

G3Y6.4a

Б-20

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



2696/
2-73

23/11-7

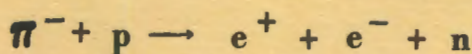
P2 - 7096

А.М.Балдин, В.А.Сулейманов

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ФОРМФАКТОРОВ

F_{π} (m^2) И F_1^v (m^2) В РЕАКЦИЯХ ТИПА



1973

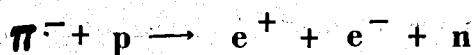
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

P2 - 7096

А.М.Балдин, В.А.Сулейманов

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ФОРМФАКТОРОВ

F_{π} (m^2) И F_1^{ν} (m^2) В РЕАКЦИЯХ ТИПА



Summary

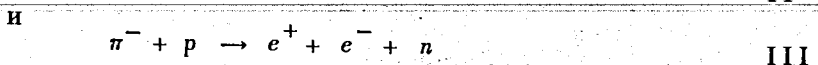
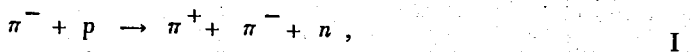
The possibility of measuring the electromagnetic form factors $F_{\pi}(m^2)$ and $F_1^V(m^2)$ in a timelike region of m^2 from

$\pi^- + p \rightarrow e^+ + e^- + n$ - like experiments is being studied in this paper. These experiments permit to investigate the indicated form factors at the values of m^2 not observed in colliding beam experiments. $F_{\pi}(m^2)$ and $F_1^V(m^2)$ are the only free parameters in the model, proposed by the authors earlier, that describes the reaction $\pi^- + p \rightarrow \gamma_{\nu}^{\pi} + n$ in terms of elementary pion and nucleon exchanges in t - and s -channels, respectively. Here γ_{ν}^{π} is an isovector virtual photon. It is possible to select the combinations of the density matrix elements p_{ij} ($i, j = 0, \pm 1$) for the reaction $\pi^- + p \rightarrow \gamma_{\nu}^{\pi} + n$ that will depend, to a high accuracy, on $F_{\pi}(m^2)$ and $F_1^V(m^2)$. Their experimental study would give some information about $F_{\pi}(m^2)$ and $F_1^V(m^2)$. The situation gets complicated for the values of m^2 inside a ρ -resonance region due to $\rho^0 - \omega$ - interference effects. As shown in the paper, it is possible to obtain $F_{\pi}(m^2)$ analysing one reaction, namely $\pi^- + p \rightarrow e^+ + e^- + n$. Whereas in order to obtain a mean value of F_1^V in the resonance region, it is necessary to investigate the reactions $\pi^- + p \rightarrow e^+ + e^- + n$ and $\pi^+ + n \rightarrow e^+ + e^- + p$ simultaneously.

1. Введение

Экспериментальные исследования электромагнитно-адронных взаимодействий привели к очень важным результатам. В частности, благодаря именно этим исследованиям получило развитие понятие масштабной инвариантности. Особенно значительное развитие получило представление о векторный мезон-фотонной аналогии, воплотившее фундаментальные идеи об универсальности сильных взаимодействий ^{/1/} и позволившее по-новому посмотреть на квантовую электродинамику. Калибровочные поля и универсальные взаимодействия особенно большое значение приобрели в последние годы в связи с устранением трудностей в формулировке калибровочных полей, обладающих массой, и указанием возможности перенормировки их взаимодействий ^{/2/}. Однако и по настоящее время мы не имеем ни строгой формулировки теории универсальных сильных взаимодействий, ни надежных экспериментальных проверок этого фундаментального свойства. В рамках модели векторной доминантности было получено довольно много экспериментальных указаний на правомерность отождествления ρ -, ω -и ϕ -мезонов с калибровочными полями сильных взаимодействий. Однако модель векторной доминантности предполагает использование ненадежных экстраполяций зависимости матричных элементов по массе векторного мезона. В работе авторов ^{/3/} подчеркивалось, что значительную ясность в применимость идей универсаль-

ности к сильным взаимодействиям можно внести путем экспериментального изучения зависимости матричных элементов от массы виртуального фотона при испускании, например, электрон-позитронной пары в адронных столкновениях. Целью настоящей работы является детальное рассмотрение в рамках некоторых реалистических моделей реакций



при условиях, когда возможно экспериментальное изучение дифференциальных сечений этих реакций как функций массы виртуального фотона. Оказывается возможным извлечь формфакторы пиона и нуклона как функции массы фотона, что позволяет делать суждения о соотношении между ними без предположения о постоянстве матричных элементов /как это делается в наивной модели векторной доминантности/. Предполагая ρ -доминантность в безвычитательных дисперсионных соотношениях /д.с./ для электронного формфактора пиона $F_\pi(m^2)$ и дираковского изовекторного формфактора нуклона $F_1^V(m^2)/4$, т.е. определяя F_π и F_1^V как:

$$F_\pi(m^2) = \frac{m_\rho^2}{f_\rho} \frac{f_{\rho\pi\pi}(m^2)}{m_\rho^2 - m^2} \quad /1/$$

и

$$F_1^V(m^2) = \frac{m_\rho^2}{f_\rho} \frac{f_{\rho NN}(m^2)}{m_\rho^2 - m^2}, \quad /2/$$

мы получаем возможность исследовать зависимость вершинных функций $f_{\rho\pi\pi}(m^2)$ и $f_{\rho NN}(m^2)$ от m^2 , т.е. получаем возможность сравнивать взаимодействие ρ -мезона, претендующего на роль одного из калибровочных полей в сильных взаимодействиях, с нуклоном и пионом. В /1/

и /2/ f_ρ - условие нормировки $F_\pi(0) = F_1^V(0) = 1$ приводит к соотношениям $f_\rho = f_{\rho\pi\pi}(0) = f_{\rho NN}(0)$ - определяет константу перехода фотона в ρ^0 -мезон /по последним экспериментальным данным $f_\rho^2/4\pi = 2,56/5$ /, а m_ρ - масса ρ -мезона. При значениях m в интервале 600-900 Мэв необходимо заменять пропагатор $(m_\rho^2 - m^2)^{-1}$ в /1/ и /2/ на ρ -мезонный пропагатор, учитывающий резонансную природу ρ -мезона, например, на $(m_\rho^2 - m^2 + im_\rho\Gamma_\rho)^{-1}$, где Γ_ρ - полная ширина ρ -мезона.

Интерес к реакциям II и особенно III объясняется тем, что модельное рассмотрение позволяет изучать формфакторы F_π и F_1^V в области значений массы фотона, недостижимой в экспериментах на встречных пучках /в II $m^2 > \mu^2$, а в III $m^2 > 4m_e^2$, где m_e и μ - массы электрона и пиона соответственно/, что представляет собой большую ценность.

В работе приводятся подробные формулы и числовые оценки для удобства экспериментаторов, которых интересуют предлагаемые опыты. Особое внимание уделяется значениям в резонансной области из-за эффектов $\rho^0 - \omega$ -интерференции. Сверху область изменения m мы ограничиваем началом резонансной области ρ -мезона, т.е. полагаем $m \leq 1,4$ Гэв.

В разделе 2 мы даем кинематическое описание реакции III и приводим выражения соответствующих дифференциальных сечений как функций инвариантной массы продуктов распада как для реакций III, так и для реакций I и II.

В разделе 3 приводятся выражения элементов матрицы плотности реакции $\pi^- + p \rightarrow \gamma^* + n$, полученные в так называемой электрической борновской модели /ЭБМ/, хорошо зарекомендовавшей себя в исследовании фоторождения заряженных пионов на нуклонах при высоких энергиях и свободной от неизвестных параметров.

В заключение в разделе 4 указанные элементы матрицы плотности рассматриваются с учетом $\rho^0 - \omega$ -интерференции. Показывается возможность получения определенных физических результатов даже в случае плохого экспериментального разрешения по массе продуктов в реакции III. В частности, мы приходим к выводу о не-

обходимости одновременного исследования реакций $\pi^- p \rightarrow e^+ + e^- + n$ и $\pi^+ + n \rightarrow e^+ + e^- + p$ для извлечения усредненной по резонансной области значений инвариантной массы e^+e^- -пары величины $f_{\rho NN}$.

2. Кинематика реакции $\pi^- + p \rightarrow e^+ + e^- + n$

В низшем порядке по константе тонкой структуры реакция III идет с обменом виртуальным фотоном γ^* с времениподобным 4-импульсом, как это показано на рис. 1, где $k_1(k_1^0, \vec{k}_1)$, $k_2(k_2^0, \vec{k}_2)$ обозначают 4-импульсы электрона и позитрона, $q(q^0, \vec{q})$ - 4-импульс π^- , а $p_1(p_1^0, \vec{p}_1)$ и $p_2(p_2^0, \vec{p}_2)$ - 4-импульсы протона p и нейтрона n , соответственно; $k = k_1 + k_2$ и $k^2 = m^2 > 4m_e^2$ - квадрат массы обмениваемого фотона γ^* /мы используем метрику $g_{00} = -g_{11} = -g_{22} = -g_{33} = 1$ /. Обычные мандельштамовские переменные s, t и u связаны с 4-импульсами участвующих в реакции частиц следующим образом:

$$s = (p_1 + q)^2 = (p_2 + k)^2, \quad t = (p_1 - p_2)^2 = (k - q)^2,$$

$$u = (p_1 - k)^2 = (p_2 - q)^2.$$

Как обычно, $s + t + u = 2M^2 + \mu^2 + m^2$, где M - масса нуклонов.

Дифференциальное сечение реакции III, усредненное по спину p и просуммированное по спином e^+, e^-, n , имеет вид /6/:

$$d\sigma = \frac{2\pi^2}{\sqrt{(p_1 \cdot q)^2 - M^2 \mu^2}} \sum |M|^2 \frac{d\vec{k}_1}{k_1^0} \frac{d\vec{k}_2}{k_2^0} \frac{d\vec{p}_2}{p_2^0} \delta^4(p_1 + q - p_2 - k_1 - k_2), \quad /3/$$

где M - релятивистски инвариантная амплитуда реакции, и суммирование производится по спином всех участвующих в реакции частиц. Кинематика реакции в принятом приближении особенно простая, если рассматривать процесс образования γ^* в с.ц.м. π^- и p , а распад γ^* - в его системе покоя. Для этого преобразуем инвариантный фазовый объем, в /3/

$$\frac{d\vec{k}_1}{k_1^0} \frac{d\vec{k}_2}{k_2^0} \frac{d\vec{p}_2}{p_2^0} \delta(p_1 + q - p_2 - k_1 - k_2)$$

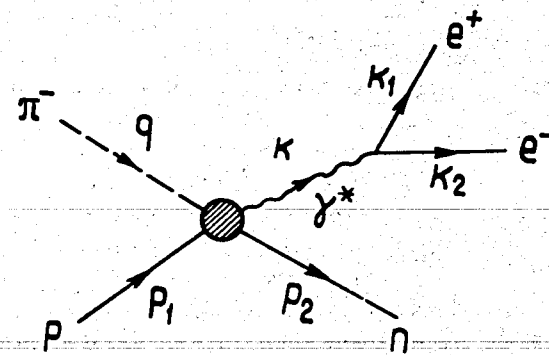


Рис. 1

в произведение инвариантных фазовых объемов, относящихся, соответственно, к процессу образования γ^* в с.ц.м. начальных частиц и к распаду γ^* в его системе покоя:

$$\frac{d\vec{k}}{k_0} \frac{d\vec{p}_2}{p_2^0} \delta^4(p_1 + q - p_2 - k) q \frac{dm^2}{\sqrt{m^2}} d\Omega_{\vec{q}}, \quad /4/$$

где $q = |\vec{q}|$, $\vec{q} = \frac{1}{2}(\vec{k}_1 - \vec{k}_2)$, $\sqrt{m^2} = 2\sqrt{q^2 + m_e^2}$ - масса γ^* в его системе покоя, а $d\Omega_{\vec{q}}$ - элемент телесного угла вдоль вектора \vec{q} .

При значениях инвариантной массы e^+e^- -пары, лежащих в резонансной области ρ -мезона, т.е. находящихся в интервале 600 - 900 Мэв, происходит "овеществление" виртуального фотона γ^* в ρ^0 -мезон и реакция III в указанном приближении рассматривается как чисто адронное рождение ρ^0 -мезона с последующим радиационным распадом ρ^0 -мезона на e^+e^- -пару. При этом для описания резонансного характера рождающейся частицы в правую часть /3/ вводится фактор

$$\frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_{\rho}(m)}{(m_{\rho}^2 - m^2)^2 + \Gamma_{\rho}(m)^2}, \quad /5/$$

определяющий распределение по квадрату инвариантной массы e^+e^- -пары m^2 и учитывающий конечную ширину резонанса. Введение фактора /5/ оказывается в полном соответствии с ρ -доминантным определением формфакторов F_π и F_1^V в /1/ и /2/ и мы ограничиваемся приближением $\Gamma_\rho(m) = \Gamma_\rho m_\rho$.

Распад $\rho^0 \rightarrow e^+e^-$ хорошо описывается в модели ρ^0 -мезон-фотон-анalogии, изображенной диаграммой на рис.2, где f_ρ - знакомая нам константа перехода ρ^0 -мезона в фотон. Отметим, что реакция III может происходить и за счет рождения и распада более узкого ω -мезонного резонанса, перекрывающегося с ρ^0 -мезонным. Вклад ω -мезона подробнее обсуждается в разделе 4.

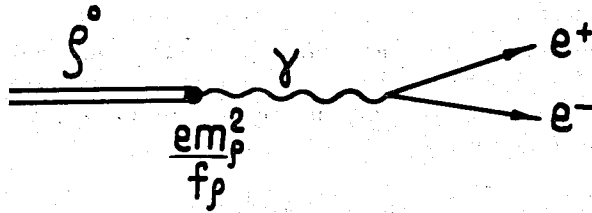


Рис. 2. Диаграмма распада $\rho^0 \rightarrow e^+e^-$ в модели ρ^0 -мезон-фотон-анalogии.

Релятивистски инвариантную амплитуду, записанную в представлении спиральностей /при этом суммирование в /3/ производится по спиральностям всех участвующих в реакции частиц/, можно также представить в виде суммы произведений инвариантных сомножителей:

$$M' = \langle \lambda_1 k_1, \lambda_2 k_2, \lambda_N p_2 | \hat{M}' | q, \lambda_N p_1 \rangle =$$

$$= \sum_{\lambda} \langle \lambda'_1 q, \lambda'_2 -q | \hat{A} | J \lambda \vec{0} \rangle R_{\lambda \lambda'_N; \lambda_N} (s, t, m^2). \quad /6/$$

В первой строчке /6/ $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_N, \lambda'_N$ обозначают спиральности e^+, e^-, p, n , соответственно. Во второй строчке $\langle \lambda'_1 q, \lambda'_2 -q | \hat{A} | J \lambda \vec{0} \rangle$ - амплитуда распада γ^* в его системе покоя, где \vec{q} - 3-импульс e^+ для определенности, а J и

λ - спин и спиральность γ^* ; $R_{\lambda \lambda'_N; \lambda_N}$ - амплитуда реакции $\pi^- + p \rightarrow \gamma^* + n$ в с.ц.м. π^- и p . Записывая амплитуды в соответствующих системах координат, мы использовали релятивистскую инвариантность сомножителей в /6/. Штрих у M означает, что M' отличается от M множителем /5/, если есть необходимость его введения. Отметим, что замена спиральностей λ_1 и λ_2 на λ'_1 и λ'_2 никак не сказывается на конечных результатах, т.к. в /3/ производится суммирование по всем спиральностям.

Для изучения корреляции образования и распада γ^* выберем такую систему осей, в которой ось Z направлена вдоль импульса падающего π^- , а ось Y перпендикулярна к плоскости реакции $\pi^- + p \rightarrow \gamma^* + n$. Переход к этой системе осей осуществляется с помощью поворота в системе покоя γ^* :

$$\langle \lambda'_1 q, \lambda'_2 -q | \hat{A} | J \lambda \vec{0} \rangle = \sum_M \langle \lambda'_1 q, \lambda'_2 -q | \hat{A} | J M \vec{0} \rangle D_{M \lambda}^{J*}(\omega). \quad /7/$$

Здесь $D_{M \lambda}^J(\omega)$ - матричный элемент оператора поворота, переносящего проекцию спина γ^* с импульса γ^* на импульс π^- , а M - проекция спина γ^* на определенную нами ось

Теперь введем спиновую матрицу плотности реакции

$$\pi^- + p \rightarrow \gamma^* + n:$$

$$\langle M' | \hat{\rho} | M \rangle = \frac{2\pi^3}{\sqrt{(p_1 \cdot q)^2 - M^2 \mu^2}} \frac{1}{|\vec{p}_1| (q^0 + p_1^0)} \sum D_{M' \lambda'}^{J*} \times$$

$$\times R_{\lambda'_1 \lambda'_N; \lambda_N} R_{\lambda \lambda'_N; \lambda_N}^* D_{\lambda M}^J. \quad /8/$$

Дифференциальное сечение реакции $\pi^- + p \rightarrow \gamma^* + n$, просуммированное по всем поляризационным состояниям γ^* , определяется соотношением:

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma^*) = \text{Sp}[\hat{\rho}]. \quad /9/$$

Нормированная матрица плотности определяется как

$$\langle M' | \hat{\rho} | M \rangle = \frac{\langle M' | \hat{\rho} | M \rangle}{\text{Sp}[\hat{\rho}]}$$

Так как амплитуда распада $\gamma^* \rightarrow e^+ e^- \langle \lambda', q, \lambda', -q | A | J M \rangle$ чисто электромагнитной природы, то квадратичная форма по этой амплитуде в /3/ может быть рассчитана с помощью аппарата квантовой электродинамики. Опуская несложные вычисления, связанные с интегрированием в /3/, мы приводим выражение для дифференциального сечения реакции $\pi^- + p \rightarrow e^+ + e^- + n$ для квадрата инвариантной массы $e^+ e^-$ -пары m^2 вне резонансной области:

$$\frac{d^3 \sigma}{dt dm^2 d\Omega_{\vec{q}}} = \frac{\alpha}{3\pi} \frac{m^2 + 2m_e^2}{m^4} \sqrt{\frac{m^2 - 4m_e^2}{m^2}} W_1(\theta, \phi) \frac{d\sigma}{dt}(\gamma^*) \quad /10/$$

$W_1(\theta, \phi)$ определяет угловое распределение e^+ и e^- в их системе центра масс в вышевыбранной системе осей:

$$W_1(\theta, \phi) = \frac{3}{8\pi} [1 - \bar{\rho}_{00} \cos^2 \theta - \bar{\rho}_{11} \sin^2 \theta + \rho_{1-1} \sin^2 \theta \cos 2\phi + \sqrt{2} \text{Re} \rho_{10} \sin 2\theta \cos \phi], \quad /11/$$

где θ и ϕ - полярный и азимутальный углы вылета e^+ , для определенности, и $\bar{\rho}_{11} + \bar{\rho}_{-1-1} + \bar{\rho}_{00} = 2\bar{\rho}_{11} + \bar{\rho}_{00} = 1$.

Выражение /10/, проинтегрированное по θ и ϕ , переходит в

$$\frac{d^2 \sigma}{dt dm^2} = \frac{\alpha}{3\pi} \frac{m^2 + 2m_e^2}{m^4} \sqrt{\frac{m^2 - 4m_e^2}{m^2}} \frac{d\sigma}{dt}(\gamma^*) \quad /10'/$$

Модификация /10/ на случай резонансных значений m^2 /0,35 $\leq m^2 \leq$ 0,81 /Гэв/с²/ осуществляется с помощью введения фактора /5/ и использования упомянутой модели расчета распада $\rho^0 \rightarrow e^+ e^-$. В итоге, при резонансных m^2 /10/ переходит в

$$\frac{d^3 \sigma}{dt dm^2 d\Omega_{\vec{q}}} = \frac{\alpha^2}{3\pi} \frac{m^4}{m^2 |D_\rho(m^2)|^2} \left(\frac{f}{4\pi}\right)^{-1} W_1^\rho(\theta, \phi) \frac{d\sigma^\rho}{dt}, \quad /12/$$

где $\frac{d\sigma^\rho}{dt}$ - просуммированное по спиральностям ρ^0 -мезона сечение реакции $\pi^- + p \rightarrow \rho^0 + n$, $D_\rho(m^2) = m_\rho^2 - m^2 + im_\rho \Gamma_\rho$, а $W_1^\rho(\theta, \phi)$ отличается от $W_1(\theta, \phi)$ заменой элементов матрицы плотности реакции $\pi^- + p \rightarrow \gamma^* + n$ $\bar{\rho}_{ij}$ на соответствующие элементы реакции $\pi^- + p \rightarrow \rho^0 + n$ $\bar{\rho}_{ij}^\rho(i, j=0, \pm 1)$ /в /12/ мы пренебрегли малой массой m_e /.

Аналогичные выражения для дифференциальных сечений реакций II и I при резонансных значениях m^2 будут, соответственно, следующие:

$$\frac{d^3 \sigma}{dt dm^2 d\Omega_{\vec{q}}} = \frac{1}{24\pi} \left(\frac{f_{\rho\pi\gamma}}{4\pi}\right) \frac{(m^2 - \mu^2)^3}{m^4 |D_\rho(m^2)|^2} W_2^\rho(\theta, \phi) \frac{d\sigma^\rho}{dt} \quad /13/$$

и

$$\frac{d^3 \sigma}{dt dm^2 d\Omega_{\vec{q}}} = \frac{1}{12\pi} \left(\frac{f_{\rho\pi\pi}}{4\pi}\right) \frac{m^2 - 4\mu^2}{|D_\rho(m^2)|^2} \sqrt{\frac{m^2 - 4\mu^2}{m^2}} W_3^\rho(\theta, \phi) \frac{d\sigma^\rho}{dt} \quad /14/$$

В /13/ и /14/ $f_{\rho\pi\gamma}$ и $f_{\rho\pi\pi}$ - безразмерные $\rho\pi\gamma$ -и $\rho\pi\pi$ -вершинные функции, а $W_2^\rho(\theta, \phi)$ и $W_3^\rho(\theta, \phi)$ определяются как /6/:

$$W_2^\rho(\theta, \phi) = W_1^\rho(\theta, \phi), \quad W_3^\rho(\theta, \phi) = \frac{3}{4\pi} - 2W_1^\rho(\theta, \phi). \quad /15/$$

Как уже отмечалось, реакции II и III интересны тем, что позволяют измерять дифференциальные сечения как функции от m^2 в областях масс γ^* , недостижимых в экспериментах на встречных пучках. Реакция III особенно интересна, так как здесь мы имеем возможность исследовать экстраполяцию по m^2 релятивистски инвариантных матричных элементов практически в θ -эта возможность обеспечивается фактором $\frac{m^2 + 2m_e^2}{m^4}$ в /10/, сущест-

венно увеличивающим дифференциальное сечение при $m^2 \rightarrow 4m_e^2 \approx 0$. Отмечаем также, что теоретический анализ реакции $\pi^- + p \rightarrow e^+ + e^- + n$ упрощен из-за отсутствия сильного взаимодействия в конечном состоянии, не поддающегося точной оценке за неимением строгой теории.

3. Элементы матрицы плотности в ЭБМ

Как известно /7/, реакция $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + n$ при $|t| \leq \mu^2$ в широком интервале энергий /2,5 ≤ E ≤ 16 Гэв/ хорошо описывается электрическими борновскими членами, т.е. диаграммами Фейнмана с обходами пионом в t -канале и протоном в s -канале. Приблизительное равенство сечений реакций $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + n$ и $\gamma + n \rightarrow \pi^- + p$ при очень малых t указывает на доминирующий вклад изовекторной компоненты фотона в этих реакциях. В рамках модели отметим очень интересный факт практического постоянства значения вершинной функции $g_{\pi NN} \equiv g$ при изменении массы одного из нуклонов в интервале 2,5 - 6 Гэв.

Чо и Сакураи применили аналогичную модель к описанию реакции $\pi^- + p \rightarrow \rho^0 + n$ с ρ^0 -мезоном на массовой поверхности /8/, получив хорошее согласие с экспериментальными данными для $|t| \leq 2\mu^2$ и при значениях энергии в интервале 3 - 8 Гэв.

В предыдущей работе мы обобщили указанную модель на реакцию $\pi^- + p \rightarrow \gamma^* + n$ /3/, где γ^* - изовекторный виртуальный фотон с V времениподобным 4-импульсом. Борновские диаграммы, использованные нами для вычисления элементов спиновой матрицы плотности, изображены на рис. 3. В $\gamma^* NN$ - и $\gamma^* \pi\pi$ - вершинах мы использовали формфакторы $F_1(m^2)$ и $F_\pi(m^2)$, соответственно. /Отметим очень малый вклад паулиевского формфактора нуклона $F_2(m^2)$ при $|t| \ll s$ /.

При высоких энергиях $s - M^2 \gg m^2$ и для малых t эта простая модель дает для элементов матрицы плотности реакции $\pi^- + p \rightarrow \gamma^* + n$, вычисленных в с.с.м. реакции, следующие выражения:

$$\frac{d\sigma_T(\gamma_V^*)}{dt} \equiv 2\bar{\rho}_{11} \frac{d\sigma(\gamma_V^*)}{dt} = \quad /16/$$

$$= \frac{2\pi\alpha}{(s-M^2)^2} \left(\frac{g^2}{4\pi}\right) |F_\pi(m^2)|^2 \frac{2t^2 + 2t(\mu^2 - t) \operatorname{Re} \kappa + (t + \mu^2)^2}{(t - \mu^2)^2},$$

$$\frac{d\sigma_L(\gamma_V^*)}{dt} \equiv \bar{\rho}_{00} \frac{d\sigma(\gamma_V^*)}{dt} = \quad /17/$$

$$= -\frac{+2\pi\alpha}{(s-M^2)^2} \left(\frac{g^2}{4\pi}\right) |F_\pi(m^2)|^2 \frac{t|m^2 + (1-\kappa)(t-\mu^2)|^2}{m^2(t-\mu^2)^2},$$

$$\bar{\rho}_{1-1} \frac{d\sigma(\gamma_V^*)}{dt} = \frac{2\pi\alpha}{(s-M^2)^2} \left(\frac{g^2}{4\pi}\right) |F_\pi(m^2)|^2 \frac{t(t-\mu^2) \operatorname{Re} \kappa - t^2}{(t-\mu^2)^2}, \quad /18/$$

$$\operatorname{Re} \rho_{10} \frac{d\sigma}{dt_{10}}(\gamma_V^*) = \frac{2\pi\alpha}{(s-M^2)^2} \left(\frac{g^2}{4\pi}\right) |F_\pi(m^2)|^2 \sqrt{-\frac{t}{2m^2}} \frac{1}{(t-\mu^2)^2} \cdot$$

$$[(\mu^2 - t)^2 |\kappa|^2 + 2t(\mu^2 - t - m^2) - (t - \mu^2)(\mu^2 - 3t - m^2) \operatorname{Re} \kappa]. \quad /19/$$

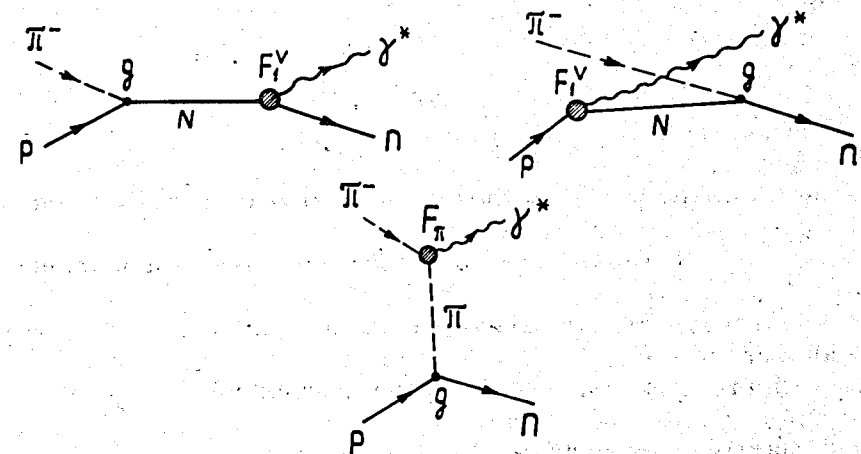


Рис. 3. Борновские диаграммы для реакции $\pi^- + p \rightarrow \gamma^* + n$.

в /16/ и /17/ $\frac{d\sigma_T}{dt}(\gamma_V^*)$ и $\frac{d\sigma_L}{dt}(\gamma_V^*)$ - дифференциальные сечения реакции $\pi^- + p \rightarrow \gamma_V^* + n$ с виртуальным фотоном γ_V^* , поляризованным поперечно и продольно, соответственно; $\kappa(m^2) = F_1^V(m^2)/F_\pi(m^2)$, $a=1/137$, а $g^2/4\pi$ принимается равным 14,7. При $m^2=0$, т.е. в случае реакции обратного фоторождения, имеем:

$$\frac{d\sigma_L}{dt} = 0, \quad \frac{d\sigma_T}{dt}(\gamma_V^*) = \frac{4\pi a}{(s-M^2)^2} \left(\frac{g^2}{4\pi}\right) \frac{t^2 + \mu^4}{(t-\mu^2)^2} \quad /20/$$

Как зависят выражения для $\bar{\rho}_{ij} \frac{d\sigma}{dt}(\gamma_V^*)$ от формфакторов F_π и F_1^V в рамках модели? Из /16/ и /18/ получаем очень интересное предсказание ЭБМ: дифференциальное сечение реакции $\pi^- + p \rightarrow \gamma_V^* + n$ с γ_V^* , поляризованным по нормали к плоскости реакции, $\frac{d\sigma_\perp}{dt}(\gamma_V^*)$ определяется лишь нуклонным формфактором $F_1^V(m^2)$, а именно,

$$\frac{d\sigma_\perp}{dt}(\gamma_V^*) \equiv (\bar{\rho}_{11} + \bar{\rho}_{1-1}) \frac{d\sigma}{dt}(\gamma_V^*) = \frac{2\pi a}{(s-M^2)^2} \left(\frac{g^2}{4\pi}\right) |F_1^V(m^2)|^2, \quad /21/$$

так что экспериментальное исследование зависимости

$\frac{d\sigma_L}{dt}(\gamma_V^*)$ от m^2 позволило бы изучать непосредственно $F_1^V(m^2)$ для m^2 , лежащих во всем рассматриваемом интервале.

Далее легко показать нечувствительность $\frac{d\sigma_L}{dt}(\gamma_V^*)$

к малым изменениям $\kappa(m^2)$ вблизи 1, т.е. при малом отличии формфакторов $F_1^V(m^2)$ и $F_\pi(m^2)$. Действительно, воспользовавшись обработкой д.с. для амплитуд реакции

$\pi^- + p \rightarrow \rho^0 + n$, проделанной Шмидтом /9/, получившим $f_{\rho NN}/f_{\rho\pi\pi} = 0,82$ при $m^2 = m_\rho^2$, и перенося с помощью /1/ и /2/ эту величину на отношение F_1^V/F_π при $m^2 = m_\rho^2$, мы можем аппроксимировать $\kappa(m^2)$ в рассматриваемом

интервале значений m , например, равенством $\kappa(m) =$

$$1 - 0,18 \frac{m^2}{m_\rho^2}. \quad \text{С подобной аппроксимацией выражение}$$

/17/ для $\frac{d\sigma_L}{dt}(\gamma_V^*)$ отличается от выражения:

$$\frac{d\sigma_L}{dt}(\gamma_V^*) = -\frac{2\pi a}{(s-M^2)^2} \left(\frac{g^2}{4\pi}\right) |F_\pi(m^2)| \frac{tm^2}{(t-\mu^2)^2}, \quad /17/$$

полученного из /17/ с $\kappa=1$, лишь на 2-3% при $0 < |t| \leq 2\mu^2$.

Таким образом, изучение зависимости $\frac{d\sigma_L}{dt}(\gamma_V^*)$ от m^2

даст нам с хорошей точностью информацию об электромагнитном формфакторе π -мезона $F_\pi(m^2)$.

Экспериментально исследуя реакции I - III в выбранном приближении, мы имеем дело с реакцией $\pi^- + p \rightarrow \gamma^* + n$, в которую дает вклад и изоскалярная компонента виртуального фотона γ^* . Поэтому для извлечения $F_\pi(m^2)$ и $F_1^V(m^2)$ из вышеуказанных дифференциальных сечений необходимо оценить вклад в них амплитуд реакции $\pi^- + p \rightarrow \gamma^* + n$. Эта задача решается в разделе 4 для резонансных значений m^2 .

4. О возможности проверки равенства $f_{\rho\pi\pi}(m^2) = f_{\rho\pi\pi}(m_\rho^2)$

При резонансных значениях $m / 0,36 \leq m^2 \leq 0,81$ /Гэв/с² / реакция III идет за счет рождения и радиационных распадов на e^+e^- -пары ρ^0 и ω -мезонов. Для реакции $\pi^- + p \rightarrow \rho^0 + n$ рассматриваемая модель дает

следующие выражения для $\frac{d\sigma}{dt}$ и $(\bar{\rho}_{11} + \bar{\rho}_{1-1}) \frac{d\sigma}{dt}$:

$$\bar{\rho}_{00}^{\rho} \frac{d\sigma^{\rho}}{dt} = \frac{2\pi}{(s-M^2)^2} \left(\frac{g^2}{4\pi} \right) \left(\frac{f_{\rho\pi\pi}(m^2)}{4\pi} \right) \times \quad /22/$$

$$\times \frac{t[m^2 + (1-\kappa')(t-\mu^2)]^2}{m^2(t-\mu^2)^2}$$

$$(\bar{\rho}_{11}^{\rho} + \bar{\rho}_{1-1}^{\rho}) \frac{d\sigma^{\rho}}{dt} = \frac{2\pi}{(s-M^2)^2} \left(\frac{g^2}{4\pi} \right) \left(\frac{f_{\rho NN}(m^2)}{4\pi} \right) \quad /23/$$

где $\kappa'(m^2) = f_{\rho NN}(m^2) / f_{\rho\pi\pi}(m^2)$. Подставляя /22/ и /23/ в выражение /12/ для $\frac{d^3\sigma}{d+dm^2 d\Omega_{\vec{q}}}(\pi^- + p \rightarrow e^+ + e^- + n)$,

справедливое при резонансных значениях m^2 , мы тем самым определяем вклад обмена ρ^0 -мезона в соответствующие сечения реакции III.

Каков будет вклад ω -мезона в полные дифференциальные сечения $\bar{\rho}_{00} \frac{d^2\sigma}{dt+dm^2}(\pi^- + p \rightarrow e^+ + e^- + n)$ и $(\bar{\rho}_{11} + \bar{\rho}_{1-1}) \frac{d^2\sigma}{d+dm^2}(\pi^- + p \rightarrow e^+ + e^- + n)$?

Сначала рассмотрим вклад ω -мезона в $\bar{\rho}_{00} \frac{d^2\sigma}{d+dm^2}$.

Диаграмма на рис. 2, определяющая радиационный распад ρ^0 -мезона на e^+e^- -пару, справедливая и для распада $\omega \rightarrow e^+e^-$, дает в рамках $SU(3)$ -симметрии следующее соотношение между ширинами распадов ρ^0 - и ω -мезонов: $\Gamma(\rho^0 \rightarrow e^+e^-) = 9\Gamma(\omega \rightarrow e^+e^-)$. Кроме того, все эксперименты

показывают, что $\bar{\rho}_{00} \frac{d\sigma}{dt}(\pi N \rightarrow \omega N') \ll \bar{\rho}_{00} \frac{d\sigma}{dt}(\pi N \rightarrow \rho^0 N')$ при

$|t| \leq 0,2$ /Гэв/с². Так, например, в работе Армениезе и др. было показано, что при $t = -0,03$ /Гэв/с²

$\bar{\rho}_{00}^{\rho} \frac{d\sigma^{\rho}}{dt} / \bar{\rho}_{00}^{\omega} \frac{d\sigma^{\omega}}{dt} = 60 \div 90 /10/$. Поэтому вклад

ω -мезона в $\bar{\rho}_{00} \frac{d^2\sigma}{d+dm^2}(\pi^- + p \rightarrow e^+ + e^- + n)$ должен быть

существенно меньше вклада ρ^0 -мезона. /Более того, анализируя распределение значений $\bar{\rho}_{00} \frac{d^2\sigma}{d+dm^2}(\pi^- + p \rightarrow e^+ + e^- + n)$

по m при $|t| \ll s$ мы, вероятно, даже не увидим узкого ω -мезонного пика на фоне широкого ρ^0 -мезонного распределения/. Итак, с большой точностью, мы вправе

ограничиться вкладом ρ^0 -мезона в $\bar{\rho}_{00} \frac{d^2\sigma}{d+dm^2}$ в слу-

чае реакции III, что позволит исследовать вершинную функцию $f_{\rho\pi\pi}(m^2)$ при экспериментальном изучении рас-

пределения сечения $\bar{\rho}_{00} \frac{d^2\sigma}{dt+dm^2}$ по m^2 с $\bar{\rho}_{00} \frac{d\sigma}{dt}$,

взятым равным $\bar{\rho}_{00}^{\rho} \frac{d\sigma^{\rho}}{dt}$, определяемым выражением

/22/. Далее, предполагая малость вклада изоскалярной

компоненты виртуального фотона γ_s^* в $\frac{d\sigma_L}{dt}(\pi^- + p \rightarrow \gamma^* + n)$

во всем рассматриваемом интервале значений m^2 , т.е. объясняя распределение по m^2 в обе стороны от резонансной области лишь ρ -мезонными "хвостами", мы получаем возможность непосредственного исследования электромагнитного формфактора π -мезона $F_{\pi}(m^2)$,

изучая распределение по m^2 сечения $\bar{\rho}_{00} \frac{d^2\sigma}{d+dm^2}(\pi^- + p \rightarrow \gamma^* + n)$

с $\frac{d\sigma_L}{dt}(\gamma^*)$, взятым в виде /17'/.

Существенно сложнее ситуация с вкладом ω -мезона в комбинацию элементов матрицы плотности

$(\bar{\rho}_{11} + \bar{\rho}_{1-1}) \frac{d^2\sigma}{d+dm^2}(\pi^- + p \rightarrow e^+ + e^- + n)$. Из эксперимента Армениезе и др. следует, что при $t = -0,03$ /Гэв/с²

$(\bar{\rho}_{11} + \bar{\rho}_{1-1}) \frac{d\sigma^{\rho}}{dt} /$

$(\bar{\rho}_{11}^{\omega} + \bar{\rho}_{1-1}^{\omega}) \frac{d\sigma^{\omega}}{dt} = 6 \div 12 /10/$, так что пренебрегать вкладом

ω -мезона в это сечение уже нельзя. Отметим здесь, что

полное распределение $(\bar{\rho}_{11} + \bar{\rho}_{1-1}) \frac{d^2 \sigma}{d + dm^2}$ для реакции

III будет заметно отличаться от ρ^0 -мезонного распределения $(\bar{\rho}_{11}^{\rho} + \bar{\rho}_{1-1}^{\rho}) \frac{d^2 \sigma^{\rho}}{d + dm^2}$ только в узкой области

ω -мезона $/775 \leq m \leq 795$ Мэв/, так что для получения физической информации, касающейся вклада ω -мезона, необходим эксперимент с разрешением по массе e^+e^- -пары $\Delta m \approx 1$ Мэв, что представляется очень сложной задачей в настоящее время. Можем ли мы оценить значения $f_{\rho \nu N}$ при резонансных значениях m^2 при заведомо плохом разрешении по m^2 ?

Частичный ответ на поставленный вопрос можно получить при анализе проинтегрированных по m^2 экспериментально измеряемых сечений

$$(\rho_{11} + \rho_{1-1}) \frac{d^2 \sigma}{dt dm^2} (\pi^- + p \rightarrow e^+ + e^- + n) -$$

- пределами интегрирования выбираются границы ρ -мезонной области, т.е. 0,36 и 0,81 /Гэв/с/². Выберем

эффективную амплитуду, ответственную за полное сечение

в следующем виде $(\bar{\rho}_{11} + \bar{\rho}_{1-1}) \frac{d^2 \sigma}{dt dm^2} (\pi^- + p \rightarrow e^+ + e^- + n)$

$$\frac{R_{\rho} A_{\rho}}{D_{\rho}} + \frac{R_{\omega} A_{\omega}}{D_{\omega}}$$

где R_{ρ} - амплитуда, отвечающая ρ -мезонному сечению

$$(\bar{\rho}_{11}^{\rho} + \bar{\rho}_{1-1}^{\rho}) \cdot \frac{d\sigma}{dt} \cdot (\pi^- + p \rightarrow \rho^0 + n), A_{\rho} -$$

- амплитуда распада $\rho^0 \rightarrow e^+e^-$, $D_{\rho} = m^2 - m_{\rho}^2 + im_{\rho} \Gamma_{\rho}$ - брейт-вигнеровская форма пропагатора, а R_{ω} , A_{ω} и D_{ω} - соответствующие ω -мезонные характеристики. Тогда отношение

$$\frac{\int dm^2 \left| \frac{R_{\rho} A_{\rho}}{D_{\rho}} + \frac{R_{\omega} A_{\omega}}{D_{\omega}} \right|^2}{\int dm^2 \left| \frac{R_{\rho} A_{\rho}}{D_{\rho}} \right|^2} \quad /24/$$

определяет отклонение полного сечения $(\bar{\rho}_{11} + \bar{\rho}_{1-1}) \frac{d\sigma}{dt}$ от ρ -мезонного $(\bar{\rho}_{11}^{\rho} + \bar{\rho}_{1-1}^{\rho}) \frac{d\sigma^{\rho}}{dt}$. Так как m^2 зависи-

мость в подынтегральных выражениях в /24/ целиком определяется брейт-вигнеровскими факторами, то /24/ вычислим при известных величинах отношений A_{ω}/A_{ρ} и R_{ω}/R_{ρ} . Из $SU(3)$ -симметрии следует, что $A_{\omega}/A_{\rho} = 1/3$. Квадратный корень из величины отношения $(\bar{\rho}_{11}^{\omega} + \bar{\rho}_{1-1}^{\omega}) \cdot \frac{d\sigma}{dt} \cdot (\pi N \rightarrow \omega N') / (\bar{\rho}_{11}^{\rho} + \bar{\rho}_{1-1}^{\rho}) \cdot \frac{d\sigma}{dt} \cdot (\pi N \rightarrow \omega N')$

при данных s и t определяет модуль T отношения амплитуд $R_{\omega}/R_{\rho} = T \exp(i\phi)$. Эксперименты показывают, что при $|t| \ll s$ $1 < T < \frac{1}{5}$. Неопределенной остается лишь фаза ϕ при данных s и t . Выражение для реакции $\pi^+ + n \rightarrow e^+ + e^- + p$ типа выражения /24/, записанного для реакции III, отличается лишь знаком перед $R_{\omega} A_{\omega}/D_{\omega}$ из-за различия в изотопических преобразованиях волновых функций ρ^0 - и ω -мезонов - реакции $\pi^- + p \rightarrow e^+ + e^- + n$ и $\pi^+ + n \rightarrow e^+ + e^- + p$ изотопически сопряжены друг другу - иными словами, фаза ϕ реакции III переходит в фазу $\phi' = \phi \pm 180^\circ$ реакции $\pi^+ + n \rightarrow e^+ + e^- + p$. Сумма выражений типа /24/ для рассматриваемых изотопически сопряженных реакций практически не зависит от ϕ . Так, например, для $T = 1/3$ указанная сумма равна 2,3 при любом ϕ . И, вообще, произвольному модулю T_k будет соответствовать вполне определенное число k , равное сумме выражений типа /24/ для обеих реакций, в которых берется $|R_{\omega}/R_{\rho}| = T_k$.

Таким образом, определяя T_k из экспериментов по чисто адронному рождению ρ^0 - и ω -мезонов в реакциях $\pi^+ + p \rightarrow (\rho^0, \omega) + n$ и $\pi^+ + n \rightarrow (\rho^0, \omega) + p$, суммируя экспе-

риментально определяемые величины $\int (\bar{\rho}_{11} + \bar{\rho}_{1-1}) \frac{d^2 \sigma}{dt dm^2} dm^2$

в реакциях $\pi^- + p \rightarrow e^+ + e^- + n$ и $\pi^+ + n \rightarrow e^+ + e^- + p$ и для сумм на определенное выше число k , мы выделяем, тем самым, вклад ρ^0 -мезона в $(\bar{\rho}_{11} + \bar{\rho}_{1-1}) \frac{d\sigma}{dt}$. Знание

величины $(\bar{\rho}_{11}^{\rho} + \bar{\rho}_{1-1}^{\rho})^{\rho} \frac{d\sigma}{dt}(\rho^0)$ позволит, в свою оче-

редь, получить значение вершинной функции $f_{\rho NN}(m^2)$, усредненное по резонансной области значений m^2 , из

выражения /23/ для $(\bar{\rho}_{11}^{\rho} + \bar{\rho}_{1-1}^{\rho}) \frac{d\sigma}{dt}(\rho^0)$. Пред-

положение о малости вклада γ^* в $\frac{d\sigma_{\perp}}{dt}(\pi^- + p \rightarrow \gamma^* + n)$

для нерезонансных значений m^2 , представляющееся менее обоснованным по сравнению с аналогичным предполо-

жением о вкладе γ^* в $\frac{d\sigma_{\perp}}{dt}$, позволило бы непосред-

ственно исследовать электромагнитный формфактор нук-

лона $F_1^V(m^2)$ при изучении распределения по m^2 сече-

ния $\frac{d^2 \sigma_{\perp}}{d + dm^2}(\pi^- + p \rightarrow e^+ + e^- + n)$ с $\frac{d\sigma_{\perp}}{dt}(\gamma^*)$, взятым

в виде /21/.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность С.Б.Герасимову и А.Б.Говоркову за ценные обсуждения рассмотренных выше вопросов.

Литература

1. J.J.Sakurai. *Ann. Phys.*, **11**, 1, 1960.
 2. B.W.Lee. *Unified Theory of Weak and Electromagnetic Interactions*, Preprint of NAL, Batavia, 1972.
 3. A.M.Baldin, V.A.Suleymanov. *Phys.Lett.*, **37B**, 305, 1971.
 4. J.J.Sakurai. *Currents and Mesons*, The University of Chicago Press, 1967.
- /см. перевод: Дж. Сакураи. Токи и мезоны, М., Атомиздат, 1972/.

5. D.Benaksas et al., *Phys.Lett.*, **39B**, 289, 1972.
6. А.М.Балдин и др. *Кинематика ядерных реакций*, М., Атомиздат, 1968.
7. B.Richter. *Proceedings 1967 International Symposium on Electron and Proton Interactions at High Energies*, Stanford, California, 1967.
8. C.F.Cho, J.J.Sakurai. *Phys.Lett.*, **30B**, 119, 1969.
9. W.Schmidt. *Cornell preprint*, CLNS-72.
10. N.Armenize et al. *Nuovo Cimento.*, **65A**, 637, 1970.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 апреля 1973 года.