Доклады Академии Наук СССР
1945. Том XLVII, № 3

ФИЗИКА

М. МАРКОВ

СОБСТВЕННЫЕ МАССЫ, МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И λ-ПРОЦЕСС ВЕНЦЕЛЯ—ДИРАКА

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 6 VI 1944)

С помощью так называемого λ-процесса, предложенного Венцелем [1] и Дираком [2], можно обойти известные трудности теории взаимодействия элементарных частиц с полем.

Существенная черта предельного λ-процесса заключается в том, что соответствующие расходящиеся интегралы электродинамики с помощью этого метода обращаются в нуль. Это значит, что в этой теории собственная масса электрона входит как мировая константа и принципиально не может быть сведена к электромагнитному полю.

Интересно отметить, что в случае других элементарных частиц (например протона, нейтрона) частичное сведение их собственных энергий к энергии взаимодействия с полем оказывается прямым следствием λ-процесса. Это будет всегда, когда кванты поля обладают собственной массой (например мезон в случае ядерных полей).

Таким образом λ-процесс принципиально допускает следующую программу: «действительная» собственная масса всех элементарных частиц одинакова и равна электронной массе, которая представляет собой мировую константу и к полю не сводится. Все различия в массах элементарных частиц относятся за счет взаимодействия с различными полями, которые добавляют к этой константе новые члены.

Рассмотрим вопрос количественно.

В кулоновом случае мы имеем интеграл

$$\int_0^\infty dk \to \infty. \tag{1}$$

Этот интеграл превращается с помощью λ-процесса в выражение

$$\int_0^\infty dk \cos \lambda_0 k \underset{\lambda_0 \to 0}{=} 0. \tag{2}$$

В случае ядерных, например псевдоскалярных, сил [функция взаимодействия [3] $H' = g\,(4\pi)^{1/2}\,\tau_\alpha\,(\sigma\,\mathrm{grad})\,\psi_\alpha(z)$], после простых вычислений получаем для собственной энергии:

$$W = -\frac{4}{3\pi} g^2 \int_0^\infty \frac{k^4}{k_0^2} \cos \lambda_0 k_0 dk, \tag{3}$$

где $k_0 = \sqrt{k^2 + \mu^2}$; μ — собственная энергия мезона

$$(g\mu)^2 \sim 0{,}1. \tag{4}$$

Пользуясь соотношением

$$k^4=(k_0^2-\mu^2)^2=k_0^4-2k_0^2\mu^2+\mu^4, \tag{5}$$

выражение (3) перепишем:

$$W=-\frac{4g^2}{3\pi}\int_0^\infty k_0^2\cos\lambda_0 k_0 dk+2(g\mu)^2\frac{4}{3\pi}\int_0^\infty \cos\lambda_0 k_0 dk-$$

$$-\frac{4(g\mu)^2}{3\pi}\mu^2\int_0^\infty \frac{\cos\lambda_0 k_0}{k_0^2}dk. \tag{6}$$

Первые два интеграла сводятся к бесселевым функциям $J_n(\lambda)$, $n>0$, которые имеют корень в точке $\lambda=0$.

Последний интеграл (6) конечен. Здесь мы с самого начала можем положить $\lambda=0$

$$W_1=-\frac{4}{3}(g\mu)^2\frac{\mu}{\pi}\int_0^\infty\frac{dk}{k^2+1}, \tag{7}$$

$$W_1=-\frac{2}{3}\,0{,}1\mu, \tag{8}$$

т. е. получается добавок к собственно массе порядка 10 электронных масс.

Для векторного закона взаимодействия [3]

$$H'=g(4\pi)^{1/2}(\tau_\alpha\,\mathrm{curl})\,\psi^\alpha(z).$$

После соответствующих вычислений получаем аналогичное выражение:

$$W_2=-\frac{4}{3}(g\mu_2)^2\mu_2. \tag{9}$$

В случае электронно-нейтринного закона взаимодействия (теория β-распада в первоначальной форме, предложенной Ферми) выражение для собственной энергии источника имеет вид

$$W_3=\frac{-G^2h^5}{2^4\pi^3m^4c^3}\iint_0^\infty\frac{d^3k_n d^3k_\nu}{k_n^0+k_\nu}[1-\cos(\overline{k}_n\overline{k}_\nu)]\cos\lambda_0'k_n^0\cos\lambda_0''k_\nu.$$

Здесь

$$k_n^0=\sqrt{k_n^2+\mu^2};\qquad k_\nu=|\overline{k}_\nu|,$$

т. е. предположено, что нейтрино не имеет покоящейся массы; λ_0' и λ_0'' — временные компоненты векторов Венцеля — Дирака (предельный процесс).

После интегрирования по углам имеем:

$$W_3=-\frac{G^2h^5}{\pi m^4c^3}\iint_0^\infty\frac{k_n^{0\,2}dk_nk_\nu^2dk_\nu\cos\lambda_0'k_n^0\cos\lambda_0''k_\nu}{k_n^0+k_\nu}+$$

$$+\frac{G^2h^5}{\pi m^4c^3}\mu^2\iint_0^\infty\frac{dk_nk_\nu^2dk_\nu\cos\lambda_0'k_n^0\cos\lambda_0''k_\nu}{k_n^0+k_\nu}.$$

Мы видим, что в данном случае, как и в случае света, конечный член, отличный от нуля, для собственной энергии источника этого поля отсутствует.

Если мы предположим массу нейтрино отличной от нуля, то, полагая для простоты * $\mu_n = \mu$, и интегрируя получаем:

$$W_4 = + \frac{\pi}{8} G^2 mc^2. \qquad (10)$$

Если выбрать в теории парных сил константу согласно Маршаку—Вейскопфу [4] ($G \sim 10^{-2}$), то собственная масса получает приращение

$$\sim 10^{-4}\, mc^2 = 10^{-2}\, m_э c^2, \qquad (11)$$

т. е. процент от электронной массы.

Мы видим, что:

1. Обычно обсуждаемые законы взаимодействия дают слишком малые значения для собственных масс ядерных частиц. С помощью их можно скорее надеяться объяснить различия в массах протона и нейтрона, нежели массы ядерных частиц.

2. В случае «псевдоскалярного» и «векторного» взаимодействия знак собственной энергии получается отрицательным.

Необходимо заметить, что в последних случаях, как показал Jauch [3], неверный знак получается и для магнитных моментов ядерных частиц. Jauch предположил, что мезон обладает аномальным магнитным моментом, который поправляет результат до наблюдаемого.

Но можно искать решение вопроса на пути изменения закона взаимодействия.

Действительно, обсуждаемые конечные члены получаются из выражений типа

$$\int_0^\infty \frac{k^{2n}}{k_0^{2m}}\, dk \to \int_0^\infty \frac{(k_0^2 - \mu^2)^n}{k_0^{2m}} dk.$$

Они выделяются с помощью подстановки $k^2 = k_0^2 - \mu^2$ и имеют вид

$$(-1)^n \mu^{2n} \int_0^\infty \frac{dk}{k_0^{2m}}. \qquad (12)$$

Знак последнего выражения зависит от значения n, а n, в свою очередь, зависит от закона взаимодействия.

Так, в качестве формального примера укажем, что закон взаимодействия, взятый в виде

$$H' = g\,(4\pi)^{1/2}\, \tau_\alpha\, (\bar{\sigma}\, \mathrm{grad})\, \psi_\alpha(z)\, \varphi(z),$$

ведет к правильному знаку для магнитного момента ядерных частиц.

Здесь ψ — псевдо-скаляр, описывающий заряженный мезон, и φ — скаляр, характеризующий нейтральный мезон со спином 0.

Для собственной энергии в данном случае получается выражение, которое теперь имеет положительный знак

$$W_5 = + \frac{4g^2}{(2\pi)^3} \mu^6 \int_0^\infty \frac{dk\,dl}{k_0 l_0 (k_0 + l_0)}. \qquad (13)$$

---

* Кроме обычно обсуждаемых в литературе ядерных сил, можно предложить «парные силы», где партнерами являются электрон с массой $m_э$ и мезон со спином $1/2$ и массой $\sim 100\, m_э$. Эти силы очень своеобразны и дают ряд особых эффектов. Быстрый протон, входя в атмосферу земли, тормозясь на этих силах, испускает электрон и мезон, что может быть существенно для образования мягкой компоненты и не требует мезона с малым временем распада.

Как мы видели выше, в случае обычно обсуждаемых парных сил (частицы со спином $^1/_2$) выражение для собственной массы также положительно.

Результаты приведенных вычислений (8), (9), (10) показывают, что выражения для собственной массы элементарных частиц, получаемые с помощью λ-процесса, имеют вид

$$\sim G^2\mu, \tag{14}$$

т. е. представляют собой произведение константы, характеризующей связь поля с источником, на собственную массу кванта поля. Таким образом мы приходим к выводу: наблюдаемые значения для собственной энергии ядерных частиц можно получить в теории λ-процесса только в том случае, если ввести более сильные взаимодействия поля с элементарными частицами.

Не меняя всей концепции слабых связей для объяснения характерных свойств дейтона и строения атомных ядер вообще, можно ввести отталкивательные силы, действующие на малых расстояниях. С одной стороны, с помощью этих сил можно получить правильные значения для собственных масс ядерных частиц, с другой стороны, они могут естественным образом обеспечить стационарные состояния дейтона.

Подробный анализ возможностей введения в теорию короткодействующих отталкивающих сил мы рассмотрим в следующей статье. Здесь мы в качестве формального примера укажем на комбинацию двух векторных полей:

$$H' = q\,(4\pi)^{1/2}\,(\tau_\alpha\,\mathrm{curl})\,\varphi^\alpha(z) + f\psi^*\psi, \tag{15}$$

где первый член — векторное поле мезонов со спином 1, а второй член — векторный случай парных сил (два мезона со спином $^1/_2$). В то время как первый член дает притяжение по закону $1/r^3$, второй член, как известно, дает отталкивание по закону $1/r^5$. Взаимодействие может быть записано в релятивистско-инвариантном виде.

Обычно обсуждаемая теория ядерных сил (Моллер—Розенфельд) представляет собой также комбинацию двух полей. Можно ввести отталкивающие силы очень высоких степеней $(1/r)$, что эквивалентно очень резкому релятивистско-инвариантному обрыванию сил притяжения на малых расстояниях.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева
Академии Наук СССР

Поступило
6 VI 1944

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] G. Wentzel, Z. Physik, **86**, 479 (1933); **86**, 635 (1933). [2] P. A. M. Dirac. Proc. Roy. Soc., **180**, I (1942). [3] J. M. Jauch, Phys. Rev., **63**, 334 (1943), [4] V. Weiskopf, Phys. Rev., **59**, 130 (1941).