Доклады Академии Наук СССР
1951. Том LXXVII, № 5

ФИЗИКА

В. Б. БЕРЕСТЕЦКИЙ и И. Я. ПОМЕРАНЧУК

О ПРЕВРАЩЕНИИ ЗАРЯЖЕННОГО π-МЕЗОНА В НЕЙТРАЛЬНЫЙ МЕЗОН ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ С ПРОТОНОМ И ДЕЙТОНОМ

(Представлено академиком А. И. Алихановым 20 II 1951)

Ввиду того что как заряженные π-мезоны, так и нейтральные мезоны (будем называть их π^0-мезоны) сильно взаимодействуют с нуклонами, должны иметь место заметные эффекты некулоновского рассеяния π-мезонов на нуклонах и превращения заряженных π-мезонов в нейтральные по схеме

$$\pi^- + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{n} + \pi^0 \quad \text{или} \quad \pi^+ + \mathrm{n} \rightarrow \mathrm{p} + \pi^0.$$

Такие процессы, повидимому, экспериментально уже наблюдались ([1]).

В настоящей заметке мы приведем результаты расчета, произведенного на основе мезонной теории, эффективного сечения превращения π-мезена в π^0-мозон при столкновении со свободным нуклоном и дейтоном*. Для формулировки теории необходимы сведения о спине и внутренней четности мезонов. Мы примем, в соответствии с имеющимися в настоящее время данными, хотя еще не абсолютно однозначными ([2], [3]), что спин как π-мезона, так и π^0-мезона равен 0, а внутренняя четность их одинакова и противоположна четности дейтона. Тогда π- и π^0-мезоны описываются псевдоскалярным полем. Мы пользовались нерелятивистским по отношению к нуклонам оператором взаимодействия, ограничиваясь такими энергиями мезонов, для которых отдача мала в сравнении с энергией покоя нуклона. Возможны три типа взаимодействия, из которых следует сделать выбор путем сравнения теории с экспериментом.

а) Псевдоскалярная связь**. В этом случае постоянные (размерности заряда), определяющие взаимодействие нуклона с π-мезоном, мы обозначим g, π^0-мезона с нейтроном $\frac{g^0+g'}{2}$ и π^0-мезона с протоном $\frac{g^0-g'}{2}$.

б) Псевдовекторная связь — обозначения, соответственно, f, f^0 и f'.

в) Смешанная связь, т. е. псевдоскалярная для π-мезона (g) и псевдовекторная для π^0-мезона (f^0, f'), или наоборот f, g^0, g' — результаты оказываются одинаковыми.

---

* *Примечание при корректуре.* Недавно опубликована работа (J. Ashkin, A. Simon and R. E. Marshak, Progress Theor. Phys., **5**, 634 (1951)), в которой проводятся расчеты сечения превращения π-мезона в π^0-мезон при столкновениях с водородом.

** Этот случай рассмотрен в работе ([4]).

Столкновения с водородом

а) Псевдоскалярная связь. Дифференциальное сечение

$$d\sigma = \left(\frac{gg^0}{\mu c^2}\right)^2 \left(\frac{\mu}{2M}\right)^2 dO, \tag{1}$$

где μ — масса π-мезона, M — масса нуклона.

Сечение полное

$$\sigma = 4\pi \left(\frac{gg^0}{\mu c^2}\right)^2 \left(\frac{\mu}{2M}\right)^2. \tag{2}$$

б) Псевдовекторная связь

$$d\sigma = \left(\frac{f^2}{\mu c^2}\right)^2 \left\{ \left(\frac{E^2}{2M\,\mu c^4} f^0 + \frac{\hbar^2\,\mathbf{k}\mathbf{k}'}{E\mu} f'\right)^2 + \frac{\hbar^4\,(\mathbf{k}\times\mathbf{k}')^2}{E^2\,\mu^2} f^{0\,2} \right\} dO, \tag{3}$$

где $\hbar\mathbf{k}$ — импульс π^--мезона, $\hbar\mathbf{k}'$ — импульс π^0-мезона,

$$\sigma = 4\pi \left(\frac{f}{\mu c^2}\right)^2 \left\{ f^{0\,2} \left(\frac{\mu}{2M}\right)^2 \left(\frac{E}{\mu c^2}\right)^2 + \left(\frac{2}{3} f^{0\,2} + \frac{1}{3} f'^{\,2}\right) \frac{\hbar^4 k^2 k'^2}{E^2 \mu^2} \right\}. \tag{4}$$

в) Смешанная связь

$$d\sigma = \left(\frac{g_*}{\mu c^2}\right)^2 \left(\frac{\mu}{2M}\right)^2 \left\{ \left(\frac{E}{\mu c^2}\right)^2 \left(1 - \frac{\hbar^2 c^2\,\mathbf{k}\mathbf{k}'}{E^2}\right) f'^{\,2} + \frac{\hbar^2\,(\mathbf{k}\times\mathbf{k}')^2}{E^2\mu^2} f^{0\,2} \right\}, \tag{5}$$

$$\sigma = 4\pi \left(\frac{g}{\mu c^2}\right)^2 \left(\frac{\mu}{2M}\right)^2 \left\{ f'^{\,2} \left(\frac{E}{\mu c^2}\right)^2 + \left(\frac{2}{3} f^{0\,2} + \frac{1}{3} f'^{\,2}\right) \frac{\hbar^4 k^2 k'^2}{E^2 \mu^2} \right\}. \tag{6}$$

Из этих выражений видно, что полные сечения различно зависят от энергии при различных типах связи. Угловые распределения также существенно отличны. В случае а) имеет место изотропия. Для случая в) характерно отсутствие симметрии относительно плоскости $\vartheta = \pi/2$. В случае б) при малых энергиях распределение зависит от относительного знака f^0 и f'.

Порядок величины сечений можно оценить, если принять для постоянных $f^2/\hbar c$ или $\frac{g^2}{\hbar c}\frac{\mu}{2M}$ значения $\sim \frac{1}{6}$. Это даст (при импульсах $\sim \mu c$)

$$\sigma \sim 4\pi \left(\frac{\hbar}{\mu c}\right)^2 \frac{1}{36} \approx 0{,}6 \cdot 10^{-26}\ \text{см}^2. \tag{7}$$

Следует, однако, отметить, что данные по фоторождению π, π^0-мезонов требуют значения постоянной $\frac{g^2}{\hbar c}\frac{\mu}{2M}$ порядка 10. Это, по-видимому, означает полную неприменимость теории возмущения к процессам рассеяния и превращения π в π^0 в случае псевдоскалярной связи.

Столкновения с дейтерием ($\pi^- + d \to \pi^0 + 2n$)

Дифференциальное сечение превращения π^--мезона с импульсом $\hbar\mathbf{k}$ в π^0-мезон с импульсом $\hbar\mathbf{k}'$ и одновременным превращением дейтона в два нейтрона с относительным импульсом $\hbar\mathbf{q}$ имеет следующий вид для трех типов связи:

а)

$$d\sigma_q = \left(\frac{gg^0}{\mu c^2}\right)^2 \left(\frac{\mu}{2M}\right)^2 |I^-|^2 dO \frac{(d\mathbf{q})}{(2\pi)^3}; \tag{8}$$

б)

$$d\sigma_q = \left(\frac{f}{\mu c^2}\right)^2 \left\{\left(f^0 \frac{E^2}{2M\mu c^4} + f' \frac{\hbar^2 \mathbf{k}\mathbf{k}'}{E\mu}\right)^2 |I^-|^2 + \right.$$
$$\left. + \frac{\hbar^2 (\mathbf{k}\times\mathbf{k}')^2}{E^2\mu^2}\left(\frac{2}{3} f^{02} |I^-|^2 + \frac{1}{3} f^{02} |I^+|^2\right)\right\} dO \frac{(d\mathbf{q})}{(2\pi)^3}; \tag{9}$$

в)

$$d\sigma_q = \left(\frac{g}{\mu c^2}\right)^2 \left(\frac{\mu}{2M}\right)^2 \left\{f'^2 \left(\frac{E}{\mu c^2}\right)^2 \left(1 - \frac{\hbar^2 c^2 kk'}{E^2}\right) |I^-|^2 + \right.$$
$$\left. + f^{02}\left(\frac{2}{3}|I^-|^2 + \frac{1}{3}|I^+|^2\right) \frac{\hbar^4 (\mathbf{k}\times\mathbf{k}')^2}{E^2\mu^2}\right\}, \tag{10}$$

где

$$I^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} \int \psi_q^* (\vec{\rho}) \left(e^{i\vec{\varkappa}\vec{\rho}} \pm e^{-i\vec{\varkappa}\vec{\rho}}\right) \psi_0 (\vec{\rho}) (d\vec{\rho}), \tag{11}$$

ψ_0 — волновая функция дейтона, ψ_q — двух нейтронов; $2\vec{\varkappa} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$. Члены, содержащие I^-, соответствуют триплетным состояниям двух нейтронов, а члены I^+ — синглетным.

Значения q определяются сохранением энергии

$$\frac{\hbar^2 q^2}{M} = \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu} - \frac{\hbar^2 k'^2}{2\mu_0} - \frac{\hbar^2 (\mathbf{k}-\mathbf{k}')^2}{4M} - \varepsilon - (\mu_0 - \mu) c^2 - (M_n - M_p) c^2, \tag{12}$$

μ_0 — масса π^0-мезона, M_n — нейтрона, M_p — протона.

Интегралы $I^\pm$ могут быть вычислены при $|\mathbf{k}-\mathbf{k}'| \lesssim \alpha$, где $\frac{\hbar^2\alpha^2}{M} = \varepsilon$ — энергия связи дейтона, когда в интеграле существенна область вне действия ядерных сил между нуклонами в дейтоне. Тогда

$$I^- = 2\sqrt{\pi\alpha}\left(\frac{1}{\alpha^2 + (\vec{\varkappa}+\mathbf{q})^2} - \frac{1}{\alpha^2 + (\vec{\varkappa}-\mathbf{q})^2}\right), \tag{13}$$

$$I^+ = 2\sqrt{\pi\alpha}\left(\frac{1}{\alpha^2 + (\vec{\varkappa}+\mathbf{q})^2} + \frac{1}{\alpha^2 + (\vec{\varkappa}-\mathbf{q})^2}\right) +$$
$$+ \frac{2\sqrt{\pi\alpha}}{q\varkappa}\left\{\sin 2\delta \left(\operatorname{arc\,tg}\frac{\varkappa+q}{\alpha} + \operatorname{arc\,tg}\frac{\varkappa-q}{\alpha}\right) + \frac{1-\cos 2\delta}{2} \ln\frac{1+(\varkappa+q)^2/\alpha^2}{1+(\varkappa-q)^2/\alpha^2} + \right.$$
$$\left. + i\left[\frac{\sin 2\delta}{2}\ln\frac{1+(\varkappa+q/\alpha)^2}{1+(\varkappa-q/\alpha)^2} - (1-\cos 2\delta)\left(\operatorname{arc\,tg}\frac{\varkappa+q}{\alpha} + \operatorname{arc\,tg}\frac{\varkappa-q}{\alpha}\right)\right\}, \tag{14}$$

где δ — фаза рассеяния нейтрона на нейтроне в s-состоянии. Интегрирование $d\sigma_q$ по всем $\mathbf{q}$ нетрудно провести в случае, когда $\varkappa \ll \alpha$, либо при $E \gg \varepsilon$, когда ограничения, накладываемые (12), несущественны. Тогда получаем для $d\sigma$ при различных типах связи а)

$$d\sigma = \left(\frac{gg^0}{\mu c^2}\right)^2 \left(\frac{\mu}{2M}\right)^2 \left(1 - \frac{\alpha}{\varkappa} \operatorname{arc\,tg} \frac{\varkappa}{\alpha}\right); \tag{15}$$

б)

$$d\sigma = \left(\frac{f}{\mu c^2}\right)^2 \left\{ \left(f^0 \frac{E^2}{2\mu Mc^4} + f' \frac{\hbar^2 \mathbf{k}\mathbf{k}'}{E\mu}\right)^2 + f^{02} \frac{\hbar^4 (\mathbf{k} \times \mathbf{k}')^2}{E^2 \mu^2} - \right.$$

$$\left. - \left[\left(\frac{E^2}{2M\mu c^4} f^0 + \frac{\hbar^2 \mathbf{k}\mathbf{k}'}{E\mu} f'\right)^2 - \frac{1}{3} f^{02} \frac{\hbar^4 (\mathbf{k} \times \mathbf{k}')^2}{E^2 \mu^2} \right] \frac{\alpha}{\varkappa} \operatorname{arc\,tg} \frac{\varkappa}{\alpha} \right\}; \tag{16}$$

в)

$$d\sigma = \left(\frac{g}{\mu c^2}\right)^2 \left(\frac{\mu}{2M}\right)^2 \left\{ f'^2 \left(\frac{E^2}{\mu^2 c^4} - \frac{\hbar^2 \mathbf{k}\mathbf{k}'}{\mu E}\right)^2 + f^{02} \frac{\hbar^4 (\mathbf{k} \times \mathbf{k}')^2}{E^2 \mu^2} - \right.$$

$$\left. - \left[f'^2 \left(\frac{E^2}{\mu^2 c^4} - \frac{\hbar^2 \mathbf{k}\mathbf{k}'}{\mu E}\right)^2 - \frac{1}{3} f^{02} \frac{\hbar^4 (\mathbf{k} \times \mathbf{k}')^2}{E^2 \mu^2} \right] \frac{\alpha}{\varkappa} \operatorname{arc\,tg} \frac{\varkappa}{\alpha} \right\}. \tag{17}$$

При всех трех типах связи дифференциальные сечения уменьшаются в $\varepsilon / \mu c^2$ раз, для случая вылета π^0-мезона в направлении первичного π-мезона. Это свойство связано с одинаковой четностью обеих частиц и может служить проверкой такого предположения.

Поступило
14 II 1951

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] H. Bradner and B. Rankin, Phys. Rev., **80**, 916 (1950). [2] L. Aamodt, J. Hadley and W. Panofsky, Phys. Rev., **80**, 282 (1950). [3] Б. Л. Иоффе, А. И. Рудик и И. М. Шмушкевич, ДАН, **77**, № 3 (1951). [4] R. E. Marshak and A. S. Wightman, Phys. Rev., **76**, 114 (1949).