

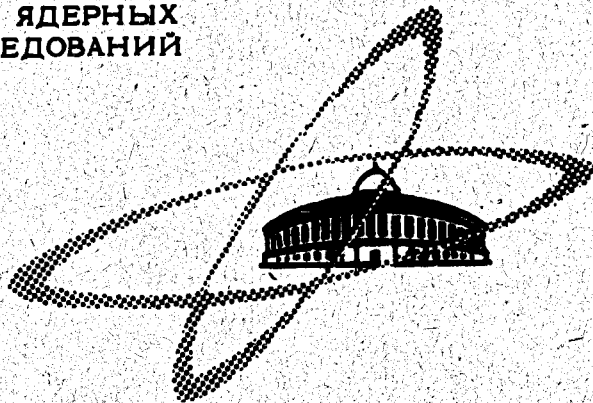
29/IV-70

T-191

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 4970



А.В. Тарасов, Л.Г. Ткачев

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

О ВЛИЯНИИ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ АДРОНОВ
НА ВЕЛИЧИНУ СЕЧЕНИЯ ПРОЦЕССА
 $\pi^+ p \rightarrow n e^+ e^-$

1970

P2 - 4970

А.В. Тарасов, Л.Г. Ткачев

8301/2 49

О ВЛИЯНИИ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ АДРОНОВ
НА ВЕЛИЧИНУ СЕЧЕНИЯ ПРОЦЕССА
 $\pi^- p \rightarrow p e^+ e^-$

Направлено в ЯФ

Объединенная институты
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Исследование процессов неупругого рассеяния электронов протонами и, в частности, процесса электророжения пионов, проводимое в последнее время рядом экспериментальных групп /1,2,3/, позволило получить информацию об электромагнитных формфакторах нестабильных частиц - пиона и пион-нуклонных резонансов в пространственноподобной области импульсов виртуального фотона $k^2 < 0$.

Изучение процессов образования электрон-позитронных (мюон-антимюонных) пар в адронных столкновениях позволит определить эти формфакторы в области $k^2 > 0$. Однако до сих пор при исследовании таких процессов фактически ограничивались областью $k^2 \approx m_V^2 = 15 - 25 F^{-2}$ ($V = \rho^0, \omega, \phi$), где резонансный механизм рождения пар существенно увеличивает сечение процесса, делая его доступным для измерения /4,5/.

Несомненный интерес представляет также измерение адронных формфакторов при близких к нулю времениподобных передачах k^2 , поскольку оно позволило бы получить значения среднеквадратичных радиусов $\langle r_+^2 \rangle = 6 \lim_{k^2 \rightarrow +0} \frac{dF}{dk^2}$ и сравнить их с величинами $\langle r_-^2 \rangle = 6 \lim_{k^2 \rightarrow -0} \frac{dF}{dk^2}$, извлекаемыми из данных по упругому и неупругому $e p$ -рассеянию.

Процесс $\pi^- p \rightarrow n e^+ e^-$ рассматривается ниже именно с точки зрения использования его для получения информации о среднеквадратичных радиусах $\langle r_+^2 \rangle$ π^- -мезона и протона.

§1. Кинематика

4-импульсы π^- -мезона, протона, нейтрона, электрона и позитрона, а также полный 4-импульс системы и суммарный 4-импульс электрон-позитронной пары обозначим через q_μ , $p_{1\mu}$, $p_{2\mu}$, $k_{1\mu}$, $k_{2\mu}$, $w_\mu = p_{1\mu} + q_\mu = p_{2\mu} + k_\mu$, $k_\mu = k_{1\mu} + k_{2\mu}$ соответственно.

Соответствующие квадраты масс будем обозначать:

$$q_\mu^2 = \mu^2, \quad p_{1\mu}^2 = p_{2\mu}^2 = m^2, \quad k_{1\mu}^2 = k_{2\mu}^2 = m_e^2 \approx 0,$$

$$w_\mu^2 = w^2, \quad k_\mu^2 = k^2.$$

Дальнейшее рассмотрение проводится в системе центра масс протона и протона $w_\mu = (w, \vec{0})$. В качестве пяти независимых кинематических параметров рассматриваемого процесса выберем следующие: массу системы w , квадрат массы электрон-позитронной пары K^2 и углы Θ_1 , Θ_2 , γ , определяемые соотношениями

$$\vec{q} \cdot \vec{k}_{1,2} = |\vec{q}| |\vec{k}_{1,2}| \cos \Theta_{1,2}; \quad \vec{k}_1 \cdot \vec{k}_2 = |\vec{k}_1| |\vec{k}_2| \cos 2\gamma. \quad (1)$$

В дальнейшем используются также величины

$$k_0 = k_{10} + k_{20} = (w^2 - m^2 + k^2) / 2w, \quad (2)$$

$$|\vec{k}| = (k_0^2 - k^2)^{1/2}, \quad (3)$$

$$|k_{10} - k_{20}| = \sin^{-1} \gamma (w^2 - m^2 - 2wk_0 + k_0^2 \sin^2 \gamma)^{1/2}, \quad (4)$$

$$\cos \Theta = (\vec{k} \vec{q}) / |\vec{k}| |\vec{q}| = (k_{10} \cos \Theta_1 + k_{20} \cos \Theta_2) / |\vec{k}|. \quad (5)$$

Связь дифференциального сечения процесса с квадратом матричного элемента дается выражением

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dk^2} = (4\pi)^{-5} \sin^{-4} \gamma [16w^2 |\vec{q}| |k_{10} - k_{20}|]^{-1} \times \quad (6)$$

$$\times k^2 \left\{ \frac{1}{2} \Sigma |M_1|^2 + \frac{1}{2} \Sigma |M_2|^2 \right\},$$

где $d\Omega_{1,2}$ - элементы телесных углов в направлениях вылета электрона и позитрона; знак $\frac{1}{2} \Sigma$ означает усреднение по направлениям спина протона и суммирование по направлениям спинов образующихся частиц.

Индексы 1,2 у величины M в выражении (6) обозначают две возможности

$$1) \quad k_{10} > k_{20}, \quad k_{10} - k_{20} = |k_{10} - k_{20}|;$$

$$2) \quad k_{10} < k_{20}, \quad k_{10} - k_{20} = -|k_{10} - k_{20}|.$$

При энергиях w в районе 33-резонанса с точностью до нескольких процентов имеет место соотношение

$$|k_{10} - k_{20}| \sin \gamma = \left[\frac{w + (w^2 \cos^2 \gamma + m^2 \sin^2 \gamma)^{1/2}}{2w} \right]^{1/2} (k^2(\gamma) - k^2)^{1/2}, \quad (7)$$

где

$$k^2(\gamma) = m^2 - w^2 + 2w \sin^{-2} \gamma [w - (w^2 \cos^2 \gamma + m^2 \sin^2 \gamma)^{1/2}] \quad (8)$$

представляет собой максимально возможное при фиксированном угле разлета пары значение квадрата ее массы.

Если на время пренебречь зависимостью от k^2 величины $\frac{1}{2} k^2 \Sigma |M|^2$ (как следует из результатов §3, эта величина является монотонно возрастающей функцией k^2 со значениями на концах интервала $0 \leq k^2 \leq k^2(\gamma)$, различающимися не более чем в два раза при рассматриваемых энергиях), то из (6) и (7) легко получить, что примерно половина всех событий при фиксированном γ характеризуется значениями квадрата массы пары, заключенными в интервале $\frac{3}{4} k^2(\gamma) < k^2 < k^2(\gamma)$.

Таким образом, сама кинематика процесса способствует максимальному проявлению эффектов электромагнитной структуры частиц, участвующих в процессе.

§2. Структура дифференциального сечения в однофотонном приближении

В однофотонном приближении матричный элемент процесса $\pi^- p \rightarrow \pi^+ e^-$ пропорционален произведению двух токов:

$$M = \frac{1}{k^2} J_\mu j_\nu = \frac{1}{k^2} \left(\frac{k_1 k_\ell}{k_0^2} - \delta_{i\ell} \right) J_{1j} j_\ell \quad (9)$$

$$\mu, \nu = 0, 1, 2, 3, \quad i, \ell = 1, 2, 3,$$

где

$$j_\mu = e \bar{u}(k_1) \gamma_\mu u(-k_2) \quad (10)$$

электромагнитный ток пары, а J_μ представляет матричный элемент виртуального фотопоглощения пионов (т.е. процесса $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \text{ вирт.}$), явное выражение для которого может быть фиксировано лишь в рамках конкретной модели.

Временные компоненты токов исключены из правой части выражения (9) с помощью уравнений непрерывности:

$$k_\mu J_\mu \cong k_0 J_0 - k_1 J_1 = k_\mu j_\mu \cong k_0 j_0 - k_1 j_1 = 0.$$

Представим величину $\frac{1}{2} k^2 \sum |M|^2$ в виде свертки двух трехмерных тензоров:

$$\frac{1}{2} k^2 \sum |M|^2 = s_{i\ell} t_{i\ell}, \quad (11)$$

где введены обозначения

$$s_{i\ell} = \frac{1}{k^2} \left(\frac{k_i k_m}{k_0^2} - \delta_{im} \right) \left(\frac{k_\ell k_n}{k_0^2} - \delta_{\ell n} \right) \sum j_m j_n^*, \quad (12)$$

$$t_{i\ell} = \frac{1}{2} \sum J_i J_\ell^*. \quad (13)$$

В выражении (12) суммирование производится по направлениям спинов электрона и позитрона, а в (13) - по направлениям спинов нуклонов.

Величину $s_{i\ell}$ легко вычислить, используя явное выражение (10) для j_μ . Вводя параметр поляризации виртуального фотона (см. ^{16/})

$$\epsilon = \frac{k^2 \operatorname{ctg}^2 \gamma / k^2}{2 - k^2 \operatorname{ctg}^2 \gamma / k^2} \equiv \frac{k^2 \operatorname{ctg}^2 \gamma}{k^2 \operatorname{ctg}^2 \gamma + 2(k_{10} - k_{20})^2} \quad (14)$$

и ортонормированную пару векторов $\vec{\kappa}, \vec{\nu}$

$$\vec{\kappa} = \vec{k} / |\vec{k}|, \quad \vec{\nu} = \operatorname{sign}(k_{10} - k_{20}) [\vec{\kappa} \times [\vec{k}_1 \times \vec{k}_2]] / |[k_1 \times k_2]| \quad (15)$$

в плоскости образования электрон-позитронной пары, представим $s_{i\ell}$ в виде

$$s_{i\ell} = 4\pi\alpha (1 + \epsilon)^{-1} \{ (1 + \epsilon) (\delta_{i\ell} - \kappa_i \kappa_\ell) - 2\epsilon \nu_i \nu_\ell - \\ - 2\epsilon \frac{k^2}{k_0^2} \kappa_i \kappa_\ell + [2\epsilon(1 - \epsilon) \frac{k^2}{k_0^2}]^{1/2} (\kappa_i \nu_\ell + \kappa_\ell \nu_i) \}. \quad (16)$$

Легко видеть из (14), что неопределенность в выборе направления вектора $\vec{\nu}$, возникающая в случае равных энергий электрона и позитрона (см. (15)), не приводит к неопределенности в выражении (16).

Рассмотрим теперь тензор $t_{i\ell}$. Из общих соображений следует, что при сохранении P-чётности он имеет следующую структуру:

$$t_{i\ell} = A \delta_{i\ell} + B q_i q_\ell + C (k_i q_\ell + k_\ell q_i) + \quad (17)$$

$$+ D k_i k_\ell + iE (k_i q_\ell - k_\ell q_i),$$

где A, B, C, D, E - вещественные (это следует из определения (13)) функции переменных $w, k^2, \cos\Theta$ (см. (5)).

Величина E определяет поляризации образующихся электрона и позитрона и не дает вклада в выражение для сечения, просуммированного по направлениям спинов этих частиц.

Введем линейные комбинации величин A , B , C , D :

$$\sigma_U(w, k^2, \cos \Theta) = (32 \pi w^2 |\vec{q}|)^{-1} |\vec{k}| \times \\ \times (2A + B \vec{q}^2 \sin^2 \Theta), \quad (18)$$

$$\sigma_L(w, k^2, \cos \Theta) = (32 \pi w^2 |\vec{q}|)^{-1} |\vec{k}| \times \\ \times \{ 2A + 2B \vec{q}^2 \cos^2 \Theta + 4C \vec{k} \cdot \vec{q} + 2D \vec{k}^2 \} \frac{k^2}{k_0}, \quad (19)$$

$$\sigma_P(w, k^2, \cos \Theta) = (32 \pi w^2 |\vec{q}|)^{-1} |\vec{k}| B \vec{q}^2, \quad (20)$$

$$\sigma_I(w, k^2, \cos \Theta) = (32 \pi w^2 |\vec{q}|)^{-1} |\vec{k}| \times \\ \times \sqrt{2 \frac{k^2}{k_0} (-2B \vec{q}^2 \cos \Theta - C |\vec{q}| |\vec{k}|)}. \quad (21)$$

Тогда, учитывая (11), (16), (17), получим

$$(32 \pi w^2 |\vec{q}|)^{-1} \frac{k^2}{2} \sum |M|^2 = 4 \pi \alpha [(1 + \epsilon) |\vec{k}|]^{-1} \times \\ \times \{ \sigma_U + \epsilon \sigma_P \sin^2 \Theta \cos 2\phi + \epsilon \sigma_L + \\ + [\epsilon (1 - \epsilon)]^{1/2} \cdot \sigma_I \sin \Theta \cos \phi \}, \quad (22)$$

где ϕ определяется соотношением

$$\vec{q} \cdot \vec{\nu} = |\vec{q}| \sin \Theta \cos \phi \quad (23)$$

и представляет угол между плоскостью рождения пары (плоскость, образованная векторами \vec{k}_1 , \vec{k}_2) и плоскостью реакции $\pi^+ p \rightarrow p \gamma$ (плоскость, образованная векторами \vec{k} , \vec{q}).

Величины $\sigma_{U,P,L,I}$ имеют размерность сечений и смысл сечений образования виртуальных фотонов в различных поляризационных состояниях. Так, σ_U и σ_I отвечают за образование поперечных фотонов, причем σ_U есть сечение, просуммированное по состояниям поляризации этих фотонов, а σ_P определяет степень их линейной поляризации.

В пределе $k^2 \rightarrow 0$ величины $\sigma_U(w, k^2, \cos \Theta)$, $\sigma_P(w, k^2, \cos \Theta)$ переходят в дифференциальные сечения $\frac{d\sigma}{d \cos \Theta}$ - неполяризованное и поляризованное - процесса реального ($k^2=0$) фотопоглощения.

Величина σ_L представляет сечение образования продольных фотонов, а σ_I есть интерференционный продольно-поперечный член в выражении для дифференциального сечения. При $k^2 \rightarrow 0$ $\sigma_{L,I} \rightarrow 0$.

Изучая зависимость дифференциального сечения процесса $\pi^+ p \rightarrow p e^+ e^-$ от угла ϕ и параметра ϵ , можно экспериментально определить все четыре величины $\sigma_{U,P,L,I}$, анализ которых позволит получать новую физическую информацию, в частности, информацию об электромагнитной структуре адронов.

§3. Оценка влияния электромагнитной структуры
частиц на сечение процесса $\pi^- p \rightarrow \pi e^+ e^-$
вблизи 33-резонанса

Естественно полагать, что эффекты электромагнитной структуры должны больше всего проявляться для событий с квадратами масс пары, близкими к максимально возможному. Наибольшее значение величины k^2 , равное $(w-m)^2$, достигается в случае, если электрон и позитрон разлетаются в строго противоположных направлениях ($2\gamma = \pi$, $\Theta_1 + \Theta_2 = \pi$), имея одинаковые энергии $k_{10} = k_{20}$.

Экспериментально обычно регистрируется совокупность событий с квадратами масс, заключенными в некотором интервале, при фиксированном положении детекторов фиксированы Θ_1 , Θ_2 , γ .

Рассмотрим экспериментально измеримую величину

$$I = \int_{zk^2(\gamma)/4}^{k^2(\gamma)} dk^2 \frac{d\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dk^2} \quad (24)$$

для случая $2\gamma = \pi$.

Величина интервала интегрирования в (24) соответствует отбору примерно половины событий (см. §1) со значениями масс пары, близкими к максимальному.

В рассматриваемом случае ($2\gamma = \pi$) $\epsilon = 0$ и величины $\sigma_{P,L,I}$ не дают вклада в дифференциальное сечение. Кроме того, при $2\gamma = \pi$ направление импульса виртуального фотона совпадает либо с направлением импульса электрона (если $k_{10} > k_{20}$), и в этом случае $\cos \Theta = \cos \Theta_1$, либо с направлением импульса позитрона ($k_{20} > k_{10}$), и при этом $\cos \Theta = \cos \Theta_2 = -\cos \Theta_1$. Таким образом, учитывая (6), (22), (24), имеем

$$I = I(\Theta) = \frac{a}{2(4\pi)^3} \frac{(w-m)^2}{3(w-m)^2/4} \int dk^2 (|k|_{10} - k_{20} |k|)^{-1} [\sigma_U(\cos\Theta) + \sigma_U(-\cos\Theta)], \quad (24')$$

где Θ — угол между направлениями импульсов π -мезона и, например, электрона.

Для вычисления величины σ_U необходимо уже использовать конкретную модель. Ограничимся энергиями πp -системы вблизи 33-резонанса. По аналогии со случаем процессов фото- и электророждения пионов учтем вклад в матричный элемент процесса $\pi^- p \rightarrow p e^+ e^-$ лишь борновских амплитуд и резонансной амплитуды магнитного дипольного перехода (см., например /7-9/; обобщение полученных в этих работах выражений для матричного элемента процесса электророждения пионов на случай процесса $\pi^- p \rightarrow p e^+ e^-$ не представляет трудности, и с целью сокращения текста эти выражения здесь не приводятся).

Оказывается, что вклад магнитно-дипольной амплитуды в величину $I(\Theta)$ пренебрежимо мал по сравнению с вкладом борновских членов и не превышает 2% в области энергий $1200 \text{ Мэв} < w < 1300 \text{ Мэв}$.

Этот результат легко понять, если учесть, что сама амплитуда магнитного дипольного перехода $\vec{\sigma}(\vec{k}\vec{q}) - \vec{q}(\vec{\sigma}\vec{k}) - 2i[\vec{k}\times\vec{q}]$ пропорциональна величине трехмерного импульса фотона $|\vec{k}|$, а вклад ее в величину $\sigma_U(\cos\Theta) + \sigma_U(-\cos\Theta)$ ввиду симметрии последней относительно замены $\cos\Theta \rightarrow -\cos\Theta$ пропорционален $|\vec{k}|^2 = \frac{m}{w} [(w-m)^2 - k^2]$.

Поскольку в (24') интегрирование производится по интервалу значений k^2 , близких к $(w-m)^2$, ясно, что вклад магнитно-дипольной амплитуды в выражение (24) должен быть сильно подавлен. Поэтому, пренебрегая им, приведем выражение для σ_U лишь в борновском приближении:

$$\begin{aligned}
\sigma_U(w, k^2, \cos \Theta) = & \\
= & \frac{a g^2 |\vec{k}|}{w^2 |\vec{q}|} \left\{ (\mu^2 k^2 - \Delta_1 \Delta_2) \left| \frac{F_{1p}}{\Delta_2} + \frac{F_{1n}}{\Delta_1} \right|^2 + \right. \\
& + k^2 \mu^2 \left| \frac{F_{2p}}{\Delta_2} + \frac{F_{2n}}{\Delta_1} \right|^2 - \frac{(\Delta_1 + \Delta_2)^2}{\Delta_1 \Delta_2} \operatorname{Re} F_{2p} F_{2n}^* \\
& - \frac{\Delta_3 + \mu^2}{4m^2} \left| F_{2p} - F_{2n} \right|^2 + \\
& + [2\mu^2 k^2 - \Delta_1(k^2 - \Delta_3)] \times \operatorname{Re} \frac{F_{2n}}{\Delta_1} \left(\frac{F_{1p}^*}{\Delta_2} + \frac{F_{1n}^*}{\Delta_1} \right) + \\
& + [2\mu^2 k^2 - \Delta_2(k^2 - \Delta_3)] \operatorname{Re} \frac{F_{2p}}{\Delta_2} \left(\frac{F_{1p}^*}{\Delta_2} + \frac{F_{1n}^*}{\Delta_1} \right) + \\
& + 2\vec{q}^2 \sin^2 \Theta \left[- \frac{\mu^2 + \Delta_3}{\Delta_3^2} \left| F_\pi \right|^2 + \frac{\Delta_1 + \Delta_2}{\Delta_1 \Delta_3} \operatorname{Re} F_\pi F_{1n}^* + \right. \\
& + \frac{k^2}{\Delta_1 \Delta_3} \operatorname{Re} F_\pi F_{2n}^* + \frac{\Delta_2 - \Delta_3 - 2\mu^2}{\Delta_2 \Delta_3} \operatorname{Re} F_\pi F_{1p}^* - \frac{k^2}{\Delta_2 \Delta_3} \operatorname{Re} F_\pi F_{2p}^* + \\
& + \frac{\Delta_2 - \mu^2}{\Delta_2^2} \left| F_{1p} \right|^2 - \frac{(\Delta_2 - \mu^2)}{\Delta_2^2} \frac{k^2}{4m^2} \left| F_{2p} \right|^2 + \\
& + \frac{\Delta_2 + \Delta_3}{\Delta_1 \Delta_2} \operatorname{Re} F_{1n} F_{1p}^* + \frac{k^2}{\Delta_1 \Delta_2} \operatorname{Re} (F_{1n} F_{2p}^* + F_{2n} F_{1p}^*) \\
& \left. + \frac{4m^2 k^2 + \Delta_1(\Delta_1 + \Delta_2)}{4m^2 \Delta_1 \Delta_2} \operatorname{Re} F_{2n} F_{2p}^* \right\}, \tag{25}
\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} \Delta_1 &= (p_{1\mu} + q_{\mu})^2 - m^2, \\ \Delta_2 &= (p_{1\mu} - k_{\mu})^2 - m^2, \\ \Delta_3 &= (q_{\mu} - k_{\mu})^2 - \mu^2, \\ \Delta_1 + \Delta_2 + \Delta_3 &= k^2, \\ \alpha &= e^2 (4\pi)^{-1} \approx (137)^{-1}, \end{aligned} \quad (26)$$

$g \approx \sqrt{4\pi \cdot 14,4}$ - константа пион-нуклонного взаимодействия, F_{π} , F_{1n} , F_{2n} , F_{1p} , F_{2p} - электромагнитные формфакторы пиона, нейтрона и протона (по индексам 1,2 у нуклонных формфакторов различают дираковские и паулиевские формфакторы).

Поскольку для рассматриваемых энергий $\omega \lesssim 1300$ Мэв допустимые значения k^2 не превышают $3,5 F^{-2}$, а порог комплексности формфакторов ($\text{Im} F \neq 0$) равен $4\mu^2 = 2F^{-2}$, ясно, что в (25) можно пренебречь мнимыми частями формфакторов. Относительно же действительных частей формфакторов будем предполагать, что их значения в рассматриваемой области $0 \leq k^2 \leq 3,5 F^{-2}$ могут быть получены с помощью линейной экстраполяции из области $k^2 < 0$:

$$G_{En} \approx F_{1n} + \frac{k^2}{4m^2} F_{2n} \approx 0,$$

$$G_{Ep} \approx F_{1p} + \frac{k^2}{4m^2} F_{2p} \approx 1 + \frac{1}{6} \langle r_{Ep}^2 \rangle k^2,$$

$$G_{Mn} = F_{1n} + F_{2n} = -1,91 \left(1 + \frac{1}{6} \langle r_{Mn}^2 \rangle k^2 \right),$$

$$G_{Mp} = F_{1p} + F_{2p} = 2,79 \left(1 + \frac{1}{6} \langle r_{Mp}^2 \rangle k^2 \right), \quad (27)$$

$$F_{\pi} = 1 + \frac{1}{6} \langle r_{\pi}^2 \rangle k^2,$$

где

$$\langle r_{Ep}^2 \rangle = \lim_{k^2 \rightarrow -0} 6 \frac{d G_{Ep}(k^2)}{d k^2} \quad \text{и т.д.}$$

При этом, как следует из /1,10,11/

$$\langle r_{Ep}^2 \rangle = \langle r_{Mp}^2 \rangle = \langle r_{Mn}^2 \rangle = \langle r_{\pi}^2 \rangle = r^2 = (0,8F)^2.$$

На рисунке представлены значения величины $I(\Theta)$ при $w = 1300$ Мэв для следующих наборов значений электромагнитных радиусов частиц:

$$I. \quad r_{\pi} = r_{Ep} = r_{Mp} = r_{Mn} = 0,8F,$$

$$II. \quad r_{\pi} = r_{Mp} = r_{Mn} = 0,8F, \quad r_{Ep} = 0,$$

$$III. \quad r_{Ep} = r_{Mp} = r_{Mn} = 0,8F, \quad r_{\pi} = 0,$$

$$IV. \quad r_{\pi} = r_{Ep} = r_{Mp} = r_{Mn} = 0.$$

Видно, что наиболее интересным является измерение величины $I(\Theta)$ при малых Θ , поскольку в этой области сечение $I(\Theta)$ определяется в основном одним свободным параметром, — электрическим радиусом протона.

Чувствительность сечения $I(\Theta)$ при малых Θ к величине r_{Ep} довольно значительна: изменение r_{Ep} от нуля до ожидаемого значения $0,8F$ меняет величину сечения примерно на 80% при $w = 1300$ МэВ.

Чувствительность сечения к электромагнитной структуре π -мезона, наибольшая при $\Theta = 90^\circ$, существенно ниже ($\approx 25\%$), и для извлечения величины электромагнитного радиуса пиона из измерения $I(\Theta)$ необходима значительная, порядка 5%, точность эксперимента.

Как показано в работе ^{/12/}, где рассмотрены величины σ_U и σ_L под нулем ($\Theta = 0^\circ$), значение величины σ_L более чувствительно к структуре π -мезона. Поэтому возможно, что измерение дифференциального сечения процесса $\frac{d\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dk^2}$ в другой, более обшей, чем рассмотренная выше, геометрии позволит при уже достижимых точностях эксперимента $\approx 15-20\%$ получать информацию об электромагнитной структуре пиона.

Авторы надеются рассмотреть этот вопрос несколько позже. Наконец, отметим, что наличие магнитной структуры нуклонов ($r_{Mp} \neq 0$) практически не влияет на величину сечения процесса при рассматриваемых энергиях: "выключение" этой структуры изменяет $I(\Theta)$ не более чем на 5% (соответствующие кривые на рисунке не приведены).

Авторы благодарят Л.И. Липидуса за постановку задачи и полезные обсуждения и Л.Л. Неменова за интерес к работе. Один из авторов (А.Т.) благодарит М.П. Рекало за обсуждения ряда вопросов, затронутых в работе.

Л и т е р а т у р а

1. C.W.Akerlof, W.W.Ash, K.Berkelman et al. Phys.Rev., 163, 1482(1967).
2. E.D.Bloom, D.H.Coward, H.DeStaebler et al. Phys.Rev.Lett., 23, 930 (1966).
3. A.A.Cone, K.W.Chen, J.R.Dunning et al. Phys.Rev., 156, 1490(1967).
4. A.Wehtmann, E.Engels, Jr.L.Hand et al.. Phys.Rev.Lett., 17, 1113(1966).
5. M.N.Khachaturyan, M.A.Azimov, A.M.Baldin et al. Phys.Lett., 24B, 349 (1967).
6. C.W.Akerlof, W.W.Ash, K.Berkelman and M.Tiger. Phys.Rev.Lett., 14, 1036 (1965).
7. S.Fubini, Y.Nambu, V.Watagin. Phys.Rev., 111, 329 (1958).
8. J.P.Loubaton. Nuovo Cimento, 39, 591 (1965).
9. N.Zagury. Phys. Rev., 145, 1112 (1966).
10. L.H.Chan, K.W.Chen, J.R. Dunning et al. Phys. Rev., 141, 1298
11. D.Frerejacque, D.Benaksas, D.Drickey. Phys. Rev., 141, 1308 (1968);
12. Ю.С. Суровцев, Ф.Г. Ткебучава. Препринт ОИЯИ, P2-4524, Дубна, 1969.

Рукопись поступила в издательский отдел

12 марта 1970 года.

