

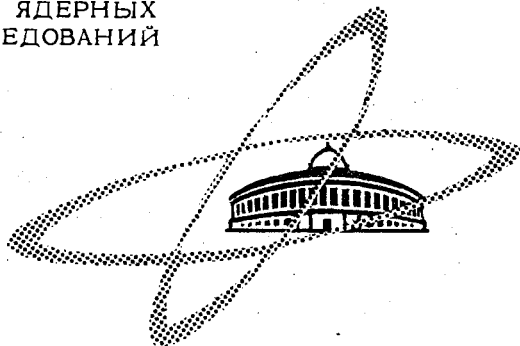
1896

Экз. чит. зала

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-1896



В.А. Мешеряков, Л.Л. Неменов, Л.Д. Соловьев,
П. Строкач, Ф.Г. Ткебучава

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

МЕХАНИЗМ ИСПУСКАНИЯ
ЖЕСТКИХ γ -КВАНТОВ
В РЕАКЦИИ $\pi+N \rightarrow \pi+\gamma+N$

1964

P-1896

В.А. Мешеряков, Л.Л. Неменов, Л.Д. Соловьев,
П. Строкач, Ф.Г. Ткебучава

МЕХАНИЗМ ИСПУСКАНИЯ
ЖЕСТКИХ γ -КВАНТОВ
В РЕАКЦИИ $\pi+N \rightarrow \pi+\gamma+N$

Направлено в ЖЭТФ

В настоящее время появились экспериментальные данные по реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \gamma + p$ (а) при энергии 340 Мэв^{/1/}. В качестве одного из возможных механизмов испускания жестких фотонов в реакции (а) был рассмотрен механизм^{/2,3/}, описываемый диаграммой 1 (рис. 1). Выделение вклада этой диаграммы в экспериментальные распределения является особенно интересным, так как позволяет определить неизвестные константы процесса $\gamma + \pi \rightarrow \pi + \pi$ (в). Для этого в настоящей работе наряду с диаграммой (1) рассматриваются другие, наиболее вероятные, механизмы испускания γ -квантов, описываемые диаграммами 2, 3, 4 и 6 (рис. 1).

Показано, что интерференция между 1 и 2, 1 и 3 строго равна нулю^{х)}. Вычислены распределения по импульсу фотона в системе центра инерции начальных частиц (с.д.и.) $\frac{d\sigma_2}{dk}$, $\frac{d\sigma_3}{dk}$. Дифференциальное сечение $\frac{d\sigma_2}{dk}$ падает с ростом k настолько быстро, что при больших k можно пренебречь как диаграммой 2, так и ее интерференцией с 3 (рис. 3). При этом оказалось, что диаграмма 3 может объяснить только $\approx 40\%$ тех случаев реакции (а), в которых энергия γ -кванта в с.д.и. превышает 180 Мэв. На основании экспериментально найденного сечения процесса, описываемого диаграммой 5^{/4/} (рис. 1), показано, что диаграмма 4 в реакцию (а) дает пренебрежимо малый вклад. Диаграммой 6 мы также пренебрегаем. Таким образом, в рамках развитой модели жесткая часть спектра фотонов определяется в основном величиной $\frac{d\sigma_1}{dk}$, которая растет с увеличением k (рис. 2).

В матричный элемент, описываемый диаграммой 1, входит амплитуда фоторождения π^- -мезона на π^- -мезоне. В настоящей работе найдено решение дисперсионного уравнения для амплитуды процесса $\gamma + \pi \rightarrow \pi + \pi$, зависящее только от одной константы. Полученное решение удобно для анализа экспериментальных данных, так как ограниченность имеющегося статистического материала^{/1/} не позволяет найти две константы, входящие в решение дисперсионного уравнения^{/5/} и учитывающие все высокоэнергетические вклады.

Из сравнения рассматриваемой модели с жесткой частью спектра фотонов, полученного в работе^{/1/}, произведена оценка константы процесса $\gamma + \pi \rightarrow \pi + \pi$. Заметим, что формулы, полученные в настоящей работе, применимы и к реакции $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + \gamma + p$ (с). Однако определение константы фоторождения π^- -мезона на π^- -мезоне из анализа

х) Цифрами обозначены матричные элементы соответствующих диаграмм.

данных по реакции (с) значительно сложнее, так как вклад диаграммы 1 в сечения процессов (а) и (с) одинаков, а роль фоновых диаграмм 2 и 3 в (с) возрастает в 6 раз.

Амплитуда реакции $\gamma + \pi \rightarrow \pi + \pi$, зависящая от одной константы

В работе^{15/} рассматривалась амплитуда процесса (в), являющаяся решением одномерного дисперсионного уравнения. Для фаз $\pi-\pi$ рассеяния, выходящих на бесконечности на π , она зависит от двух констант: постоянной Λ , учитывающей высокоэнергетические вклады, и постоянной интегрирования C . Их можно связать между собой и получить решение, зависящее от одной константы, если высокоэнергетические вклады учесть в приближении Чини-Фубини, т.е. учитывать только ту их часть, которая имеет ближайший разрез по t . В этом случае мы имеем последовательный низкоэнергетический подход, когда учитываются ближайшие особенности по всем мандельштамовским переменным.

Инвариантная амплитуда процесса $\gamma + \pi \rightarrow \pi + \pi$ определяется формулой^{x)}:

$$\langle \pi\pi | S | \pi\gamma \rangle = (2\pi)^{-2} \delta(k + q_1 - q_2 - q_3) \frac{\epsilon_{mnr} q_1^m q_2^n q_3^r e^s}{4 \sqrt{q_1^0 q_2^0 q_3^0} k^0} \epsilon_{\alpha\beta\gamma} F(S, U, t). \quad (1)$$

$F(S, U, t)$ удовлетворяет представлению Чини-Фубини:

$$F(S, U, t) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \text{Im} F(S') \left[\frac{1}{S' - S - i\epsilon} + \frac{1}{S' - U} + \frac{1}{S' - t} \right] dS', \quad (2)$$

где

$$S = (q_2 + q_3)^2, \quad U = (q_1 - q_3)^2, \quad t = (q_1 - q_2)^2. \quad (3)$$

Зафиксируем $t = -\frac{1}{4}$, исключая ненаблюдаемую область под интегралом в (2). Пренебрегая в физической области высшими парциальными волнами, имеем:

$$F(S, U, t) \Big|_{t=-\frac{1}{4}} = f(S), \quad f(S) = |f(S)| e^{i\delta}, \quad (4)$$

где f - амплитуда P -волны а δ - фаза $\pi-\pi$ рассеяния в состоянии с $I = T = 1$.

Вводя переменную $\nu = \frac{S}{4} - 1$, из (3) и (4) получаем следующее уравнение для f :

$$f(\nu) = \Lambda + \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \text{Im} f(\nu') \left(\frac{1}{\nu' - \nu - i\epsilon} + \frac{1}{\nu' + \nu + \frac{9}{8}} \right) d\nu', \quad (5)$$

$$\Lambda = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{\text{Im} f(\nu)}{\nu + \frac{9}{8}} d\nu. \quad (6)$$

x) Система единиц $\hbar = c =$ масса π -мезона = 1.

Общее решение уравнения (5) при $\delta(\infty) = \pi$ имеет вид:

$$f(\nu) = [\Lambda A^{-1} (\nu + \frac{9}{16})^2 + C] e^{\Delta(\nu)}, \quad (7)$$

где

$$A = [\nu^2 e^{\Delta(\nu)}]_{\nu = -\infty}, \quad (8)$$

$$\Delta(\nu) = \frac{\nu + \frac{9}{16}}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\delta(\nu')}{\nu' + \frac{9}{16}} \left(\frac{1}{\nu' - \nu - i\epsilon} - \frac{1}{\nu' + \nu + \frac{9}{8}} \right) d\nu' \quad (9)$$

и C - произвольная константа.

Из условия унитарности (4) следует, что C - действительна. Связь между Λ и C дается соотношением (6), т.е.:

$$\Lambda \left[1 - \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{A^{-1} (\nu' + \frac{9}{16})^2 \text{Im} e^{\Delta}}{\nu' + 9/8} d\nu' \right] = C \cdot \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\text{Im} e^{\Delta}}{\nu' + 9/8} d\nu'. \quad (10)$$

Из (10) следует, что $a = \frac{\Lambda}{C}$ зависит только от вида фазы $\delta(\nu)$. Используя для $\delta(\nu)$ два различных варианта - приближение бесконечно узкого резонанса [$\delta(\nu) = \pi \theta(\nu - \nu_r)$] и Брейт-Вигнеровское поведение ($\text{tg } \delta(\nu) = \frac{\gamma \sqrt{\nu}}{\nu_r - \nu}$) - можно показать, что для $\nu_r = 6,5$ и $\gamma = 0,5$ величина $a = 0,32$ для обоих случаев. Таким образом, для резонансного поведения фазы при $\nu_r = 6,5$ независимо от деталей ее поведения в области резонанса можно полагать $a = 0,32$. При этом значении a величина $|\frac{f(\nu)}{C}|^2$ в интервале $\nu = -\frac{3}{4} \div 1,1$ (этими значениями ограничена величина ν в работе /1/) меняется слабо; от 1 до 1,08. Поэтому при анализе данных при этой энергии можно положить $f(\nu) = C$,

Вычисление дифференциальных сечений

Используя приведенные на рис. 1 обозначения 4-импульсов, запишем /3/ σ_1 через F_1 -матрицу:

$$\sigma_1 = (2\pi)^2 \int \frac{p^0 q^0}{B} |F_1|^2 \delta^4(p+q-k-q_1-p_1) d^3 \bar{k} d^3 \bar{q}_1 d^3 \bar{p}_1, \quad (11)$$

$$B = \{(p^0 \bar{q}^0 - q^0 \bar{p}^0)^2 - [\bar{q}\bar{p}]^2\}^{1/2},$$

$$F_1 = \frac{i}{(2\pi)^{1/2}} \frac{M}{\sqrt{p^0 p_1^0}} \frac{\epsilon_{mnpq} q^n q_1^k e_i^m f(\nu)}{\sqrt{8q^0 q_1^0 k^0} (q_2^2 - 1)} \cdot \bar{g}u(p_1) \gamma_5 u(p). \quad (12)$$

Здесь M - масса нуклона, g - константа мезон-нуклонного взаимодействия ($\frac{g^2}{4\pi} = 15$). Выполняя ряд интегрирований, получаем в с.п.и. для $\frac{d\sigma_1}{dk}$ следующее выражение:

$$\frac{d\sigma_1}{dk} = \frac{g^2}{(2\pi)^4 \cdot 32 \cdot B} \int_{q_{1\min}^0}^{q_{1\max}^0} dq_1^0 \int_{-1}^{+1} d\cos\theta_{qk} \int_0^{2\pi} d\phi_{q_1} \times \quad (13)$$

$$\times \frac{[(kq)^2 + (kq_1)^2 - 2(qq_1)(kq)(kq_1)]}{[\frac{1}{2} + (kq_1) - (kq) - (qq_1)]^2} \cdot [1 + (kq_1) - (kq) - (qq_1)]$$

где $q_{1\max}^0$ и $q_{1\min}^0$ - максимальная и минимальная энергии π -мезона в с.п.и. при данном k . На рис. 2 приведен график $\frac{d\sigma_1}{dk}$ для кинетической энергии начального π -мезона 340 Мэв и $f(\nu) = C$. Из него видно, что максимум $\frac{d\sigma_1}{dk}$ лежит в жесткой части спектра фотонов.

Рассмотрим вклад диаграммы 2. Запишем σ_2 через F_2 -матрицу так же, как это сделано в (11). Выражение для F_2 имеет вид:

$$F_2 = -i \frac{e}{(2\pi)^{3/2}} \frac{M}{\sqrt{p_0^0 p_1^0}} \frac{1}{\sqrt{8q^0 k^0 q_1^0}} \cdot \frac{1}{q_2^2 - 1} (q + q_2)_m e_f^m A, \quad (14)$$

$$q_2 = q - k, \quad (q + q_2)_m e_f^m = (2q - k)_m e_f^m = 2q_m e_f^m.$$

(A - амплитуда упругого π -N рассеяния, $\frac{e^2}{4\pi} = \frac{1}{137}$).

Отсюда следует, что

$$\sigma_2 = \frac{e^2 M^2}{2 \cdot (2\pi)^6} \int \frac{|A|^2}{B(q_2^2 - 1)^2} \delta(p + q - k - q_1 - p_1) \frac{d^3 k}{k^0} \frac{d^3 q_1}{q_1^0} \frac{d^3 p_1}{p_1^0}. \quad (15)$$

Связь между сечением упругого рассеяния $\sigma_{\text{упр.}}$ с усредненным квадратом амплитуды A записывается в виде:

$$\sigma_{\text{упр.}} = \frac{M^2}{4(2\pi)^2} \int \frac{|A|^2 \delta(q_2 + p - q_1 - p_1)}{B^2} \frac{d^3 q_1}{q_1^0} \frac{d^3 p_1}{p_1^0} = \frac{M^2 p_1^2}{4W(2\pi)^2 \cdot B^2} \int |A|^2 d\phi_{p_1} d\cos\theta_{p_1}. \quad (16)$$

Выделяя в формуле (15) интегрирование по $d^3 q_1$, $d^3 p_1$ и заменяя сечение рассеяния виртуального π -мезона соответствующим сечением реального процесса, получаем:

$$\frac{d\sigma_2}{dk} = \frac{e^2 \sigma_{\text{упр.}}(\omega)}{2(2\pi)^2 B \cdot p} \int_{q_{2\min}^2}^{q_{2\max}^2} \frac{(\omega^2 + M^2 - q_2^2)^2 - 4M^2 \omega^2}{(q_2^2 - 1)^2} dq_2^2, \quad (17)$$

где

$$\omega^2 = (q_1 + p_1)^2.$$

Аналогичным образом вычисляется распределение по импульсу фотона от 3-й диаграммы:

$$\frac{d\sigma_3}{dk} = - \frac{\sigma_{\text{упр.}}(W)}{(2\pi)^2} \int_{q_{2\min}^2}^{q_{2\max}^2} \frac{1}{(q_2^2 - 1)^2} \cdot \frac{p_1^0}{p_1} dq_2^2, \quad (18)$$

$$a \quad W^2 = (p + q)^2, \quad p_1^0 = \frac{W^2 + M^2 - q_2^2}{2W}.$$

Графики $\frac{d\sigma_2}{dk}$ и $\frac{d\sigma_3}{dk}$, построенные для реакции (а) при кинетической энергии первичного π^- -мезона 340 Мэв, приведены на рис. 3. Видно, что величина $\frac{d\sigma_2}{dk}$ при $k > 1,2$ настолько мала, что интерференцией 2 и 3 и вкладом 2 в этой области можно пренебречь. Рассмотрим теперь интерференцию между диаграммами 1 и 2. Произведение $F_1 \cdot F_2$ содержит множитель

$$\epsilon_{mnrq}^n q_1^r k^s q^m \ell^l e_{rl}.$$

Выполняя суммирование по поляризации фотона, получаем:

$$\epsilon_{mnrq}^n q_1^r k^s q^m = 0.$$

Аналогичным образом можно показать отсутствие интерференции между 1 и 3.

Определение величины диаграмм 4 и 5

Диаграмма 4-е описывает образование $(3/2, 3/2)$ - изобары, которая затем распадается на π^- -мезон и γ -квант. Для вычисления вклада этого канала в сечение реакции (а) проще всего воспользоваться результатами анализа процессов мезообразования при энергии 340 Мэв. В работе /4/ было показано, что в полное сечение реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^0 + p$ равно $\approx 0,23$ мб, дают вклад два изобарных канала, один из которых описывается диаграммой 5. Отношение соответствующих сечений равно:

$$\frac{\sigma_4}{\sigma_5} = \frac{\sigma(I_{3/2, 3/2}^+ p + \gamma)}{\sigma(I_{3/2, 3/2}^+ p + \pi^0)} = \frac{k}{q_2} \left(\frac{g_p - g_n}{4M} e \right)^2 = \frac{k}{q_2} \frac{1}{400}. \quad (19)$$

Значение σ_5 было найдено равным /4/ $\approx 0,1$ мб, откуда следует, что вкладом диаграммы 4 в сечение (а) можно пренебречь.

Вклад диаграммы 6 в сечение реакции (а), очевидно, также мал. Такой вывод можно сделать по аналогии с реакцией $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^0 + p$, рассмотренной в работе /7/, где показано, что соответствующая диаграмма с перерассеянием π^- -мезона дает незначительный вклад в энергичную часть спектра π^0 -мезонов.

Оценка величины константы процесса $\gamma + \pi \rightarrow \pi + \pi$

Для оценки величины константы C нами использовался спектр фотонов, полученный в работе /1/. Из формул (17) и (18) следует, что $24 \int_{1,3}^{k_{\max}} \frac{d\sigma_2}{dk} dk = \int_{1,3}^{k_{\max}} \frac{d\sigma_3}{dk} dk = 0,016$ мб,

в то время как площадь под экспериментальной гистограммой для этого же интервала соответствует сечению $\sigma_{\text{эксп}} \approx 0,04$ мб. Отсюда ясно, что диаграммой 2 и ее интерференцией с 3 в этой области можно пренебречь. В этой области разность между теоретической кривой, вычисленной с помощью диаграммы 3, и экспериментальной гистограммой равна 4-м случаям.

Найденная по ним оценка квадрата константы фоторождения π -мезона на π -мезоне равна: $C^2 = 0,9 \pm 0,5$. Для пояснения смысла величины C выпишем лагранжиан взаимодействия, приводящий в первом порядке теории возмущений к матричному элементу (1). Он имеет вид:

$$\mathcal{L}_{\text{вз}} = \frac{1}{6} \frac{g}{\mu^{\frac{3}{2}}} \partial_m \phi_a \partial_n \phi_b \partial_r \phi_\gamma A_s \epsilon^{\text{mnrs}} \epsilon^{\alpha\beta\gamma} a\beta\gamma.$$

Тогда связь констант $\frac{g}{\mu^{\frac{3}{2}}}$ и C дается соотношением

$$\left(\frac{g}{\mu^{\frac{3}{2}}}\right)^2 = C^2.$$

Измеряя величину C в единицах e имеем:

$$C^2 = 10 \pm 6.$$

Константа $\frac{C}{e} \approx 3$ характеризует в данном процессе сильное взаимодействие. Сравним ее с постоянной π - π взаимодействия в p -состоянии.

По Гёбелю и Шнитцеру^{/7/}, полное сечение π - π взаимодействия в p -состоянии в приближении длины рассеяния равно (в единицах m_π):

$$\sigma_{\pi\pi} = \frac{32\pi}{3} \left(\frac{\lambda p}{4\pi}\right)^2 \frac{q^4}{\omega_q^2}.$$

Полное сечение $\gamma + \pi \rightarrow \pi + \pi$

$$\sigma_{\pi\gamma} = \frac{1}{3} \pi \left(\frac{C}{4\pi}\right)^2 k q^3.$$

Если пренебречь разницей в кинематике, то $k \approx q$ и можно сравнить оба выражения при $\omega_q \approx 1$, откуда получаем, что $\left|\frac{C}{e}\right| \approx \sqrt{32} |\lambda_p|$.

Так как из последнего анализа Шнитцера следует, что $|\lambda_p| = 1,28$, то

$$\sqrt{32} |\lambda_p| \approx 7,$$

т.е. по порядку величины совпадает с "сильной" частью константы C .

Основные результаты и выводы

Рассмотренная в работе модель, основанная на учете одномезонных диаграмм 1, 2 и 3, носит ограниченный характер. Однако оценки вкладов от диаграмм с перерассеянием показали, что ими можно пренебречь. Не учитывались диаграммы с испусканием γ -квантов нуклонами, что, очевидно, оправдано. В рамках сделанных предположений было получено качественное и количественное описание экспериментальных данных по реакции (а), и произведена оценка константы процесса (в):

$$c^2 = 0,9 \pm 0,5 .$$

Тормозное излучение γ -квантов в π^-N рассеянии изучалось в модели Чу-Лоу в ряде работ /8,9/. Численные результаты, приведенные в работе /10/, дают для сечения реакции (а) при энергии 340 Мэв значение 0,03 мб, что не согласуется с экспериментальным сечением 0,18 мб.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить Б.М.Понтеркорово за внимание к работе и интересные обсуждения и Л.И.Липидуса за ряд ценных указаний.

Л и т е р а т у р а

1. Т.Д.Блохинцева и др. Оценка константы процесса $\gamma + \pi^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ из анализа реакции $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \gamma + p$ при энергии 340 Мэв. Доклад на XII Международной конференции по физике высоких энергий, Дубна, 1964.
2. Л.Л.Неменов. Препринт ОИЯИ, Р-1111, Дубна, 1962.
3. В.А.Мешеряков, Л.Л.Неменов, Л.Д.Соловьев. ЖЭТФ, 45, 1188 (1963).
4. Т.Д.Блохинцева и др. Исследование механизма неупругого пион-нуклонного взаимодействия при энергии 340 Мэв. Доклад на XII Международной конференции по физике высоких энергий. Дубна, 1964.
5. Л.Д.Соловьев. ЖЭТФ, 40, 597 (1961).
6. V.E.Bames, D.V.Bugg et al. CERN, Report 63-27, 22 July, 1963.
7. G.L.Goebel, H.L.Schnitzer. Phys. Rev., 123, 1021, 1961.
8. R.E.Cutkosky. Phys. Rev., 109, 209, 1958.
9. R.E.Cutkosky. Phys. Rev., 113, 727, 1959.
10. P.Carruthers. Phys. Rev., 134, B639, 1964.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 ноября 1964 г.

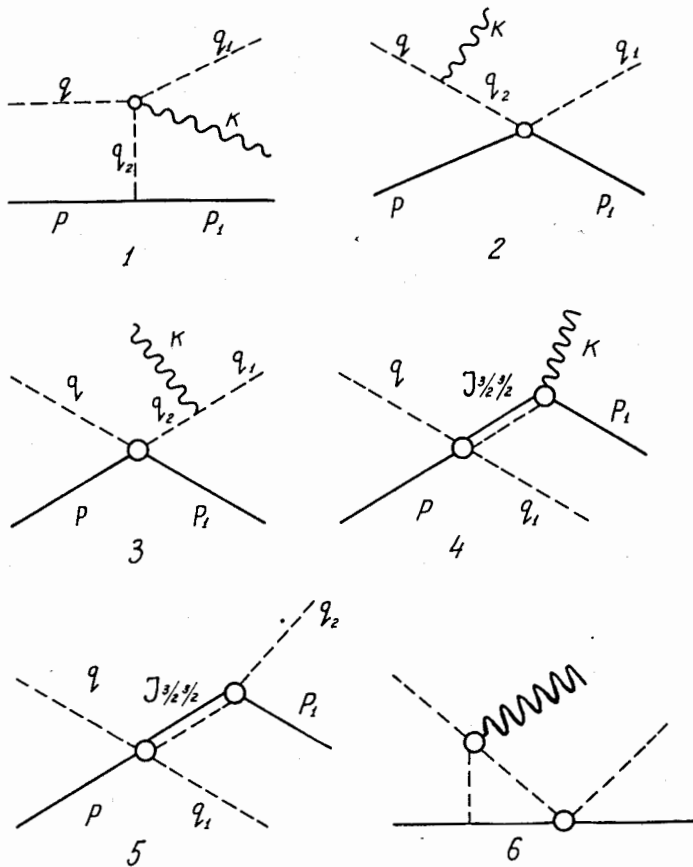


Рис. 1. Представлены диаграммы, описывающие реакцию $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + u + p$. Сплошными линиями обозначены нуклоны, волнистыми - фотоны, пунктирными - π -мезоны, $J_{3/2}^{3/2}$ обозначают изобару.

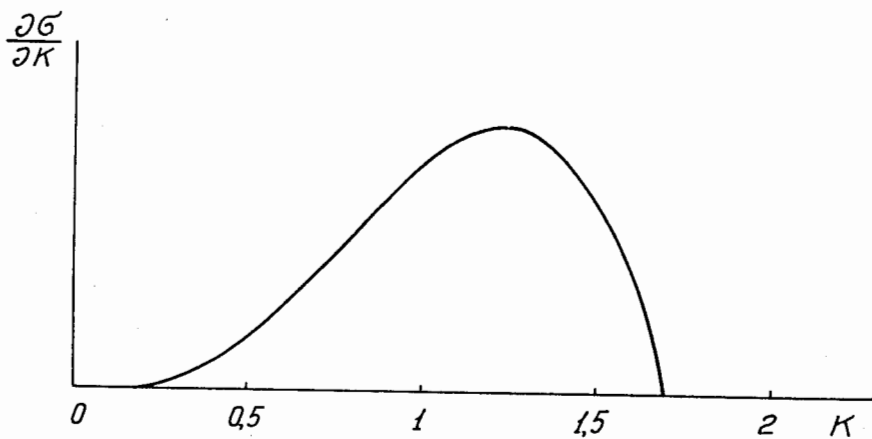


Рис. 2. В произвольных единицах представлено дифференциальное сечение $d\sigma_1/dk$.

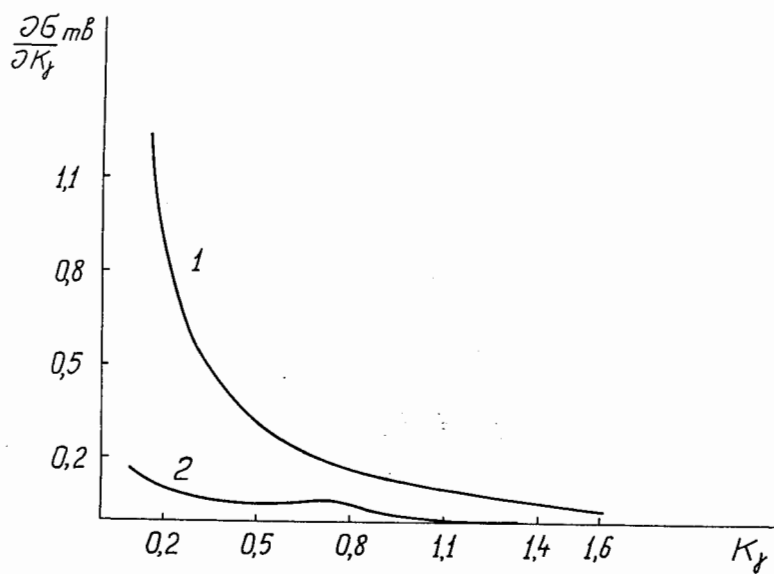


Рис. 3. Дифференциальные сечения $d\sigma_2/dk$ (кривая 2) и $d\sigma_3/dk$ (кривая 1) в миллибарнах. Импульс фотона отложен в единицах m_π .