

С 370.62

Д-55

20/11-65

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-1993



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Доан Нхыонг

НЕКОТОРЫЕ ЭФФЕКТЫ
ПСЕВДОСКАЛЯРНОГО МЕЗОНА
С НУЛЕВОЙ МАССОЙ

1965

P-1893

Доан Нхыонг

НЕКОТОРЫЕ ЭФФЕКТЫ
ПСЕВДОСКАЛЯРНОГО МЕЗОНА
С НУЛЕВОЙ МАССОЙ

30/7/2 нр.

ИЗДАТЕЛЬСТВО НАУКИ И ТЕХНИКИ
МОСКВА 1981

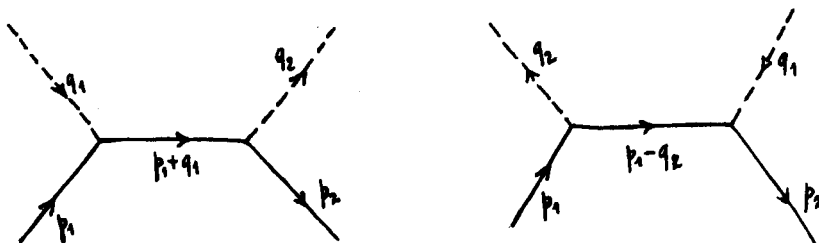
В последнее время обсуждалась /1,2,3/ возможность существования псевдоскалярного поля с нулевой массой, которое будем обозначать через ξ . В работе /4/ рассмотрены некоторые следствия существования ξ -поля. В ней на основании экспериментальных данных оценивались верхние пределы его константы связи с фермионными полями. Мною рассмотрен ряд эффектов в ξ -поле и обсуждены их отличия от аналогичных эффектов максвелловского поля. Цель заметки - предсказать те своеобразные характеристики этих эффектов, которые могли бы помочь детектировать это, пока гипотетическое, излучение.

1. Упругое рассеяние ξ -мезона на электроне

Предположим, что ξ -поле взаимодействует с электроном с максимальной константой взаимодействия, допускаемой /4/

$$\xi + e^- \rightarrow \xi + e^-.$$

Диаграмма этого процесса представлена на рис. 1.



Р и с. 1.

Для матричного элемента имеем следующее выражение:

$$M_{11} = (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + q_1 - p_2 - q_2) \frac{g^2}{\sqrt{4 q_1^0 q_2^0}} \bar{u}(p_2) \left[\gamma_5 \frac{i(\hat{p}_1 + \hat{q}_1) - m}{(p_1 + q_1)^2 + m^2} \gamma_5 + \gamma_5 \frac{i(\hat{p}_1 - \hat{q}_2) - m}{(p_1 - q_2)^2 + m^2} \gamma_5 \right] u(p_1),$$

здесь g - константа связи ξ -мезона и электрона, m - масса электрона. С помощью элементарных вычислений получаем для полного сечения формулу

$$\sigma = \frac{g^4}{32 \pi E^2} \left[\frac{5E^2 + m^2}{E^2} + \frac{4m^2}{E^2 - m^2} \ln \frac{E}{m} \right].$$

В таблице 1 представлены некоторые значения сечения в зависимости от полной энергии системы (в с.д.м.)

Т а б л и ц а 1

q_1 (МэВ)	E (МэВ)	σ (см ²) · 10 ³³
2	1,52	21,60
4	2,08	12,70
6	2,52	9,12
8	2,85	7,45
10	3,27	5,90

Здесь q_1 - импульс ξ -мезона в лабораторной системе, где электрон покоится.

Для сравнения со случаем фотона найдем угловое распределение этого процесса.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{f^2}{4 m^2} \left(\frac{q_2^0}{q_1^0} \right)^2 \left[\frac{q_2^0}{q_1^0} + \frac{q_1^0}{q_2^0} + 2 \right].$$

Здесь $f = \frac{g^2}{4\pi}$, q_1^0 , q_2^0 - энергия ξ -мезона до и после рассеяния.

Отличие от случая рассеяния фотонов /5/ состоит в том, что для ξ -мезона угловое распределение изотропно, в то время как угловое распределение комптоновского рассеяния неизотропно.

2. Неупругое рассеяние ξ -мезона на электроне

Мы рассмотрим процесс $\xi + e^- \rightarrow \gamma + e^-$

диаграмма которого представлена на рис. 2.



Р и с. 2.

Матричный элемент для этого процесса есть

$$M_{if} = (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + q_1 - p_2 - q_2) \frac{eg}{\sqrt{4q_1^0 q_2^0}} \bar{u}(p_2) \left[\hat{e} \frac{i(\hat{p}_1 + \hat{q}_1) - m}{(p_1 + q_1)^2 + m^2} \gamma_5 + \gamma_5 \frac{i(\hat{p}_1 - \hat{q}_2) - m}{(p_1 - q_2)^2 + m^2} \hat{e} \right] u(p_1).$$

Полное сечение этого процесса

$$\sigma = \frac{e^2 g^2}{16 \pi E^2} \left[\frac{m^2 - 3E^2}{E^2} + \frac{4E^2}{E^2 - m^2} \ln \frac{E}{m} \right],$$

где E - полная энергия системы (в с.д.м.). В таблице 2 представлены некоторые значения полного сечения, соответствующие различным значениям энергии.

Т а б л и ц а 2

q_1 (МэВ)	E (МэВ)	σ (см ²) · 10 ³⁰
2	1,52	21,26
4	2,08	17,02
6	2,52	14,00
8	2,85	12,35
10	3,27	10,54

Здесь q_1 - импульс, ξ - мезона в лабораторной системе. Угловое распределение имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha f}{2m^2} \left(\frac{q_2^0}{q_1^0} \right)^2 \left[\frac{q_2^0}{q_1^0} + m \frac{q_1^0}{(q_2^0)^2} - \frac{m}{q_1^0} - 3 + \left(1 + \frac{q_1^0}{q_2^0} \right) \cos \theta \right],$$

где $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$ и q_1^0, q_2^0 - энергия соответственно ξ - мезона и γ - кванта.

3. Рассеяние ξ - мезона на протоне

Для этого процесса получим также выражения полного сечения и углового распределения, как и в случае рассеяния на электроне. Мы будем рассматривать два случая: либо взаимодействие ξ - мезона является универсальным, либо неуниверсальным. В таблице 3 представлены некоторые значения полного сечения этого процесса.

Т а б л и ц а 3

q_1 (МэВ)	E (МэВ)	σ (см ²) · 10 ²⁹	σ (см ²) · 10 ²⁴ x)
2	940,2	8,9	2,69
4	942,2	10,6	3,20
6	944,2	10,8	3,24
8	946,2	5,4	1,63
10	948,2	3,6	1,10

x) Константа связи дана в работе /4/.

4. "Фотоэффект" ξ - мезона

Как и фотон, ξ - мезон может выбить электрон из атома, поглотившись в атоме $\xi + A \rightarrow e^- + A'$.

Матричный элемент этого процесса есть $M_{if} = \int \bar{\psi}_f(\vec{r}) \gamma_0 e^{-i\vec{k}\vec{r}} \psi_i(\vec{r}) d\vec{r}$,

здесь \vec{k} - импульс ξ - мезона, $\psi_i(\vec{r})$ и $\bar{\psi}_f(\vec{r})$ - волновые функции в начальном и конечном состояниях. В случае $\alpha z \ll 1$ имеем:

$$M_{if} = N_i N_f^* \bar{u}(\vec{p}) \left[\gamma_0 J_0 + \gamma_0 \gamma_4 (\vec{\gamma} \vec{J}_1) + (\vec{\gamma} \vec{J}_2) \gamma_4 \gamma_5 \right] u_0.$$

Здесь

$$J_0 = \int_0^1 e^{i(\vec{k} - \vec{p})\vec{r}} - \eta r F[it, 1, i(pr + \vec{p}\vec{r})] d\vec{r},$$

$$J_1 = -\frac{1}{2} \alpha z \int_0^1 e^{i(\vec{k} - \vec{p})\vec{r}} - \eta r \frac{\vec{r}}{r} F[it, 1, i(pr + \vec{p}\vec{r})] d\vec{r},$$

$$J_2 = -\frac{1}{2\epsilon} \int_0^1 e^{i(\vec{k} - \vec{p})\vec{r}} - \eta r \frac{\vec{r}}{r} F[it, 1, i(pr + \vec{p}\vec{r})] d\vec{r},$$

$t = \frac{\alpha z}{v}$, v - скорость и энергия налетающего электрона

$$N_i = \sqrt{\frac{z^3}{\pi a_0^3}}, \quad a_0 = \frac{\hbar^2}{m e^2};$$

$$N_f = \left(\frac{2\pi t}{1 - e^{-2\pi t}} \right)^{1/2}, \quad \vec{n} = \frac{\vec{r}}{r}.$$

С помощью элементарных вычислений получаем следующее выражение для полного сечения

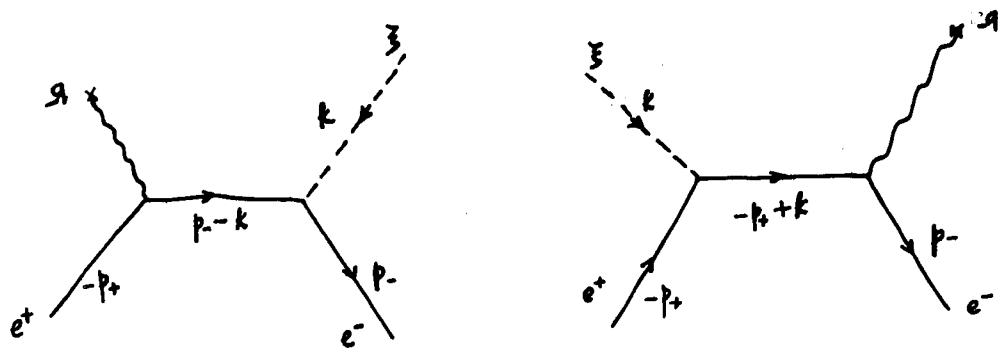
$$\sigma = g^2 z^5 a^2 \frac{m}{k^0},$$

где k^0 - энергия ξ - мезона.

Эта формула применима только в крайнерелятивистском случае и для легких ядер. В случае тяжелых ядер по методу /6/ также можно найти подобное выражение, но оно довольно сложное.

6. Образование электронно-позитронных пар в поле ядра

Для процесса $\xi + A \rightarrow e^- + e^+ + A$ имеем две следующие диаграммы (см. рис. 3).



Р и с. 3.

$$M_{fi} = 2\pi \delta(\epsilon_+ + \epsilon_- - k^0) \frac{ze^2 g}{\sqrt{2k^0}} \frac{1}{(p_+ + p_- - k)^2} \times$$

$$\bar{u}(\vec{p}_-) \left[\gamma_0 \frac{i(\hat{p}_- - \hat{k}) - m}{(p_- - k)^2 + m^2} \gamma_4 + \gamma_4 \frac{i(-\hat{p}_+ + \hat{k}) - m}{(-p_+ + k)^2 + m^2} \gamma_0 \right] v(-\vec{p}_+).$$

С помощью элементарных вычислений найдем

$$d\sigma = \frac{z^2 a^2 f}{2\pi k^0} \frac{p_+ p_- d\epsilon_+ d(\cos\theta_+) d(\cos\theta_-) d\phi_+}{q^4} \times$$

$$\left[\frac{1}{(p_-^0 - p_- \cos\theta_-)^2} (-p_+ p_- \cos\theta_+ \cos\theta_- - p_+^0 p_- \cos\theta_+ + p_-^0 p_+ \cos\theta_- + \epsilon_+ \epsilon_-) + \right.$$

$$\times \frac{2}{(p_-^0 - p_- \cos\theta_-)(p_+^0 - p_+ \cos\theta_+)} (p_+ p_- \sin\theta_+ \sin\theta_- \cos\phi_+ + p_+ p_- \cos\theta_+ \cos\theta_- - m^2) +$$

$$\left. \frac{1}{(p_+^0 - p_+ \cos\theta_+)^2} (-p_+ p_- \cos\theta_+ \cos\theta_- - p_-^0 p_+ \cos\theta_+ + p_+^0 p_- \cos\theta_- + \epsilon_+ \epsilon_-) \right]$$

Здесь θ_{\pm} - углы между \vec{p}_{\pm} и \vec{k} , ϕ_+ - угол между плоскостями (\vec{p}_+, \vec{k}) , (\vec{p}_-, \vec{k}) ; p_+, p_-^0 , k^0 - энергии соответственно позитрона, электрона и ξ -мезона; $f = \frac{g^2}{4\pi}$; $q^2 = (\vec{k} - \vec{p}_- - \vec{p}_+)^2$.
В крайнерелятивистском случае, когда электрон и позитрон испускаются преимущественно вперед, θ_{\pm} - малые, получаем

$$d\sigma = 8 \frac{z^2 a^2 f k^0}{m q^4} p_+ p_- v^2 u^2 t \eta d\theta_+ d\theta_- d\epsilon_+,$$

$$\text{где } u = \frac{p_- \theta_-}{m}, \quad v = \frac{p_+ \theta_+}{m}, \quad t = \frac{1}{1+u^2}, \quad \eta = \frac{1}{1+v^2}.$$

Отличие от случая фотона^{/5/} состоит в том, что угловое распределение здесь не зависит от угла ϕ_+ между плоскостями (\vec{p}_+, \vec{k}) и (\vec{p}_-, \vec{k}) .

Выражаю глубокую благодарность М.А.Маркову за постановку задачи и Нгуен Ван Хьеу за ценные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. J. Goldstone. Nuovo Cim., **14**, 154 (1961).
2. Y. Nambu, G. Jona-Lasinio. Phys. Rev., **127**, 965 (1962).
3. М.А. Марков. Нейтрино. Москва, изд-во "Наука", 1964.
4. Нгуен Ван Хьеу. ЖЭТФ, **47**, 116 (1964).
5. А.И. Ахиезер, В.Б. Берестецкий. Квантовая электродинамика. Физматгиз, 1959.
6. H.R. Hulme. Proc of the Royal Society. **138**, 643 (1932).

Рукопись поступила в издательский отдел
8 февраля 1965 г.