

О ПОДАВЛЕНИИ ИНДУЦИРОВАННОГО ПСЕВДОСКАЛЯРНОГО ФОРМФАКТОРА ПРИ РАДИАЦИОННОМ И ОБЫЧНОМ ЗАХВАТАХ МЮОНА АТОМНЫМИ ЯДРАМИ

Е.Х.Ахмедов

Показано, что в ядерном веществе индуцированный псевдоскалярный формфактор должен быть существенно подавлен по сравнению с пустотным значением, что может проявляться в экспериментах по радиационному μ -захвату на средних и тяжелых ядрах.

Радиационный захват мюонов (РЗМ) вызывает особый интерес исследователей из-за его высокой чувствительности к величине индуцированного псевдоскалярного формфактора $g_P(q^2)$, являющегося одной из фундаментальных характеристик слабого полuleптонного взаимодействия

нуклона (см., например, [1 – 4]). К настоящему времени выполнен ряд экспериментов, в которых изучались фотонные спектры и энергетические зависимости коэффициентов асимметрии вылета фотонов при захвате поляризованных мюонов на ^{40}Ca [5 – 7]. Результаты экспериментов указывают на значительное подавление наблюдаемой величины g_p по сравнению со значениями, предсказываемыми гипотезой частичного сохранения аксиально-векторного тока (PCAC). Однако экспериментальные данные являются недостаточно точными и надежными, что связано в основном с большим фоном быстрых нейтронов. Кроме того, при анализе экспериментов не учитывалась перенормировка формфакторов слабого взаимодействия нуклона в ядерном веществе, которая может быть довольно значительной [8 – 10]. В настоящей работе рассматривается перенормировка формфактора g_p в нуклонной среде в случае обычного μ -захвата и РЗМ. Развитие экспериментальной базы и совершенствование методики эксперимента позволяют надеяться получить в ближайшем будущем очень точную информацию о характеристиках РЗМ на ядрах и проверить теоретические предсказания о величине формфактора $g_p(q^2)$.

Согласно гипотезе PCAC [11], в формфакторе $g_p(q^2)$ доминирует вклад пионного полюса. Поэтому перенормировка этого формфактора в ядерном веществе определяется тремя факторами: 1) перенормировка пион-нуклонной вершины; 2) перенормировка пропагатора пиона; 3) перенормировка амплитуды распада $\pi \rightarrow \mu\nu$. Все три фактора подробно рассматривались в работе [10]. Если исключить из рассмотрения неуниверсальную часть перенормировки, связанную с рождением пар нуклон-нуклонная дырка вблизи поверхности Ферми и существенно зависящую от характеристик начального и конечного состояний, то перечисленные факторы могут быть учтены следующим образом. Перенормировка πNN -вершины дается эффективным зарядом нуклона по отношению к полю симметрии σ_{\pm} , который может быть представлен в следующем виде [8, 9, 12]:

$$e_q(0) = \left[1 + \frac{1}{3} \xi \cdot 0,90 \frac{\omega_{\Delta}^2}{\omega_{\Delta}^2 - \omega^2} \frac{\rho}{\rho_0} \right]^{-1}, \quad (1)$$

где $\omega_{\Delta} \approx 2,4 m_{\pi}$ – энергия $\Delta(1232)$ -резонанса, ρ/ρ_0 – отношение плотности ядерного вещества к нормальной ядерной плотности, $\rho_0 = 0,17 \text{ Ф}^{-3}$, параметр ξ характеризует степень подавленности эффекта Лорентц-Лорентца [13]: $\xi = 1$ соответствует неподавленному эффекту, $\xi = 0$ – отсутствию эффекта. Экспериментальные данные согласуются с выражением (1) при $\xi \approx 0,3$ [14, 15].

Перенормировка пропагатора пиона в среде определяется фактором $D_B(\omega, \mathbf{q}) D_0^{-1}(\omega, \mathbf{q})$, где

$$D_0 = [\omega^2 - (q^2 + m_{\pi}^2)]^{-1}, \quad D_B = [D_0^{-1} - \Pi(\omega, \mathbf{q})]^{-1}. \quad (2)$$

Поляризационный оператор пиона в ядерном веществе $\Pi(\omega, \mathbf{q})$ при $\omega, |\mathbf{q}| \ll m_\pi$ может быть представлен в виде [14, 8, 9, 12]

$$\Pi(\omega, \mathbf{q}) = \Pi^{(S)}(\omega) + \Pi^{(P)}(\omega, \mathbf{q}); \quad \Pi^{(S)}(\omega) = 0,35 m_\pi^2 \frac{\rho}{\rho_0} - 0,2 \omega^2 \frac{\rho}{\rho_0},$$

$$\Pi^{(P)}(\omega, \mathbf{q}) = \left(-0,90 \frac{\omega_\Delta^2}{\omega_\Delta^2 - \omega^2} \frac{\rho}{\rho_0} \mathbf{q}^2 \right) / \left(1 + \frac{1}{3} \xi \cdot 0,90 \frac{\omega_\Delta^2}{\omega_\Delta^2 - \omega^2} \frac{\rho}{\rho_0} \right), \quad (3)$$

Пространственный и временной формфакторы распада пиона в ядерном веществе $\tilde{f}_\pi(\omega, \mathbf{q})$ и $\tilde{f}_\pi^0(\omega, \mathbf{q})$ выражаются через $\Pi^{(P)}(\omega, \mathbf{q})$ и $\Pi^{(S)}(\omega)$ следующим образом [10]:

$$\tilde{f}_\pi(\omega, \mathbf{q}) = f_\pi [1 + \Pi^{(P)}(\omega, \mathbf{q}) / \mathbf{q}^2]$$

$$\tilde{f}_\pi^0(\omega, \mathbf{q}) = f_\pi [1 - (\Pi^{(S)}(\omega) - \Pi^{(S)}(0)) / \omega^2]. \quad (4)$$

Здесь $f_\pi \cong 0,95 m_\pi$ - константа распада пиона.

Пространственная и временная компоненты индуцированного псевдоскалярного формфактора в ядерном веществе \tilde{g}_P^s и \tilde{g}_P^t равны

$$\tilde{g}_P^s(q) = g_P(q^2) e_q(0) D_B D_0^{-1}(\omega, \mathbf{q}) (\omega, \mathbf{q}) \tilde{f}_\pi(\omega, \mathbf{q}) / f_\pi, \quad (5)$$

$$\tilde{g}_P^t(q) = g_P(q^2) e_q(0) D_B(\omega, \mathbf{q}) D_0^{-1}(\omega, \mathbf{q}) \tilde{f}_\pi^0(\omega, \mathbf{q}) / f_\pi.$$

Поскольку в среде отсутствует лоренц-инвариантность, $\tilde{g}_P^t \neq \tilde{g}_P^s$ и вклад индуцированного псевдоскаляра в амплитуду μ -захвата не может быть сведен с помощью уравнения Дирака к выражению вида

$$g_P[\bar{u}(n) \gamma_5 u(p)] \bar{u}(v) (1 - \gamma_5) u(\mu).$$

Поэтому вместо одного формфактора g_P в среде в амплитуду войдут два формфактора \tilde{g}_P^s и \tilde{g}_P^t , умноженные на различные лептонные матричные элементы. При этом неясно, какой из этих формфакторов или какую их комбинацию нужно сравнивать с пустотной величиной g_P и вопрос о перенормировке индуцированного псевдоскалярного формфактора в ядерном веществе, строго говоря, теряет смысл. Однако в случае $\alpha Z_{\text{эфф}} \ll 1$ возникает упрощение задачи, связанное с возможностью использования нерелятивистского приближения для мюона на орбите мезоатома. В этом пределе лептонные матричные элементы $\bar{u}(v) (1 - \gamma_5) u(\mu)$ и $\bar{u}(v) \gamma^0 (1 + \gamma_5) u(\mu)$ совпадают и становится возможным ввести эффективное значение индуцированного псевдоскалярного формфактора в ядерном веществе, определяемое соотношением

$$\tilde{g}_P^{\text{эфф}}(q) = \left[\frac{|\omega|}{m_\mu} \tilde{g}_P^t(q) + \frac{m_\mu - |\omega|}{m_\mu} \tilde{g}_P^s(q) \right]. \quad (6)$$

Таким образом, в случае обычного μ -захвата перенормировка индуцированного псевдоскаляра в ядерном веществе сводится к замене g_P на $\tilde{g}_P^{eff}(q)$, где $q \equiv p - n = \nu - \mu$. Нетрудно видеть, что в случае РЗМ выражение (6) также применимо; различие состоит в том, что $q = q_L = p - n$ при испускании γ -кванта из лептонной части амплитуды и $q = q_N = p - n - k$ при испускании γ -кванта из нуклонной части (k -4-импульс фотона). Помимо этого в части амплитуды, соответствующей испусканию γ -кванта виртуальным пионом, который определяет формфактор $g_P(q^2)$ (см., например, [4], рис.1), возникает дополнительное подавление, связанное с перенормировкой электромагнитной вершины пиона в ядерном веществе. Эта перенормировка легко находится с помощью тождества Уорда и равна

$$[\partial D_B^{-1} / \partial q][\partial D_\sigma^{-1} / \partial q]^{-1} = 1 + \frac{\Pi^{(P)}(\omega, q)}{q^2} = \frac{\tilde{f}_\pi(\omega, q)}{f_\pi}.$$

С помощью формул (1) – (6) нетрудно вычислить величину \tilde{g}_P^{eff} . При значении $\xi = 0,3$ и плотности $\rho = 0,8 \rho_0$, которая может быть использована для оценок перенормировки формфакторов в ^{40}Ca [12], в случае $|\omega| = 0,2 m_\mu$, $|q| = 0,8 m_\mu$ получаем $\tilde{g}_P^{eff} \approx 0,45 g_P$. При этом пространственный формфактор \tilde{g}_P^s , который существенно подавлен по сравнению с пустотным значением, входит с большим весом, а временной формфактор \tilde{g}_P^t , подавленный в меньшей степени – с малым. В результате \tilde{g}_P^s и \tilde{g}_P^t дают примерно одинаковый вклад в \tilde{g}_P^{eff} . Кинематика $|\omega| \approx 0,2 m_\mu$, $|q| \approx 0,8 m_\mu$ отвечает обычному μ -захвату, поскольку средние энергии возбуждения ядра $E^* = |\omega|$ при этом лежат в области 15 – 25 МэВ. В случае РЗМ особый интерес представляют большие значения $|\omega| = E^* + E_\gamma$, поскольку в этой области вклад индуцированного псевдоскаляра усилен по кинематическим причинам [1 – 4]. При $|\omega| = 0,8 m_\mu$, $|q| = 0,2 m_\mu$ получаем $\tilde{g}_P^{eff} \approx 0,68 g_P$, причем основной вклад в \tilde{g}_P^{eff} дает \tilde{g}_P^t , тогда как вклад \tilde{g}_P^s очень мал ($\sim 4\%$). Заметим, что в работе [15] формфактор \tilde{g}_P вычислялся в статическом приближении $\omega = 0$, т.е. учитывался лишь вклад \tilde{g}_P^s , который, однако, брался с единичным весом. В результате полученное выражение для \tilde{g}_P было занижено в четыре – пять раз по сравнению с нашей оценкой \tilde{g}_P^{eff} .

Автор благодарит Ю.В.Гапонова, Г.А.Лобова и Р.А.Эрамжяна за полезные обсуждения.

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
10 июня 1981 г.

Литература

- [1] G.K.Manacher. Carn. Inst. of Techn. Report. NYO, 9284, 1961.
- [2] Г.А.Лобов, И.С.Шапиро. ЖЭТФ, 43, 1821, 1962.
- [3] Г.А.Лобов. ЖЭТФ, 45, 713, 1963.
- [4] H.P.J.C.Rood, H.A.Tolhoek. Nucl. Phys., 70, 658, 1965.

- [5] L.Dilella, I.Hammerman, L.M.Rosenstein. Phys. Rev. Lett., 27, 830, 1971.
- [6] L.M.Rosenstein, I.S.Hammerman. Phys. Rev., C8, 603, 1973.
- [7] R.D.Hart, et al. Phys. Rev. Lett., 39, 399, 1977.
- [8] K.Ohta, M.Wakamatsu. Phys. Lett., 51B, 325, 1974.
- [9] J.Delorm, M.Ericson, A.Figureau, C.Thévenet. Ann. of Phys., 102, 273, 1976.
- [10] Е.Х.Ахмедов, Ю.В.Гапонов. ЯФ, 30, 1331, 1979.
- [11] M.Gell-Mann, M.Lévy. Nuovo Cim., 16, 705, 1960.
- [12] M.Rho. Nucl. Phys., A231, 493, 1974.
- [13] M.Ericson, T.E.O.Ericson. Ann. of Phys., 36, 323, 1966.
- [14] А.Б.Мигдал. Фермионы и бозоны в сильных полях. М., изд. Наука, 1978.
- [15] K.Ohta. Phys. Rev. Lett., 23, 1507, 1974.
-