

$\beta\nu$ - und $\beta\alpha$ -Winkelkorrelationen beim Zerfall von ${}^8\text{Li}$ und ${}^8\text{B}$

H. EICHNER, K. H. LAUTERJUNG, H. MEINHARDT, B. SCHIMMER

Institut für Kernphysik der Universität zu Köln

und

U. SCHMIDT-ROHR

Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg

(Z. Naturforschg. **21 a**, 908–913 [1966] ; eingegangen am 4. April 1966)

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

The $\beta\nu$ - and $\beta\alpha$ -angular correlations for the decay of ${}^8\text{Li} \rightarrow {}^8\text{Be}^* \rightarrow 2\alpha$ previously studied have been remeasured with an improved experimental setup. In addition we have measured these correlations for the decay ${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* \rightarrow 2\alpha$.

For the coefficient b in the angular correlation between β -, ν - and α -particle for GAMOW-TELLER interaction

$$W(b, \vartheta, \varphi) d\Omega = [1 + b v/c] \cos \vartheta \cdot \cos \varphi] d\Omega$$

we got $b({}^8\text{Li}) = -1,01 \pm 0,07$ and $b({}^8\text{B}) = 1,05 \pm 0,12$. Both results are in agreement with pure axial vector interaction.

For the coefficient B in the angular correlation between β - and α -particle

$$W(\Theta) d\Omega = (1 + A \cdot \cos \Theta + B \cdot \cos^2 \Theta) d\Omega$$

we got $B({}^8\text{Li}) = (+0.0031 \pm 0.0003) \cdot W_\beta$ and $B({}^8\text{B}) = (-0.0023 \pm 0.0003) \cdot W_\beta$. The experimental result

$$\delta = B({}^8\text{Li}) - B({}^8\text{B}) = (0.0054 \pm 0.0004) W_\beta$$

is within the range predicted by the Conserved Vector Current theory.

I. Teil. Die $\beta\nu$ -Winkelkorrelation**1. Einleitung**

Es war das Ziel der vorliegenden Arbeit, aus der $\beta\nu$ -Winkelkorrelation beim Zerfall von ${}^8\text{Li}$ die frühere¹ Bestimmung der Art der Wechselwirkung beim β -Zerfall mit verbesserter experimenteller Anordnung und erhöhter Genauigkeit zu wiederholen und außerdem die entsprechenden Messungen an dem zugehörigen Spiegelkern ${}^8\text{B}$ zu machen.

Wie in¹ eingehend ausgeführt, gilt bei Anwendung der $\beta\nu$ -Winkelkorrelation für ausgerichtete Kerne² auf den vorliegenden Zerfall für das Energiedifferenz-Spektrum $N(\Delta E_\alpha)$ der beiden zum Zerfall von ${}^8\text{Be}^*$ gehörenden α -Teilchen

$$N(\Delta E_\alpha) = \frac{1}{A} \iint N(E_\beta, E_\alpha) (1 + b h \cos \vartheta) \cdot \frac{-dh}{d(\Delta E_\alpha)} \cdot dE_\beta \cdot dE_\alpha. \quad (1)$$

Dabei ist A ein Normierungsfaktor, $N(E_\beta, E_\alpha)$ die Wahrscheinlichkeit für einen Zerfall mit der Energie E_β bzw. E_α des β - bzw. α -Teilchens, b der Winkel-

korrelationskoeffizient für axialvektorielle ($b = -1$) bzw. tensorielle ($b = +1$) Kopplung, ϑ der Winkel zwischen dem β - und einem α -Teilchen, $h = h(\Delta E_\alpha, E_\alpha, E_\beta, \vartheta)$. Die Berechnung der Energiedifferenz-Spektren wurde auf der IBM 7090 des Instituts für Instrumentelle Mathematik, Bonn, durchgeführt.

2. Versuchsanordnung

${}^8\text{Li}$ bzw. ${}^8\text{B}$ wurden mit dem inneren Strahl des Zyklotrons durch die Reaktionen ${}^7\text{Li}(d,p){}^8\text{Li}$ bzw. ${}^6\text{Li}({}^3\text{He},n){}^8\text{B}$ erzeugt und von einer automatisch arbeitenden Pneumatik in die 1,5 m vom Zyklotron entfernte Meßkammer transportiert.

2.1 Sammeltechnik

Das Prinzip der elektrostatischen Sammeltechnik bei den ${}^8\text{Li}$ -Messungen ist bereits an anderer Stelle³ beschrieben worden. Der durch das Experiment gestellten Forderung nach einer möglichst dünnen Sammelfolie stand entgegen, daß mit abnehmender Foliendicke ihre elektrische Leitfähigkeit abnimmt und damit ein erheblicher Spannungsabfall in der Folie herrscht. Da so mit abnehmender Foliendicke die Aktivität in zu-

¹ W. GRUHLE, K. H. LAUTERJUNG, B. SCHIMMER u. U. SCHMIDT-ROHR, Nucl. Phys. **74**, 129 [1965].

² H. SCHOPPER, Fortschr. Phys. **8**, 327 [1960].

³ W. GRUHLE, K. H. LAUTERJUNG, B. SCHIMMER u. U. SCHMIDT-ROHR, Nucl. Phys. **42**, 321 [1963].



nehmendem Maße am Folienrand und auf der Trägeröse gesammelt wird, wurden bei dem vorliegenden Experiment Kohlenstoff-Folien von etwa $40\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$ verwendet, die auf Ösen von $3\text{ mm } \phi$ aus Stahldraht von $0,2\text{ mm}$ Dicke aufgespannt waren. Wegen der Sammlung der Aktivität auf Folie und Öse mußten zur Lokalisierung des Zerfallsortes auf der Folie daher in der Meßkammer (Abschn. 2.2) $\alpha\beta$ -Koinzidenzen registriert werden.

Wegen der höheren spezifischen Ionisation und der größeren Rückstoßenergie der ^8B -Ionen wurde bei den ^8B -Messungen von der elektrostatischen Sammeltechnik abgegangen. Hier wurde das im Vakuum auf eine Kohlenstoff-Folie von $30\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$ aufgedampfte, im Sondenkopf aktivierte ^6Li -Target selbst in die Meßkammer transportiert. Durch die starke Erwärmung der Drahtöse während der Aktivierung wurde die Öse von ^6Li durch Abdampfen befreit. Dadurch wurde die Aktivität nur auf der Folie erzeugt. Da so die Lokalisierung des Zerfallsortes auf der Folie gesichert war, genügte bei den ^8B -Messungen die Registrierung von $\alpha\beta$ -Koinzidenzen. Wegen des kleinen Wirkungsquerschnitts von ^3He -Reaktionen tritt bei dem mit ungeladener Ionenquelle durchgeführten Experiment nur wenig Untergrundstrahlung auf.

2.2 Meßkammer

In der Meßkammer (Abb. 1) sind vier Plastikszintillationszähler ($\beta_1 \dots \beta_4$) von $12\text{ cm } \phi$ und 5 cm Dicke zur Registrierung der β -Teilchen und vier Grenzsichtzähler ($\alpha_1 \dots \alpha_4$) von $0,4\text{ mm}$ Dicke zur Registrierung der α -Teilchen aufgestellt. Die β -Zähler erfassen einen Öffnungswinkel von $\pm 14,5^\circ$.

Bei den ^8Li -Messungen bestimmten die Zähler α_3 bzw. α_4 die Richtung des α -Teilchens. Die Zähler α_1 bzw. α_2 dienen nur zur Erfüllung der oben geforderten $\alpha\beta$ -Koinzidenzbedingungen.

Da bei den ^8B -Messungen nur $\alpha\beta$ -Koinzidenzen nötig waren, wurden hier zur Richtungsbestimmung des einen α -Teilchens auch die Zähler α_1 und α_2 im Abstand

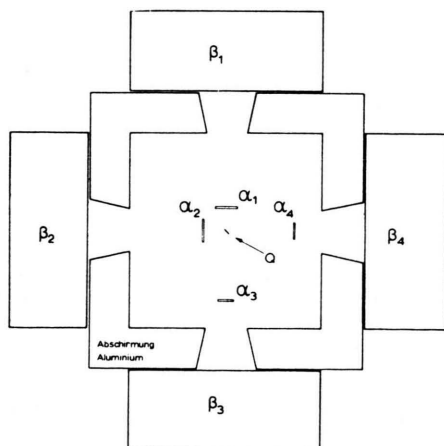


Abb. 1. Meßkammer mit 4 β -Zählern ($\beta_1 \dots \beta_4$), 4 α -Zählern ($\alpha_1 \dots \alpha_4$) und Quelle (Q).

der Zähler α_3 und α_4 von der Quelle Q aufgestellt. Damit wurden vier gleichzeitige Messungen der Winkelkorrelationen möglich.

2.3 Elektronik

Die in dieser Arbeit verwendete Elektronik ist eine Verdopplung der bereits in ¹ beschriebenen. Damit wird bei gleicher Meßzeit eine Verdopplung der Ereignisse erreicht.

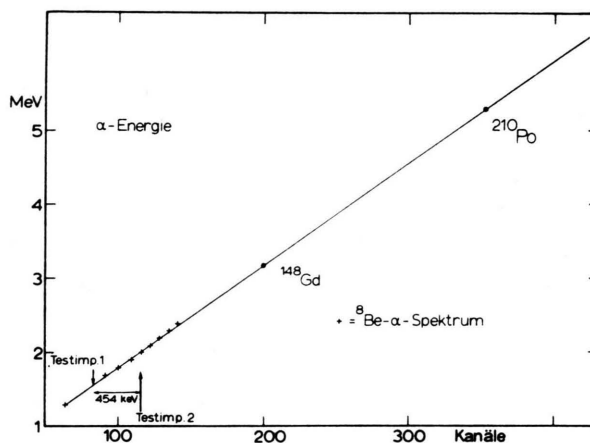


Abb. 2. Eichgerade für die α -Verstärker.

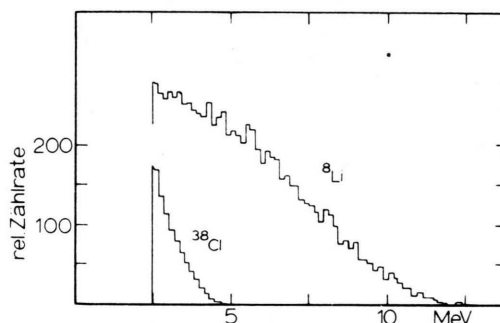


Abb. 3. β -Spektrum von ^8Li und ^{38}Cl .

Zur Energie-Eichung und Stabilitätskontrolle der α -Verstärker und der α -Differenzverstärker dienen zwei Testimpulsgeber-Linien unter Benutzung der mit den α -Energien von ^{210}Po , ^{148}Gd und dem bekannten α -Spektrum aus dem Zerfall $^8\text{Be}^* \rightarrow 2\alpha$ aufgenommenen Eichgeraden (Abb. 2). Zur Energieeichung der β -Verstärker wurden die β -Spektren von ^8Li und ^{38}Cl (Abb. 3) benutzt.

3. Ergebnisse und Diskussion

Abb. 4 zeigt bei $^8\text{Li} \rightarrow ^8\text{Be}^* \rightarrow 2\alpha$ für die vier Winkel $\vartheta = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ$ des β -Teilchens gegen ein α -Teilchen die in einer Meßreihe aufgenommenen α -Energiedifferenz-Spektren. Die Sym-

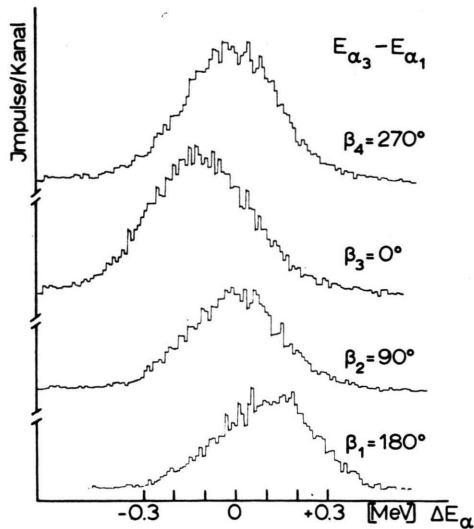


Abb. 4. ${}^8\text{Li} \rightarrow {}^8\text{Be}^* \rightarrow 2\alpha$. α -Energiedifferenz-Spektren in Koinkidenz mit einem β -Teilchen unter 0° , 90° , 180° , 270° gegen ein α -Teilchen.

metrie der Verteilung um $\Delta E_\alpha = 0$ bei $\vartheta = 90^\circ$ und 270° und die Verschiebung durch den Rückstoß von Elektron und Antineutrino bei $\vartheta = 0^\circ$ und 180° sind deutlich zu erkennen.

Für die Bestimmung des Winkelkorrelations-Koeffizienten b wurden bei ${}^8\text{Li}$ bei β -Energien $E_\beta \geq 2,5$ MeV je $1,5 \cdot 10^4$ Ereignisse in den 0° - und 180° -Spektren registriert, während bei den ${}^8\text{B}$ -Messungen insgesamt $2 \cdot 10^4$ Ereignisse aufgenommen wurden.

Zur Auswertung wurden die theoretischen Kurven mit dem Auflösungsvermögen der α -Zähler und der Foliendicke gefaltet. Um die Änderung der Energiedifferenz-Spektren mit dem Winkelkorrelations-Koeffizienten b zu zeigen, sind in Abb. 5 die theoretischen Kurven mit $b = -1$ und $-0,8$ für 0° und 180° dargestellt.

Aus den so gewonnenen theoretischen Kurven für 0° und 180° wurde deren Schwerpunktsabstand (in keV) in Abhängigkeit vom Winkelkorrelations-Koeffizienten b für verschiedene untere E_β -Schwellen aufgetragen (Abb. 6), zusammen mit dem experimentellen Ergebnis für $E_\beta \geq 2,5$ MeV mit dem mittleren Fehler der E_β -Schwelle und dem sich aus dem statistischen Fehler und dem Fehler der α -Eichung ergebenden Fehler der Schwerpunktsverschiebung. Abb. 7 zeigt die entsprechende Darstellung für ${}^8\text{B}$.

Aus dem Abstand der Schwerpunkte folgt für

$${}^8\text{Li}: b = -1,01 \pm 0,06,$$

$${}^8\text{B}: b = -1,15 \pm 0,11.$$

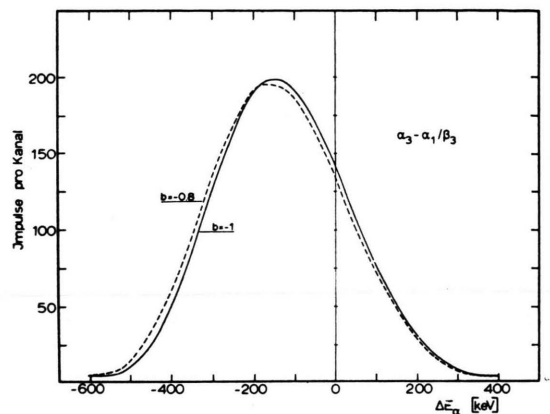
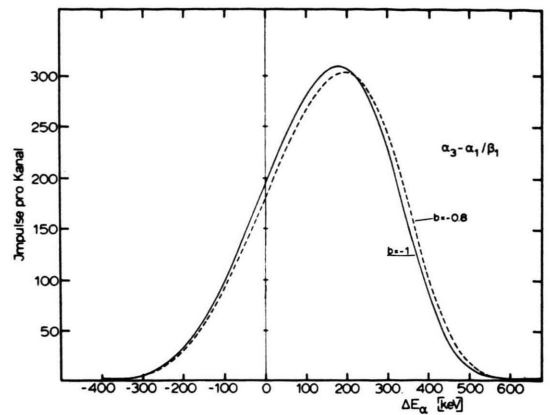


Abb. 5. ΔE_α -Spektrum mit $b = -1$ und $-0,8$ für 0° und 180° .

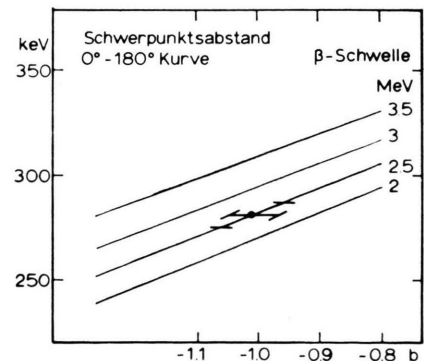


Abb. 6. ${}^8\text{Li} \rightarrow {}^8\text{Be}^* \rightarrow 2\alpha$. Schwerpunktsabstand der α -Energiedifferenz-Kurven (in keV) für 0° und 180° in Abhängigkeit vom Winkelkorrelations-Koeffizienten b für verschiedene untere E_β -Schwellen (in MeV).

Unter Berücksichtigung der in ¹ aufgeführten systematischen Fehler erhält man für

$${}^8\text{Li}: b = -1,01 \pm 0,07.$$

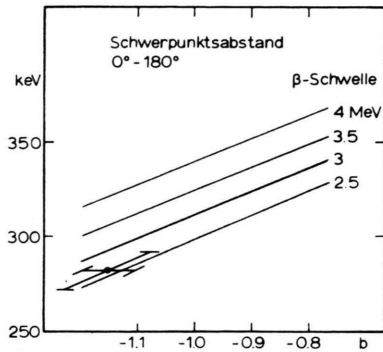


Abb. 7. $^8\text{B} \rightarrow ^8\text{Be}^* \rightarrow 2\alpha$, Schwerpunktsabstand der α -Energiedifferenz-Kurven (in keV) für 0° und 180° in Abhängigkeit vom Winkelkorrelations-Koeffizienten b für verschiedene untere E_β -Schwellen (in MeV).

Wegen der großen Targetdicke bei den ^8B -Messungen und wegen des dadurch bedingten Energieverlustes der α -Teilchen liegt hier die Schwelle der α -Zähler bei $E_\alpha = 1,2 \text{ MeV}$. Da einer großen α -Energie eine kleine β -Zerfalls-Energie entspricht, führt dies zu einer Verminderung des Rückstoßes. Eine Abschätzung aus Rechnungen mit differentieller β -Diskriminierung führt bei ^8B zu einer Korrektur von $\Delta b = +0,1 \pm 0,05$. (Da bei den ^8Li -Messungen die Schwelle der α -Zähler bei $0,6 \text{ MeV}$ liegt, ist dort die entsprechende Korrektur vernachlässigbar.) Damit erhält man für

$$^8\text{B}: b = -1,05 \pm 0,12.$$

Diese Ergebnisse sprechen innerhalb der Fehlergrenze für reine axialvektorielle Kopplung beim GAMOW-TELLER-Zerfall von ^8Li und ^8B .

II. Teil. Die $\beta\alpha$ -Winkelkorrelation

1. Einleitung

Nach der „Conserved Vector Current“-Theorie (CVC-Theorie) der schwachen Wechselwirkung^{4, 5} tritt bei GAMOW-TELLER-Übergängen eine geringe Anisotropie in der $\beta\alpha$ -Winkelverteilung auf, die noch durch schwer abzuschätzende Beiträge zweifach verbotener Matrixelemente vermehrt wird.

Zur Prüfung der CVC-Theorie wurde u. a. die Bestimmung der $\beta\alpha$ -Winkelkorrelationen am Iso-

spin-Triplett $^8\text{Li} - ^8\text{Be} - ^8\text{B}$ vorgeschlagen^{6, 7}. Sie gehorchen der Gleichung

$$W(\Theta) d\Omega = (1 + A \cdot \cos \Theta + B \cdot \cos^2 \Theta) d\Omega, \quad (2)$$

mit dem Winkel Θ zwischen β -Teilchen und einem α -Teilchen. Die Koeffizienten A und B sind proportional zur Gesamt- β -Energie W_β . Das $\cos \Theta$ -Glied drückt die Transformation aus dem Ruhesystem des $^8\text{Be}^*$ -Kerns in das Laborsystem aus. STECH und EICHLER⁸ geben bei V - A -Kopplung nach Mittelung über alle Neutrinorichtungen

$$A = -0,0093 W_\beta$$

an. B enthält den vom „schwachen Magnetismus“ herrührenden GELL-MANN-Term $b \cdot W_\beta$ und schwer abzuschätzende zweifach verbotene Beiträge. Der GELL-MANN-Term hat für β^- - und β^+ -Strahler verschiedene Vorzeichen, der entscheidende Teil der anderen Beiträge dagegen gleiches Vorzeichen. Damit liefert

$$\delta = B(^8\text{Li}) - B(^8\text{B})$$

den doppelten Beitrag des GELL-MANN-Terms⁴

$$|b| = \left[\frac{3}{4} \cdot \frac{137}{\omega^3} \cdot \frac{ft}{ft(^{14}\text{O})} \right]^{1/2}. \quad (3)$$

In Gl. (3) sind ω , die γ -Energie für den analogen M1-Übergang im ^8Be , und die ft -Werte für ^8Li , ^8B , ^{14}O bekannt. Die Niveaubreite Γ des Übergangs wurde bisher nicht gemessen. WEIDENMÜLLER⁹ hat sie abgeschätzt und kommt für δ zu den folgenden Werten:

$$0,001 \cdot W_\beta \leq \delta \leq 0,004 \cdot W_\beta \text{ ohne } \pi\text{-mesonische Korrekturen,}$$

$$0,005 \cdot W_\beta \leq \delta \leq 0,009 \cdot W_\beta \text{ nach GELL-MANN.}$$

Die vorliegende Arbeit schließt an eine frühere von GRUHLE u. a.³ an. Dort sind auch Literaturangaben über weitere Arbeiten zu finden.

2. Versuchsanordnung

Sammeltechnik und Meßkammer sind die gleichen wie die bereits im I. Teil beschriebenen. Die Elektronik entspricht der früher³ eingehend beschriebenen. Sie bestand aus zu je einem Detektor gehörendem Verstärker mit Impulsformerstufe und einer 4×4 -Koinzidenzmatrix. Eine Kanalimpulshöhen-Sortierstufe verteilte die Koinzidenzsignale entsprechend den verschie-

⁴ M. GELL-MANN, Phys. Rev. **111**, 362 [1958].

⁵ S. S. GERSHTEIN u. J. B. ZELDOVICH, Zh. Eksperim. i Teor. Fiz. **29**, 698 [1955].

⁶ J. BERNSTEIN u. R. R. LEWIS, Phys. Rev. **112**, 232 [1958].

⁷ M. MORITA, Phys. Rev. **113**, 1584 [1959].

⁸ B. STECH u. J. EICHLER, private Mitteilung.

denen Koinzidenzmöglichkeiten auf die verschiedenen Kanäle eines Vielkanal-Analysators. Gleichzeitig wurden die vier koinzidenten β -Spektren zur Bestimmung der mittleren β -Energie aufgenommen.

3. Ergebnisse und Diskussion

Die Auswertung geschah in der früher³ beschriebenen Weise. Die Korrektur der endlichen Öffnungswinkel bei der modifizierten Geometrie wurde mit den von ROSE¹⁰ angegebenen Formeln vorgenommen. Die Ergebnisse sind in Tab. 1 aufgeführt.

Der Ausdruck $W(90^\circ)/W(270^\circ)$ muß nach Gl. (2) gleich 1 sein. Seine experimentellen Werte können zur Prüfung des einwandfreien Funktionierens der Koinzidenzstufen benutzt werden.

Außer den in Tab. 1 aufgeführten statistischen Fehlern sind noch systematische Fehler zu berücksichtigen:

Durch den Rückstoß von β -Teilchen und Neutrino haben die beiden α -Teilchen eine Energiedifferenz (siehe I. Teil), und zwar wird bei paralleler Emission von α - und β -Teilchen die Energie der α -Teilchen um etwa 150 keV vermindert, bei antiparalleler Emission um etwa 150 keV erhöht.

Bei den ^8Li -Messungen werden $\alpha\alpha\beta$ -Koinzidenzen gefordert. Durch die Energieverschiebung der α -Teilchen werden $W(0^\circ)$ und $W(180^\circ)$ vermindert, $W(90^\circ)$ und $W(270^\circ)$ bleiben unbeeinflusst. Wegen

$$A = \frac{W(0^\circ) - W(180^\circ)}{2[W(90^\circ) \cdot W(270^\circ)]^{1/2}} \quad (4)$$

und

$$B = \frac{W(0^\circ) + W(180^\circ) - 2}{2[W(90^\circ) \cdot W(270^\circ)]^{1/2}} \quad (5)$$

bleibt durch die Energieverschiebung der Koeffizient A ungeändert, der Koeffizient B wird vermindert. Eine Abschätzung ergibt für eine α -Schwelle bei

0,9 MeV und bei einer mittleren β -Energie von 6,6 MeV die Korrektur

$$\Delta B = - (0,0003 \pm 0,0001) \cdot W_\beta.$$

Fordert man dagegen bei den ^8B -Messungen nur $\alpha\beta$ -Koinzidenzen, so wird $W(0^\circ)$ vermindert, $W(180^\circ)$ erhöht. Hier bleibt wegen (5) der Koeffizient B ungeändert, der Koeffizient A wird verkleinert. Wegen der großen Schichtdicke bei den ^8B -Messungen mußte hier mit einer α -Schwelle von 1,2 MeV gearbeitet werden. Das führt bei einer mittleren β -Energie von 7 MeV zu der Korrektur

$$\Delta A = - (0,0042 \pm 0,0010) \cdot W_\beta.$$

Damit können die Abweichungen der in Tab. 1 aufgeführten A -Koeffizienten von dem theoretisch erwarteten Wert⁸ erklärt werden.

Die β -Szintillationszähler haben im Energiebereich von 2,5–13 MeV ein Auflösungsvermögen von 20 bis 30%. Eine Unsicherheit in der β -Schwelle von 0,6 MeV führt zu einer Unsicherheit in der mittleren β -Energie von 0,3–0,4 MeV. Der sich hieraus ergebende Fehler für die Koeffizienten A/W_β und B/W_β beträgt ca. 5%.

Eine Asymmetrie der vier β -Schwellen untereinander sowie Unterschiede in der Koinzidenzauflösungskurve der einzelnen Zweige der Koinzidenzmatrix bedingen ebenfalls einen Fehler. Er ist für A und B gleich. Eine Abschätzung ergibt

$$\Delta A = \Delta B = \pm 0,0002 \cdot W_\beta.$$

Unter Berücksichtigung dieser Fehler und Korrekturen erhält man aus den in Tab. 1 aufgeführten Werten die in Tab. 2 angegebenen Ergebnisse. Außerdem sind dort die Messungen anderer Gruppen zusammengestellt.

Die Ergebnisse für ^8Li stimmen gut mit denen anderer Autoren überein. Dagegen weicht der B -Wert von ^8B ab. Zwischen den $|B/W_\beta|$ -Werten be-

	A/W_β	B/W_β	$W(90^\circ)/W(270^\circ)$
^8Li	$-0,0087 \pm 0,0002$	$0,0037 \pm 0,0002$	$1,08 \pm 0,02$
	$-0,0109 \pm 0,0003$	$0,0031 \pm 0,0003$	$1,07 \pm 0,02$
^8B	$-0,0157 \pm 0,0001$	$-0,0024 \pm 0,0001$	$1,06 \pm 0,01$
	$-0,0151 \pm 0,0001$	$-0,0021 \pm 0,0001$	$1,03 \pm 0,01$
	$-0,0162 \pm 0,0001$	$-0,0020 \pm 0,0001$	$1,04 \pm 0,01$
	$-0,0145 \pm 0,0001$	$-0,0026 \pm 0,0001$	$1,02 \pm 0,01$

Tab. 1. Experimentell bestimmte Koeffizienten der $\beta\alpha$ -Winkelkorrelationen beim Zerfall von ^8Li und ^8B .

⁹ H. A. WEIDENMÜLLER, Phys. Rev. Letters **4**, 229 [1960].

¹⁰ M. E. ROSE, Phys. Rev. **91**, 610 [1953].

β -Zerfall	A/W_β	B/W_β	\overline{W}_β (MeV)	δ/W_β	Autoren
${}^8\text{Li}$		$+0,0057 \pm 0,0029$ $-0,0019$	7,0		KREBS u. a. ¹¹
${}^8\text{Li}$	$-0,0087 \pm 0,0007$	$+0,00316 \pm 0,00060$	11,0	0,0070	NORDBERG
${}^8\text{B}$	$-0,0087 \pm 0,0009$	$-0,00386 \pm 0,00100$	11,0	$\pm 0,0012$	u. a. ¹²
${}^8\text{Li}$	$-0,0083 \pm 0,0011$	$+0,0037 \pm 0,0010$	7,5		GRUHLE u. a. ³
${}^8\text{Li}$	$-0,0097 \pm 0,0007$	$+0,0031 \pm 0,0003$	6,6	0,0054	diese
${}^8\text{B}$	$-0,0111 \pm 0,0013$	$-0,0023 \pm 0,0003$	7,0	$\pm 0,0004$	Arbeit

Tab. 2. Zusammenstellung der $\beta\alpha$ -Winkelkorrelationsmessungen an ${}^8\text{Li}$ und ${}^8\text{B}$.

steht eine Beziehung. Auf Grund theoretischer Überlegungen sollte

$$|B/W_\beta({}^8\text{Li})| - |B/W_\beta({}^8\text{B})| = +0,0006$$

sein¹². Unser Experiment liefert $+0,0008 \pm 0,0004$.

Das Ergebnis der vorliegenden Untersuchung lautet mit den Werten der Tab. 2

$$\delta = (0,0054 + 0,0004) W_\beta.$$

Es entspricht der Abschätzung von WEIDENMÜLLER⁹ für die Gültigkeit der CVC-Theorie.

Wir danken Herrn A. SIIVOLA, Helsinki, für ein ${}^{148}\text{Gd}$ -Präparat.

¹¹ K. KREBS, H. RIESEBERG u. V. SOERGEL, Z. Phys. **159**, 232 [1960].

¹² M. E. NORDBERG, F. B. MORINIGO u. C. A. BARNES, Phys. Rev. **125**, 321 [1962].