

967



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

Л.И. Липидус

P-967

РАССЕЯНИЕ γ - КВАНТОВ
И ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ ЯДЕР
И НУКЛОНОВ

Дубна 1962 год

Л.И. Лалидус

P-867

РАСSEЯНИЕ γ - КВАНТОВ
И ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ ЯДЕР
И НУКЛОНОВ

Дубна 1962 год

А н н о т а ц и я

Обсуждается определение поляризуемости атомных ядер и нуклонов, связанное со спиновой структурой амплитуд рассеяния γ -квантов частицами со спином. С помощью дисперсионных соотношений получена оценка магнитной поляризуемости протона. Указаны применения требований перекрестной симметрии для поляризуемости ядер с произвольными спинами.

Abstract

The definition of the polarizability of atomic nuclei and nucleons which is based on dispersion relations and the spin structure of γ -ray scattering amplitude is discussed. An estimation of the magnetic proton polarizability is obtained. The applications of crossing symmetry are indicated for the polarizability of nuclei with arbitrary spins.

А.Б. Мигдал^{/1/}, по-видимому, впервые применил представления о поляризуемости ядерной материи при рассмотрении рассеяния γ -квантов малых энергий атомными ядрами. Позже Левингер^{/2/}, Рамзей, Маленка и Крузе^{/3/}, а в последнее время Балдин^{/4,5/} анализировали разные стороны представления о поляризуемости ядер. Мигдал^{/1/} дал общие формулы для поляризуемости сложных ядер в бесспиновом случае, Левингер и Рустги^{/8/} рассмотрели в 1957 г. имевшиеся тогда экспериментальные данные о поляризуемости, а Левингер^{/7/} провел подробное сравнение формул Мигдала с экспериментальными данными. В самое последнее время Балдин^{/4,5/} выдвинул представление об анизотропном характере поляризуемости атомных ядер.

С другой стороны, в связи с опытами по рассеянию медленных нейтронов ядрами, а также в связи с анализом фоторождения пионов нуклонами и рассеяния γ -квантов нуклонами было введено представление о поляризуемости протонов и нейтронов /см.^{/8-12/}.

В большой части работ введение электрической поляризуемости связывается с классической аналогией. Затем используют связь поляризуемости α со средним значением дипольного момента, приходят к формуле

$$\alpha = \frac{\hbar c}{2\pi^2} \int \frac{\sigma_{E1}(\nu) d\nu}{\nu^2} \quad /1/$$

и проводят аналогию с релеевским рассеянием.

Анализ спиновой структуры амплитуды упругого рассеяния фотонов и использование дисперсионных соотношений /д.с./ позволяют единым образом подойти к определению и анализу поляризуемости ядер и нуклонов.

Представляется, что для анализа рассеяния можно исходить прямо из спиновой структуры амплитуды комптон-эффекта /см., например, /13,14/ для частиц со спином $1/2$ и /15/ - для рассеяния на частицах со спином $1/$ и рассматривать поляризуемость как величину, характеризующую, наряду с зарядом, магнитным, квадрупольным и прочими моментами, предельное значение амплитуды двухфотонного взаимодействия частиц. По тому, как оценивается поляризуемость в экспериментах по рассеянию γ -квантов, ее можно определить формально как коэффициент при квадратичном по частоте из-

лучения слагаемом в амплитудах R_1 / электрическая поляризуемость/ и в разложении R_2 /магнитная поляризуемость/. Названия навеяны характером состояний, поглощение фотонов в которых описывает каждая из упомянутых амплитуд, что следует как из спиновой структуры амплитуды, так и из соотношений унитарности /см. /7/ в /14/ и /22/ в /15/ / для значений спинов 1/2 и 1/. Хотя при этом мы не опираемся на классическую аналогию, можно отметить, что эти определения оказываются удобными для анализа рассеяния. Именно такова была постановка задачи для протонного комптон-эффекта в экспериментальном исследовании группы ФИАН /16/.

Так как поляризуемостью можно характеризовать упругое рассеяние γ -квантов только в области энергий, много ниже порогов неупругих процессов, из д.с. получается, что сумма электрической и магнитной поляризуемостей $a + a_M$ равна

$$a_M + a = \lim_{\nu^2 \rightarrow 0} \frac{d}{d\nu^2} (R_1 + R_2) = \frac{\hbar c}{2\pi^2 \nu_t} \int_{\nu_t}^{\infty} \frac{\sigma(\nu) d\nu}{\nu^2}, \quad /2/$$

где ν_t - порог неупругих процессов. Это выражение отличается от обычно приводимых тем, что в полное сечение поглощения под интегралом входят вклады всех состояний, а не только электрическое дипольное поглощение, которое должно входить по смыслу классической аналогии. Для ядер, где основным оказывается дипольное поглощение, введенное выше определение поляризуемости практически не противоречит определению, связанному со средним значением дипольного момента. В случае же нуклонов величина квадратичного по частоте слагаемого определяется вкладом всех состояний в сечение фоторождения пионов, хотя рождение пионов в s -состоянии, связанное с электрическим дипольным поглощением, играет важную роль. Отметим то обстоятельство, что определение /2/ не зависит от числа вычитаний в д.с.

Магнитная поляризуемость ядер, если определить ее как указано выше, оказывается значительно меньше электрической поляризуемости. Для дейтрона это следует из известных формул для сечений дипольного электрического и магнитного расщепления дейтрона в области малых энергий. Для электрической поляризуемости дейтрона имеем

$$a = \frac{1}{32} \frac{e^2 \hbar^2}{M \epsilon^2} (1 - \gamma_d)^{-1} = 0,64 \cdot 10^{-39} \text{ см}^3, \quad /3/$$

Магнитная поляризуемость дейтрона равна

$$a_M = \frac{e^2}{M c^2} \left(\frac{\hbar c}{\epsilon} \right)^2 \frac{1}{12} \left(1 + \sqrt{\frac{\epsilon'}{\epsilon}} \right)^2 \frac{\epsilon}{M_p c^2} (\mu_p - \mu_n)^2 \quad /4/$$

/обозначения те же, что и в /15/. Из сравнения /3/ и /4/ видно, что $a_M \ll a$.

Для более тяжелых ядер малость магнитной поляризуемости связана с относительно малой ролью магнитных переходов в фотоядерных процессах.

Поляризуемость протонов недавно была исследована экспериментально /16/ при изучении комптон-эффекта в области энергий 40-70 Мэв. Авторы пришли к заключению о том, что электрическая поляризуемость протонов равна

$$a = (9 \pm 2) \cdot 10^{-43} \text{ см}^3,$$

а магнитная поляризуемость составляет

$$a_M = (2 \pm 2) \cdot 10^{-43} \text{ см}^3.$$

Опираясь на д.с., Балдин пришел для суммы электрической и магнитной поляризуемости протона к оценке

$$a + a_M = 11 \cdot 10^{-43} \text{ см}^3. \quad /5/$$

Оценки для магнитной поляризуемости протонов в литературе не известны. Рассмотрение амплитуд γ - p -рассеяния вперед, проведенное в /14/, позволяет определить магнитную поляризуемость протонов. Для этого достаточно найти квадратичный по частоте член в разложении действительной части амплитуды R_2 .

Учитывая, что по смыслу поляризуемости нуклона она определяется основным членом разложения вида $(\nu/\nu_t)^2$, а не $(\nu/M)^2$, который связан с эффектами отдачи, и рассматривая д.с. как для $R_1 + R_2$, так и для $R_1 - R_2$ получаем

$$a_M = 2/\pi \int_{\nu_t}^{\infty} \frac{d\nu}{\nu^2} \left\{ |M_1|^2 + 2|M_3|^2 + \frac{1}{3}|M_2|^2 - \frac{1}{6}|E_2|^2 \right\} \quad /6/$$

для магнитной поляризуемости, и

$$a = 2/\pi \int_{\nu_t}^{\infty} \frac{d\nu}{\nu^2} \left\{ |E_1|^2 N + 2|E_3|^2 + \frac{1}{3}|E_2|^2 - \frac{1}{6}|M_2|^2 \right\} \quad /7/$$

для электрической /определения амплитуд фоторождения см. в /14/./

Хотя формально только сумма $a + a_M$ оказывается положительной величиной, наличие небольших вкладов $|E_2|^2$ и $|M_2|^2$ реально не может изменить положительности a и a_M для протона в отдельности.

Если принять во внимание фоторождение пионов лишь в резонансном p -состоянии, приходим к оценке

$$a_M \approx 2 \cdot 10^{-43} \text{ см}^3, \quad /8/$$

с помощью которой из результата Балдина получаем

$$a \approx 9 \cdot 10^{-43} \text{ см}^3, \quad /9/$$

что близко к экспериментальным оценкам.

Нет оснований переоценивать хорошее согласие /9/ и /10/ с экспериментальными данными, поскольку как экспериментальные данные, так и результаты оценок требуют привлечения более солидной статистической обработки.

Использование принятых в /14/ данных о фоторождении пионов в π^- -состоянии приводит для электрической поляризуемости к нижней оценке.

$$a > 4,2 \cdot 10^{-43} \text{ см}^3,$$

совпадающей с результатами Балдина и Фолди /см. /11/ /.

При оценках нижайших по квадрату частоты слагаемых в амплитудах, аналогичных R_i и в случае произвольных значений спинов оказывается интересным применение требований перекрестной симметрии. Как известно, наряду с амплитудами R_i в с.п.м. вводятся инвариантные амплитуды /обозначенные в /17,18/ через T_i /, которые в силу перекрестной симметрии обладают простыми свойствами при замене частоты ν на $-\nu$. Из соотношений между амплитудами R_i и T_i //1/ в /18/ следует, что, например, разложение действительной части величины $R_3 - R_4$ для частиц со спином $1/2$ с точностью до эффектов отдачи должно содержать лишь нечетные степени ν/ν_t .

Для частиц со спином 1 в пренебрежении эффектами отдачи амплитуды А, В, С и Д, определенные, например, в /15/, также обладают определенной четностью при замене $\nu \rightarrow -\nu$, так что требования перекрестной симметрии приводят, например, к тому, что векторная поляризуемость, если попытаться определить ее как нижайший по ν коэффициент в амплитуде В, обращается в нуль.

Аналогичные соображения будут полезными при разработке теории рассеяния γ -квантов атомными ядрами с произвольными спинами.

Автор благодарен Я.А. Смородинскому за интересные обсуждения и А.М. Балдину за полезную критику.

Л и т е р а т у р а

1. А.Б. Мигдал, *J. Phys. USSR* 8, 331 (1944).
2. J.S.Levinger. *Phys. Rev.* 84, 523 (1957); *Nucl. Phys.* 8, 428 (1958).
3. N.F.Ramsey, B.J.Malenka, U.Kruse. *Phys. Rev.* 91, 1162 (1953).
4. А.М. Балдин. *Nucl. Phys.* 9, 237 (1958); *ЖЭТФ* 37, 202 (1959).
5. А.М. Балдин, С.Ф. Семенко. *ЖЭТФ*, 39, 434, 1960.
6. M.L.Rustgi, J.S.Levinger. *Phys. Rev.* 106, 530 (1957).
7. J.S.Levinger. *Phys. Rev.* 107, 554 (1957).
8. A.Klein. *Phys. Rev.* 99, 998 (1955).
9. А.М. Балдин. Труды конференции в Падуе, Италия. 1957 г. *Nucl. Phys.* , 18, 310, 1960 г.
10. Ю.А.Александров, И.И.Бондаренко. *ЖЭТФ*, 31, 726, 1956 г.

Ю.А.Александров, В.С.Барашенков, И.П. Стаханов. ЖЭТФ, 32, 154, 1954 г.
Д.И. Блохинцев, В.С. Барашенков, Б.М. Барбашев, УФН, 68, 417, 1959 г.
В.С. Барашенков, Г.Ю. Кайзер, А.А. Огреба. *Nuovo Cim.* 20, 593, 1961 г.

11. R.M. Thaler. *Phys. Rev.* 114, 827 (1957).

12. G. Breit, M.L. Rustgi. *Phys. Rev.* 114, 830 (1959).

13. В.И. Ритус. ЖЭТФ, 33, 1264, 1957 г. Л.И. Лapidус. ЖЭТФ, 34, 922, 1957 г.

14. Л.И. Лapidус, Чжоу Гуан-чжао, ЖЭТФ, 41, 1546, 1961 г.

15. Л.И. Лapidус, Чжоу Гуан-чжао, ЖЭТФ, 39, 1286, 1960 г.

16. В.И. Гольданский, О.А. Карпунин, А.В. Куценко, В.В. Павловская, ЖЭТФ, 38,
1695, 1960 г. В.В. Павловская. ФИАН, диссертация, 1961 г.

17. Л.И. Лapidус, Чжоу Гуан-чжао. ЖЭТФ, 42, 294, 1961.

18. Л.И. Лapidус, Чжоу Гуан-чжао, ЖЭТФ, 41, 491, 1961 г.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 апреля 1962 года.