

### О мезонных поправках в теории $\beta$ -распада

С.С. Герштейн, Я.Б. Зельдович  
(Получено, 8 июня 1955 г.)

В появившейся недавно заметке Финкельштейн и Мошковский[1] обсуждают вопрос о влиянии сильной связи нуклонов с  $\pi$ -мезонным полем на  $\beta$ -распад нуклонов.

На языке диаграмм Фейнмана авторы работы[1] наряду с основным процессом (рис. 1а) рассматривают процесс с виртуальным испусканием одного  $\pi^0$ -мезона (рис. 1б). Расчет ведется в тех же предположениях, в которых Чу[2] рассматривает рождение и рассеяние мезонов и ядерные силы, а Фридман[3] рассматривает аномальный магнитный момент нуклона: нуклон считается бесконечно тяжелым, интегралы по импульсу виртуальных мезонов обрываются при определенном значении  $P$ . Из сравнения с опытом оказывается, что  $P$  близко к  $M_C$ . Рассматривается зарядово-симметричная теория, так что в выражение связи нуклонов с  $\pi^0$  входит матрица  $\tau_3$ .

Воспользуемся обозначениями, близкими к обозначениям работы Закса[4]: пусть  $P_1$  есть вероятность того, что вокруг нуклона находится один виртуальный  $\pi^0$ -мезон, отнесенная к вероятности того, что нуклон является "голым" и вокруг него нет мезонов<sup>1</sup>. Константы  $\beta$ -распада голого нуклона обозначим  $g'_F$  (фермиевское взаимодействие,  $S$  и  $V$  - варианты),  $g'_T$  (гамов-теллеровское взаимодействие,  $T$  и  $A$  - варианты): те же константы для реального нуклона, окруженного мезонным облаком, наблюдаемые на опыте, обозначим  $g_F$  и  $g_T$ , и отношение  $g_T^2/g_F^2 = R$ ; опыт [5] дает  $R = 1.75$ , т.е.  $R > 0$ . Результат работы[1] имеет вид

$$g_F = g'_F(1 - P_1); \dots g_T = g'_T \left(1 + \frac{1}{3} P_1\right),$$

<sup>1</sup>В обозначениях работы [1]  $P_1 = 38$ .

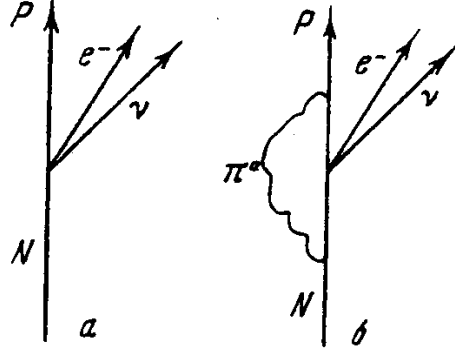


Рис. 1:

$$\frac{g'_T}{g'_F} = \frac{1 - P_1}{1 + \frac{1}{3} P_1} \frac{g_T}{g_F} = \frac{1 - P_1}{1 + \frac{1}{3} P_1} \cdot \sqrt{R} \cong 1.$$

Соглашаясь с основным выводом работы [1],  $g'_T/g'_F \cong 1$ , мы хотим сделать здесь несколько замечаний к расчету.

1) В расчете не учтено изменение нормировки волновой функции нуклона вследствие возможности рождения виртуальных мезонов. В методе Фейнмана[6] эффект изменения нормировки учитывается как собственно энергетическая добавка на свободных концах диаграммы (рис. 2,а и 2,б). В этих диаграммах необходимо учитывать не только нейтронные, но и заряженные  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  мезоны (в вершинной части рис. 1,б диаграмма с заряженным мезоном, очевидно дает 0). Легко убедиться, что с учетом изменения нормировки, в тех предположениях, которые делают Финкельштейн и Мошковский, правильный результат имеет вид

$$g_F = g'_F \frac{1 - P_1}{1 + 3P_1}; \dots g_T = g'_T \frac{1 + 1/3 P_1}{1 + 3P_1}.$$

Таким образом поправка не влияет на отношение  $g'_T/g'_F$ . с константой  $g_\mu$ , определяющей вероятность распада  $\mu^\pm = e^\pm + 2\nu$ , которое намерены произвести авторы работы [1]. Численно, согласно [2] и [1]  $1 + 3P_1 = 1.7$ .

2) В работе [1] рассматривается возможность  $\beta$ -превращения мезона, т.е. процессов типа  $\pi^\pm = \pi^0 + e^\pm + \nu$  которые могут дать диаграммы типа рис. 3.

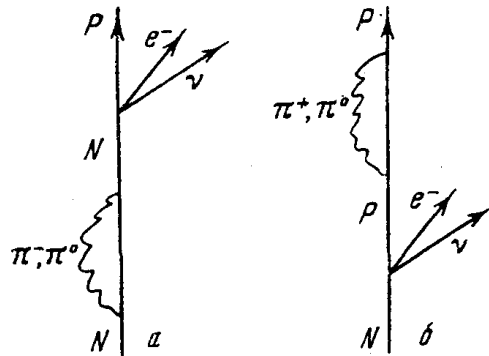


Рис. 2:

Если вероятность  $\beta$ -распада  $\pi^\pm \rightarrow \pi^0$  такая же, как для зеркальных ядер, то вклад диаграммы рис. 3 того же порядка, что и сама мезонная поправка (диаграмма 1a); отсутствие экспериментальных указаний на процесс  $\pi^\pm = \pi^0 + e^\pm + \nu$  не противоречит такому предположению, так как вследствие сильной конкуренции распада  $\pi^\pm = \mu^\pm + \nu$  первый процесс может происходить не более чем в  $10^{-7}$  доле распадов свободных  $\pi^\pm$ <sup>2</sup>.

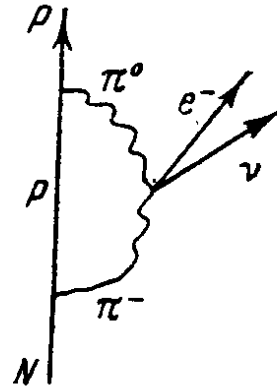


Рис. 3:

Вопрос о  $\beta$ -распаде  $\pi$ -мезонов подробно рассмотрен одним из авторов настоящей заметки [7]. Показано, что  $S$  и  $T$  – варианты  $\beta$ -взаимодействия, – не дают  $\beta$ -распада  $\pi$ -мезона в том приближении, в котором справедлива теория изотопической инвариантности. Таким образом, возможность не учитывать диаграммы типа рис.3, как это делают авторы [1], в действительности связана с тем, что фермиевское  $\beta$ -взаимодействие описывается именно скалярным ( $S$ ), а не векторным ( $V$ ) вариантом, как это следует из последних экспериментальных данных [8].

<sup>2</sup>В случае виртуальных мезонов (рис. 3) распад  $\pi \rightarrow \mu + \nu$ , очевидно, запрещен по энергетическим соображениям

Не имеет практического значения, но методически интересно, что в случае векторного ( $V$ ) варианта взаимодействия следовало бы ожидать тождественно

$$g_{F(V)} \equiv g'_{F(V)}$$

в любом порядке по константе связи мезона с нуклоном, с учетом отдачи нуклона, с учетом взаимодействия нуклона, например с электромагнитным полем, и т.д. Такой результат можно предвидеть по аналогии с теоремой Уорда, относящейся к взаимодействию заряженных частиц с электромагнитным полем: в этом случае виртуальные процессы, происходящие с частицами (собственно энергетические и вершинные части), не ведут к перенормировке электрического заряда частицы.

3) Нами был проделан расчет мезонных поправок по инвариантной теории возмущений с псевдоскалярной связью  $\pi$ -мезона с нуклоном (константа  $g$ ).

В выражение собственно энергетической и вершинной части вводился фактор сходимости  $C(k^2)$ , где  $k$  — импульс виртуального мезона.

$$\begin{aligned} \Sigma &= \int \tau_i \gamma_5 (\hat{p} - \hat{k} - m)^{-1} \gamma_5 \tau_i (k^2 - \mu^2)^{-1} C(k^2) d^4k \\ \Gamma &= \int \tau_i \gamma_5 (\hat{p} - \hat{k} - m)^{-1} \tau_+ \hat{O} (\hat{p} - \hat{k} - m)^{-1} \gamma_5 \tau_i (k^2 - \mu^2)^{-1} C(k^2) d^4k, \\ C(k^2) &= \lambda^2 / (\lambda^2 - k^2). \end{aligned}$$

Кроме интегрирования по импульсу  $d^4k$  производилось суммирование по индексу  $i$  изотопического спина мезонов. Оператор  $\beta$ -процесса представлен как произведение оператора  $\tau_+$ , превращающего нейрон в протон, и оператора  $\hat{O}$ , составленного из матриц  $\gamma$  ( $\hat{O} = 1$  для  $S$ ,  $\hat{O} = \gamma_i \gamma - k$  для  $T$ ).

Член перенормировки массы нуклона вычитался из  $\Sigma$  обычным способом;  $m$  — масса нуклона;  $\mu$  — масса мезона; членами порядка  $\mu/m$  пренебрегаем. С учетом перенормировки волновых функций результат имеет следующий вид

$$\begin{aligned} g_F(S) &= g'_{F(S)} \left[ 1 - \frac{g^2}{32\pi^2} \left( 5 \ln \left( \frac{\lambda^2}{m^2} \right) - \frac{1}{2} \right) \right], \\ g_{GT(T)} &= g'_{GT(T)} \left[ 1 - \frac{g^2}{32\pi^2} \left( 3 \ln \left( \frac{\lambda^2}{m^2} \right) + \frac{1}{2} \right) \right]. \end{aligned}$$

При малом  $g$  и большом  $\lambda$  релятивистский расчет также даст уменьшение  $g'_{GT}/g'_F$  по сравнению с  $g_{GT}/g_F$ .

При современном состоянии теории взаимодействия  $\pi$ -мезонов с нуклонами нельзя отдать предпочтение релятивистскому расчету по теории возмущений по сравнению с расчетом работы [1] с константами, найденными из опытных данных.

Поступила в редакцию  
8 июня 1955 г.

## Список литературы

- [1] R.J. Finkelstein a. S.A. Moszkowski. Phys. Rev., 95, 1695, 1954.
- [2] G.F. Chew. Prys. Rev., 95, 285, 1669, 1954.
- [3] М.Н. Fridman. Phys. Rev., 97, 1123, 1955.
- [4] R.G. Sachs. Phys. Rev., 87, 1100, 1952.
- [5] R. Gerhardt. Phys. Rev., 95, 288, 1954.
- [6] Р.П. Фейнман. Сб. “Новейшее развитие квантовой электродинамики”, ИИЛ,1954, стр. 161.
- [7] Я.Б. Зельдович. ДАН СССР, 97, 421, 1954.
- [8] P. Alforda, D. Hamilton. Phys. Rev., 95, 1351, 1954.