

ПОЛЯРИЗАЦИЯ КОРОТКОЖИВУЩЕГО СОСТОЯНИЯ В РЕАКЦИЯХ ЭЛЕКТРОВОЗБУЖДЕНИЯ

И. М. Народецкий, И. Л. Грач

Вычислена поляризация короткоживущих состояний в реакции электровозбуждения, измерение которой позволяет определить относительную фазу недиагональных матричных элементов и статические моменты короткоживущих состояний. Рассмотрен пример возбуждения уровня $1/2^+$ в реакции ${}^7\text{Li}(e, e^*) {}^7\text{Li}^*$. Основной вклад обусловлен моттовским перерасплением и интерференцией S_2 и M_1 переходов и составляет в максимуме $\sim 6 \cdot 10^{-4}$. Вклад магнитных моментов составляет $\sim 3 \cdot 10^{-6}$.

При рассеянии электронов на ядрах возникает поляризация в конечном состоянии. Для малых энергий электрона ϵ ($\epsilon \ll R^{-1}$, R – радиус ядра) эта поляризация определяется зарядом ядра и статическими моментами перехода, причем, в отличие от полных сечений поляризация зависит линейно либо от самих матричных элементов, либо от их отношения. Измерение поляризационных эффектов позволяет определить относительную фазу ядерных матричных элементов, а также является, по-видимому, единственным способом измерения статических моментов для короткоживущих состояний с временем жизни $\leq 10^{-12}$ сек. Эксперименты такого типа могут быть выполнены на существующих линейных ускорителях электронов.

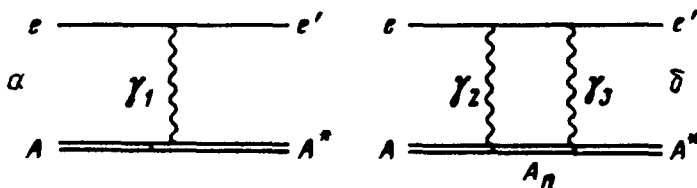


Рис. 1. Однофотонный и двухфотонный вклад в реакцию $A(e, e^*)A^*$. Символ A_n на рис. 1, б означает промежуточное ядерное состояние: $A_n = A$ или $A_n = A^*$, $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ – мультипольности фотонов

Техника вычисления поляризации, обусловленной электромагнитным взаимодействием, до сих пор неоднократно рассматривалась в физике элементарных частиц [1]. Мы рассматриваем специфику реакций электровозбуждения вида $A(e, e^*)A^*$. Как известно, в случае неполяризованных начальных состояний поляризация тождественно равна нулю, если мы рассматриваем однофотонное приближение для процесса электровозбуждения (рис. 1, а). Однако, если допустить возможность двухфотонных или многофотонных процессов, то возникает поляризация возбужденного ядра A^* , которая в низшем порядке по α определяется интерференцией однофотонной диаграммы борновского приближения и мнимой частью двухфотонной диаграммы (рис. 1, б). Последняя тесно связана с амплитудой неупругого комптон-эффекта на ядре. Мнимая часть этой

амплитуды определяется суммой по промежуточным состояниям ядра. Если использовать электроны малых энергий, при которых возбуждение континуума не имеет места, то вклад в сумму по промежуточным состояниям дает только основное и первое возбужденное состояние ядра. Поэтому поляризация (помимо вклада моттовского перерасеяния) определяется статическими электромагнитными моментами этих состояний. Поляризацию можно измерить по угловой корреляции γ -квантов в распаде $A^* \rightarrow A + \gamma$, либо из измерения поляризационных характеристик основного состояния, образующегося при этом распаде.

Мы рассматриваем поляризацию ядра отдачи, когда основной процесс электровозбуждения идет через $M1$ -переход, однако наряду с $M1$ разрешен вклад $C2$ и $E2$ мультиполей. В этом случае основной вклад вносят продольные $C2$ и поперечные $E2$ фотоны. Этот вклад определяется интерференцией диаграмм рис. 1, где $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ означают различные комбинации фотонов с мультипольностями $M1, C0, C2$ или $M1, C0,$

$E2$, и составляет $\sim a \frac{\epsilon}{m} (mR)^2 \sim 10^{-3}$, где m — масса нуклона. Вклад

такого же порядка возникает за счет моттовского перерасеяния ($\gamma_1 = M1, \gamma_2, \gamma_3 = M1, C0$). Заметим, что в принципе измерение указанной поляризации могло бы позволить определить статические электромагнитные моменты (магнитный, квадрупольный и т. д.) короткоживущего ядерного состояния, однако, вклад этих моментов весьма мал. Например, вклад магнитного момента ($\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_3 = M1$) в любом случае составляет

$\sim a \frac{\epsilon}{m} \sim 10^{-5}$. Эффект взаимодействия магнитного момента

ядра A^* с кулоновским полем налетающей частицы в реакции кулоновского возбуждения рассмотрен в [2].

Наш результат для поляризации короткоживущего состояния имеет вид

$$P = P_{\text{МОТТ}} + P_C + P_E + P_M, \quad (1)$$

где P_C — вклад продольных $C2$ -фотонов, P_E — вклад поперечных $E2$ -фотонов, P_M — вклад магнитных моментов ядер A и A^* . Заметим, что в силу теоремы Зигерта [3] $P_E \rightarrow 0$ при $\zeta \rightarrow 1$, где $\zeta = \epsilon_2/\epsilon_1 \cdot \epsilon_1 \cdot \epsilon_2$ — начальная и конечная энергия электронов. Вклад кулоновских переходов равен¹⁾:

$$P_C = \frac{Za}{5\sqrt{2}} \sigma(\epsilon_1 a_C) \frac{\sin \theta}{1 + \zeta + \zeta^{-1} - z} \{ \phi_C(\zeta, z) + \zeta \phi_C(\zeta^{-1}, z) \} \quad (2)$$

$$\sigma = (-)^{j_1 + j_2 + 1} \sqrt{\frac{3(2j_2 + 1)}{2j_2}} \begin{Bmatrix} 1 & j_2 & j_2 \\ j_1 & j_2 & 2 \end{Bmatrix}, \quad (3)$$

¹⁾ При вычислении P_C и P_E мы пренебрегаем массой электрона, но учитываем потерю энергии на возбуждение: $\zeta \neq 1$.

где j_1, j_2 — спины основного и возбужденного состояний, Z — заряд ядра, $a_C = \frac{\langle 1 || C2 || 2 \rangle}{\langle 1 || M1 || 2 \rangle}$, $z = \cos \theta$, θ — угол рассеяния. Вклад электрических переходов при $\epsilon \ll R^{-1}$ снова выражается через a_C и равен

$$P_E = - \frac{3Za}{10\sqrt{2}} \sigma(\epsilon_1 a_C) \frac{\sin \theta}{1 + \zeta + \zeta^{-1} - z} [\phi_E(\zeta z) + \zeta \phi_E(\zeta^{-1}, z)]. \quad (4)$$

Заметим, что P_C и P_E линейно зависят от заряда ядра и энергии электрона.

Явное выражение для функций $\phi_C(\zeta, z)$ и $\phi_E(\zeta, z)$ таково:

$$\phi_C(\zeta, z) = \frac{1}{4} + \zeta + \frac{2 + \zeta(1+z)}{1+z} \ln \frac{1-z}{2} - \frac{3}{2\zeta} \{ I_1(t) + [2(1+\zeta) + \zeta(t-z)] I_2(t, z) \}, \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \phi_E(\zeta, z) = & \frac{(1-\zeta)}{\zeta} \left[1 - \zeta + \frac{2 + \zeta(t-z)}{1+z} \ln \frac{1-z}{2} \right] + \zeta \left\{ I_1(t) - \frac{1}{2} + \right. \\ & \left. + \frac{1}{2} (1 - \zeta^{-1})^2 I_2(t, z) + \left[2 + \zeta(3-z) \right] \left[I_2(t, z) - \frac{1}{1+z} \ln \frac{1-z}{2} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$I_1(t) = \frac{1}{4} \left[2t + (t^2 - 1) \ln \frac{t-1}{t+1} \right],$$

$$I_2(t, z) = \frac{1}{2 \sin^2 \theta} \left[(1-tz) \ln \frac{t-1}{t+1} + (t-z) \ln \frac{(t-z)^2}{t^2-1} \right], \quad t = \frac{\zeta + \zeta^{-1}}{2}. \quad (7)$$

Вклад моттовского перерассеяния равен:

$$P_{\text{МОТТ}} = - \frac{Za}{2\sqrt{6}} \rho \frac{\sin \theta}{1 + \zeta + \zeta^{-1} - z} (\zeta^{-1} - \zeta) \left(\frac{2}{1+z} \ln \frac{1-z}{2} + 1 \right),$$

$$\rho = (-)^{j_1+j_2} \sqrt{\frac{3}{2} \frac{2j_2+1}{j_2}} \begin{Bmatrix} j_1 & 1 & j_2 \\ 1 & j_2 & 1 \end{Bmatrix}, \quad (8)$$

заметим, что $P_{\text{МОТТ}} \rightarrow 0$ при $\zeta \rightarrow 1$

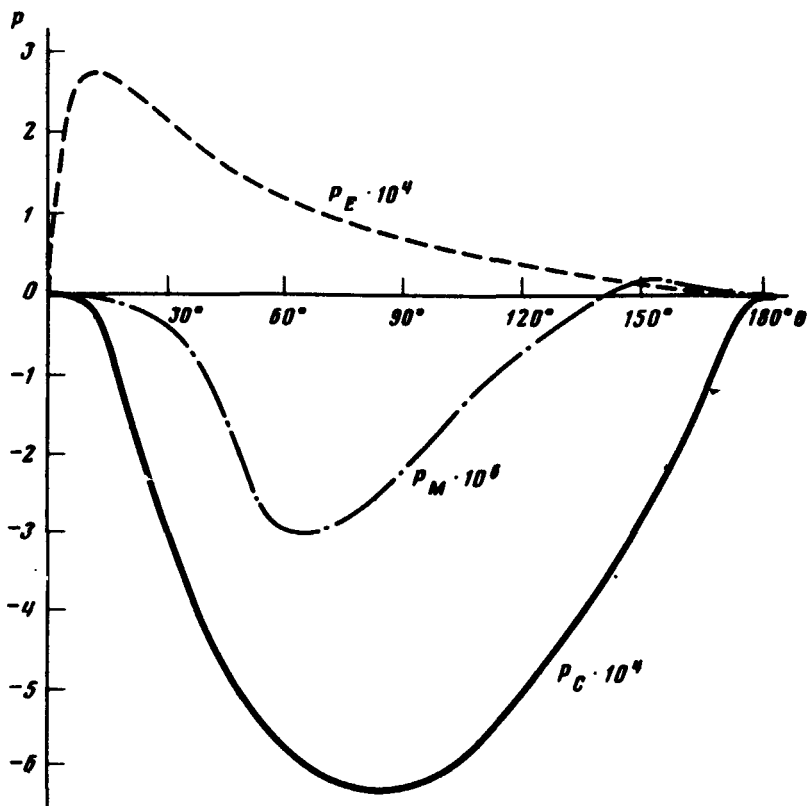


Рис. 2. Поляризация уровня $1/2^+$ в реакции ${}^7\text{Li}(e, e'){}^7\text{Li}^*$. Отдельно показан вклад P_C , P_E и P_M

Для оценки величины эффекта рассмотрим реакцию ${}^7\text{Li}(e, e'){}^7\text{Li}^*$ ($3/2^+ \rightarrow 1/2^+$ переход с энергией возбуждения $\omega = 0,478 \text{ Мэв}$). В этом случае угловое распределение распадных γ -квантов изотропно. Выберем $\epsilon_1 = 2 \text{ Мэв}$ с тем, чтобы избежать влияния ${}^4\text{He} + {}^3\text{H}$ канала, который легко возбуждается за счет $E1$ -переходов [4]. В этом случае $\sigma = -1/\sqrt{2}$. Используя экспериментальные значения [5] $B(C2; \uparrow)$, полученные из кулоновского возбуждения, и время жизни $1/2^+$ уровня, мы можем оценить параметр a_C в формуле (2) и тем самым абсолютную величину поляризации $P_C + P_E$. Полагая $B(C2; \uparrow) = 7e^2 \phi^4$, $\tau = 9 \cdot 10^{-14} \text{ сек}$, получаем $|\langle 1 || C2 || 2 \rangle| = 5,29 e \phi^2$, $|\langle 1 || M1 || 2 \rangle| = 3,40 (e/2m)$, откуда $|a_C| = 14,79 \phi$ и $\epsilon_1 |a_C| = 0,15$. Вычисленная с этими значениями констант поляризация в предположении $a_C > 0$ показана на рис. 2. Максимальное значение достигается при $\theta \approx 90^\circ$ и равно $-5,56 \cdot 10^{-4}$. Действительный же знак поляризации определяется относительной фазой приведенных матричных элементов. Поляризация $P_{\text{МОТТ}}$ отрицательна, максимум $|P_{\text{МОТТ}}|$ достигается при $\theta \sim 20^\circ$ и равен $\sim 6 \cdot 10^{-4}$, $P_{\text{МОТТ}}(90^\circ) = -1,2 \cdot 10^{-4}$

Приведем результат вычислений для вклада магнитного момента¹⁾:

$$P_M = \frac{\alpha}{40} \left(\frac{\epsilon}{m} \right) (\lambda \mu + \lambda^* \mu^*) \frac{\sin \theta}{3-z} \left(-7 + \frac{9-5z}{1+z} \ln \frac{2}{1-z} \right), \quad (9)$$

$$\lambda = (-1)^{j_1+j_2} \sqrt{\frac{(2j_1+1)(j_1+1)}{j_1}} \sqrt{\frac{3(2j_2+1)}{2j_2}} \begin{Bmatrix} j_1 & 1 & j_2 \\ j_2 & 1 & j_1 \end{Bmatrix}, \quad (10)$$

$$\lambda^* = (-1)^{2j_2} \frac{2j_2+1}{j_2} \sqrt{\frac{3}{2}} (j_2+1) \begin{Bmatrix} j_1 & 1 & j_2 \\ j_2 & 1 & j_2 \end{Bmatrix} + \frac{1}{j_2} \sqrt{\frac{3}{2}} (j_2+1),$$

где μ — магнитный момент основного состояния, μ^* — магнитный момент возбужденного состояния. Значения P_M для $\mu = \mu^* = 3,26$ также показаны на рис. 2, максимум P_M достигается при $\theta \approx 60^\circ$ и составляет $\approx 3 \cdot 10^{-6}$.

При выводе (9) использована связь между диагональным приведенным матричным элементом $M1$ -перехода и магнитным моментом (см., например, [7]). Отметим, что наше определение $M1$ -мультиполей отличается знаком от определения, использованного в этой книге.

Описанный механизм возникновения поляризации приводит также к появлению асимметрии рассеянных электронов в реакции электровозбуждения поляризованных начальных ядер (в борновском приближении такая асимметрия отсутствует). В том случае, когда никакие другие поляризационные характеристики не измеряются, сечение реакции имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 + A (\mathbf{n} \cdot \vec{\xi}_i),$$

где ξ_i — поляризация начального ядра. Асимметрию A снова можно представить в виде, аналогичном (1): $A = A_{MOTT} + A_C + A_E + A_M$,

где A_{MOTT} , A_C , A_E и A_M по-прежнему даются выражениями (2), (4), (8), (9) в которых, однако, нужно изменить зависящие от спинов j_1 и j_2 значения параметров σ , ρ , λ и λ^* .

Детали расчетов, а также более подробное рассмотрение поляризационных явлений для переходов различных мультипольностей будет рассмотрено в отдельной работе.

Авторы признательны М.С.Маринову за обсуждение.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
19 апреля 1974 г.

¹⁾ Этот вклад был ранее вычислен одним из авторов совместно с Кондратюком [6]. В формуле (8) положено $\zeta = 1$.

Литература

- [1] F.Guérin, C.A.Piketty. *Nuovo Cim.*, **32**, 971, 1964; И.Б.Хриплович, Л.Б.Окунь. *ЯФ*, **6**, 821, 1967; Б.Я.Зельдович, М.В.Терентьев, *ЯФ*, **7**, 1083, 1968.
- [2] А.В.Давыдов, И.М.Народецкий. *Письма в ЖЭТФ*, **15**, 741, 1972.
- [3] A.J.F.Siegert. *Phys. Rev.*, **52**, 787, 1937.
- [4] O.Häusser et al. *Nucl. Phys.*, **A212**, 613, 1973.
- [5] T.Lauritsen, F.Ajzenberg – Selove. *Nucl. Phys.*, **78**, 1, 1966.
- [6] Л.А.Кондратюк, И.М.Народецкий. IV международная конференция по физике высоких энергий и структуре ядра. Тезисы докладов. Дубна, 1971.
- [7] О.Бор, Б.Моттelson. *Структура атомного ядра*. М., изд. Мир, 1971, том 1.
-