 MeV with a width of 1.9 MeV. No evidence of a fine structure of this level could be found. On the high energy side, for excitation energies between 4 and 9 MeV, no levels are present with intensities of more than 2% of the total number of excited Be⁸ nuclei.

Einleitung

Die Energiezustände des instabilen Be⁸-Kerns, dessen einfache Konstitution besonders leicht einer Interpretation durch das α -Modell zugänglich sein sollte, sind Gegenstand mehrerer Untersuchungen gewesen, deren Resultate allerdings zum Teil sehr widersprechend sind. Sicher gestellt ist der Grundzustand der um 0,096 MeV instabil gegen α -Zerfall ist, sowie ein Zustand bei 2,9 MeV Anregungsenergie mit $I = 2^+$, der also ebenfalls durch direkten α -Übergang zerfällt. Daneben wurden aber in neueren Arbeiten bei der Untersuchung verschiedener zu Be⁸ führenden Reaktionen Niveaus bei 2,2; 3,4; 4,0; 4,06; 4,9; 5,31; 6,8; 7,51 und 9,0 MeV gefunden^{1) 2)}. Eine Übersicht über die neueren Ergebnisse zeigt Tabelle 1, sowie das Niveau-Diagramm in Figur 1. Die Existenz dieser Niveaus und insbesondere deren geringe Breite lassen sich nur schwer und unter komplizierten Modifikationen des α -Modells erklären. Bei allen diesen Niveaus handelt es sich um solche, die direkt α -instabil sind, das heisst dass wegen der Bosestatistik der α -Teilchen diese Niveaus nur geraden Spin und gerade Parität besitzen können.

In der vorliegenden Arbeit wurde nach solchen α -instabilen Niveaus des Be⁸ gesucht, wozu die Reaktion: ${}_3\text{Li}^7(p,\gamma)\text{Be}^8)2\alpha$ benützt wurde. Diese Reaktion, die bekanntlich eine Resonanz von 12 KeV Breite bei 441 KeV Protonenenergie besitzt, ist abgesehen von der Emission eines γ -Quants eine Zweiteilchen-Reaktion. Die Verbreiterung scharfer α -Gruppen durch den γ -Rückstoss ist gering und ein kontinuierliches

Tabelle I

Jahr	Reaktion	Art der gemessenen Teilchen und Messmethoden	Gefundene Zustände	Referenz
1948	$\text{Li}^7(p, \gamma)\text{Be}^8$	γ -Spektrometer	2,9	4
1950	$\text{Li}^7(p, \gamma)\alpha\alpha$	α -Magnet. Analyse	3,03	5
1953	$\text{B}^{11}(\gamma, t)\alpha\alpha$	t -Photoplatten	2,2; 2,9; 3,4 4,0; 4,9; 6,8	6
	$\text{B}^{10}(\gamma, d)\alpha\alpha$	d -Photoplatten		
1953	$\text{Li}^7(p, \gamma)\alpha\alpha$	α -Reichweite	2,9; 4,09 5,3; 7,41	7
		$\alpha\gamma$ -Koinzidenz		
1953	$\text{B}^{11}(p, \alpha)\alpha\alpha$	α -Magnet. Analyse	2,9	2
1955	$\text{Li}^8(\beta)\alpha\alpha$	α -Magnet. Analyse	2,9	8
1955	$\text{C}^{12}(\gamma, \alpha)\alpha\alpha$	α -Photoplatten	2,9; 4,0; 9,0	9
1956	$\text{Li}^6(\text{He}^3p)\text{Be}^8$	p NaI Szintillator	2,9	10
1956	$\text{Li}^7(p, \gamma)\alpha\alpha$	α -Magnet. Analyse	2,9	11
1956	$\alpha(\alpha, \alpha)\alpha$	Elastische Streuung	2,9	16
1956	$\alpha(\alpha, \alpha)\alpha$	Elastische Streuung	2,9	17

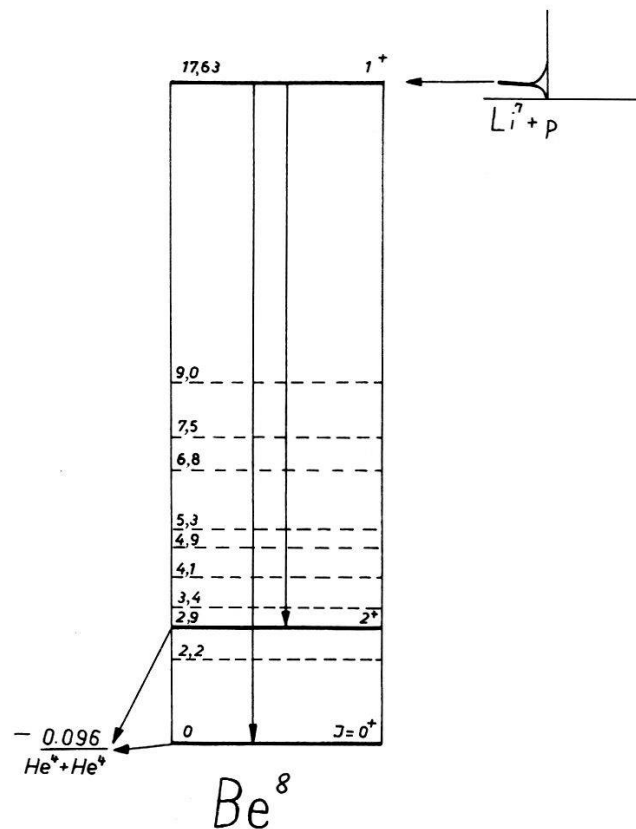


Fig. 1

α -Spektrum tritt nicht auf. Aus der isotropen Winkelverteilung der γ -Strahlung und der Streuung von Protonen an Li^7 weiss man, dass der bei 441 KeV resonant gebildete Compoundzustand durch p -Einfang des

Protons mit Triplet zu Quintet-Intensitätsverhältnis 1:5 erfolgt und dass der Zustand den Spin $I = 1^+$ besitzt. Der Übergang zu den α -instabilen Zuständen erfolgt durch magnetische Dipolstrahlung, elektrische Quadrupolstrahlung usw. zu Niveaus mit Spin 0^+ , 2^+ usw.

Methoden und Apparatur

Figur 2 zeigt schematisch den Aufbau der Apparatur. Die Energie der von der Target ausgehenden α -Teilchen wurde in einem magnetischen Sektorspektrographen mit 110° Ablenkung, 29,5 cm mittlerem Radius und Einfachfokussierung gemessen. Bild und Objektpunkt liegen 18,7 cm von den betreffenden Polen entfernt. Der räumliche Annahmewinkel ist $1,2 \times 10^{-4}$. Bei einer Aus- und Eintrittsspaltbreite von 0,5 cm beträgt die Energieauflösung $E/\Delta E = 48$. Bei der maximalen zur Messung gelangenden α -Energie von 4,4 MeV ist die instrumentelle Breite also noch

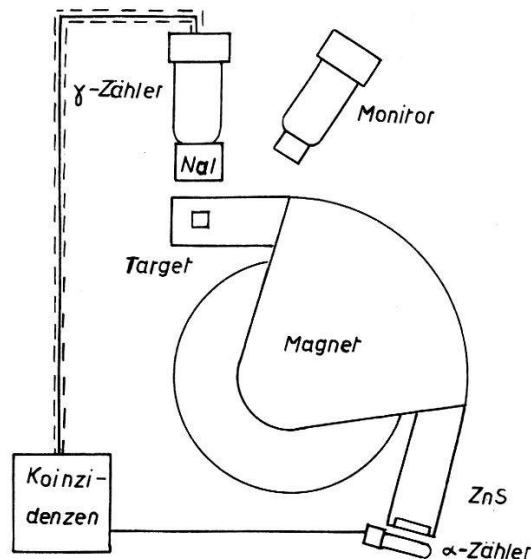


Fig. 2

kleiner als 0,1 MeV. Die Feldmessung erfolgte durch Protonresonanz und der Erregerstrom wurde durch eine konventionelle Stabilisierung auf ca. 0,1% konstant gehalten. Die Eichung des Spektrographen erfolgte mit den 3 α -Gruppen der Reaktion $\text{F}^{19}(p, \alpha, \gamma)\text{O}^{16}$ und mit an Cu gestreuten Protonen, die die Resonanzenergien der Fluorreaktion bei 871,3 KeV und der Li^7 -Reaktion bei 441,2 KeV besitzen. Die Resultate zeigt Figur 3.

Die Messung der Energieverteilung der α -Teilchen der Reaktion $\text{Li}^7(p, \gamma, \text{Be}^8)2\alpha$ wird ausserordentlich erschwert, weil die gleichzeitig auftretende, nicht resonante Reaktion $\text{Li}^6(p, \alpha)\text{He}^3$ bei der Resonanzenergie von 441 KeV energiescharfe α -Teilchen und He^3 liefert, deren Impulse ziemlich genau mit demjenigen der α -Teilchen übereinstimmen, die vom

Zerfall des breiten 2,9-MeV-Niveaus des Be^8 herrühren. Da die Li^6 -Reaktion im Gegensatz zur betrachteten Li^7 -Reaktion einen sehr grossen Wirkungsquerschnitt besitzt, tritt im α -Spektrum bei etwa 1,8 MeV auch bei geringer Li^6 -Konzentration eine intensive Linie auf. Um ihren störenden Einfluss zu vermeiden, wurde daher neben dem direkten α -Spektrum dasjenige der α -Teilchen gemessen, die mit den, dem α -Zerfall des Be^8 vorgängigen γ -Quanten koinzident sind und ausserdem als Targetmaterial Li^6 verarmtes Li (Li^6 -Gehalt 0,1%) verwendet.

Die Koinzidenzanordnung beseitigt zwar alle nicht von der betrachteten Reaktion herrührenden Partikel, stellt aber andererseits wegen der starken Intensitätsabnahme hohe Anforderungen an die Registrierapparatur. Der γ -Zähler befindet sich in unmittelbarer Nähe der Target unter 90° gegen die Einfallsrichtung der Protonen. Seine Einzelzählrate ist hoch und erfordert daher eine kurze Auflösungszeit für den Koinzidenzkreis. Die Registrierung der γ -Quanten erfolgt in einem $3,8 \times 3,8$ cm

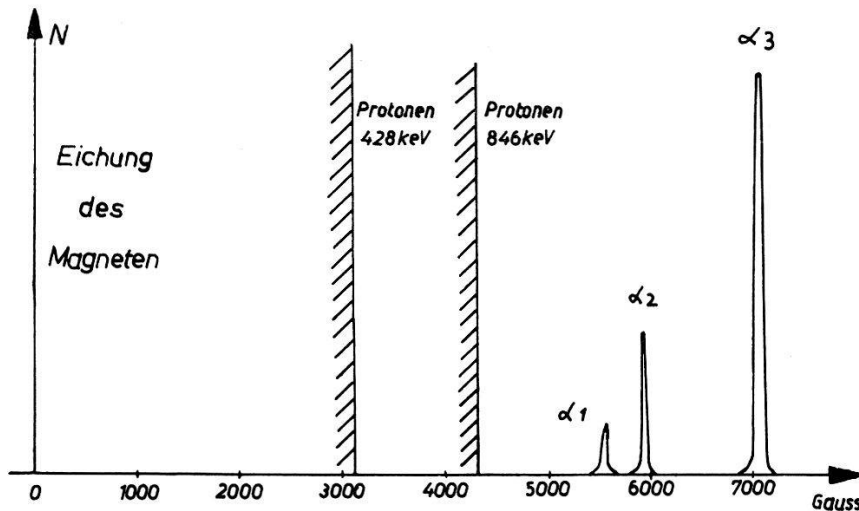


Fig. 3

messenden $\text{NaI}(\text{Tl})$ -Kristall mit 5819 Vervielfacher. Die mit etwa $0,2 \mu\text{s}$ ansteigenden Impulse werden nach Durchlaufen eines Verstärkers mit einer Anstiegszeit von $5 \mu\text{s}$ und Verstärkungsfaktor 10 auf gleiche Grösse und durch ein kurzgeschlossenes Laufzeitkabel auf eine Pulsdauer $40 \mu\text{s}$ begrenzt. Mit demselben Kabel wurden die Impulse des α -Zählers am Ausgang des Spektrographen nach Passierung einer Verstärkerstufe geformt. Der α -Detektor besteht aus einem dünnen, aus einer Alkoholsuspension auf Glas gefällten Niederschlag von $\text{ZnS}(\text{Ag})$ -Pulver (RCA Z 20 A) von 7 mg/cm^2 Dicke. Der Glasträger ist über einen Lichtleiter mit einem Vervielfacher 931 A verbunden. Diese Vervielfacher sind relativ unempfindlich gegen Streumagnetfelder und lassen sich mit Spannungen bis zu 1800 V betreiben. Da die kurzlebige Lichtkomponente des ZnS $40 \mu\text{s}$ beträgt, beträgt, wird dieser Teil des Impulses durch die nach-

folgende Impulsverkürzung nicht verkleinert. Die Laufzeit der α -Teilchen durch den magnetischen Spektrographen beträgt

$$T = \frac{136}{\sqrt{E_\alpha \text{ MeV}}} \text{ m}\mu\text{sec}$$

Dies bedingt die Einführung einer entsprechenden Verzögerung im γ -Kanal durch ein charakteristisch geschlossenes Laufzeitkabel, wodurch die Gleichzeitigkeit innerhalb der Auflösungszeit des Koinzidenzkreises erreicht wird. Für den gesamten Energiebereich genügten 2 Kabel mit 120 $\text{m}\mu\text{s}$ für $0,85 \leq E_\alpha \leq 2,8 \text{ MeV}$ und 80 $\text{m}\mu\text{s}$ für $1,4 \leq E_\alpha \leq 5 \text{ MeV}$. Der schnelle Koinzidenzkreis diskriminiert durch eine vorgespannte Diode

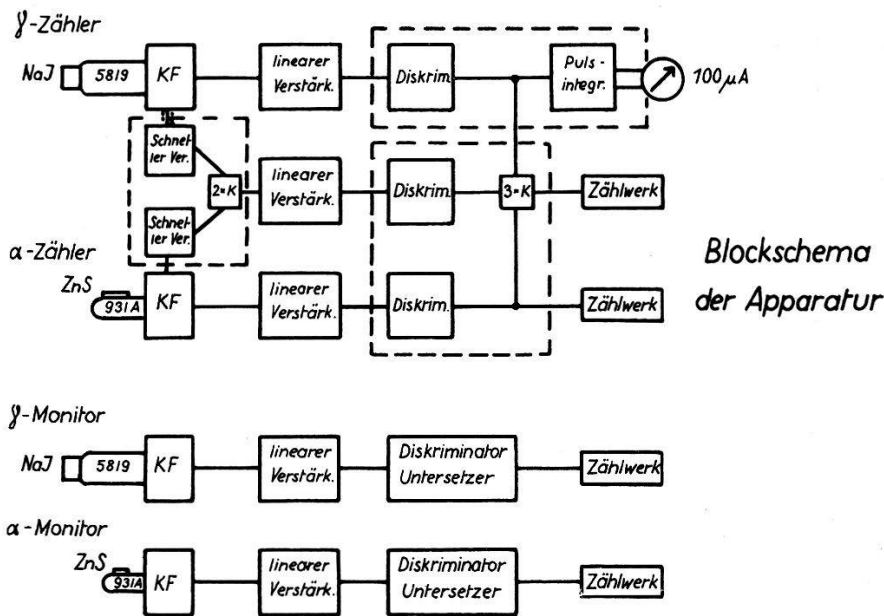


Fig. 4 a

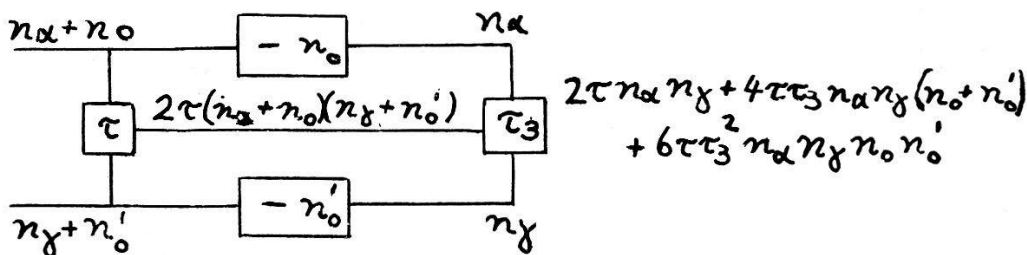


Fig. 4 b

Koinzidenzimpulse der doppelten Höhe gegen Einzelimpulse von einfacher Höhe. Schliesslich werden diese schnellen Koinzidenzimpulse, sowie die Einzelimpulse der α - und γ -Zähler nach konventionellen Verstärkern einer 3fachen Koinzidenzstufe mit Auflösungszeit τ_3 zugeführt. Das Blockschema der Apparatur zeigt Figur 4 a. In Figur 4 b sind die Verhältnisse zur Bestimmung der Anzahl der zufälligen Koinzidenzen skiz-

ziert. Es mögen in den α - und γ -Kanälen $n_\alpha + n_0$ bzw. $n_\gamma + n_0'$ Impulsraten auftreten, wobei zwischen den beiden keinerlei Korrelation bestehen möge, wie das zum Beispiel für die Impulse der $\text{Li}^6(p, \alpha)\text{He}^3$ -Reaktion der Fall ist. n_0 und n_0' sind Rauschimpulse, die in den langsamen Kanälen wegdiskriminiert werden. Sei τ die Impulsdauer im schnellen, τ_3 diejenige im Dreifachkoinzidenzkreis. Unter Berücksichtigung der Korrelation von gewissen Zweifachkoinzidenzen mit Einzelimpulsen (zum Beispiel ist eine zufällige zweifache α - γ -Koinzidenz koinzident mit den einzelnen α - und γ -Impulsen), erhält man für die Zahl der zufälligen Dreifachkoinzidenzen:

$$n''' = 2 \tau n_\alpha n_\gamma + 4 \tau \tau_3 n_\alpha n_\gamma (n_0 + n_0') + 6 \tau \tau_3^2 n_\alpha n_\gamma n_0 n_0'.$$

Ihre Zahl ist von n_0 und n_0' unabhängig, wenn

$$2 \tau_3 (n_0 + n_0') + 3 \tau_3^2 n_0 n_0' \ll 1.$$

Mit $\tau_3 = 0,5 \mu\text{s}$ ist diese Bedingung für die verwendete Apparatur erfüllt und die Zahl der zufälligen Dreifachkoinzidenzen $n''' = 2 \tau n_\alpha n_\gamma$ kann aus den Einzelzählraten ermittelt werden. Die Bestimmung von τ erfolgte durch zwei unabhängige Methoden. Bei fester Einzelimpulsrate wurde die Koinzidenzrate als Funktion der Verzögerungszeit τ_γ der γ -Pulse gemessen. Die Halbwertsbreite der erhaltenen Verteilung ist gleich 2τ . Bei der zweiten Methode wurde am Eingang des α -Spektrographen eine Mylarfolie von 9 mg/cm^2 angebracht, die sämtliche Partikel niedriger Energie abstoppte und eine grosse Zahl von auf $2,2 \text{ MeV}$ abgebremsten α -Teilchen der direkten Reaktion $\text{Li}^7(p, \alpha)\alpha$ dem α -Zähler zuführte. Ihre Koinzidenzen mit den γ -Impulsen sind rein zufällig. Ist ihre Rate K_Z , diejenige der Einzelkanäle n_α bzw. n_γ , so ist

$$\tau = \frac{K_Z}{2 n_\alpha n_\gamma}.$$

Die nach den beiden Methoden gemessenen Werte stimmten immer überein.

Als Monitor für die Intensität des primären Protonstrahls diente ein $\text{ZnS-}\alpha$ -Detektor mit 931 A Vervielfacher, der die durch ein Fenster von 5 mg/cm^2 unter 135° gegen die Einfallrichtung der Protonen austretenden, nichtresonanten, langreichweitigen α -Teilchen registrierte.

Um die Energie der zu messenden α -Teilchen nicht zu verfälschen, muss die Energie der einfallenden Protonen, bei einer relativ zur Resonanzbreite dicken Target knapp über dem Resonanzwert liegen (Ausbeute gleich $3/4$ der Sättigungsausbeute). Durch die unvermeidliche Ablagerung von Fremdmaterial sinkt im Laufe der Zeit die Ausbeute des resonanten Prozesses. Bei den Messungen wurde mit Hilfe eines separaten γ -Strahlmonitors [NaI(Tl) -Kristall mit 5819-Vervielfacher] die reso-

nante γ -Intensität gemessen. Die Targets wurden im Vakuum aufgedampft und solange benützt, bis die γ -Intensität bei konstanter Primärenergie der Protonen infolge Ablagerung auf die Hälfte sank. Dies ergibt für die Protonen eine Energieverminderung um 8,5 KeV und für die austretenden α -Teilchen eine solche von etwa 20 KeV. Bei 5 μAmp . Protonenstrom konnte ein Target 3 bis 5 h benützt werden.

Bei der Messung des α -Energiespektrums der Einzelimpulse zeigte es sich, dass durch Streuung an den Wänden der Vakuumkammer des Spektrographen eine sehr grosse Zahl nichtresonante, hochenergetische α -Teilchen auf den ZnS-Szintillationsdetektor gelangen. Für die Koinzidenzmessungen sind sie belanglos, dagegen sind sie für das Einzelspektrum störend, da sie wegen der starken Nichtlinearität des ZnS-Detektors Impulse von fast gleicher Grösse ergeben wie die α -Teilchen kleinerer Energie. Für die Einzelmessung wurde daher der ZnS-Detektor durch einen 0,5 mm dicken CsI(Tl)-Kristall ersetzt. Seine Lichtausbeute ist ziemlich linear und damit konnten die hochenergetischen, gestreuten α -Teilchen durch ihre grössere Impulshöhe durch einen nach oben begrenzten Kanal ausgeschieden werden.

Resultate. Die Zahl der α - γ -Koinzidenzen wurde als Funktion des Magnetstroms gemessen, wobei die Impulszahl des γ -Monitors zur Normierung auf gleiche Anzahl Reaktionen diente. In derselben Weise wurde das Spektrum der α -Einzelimpulse erhalten.

Zunächst wurden die in Funktion des Magnetstromes gemessenen Verteilungen auf die Energie der α -Teilchen im Laborsystem umgerechnet. Die Apertur des Spektrographen ist unabhängig von der Energie, der akzeptierte Energiebereich ist daher $\Delta E = E/R$ wo R das von E unabhängige Auflösungsvermögen darstellt. Aus der beim Strom J gemessenen Anzahl $Z(J)$ ergibt sich die Energieverteilung durch $N(E) = \text{const. } Z(J)/E$. Die gemessene Koinzidenzzahl musste sodann für folgende Effekte korrigiert werden:

1. Zufällige Koinzidenzen. Ihre Anzahl N_Z wurde aus den Einzelimpulsraten n_α und n_γ , der Auflösungszeit τ und der Messzeit T ermittelt: $N_Z = 2 n_\alpha n_\gamma \tau T$ und betrug 3 bis 10% der wahren Koinzidenzzahl.

2. Bei kleinen Energien ($\sim 1 \text{ MeV}$) tritt das α -Teilchen mit grosser Wahrscheinlichkeit infolge Elektroneneinfangs als He^+ -Ion aus dem Targetmaterial aus. Seine magnetische Steifigkeit entspricht daher einem α -Teilchen vierfacher Energie. Dies bedeutet einen Zählverlust bei den niedrigen Energien. Bei den Koinzidenzmessungen täuschen diese Teilchen aber keine höher energetischen α 's vor, da sie infolge der langen Flugzeit bei der Einstellung des Spektrographen auf die vierfache Energie ausserhalb der Koinzidenzzeit registriert werden. Der Anteil einfach geladener He^+ -Teilchen erreicht bei jeder Energie nach Durchlauf sehr

kleiner Materialdicken und fast unabhängig vom Material, einen konstanten, nur von der Energie des α -Teilchens abhängigen Wert, wie dies von BRIGGS¹²⁾ gefunden wurde. Figur 5a zeigt das Verhältnis

$$\frac{\alpha^{++} + \alpha^+}{\alpha^{++}}$$

als Funktion der α -Energie. Mit diesem Faktor wurden die gemessenen Werte multipliziert.

3. Die Energie des γ -Quants variiert mit der Energie des zu ihm koinzidenten α -Teilchens. Da die Ansprechwahrscheinlichkeit des γ -Zählers

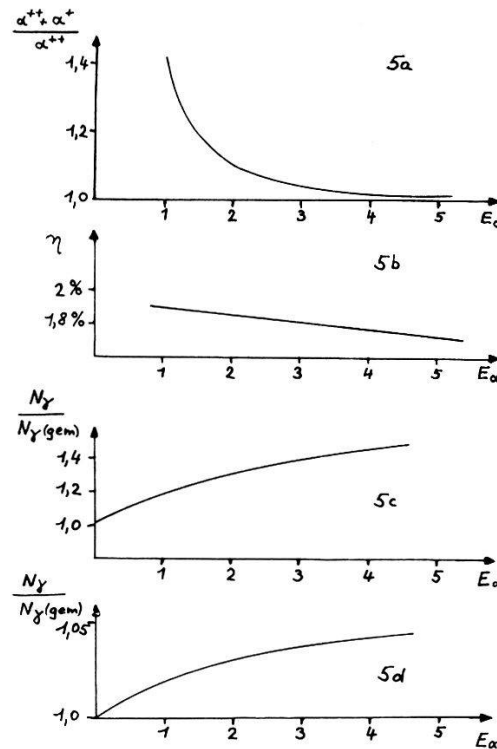


Fig. 6

energieabhängig ist, muss hierfür eine Korrektur angebracht werden. Sie wurde rechnerisch ermittelt unter der Annahme, dass die Ansprechwahrscheinlichkeit durch den Absorptionskoeffizienten $\mu(E_\gamma)$ und die Kristalldicke d gegeben ist.

$$\eta(E_\gamma) = \text{const } e^{-\mu(E_\gamma) \cdot \frac{d}{2}} \cdot \mu(E_\gamma) \quad \text{Näherungsweise ist: } E_\gamma \approx E^* + E_0 - 2E_\alpha'$$

wo E^* die Anregungsenergie des γ -strahlenden Niveaus, E_0 die Zerfallsenergie des Grundzustandes und E_α' die Energie jedes α -Teilchens im Ruhesystem des Be^8 bedeutet. Diese Korrektur ist in Figur 5b dargestellt.

4. Das Streufeld des α -Spektrographen beeinflusst die Zählraten der α - und γ -Zähler, sowie des γ -Monitors, indem die Ausgangsimpulshöhen

der Vervielfacher verändert werden. Für die α -Zähler ist die Korrektur kleiner als 0,5% und kann vernachlässigt werden. Für die γ -Zähler wurde die Grössenänderung der Impulse an der Photospitze der Cs¹³⁷- γ -Strahlung (0,661 MeV) in Funktion des Magnetstromes gemessen. Die beim Feld Null gemessene Impulshöhenverteilung kann unter der Annahme der gleichen relativen Verschiebung wie bei Cs berechnet und damit für das gegebene Diskriminationsniveau die Zählratenkorrektur ermittelt werden. Für den γ -Zähler und den γ -Monitor sind die Verhältnisse der wahren zur gemessenen Zählrate in den Figuren 5c und 5d dargestellt. Bei der Messung des Spektrums der α -Einzelimpulse treten ausser diesen Korrekturen noch zwei weitere auf, nämlich:

5. Die einfach geladenen α -Teilchen der Energie E_α werden bei einer der vierfachen Energie entsprechenden Magnetfeldeinstellung registriert, vorausgesetzt, dass sie Impulse über dem Diskriminationsniveau des α -Zählers liefern. Dieses liegt bei 0,9 MeV. Für Energien oberhalb 3,6 MeV beträgt die wahre Anzahl der α -Impulse:

$$N_\alpha(E_\alpha) = N_g(E_\alpha) - N_\alpha(E_{\alpha/4}) \left(\frac{\alpha^+}{\alpha^+ + \alpha^{++}} \right)_{E_{\alpha/4}}$$

und kann damit aus der gemessenen Verteilung $N_g(E_\alpha)$ mit Hilfe der Korrektur 5a bestimmt werden.

6. Der Untergrund des γ -Monitors ist vernachlässigbar klein, derjenige des α -Zählers ist zeitlich konstant und vom Magnetfeld und der Protonenstrahlintensität unabhängig, da er vorwiegend von α -Teilchen aus der Wand der Spektrographenkammer in unmittelbarer Nähe des α -Zählers stammt. Er betrug $0,420 \pm 0,005$ Impulse pro Minute, was an den Enden des α -Spektrums bis zu 40% der gemessenen Zahl ausmacht.

Die Anregungsenergie E_B des Be-Kernes ergibt sich aus der Energie E_α' der α -Teilchen im Ruhsystem des α -zerfallenden Be-Kernes aus der Beziehung

$$E_\alpha' = \frac{E_B + E_0}{2}.$$

Die unter 90° gegen die Einfallsrichtung der Protonen emittierten α -Teilchen besitzen wegen des Rückstosses durch das energetische γ -Quant auch bei scharfer γ -Energie eine zwischen Grenzen kontinuierliche Energieverteilung. Es seien \vec{p}_p , \vec{p}_γ , \vec{p}_B , $\vec{p}_{\alpha 1}$, $\vec{p}_{\alpha 2}$ die Impulse des einfallenden Protons, γ -Quants, des α -zerfallenden Be und der beiden α -Teilchen im Laborsystem. Dann gilt offenbar (Fig. 6) $\vec{p}_B = \vec{p}_p - \vec{p}_\gamma = \vec{p}_{\alpha 1} + \vec{p}_{\alpha 2}$ und entsprechend für die Energiebilanz wenn T_B die kinetische Energie des α -zerfallenden Be ist:

$$E_B + E_0 + T_B = E_{\alpha 1} + E_{\alpha 2} = 2 E_\alpha' + T_B.$$

Wird das γ -Quant unter einem Polarwinkel ϑ im Laborsystem gegen die

Protoneinfallrichtung und unter einem Azimuthalwinkel φ gegen die durch das beobachtete α -Teilchen und das Proton bestimmte Ebene emittiert, so ist unter Vernachlässigung höherer quadratischer Glieder in p_p und p_γ :

$$E_\alpha = E_{\alpha'} - \frac{p_p^2 + p_\gamma^2}{8 m_\alpha} + \frac{p_\gamma^2 \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi}{4 m_\alpha} - \frac{p_p p_\gamma \cos \vartheta}{4 m_\alpha} \pm \frac{p_\gamma}{2 m_\alpha} \sin \vartheta \cos \varphi \sqrt{2 m_\alpha E_{\alpha'}}$$

Die Emission der γ -Quanten erfolgt jedenfalls nach dem Grund- und ersten angeregten Zustand isotrop. Die Glieder in p_γ^2 können vernachlässigt werden und $p_\gamma = E_\gamma/c$ darf als richtungsunabhängig angenommen werden. Damit ergibt sich für eine scharfe γ -Energie eine homogene Verteilung der beobachteten α -Teilchen zwischen den Grenzen:

$$E_{\alpha \min}^{\max} = E_{\alpha'} - \frac{m_p}{4 m_\alpha} T_p \pm E_\gamma \sqrt{\frac{E_{\alpha'}}{2 m_\alpha c^2} + \frac{m_p}{m_\alpha} \frac{T_p}{8 m_\alpha c^2}} = E_{\alpha_0} \pm \Delta E_\gamma$$

symmetrisch um den Wert

$$E_{\alpha_0} = E_{\alpha'} - \frac{m_p}{4 m_\alpha} T_p, \text{ wobei } T_p = \frac{p_p^2}{2 m_p} \text{ ist.}$$

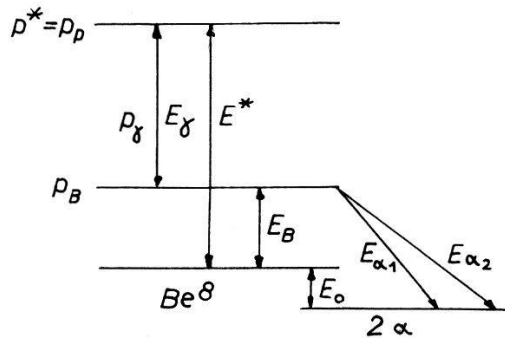


Fig. 6.

Durch das endliche Auflösungsvermögen des Spektrographen entsteht eine zusätzliche Verbreiterung ΔE_R . Näherungsweise dürfen die beiden Verbreiterungen quadratisch addiert werden, so dass für eine feste γ -Energie die beobachtete α -Gruppe eine Energiebreite

$$\Delta E_\alpha = \sqrt{\Delta E_\gamma^2 + \Delta E_R^2}$$

besitzt. Sie beträgt bei $E_\alpha = 1,5$ MeV, $\Delta E_\alpha = 0,4$ MeV, bei $E_\alpha = 3$ MeV, $\Delta E_\alpha = 0,48$ MeV. Bei der Messung der α - γ -Koinzidenzen gelangt nur ein kleiner Bruchteil des gesamten räumlichen Winkels der Quanten zum γ -Zähler, wodurch die γ -Verbreiterung stark reduziert wird. Die gesamte Breite beträgt daher bei den Koinzidenzmessungen nur $1/4$ der obigen Werte. Da sicher keine α -stabilen Zustände mit einer Breite unterhalb einiger 100 KeV zu erwarten sind, stellt die Verteilung $N(E_\alpha)$ ein getreues Abbild der Verteilung $N'(E_{\alpha'})$ dar.

Das auf die Anregungsenergie bzw. E_{α}' vermöge der Beziehung $E_{\alpha}' = E_{\alpha 0} + \frac{1}{16} T_p$ umgerechnete Koinzidenzspektrum ist in Figur 7 wiedergegeben. Es enthält insgesamt 1300 Koinzidenzen in 50 KeV-Intervallen, die das Resultat von total 120 Meßstunden darstellen. Figur 8

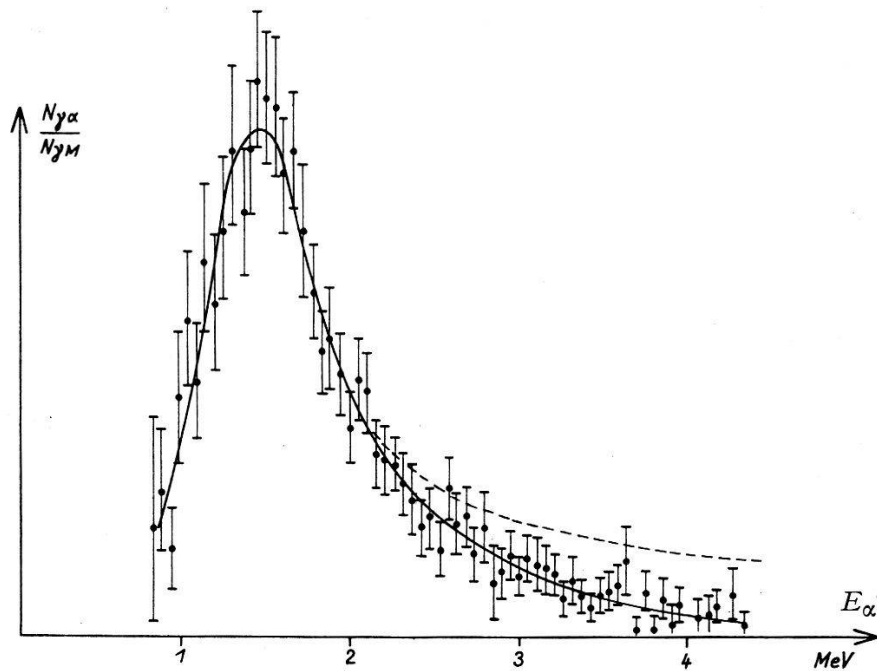


Fig. 7

zeigt das entsprechende Spektrum der Einzelimpulse. Die punktiert im Koinzidenzspektrum eingezeichnete Kurve stellt das Spektrum der Einzelimpulse auf gleiche Totalzahl normiert dar.

Diskussion

Das Koinzidenzspektrum Figur 7 zeigt klar, dass der breite Zustand bei $E_B = 2 E_{\alpha}' - E_0 = 2,9$ MeV keinerlei scharfe Komponenten enthält oder eine Struktur von der Grössenordnung der Auflösung $\Delta E_{\alpha} = 0,1$ MeV aufweist. Für $E_{\alpha}' > 2,5$ MeV reicht die statistische Genauigkeit der Messungen nicht, um auch relativ intensive Zustände mit Sicherheit auszuschliessen. Das Einzelspektrum (Fig. 8) dagegen gibt keinen brauchbaren Aufschluss im Energiebereich von 1 bis 2 MeV, da dort trotz der Verwendung Li^6 verarmerter Targets die Gruppen He^3 und He^4 der Reaktion $\text{Li}^6(p, \alpha)\text{He}^3$ alles überdecken. Diese Linie ist scharf, ihre Breite von 0,2 MeV wird fast ausschliesslich durch den Energieverlust der α -Teilchen in der Target verursacht. Die verwendeten Targetdicken gaben für Protonen von 0,4 MeV, Energieverluste von 30 bis 80 KeV, was einen Energieverlust von 120 bis 320 KeV für α -Partikel von 1,8 MeV bedeutet. Dementsprechend sollte das Linienmaximum von 1,85 auf 1,73 MeV verschoben sein, in guter Übereinstimmung mit dem beobachteten Wert

1,70 MeV. Im Energiebereich $E_{\alpha'} > 2$ MeV zeigt das Einzelspektrum, dessen Punkte in Intervalle von 0,1 MeV zusammengefasst sehr kleine statistische Fehler aufweisen, keinerlei Abweichungen vom monotonen Verlauf. Gelegentlich wurde ein Buckel bei etwa 3,5 MeV festgestellt. Er fehlt im Koinzidenzspektrum und ist eindeutig der Reaktion $O^{18}(p,\alpha)N^{15}$ zuzuschreiben, deren Q -Wert von 3,969 MeV eine α -Energie von 3,48 MeV ergibt. In der Tat konnte dieser Buckel deutlich nachgewiesen werden an

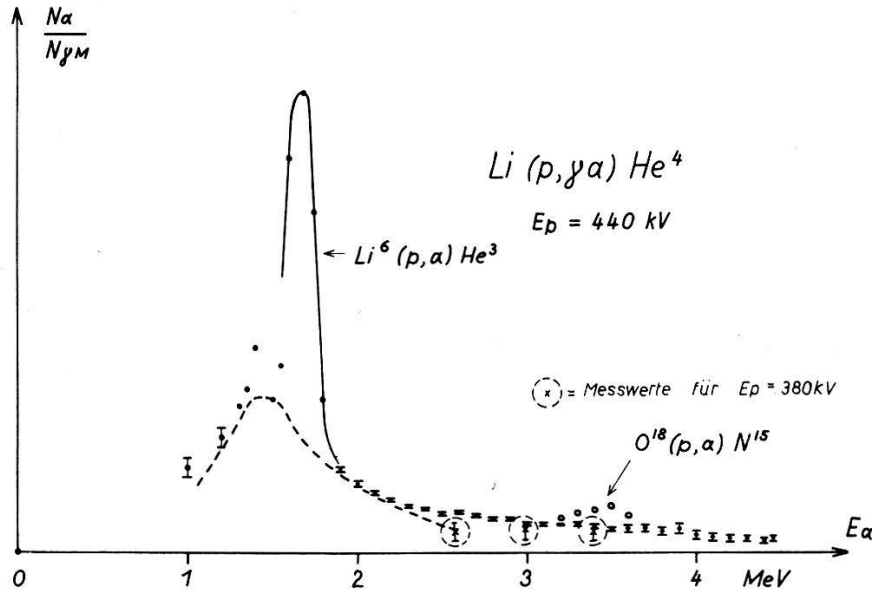


Fig. 8

Li-Targets, die oxydiert wurden. Die an solchen Targets erhaltenen Messpunkte sind in Figur 8 als Kreise eingezeichnet. Mit der vorliegenden Genauigkeit der Punkte des Einzelspektrums lässt sich die Intensität eines damit verträglichen Niveaus des Be^8 berechnen. Die nachweisbare Mindestintensität hängt ausser von der Energie stark von der Breite des hypothetischen Niveaus ab. In Tabelle II sind für die zwei in Frage kommenden Energiebereiche die Mindestintensität solcher Niveaus in Prozenten der gesamten α -Intensität für verschiedene Werte der Breite zusammengestellt:

Tabelle II

$E_{\alpha'}$ MeV	E_B MeV	Γ MeV	I/I_{Tot} %
2-3	4-6	0,5	0,5
		1,0	1
3-4,5	6-9	0,5	1
		1,0	2

Daraus folgt, dass wenn überhaupt höhere angeregte Zustände des Be als das 2,9-MeV-Niveau mit geradem Spin und gerader Parität vorhanden sind, diese bei den γ -Übergängen praktisch nicht angeregt werden. Dies deckt sich mit dem Resultat von LA VIER, HANNA und GELINAS¹¹⁾ bei derselben Reaktion. Aber auch bei anderen Reaktionen, die unter Partikelemission zum Be⁸ führen, konnte nur das eine breite Niveau bei 2,9 MeV gefunden werden, wie zum Beispiel bei der Untersuchung von MOAK und WISSEMAN der Reaktion $\text{Li}^6(\text{He}^3, p)\text{Be}^8$ ¹⁰⁾ oder derjenigen von FROST und HANNA an der Reaktion $\text{Li}^8(\beta)\text{Be}^8$ ⁸⁾. Insbesondere haben aber auch die neueren α - α -Streumessungen gezeigt, dass bis zu Energien $E_B \approx 6$ MeV nur die vom Grundzustand und dem 1. angeregten Zustand $I = 2^+$ herrührenden Streuphasen auftreten^{16) 17)}.

Ein Vergleich der Figuren 7 und 8 zeigt, dass der Abfall der α -Intensität gegen hohe Energien des Einzelspektrums viel langsamer erfolgt als beim Koinzidenzspektrum. In Figur 7 ist der Verlauf des Einzelspektrums punktiert eingezeichnet. Um diese Diskrepanz aufzuklären, wurden einige Punkte des Einzelspektrums mit einer Protonenenergie von 0,38 MeV, das heisst unterhalb der $\text{Li}^7(p, \gamma)\text{Be}^8$ -Resonanz gemessen. Diese Punkte sind in Figur 8 als Kreuze eingezeichnet. Sie zeigen, dass etwa die Hälfte der bei Energien oberhalb 2,5 MeV registrierten α -Teilchen des Einzelspektrums nicht resonant und nicht γ -koinzident sind und daher nicht von niedrigen Anregungszuständen des Be⁸ stammen. Da der direkte nicht-resonante Zerfall $\text{Li}^7(p, \alpha)\alpha$ einen grossen Wirkungsquerschnitt besitzt, so muss dieser Untergrund von der kleinen Anzahl an der Kammerwand gestreuten α -Teilchen herrühren, die Impulse im CsI verursachen, deren Grösse unter der oberen Kanalgrenze liegen.

Wenn auch die Breite des beobachteten Niveaus bei 2,9 MeV vergleichbar mit der Anregungsenergie ist, sollte es doch möglich sein, die Messungen durch eine geeignet modifizierte Breit-Wigner Ein-Niveau-Beziehung darzustellen. Die Ausbeute Y in Funktion der Anregungsenergie $E_B = 2 E_\alpha' - E_0$ muss von der Form sein:

$$Y = \text{const} \frac{T_{e'}(E_\gamma) \Gamma(E_B)}{(E_B - \bar{E}_B)^2 + \Gamma^2/4}$$

wo $T_{l'}$ die zur Energie E_B des Endkerns führende Übergangswahrscheinlichkeit für γ -Strahlung der Multipolarität l' bedeutet, \bar{E}_B der Resonanzenergiewert des betrachteten Niveaus und Γ die fast ausschliesslich durch die α -Zerfallswahrscheinlichkeit des Be⁸ bestimmte Breite, die wiederum proportional der Barrierenpenetrabilität für α -Teilchen mit dem Drehimpuls l ist. Der γ -Übergang zum Niveau $I = 2^+$ vom Niveau $I = 1^+$ kann durch magnetischen Dipol- oder elektrische Quadrupolstrahlung erfolgen. Die Übergangswahrscheinlichkeit ist proportional $\nu^{2l'+1}$. Unter der

Annahme der kleinsten Multipolarität $l = 1$, magnetische Dipolstrahlung, ist $Tl'(E_\gamma) \approx \nu^3 \approx (E^* - E_B)^3$. Die in Figur 7 ausgezogene Kurve ist den experimentellen Punkten durch Wahl der Parameter I und \bar{E}_B angepasst, wobei sich die Werte

$$\bar{E}_B = 2,8 \text{ MeV}; I = 1,9 \text{ MeV}$$

ergaben. Wie Figur 7 zeigt, wird die Asymmetrie der beobachteten Verteilung sehr gut durch die modifizierte Breit-Wigner-Beziehung wiedergegeben.

Durch die vorliegenden und andere erwähnten Messungen ergibt sich, dass Be^8 zwischen 0 und 9 MeV sicher keine α -instabilen Zustände besitzt. Die Existenz von γ -strahlenden Niveaus scheint bei solch niedrigen Anregungsenergien äusserst unwahrscheinlich. Damit sollte es möglich sein, Be^8 wenigstens bei niedrigen Energien durch ein einfaches α -Modell zu erklären, wie dies WHEELER¹³⁾, HAEFNER¹⁴⁾ und INGLIS¹⁵⁾ versucht haben. Für das Kraftgesetz zwischen zwei α -Teilchen muss ein Potential gewählt werden, von der Art des Morsepotentials für zweiatomige Moleküle, modifiziert mit der Coulomb-Abstossung bei grossen Abständen, das heisst attraktive, nukleare Kräfte bei mittleren und stark abstossende Kräfte bei kleinen Abständen. Ein solches Potential ist das von HAEFNER benützte:

$$0 \leq r \leq r_0: V = q^2 \frac{\hbar^2}{2\mu r^2} - D \quad r \geq r_0: V = \frac{Z^2 e^2}{r}$$

wo μ die reduzierte Masse des Systems, q^2 , r_0 und D geeignet zu wählende Konstanten, Ze die Ladung jedes der beiden Teilchen bedeutet. Der Radialteil R der Wellenfunktion wird gegeben durch:

$$E = E_B + E_0$$

$$r < r_0: \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \left(k_0^2 - \frac{q^2 + l(l+1)}{r^2} \right) R = 0 \quad k_0 = \sqrt{\frac{2\mu(E+D)}{\hbar^2}}$$

$$r > r_0: \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR}{dr} \right) + \left(k^2 - \frac{l(l+1)}{r^2} - \frac{Z^2 e^2}{r^2} \right) R = 0 \quad k = \sqrt{\frac{2\mu E}{\hbar^2}}$$

Wählt man für q^2 den Wert 30, so sind die 2 Lösungen für $r < r_0$ mit $l = 0$ und $l = 2$:

$$R_0(r) = \frac{A_0}{\sqrt{k_0 r}} J_{11/2}(k_0 r) \quad \text{exakt und für}$$

$$l = 2 \quad R_2(r) = \frac{A_2}{\sqrt{k_0 r}} J_6(k_0 r) \quad \text{in guter Näherung.}$$

Für $r > r_0$ sind die Lösungen:

$$R_l(r) = \frac{B_l}{k r} [\cos \delta_l \cdot F_l(k r) + \sin \delta_l \cdot G_l(k r)]$$

wobei F_l und G_l die reguläre und irreguläre Coulombfunktion bedeuten. Wie HAEFNER gezeigt hat, ergibt sich aus der Lage der Zustände $l = 0$ und $l = 2$ bei 0,09, bzw. 2,8 MeV, $r_0 = 4,5 \times 10^{-13}$ cm und $D \approx 29,2$ MeV. Die Lebensdauer der beiden virtuellen Zustände ergibt sich aus den Randbedingungen unter Verwendung der tabellierten Coulombfunktionen

$$\tau = \frac{\hbar^2}{v |B_l|^2} \int_0^{r_0'} r^2 R_l^2 dr$$

$$\text{wo } v = 2 \sqrt{E/m_\alpha}$$

die Relativgeschwindigkeit der beiden α 's bedeutet; r_0' ist eine geeignet zu wählende Grenze des «Kerns». Für die nachfolgende Rechnung wird für r_0' die Austrittsstelle der Coulomb-Barriere $r_0' = Z^2 e^2/E$ gewählt (Fig. 9).

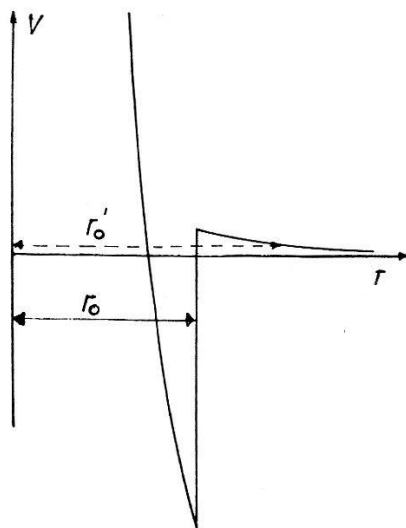


Fig. 9

Damit erhält man für die Lebensdauer der beiden Zustände:

$$\tau_0 = 0,92 \times 10^{-16} \text{ sec}; \quad \tau_2 = 0,34 \times 10^{-21} \text{ sec.}$$

Würde $r_0' = r_0$ gewählt, so würden diese Werte etwa 2- bzw. 3mal kleiner. Die so berechnete Lebensdauer τ_2 des abgeregteten Zustandes ist in sehr guter Übereinstimmung mit dem experimentellen Wert $\tau_2 = \Gamma/\hbar = 0,35 \times 10^{-21}$ s. Die Lebensdauer des Grundzustandes ist direkt noch nie bestimmt worden. Aus der Tatsache, dass bei der α - α -Streuung die

Resonanzstreuung beim Grundzustand nicht beobachtet wurde, schliessen HEYDENBURG und TEMMER¹⁶⁾ auf $\tau_0 \geq 2 \times 10^{16}$ s. TREACY¹⁸⁾ konnte keine merkbare Abbremsung im festen Material des Be⁸-Kernes vor dem α -Zerfall feststellen und schliesst daraus, dass $\tau < 4 \times 10^{-15}$ s ist. Der oben berechnete Wert liegt mit $0,9 \times 10^{-16}$ s etwas ausserhalb der experimentellen Grenzwerte $2 \times 10^{-16} \leq \tau_0 \leq 40 \times 10^{-16}$ s.

Herrn Dr. A. RYTZ sind die Autoren für die Mithilfe und Überwachung der van de Graaff-Anlage zu Dank verpflichtet. Die Schweizerische Kommission zur Förderung der Forschung auf dem Gebiet der Atomenergie (S.K.A.) hat die vorliegende Untersuchung finanziell in grosszügiger Weise unterstützt.

Literatur

- 1) AJZENBERG, LAURITSEN, *Rev. Mod. Phys.* 27, 77 (1955).
- 2) MALM, INGLIS, *Phys. Rev.* 92, 1326 (1953).
- 3) TITTERTON, *Phys. Rev.* 94, 206 (1954).
- 4) WALKER, MCDANIEL, *Phys. Rev.* 45, 63 (1934).
- 5) BURCHAM, FREEMAN, *Phil. Mag.* 41, 921 (1950).
- 6) ERDÖS, SCHERRER, STOLL, *Helv. Phys. Acta*, XXVI, 207 (1953).
- 7) INALL, BOYLE, *Phil. Mag.* 44, 1081 (1953); 45, 768 (1954).
- 8) FROST, HANNA, *Phys. Rev.* 99, 8 (1955).
- 9) GLÄTTLI, LOEPFE, STOLL, *Helv. Phys. Acta* XXVIII, 367 (1955).
- 10) MOAK, WISSEMAN, *Phys. Rev.* 101, 1326 (1955).
- 11) LAVIER, HANNA, GELINAS, *Phys. Rev.* 103, 143 (1956).
- 12) BRIGGS, *Proc. Royal Soc. A* 114, 341 (1927).
- 13) WHEELER, *Phys. Rev.* 59, 27 (1941).
- 14) HAEFNER, *Rev. Mod. Phys.* 23, 228 (1951).
- 15) INGLIS, *Rev. Mod. Phys.* 25, 330 (1953).
- 16) HEYDENBURG, TEMMER, *Phys. Rev.* 104, 123 (1956).
- 17) RUSSELL, PHILLIPS, REICH, *Phys. Rev.* 104, 135 (1956).
- 18) TREACY, *Proc. Phys. Soc. A* 68, 204 (1955).