

Э. М. ЛИПМАНОВ

РАДИАЦИОННЫЕ ПОПРАВКИ К РАСПАДУ μ -МЕЗОНОВ

(Представлено академиком В. А. Фоком 22 IV 1953)

* Применение метода перенормировки массы и заряда в квантовой электродинамике привело к результатам, которые нашли прекрасное экспериментальное подтверждение (1). В общем виде показано (2), что для систем, состоящих из электронов, позитронов и фотонов, этот метод дает возможность получать конечные результаты при вычислении физических величин по теории возмущений до любой степени в постоянной тонкой структуре.

Для более общих систем оказалось не всегда возможным устранить все бесконечности из теории этим методом*. Так обстоит дело, например, в случае фермиевской теории β -распада нуклона (3). Нужно, однако, иметь в виду, что подобные неудачи могут быть связаны также с неправильным выбором выражения для связи различных полей, если такой выбор был неоднозначным. В этом случае исследование электромагнитных свойств системы может иметь эвристическое значение.

В теории распада μ -мезона (4) имеется несколько вариантов для связи между мезоном и полями легких частиц, которые соответствуют распаду на электрон и две нейтральные частицы полуцелого спина. Эти последние могут быть либо нейтрино и нейтральный мезон с малой массой, либо два нейтрино**. В первом случае энергия взаимодействия выбирается аналогично схеме Ферми для ядерного β -распада, а во втором случае имеются три варианта для энергии взаимодействия, соответствующие различным возможностям комбинации легких частиц.

В настоящей работе исследованы радиационные поправки к распаду μ -мезона на три частицы и установлены те случаи, в которых все расходимости могут быть устранены методом перенормировки масс электрона и мезона и константы связи трех полей. А именно, это возможно только в случае распада на электрон и два нейтрино и когда энергия взаимодействия выбирается в виде***

$$H_Q(x) = g_Q [\bar{\psi}(x) Q\varphi(x) + \bar{\varphi}(x) Q\psi(x)] (\bar{u}(x) Qu(x)), \quad (1)$$

где $\psi(x)$, $\varphi(x)$, $u(x)$ — волновые функции электрона, мезона и ней-

* Мы здесь не касаемся соответствующих трудностей в мезонной теории, где вообще применение обычной теории возмущений не является обоснованным.

** Имеются указания на возможную связь этого явления с явлением β -распада нуклона (4,7).

*** Здесь, как обычно, $\bar{\psi}(x) = \psi^*(x)\gamma_4$, $\bar{u}(x) = u^*(x)\gamma_4$, где звездочка указывает на эрмитово сопряженную.

трино, соответственно; g_Q — константа связи и Q указывает на один из пяти типов взаимодействия (скаляр, вектор и т. д.). Для других вариантов связи мезона с легкими частицами возникают расходимости, которые не могут быть устранены указанными перенормировками.

Методом ковариантной теории возмущений ⁽⁵⁾ вычислены радиационные поправки к вероятности в единицу времени распада μ -мезона по схеме (1) для всех пяти типов взаимодействия. Имеют место расходимости при низких и при высоких частотах световых квантов. Последние устраняются для скалярного, псевдоскалярного и тензорного типов взаимодействий посредством перенормировки масс электрона и мезона и константы связи g_Q трех полей, в то время как для векторного и псевдовекторного взаимодействий достаточно произвести перенормировку только масс электрона и мезона. Расходимости при низких частотах исключаются в общем виде при добавлении к радиационной поправке, возникающей от виртуальных процессов, поправки к вероятности распада, возникающей от учета возможности действительного излучения фотонов низких частот.

Для случая скалярного взаимодействия радиационная поправка к электронному спектру распада с максимальной потерей энергии на электромагнитное излучение, равной $\Delta E \ll P_0$, есть *

$$W_s^{(2)}(P_0) = \delta_s^{(2)}(P_0) W_s^{(0)}(P_0),$$

$$\delta_s^{(2)}(P_0) = -\frac{\alpha}{2\pi} \left\{ 2[-2 + P_0 F(P_0)] \log \frac{(mM)^{1/2}}{2\Delta E} + \left(\frac{d^2}{2M} + 2P_0 \right) F(P_0) + \frac{b^2}{(a^2 - 2MP_0)} \left[2 \log \frac{M}{m} - \frac{b^2}{2M} F(P_0) \right] - \frac{2P_0}{P} \log \frac{M}{(P_0 + P)} \log \left(\frac{M - P_0 + P}{M - P_0 - P} \frac{P_0 + P}{m} \right) + \frac{2P_0}{P} \sum_{r=1}^{\infty} \frac{1}{r^2} \left(\frac{2P}{P_0 + P} \right)^r \left[1 - \left(\frac{P_0 + P}{M} \right)^r \right] \right\}, \quad (2)$$

где функция $F(P_0)$ и постоянные a^2 , b^2 и d^2 суть

$$a^2 = M^2 + m^2, \quad b^2 = M^2 - m^2, \quad d^2 = (M + m)^2, \quad F(P_0) = \frac{2}{P} \log \left(\frac{P_0 + P}{m} \right). \quad (3)$$

Здесь α — постоянная тонкой структуры; m и M — массы электрона и мезона, соответственно, выраженные в энергетических единицах; P_0 — энергия электрона; $P = (P_0^2 - m^2)^{1/2}$ — импульс электрона в единицах энергии; $W_s^{(0)}(P_0)$ — плотность электронного спектра распада в нулевом приближении ⁽⁴⁾. Для наиболее вероятных значений энергии электрона ($P_0 \sim 70 m$) поправка (2) равна $\sim 10^0\%$ при $\Delta E = 0,1 m$ и $M = 210 m$.

Для других типов взаимодействия получаются сходные выражения с численной оценкой, отличающейся на $1-2\%$. Однако современными экспериментальными методами можно измерять только полную вероятность распада, сопровождаемого любым излучением. Чтобы получить полную поправку к электронному спектру распада, необходимо поэтому к выражению (2) добавить соответствующую поправку, возникающую от учета возможности действительного излучения фотонов с энергией от ΔE до максимальной, допустимой законами сохранения. Последняя получена в виде **

* Вычисления выполнены для покоящегося мезона.

** Выражения для псевдоскалярного варианта получаются, если изменить знак при m в нелогарифмических членах (2) и (4).

$$W_s^{(1)}(P_0) = \delta_s^{(1)}(P_0) W_s^{(0)}(P_0),$$

$$\begin{aligned} \delta_s^{(1)}(P_0) = & \frac{\alpha}{2\pi} \left\{ 2 \left[-2 + P_0 F(P_0) \right] \log \frac{(mM)^{1/2}}{2\Delta E} - \frac{(a^2 - 2MP_0)}{M(P_0 + m)} + 2 + \right. \\ & + \left[\frac{a^4 + 8Ma^2P_0 - 20M^2P_0^2}{24M^2(P_0 + m)} - \left(2 + \log \frac{M}{m} \right) P_0 - \frac{m^2}{M} \right] F(P_0) + \\ & + \frac{b^2}{MP} \log \left(\frac{M - P_0 + P}{M - P_0 - P} \right) + 2 [P_0 F(P_0) - 1] \log \left(\frac{a^2 - 2MP_0}{Mm} \right) + \\ & \left. + \frac{2P_0}{P} \sum_{r=1}^{\infty} \frac{1}{r^2} \left[\left(\frac{P_0 + P}{M} \right)^r - \left(\frac{P_0 - P}{M} \right)^r \right] \right\}. \end{aligned} \quad (4)$$

Полная радиационная поправка к электронному спектру распада есть сумма выражений (2) и (4). В области наиболее вероятных значений энергии она имеет величину порядка $-0,5\%$ для всех типов взаимодействий.

Полученные таким образом выражения обладают только одним дефектом, состоящим в том, что они расходятся логарифмически, как видно из (4), при стремлении энергии электрона к максимальной $P_0 = a^2/2M^*$.

Такое поведение объясняется тем, что при этих условиях законы сохранения допускают излучение только низких частот, что требует учета множественного излучения квантов (6) и устраняется стандартным приемом (6). Искажения в электронном спектре появляются, однако, лишь на самой границе верхних значений энергии электрона и никакого практического значения не имеют.

В заключение выражаю искреннюю благодарность С. В. Измайлову за предложение темы и многочисленные советы при ее выполнении, а также проф. Л. Э. Гуревичу за внимание к работе.

Ленинградский государственный педагогический институт
им. А. И. Герцена

Поступило
22 IV 1953

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Я. А. Смородинский, Усп. физ. наук, **39**, 325 (1949). ² F. J. Dyson, Phys. Rev., **75**, 1736 (1949). ³ Т. Nakano, О. Matanabe, Т. Miyazima, S. Hanawa, Progr. Theor. Phys., **5**, 1014 (1950). ⁴ J. Tiomno, J. A. Wheeler, Rev. Mod. Phys., **21**, 144 (1949). ⁵ J. Schwinger, Phys. Rev., **75**, 1912 (1949). ⁶ F. Bloch, A. Nordsieck, Phys. Rev., **52**, 54 (1937). ⁷ Г. Б. Жданов, Усп. физ. наук, **39**, 512 (1949).

* Полная радиационная поправка к распаду остается конечной при этих условиях и стремится к нулю только для скалярного и псевдоскалярного взаимодействия ввиду того, что при граничных энергиях обращается в нуль $W_s^{(0)}(P_0)$ (4).