Über Winkelkorrelation und Polarisation von β-Teilchen in unikalen Übergängen

Von Br. Kuchowicz

Aus dem Institut für Kernforschung, Warschau (Polen)

(Z. Naturforschg. **13 a**, 999—1001 [1958]; eingegangen am 21. August 1958)

Es werden Formeln für die Polarisation von β-Teilchen in Rückstoßexperimenten für erlaubte Übergänge mit $\Delta J = \pm 1$ und einfach verbotene Übergänge mit $\Delta J = \pm 2$ gegeben. Diese Versuche können dazu dienen, zwischen der Axialvektor- und Tensor-Wechselwirkung zu entscheiden. Auch die Möglichkeit, die Zeitumkehrinvarianz zu prüfen, wird diskutiert.

Die Aufgabe, die Art der β-Wechselwirkung zu bestimmen, ist bis jetzt noch nicht gelöst worden. Ihre Lösung wurde kompliziert dadurch, daß statt der früher benötigten 5 reellen Kopplungskonstanten jetzt 10 komplexe Konstanten experimentell ermittelt sein sollen. Invarianz gegenüber Raumspiegelung, Ladungskonjugation und Zeitumkehr hat zwar einschränkende Bedingungen für die Kopplungskonstanten zur Folge, aber aus den bisher durchgeführten Experimenten folgt, daß die Invarianz gegenüber Raumspiegelung und Ladungskonjugation nicht aufrechterhalten werden kann.

Über die Invarianz gegenüber Zeitumkehr wissen wir vorläufig noch nichts. Es ist eine Konsequenz der Invarianz gegenüber Zeitumkehr, daß alle Kopplungskonstanten reell sind. Wenn diese Invarianz erfüllt sein würde, wäre die experimentelle Bestimmung von höchstens 10 reellen Konstanten (anstatt von 10 komplexen) nötig. Eine Prüfung der Zeitumkehrinvarianz in den erlaubten Übergängen ist schwierig, da die Glieder, deren experimenteller Nachweis eine Aussage über diese Invarianz liefern könnte[1, 2, 3], vernachlässigbar klein sind. Die Berechnung entsprechender Glieder für die verbotenen Übergänge, wo die Verhältnisse anders aussehen können, ist im Gange[*].

Es wäre zwecklos, an dieser Stelle einen Satz von Kopplungskonstanten anzugeben, der die Mehrheit der experimentellen Ergebnisse beim β-Zerfall zu erklären gestattet. Die Verhältnisse sind so undurchsichtig und die Ergebnisse mit so großen Meßfehlern behaftet, daß es angezeigt scheint, weitere Experimente abzuwarten. In dieser Arbeit werden Versuche mit unausgerichteten Kernen vorgeschlagen, deren Deutung besonders einfach scheint. Es soll nämlich zu einer üblichen Messung der $e-\nu$-Winkelkorrelation zusätzlich die Elektronenpolarisation gemessen werden.

Es ist eine wichtige Eigenschaft aller unikalen Übergänge ($\Delta J = n+1$ in n-fach verbotenen Übergängen), daß nur die Axialvektor- und Tensor-Wechselwirkung einen Beitrag dazu liefern können. Eine genaue experimentelle Feststellung, wie die Elektron – Neutrino-Winkelkorrelation und die Polarisation des Elektrons von seiner Energie und der Kernladung abhängt, könnte dazu dienen, zwischen diesen beiden Wechselwirkungsarten zu entscheiden.

Die Formeln für Winkelkorrelation zwischen Neutrino- und β-Teilchen sind schon seit langem bekannt[4], während die zusammengesetzten Polarisations-Winkelkorrelationen bisher nur für die erlaubten Übergänge berechnet wurden[1, 2, 3]. Es scheint deshalb angezeigt, Formeln für verbotene Übergänge anzugeben. Im folgenden werden die Kopplungskonstanten für den paritätserhaltenden Teil der Axialvektor- und Tensor-Wechselwirkung mit C_A und C_T bezeichnet. Die Konstanten für den paritätsverletzenden Teil der Wechselwirkung werden wie früher[3] mit $C_A \alpha_A$ und $C_T \alpha_T$ bezeichnet. (Die „2-Komponenten-Theorie" wird durch $\alpha_A = \alpha_T = \pm 1$ charakterisiert.) Es bedeute ferner das Symbol E die Energie des β-Teilchens, p seinen Impuls, q den Neutrinoimpuls, ϑ den Korrelationswinkel zwischen β-Teilchen und Neutrino, Z die Ordnungszahl des Atomkerns, α die Feinstrukturkonstante, $\gamma = \sqrt{1-\alpha^2 Z^2}$. Alle physikalischen Größen sind in den folgenden

[1] J. D. Jackson, S. B. Treiman u. H. W. Wyld, Phys. Rev. **106**, 517 [1957].

[2] J. D. Jackson, S. B. Treiman u. H. W. Wyld, Nucl. Phys. **4**, 206 [1957].

[3] B. Kuchowicz, Inst. Nucl. Res. (Warsaw) Rep. 25/VII; Bull. Acad. Pol. Sci. Cl. III (im Druck).

[*] Es wird hier und im folgenden nur der β-Zerfall unausgerichteter Kerne betrachtet.

[4] E. Greuling u. M. L. Meeks, Phys. Rev. **82**, 531 [1951].

Formeln dimensionslos; die Energiewerte sind in $m_0\, c^2$-Einheiten und die Impulswerte in $m_0\, c$-Einheiten gegeben.

Bevor wir die Formeln vorführen, sind noch einige Bemerkungen über das Koordinatensystem nötig. Die Richtung der x-Achse ist die Impulsrichtung des β-Teilchens. In der Zerfallsebene liegt die y-Achse senkrecht zu der x-Achse und hat die Richtung des Vektorprodukts $\mathfrak{p} \times \mathfrak{q}$. Die longitudinale Polarisation des β-Teilchens (entlang der x-Achse) wird durch P_x, die beiden Komponenten der transversalen Polarisation (in den Richtungen der y- und z-Achse) durch P_y und P_z bezeichnet. In erlaubten Übergängen mit $\Delta J = \pm 1$ erhalten wir

1. im Falle einer Axialvektor-Wechselwirkung:

$$P_x = \mp \frac{p - \frac{1}{3} E \cos\vartheta}{E - \frac{1}{3} p \cos\vartheta} \frac{\alpha_A + \alpha_A^*}{1 + |\alpha_A|^2},$$

$$P_y = \pm \frac{\frac{1}{3} \gamma \sin\vartheta}{E - \frac{1}{3} p \cos\vartheta} \frac{\alpha_A + \alpha_A^*}{1 + |\alpha_A|^2},$$

$$P_z = \mp \frac{\frac{1}{3} \alpha Z \sin\vartheta}{E - \frac{1}{3} p \sin\gamma};$$

2. im Falle einer Tensor-Wechselwirkung:

$$P_x = \pm \frac{p + \frac{1}{3} E \cos\vartheta}{E + \frac{1}{3} p \cos\vartheta} \frac{\alpha_T + \alpha_T^*}{1 + |\alpha_T|^2},$$

$$P_y = \pm \frac{\frac{1}{3} \gamma \sin\vartheta}{E + \frac{1}{3} p \cos\vartheta} \frac{\alpha_T + \alpha_T^*}{1 + |\alpha_T|^2},$$

$$P_z = \pm \frac{\frac{1}{3} \alpha Z \sin\vartheta}{E + \frac{1}{3} p \cos\vartheta}.$$

Die obenstehenden Formeln wurden in der Näherung für $\alpha Z/p \ll 1$ und $p\varrho \ll 1$ (wo ϱ den Kernradius bedeutet) erhalten.

Die Formeln für einfach verbotene unikale Übergänge sind etwas länger. Sie haben folgende Form (in der Näherung für $\alpha Z/p \ll 1$ und $p\varrho \ll 1$, wo ϱ den Kernradius bezeichnet)

1. für die Axialvektor-Wechselwirkung:

$$P_x = \pm \frac{\frac{1}{12}(p^2+q^2)\frac{p}{E} + \left[\frac{1}{60}(p^2+q^2) - \frac{1}{6} q \frac{p^2}{E}\right]\cos\vartheta - \frac{1}{20} pq \left(\frac{1}{3} - \cos^2\vartheta\right)}{\frac{1}{12}(p^2+q^2) + \left[-\frac{1}{60}(p^2+q^2)\frac{p}{E} + \frac{1}{6} pq\right]\cos\vartheta + \frac{1}{20} q \frac{p^2}{E}\left(\frac{1}{3} - \cos^2\vartheta\right)} \cdot \frac{\alpha_A + \alpha_A^*}{1 + |\alpha_A|^2},$$

$$P_y = \pm \frac{\frac{1}{E}\left\{\frac{1}{60}(q^2 + 2p^2) + \frac{1}{20} p\, q \cos\vartheta\right\}\sin\vartheta}{\frac{1}{12}(p^2+q^2) + \left[-\frac{1}{60}(p^2+q^2)\frac{p}{E} + \frac{1}{6} q\, p\right]\cos\vartheta + \frac{1}{20} q \frac{p^2}{E}\left(\frac{1}{3} - \cos^2\vartheta\right)} \cdot \frac{\alpha_A + \alpha_A^*}{1 + |\alpha_A|^2},$$

$$P_z = \pm \frac{\alpha Z \left\{\frac{1}{60 E}(p^2+q^2) - \frac{1}{12} q + \frac{3}{80} q \frac{p}{E}\cos\vartheta\right\}\sin\vartheta}{\frac{1}{12}(p^2+q^2) + \left[-\frac{1}{60}(p^2+q^2)\frac{p}{E} + \frac{1}{6} q\, p\right]\cos\vartheta + \frac{1}{20} q \frac{p^2}{E}\left(\frac{1}{3} - \cos^2\vartheta\right)};$$

2. für die Tensor-Wechselwirkung:

$$P_x = \pm \frac{\frac{1}{12}(p^2+q^2)\frac{p}{E} + \left[\frac{1}{60}(p^2+q^2) + \frac{1}{6} q \frac{p^2}{E}\right]\cos\vartheta - \frac{1}{20} p\, q \left(\frac{1}{3} - \cos^2\vartheta\right)}{\frac{1}{12}(p^2+q^2) + \left[\frac{1}{60}(p^2+q^2)\frac{p}{E} + \frac{1}{6} p\, q\right]\cos\vartheta - \frac{1}{20} q \frac{p^2}{E}\left(\frac{1}{3} - \cos^2\vartheta\right)} \cdot \frac{\alpha_T + \alpha_T^*}{1 + |\alpha_T|^2},$$

$$P_y = \pm \frac{\frac{1}{E}\left\{\frac{1}{60}(q^2 + 2p^2) + \frac{1}{20} p\, q \cos\vartheta\right\}\sin\vartheta}{\frac{1}{12}(p^2+q^2) + \left[\frac{1}{60}(p^2+q^2)\frac{p}{E} + \frac{1}{6} p\, q\right]\cos\vartheta - \frac{1}{20} q \frac{p^2}{E}\left(\frac{1}{3} - \cos^2\vartheta\right)} \cdot \frac{\alpha_T + \alpha_T^*}{1 + |\alpha_T|^2},$$

$$P_z = \pm \frac{\alpha Z \left\{-\frac{1}{60 E}(p^2+q^2) - \frac{1}{12} q - \frac{3}{80} q \frac{p}{E}\cos\vartheta\right\}\sin\vartheta}{\frac{1}{12}(p^2+q^2) + \left[\frac{1}{60}(p^2+q^2)\frac{p}{E} + \frac{1}{6} p\, q\right]\cos\vartheta - \frac{1}{20} q \frac{p^2}{E}\left(\frac{1}{3} - \cos^2\vartheta\right)}.$$

In den obenstehenden Formeln gilt das obere Zeichen für den Negatronzerfall, das untere für Positronzerfall.

Diese Formeln ** wurden mit der üblichen Spurtechnik erhalten, unter Benutzung der modifizierten CUTKOSKY-Methode, die früher [3] beschrieben ist.

Wie man aus den Formeln ersieht, hängen die Komponenten der Polarisation in der Zerfallsebene nur von der paritätsverletzenden Beimischung α ab. Die Polarisation in der z-Richtung (senkrecht zur Zerfallsebene) ist von der Größe der Kopplungskonstanten völlig unabhängig (für den Fall einer

** Anm. b. d. Korr.: In den Formeln wurde die asymptotische Gestalt der bilinearen Formen von Radialfunktionen benutzt, die in den Arbeiten von MORITA zu finden ist.

reinen A- oder T-Wechselwirkung). Wohl ist diese Polarisationskomponente für reine Wechselwirkungen nur ein COULOMB-Effekt, dennoch aber kann man sie messen, wenn nur $|\sin\vartheta|$ genügend groß ist.

Die z-Polarisation ist in erlaubten Übergängen von der Größenordnung $\alpha Z/3$ und es scheint zweckmäßiger, die Messungen für langsame als für schnelle Elektronen zu vollführen. Die obenstehenden Formeln können für die Deutung von Polarisations-Rückstoßversuchen zurecht gemacht werden [5], indem der Rückstoßimpuls des Atomkerns und der Rückstoßwinkel eingeführt werden, sowie die Maximalenergie des β-Zerfalls, die für eine bestimmte Kernart konstant ist.

Die Formeln wurden nur für reine Wechselwirkungsarten gegeben, da es vor allem nötig scheint, die Alternative zwischen der STP-Wechselwirkung im β-Zerfall und der universellen FERMI-Wechselwirkung in der Formulierung von FEYNMAN und GELL-MANN [6] zu entscheiden. Falls diese beiden Theorien nicht genügen, ist die Einführung von AT-Interferenzen nötig, wobei in der allgemeinen Formulierung die Möglichkeit sich eröffnet, die Zeitumkehrinvarianz zu prüfen. Diese Möglichkeit wurde für erlaubte Übergänge in [1–3] betrachtet.

Es soll bemerkt werden, daß die Annahme der Zeitumkehrinvarianz nicht aufrechterhalten werden kann, wenn der experimentelle Beweis gelingt, daß die z-Polarisation einen bestimmten Wert übersteigt, z. B. $\alpha Z/3$ in erlaubten Übergängen. Eine entsprechende Schätzung für verbotene Übergänge ist schwieriger. Im Anhang werden zwei leichte Atomkerne numerisch behandelt, bei deren β-Zerfall die maximale kinetische Energie E_0 der Elektronen sehr groß ist und die Versuche besonders einfach scheinen. Unsere Formeln, die unter der Voraussetzung $\alpha Z/p \ll 1$ gelten, behalten ihre Gültigkeit, selbst wenn das Neutrino 90% der Energie E_0 mitnimmt.

Der Verfasser möchte Herrn Dr. J. WERLE für sein förderndes Interesse und seine Ratschläge an dieser Stelle danken.

Anhang

Die z-Polarisation im β-Zerfall von ^{15}C und ^{16}N

Ein Experiment kann die Invarianz gegenüber Zeitumkehr nur dann beweisen, wenn aus der Größe des Effektes eindeutig gefolgert werden kann, daß er durch jenen Term verursacht wird, in dem der imaginäre Teil des Produkts von Kopplungskonstanten auftritt. Wenn z. B. die transversale z-Komponente der Elektronenpolarisation gemessen wird, ist es notwendig, den theoretisch berechneten Höchstwert für den COULOMB-Term anzugeben und den maximalen Wert der Polarisation mit dem experimentellen Ergebnis zu vergleichen. Da eine allgemeine Schätzung nur für erlaubte Übergänge möglich ist, wurden zwei einfach verbotene Übergänge mit $\Delta J=2$ numerisch behandelt. Für die Elektronen aus dem β-Zerfall der Kerne ^{15}C und ^{16}N wurde die z-Komponente der Polarisation für den Korrelationswinkel $\vartheta=\pi/2$ und für fünf Werte von Neutrinoenergien (also auch für fünf Werte von Elektronenenergien) theoretisch berechnet. Es hat sich gezeigt, daß die z-Polarisation stets kleiner als 1% ist, und für die tensorielle Wechselwirkung größer als für die axiale. Die Schätzungswerte sind für beide Kernarten in den folgenden Tab. 1, 2 zusammengestellt (Energie in $m_0\,c^2$-Einheiten).

q	E	$P_z(\vartheta=\pi/2)$ für die tensorielle Wechselwirkung	$P_z(\vartheta=\pi/2)$ für die axiale Wechselwirkung
0	18,1	– 0,05%	+ 0,05%
0,25 E_0	12,83	– 0,16%	– 0,03%
0,50 E_0	9,55	– 0,32%	– 0,14%
0,75 E_0	5,28	– 0,46%	– 0,13%
0,90 E_0	0,71	– 0,60%	+ 0,05%

Tab. 1. ^{15}C (Negatronzerfall, $E_0=17{,}1$).

	E	$P_z(\vartheta=\pi/2)$ für die tensorielle Wechselwirkung	$P_z(\vartheta=\pi/2)$ für die axiale Wechselwirkung
0	21,4	– 0,05%	+ 0,05%
0,25 E_0	16,3	– 0,15%	– 0,03%
0,50 E_0	11,2	– 0,32%	– 0,14%
0,75 E_0	6,1	– 0,46%	– 0,12%
0,90 E_0	3,0	– 0,61%	+ 0,06%

Tab. 2. ^{16}N (Negatronzerfall, $E_0=20{,}4$).

[5] O. KOFOED-HANSEN, Dan. Mat. Fys. Medd. **28**, No. 9 [1954].

[6] R. P. FEYNMAN u. M. GELL-MANN, Phys. Rev. **109**, 193 [1958].