

В. В. МИХАЙЛОВ и А. М. БАЛДИН

ФОТОРОЖДЕНИЕ π^0 -МЕЗОНОВ НА ДЕЙТОНАХ

(Представлено академиком Д. В. Скобельцыным 6 II 1952)

Непосредственное вычисление сечений фоторождения нейтральных мезонов на нуклонах по теории возмущений, даже при учете высших порядков, приводит к значениям сечений, находящимся в резком противоречии с экспериментальными результатами ⁽¹⁾. Качественное рассмотрение этого процесса ⁽²⁾ приводит к необходимости феноменологического введения электромагнитного взаимодействия нуклона, связанного с его структурой (размеры мезонного облака и т. д.). При этом оказывается, что в случае скалярной мезонной теории введение произвольного электромагнитного взаимодействия не исправляет ситуации — сечение остается приблизительно на два порядка меньше сечения, наблюдаемого на опыте. В псевдоскалярной же теории введение этого взаимодействия ⁽²⁾ в виде $1/2 \mu_N \psi^+ \gamma_\mu \gamma_\nu \psi F_{\mu\nu}$ приводит к величине сечения, энергетическим и угловым распределениям, согласующимся с экспериментом. Отсюда был сделан вывод, что нейтральный мезон описывается псевдоскалярной теорией.

Заметим, что этот вывод не зависит от относительной четности ⁽³⁾ нейтрона и протона, так как при фоторождении π^0 -мезонов переходов протона в нейтрон (и наоборот) не происходит. Абсолютную же четность заряженных π -мезонов, как и относительную четность нейтрона и протона, установить, изучая процессы взаимодействия мезонов с нуклонами, невозможно (даже при известной четности π -мезонов)*.

Однако неясно, насколько законно использование статических аномальных магнитных моментов при рассмотрении фоторождения π^0 -мезонов на нуклонах. В связи с этим представляет интерес вычисление сечений фоторождения π^0 -мезонов на дейтонах. В этом случае, как будет показано ниже, характерные черты процесса оказываются резко выраженными. Кроме того, сечение сильно зависит от относительного знака мезонных зарядов нейтрона и протона, выяснение которого, несомненно, имеет большое значение для мезонной теории ядерных сил.

* В самом деле, из инвариантности гамильтониана взаимодействия мезонного и нуклонного полей $\psi_N^+ Q \psi_p D \varphi + \text{сопр}$ (Q — некоторый матричный оператор, D — дифференциальный оператор, ψ_N , ψ_p и φ — волновые функции соответственно нейтрона, протона и мезона) следует, что если совокупность операторов Q и D меняет знак при инверсии, то одна из функций ψ_N , ψ_p или φ должна менять знак (безразлично какая). Ход же любого процесса зависит только от вида операторов Q и D . Поэтому по характерным чертам процессов можно судить только о совокупности ψ_N , ψ_p и φ , но не о четности каждой функции в отдельности. О четности же волновых функций π^0 -мезонов сделать такой вывод можно, ибо в этом случае гамильтониан взаимодействия имеет вид $\psi_p^+ Q \psi_p D \varphi$, и четность совокупности Q и D определяет четность φ .

Как следует из вышесказанного, вычисления надо, повидимому, проводить только по псевдоскалярной теории, причем рассматривать следует только псевдовекторную связь ибо для того, чтобы псевдоскалярная связь давала заметный вклад в сечение, необходимо предположить неприемлемо большое значение константы этого типа связи. Вычисление сделано в приближении Паули по обычной теории возмущений без конкретизации волновой функции дейтона (φ_D).

Рассмотрим случай, когда при фоторождении π^0 -мезона дейтон не разрушается (т. е. процесс $\gamma + D \rightarrow \pi^0$). В этом случае сечение выражается через интегралы типа $I_1 = \int \varphi_D^2 e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} d\mathbf{r}$ и $I_2 = \int \varphi_D e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} \nabla \varphi_D d\mathbf{r}$. Интеграл I_2 легко сводится к I_1 : $I_2 = -1/2 i \mathbf{q} I_1$. Это позволяет записать сечение процесса $\gamma + D \rightarrow D + \pi^0$ в виде:

$$d\sigma = \left(\frac{e g_p}{\mu q^2} \right)^2 \frac{1/3 c P_\mu E_\gamma d\Omega I_1^2}{M^2 c^4 \left[1 + \frac{E_\gamma}{2Mc^2} - \frac{E_\gamma^2 \cos \theta}{2Mc^2 (E_\gamma^2 - \mu^2 c^4)^{1/2}} \right]} \times$$

$$\times \left[\left(\mu_p + \frac{g_n}{g_p} \mu_n \right)^2 \left\{ \frac{c^2 P_\mu^2 (1 + \cos^2 \theta) \left(1 + \frac{E_\gamma}{Mc^2} \right)}{\left(E_\mu + \frac{P_\mu^2}{2M} \right) \left(E_\gamma - \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2} \right)} - \right. \right.$$

$$\left. - \frac{c^2 (P_\gamma P_\mu) + \frac{c^2 P_\mu^2}{2} (1 + \cos^2 \theta)}{Mc^2 E_\gamma} \right\} + \left(\mu_p + \frac{g_n}{g_p} \mu_n \right) \left\{ - \frac{4E_\mu c^2 (P_\gamma P_\mu)}{E_\gamma^3} + \right.$$

$$\left. + \frac{(P_\gamma P_\mu) [2 (P_\gamma P_\mu) - \mu^2 c^4]}{2Mc^2 E_\gamma^3} - \frac{2c^2 (P_\gamma P_\mu) - E_\gamma^2 + \frac{c^2 P_\mu^2}{2} \sin^2 \theta}{Mc^2 E_\gamma} \right\} +$$

$$\left. + \frac{2E_\mu^2}{E_\gamma^2} + \frac{c^2 P_\mu^2 \sin^2 \theta}{E_\gamma^2} \left\{ -2 + \frac{c^2 P_\mu^2}{\left(E_\mu + \frac{P_\mu^2}{2M} \right)^2} + \frac{E_\gamma^2 - 3\mu^2 c^4}{2Mc^2 E_\gamma} \right\} \right],$$

где μ и M — массы мезона и протона, E_μ — энергия мезона, $cP_\mu = \sqrt{E_\mu^2 - Ec^4}$, $E_\gamma = cP_\gamma$ — энергия γ -кванта, μ_p и μ_n — аномальные магнитные моменты протона и нейтрона, θ — угол между импульсами мезона P_μ и γ -кванта P_γ .

Из этого выражения, прежде всего, видно, что сечение существенным образом зависит от относительного знака констант взаимодействия π^0 -мезонов с нейтроном (g_n) и протоном (g_p). Сечение для случая, когда $g_n = g_p$, гораздо меньше (при малых углах θ приблизительно на два порядка) сечения, когда $g_n = -g_p$. Вопрос о знаке констант остается пока открытым, ибо данные по рождению мезонов в $p-p$ -соударениях (4) свидетельствуют в пользу одинакового знака констант, в то время как результаты вычислений рассеяния мезонов с перезарядкой (3, 5) можно, повидимому, согласовать с результатами эксперимента (6), только взяв $g_n = -g_p$.

Для выяснения энергетических и угловых зависимостей необходимо знание дейтонной волновой функции. Однако при малых углах θ из законов сохранения энергии и импульса следует, что $\mathbf{q} = \frac{P_\gamma - P_\mu}{2\hbar}$ та-

ково, что поведение волновой функции внутри области действия ядерных сил несущественно, и $I_1^2 \approx 1$. Это дает возможность, сравнивая величину сечения рождения π^0 -мезонов на протонах (², ⁷) и дейтонах под малыми углами θ , сделать заключение об относительном знаке констант g_n и g_p . В случае $g_n = -g_p$ дифференциальное сечение образования π^0 -мезонов под малыми углами на дейтонах должно быть одного порядка, а в случае $g_n = g_p$ на два порядка меньше дифференциального сечения образования π^0 -мезонов на протонах. При углах $\theta > 30^\circ$ I_1^2 зависит от поведения волновой функции в области действия ядерных сил. В качестве примера на рис. 1 изображен

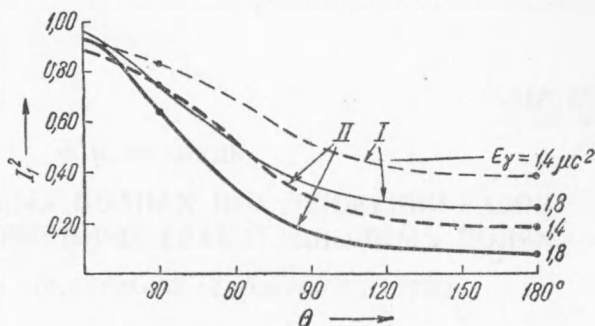


Рис. 1. I — потенциальная яма нулевой ширины, II — потенциал Хюльтена

I_1^2 как функция угла θ для случаев нулевой ширины дейтонной потенциальной ямы и потенциала Хюльтена. Угловая зависимость выражения $d\sigma / I_1^2$ также существенно зависит от относительного знака g_n и g_p (она приблизительно константа для $g_n = -g_p$ и является быстро растущей функцией угла θ , когда $g_n = g_p$). Зависимость сечения от энергии γ -квантов при малых углах θ в случае $g_n = -g_p$ такова же, как и при рождении π^0 -мезонов на протонах, т. е. имеет быстрый рост с энергией E_γ . При $g_n = g_p$ $d\sigma$ так же слабо зависит от энергии γ -квантов, как и сечение фоторождения заряженных мезонов (для исследуемой области энергий γ -квантов $E_\gamma \sim 1,5 \div 2,5 \mu c^2$).

В заключение мы выражаем глубокую благодарность М. А. Маркову за постоянные обсуждения и многочисленные советы.

Поступило
4 II 1952

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ J. Steinberger, W. K. H. Panofsky and J. Steller, Phys. Rev., 78, 802 (1950). ² А. Балдин и В. Михайлов, ЖЭТФ, 21, 562 (1951); УФН, 44, 200 (1951). ³ В. Б. Берестецкий и И. Я. Померанчук, ЖЭТФ, 21, 1319 (1951); ДАН, 77, 803 (1951). ⁴ К. Вруеккер, Phys. Rev., 82, 598 (1951). ⁵ J. Ashkin, A. Simon and R. Marshak, Prog. Theor. Phys., 5, 634 (1950). ⁶ G. Bernardini and F. Levy, Phys. Rev., 84, 610 (1951). ⁷ A. Silverman and M. Stearns, ibid., 83, 853 (1951).