

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



СЗ46, 4а
П-305

4/11-73

P2 - 7037

2033/2-73

С.Г. Петрова

МУЛЬТИПОЛЬНЫЙ АНАЛИЗ

ПРОЦЕССА $\pi^- p \rightarrow n e^+ e^-$

В БОРНОВСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

1973

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P2 - 7037

С.Г. Петрова

МУЛЬТИПОЛЬНЫЙ АНАЛИЗ
ПРОЦЕССА $\pi^- p \rightarrow \pi^+ e^-$
В БОРНОВСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

§ I. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время наряду с экспериментальным изучением процессов электророжения^{/1/}:

$$eN \rightarrow eN\pi \quad (1)$$

и фоторожения^{/2/}

$$\gamma N \rightarrow N\pi \quad (2)$$

активно изучается процесс обратного электророжения пионов^{/3,4/}:

$$p\pi^- \rightarrow e^+e^-n. \quad (3)$$

В Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ измерено сечение этого процесса при кинетической энергии пионов $E_{\pi} = 275$ Мэв. Показано, что при этой энергии можно ограничиться борновским приближением^{/4/} (рис. 1а, б, в). Изучение процесса (3) дает возможность, таким образом, получить информацию о формфакторах нуклона в области времени-подобных передач импульса.

Полная информация об амплитуде процесса (3) может быть получена путем феноменологического анализа. С этой целью в настоящей работе выполнено общее разложение амплитуды по мультиполям. Далее в работе вычисляются низшие мультиполи в борновском приближении.

В процессе (3) при фиксированном S минимальное значение K^2 равно $K_{min}^2 = -(\sqrt{S} - M)^2$, (M - масса нуклона, $S = -(p_1 + q)^2$ - переменная Манделштама, K - 4-импульс виртуального фотона). В с.ц.м. при $K^2 \rightarrow K_{min}^2$ имеем $|K| \rightarrow 0$. Рождение виртуального фотона с $K^2 = K_{min}^2$ можно рассматривать как пороговое рождение (квазипорог). Как показано в работе^{/5/}, в этой области можно ограничиться борновским приближением.

Если кроме борновских диаграмм учесть диаграмму с обменом изобарой (рис. 1г), то можно видеть, что в интересующей нас области энергий вклад этой диаграммы в сечение невелик^{/4/}. Во всей области изменения K^2 борновские члены дают основной вклад. Представляет, следовательно, интерес выяснение вопроса о том, какие мультиполи в борновском приближении дают наибольший вклад. Кроме того, мультипольный анализ позволяет получить в явном виде зависимость сечения от $\cos\theta^*$ (θ^* - угол между импульсами π -мезона и виртуального фотона в с.ц.м.).

В данной работе получены выражения для мультиполей в борновском приближении для процесса (3). Проведены численные расчеты мультиполей и определен их вклад в сечение. Исследуется зависимость этих величин от формфакторов π -мезона и нуклона.

В § 2 приводятся результаты общего мультипольного разложения амплитуды процесса (3).

В § 3 приводятся результаты расчетов мультиполей в борновском приближении, а также исследуется влияние на мультиполи формфакторов π -мезона и нуклона.

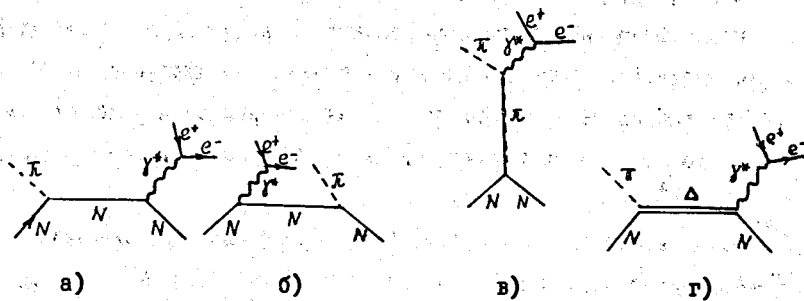


Рис. I

§ 2. КИНЕМАТИКА. МУЛЬТИПОЛЬНОЕ РАЗЛОЖЕНИЕ АМПЛИТУД.

Матричный элемент процесса (3) в однофотонном приближении имеет вид:

$$M = \epsilon_\mu J_\mu, \quad (4)$$

где:

$$\epsilon_\mu = \bar{u}(k_1) \gamma_\mu u(k_2) \frac{e}{K^2}, \quad (4a)$$

$$J_\mu = \langle p_2 | j_\mu(0) | q, p_1 \rangle, \quad (4б)$$

P_1, P_2 - 4-импульсы начального и конечного нуклонов,

K_1, K_2 - 4-импульсы электрона и позитрона,

q - 4-импульс π -мезона,

j_μ - оператор адронного тока.

Матричный элемент может быть разложен следующим образом по лоренц-инвариантным структурам^{/6/}

$$J_\mu \epsilon_\mu = \bar{u}(p_2) \left(\sum_{i=1}^6 A_i M_i \right) u(p_1), \quad (5)$$

где:

$$M_1 = \frac{1}{2} i \gamma_5 \gamma_\mu \gamma_\nu F_{\mu\nu}$$

$$M_2 = 2i \gamma_5 p_\mu (q - \frac{1}{2} k)_\nu F_{\mu\nu}$$

$$M_3 = \gamma_5 \gamma_\mu q_\nu F_{\mu\nu}$$

$$M_4 = 2\gamma_5 \gamma_\mu p_\nu F_{\mu\nu} - 2M_1 M_2$$

$$M_5 = i \gamma_5 K_\mu q_\nu F_{\mu\nu}$$

$$M_6 = \gamma_5 K_\mu \gamma_\nu F_{\mu\nu}$$

$$F_{\mu\nu} = \epsilon_\mu K_\nu - \epsilon_\nu K_\mu, \quad p = \frac{1}{2} (p_1 + p_2).$$

(6)

Инвариантные амплитуды A_i зависят от переменных s, t и K^2 ($t = -(k - q)^2$). В с.ц.м. запишем матричный элемент через двухкомпонентные спиноры и σ -матрицы Паули [7].

$$\bar{u}(p_2) (\sum_i A_i M_i) u(p_1) = X^+(2) F \chi(1), \quad (7)$$

где

$$F = i(\vec{\sigma} \cdot \vec{\alpha}) F_1 - (\vec{\sigma} \cdot [\vec{K} \times \vec{\alpha}]) (\vec{\sigma} \cdot \vec{q}) F_2 + i(\vec{\sigma} \cdot \vec{K}) (\vec{\alpha} \cdot \vec{q}) F_3 + (8) \\ + i(\vec{\sigma} \cdot \vec{K}) (\vec{\alpha} \cdot \vec{K}) F_5 + i(\vec{\sigma} \cdot \vec{q}) (\vec{\alpha} \cdot \vec{q}) F_4 + i(\vec{\sigma} \cdot \vec{q}) (\vec{\alpha} \cdot \vec{K}) F_6 \\ a_\mu = \epsilon_\mu - \frac{\epsilon_\mu}{k_0} k_\mu, \quad \vec{q} = \frac{\vec{q}}{|\vec{q}|}, \quad \vec{K} = \frac{\vec{K}}{|\vec{K}|}$$

Выражение (8) совпадает с T-сопряженным матричным элементом процесса электророжения.

Разложим амплитуды F_i по мультиполям $E_{\ell\pm}, M_{\ell\pm}, L_{\ell\pm} (S_{\ell\pm})$, где $E_{\ell\pm}, M_{\ell\pm}, L_{\ell\pm} (S_{\ell\pm})$ - электрические, магнитные, продольные (скалярные) мультиполи, для которых $J = \ell \pm \frac{1}{2}$ (J - полный момент, ℓ - относительный орбитальный момент Π -мезона). Мультиполи $L_{\ell\pm}$ и $S_{\ell\pm}$ связаны между собой вследствие сохранения тока [6]:

$$L_{\ell\pm} = \frac{k_0}{|\vec{K}|} S_{\ell\pm}. \quad (9)$$

Мультипольное разложение имеет следующий вид:

$$F_1 = \sum_{\ell=0}^{\infty} \{ [(\ell + 1) M_{\ell-} + E_{\ell-}] P_{\ell-1}' + [\ell M_{\ell+} + E_{\ell+}] P_{\ell+1}' \} \\ F_2 = \sum_{\ell=1}^{\infty} [(\ell + 1) M_{\ell+} + \ell M_{\ell-}] P_{\ell}' \\ F_3 = \sum_{\ell=1}^{\infty} [(E_{\ell+} - M_{\ell+}) P_{\ell+1}'' + (E_{\ell-} + M_{\ell-}) P_{\ell-1}''] \\ F_4 = \sum_{\ell=2}^{\infty} [M_{\ell+} - E_{\ell+} - M_{\ell-} - E_{\ell-}] P_{\ell}'' \\ F_5 = -F_1 - x F_3 + \sum_{\ell=0}^{\infty} [L_{\ell+} P_{\ell+1}' - L_{\ell-} P_{\ell-1}'] \quad (10)$$

$$F_6 = -x F_4 + \sum_{\ell=1}^{\infty} (L_{\ell-} - L_{\ell+}') P_{\ell}'$$

$$x = \cos \theta^*.$$

Если имеет место T-инвариантность, то это разложение совпадает с соответствующим разложением для электророжения [6].

Разложение инвариантных амплитуд в пространстве изотопического спина имеет вид:

$$A_i^* = A_i^{(*)} \delta_{\alpha\beta} + A_i^{(-)} \frac{1}{2} [\tau_{\alpha} \tau_{\beta}] + A_i^{(0)} \tau_{\alpha}, \quad (11)$$

где τ_{α} - матрицы Паули, α - изотопический индекс Π -мезона. Для процесса (3):

$$A_i(x p \rightarrow n \gamma^*) = \sqrt{2} (A_i^{(0)} - A_i^{(-)}). \quad (12)$$

Такое же разложение справедливо для амплитуд в с.ц.м.

§ 3. МУЛЬТИПОЛИ В БОРНОВСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Используя разложение (10), выразим мультиполи через амплитуды F_i :

$$E_{\ell+} = \frac{1}{2(\ell+1)} \int_{-1}^{+1} dx \{ F_1 P_{\ell}(x) - F_2 P_{\ell+1}(x) + \frac{\ell}{2\ell+1} (P_{\ell-1}(x) - P_{\ell+1}(x)) F_3 + \\ + \frac{\ell+1}{2\ell+3} (P_{\ell}(x) - P_{\ell+2}(x)) F_4 \} \\ E_{\ell-} = \frac{1}{2\ell} \int_{-1}^{+1} dx \{ F_1 P_{\ell}(x) - F_2 P_{\ell-1}(x) - \frac{\ell+1}{2\ell+1} (P_{\ell-1}(x) - P_{\ell+1}(x)) F_3 + \\ + \frac{\ell}{2\ell-1} (P_{\ell-2}(x) - P_{\ell}(x)) F_4 \} \\ M_{\ell+} = \frac{1}{2(\ell+1)} \int_{-1}^{+1} dx \{ F_1 P_{\ell}(x) - F_2 P_{\ell-1}(x) - \frac{1}{2\ell+1} (P_{\ell-1}(x) - P_{\ell+1}(x)) F_3 \} \\ M_{\ell-} = \frac{1}{2\ell} \int_{-1}^{+1} dx \{ -F_1 P_{\ell}(x) + F_2 P_{\ell-1}(x) + \frac{1}{2\ell+1} (P_{\ell-1}(x) - P_{\ell+1}(x)) F_3 \} \quad (13)$$

$$L_{e+} = \frac{1}{2(\ell+1)} \int_{-1}^{+1} dx \{ (F_1 + xF_3 + F_5) P_\ell(x) + (xF_4 + F_6) P_{\ell+1}(x) \}$$

$$L_{e-} = \frac{1}{2\ell} \int_{-1}^{+1} dx \{ (F_1 + xF_3 + F_5) P_\ell(x) + (xF_4 + F_6) P_{\ell-1}(x) \}$$

Чтобы вычислить мультиполи в борновском приближении, выразим амплитуды F_i через инвариантные амплитуды:

$$F^\alpha = B(s, t) A^\alpha, \quad (14)$$

где

$$F^\alpha = \begin{bmatrix} F_1^\alpha \\ \vdots \\ F_6^\alpha \end{bmatrix}, \quad A^\alpha = \begin{bmatrix} A_1^\alpha \\ \vdots \\ A_6^\alpha \end{bmatrix}, \quad B(s, t) - 6 \times 6 \text{ матрица (см. табл.)}$$

Борновские диаграммы для процесса (3) (рис. I-а, б, в) аналогичны борновским диаграммам для процесса электророжения. Поэтому формулы для мультиполей в борновском приближении совпадают с соответствующими формулами для электророжения после замены $E_1 \leftrightarrow E_2^{1/8}$.

В данной работе проведены численные расчеты зависимости борновских мультиполей E_{0+} , E_{1+} , M_{1+} , M_{1-} , S_{0+} , S_{1+} , S_{1-} , S_{2-} , E_{2-} от K^2 при энергии $W = 1295$ Мэв. Вычисления были проделаны для следующих трех случаев

$$1) \quad F_1^S = F_1^V = F^N = 1, \quad F_2^V = \frac{3\chi}{2M}, \quad F_2^S = -\frac{0,12}{2M} \quad (15)$$

$$2) \quad F^N = F_1^V \quad \text{и} \quad (16)$$

$$G_E^P(K^2) = \frac{G_M^P(K^2)}{1 + \mu_p} = \frac{G_M^N(K^2)}{\mu_n} = -\frac{4M^2}{K^2} \frac{G_E^N(K^2)}{\mu_n} = \frac{1}{(1 + \frac{K^2}{Q+1})^2}, \quad (17)$$

где $\mu_n = -1,91$, $\mu_p = 1,79$, F^N - формфактор Π -мезона, $F_1^{V(S)}$, $F_2^{V(S)}$ - дираковский и паулевский изовекторный (изо-скалярный) формфакторы нуклона, $G_M^{P(n)}$, $G_E^{P(n)}$ - магнитный и зарядовый формфакторы протона (нейтрона).

В работе /4/ показано, что такие предположения о формфакторах не противоречат существующим экспериментальным данным.

3) формфакторы нуклона такие же, как и в п.2), а $F^N = 1$.

Результаты расчетов представлены на рис. 2-10. Из них видно, что самый большой вклад в сечение дают мультиполи E_{0+} и E_{2-} . Мультиполи E_{1+} и L_{1+} можно пренебречь. Мультиполи E_{0+} и E_{2-} являются самыми чувствительными к формфакторам частиц во времени-подобной области. Причем E_{2-} зависит в основном от формфактора Π -мезона (см. рис. 2).

Рассмотрим область квазипорога (в с.п.м. $|\vec{k}| \ll \mu$), где все сечение описывается борновскими членами. Из рис. 2, 4 видно, что в этой области существенны только мультиполи E_{0+} , E_{2-} , L_{0+} , L_{2-} . То же самое можно увидеть из поведения мультиполей при $\frac{|\vec{k}|}{\mu} \ll 1$:

$$E_{e+} \sim |\vec{k}|^\ell, \quad E_{e-} \sim |\vec{k}|^{\ell-2}, \quad M_{e+} \sim |\vec{k}|^\ell, \quad (18)$$

$$L_{e+} \sim |\vec{k}|^\ell, \quad L_{e-} \sim |\vec{k}|^{\ell-2} \text{ для } \ell \geq 2, \quad L_{1-} \sim |\vec{k}|.$$

Были вычислены также вклады в дифференциальное сечение всех мультиполей с $\ell = 0, 1$, а также E_{2-} и L_{2-} . Используя результаты работы /9/, дифференциальное сечение можно записать в виде:

$$d\sigma = \frac{1}{(2\pi)^5} \frac{e^2 M^2}{4IK^4} \sum |M|^2 \delta(q+p_1-p_2-k_1-k_2) \frac{d^3\vec{k}_1 d^3\vec{k}_2 d^3\vec{k}_3}{k_{10} k_{20} p_{20}}, \quad (19)$$

где

$$\sum |M|^2 = -\frac{1}{2} \frac{\kappa^2}{\kappa_0^2} [(T_{11}^c + T_{22}^c)(1 + \cos^2 \theta) - (T_{11}^c - T_{22}^c) \sin^2 \theta \cos 2\phi - \frac{\kappa^2}{\kappa_0^2} 2T_{33}^c \sin^2 \theta - \frac{\sqrt{\kappa^2}}{\kappa_0 c} (T_{13}^c + T_{31}^c) \sin 2\theta \cos \phi], \quad (20)$$

$$I = \sqrt{(q \cdot p)^2 - M^2 \mu^2}.$$

Углы θ и ϕ определяют вектор \vec{k}_1 в с.п.м. пары e^+e^- (ось Oz этой системы параллельна вектору \vec{p}_1)

$$T_{11}^c + T_{22}^c = A_{11} + x A_{12} + x^2 A_{13} + x^3 A_{14} \quad (21)$$

$$A_{11} = \text{Re} \{ 4 |2M_{1+} + M_{1-}|^2 + 6 (E_{1+} - M_{1+})(3E_{1+} + M_{1-} - M_{1+})^* + 4 |E_{0+}|^2 - 4 E_{0+} E_{2-}^* + 10 |E_{2-}|^2 \} \quad (21a)$$

$$A_{12} = \text{Re} \{ 8 (E_{0+} + E_{2-})(M_{1+} + 3E_{1+} - M_{1-})^* - 72 E_{2-} E_{1+}^* \} \quad (21б)$$

$$A_{13} = \text{Re} \{ 12 (M_{1+} + E_{1+})(3E_{1+} - M_{1+} - 2M_{1-})^* - 6 (E_{1+} - M_{1+})(3E_{1+} - M_{1+} + M_{1-})^* - 6 (|E_{2-}|^2 - 2E_{0+} E_{2-}^*) \} \quad (21в)$$

$$A_{14} = \text{Re} (72 E_{2-} E_{1+}^*) \quad (21г)$$

$$T_{22}^c - T_{11}^c = A_{21} + x A_{22} + x^2 A_{23} + x^3 A_{24} \quad (22)$$

$$A_{21} = \text{Re} \{ 6 (M_{1+} - E_{1+})(3E_{1+} - M_{1+} + M_{1-})^* - 6 (|E_{2-}|^2 - 2E_{0+} E_{2-}^*) \} \quad (22a)$$

$$A_{22} = \text{Re} \{ 72 E_{2-} E_{1+}^* + 6 (|E_{2-}|^2 - 2E_{0+} E_{2-}^*) \} \quad (22б)$$

$$A_{23} = \text{Re} \{ 6 (E_{1+} - M_{1+})(3E_{1+} - M_{1+} + M_{1-})^* \} \quad (22в)$$

$$A_{24} = -\text{Re} (72 E_{2-} E_{1+}^*) \quad (22г)$$

$$-2 T_{33}^c \frac{\kappa^2}{\kappa_0^2} = -\frac{\kappa^2}{|\vec{k}|^2} (A_{31} + x A_{32} + x^2 A_{33} + x^3 A_{34}) = \quad (23)$$

$$= B_{31} + x B_{32} + x^2 B_{33} + x^3 B_{34}$$

$$A_{31} = 4 |S_{1+} - S_{1-}|^2 + 4 |S_{0+} - S_{2-}|^2 \quad (23a)$$

$$A_{32} = \text{Re} \{ 8 (S_{0+} - S_{2-})(S_{1+} - 2S_{1+})^* + 24 (S_{1+} + S_{1+}) S_{2-}^* \} \quad (23б)$$

$$A_{33} = \text{Re} \{ 12 (|S_{1+}|^2 + |S_{2-}|^2 + 2S_{1+} S_{1+}^* + 2S_{0+} S_{2-}^*) \} \quad (23в)$$

$$A_{34} = \text{Re} (72 S_{1+} S_{2-}^*) \quad (23г)$$

$$-\frac{\sqrt{\kappa^2}}{\kappa_0 c} (T_{13}^c + T_{31}^c) = \frac{\sqrt{\kappa^2}}{|\vec{k}|} (A_{41} + A_{42} x + A_{43} x^2) \sqrt{1-x^2} = \quad (24)$$

$$= \sqrt{1-x^2} (B_{41} + x B_{42} + x^2 B_{43})$$

$$A_{41} = \text{Re} \{ 4 [(S_{0+} - S_{2-})(3E_{1+} - M_{1+} + M_{1-})^* + (S_{1+} - S_{1+})(E_{0+} - 2E_{2-})^*] \} \quad (24a)$$

$$A_{42} = \text{Re} \{ 12 [S_{1+} (E_{1+} - M_{1+} + M_{1-})^* + 2S_{1+} E_{1+}^*] \} \quad (24б)$$

$$A_{43} = \text{Re} \{ 36 (2S_{2-} E_{1+}^* - S_{1+} E_{2-}^*) \} \quad (24в)$$

Из рис.5-10 видно, что в квазипороговой области вклад в новое сечение дадут в основном следующие члены:

$$T_{11}^c + T_{22}^c = A_{11} + x^2 A_{13} \quad (25)$$

$$T_{22}^c - T_{11}^c = A_{21} + x A_{22} \quad (26)$$

$$-2 T_{33}^c \frac{\kappa^2}{\kappa_0^2} = B_{31} + x^2 B_{33} \quad (27)$$

$$-\frac{\sqrt{\kappa^2}}{\kappa_0} (T_{13}^c + T_{31}^c) = x \sqrt{1-x^2} B_{42} \quad (28)$$

То же самое следует и из поведения мультиполей при $|x| \ll \mu$ (см. (18)), если учитывать вклад в сечение от мультиполей пропорциональных $|x|^0$, т.е. E_{0+} , E_{2-} , L_{0+} , L_{2-} . Из рис. 8 видно, что в борновском приближении соотношение (26) можно использовать для кубов κ^2 .

Рассмотрим зависимость сечения в борновском приближении от формфакторов Π -мезона и нуклона. При $\kappa^2 = -0,120 \text{ Гэв}^2/c^2$ имеют место следующие оценки:

$$\begin{aligned} \frac{A_{11}(F_N, F^\pi)}{A_{11}(1, 1)} &= 1,9 & \frac{A_{31}(F_N, F^\pi)}{A_{31}(1, 1)} &= 1,85 \\ \frac{A_{22}(F_N, F^\pi)}{A_{22}(1, 1)} &= 2 & \frac{A_{41}(F_N, F^\pi)}{A_{41}(1, 1)} &= 1,9, \end{aligned} \quad (29)$$

где $A_{ij}(F_N, F^\pi)$ ($A_{ij}(1, 1)$) вычисляются с формфакторами, даваемыми выражениями (16), (17), (15).

Из (29) мы заключаем, что в области квази порога вклад формфакторов в борновское сечение весьма значителен.

Рассмотрим чувствительность борновского сечения к предположениям о формфакторе Π -мезона. Получаем:

$$\begin{aligned} \frac{A_{11}(F_N, F^\pi)}{A_{11}(F_N, 1)} &= 1,2 & \frac{A_{31}(F_N, F^\pi)}{A_{31}(F_N, 1)} &= 0,84 \\ \frac{A_{22}(F_N, F^\pi)}{A_{22}(F_N, 1)} &= 0,75 & \frac{A_{41}(F_N, F^\pi)}{A_{41}(F_N, 1)} &= 1,2, \end{aligned} \quad (30)$$

где $A_{ij}(F_N, 1)$ вычисляются с формфакторами нуклона (17) и $F^\pi = 1$. Из (28) видно, что при $\cos \theta' = 0$ сечение менее чувствительно к предположениям о формфакторе Π -мезона, чем к формфактору нуклона.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведение мультипольного анализа экспериментальных данных для процесса (3) значительно упрощается в области квази порога, где сечение зависит только от четырех мультиполей E_{0+} , E_{2-} , L_{0+} , L_{2-} . Во всей области изменения κ^2 мультипольный анализ является более сложной задачей, чем в случае электрородождения, где можно ограничиться вкладом в сечение только мультиполя Π_{1+} . В процессе (3) нужно учитывать также E_{0+} , E_{2-} , L_{0+} . Характерным для этого процесса является также и то, что существенный вклад дает мультиполю E_{2-} и L_{2-} .

В заключение автор выражает глубокую благодарность С.М. Биленькому и Л.Л. Неменову за полезные обсуждения, а также Ф.Г. Ткобучаве и Н.М. Шумейко за ценные советы.

ЛИТЕРАТУРА

1. C.Mistretta et al. Phys.Rev.Lett. 20, 1070 (1968).
Albrecht et al. Nucl.Phys. B27, 615 (1971).
Hellings et al. Daresbury preprint DNPL/P65 (1971).
I.Moritz et al. DESY F23-71/1 (1971).
2. Y.M.Aleksandrov et al. Phys.Lett. 25,B, 372 (1967).
G.Fisher et al. Nucl.Phys. B16, 93 (1970).
3. Ю.К.Акимов, Л.С. Вертоградов и др. ЯФ, 13, 748 (1971).
4. С.Д. Березнев, Л.С. Вертоградов и др.
ОИЯИ, Р1-6197, Дубна, 1971 г.
5. Ю.С.Суровцев, Ф.Г.Ткебучава, ЯФ, 16, 1294 (1972).
6. Ph.Denney, Phys.Rev. 124, 2000 (1961).
7. Ю.В.Кулиш, ЯФ, 16, 1102 (1972).
8. F.A.Vergens, A.Donnachie, D.Weaver, Nucl.Phys. B4, 1, 54 (1967).
9. Ю.С.Суровцев, Ф.Г.Ткебучава, ОИЯИ, Р2-4561, Дубна, 1969г.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 апреля 1973 года.

$-(W-M)$	0	(kq)	$-(W-M)^2 - (kq)$	0	$- R ^2$
$\frac{ R Q (W+M)}{(E_1+M)(E_2+M)}$	0	$\frac{(kq) R Q }{(E_1+M)(E_2+M)}$	$\frac{ R Q [(W+M)^2 + (kq)]}{(E_1+M)(E_2+M)}$	0	$-\frac{k^2 R Q }{(E_1+M)(E_2+M)}$
0	$-\frac{ Q R (W^2-M^2 + \frac{1}{2}k^2)}{(E_1+M)}$	$-\frac{ Q R (W+M)}{(E_2+M)}$	$\frac{ Q R (W+M)}{(E_2+M)}$	$\frac{k^2 Q R }{(E_1+M)}$	0
0	$\frac{ Q ^2(W^2-M^2 + \frac{1}{2}k^2)}{(E_1+M)}$	$-\frac{ Q ^2(W-M)}{(E_1+M)}$	$\frac{ Q ^2(W-M)}{(E_1+M)}$	$-\frac{k^2 Q ^2}{(E_1+M)}$	0
$\frac{ R ^2}{(E_1+M)}$	$\frac{ R ^2(3kq + 2k_0W)}{2(E_2+M)}$	0	$-\frac{ R ^2(W-M)}{(E_1+M)}$	$-\frac{ R ^2(kq)}{(E_2+M)}$	$\frac{ R ^2(W+M)}{(E_2+M)}$
$\frac{k_0 R Q }{(E_1+M)(E_2+M)}$	$-\frac{ R Q (3(kq) + 2k_0W)}{2(E_1+M)}$	$\frac{ R Q (kq)}{(E_1+M)(E_2+M)}$	$\frac{ R Q [(kq) + k_0(W+M)]}{(E_1+M)(E_2+M)}$	$\frac{ R Q (kq)}{(E_1+M)}$	$\frac{ R Q k_0}{(E_1+M)}$

$$E_1 = (W^2 + M^2 - \mu^2)^{1/2} W, \quad E_2 = (W^2 + M^2 + k^2)^{1/2} 2W, \quad k_0 = (W^2 - M^2 - k^2)^{1/2} 2W, \quad N = \sqrt{(E_1+M)(E_2+M)}/2M$$

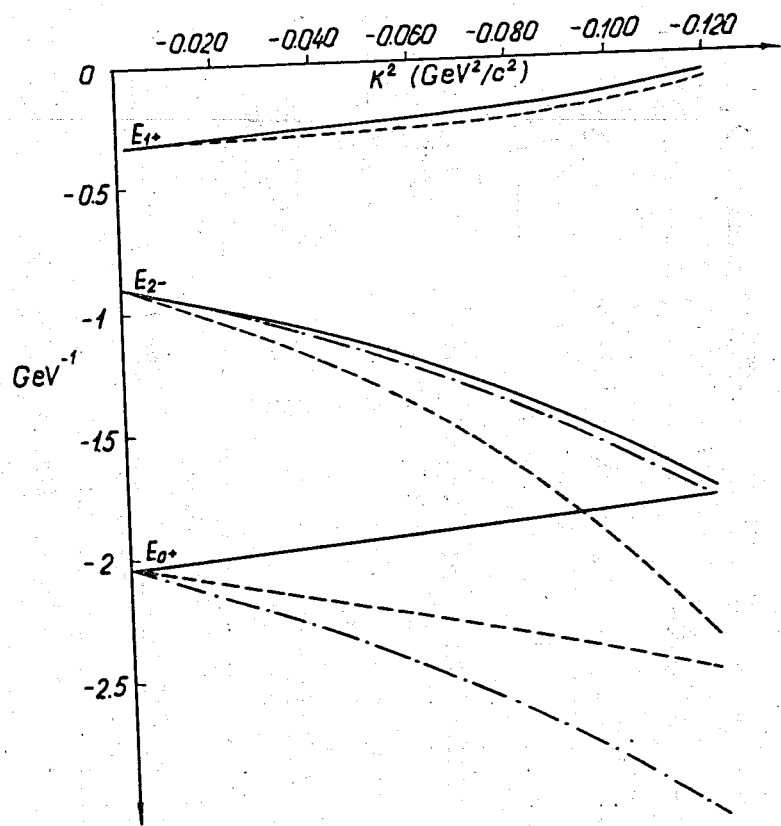


Рис. 2. Зависимость мультиполей E_{1+} , E_{2-} , E_{0+} от формфакторов Π -мезона и нуклона и от K^2 . Сплошные линии на рис. (2)-(10) соответствуют величинам, вычисленным с формфакторами (15); штриховые линии соответствуют величинам, вычисленным с формфакторами (16)-(17); штрих-пунктирные - величинам, вычисленным с нуклонным формфактором (17) и $F_{\pi}^N = 1$.

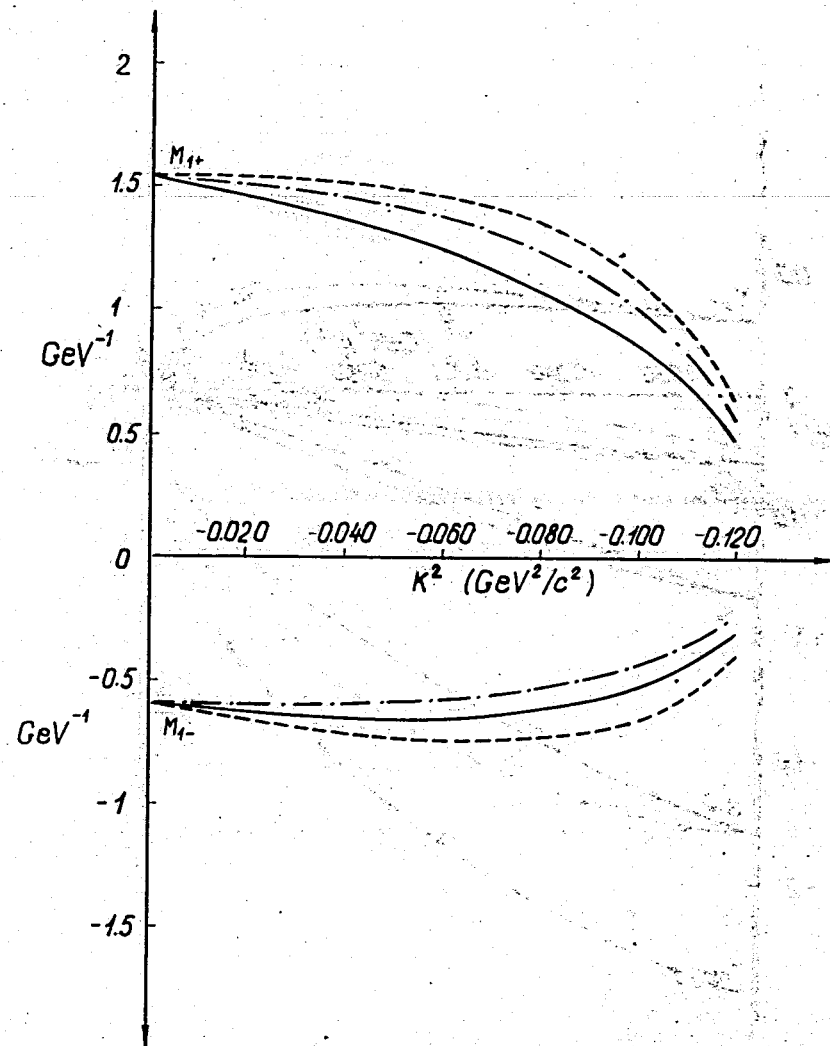


Рис. 3. Мультиполи M_{1+} и M_{1-} .

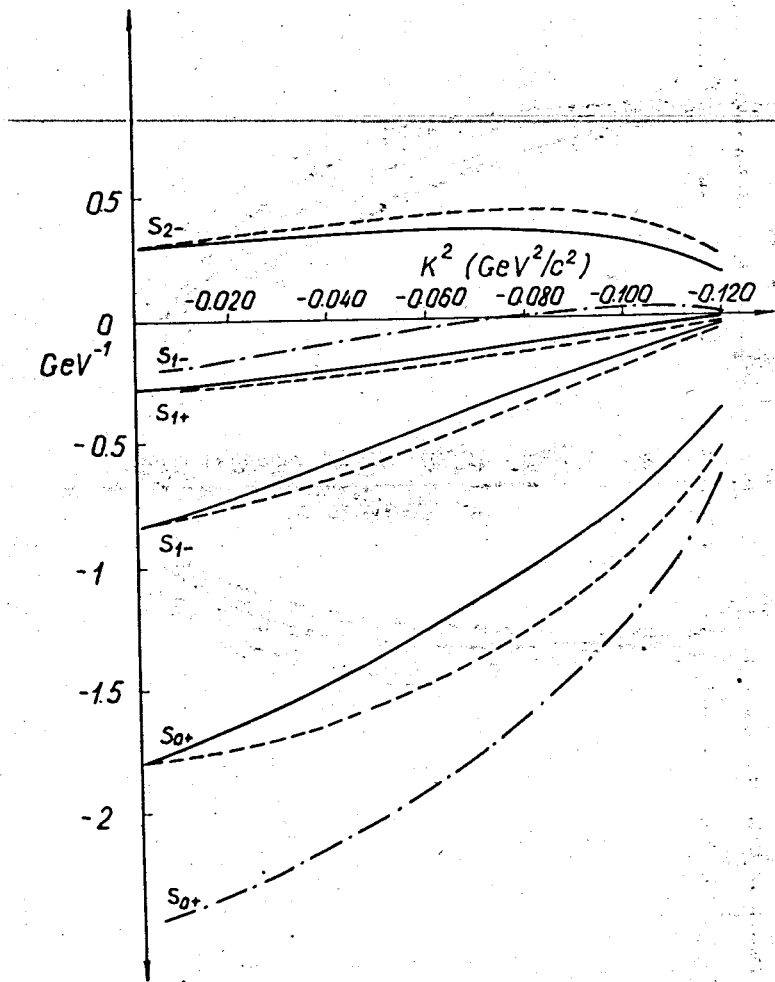


Рис.4. Мультиполи S_{0+} , S_{1+} , S_{1-} , S_{2-} .

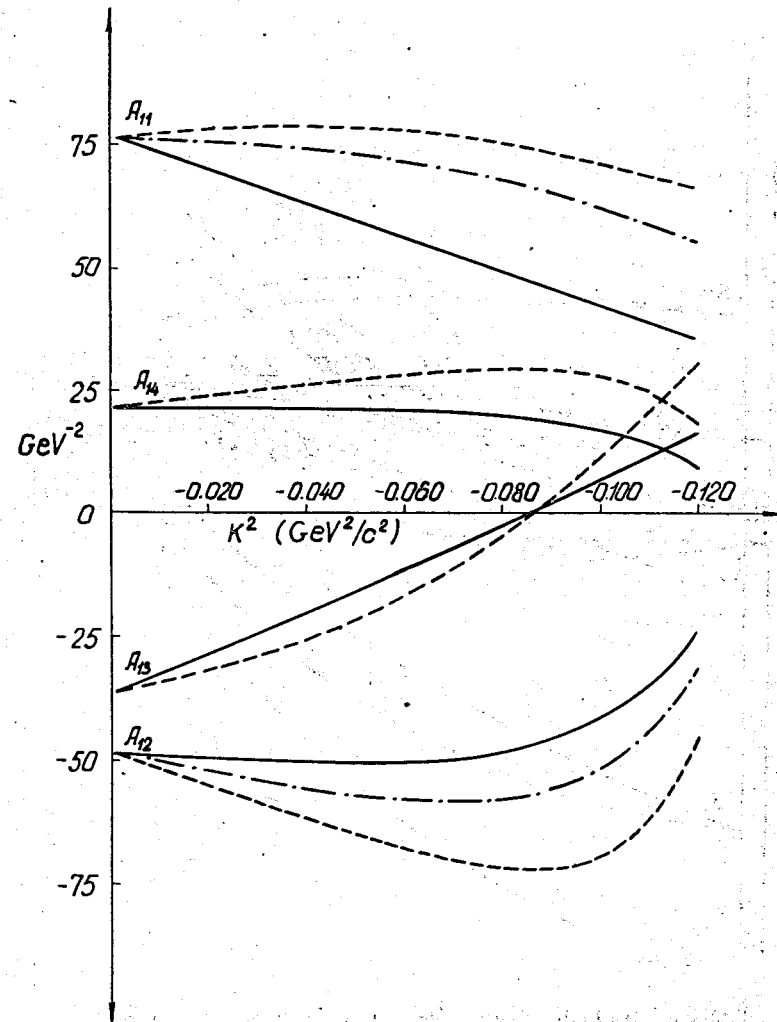


Рис.5. Величины A_{11} , A_{12} , A_{13} и A_{14}
(см. формулы (2Ia) - (2Iг).

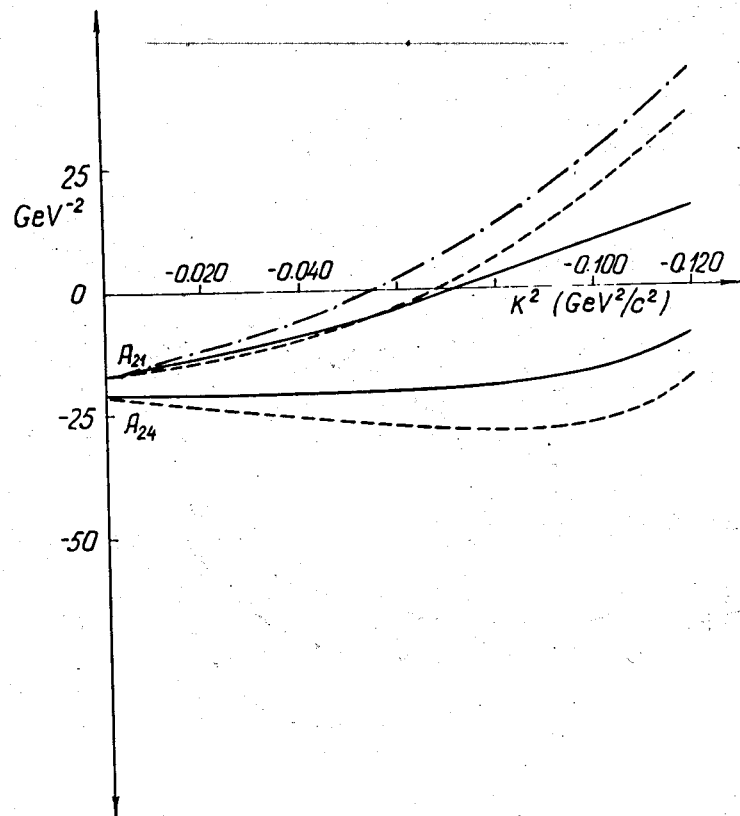


Рис.6. Величины A_{21}, A_{24} (см. формулы (22) (22г)).

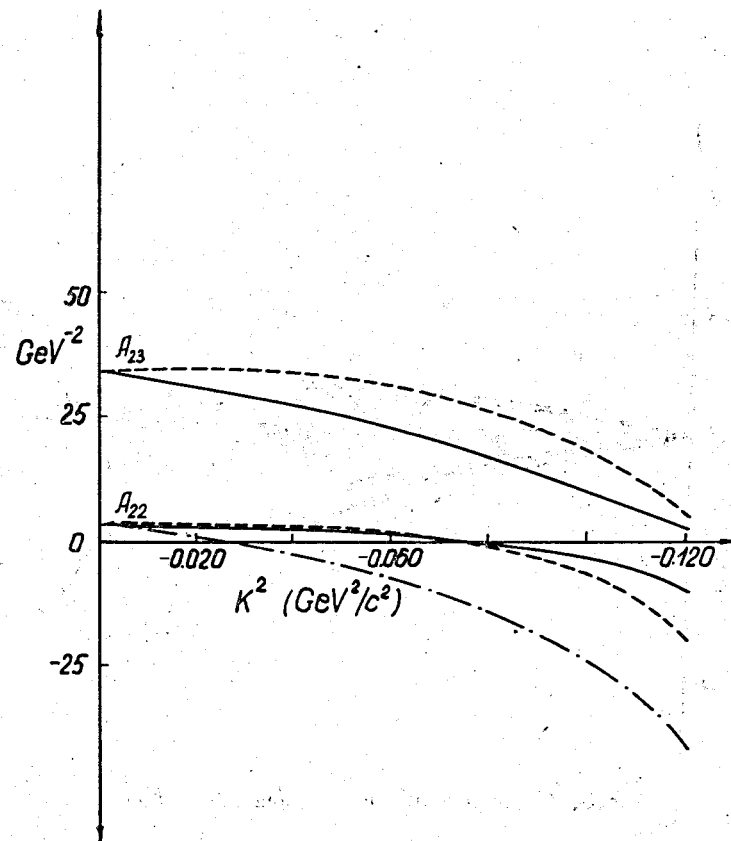


Рис.7. Величины A_{22}, A_{23} (см. формулы (22б) (22в)).

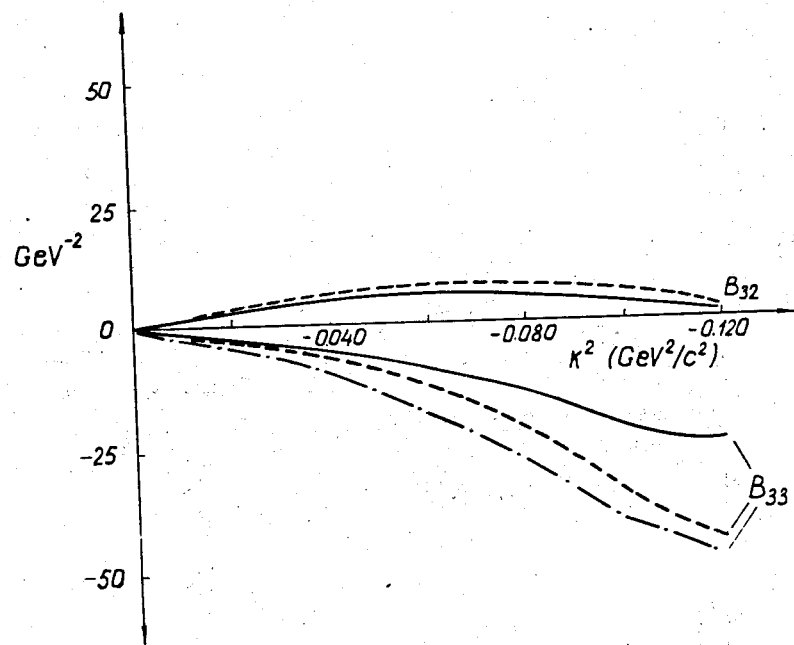


Рис.8. Графики величин B_{32} и B_{33}

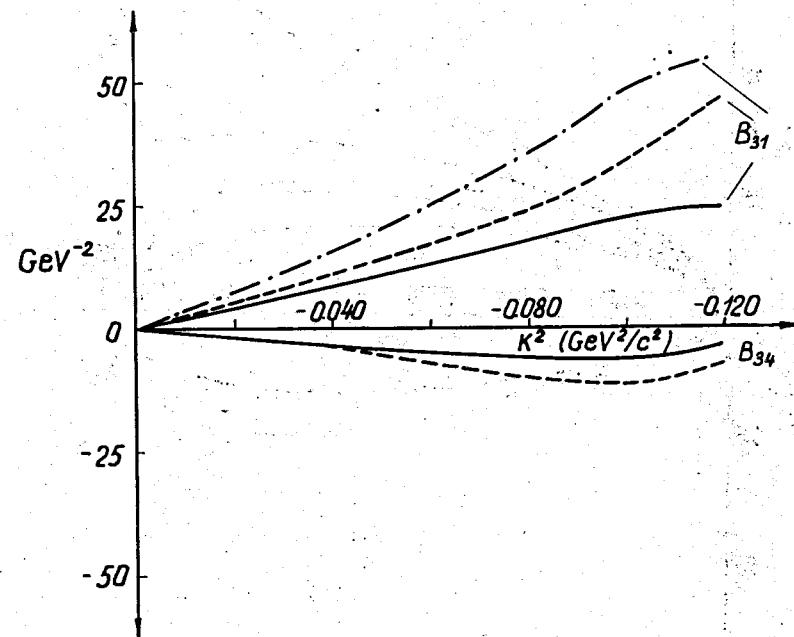


Рис.9. Графики величин B_{31} и B_{34}

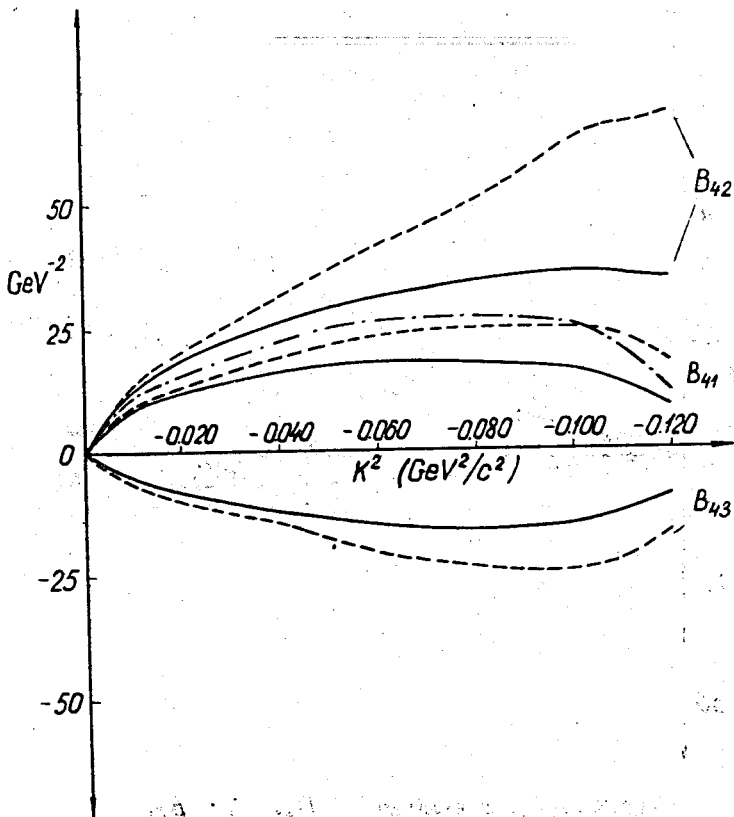


Рис.10. Графики величин B_{41} , B_{42} и B_{43}