

Б-61

ЯР, 1968, т. 7, в. 1,
с. 107-110

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 3338



С.М. Биленький, В.Б. Семикоз

ПОЛЯРИЗАЦИЯ В π - e -РАССЕЯНИИ
И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ ФОРМФАКТОР
 π -МЕЗОНА

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

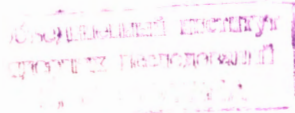
1967.

P2 - 3338

С.М. Биленький, В.Б. Семикоз

**ПОЛЯРИЗАЦИЯ В π - e -РАССЕЯНИИ
И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ ФОРМФАКТОР
 π -МЕЗОНА**

Направлено в ЯФ



ms/7815

1. Определение электромагнитного формфактора π -мезона в области пространственноподобных передач является, как хорошо известно, весьма трудной задачей. К настоящему времени предложен целый ряд методов определения формфакторов π -мезона: изучение электророждения π -мезонов /1,2/, сравнение сечений рассеяния π^+ - и π^- -мезонов α -частицами /3/, измерение поперечной поляризации μ -мезона в $K_{\mu^0}^0$ распада /4/, и наконец, рассеяние π -мезонов электронами.

Извлечение радиуса π -мезона из данных по электророждению и сечениям рассеяния π^\pm -мезонов гелием требует, как известно, предположений, теоретическое обоснование которых представляется весьма трудным. Предложенный в работе /4/ перспективный метод определения электромагнитного формфактора π -мезона, основанный на измерении поперечной поляризации μ -мезона в $K_{\mu^0}^0$ -распаде, требует проведения трудных измерений. Наиболее прямым способом электромагнитный формфактор π -мезона может быть определен из опытов по рассеянию π -мезонов больших энергий электронами /5,6/.

В этой заметке мы рассмотрим поляризационные эффекты в этом процессе.

В низшем по константе тонкой структуры α приближении вследствие соотношения унитарности и принципов инвариантности поляризация электронов, как хорошо известно, равна нулю. Поляризация возникает в результате интерференции низшего и следующего приближений по α . Нетрудно видеть, что только мнимая часть матричного элемента a^2 приближения дает вклад в поляризацию. Если воспользоваться далее соотношением унитарности, то очевидно, что в области энергий до порога реакции $\pi + e \rightarrow 2\pi + e$ поля-

ризация полностью определяется электромагнитным формфактором π -мезона. Найденная таким способом поляризация оказывается весьма малой и лишь в максимуме достигает $\approx \alpha$. Измерения поляризации в π - e -рассеянии (асимметрии на поляризованных электронах) является, таким образом, еще одним прямым методом определения электромагнитного радиуса π -мезона.

2. Рассмотрим рассеяние π -мезонов поляризованными электронами. Матричный элемент S -матрицы запишем в виде:

$$\langle p', q' | S | p, q \rangle = \quad (1)$$

$$= \langle p', q' | p, q \rangle + i \delta(p' + q' - p - q) \left(\frac{m^2}{4p'_0 q'_0 p_0 q_0} \right)^{1/2} \bar{u}(p') \mathcal{M}(p', q'; p, q) u(p),$$

где $p', q'(p, q)$ — 4-импульсы конечных (начальных) электрона и π -мезона, m — масса электрона, $p'_0 = -ip'_4, \dots$ и т.д. — энергии соответствующих частиц.

Ковариантная матрица плотности начального состояния имеет следующий вид ^{/7/}:

$$\rho(p) = \Lambda(p) \frac{1}{2} (1 + i \gamma_5 \hat{\xi}) \quad (2)$$

Здесь $\Lambda(p) = \frac{\hat{p} + im}{2im}$ — проецирующий оператор, а $\hat{\xi}_\mu$ — 4-вектор поляризации начальных электронов, удовлетворяющий условию

$$\hat{\xi} p = 0 \quad (3)$$

Дифференциальное сечение рассеяния π -мезонов электронами с поляризацией $\hat{\xi}_\mu$ равно

$$d\sigma(\xi) = d\sigma(0) (1 + \xi n P) \quad (4)$$

Здесь $d\sigma(0)$ — сечение рассеяния π -мезонов неполяризованной мишенью, n_μ — пространственноподобный псевдовектор, определенный следующим образом:

$$a_{\mu} = \frac{N_{\mu}}{\sqrt{N^2}}, \quad N_{\mu} = -i \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} q_{\nu} q'_{\rho} p_{\sigma}, \quad (5)$$

Отметим, что в с.п.и. $a_4 = 0$, $\vec{n} = \frac{\vec{q} \times \vec{q}'}{|\vec{q} \times \vec{q}'|}$. Из (1), (2), и (4) очевидно, что

$$P = \frac{\text{Sp} \Lambda(p') \mathbb{M} \Lambda(p) i \gamma_5 \hat{n} \mathbb{M}}{\text{Sp} \Lambda(p') \mathbb{M} \Lambda(p) \mathbb{M}}; \quad (6)$$

Как хорошо известно^{/8/}, величина P равна поляризации конечных электронов, возникающей при рассеянии π -мезонов неполяризованной мишенью.

Представим матрицу \mathbb{M} в виде разложения по константе тонкой структуры α :

$$\mathbb{M} = \mathbb{M}_2 + \mathbb{M}_4 + \dots \quad (7)$$

Матрица \mathbb{M}_2 отвечает диаграмме (рис. 1) и имеет вид:

$$\mathbb{M}_2(p', q', p, q) = \frac{i}{(2\pi)^4} e e_{\pi} (\hat{q}' + \hat{q}) \frac{1}{(q' - q)^2} F_{\pi}((q' - q)^2) \quad (8)$$

Здесь e и e_{π} — заряды электрона и π -мезона, а $F_{\pi}((q' - q)^2)$ — электромагнитный формфактор π -мезона.

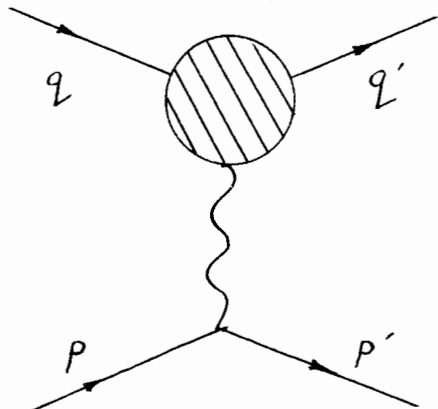


Рис.1

Если ограничиться первым членом разложения (7), то очевидно, что в этом приближении поляризация P (асимметрия на поляризованной мишени) равна нулю. Нетрудно показать, что в следующем приближении поляризация равна:

$$P = \frac{\text{Sp} \Lambda(p') (\hat{\pi}_4 - \bar{\pi}_4) \Lambda(p) i \gamma_5 \hat{n} \bar{\pi}_2}{\text{Sp} \Lambda(p') \hat{\pi}_2 \Lambda(p) \bar{\pi}_2} \quad (9)$$

Мы ограничимся рассмотрением упругого рассеяния π -мезонов электронами при энергиях π -мезонов, меньших порога реакции $\pi + e \rightarrow 2\pi + e$ (порог этой реакции, если пренебречь внутриатомным движением электрона, равен $\frac{3}{2} (\frac{m_\pi}{m}) m_\pi c^2 \approx 57$ Гэв).

В этой области из соотношения унитарности находим (порядок α^2)

$$\Lambda(p') [\hat{\pi}_4 - \bar{\pi}_4] \Lambda(p) = \quad (10)$$

$$= i \Lambda(p) \int \bar{\pi}_2(p'', q''; p', q') \lambda(p'') \bar{\pi}_2(p'', q''; p, q) \delta(p'' + q'' - Q) \left(\frac{m}{2 p_0'' q_0''} \right) d\vec{p}'' d\vec{q}'' \lambda(p).$$

Здесь $Q = p + q$ - суммарный 4-импульс. Подставляя (10) в (9) и вычисля соответствующие шнуры, получаем:

$$\begin{aligned} & \text{Sp} \Lambda(p') (\hat{\pi}_4 - \bar{\pi}_4) \Lambda(p) i \gamma_5 \hat{n} \bar{\pi}_2 = \\ & = - \frac{2(e e_\pi)^3 (Q q) \sqrt{N^2} F_\pi ((q' - q)^2)}{(2\pi)^6 m \left[\frac{4(Qq)^2}{\rho^2} - (q+q')^2 \right] (q' - q)^2} \int \left[\frac{(q' - q)^2}{(q'' - q)^2 (q'' - q)^2} - \frac{1}{(q'' - q')^2} - \frac{1}{(q'' - q)^2} \right] \times \\ & \times F_\pi (q'' - q)^2 F_\pi ((q'' - q')^2) \times \delta(p'' + q'' - Q) \frac{d\vec{p}'' d\vec{q}''}{p_0'' q_0''} \quad (11) \end{aligned}$$

В рассматриваемой нами области энергий формфактор может быть представлен в виде:

$$F_{\pi}(k^2) = 1 - \frac{1}{6} r_{\pi}^2 k^2. \quad (12)$$

После подстановки (12) в (11) интегралы могут быть вычислены до конца. Следует, однако, отметить, что интегралы (11) содержат инфракрасную расходимость. Для ее устранения достаточно ввести "массу" виртуального фотона

λ . вычислить интегралы (11), а затем положить λ равным нулю (члены, пропорциональные $r_{\pi}^2 \lambda^2$, происходящие от разных интегралов, сокращаются, как и должно быть, поскольку процесс тормозного излучения мягкого γ -кванта в рассматриваемом приближении вклада в поляризацию не дает ^{/θ/}).

Окончательно получаем следующее выражение для поляризации электронов:

$$P = \frac{\alpha \eta_{\pi} m E \sin \theta \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \left[\ln \sin^2 \frac{\theta}{2} + \frac{2}{3} r_{\pi}^2 \frac{\vec{q}_{\pi}^2}{\pi} \cos^2 \frac{\theta}{2} \left(2 + \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \ln \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \right]}{2 F_{\pi} \left| \vec{q}_{\pi} \right| \left(\cos^2 \frac{\theta}{2} + \frac{m^2 F_{\pi}^2}{E^2 \vec{q}_{\pi}^2} \right)}. \quad (13)$$

Здесь \vec{q}_{π} и F_{π} — импульс и полная энергия π -мезонов в с.д.и., E — полная энергия электрона и π -мезона в с.д.и., θ — угол рассеяния в с.д.и. (угол между начальным и конечным импульсами π -мезона), $\eta_{\pi} = 1$ в случае рассеяния π^+ -мезона электроном и $\eta_{\pi} = -1$ в случае π^- -е рассеяния.

3. В рассмотренном нами интервале энергий (ниже порога реакции $\pi + e \rightarrow 2\pi + e$) поляризация в π -e-рассеянии однозначно определяется электромагнитным радиусом π -мезона. Таким образом, измерение поляризации электронов (асимметрии рассеяния на поляризованных электронах) позволяет в принципе определить эту важную характеристику π -мезона. Эти измерения, однако, весьма трудны, так как поляризация электронов P , как видно из вы-

ражения (13), невелика. Малость поляризации, возникающей в $\pi - e$ -рассеянии, определяется не только тем, что она пропорциональна постоянной тонкой структуры α , но также и тем, что поляризация оказывается пропорциональной массе электрона m . Последнее обстоятельство является следствием того, что лагранжиан электронно-позитронного поля γ_5 -инвариантен при $m = 0$. Знаменатель выражения (13), однако, в пределе $m \rightarrow 0$ при $\theta = 180^\circ$ обращается в нуль (как легко видеть, это является следствием упоминающейся выше γ_5 -инвариантности), что приводит к тому, что при рассеянии π -мезонов на углы, близкие к 180° в с.д.и., поляризация достигает $\approx \alpha$. На рис. 2 и 3 приведены значения поляризации ($|P| \cdot 10^3$) при энергиях π -мезонов 30 и 50 Гэв в интервале углов рассеяния в с.д.и. от 170° до 180° . Верхние кривые отвечают точечному π -мезону ($r_\pi = 0$), а нижние $r_\pi = 1$ ферми.

Мы выражаем глубокую благодарность И.И.Левинтову, обратившему наше внимание на возможность постановки рассматривавшихся выше экспериментов, а также В.Г.Гришину, Р.М.Рыдину, Я.А.Сморodinскому и Л.Д.Соловьеву за весьма полезные дискуссии.

Л и т е р а т у р а .

1. S. Fubini, Y. Nambu, V. Watagin. Phys. Rev., III, 329 (1958).
2. C.W. Akerlof, W.W. Ash, K. Bertelman, C.A. Lichtenstein. Phys. Rev. Lett., 16, 147 (1966).
3. M.M. Sternheim, R. Hofstadter. Nuovo Cimento, 38, 1854 (1965).
4. Л.Д.Окунь, И.Б.Хриплович, ЯФ, 6, вып.4 (1967).
5. F.S. Crawford. Phys. Rev., 117, 1119 (1960).
6. В.Г.Гришин, Э.П.Кистенев, Му Цзюнь. Ядерная физика, 2, 886 (1965).
7. L. Michel, A.Wightman. Phys. Rev., 98, 1190 (1955).
8. L.Wolfenstein, J.Ashkin. Phys. Rev., 85, 947 (1952).
9. См. также: A.O.Barut, C.Fronsdal, Phys. Rev., 120, 1871 (1960).

Рукопись поступила в издательский отдел
22 мая 1967 года.

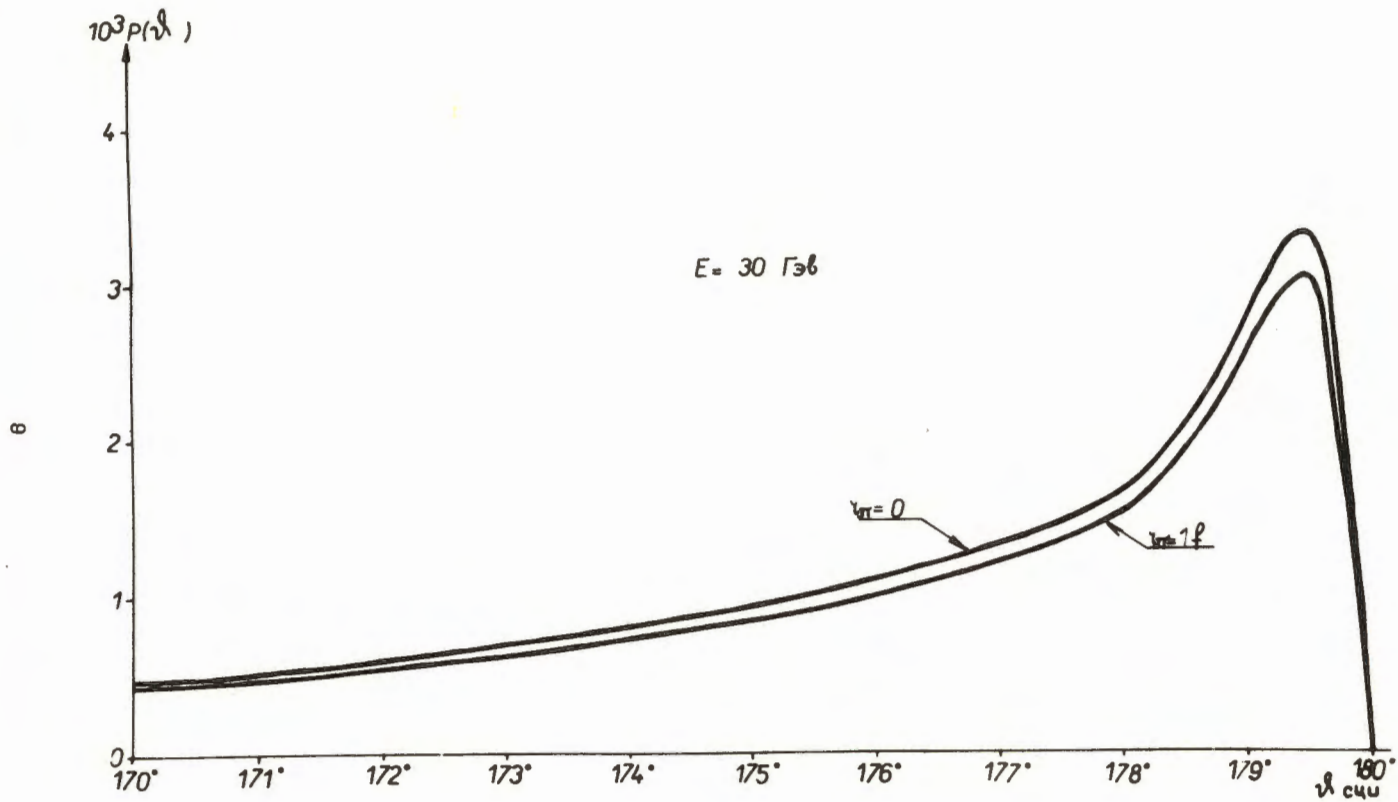


Рис. 2

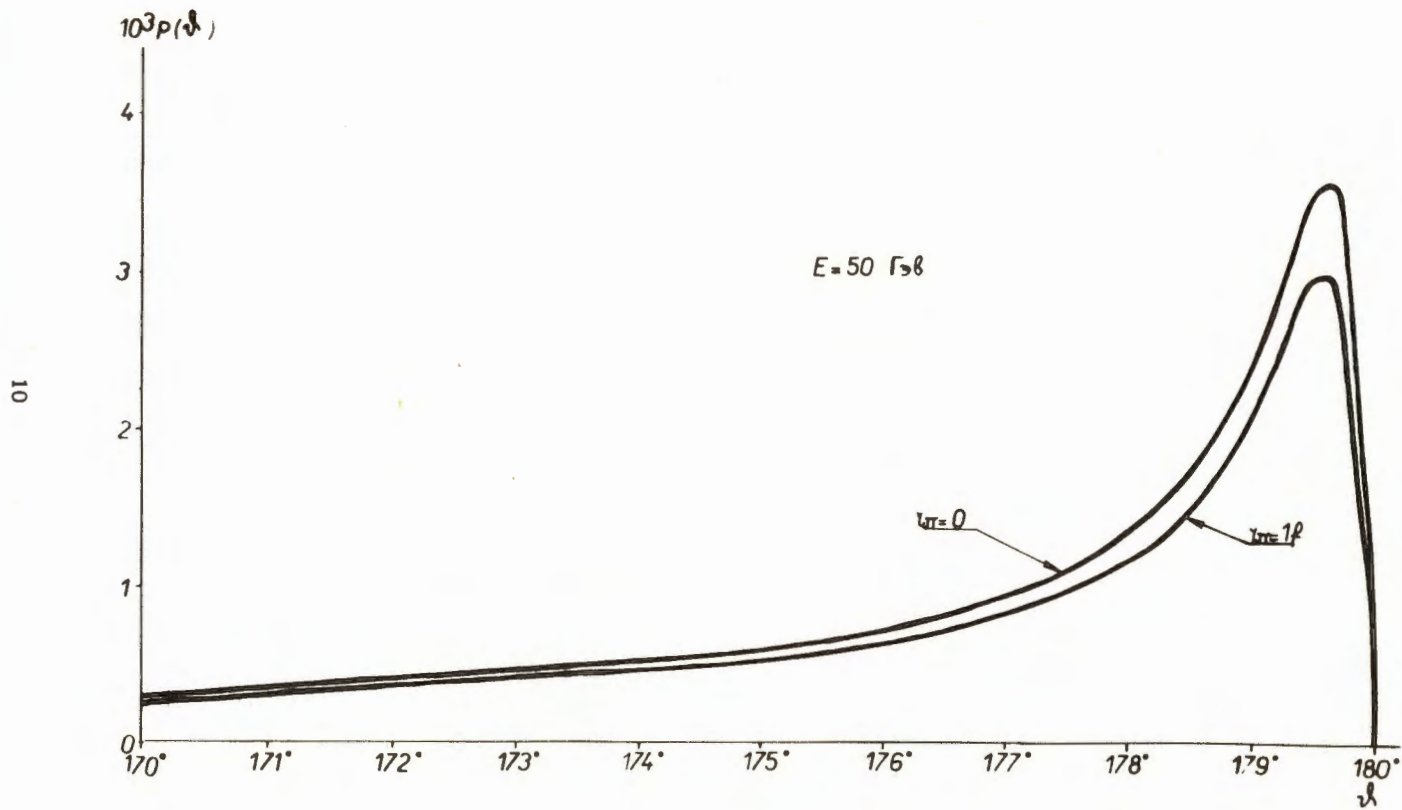


Рис. 3