

ный вектор оснащения n^α . Второй оснащающий вектор v^α естественно [определять из условия

$$\lambda v^\alpha = \eta^{\alpha\beta\gamma\delta} n_\beta m_{\gamma\delta}, \quad v_\alpha v^\alpha = -1.$$

Бивектор $n \wedge v$ задает многообразие, оснащающее $X_4^{2,1}$.

В заключение выражаю исключительную признательность проф. А. М. Васильеву за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Schouten J. A., van Kampen E. R. Math. Ann., 103, 752, 1930.
2. Голиков В. И. «Гравитация и теория относительности», вып. 4—5. Казань, 1968, стр. 63.

Поступила в редакцию
15.3 1971 г.

Кафедра
астрофизики
УДК 539.17

Н. М. КАБАЧНИК, В. Н. РАЗУВАЕВ¹

ОБ УГЛОВОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ФОТОНУКЛОНОВ В РЕАКЦИИ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ Ca^{40} В ОБЛАСТИ ГИГАНТСКОГО РЕЗОНАНСА

В [1] были измерены спектры и угловые распределения фотопротонов в реакции $\text{Ca}^{40}(\gamma, p)\text{K}^{39}$ в области гигантского резонанса. Было обнаружено, что некоторые группы протонов имеют асимметричное относительно 90° угловое распределение, причем знак асимметрии изменялся в зависимости от энергии протонов. Такое поведение угловых распределений указывает на существование $M-1$ или $E-2$ поглощения в области гигантского резонанса, где, как известно, доминирует поглощение $E-1$.

Исследования, где были бы приведены расчеты угловых распределений фотонуклонов из Ca^{40} с учетом интерференции переходов различной четности, нам неизвестны. В то же время существует большое число работ, в которых рассматривались сечения фотопоглощения и спектры фотонуклонов в рамках частично-дырочной оболочечной модели (например, [2, 3]). Эти расчеты показали, что в целом модель успешно описывает экспериментальные данные. Поэтому представляет интерес на основе той же модели проанализировать угловые распределения.

Дифференциальное сечение реакций (γ, p) или (γ, n) может быть представлено в виде

$$\frac{d\sigma}{dE d\Omega} = \frac{\sigma_0(E)}{4\pi} \left(1 + \sum_{i=1}^4 \alpha_i(E) P_i(\cos \theta) \right). \quad (1)$$

Здесь $\sigma_0(E)$ — полное сечение соответствующей парциальной реакции, $P_i(\cos \theta)$ — полиномы Лежандра. Мы учитывали $E-1$ и $E-2$ поглощения, поэтому индекс i пробегает значения от 1 до 4.

Величины $\sigma_0(E)$ и $\alpha_i(E)$ определяются матричными элементами мультипольных операторов, описывающих взаимодействие ядра с электромагнитным полем [4]. Эти матричные элементы мы вычисляли в рамках частично-дырочной резонансной модели:

$$\langle \Psi_f(J_f, l, j; J_0) | T^\lambda | \Psi_0 \rangle = \sum_{\mu} \frac{\langle \Psi_{ej} | V | \Psi_{\mu} \rangle \langle \Psi_{\mu} | T^\lambda | \Psi_0 \rangle}{E - E_{\mu} + i \frac{\Gamma_{\mu}}{2}}. \quad (2)$$

Здесь $\Psi_f(J_f, l, j; J_0)$ — волновая функция конечного состояния системы, которое характеризуется спином ядра-остатка J_j , орбитальным и полным моментами вылетающего нуклона и полным моментом системы J_0 ; E_{μ} , Ψ_{μ} , Γ_{μ} — энергия, волновая функция и ширина μ -го уровня составного ядра с тем же полным моментом J_0 . Матричный элемент $\langle \Psi_{ej} | V | \Psi_{\mu} \rangle$ дает амплитуду вероятности распада состояния Ψ_{μ} по каналу lj . Энергии и функции уровней находились обычной диагонализацией матрицы взаимодействия на частично-дырочном базисе.

¹ Сотрудник Физико-энергетического института в Обнинске.

Как для дипольных, так и для квадрупольных уровней базис ограничивался переходами из $2s-1d$ оболочки в $2p1f$ и $3s, 2d, 1g$ соответственно. Нулевое приближение было взято таким же, как и в работе [3], Γ_μ рассчитывались по известному выражению R -матричной теории. Обоснование формулы (2) на основе метода факторизации единой теории ядерных реакций дано в работе [5]. Более подробное изложение сделанных приближений и деталей расчета можно найти в работе [6]. Результаты расчетов для реакции (γ, p) приведены на рис. 1 и 2. На рис. 1 показаны величины σ_0 и α_1 в зависимости от энергии возбуждения ядра. Сплошные кривые соответствуют переходам на основное состояние ядра K^{39} , штриховые — на первое возбужденное $1/2^-$ -состояние. Вид кривой сечения σ_0 хорошо согласуется с расчетом по методу сильной связи каналов [7].

Коэффициент α_2 определяет анизотропию углового распределения. Как видно из рисунка, коэффициент α_2 практически постоянен в области главных максимумов гигантского резонанса, но сильно меняется между резонансами. Заметна также общая тенденция к увеличению анизотропии при увеличении энергии нуклонов. Знак коэффициента α_2 почти всюду отрицателен, что соответствует максимуму в угловом распределении под углом 90° . Это подтверждается экспериментом [1 и 8].

Коэффициент α_1 дает асимметрию относительно 90° и в нашем приближении полностью определяется интерференцией дипольных и квадрупольных переходов. Хотя квадрупольные переходы дают очень малый вклад в сечение σ_0 (порядка 1%), коэффициент асимметрии для некоторых областей энергии возбуждения ядра оказывается значительным. Интересно отметить существование отрицательных значений коэффициента α_1 , что соответствует наличию асимметрии «назад» для протонов определенных энергетических групп.

Коэффициент α_3 также дает вклад в асимметрию, однако его влияние менее существенно по сравнению с α_1 . Мы не приводим результатов для α_4 , так как он оказался очень малым, практически равным нулю.

В работе [1] приведены угловые распределения протонов с определенной энергией, полученные при облучении ядра тормозным спектром гамма-квантов. Коэффициенты α_1, α_2 , соответствующие результатам эксперимента подобного типа, можно получить из приводимых на рис. 1 коэффициентов α_1, α_2 , усреднением по тормозному спектру фотонов.

На рис. 2 приведены коэффициенты $\bar{\alpha}_1$ и $\bar{\alpha}_2$ углового распределения фотопротонов в зависимости от их энергии. Эти коэффициенты получены для суммарного спектра фотопротонов, усредненного по тормозному спектру фотонов с граничной энергией 28 Мэв с учетом конечной разрешающей способности регистрирующей аппаратуры (проводилось дополнительное усреднение по интервалу 1 Мэв). Из рисунка видно, что для некоторых областей спектра протонов коэффициент асимметрии α_1

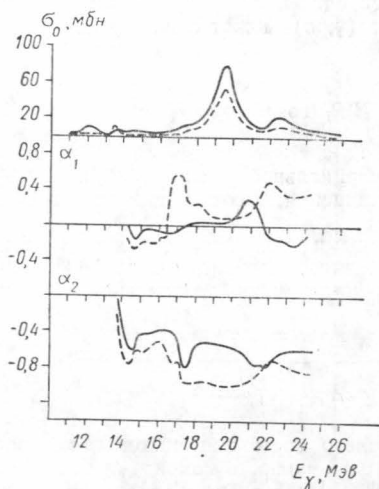


Рис. 1. Сечение σ_0 и коэффициенты асимметрии α_1 и анизотропии α_2 для реакции $\text{Ca}^{40}(\gamma, p)\text{K}^{39}$ для переходов на основное состояние K^{39} (сплошная линия) и первое возбужденное состояние $1/2^-$ (штриховая линия)

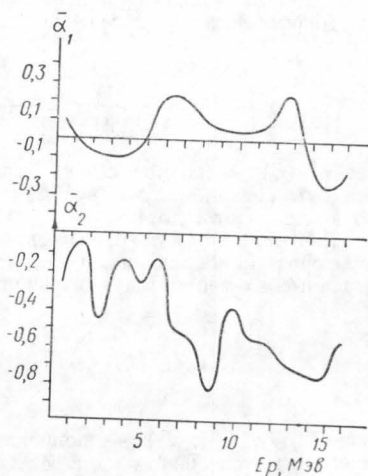


Рис. 2. Коэффициенты $\bar{\alpha}_1$ и $\bar{\alpha}_2$ для спектра протонов, усредненные по тормозному спектру фотонов с $E_{\text{max}} = 28 \text{ Мэв}$

имеет достаточно большую величину и может менять знак, как это и было обнаружено на эксперименте.

В заключение необходимо отметить, что детальное сравнение теоретических и экспериментальных результатов преждевременно из-за недостаточной точности эксперимента.

Авторы благодарны профессору В. В. Балашову, Б. А. Юрьеву и Ю. И. Сорокину за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Shintoni T., Yamaguchi C., Masuda M. J. Phys. Soc. Japan., 31, 1297, 1971.
2. Brown G., Castillejo L., Evans I. Nucl. Phys., 24, 1, 1961; Балашов В. В., Шевченко В. Г., Юдин Н. П. ЖЭТФ, 41, 1929, 1961; Шитикова К. В., Ядровский Е. Л. «Изв. АН СССР», сер. физич., 29, 230, 1965.
3. Ишханов Б. С., Юдин Н. П., Юрьев Б. А. «Изв. АН СССР», сер. физич., 29, 1212, 1965.
4. Балдин А. М., Гольданский В. И., Максименко В. Н., Розенталь И. Л. Кинематика ядерных реакций. М., 1968.
5. Балашов В. В. Проблема многих тел и физика плазмы. Труды конференции. М., 1967, стр. 112.
6. Кабачник Н. М., Разуваев В. Н. Препринт ФЭИ, № 356, 1972.
7. Magagnoli M., Sagués A. M. Phys. Lett., B24, 218, 1967.
8. Ишханов Б. С., Капитонов И. М. и др. «Изв. АН СССР», сер. физич., 29, 221, 1965.

Поступила в редакцию
28.9 1972 г.

НИИЯФ

УДК 539.12.01

Ю. С. ПЕРОВ

О ВОЛНОВОЙ ФУНКЦИИ ПРОИЗВОЛЬНО ПОЛЯРИЗОВАННОГО ЭЛЕКТРОНА

Для описания произвольной поляризации частиц со спином $1/2$ предложен ряд способов, часть которых основана на использовании обобщенных операторов спина [1, 2]. При вычислении различных поляризационных эффектов нередко применяется один из таких операторов, рассмотренный в [3—5]:

$$\vec{\Sigma} = \frac{(\vec{\sigma} \vec{p}) \vec{p}}{p^2} + \epsilon_{\rho_3} \left(\vec{\sigma} - \frac{(\vec{\sigma} \vec{p}) \vec{p}}{p^2} \right). \quad (1)$$

Здесь \vec{p} — импульс электрона (позитрона). Остальные обозначения те же, что в [6]. Собственные функции оператора (1) найдены в [4].

В данной работе получены волновые функции свободного электрона в новой форме, которая может оказаться более удобной для вычислений, чем приведенная в [4].

Волновая функция ψ электрона с энергией $E = \hbar K$, импульсом $\vec{p} = \hbar \vec{k}$ и спином, направленным по единичному вектору \vec{s} (в системе покоя частицы), может быть представлена в виде

$$\psi = \frac{1}{L^{3/2}} b e^{-i\epsilon c K t + i(\vec{k} \vec{r})}, \quad (2)$$

где амплитуда b является решением уравнений

$$[\epsilon K - \rho_1 (\vec{\sigma} \vec{k}) - k_0 \rho_3] b = 0 \quad (3)$$

и

$$[(\vec{\Sigma} \vec{s}) - 1] b = 0. \quad (4)$$