

УДК 539.184

## АДРОННЫЕ ВКЛАДЫ РАССЕЯНИЯ СВЕТА НА СВЕТЕ В СВЕРХТОНКОМ РАСЩЕПЛЕНИИ ЛЕГКИХ МЮОННЫХ АТОМОВ

Мартыненко Ф. А.

Самарский национальный исследовательский университет  
имени академика С. П. Королёва, г. Самара

Прецизионное исследование лэмбовского сдвига и сверхтонкой структуры спектра энергии легких мюонных атомов представляет собой фундаментальную задачу для проверки стандартной модели и установления точных значений ее параметров, а также поиска эффектов новой физики. В настоящее время актуальность этих исследований связана прежде всего с проведенными экспериментами коллаборацией CREMA (Charge Radius Experiments with Muonic Atoms) [1] с мюонным водородом и дейтерием методами лазерной спектроскопии. Для исследования тонкой и сверхтонкой структуры спектра (СТС) энергии мюонных атомов мы используем квазипотенциальный метод в квантовой электродинамике, в котором связанное состояние мюона и протона описывается в лидирующем порядке по постоянной тонкой структуры (ТС) уравнением Шредингера с кулоновским потенциалом [2–4]. Первая часть важных поправок в спектре энергии определяется гамильтонианом Брейта. Бесконечный ряд теории возмущений для оператора взаимодействия частиц содержит вклады разных взаимодействий. Один из таких вкладов, обусловленных обменом псевдоскалярным мезоном, исследуется в данной работе. В результате взаимодействия двух виртуальных фотонов возможно рождение псевдоскалярного мезона, который является переносчиком взаимодействия между мюоном и протоном. Эффективная вершина взаимодействия пи-мезона (или других псевдоскалярных мезонов) и виртуальных фотонов может быть выражена в терминах переходного формфактора  $F_{\pi^0\gamma\gamma}(k_1^2, k_2^2)$  в виде [5]:

$$V^{\mu\nu}(k_1, k_2) = i\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} k_{1\alpha} k_{2\beta} \frac{\alpha}{\pi F_\pi} F_{\pi^0\gamma\gamma}(k_1^2, k_2^2), \quad (1)$$

где  $k_1, k_2$  – 4-импульсы виртуальных фотонов. Рассмотрим построение сверхтонкой части потенциала взаимодействия частиц в случае S-состояний. Мы используем проекционные операторы на состояния двух частиц со спином  $S=0$  и  $S=1$  [3]:

$$\hat{\Pi}_{S=0}[u(0)\bar{v}(0)]_{S=0} = \frac{1+\gamma^0}{2\sqrt{2}} \gamma_5, \quad \{\hat{\Pi}_{S=1}[u(0)\bar{v}(0)]_{S=1} = \frac{1+\gamma^0}{2\sqrt{2}} \hat{\epsilon}, \quad (2)$$

Введение (2) позволяет избежать перемножения биспиноров Дирака и сразу перейти к вычислению следа от факторов, стоящих в числителе амплитуды взаимодействия:

$$N = k_{\alpha t \beta} \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \text{Tr}[(\hat{q}_1 + m_l)\gamma^\nu(\hat{p}_1 - \hat{k} + m_l)\gamma^\mu(\hat{p}_1 + m_l)\hat{\Pi}(\hat{p}_2 - m_p)\gamma_5(\hat{q}_2 - m_p)\hat{\Pi}^+], \quad (3)$$

где  $p_{1,2}$  – 4-импульсы начальных состояний мюона и протона,  $q_{1,2}$  – 4-импульсы конечных состояний мюона и протона,  $t = p_1 - q_1$  – импульс пиона. В результате сверхтонкая часть потенциала однопионного взаимодействия мюона и протона в S-состоянии примет вид:

$$\Delta V^{\text{hfs}}(p, q) = \frac{\alpha^2}{6\pi^2} \frac{g_p}{m_p F_\pi} \frac{1}{(p-q)^2 + m_\pi^2} A(t^2), \quad (4)$$

$$A(t^2) = \frac{2i}{\pi^2 t^2} \int d^4k \frac{t^2 k^2 - (tk)^2}{k^2(k-t)^2(k^2 - 2kp_1)} F_{\pi\gamma\gamma}(k^2, (k-t)^2). \quad (5)$$

Дисперсионное соотношение с одним вычитанием для  $A(t^2)$  имеет вид:

$$\infty ds \frac{\text{Im}A(s)}{s(s+t^2)}, \quad (6)$$

Мнимая часть  $A(t^2)$ , независящая от вида формфактора  $F_{\pi\gamma\gamma}(k^2, (k-t)^2)$ , равна

$$\text{Im}A(t^2) = \frac{\pi}{2\beta(t^2)} \ln \frac{1-\beta(t^2)}{1+\beta(t^2)}, \quad (7)$$

где  $\beta(t^2) = \sqrt{1 - 4m_l^2/t^2}$ . Переходя затем в (4) в координатное представление с помощью преобразования Фурье, получим следующий потенциал однопионного обмена:

$$A(0) \left[ \delta(r) - \frac{m_\pi^2}{4\pi r} e^{-m_\pi r} \right] - \Delta V^{\text{hfs}}(r) = \frac{\alpha^2 g_p}{6F_\pi m_p \pi^2} \quad (8)$$

$$\infty \frac{ds}{s} \text{Im}A(s) \left[ \delta(r) + \frac{1}{4\pi r(s-m_\pi^2)} (m_\pi^4 e^{-m_\pi r} - s^2 e^{-\sqrt{s}r}) \right].$$

Вычисляя матричные элементы с волновыми функциями  $1S$  и  $2S$  состояний, получим соответствующие вклады в СТС спектра в виде:  $1S$ : -0.0017 мэВ,  $2S$ : -0.0002 мэВ. С помощью полученного результата для сверхтонкого взаимодействия мюона и протона за счет однопионного обмена можно сделать оценку такого же вклада в случае других легких мюонных атомов, например мюонного дейтерия. Простейшее приближение при описании пион-дейтронного взаимодействия состоит в том, что дейтрон рассматривается как состояние двух почти свободных нуклонов, причем спины нейтрона и протона в сумме дают полный спин  $S=1$  дейтрона. Следовательно, можно сделать вывод о том, что вклад пион-нейтронного взаимодействия в сверхтонкую структуру мюонного дейтерия такой же, как и пион-протонного, а величина полного вклада в сверхтонкое расщепление, например,  $2S$ -уровня вдвое больше, то есть имеет значение (-0.0004) мэВ.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 16-02-00554).

#### Библиографический список

1. Pohl R. Laser spectroscopy of muonic deuterium [Текст] / R. Pohl, F. Nez, L.M.P. Fernandes et al. // Science .-2016.-V.353.-P.669.
2. Мартыненко А. П. Поправки порядка  $(Z\alpha)^6 m_e^2/m_\mu$  к тонкой структуре мюония [Текст] / А. П. Мартыненко, Р. Н. Фаустов // ЖЭТФ.-1999.- Т.115.-С.1221.
3. Мартыненко А. П. Сверхтонкая структура основного состояния мюонного водорода [Текст] / А. П. Мартыненко, Р. Н. Фаустов // ЖЭТФ.-2004.- Т.125.-С.48.
4. Мартыненко А.П. Теория сверхтонкой структуры S-состояний мюонного трития [Текст] / А. П. Мартыненко, Ф. А. Мартыненко, Р. Н. Фаустов // ЖЭТФ.-2017.- Т.151.- Вып.6.-С.1.
5. Faustov R. N. Pseudoscalar pole terms contributions to hadronic light-by-light corrections to the muonium hyperfine splitting [Текст] / R. N. Faustov, A. P. Martynenko // Phys. Lett. B.-2002.-V.541.-P.135