УДК 539.16

А. Н. ЛАВРЕНОВ, Г. С. ШУЛЯКОВСКИЙ

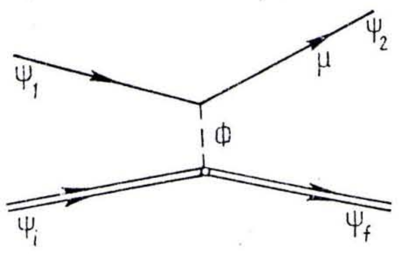
НЕЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В МЮОННОЙ ЕО-КОНВЕРСИИ

В электронной ЕО-конверсии (ЕОК) с точки зрения опыта представляет интерес возможность неэлектромагнитного взаимодействия (НВ), осуществляемого путем обмена виртуальным (псевдо) скалярным мезоном [1]. Вклад других вариантов НВ в абсолютную вероятность процесса, согласно обзору [2], очень мал или противоречит наблюдаемым фактам. С другой стороны, неотъемлемым элементом современных моделей электрослабого взаимодействия являются скалярные (хиггсовские) мезоны [3, 4]. Исходя из этого в данной работе рассматривается роль НВ, возникающего от обмена виртуальным скалярным мезоном Ф с массой m_Φ между мюоном и ядром. А так как мюонная внутренняя конверсия (μ-ВК) наблюдалась экспериментально [5, 6], оценка вклада данного НВ в вероятность мюонной ЕО-конверсии (μ-ЕОК) является, несомненно, актуальной задачей. Тем более, что в сходных процессах, согласно [7, 8], вклад НВ может давать наблюдаемые на опыте эффекты.

Потенциал НВ между мюоном и ядром от обмена скалярным мезоном можно представить в виде (см. приложение А, а также [9, 10]):

$$V(r) = -g_\Phi \frac{e^{-rm_\Phi}}{r}. \qquad (1)$$

Диаграмма Фейнмана, соответствующая данному процессу, показана на рисунке.



Сплошная линия соответствует мюону μ, пунктирная — скалярному мезону Φ, двойная — ядру. Индексы «1, 2» и «i, f» обозначают соответственно начальное и конечное состояние для мюона и ядра

Таким образом, в первом порядке теории возмущений (ТВ) от потенциала (1) матричный элемент μ-ЕОК при НВ будет иметь следующую форму:

$$W_{if}^{\text{НВ}} = g_{\Phi} \int \psi_i(\overline{R})\,\psi_f(\overline{R})\,\psi_1(\overline{r})\,\psi_2(\overline{r})\,\frac{e^{-|\overline{r}-\overline{R}|\,m_{\Phi}}}{|\overline{r}-\overline{R}|}\,d^3R\,d^3r, \qquad (2)$$

где $\psi_{i,f}$ — волновые функции (ВФ) ядра будем считать известными из какой-то модели ядра; $\psi_{1,2}$ — ВФ мюона, удовлетворяющие уравнению Дирака с центрально-симметричным потенциалом протяженного ядра.

Для сравнения с формулой (2) приведем матричный элемент μ-ЕОК при электромагнитном (ЭМ) взаимодействии (без токовых членов):

$$W_{if}^{\text{ЭМ}} = -\alpha \int \psi_i(\overline{R})\,\psi_f(\overline{R})\,\psi_1(\overline{r})\,\psi_2(\overline{r})\,\frac{e^{ik|\overline{r}-\overline{R}|}}{|\overline{r}-\overline{R}|}\,d^3R\,d^3r, \qquad (3)$$

где $k=E_2-E_1$ — энергия перехода; α — постоянная тонкой структуры. Следовательно, формулы (2) и (3) совпадают с точностью до переобозначения $\alpha \leftrightarrow g_{\Phi}$, $k \leftrightarrow im_{\Phi}$. Воспользуемся этим в дальнейшем. Также учтем следующее. В теории внутренней конверсии часто применяют такие модели, как: а) модель мюона (электрона), не проникающего внутрь ядра (ниже — модель «без проникновения», сокращенно — БП), т. е. $R<r$ всегда; б) модель поверхностных токов перехода в ядре (сокращенно — ПТ), где $J(R)=D\delta(R-R_0)$; D — константа, R_0 — радиус ядра [11]. Далее, так как для ЕОК главную роль играет область ядра [2], ограничимся в (2) и (3) интегрированием по интервалу $[0, R_0]$. Чтобы не получить при этом нулевой результат в модели БП, проделаем обычную процедуру (см. [11]): рассмотрим только так называемые табличные матричные элементы, пренебрегая поправками к ним. Ввиду того, что ЕО-переход обусловливается сферически-симметричной частью плотности заряда (тока) перехода [2], положим:

$$\rho(\overline{R}) = \psi_i(\overline{R})\,\psi_f(\overline{R}) = \rho_0(R)\,Y_{00}(n), \qquad (4)$$

где $\rho_0(R)$ выберем в следующем виде (см. приложение В):

$$\rho_0(R) = \frac{iD\,\delta(R-R_0)}{k}\left[\frac{2}{R} - \frac{d}{dR}\right], \qquad (5)$$

который при ЭМ взаимодействии отвечает модели ПТ.

С учетом изложенных замечаний и формул (4)—(5) нетрудно получить для матричного элемента μ-ЕОК при ЭМ взаимодействии $W_{if}^{\text{ЭМ}}(\text{ЕО})$ следующее выражение:

$$W_{if}^{\text{ЭМ}}(\text{ЕО}) = \sqrt{4\pi}\,DR_0^2\,M(\text{ЕО})/k, \qquad (6)$$

где а) в модели БП

$$M(\text{ЕО}) = \alpha k^2 j_1(kR_0)\left[\int_0^{R_0}[F_iF_f+G_iG_f]h_0(kr)\,dr + \int_0^{R_0}[G_iF_f-F_iG_f]h_1(kr)\,dr\right], \qquad (7,\ \text{а})$$

б) в модели ПТ

$$M(\text{ЕО}) = \alpha k^2 h_1(kR_0)\left[\int_0^{R_0}[F_iF_f+G_iG_f]j_0(kr)\,dr + \int_0^{R_0}[G_iF_f-F_iG_f]\,j_1(kr)\,dr\right]. \qquad (7,\ \text{б})$$

Подчеркнем, что второй интеграл в (7) отвечает токовым членам. Отбрасывая его, будем иметь для матричного элемента μ-ЕОК при НВ посредством нейтрального скалярного мезона $W_{if}^{\text{НВ}}$ (ЕО) аналогичное выражение после переобозначения $k \to im_{\Phi}$ и $d \to g_{\Phi}$ в (7). Непосредственная подстановка (4)—(5) в (2) приводит к тому же результату.

Ниже кратко опишем процедуру вычислений. Для осцилляторного потенциала внутри ядра $V(r) = -t_1 + t_2 r^2$ при $r \leqslant R_0$ ВФ мюона в этой области представим в виде степенных рядов по r с коэффициентами, явный вид которых можно найти, например, в [12]. Для дискретного спектра энергию связи возьмем из работы [13]. Беря отношение вероятностей μ-ЕОК в обоих случаях, т. е.

$$S = \frac{W_{\mu}^{\text{НВ}}(\text{ЕО})}{W_{\mu}^{\text{ЭМ}}(\text{ЕО})} = \frac{|W_{if}^{\text{ЭМ}} + W_{if}^{\text{НВ}}|^2}{|W_{if}^{\text{ЭМ}}|^2}, \tag{8}$$

нормировочные множители ВФ и константа D, характеризующая ядерный заряд (ток) перехода, сократятся. Это следует из того, что ВФ $\psi_{i,f}$ и $\psi_{1,2}$ в обоих случаях одни и те же (см. (1)—(2)).

Согласно модели Вайнберга — Салама [3, 4] константу g_{Φ} положим равной по порядку величины $1{,}8 \cdot 10^{-7} A$, где A — атомный вес [10]. Это значение лежит в пределах, даваемых экспериментами по спектрам мюонных атомов [9]. Остальные параметры варьировались в следующих границах: масса скалярного мезона 5 эВ$\leqslant m_{\Phi} \leqslant$500 МэВ, кинетическая энергия мюона лежит выше порога $0{,}01 \leqslant E_{\text{кин}} \leqslant 60$ МэВ. В результате численных расчетов величины S (см. (8)) получены следующие результаты. Модель БП при $m_{\Phi} \sim 500$ МэВ дает даже $S \sim 10^7$ для $Z=10$, $E_{\text{кин}}=0{,}01$ МэВ. Причем с увеличением $E_{\text{кин}}$ значение S уменьшается до $8 \cdot 10^{-1}$ при $E_{\text{кин}}=60$ МэВ. Однако, согласно работе [13], в μ-ВК модель БП дает завышенные результаты. Относительно модели ПТ вклад данного НВ очень мал в широких пределах варьируемых параметров. Максимум величины $S \sim 1{,}01$, т. е. $\sim 1\%$. Стоит отметить, что в области $E_{\text{кин}}=40$ МэВ выше порога для $Z=90$ S имеет значение, равное 1,09 при $m_{\Phi} \sim 50$ МэВ.

Таким образом, получаем следующий вывод, что в области больших Z при $E_{\text{кин}} \sim 40$—60 МэВ следует ожидать вклад данного НВ $\sim 3 \div 9\,\%$ при массе скалярного мезона ~ 50 МэВ. Наличие или отсутствие такой поправки могло бы служить информацией о массе скалярного мезона, которая является свободным параметром модели Вайнберга — Салама.

Приложение А. Согласно [14], общее соотношение, связывающее заданный ток $J(x)$ с создаваемым им полем $\varphi(x)$, имеет следующий вид:

$$\varphi(x) = i \int G(x - x')\, J(x')\, d^4 x', \tag{1А}$$

где $G(x)$ — функция Грина (ФГ) мезонного поля.

В интересующем нас случае точечного заряда

$$J(x) = i g_{\Phi} \delta(r). \tag{2А}$$

Поэтому скалярный потенциал $\varphi(\bar{r})$, создаваемый точечным зарядом g_{Φ}, находящимся в точке $\bar{r}=0$, определяется уравнением:

$$\varphi(x) = \varphi(\bar{r})\, e^{-i\omega t} = -g_{\Phi} \int G(x - x')\, \delta(\bar{r}')\, d^4 x' =$$

$$= \frac{-i g_{\Phi}}{(2\pi)^4} \int G(\bar{k}, \omega)\, e^{i[\bar{k}(\bar{r} - \bar{r}') - \omega(t - t')]}\, d^3 r' d^4 k\, \delta(\bar{r})\, dt' =$$

$$= -e^{-i\omega t} \frac{i g_{\Phi}}{(2\pi)^4} \int G(\bar{k}, \omega)\, e^{i[\bar{k}\cdot\bar{r} + \omega t']}\, d^4 k\, dt'$$

или

$$\varphi(\bar{r}) = -i g_{\Phi} \int G(k, \omega)\, \delta(\omega)\, d^3 k\, e^{i\bar{k}\bar{r}}\, d\omega = g_{\Phi} \int G(k, 0)\, e^{i\bar{k}\bar{r}}\, d^3 k$$

Воспользовавшись явным видом ФГ мезонного поля:

$$G(x) = G(\bar{k},\ \omega) = \frac{1}{k^2 - \omega^2 + m_\Phi^2}, \qquad (3)$$

получим

$$\psi(\bar{r}) = g_\Phi \int \frac{e^{i\bar{k}\bar{r}}}{k^2 + m_\Phi^2}\, d^3k \sim g_\Phi \frac{e^{-m_\Phi r}}{r}. \qquad (4)$$

Приложение В. В теории ВК часто рассматривают модель ПТ перехода в ядре [11], где

$$J(R) = D\delta(R - R_0), \qquad (1В)$$

здесь R_0 — радиус ядра; D — константа.

Заряды перехода выражаются через токи по уравнению непрерывности:

$$\operatorname{div} \bar{J}(\bar{R},\ t) + \frac{\partial}{\partial t}\rho(\bar{R},\ t) = 0 \qquad (2В)$$

или

$$\rho(\bar{R}) = -\frac{i}{k}\operatorname{div}\bar{J}(\bar{R}). \qquad (3В)$$

Случай ЕОК означает сферически-симметричное распределение ядерного тока (заряда) перехода. Следовательно, разлагая токи и заряды по мультиполям, необходимо оставить члены только с $L=0$.

$$\rho(\bar{R}) = \sum_{L,\ M} \rho_L(R)\, Y_{LM}(\bar{n}) \to \rho_0(R)\, Y_{00}(\bar{n}), \qquad (4В)$$

$$\bar{J}(\bar{R}) = \sum_{L,\ M,\ \lambda} J_L^\lambda(R)\, \bar{Y}_{LM}^\lambda(\bar{n}) \to J_0^1(R)\, \bar{Y}_{00}^1(\bar{n}).$$

Учитывая, что для произвольной скалярной функции $f(\bar{r})$ и векторной $\bar{A}(\bar{r})$

$$\operatorname{div}(f\bar{A}) = f\operatorname{div}\bar{A} + \bar{A}\cdot\bar{\Delta}f,$$

получим для заряда ЕО-перехода, согласно (2В)—(4В):

$$\rho(R) = \rho_0(R)\, Y_{00}(\bar{n}) = -\frac{i}{k}\operatorname{div}[J_0^1(R)\,\bar{Y}_{00}^1(\bar{n})] = -\frac{i}{k}\Big[J_0^1(R)\operatorname{div}\bar{Y}_{00}^1(\bar{n}) +$$

$$+ \bar{Y}_{00}^1(\bar{n})\cdot\bar{n}\frac{d}{dR}J_0^1(R)\Big] = \frac{i}{k}\left[\frac{2}{R} + \frac{d}{dR}\right] J_0^1(R)\, Y_{00}(\bar{n}). \qquad (5В)$$

В (5В) и далее использованы следующие соотношения:

$$\bar{n}\cdot\bar{Y}_{LM}^{1+L} = -\sqrt{\frac{L+1}{2L+1}}\, Y_{LM}\ \ r\operatorname{div} Y_{LM}^{1+L} = -(L+2)\sqrt{\frac{L+1}{2L+1}}\, Y_{LM}. \qquad (6В)$$

$$\langle \delta' | f \rangle = -\langle \delta | f' \rangle$$

Тогда с учетом (6В) и (1В) будем иметь в модели ПТ для ЕО-перехода:

$$\rho(\bar{R}) = \frac{iD\,\delta(R - R_0)}{k}\left[\frac{2}{R} - \frac{d}{dR}\right] Y_{00}(\bar{n}) = \rho_0(R)\, Y_{00}(\bar{n}). \qquad (7В)$$

Список литературы

1. Шапиро И. С. // Докл. АН СССР.— 1950.— Т. 42.— С. 1049.
2. Борисоглебский Л. А. // УФН.— 1963.— Т. 81.— С. 271.
3. Weinberg S. // Phys. Rev. Lett.— 1967.— V. 19.— P. 1264.
4. Salam A. 8th Nobel Symposium. Ed. Swartholm.— Stockholm.— 1968.
5. Беловицкий Г. Е. и др. // Письма в ЖЭТФ.— 1978.— Т. 27.— С. 662.
6. Ganzorig Dz. et all // Phys. Lett.— 1978.— V. 77B.— P. 257.
7. Беляев Б. И. // Препринт № 433: ЛИЯФ, 1978.
8. Asgur N. // Nucl. Phys.— 1975.— V. 98B.— P. 329.
9. Borie E., Rinker G. A. // Rev. Mod. Phys.— 1982.— V. 51.— P. 67.

10. Rinker G. A., Wilets L. // Phys. Rev.— 1973.— V. 7D.— P. 2629.
11. Банд И. М. и др. Аномалии в КВК γ-лучей.— М., 1976.
12. Слив Л. А., Волчок Б. А. Таблицы кулоновских фаз и амплитуд с учетом конечных размеров ядра.— М., 1956.
13. Карпешин Ф. Ф. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ.— 1976.— Т. 40.— С. 1164.
14. Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б. Квантовая электродинамика.— М., 1959.

Поступила в редакцию 05.04.85.