

С-904

1/III - 71

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 5572

608/2-71



В.К. Сусленко, В.И. Кочкин

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

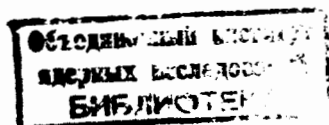
ИССЛЕДОВАНИЕ
МОДЕЛИ ОДНОПИОННОГО ОБМЕНА
РЕАКЦИИ $p+p \rightarrow p+n + \pi^+$
В ПРИБЛИЖЕНИИ $I = J = 3/2$ РЕЗОНАНСА
ПРИ ЭНЕРГИЯХ ПРОТОНОВ 660 И 970 МЭВ

1971

P2 - 5572

В.К. Сусленко, В.И. Кочкин

ИССЛЕДОВАНИЕ
МОДЕЛИ ОДНОПИОННОГО ОБМЕНА
РЕАКЦИИ $p+p \rightarrow p+n + \pi^+$
В ПРИБЛИЖЕНИИ $I = J = 3/2$ РЕЗОНАНСА
ПРИ ЭНЕРГИЯХ ПРОТОНОВ 660 И 970 МЭВ



S U M M A R Y

The aim of the given study is in clearing up an applicability of the one-pion exchange model (OPEM) /4/ to reaction (1) in the initial proton energy region with its lower limit near 660 MeV, by comparing the calculated differential energy spectra of pions with the experimental ones. Such experimental information was collected during 1956-1969 at JINR, Dubna (see refs. /18-24/), the π^+ -meson spectra being measured in the wide region of the lab. angles, namely, from $\Theta_{\pi}^L = 19.5^\circ$ up to $\Theta_{\pi}^L = 160^\circ$ and it can be expected to be sensitive to the assumptions of the OPE model.

Section 1 consists of the introductory remarks on the OPEM ideas and their previous verifications. In Section 2 the notations relating to reaction (1) are introduced and the relativistic kinematics of the pions is given. In section 3 we give the general expressions for the differential energy spectra of the particle q (expression (10)), and expression (11) in which the integration variables are explicitly shown. The OPEM squared matrix element of reaction (1), corresponding to the four Feynman diagrams in Fig.1, is given by expressions (12)-(39). It was calculated under the following approximations: i) in all four-tail vertices of the diagrams in Fig.1 the input of the states with $I=J=3/2$ is only taken into account and an amplitude of the physical $\mathbb{3}$ -resonance of the πN scattering is approximated by the Breit-Wigner type formula (33)/17/; ii) the interference terms from the diagrams 1 and 3, 2 and 4 are neglected. The matrix element contains the so-called "pion-nucleon formfactor" $G(K^2)$ depending only on the transferred momentum K^2 (i.e. t^2 or t'^2 given by (29) and (30)).

The most important consequence of the OPE model is the statement that if this model were applicable, the experimental data must be consistent with the calculated ones at different initial energies in the given region using everywhere the same formfactor $G(K^2)$.

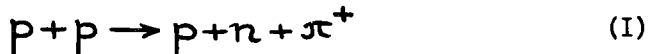
The results of our computations are given in Figs.2-13 and their description is given in Section 4. In Figs.2-9 the solid curves 1 represent the results for the values $d^2\sigma/dT_{\pi}^2 d\Omega_{\pi}^L$ calculated with $\Gamma(K^2)$ given by (35)-(37) and the formfactor $G(K^2)$ given by (39). Dashed curves 1 are the results calculated with (34) and (38). Solid and dashed curves 2 represent the corresponding results when one puts $G_{33} = \text{const.}$ Curves 3 are phase spaces. To restore the absolute values of the experimental data and calculated curves 1, their values at the maximum of spectra are listed in Table II. Comparing the calculated spectra and experimental ones given in Figs.2-9, one finds good agreement with experiment at energies near $T = 660$ MeV, if the formfactor $G(K^2) = 9 \mu^2 / (K^2 + 10 \mu^2)$ and off-shell corrections (35)-(37) were taken.

As a result, one can draw the following conclusions:

i) The OPE model is applicable at the initial proton energy region near $T = 660$ MeV because of good agreement with experiment and the same previous result for the energy region $T = 0.9 - 2.85$ GeV was obtained using the same formfactor (39) and off-shell corrections (35)-(37)/4,9/; ii) the form of the pion spectra is essentially dependent on the presence of the $\mathbb{3}$ -resonance in the matrix element (see the difference between curves 1 and 2) and its dependence on the function $\Gamma(K^2)G(K^2)$ is weaker (see the difference between solid and dashed lines 1), iii) the absolute values of the calculated pion spectra are strongly dependent on the choice of the function $\Gamma(K^2)G(K^2)$ (see Table II). Finally, we give the result of our calculation for the integrated energy spectrum of pions for $T = 660$ and 970 MeV (see Figs.10 and 11) using two different functions $\Gamma(K^2)G(K^2)$. In Fig.12 the results are presented for the squared matrix elements of diagrams 2 and 4 (solid curves), 1 and 3 (long-dashed curves) and the interference terms of diagrams 1 and 2, 3 and 4 (short-dashed curves).

Введение

Модель однопионного обмена (ОРЕМ) (или периферическая модель (РМ)) реакции



была применена и развита в работах^{/1-4/}. Основная идея этой модели заключается в том, что главный вклад в реакцию (I) дают фейнмановские диаграммы полюсного типа, когда промежуточной виртуальной частицей является пион — частица с наименьшей возможной массой, участвующая в сильных взаимодействиях при не слишком высоких энергиях.

Все трудности, характерные для современного состояния теории сильных взаимодействий, присутствуют и в данной модели и она не претендует на полное и точное решение проблемы. Несмотря на то, что в данной модели приходится прибегать к феноменологическому описанию некоторых черт реакции (I) (таких, например, как амплитуды физического πN — рассеяния и зависимость пион-нуклонной вершины от передаваемого импульса), она привлекательна тем, что в ней учтены основные известные сведения о сильных взаимодействиях.

Периферический характер взаимодействия в реакции (I), соответствующий обмену одним виртуальным пионом, был подтвержден экспериментально при энергиях протонов $\approx [\text{Гэв}]^{5-7/}$ тем, что в угловых распределениях вторичных нуклонов в с.п.м. четко проявляются пики для направлений вперед-назад.

Первые сравнения OPEM с экспериментом^{/1,2,5/} были выполнены в полюсном приближении и не содержали функции, учитывающей зависимости пион-нуклонной вершины от передаваемого импульса, но в дальнейшем для лучшего согласия с экспериментом модель была модифицирована введением пион-нуклонного формфактора^{/8,4/}.

В работе^{/1,2/} и затем в^{/9,12/} были использованы разные виды формфакторов совместно с соответствующими немассовыми поправками для π -N - рассеяния^{/10,11/}. В результате было показано, что энергетические спектры вторичных нуклонов, образующихся в протон-протонных столкновениях при энергиях 0,9; 2 и 2,85 Гэв, хорошо описываются данной моделью. Успех OPEM в указанной области энергий позволяет поставить вопрос о ее применимости в более широком интервале энергий. В частности, при энергиях протонов вблизи 660 Мэв накоплена значительная экспериментальная информация о дифференциальных энергетических спектрах положительных пионов, образующихся в реакции (I). Хотя ее периферический характер при энергиях около 0,6 Гэв менее очевиден, анализ этой информации представляет несомненный интерес для понимания механизма реакции. Применимость OPEM в области около 0,6 Гэв можно будет считать доказанной, если экспериментальные данные в этой области могут быть описаны при использовании того же вида пион-нуклонного формфактора, который был введен для описания данных при более высоких энергиях. Такая возможность была установлена для области малых передаваемых импульсов ($\leq 10 \mu^2$) при описании с помощью периферической модели реакции образования π^0 -ме-

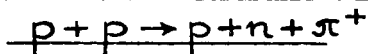
зонов в pp -соударениях при энергии протонов 610 Мэв^{/13/}.

Ранее нами^{/14/} была предпринята попытка применить периодическую модель для описания имеющейся информации для дифференциальных энергетических спектров π^+ - мезонов в реакции (I) при энергиях протонов около 660 Мэв. К сожалению, допущенная ошибка в определении допустимой области фазового объема не позволяет с убедительностью утверждать о соответствии представлений ОРЕМ экспериментальным данным при этой энергии.

В настоящей работе проводится на основе ОРЕМ анализ имеющихся данных для распределений π^+ - мезонов в реакции (I) при энергиях протонов около 660 Мэв и при энергии 970 Мэв. Расчет проводится в однопарциальном приближении (учитывается только вклад $I=J=3/2$ - резонансной амплитуды в πN -рассеянии) и пренебрегается вкладом менее существенных интерференций. Такое приближенное рассмотрение, примененное ранее для области более высоких энергий, привлекательно с точки зрения его простоты и единообразия. Вследствие возрастающего вклада пренебрегаемых интерференционных членов при энергии около 660 Мэв по сравнению с энергиями ≥ 1 Гэв, такое приближение менее обосновано, но если будет достигнуто согласие с экспериментом, его следует считать допустимым и при энергиях около 660 Мэв. Качественная оценка вклада вышеуказанных эффектов позволяет полагать, что он значительно меньше учитываемого.

Как показано ниже, выбор формфактора значительно влияет на абсолютные величины и форму спектров образующихся пионов. В данной работе главное внимание обращено на выяснение принципиальной применимости ОРЕМ в области энергии около 660 Мэв и на зависимость результатов расчета спектров π^+ - мезонов в реакции (I) от выбора формфактора и соответствующих поправок на уход с массовой поверхности амплитуд πN - рассеяния при больших ($> 10 \mu^2$) квадратах передаваемых импульсов.

2. Обозначения и кинематика пионов в реакции



Реакции (I) в рамках ОРЕМ соответствует четыре возможные диаграммы рис. I. Сплошными линиями обозначены нуклоны, штрихованными - пионы. Символы P_1, P_2, q_1, q_2 и q обозначают 4-импульсы налетающего протона, протона мишени, протона, нейтрона и пиона в конечном канале соответственно. Реакция (I) в общем случае описывается пятью независимыми релятивистскими инвариантами. Удобно ввести следующие фундаментальный и вспомогательный наборы инвариантов (метрика $ab = a_0 b_0 - \vec{a} \vec{b}$)

$$\begin{aligned}
 \sqrt{W^2} &= (P_1 + P_2)^2 & z^2 &= (q_1 + q_2)^2 \\
 \omega^2 &= (q + q_1)^2 & z'^2 &= -(q - p_1)^2 \\
 u^2 &= (q + q_2)^2 & \bar{z}^2 &= -(q - p_2)^2 \\
 \Delta^2 &= -(q_2 - p_2)^2 & \bar{\Delta}^2 &= -(q_2 - p_1)^2 \\
 t^2 &= -(q_1 - p_1)^2 & \bar{t}^2 &= -(q_1 - p_2)^2
 \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь инварианты, содержащие знаки минус, являются квадратами переданных 4-импульсов, остальные - квадраты полных энергий частиц, указанных в скобках, в их системе центра масс. Вспомогательные инварианты (правая часть формул (2)) выражаются через инварианты фундаментального набора (левая часть (2)) и могут использоваться всюду, где это окажется удобным. Любые кинематические величины (энергия, импульс, угол рассеяния)

в любой системе отсчета могут быть выражены через основные инварианты.

Всюду через m (μ) обозначается масса нуклона (пиона). Величины $P_{10}, P_{20}, Q_{10}, Q_{20}$ и Q_0 означают полные энергии и эти же символы без нулевых индексов означают абсолютные величины 3-импульсов соответствующих частиц. Верхний индекс у этих величин будет означать систему отсчета. В лабораторной системе (L-система: $\vec{p}_2^L = 0$, все полярные углы отсчитываются от направления \vec{p}_1^L) кинетическая энергия налетающего нуклона обозначается через T , а кинетическая энергия рожденного пиона и угол его вылета - через T_π^L и Θ_π^L соответственно.

Ниже нас будут интересовать распределения пионов в реакции (I). Максимальная кинетическая энергия пиона $T_{\pi \max}^L$, вылетающего под углом Θ_π^L , определяется из условия

$$x^2 = (q_1 + q_2)^2 = (p_1 + p_2 - q)^2 = 4m^2 \quad (3)$$

и равна

$$T_{\pi \max}^L(\Theta_\pi^L) = \frac{1}{2[(2m+T)^2 - p_1^2 \cos^2 \Theta_\pi^L]} \left\{ (2m+T)(2mT + \mu^2) + p_1^2 \cos \Theta_\pi^L \sqrt{(2mT + \mu^2)^2 - 4\mu^2[(2m+T)^2 - p_1^2 \cos^2 \Theta_\pi^L]} \right\} - \mu, \quad \dagger$$

где $p_1^L = \sqrt{T(T+2m)}$.

Из (4) следует, что при начальных энергиях

$$T \geq \frac{\mu(4m-\mu)}{2(m-\mu)} \quad (5)$$

для пионов, образующихся в реакции (I), допустим весь физический интервал углов $-1 \leq \cos \theta_x^L \leq +1$ (детальный анализ кинематики пионов см. в /15/). Отметим, что при заданной величине T и фиксированных T_x^L и θ_x^L фиксируются следующие инварианты:

$$W^2 = (p_1 + p_2)^2 = 2mT + 4m^2, \quad (5)$$

$$z^2 = (q_1 + q_2)^2 = (p_1 + p_2 - q)^2 = (2m - \mu)^2 + 2T(m - \mu) - 2T_x^L(2m + T) + 2\sqrt{T(T+2m)}\sqrt{T_x^L(T_x^L + 2\mu)}\cos\theta_x^L \quad (6)$$

$$z^2 = -(q - p_1)^2 = -(m - \mu)^2 + 2\mu T + 2T_x^L(m + T) - 2\sqrt{T(T+2m)}\sqrt{T_x^L(T_x^L + 2\mu)}\cos\theta_x^L, \quad (7)$$

$$\bar{z}^2 = -(q - p_2)^2 = -(m - \mu)^2 + 2mT_x^L. \quad (8)$$

3. Дифференциальное сечение и матричный элемент модели однопионного обмена

Для реакции (I) наиболее общее выражение дифференциального поперечного сечения имеет вид

$$d\sigma = \frac{m^4}{2(2\pi)^5} \frac{1}{F} \sum |M_{fi}|^2 \delta^4(P_f - P_i) \frac{d^3q_1 d^3q_2 d^3q}{q_{10} q_{20} q_0}, \quad (9)$$

где $F = \sqrt{(P_1 \cdot P_2)^2 - m^4} = m P_1^L$ - релятивистски инвариантный поток налетающих частиц; $\sum |M_{fi}|^2$ - квадрат матричного элемента реакции, усредненный по начальным и просуммированный по конечным спиновым состояниям; $\delta^4(P_f - P_i)$ - 4-мерная δ -функция, аргументом которой является выражение для закона сохранения энергии и импульса, где $P_i = p_1 + p_2$ и $P_f = q_1 + q_2 + q$; d^3q_1 , d^3q_2 и d^3q - дифференциалы трехмерных импульсов конечных частиц. Учитывая, что $d^3q_k = |\vec{q}_k| q_{k0} dq_{k0} d\Omega_k$ для двойного дифференциального сечения пионов (частица c) получаем

$$\frac{d^2\sigma}{dq_0 d\Omega} = \frac{m^4}{2(2\pi)^5} \frac{1}{F} |\vec{q}| \int \sum |M_{fi}|^2 \delta^4(P_f - P_i) \frac{d^3q_1 d^3q_2}{q_{10} q_{20}}, \quad (I0)$$

где величины $|\vec{q}|$, q_0 и Ω должны определяться в одной и той же системе отсчета, а выражение, стоящее под знаком интеграла, является инвариантом и может быть вычислено в любой системе отсчета. Для проведения интегрирований удобно использовать систему центра масс частиц q_1 и q_2 (D -система: $\vec{q}_1^D + \vec{q}_2^D = 0$). Из шести необходимых интегрирований четыре легко выполняются с помощью δ^4 -функции, в результате чего получаем

$$\frac{d^2\sigma}{dq_0 d\Omega} = \frac{m^4}{2(2\pi)^5} \frac{1}{F} |\vec{q}| \frac{q_j^D}{\Xi} \int_0^{2\pi} d\varphi_j^D \int_{-1}^{+1} \sum |M_{fi}(\cos\theta_j^D, \varphi_j^D)|^2 d\cos\theta_j^D, \quad (II)$$

где $j = 1$ или 2 .

Оставшиеся два интегрирования (вследствие сложной зависимости матричного элемента от переменных интегрирования $\cos\theta_j^D$

и φ_j^D) обычно выполняются численно.

Полный матричный элемент M_{fi} реакции (I), соответствующий диаграммам I-4 рис. I, является алгебраической суммой

$$M_{fi} = M_1 - M_2 - M_3 + M_4, \quad (I2)$$

где знаки минус обусловлены соблюдением принципа Паули при перестановке начальных нуклонов. В общем случае квадрат такого матричного элемента должен содержать сумму квадратов матричных элементов, соответствующих каждой диаграмме, и шесть интерференционных членов. Для реакции (I) вследствие псевдоскалярной природы пиона интерференции между диаграммами I и 4, 2 и 3 точно равны нулю, т.е.

$$2\text{Re}\sum M_1^* M_4 = 2\text{Re}\sum M_2^* M_3 = 0. \quad (I3)$$

Изотопическая структура матричного элемента (I2) для реакции (I) дается следующей таблицей I базисных изотопических коэффициентов состояний для амплитуд с изоспинами $I = 3/2$ и $I = 1/2$.

Таблица I

| Реакция | $c_{11}^{\frac{1}{2}}$ | $c_{11}^{\frac{3}{2}}$ | $c_{22}^{\frac{1}{2}}$ | $c_{22}^{\frac{3}{2}}$ | $c_{33}^{\frac{1}{2}}$ | $c_{33}^{\frac{3}{2}}$ | $c_{44}^{\frac{1}{2}}$ | $c_{44}^{\frac{3}{2}}$ |
|-----------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|
| $p+p \rightarrow p+n+\pi^+$ | 0 | $\sqrt{2}$ | 0 | $\sqrt{2}$ | $\frac{\sqrt{2}}{3}$ | $-\frac{\sqrt{2}}{3}$ | $\frac{\sqrt{2}}{3}$ | $-\frac{\sqrt{2}}{3}$ |

В самом общем случае явный вид матричного элемента (I2), соответствующего диаграммам I-4 рис. I, и процедура суммирования по конечным и начальным состояниям подробно излагались (см.,

например, работы^{/2,4,16/}) и здесь за отсутствием места не приводятся.

Ниже дается выражение для матричного элемента реакции (I), получаемого в результате следующих упрощающих предположений:

а) в четырехлучевых вершинах всех диаграмм, описывающих πN - рассеяние, полагается доминирующим состояние с изоспином $I = 3/2$ и полным моментом $J = 3/2$ (3 - резонанс). Вкладом всех парциальных волн с изоспином $I = 1/2$ также пренебрегается. Амплитуда физического 33-резонанса аппроксимируется брейтвигнеровской резонансной формулой^{/17/};

б) вкладом интерференций диаграмм 1 и 3, 2 и 4 пренебрегаем.

В принятых приближениях квадрат матричного элемента (I2) реакции (I) имеет следующий вид:

$$\sum |M_{fi}|^2 = [(c_1^2 + c_3^2) A^2 + (c_2^2 + c_4^2) B^2 - (c_1 c_2 + c_3 c_4) 2 \operatorname{Re} A^* B] \quad (I4)$$

где (при опущенных верхних индексах $3/2$ в коэффициентах $c_i^{3/2}$) $(c_1^2 + c_3^2) A^2$ и $(c_2^2 + c_4^2) B^2$ - суммы вкладов квадратов матричных элементов диаграмм 1, 3 и 2, 4, соответственно; $(c_1 c_2 + c_3 c_4) 2 \operatorname{Re} A^* B$ - сумма членов от интерференций диаграмм 1, 2 и 3, 4;

$$A^2 = (2\pi)^2 \frac{G_p^2}{m^4} u^2 t^2 \Pi(t^2) |f_{++}(u, t^2)|^2 (1 + 3 \cos^2 \theta^P), \quad (I6)$$

$$B^2 = (2\pi)^2 \frac{G_r^2}{m^4} u^2 \bar{t}^2 \Pi^2(\bar{t}^2) |f_{1+}(u, \bar{t}^2)|^2 (1 + 3 \cos^2 \varepsilon^P), \quad (17)$$

$$\begin{aligned} -2 \operatorname{Re} A^* B = & (2\pi)^2 \frac{G_r^2}{m^4} u^2 \Pi(t^2) \Pi(\bar{t}^2) |f_{1+}^*(u, \bar{t}^2) \cdot f_{1+}(u, t^2)| \\ & \times \left\{ (u+m) R_{(-)} \left[1 + 9 \cos \Theta^P \cdot \cos \varepsilon^P \cdot \cos \alpha^P - \right. \right. \\ & \left. \left. - 3 (\cos^2 \Theta^P + \cos^2 \varepsilon^P) \right] + (u-m) R_{(+)} \left[\cos \alpha^P + 3 \cos \Theta^P \cos \varepsilon^P \right] \right\}, \quad (18) \end{aligned}$$

где $G_r^2 = \frac{16\pi m^2}{\mu^2} f^2$, $f^2 = 0.08$ - константа сильного взаимодействия,

$$R_{(+)} = \sqrt{(P_{10}^P + m)(P_{20}^P + m)}, \quad R_{(-)} = \sqrt{(P_{10}^P - m)(P_{20}^P - m)}, \quad (19)$$

$$\cos \Theta^P = \frac{1}{2q_0^P p_2^P} \left[\bar{t}^2 + (m^2 + \mu^2) - 2q_0^P p_{20}^P \right], \quad (20)$$

$$\cos \varepsilon^P = \frac{1}{2q_0^P p_1^P} \left[t^2 + (m^2 + \mu^2) - 2q_0^P p_{10}^P \right], \quad (21)$$

$$\cos \alpha^P = \frac{1}{2p_1^P p_2^P} \left[2m^2 - W^2 + 2p_{10}^P p_{20}^P \right], \quad (22)$$

$$q_0^P = \frac{1}{2u} (u^2 + \mu^2 - m^2), \quad q^P = \sqrt{q_0^{P2} - \mu^2}, \quad (23)$$

$$p_{10}^P = \frac{1}{2u} (u^2 + m^2 + \bar{t}^2), \quad p_1^P = \sqrt{p_{10}^{P2} - m^2}, \quad (24)$$

$$p_{20}^P = \frac{1}{2u} (u^2 + m^2 + t^2), \quad p_2^P = \sqrt{p_{20}^{P2} - m^2}, \quad (25)$$

$$u^2 = W^2 - 3m^2 - t^2 - \bar{t}^2; \quad (26)$$

$$\Pi(K^2) = \frac{1}{K^2 + \mu^2} G(K^2) \quad (27)$$

представляет собой функцию от переданного квадрата 4-импульса K^2 , (где K^2 есть t^2 или \bar{t}^2), одна из сомножителей в которой является пропагатор виртуального пиона, а другим - пион-нуклонный формфактор $G(K^2)$;

$$f_{1+}(u, K^2) = \Gamma(K^2) \cdot f_{1+}(u) \quad (28)$$

- амплитуда $\pi\pi$ -резонанса, определенная на немассовой поверхности, где $f_{1+}(u)$ - амплитуда (физического) $\pi\pi$ -резонанса πN - рассеяния, а $\Gamma(K^2)$ - функция, учитывающая уход с массовой поверхности амплитуды физического $\pi\pi$ -резонанса в зависимости от K^2 .

Записанный таким образом квадрат матричного элемента (I4) подставляется в (II) для проведения необходимых интегрирований, для чего инварианты t^2 и \bar{t}^2 должны быть выражены через переменные интегрирования $\cos \Theta_1^D$ и φ_1^D , а именно (в качестве направления, относительно которого определяется полярный угол Θ_1^D , выберем, например, направление вектора \vec{p}_2^D)

$$\bar{t}^2 = -(q_1 - p_2)^2 = 2(q_{10}^D p_{20}^D - m^2 - q_1^D p_2^D \cos \Theta_1^D), \quad (29)$$

$$t^2 = -(q_1 - p_1)^2 = 2[q_{10}^D p_{10}^D - m^2 - q_1^D p_1^D (\cos \alpha^D \cos \Theta_1^D + \sqrt{1 - \cos^2 \alpha^D} \sqrt{1 - \cos^2 \Theta_1^D} \cdot \cos \varphi_1^D)], \quad (30)$$

где

$$\cos \alpha^D = \frac{1}{2p_1^D p_2^D} (2p_{10}^D p_{20}^D + 2m^2 - \sqrt{J^2}), \quad (31)$$

$$q_{10}^D = \frac{z}{2}, \quad q_1^D = \frac{1}{2} \sqrt{z^2 - 4m^2}. \quad (32)$$

Следует отметить, что матричный элемент, выраженный через инварианты u^2, t^2 и \bar{t}^2 , может быть записан через ω^2 , $\bar{\Delta}^2$ и Δ^2 . Вид записи здесь несущественен, т.к. интегрирование ведется по всему допустимому интервалу изменения переменных $\cos\theta_j^D$ и φ_j^D . Для амплитуды физического πN -рассеяния используется брейтвигнеровская формула^{/I7/ *}

$$f_{1+}(u) = \frac{1}{2q^P} \cdot \frac{\gamma}{-(u-u_0) - i\gamma/2}, \quad (33)$$

$$\gamma = \left[\frac{2(q^P \cdot a)^3}{1 + (q^P \cdot a)^2} \right] \gamma_0, \quad (33')$$

в которой параметры, описывающие π^+p -рассеяние, имеют величины

$$u_0 = 1238 \text{ МэВ}, \quad a = 6,3 \cdot 10^{-3} \text{ МэВ}^{-1}, \quad \gamma_0 = 58 \text{ МэВ}.$$

Функция $\Gamma(K^2)$, позволяющая продолжить амплитуду (33) на немассовую поверхность, определялась с помощью одномерных дисперсионных соотношений и был получен ее приближенный вид^{/10/}

$$\Gamma(K^2) = \frac{P_j^P}{q^P} \left(1 + \frac{K^2 + \mu^2}{4m^2} \right) \left[1 + \frac{3(K^2 + \mu^2)}{2m(u_0 - m)} \right] \left[1 + \frac{K^2 + \mu^2}{2m(u_0 - m)} \right]^{-3}, \quad (34)$$

применимый для не слишком больших ($K^2 \lesssim 10\mu^2$) передаваемых импульсов K^2 .

Более точное решение^{/II/}, применимое при больших передаваемых импульсах, имеет вид

$$\Gamma(K^2) = f_{1+}^B(u, K^2) / f_{1+}^B(u, -\mu^2). \quad (35)$$

x/ Величина импульса q^P в знаменателе первого сомножителя в (33) должна быть выражена в единицах F^{-1} ($1F^{-1} = 197 \text{ МэВ}$).

при

$$f_{1+}^B(u, K^2) = \frac{u-m}{2uR_2} Q_1(\beta) - \frac{u+m}{2uR_1} Q_2(\beta), \quad (36)$$

где $R_1 = \sqrt{(p_{j0}^P + m)(q_{20}^P + m)}$, $R_2 = \sqrt{(p_{j0}^P - m)(q_{20}^P - m)}$;

$Q_e(\beta)$ - функции Лежандра второго рода с аргумента

$$\beta(K^2) = \frac{2p_{j0}^P(u - q_{20}^P) - \mu^2}{2p_j^P q_2^P}. \quad (37)$$

В формулах (34)-(37) $j = 1$ при $K^2 = \bar{t}^2$ и $j = 2$ при $K^2 = t^2$; $q_{20}^P = \frac{1}{2u}(u^2 + m^2 - \mu^2)$, $q_2^P = \sqrt{q_{20}^P{}^2 - m^2} = q^P$.

Оставшаяся неопределенной функция $G(\langle^2)$, описывающая пион-нуклонный формфактор, вследствие неудовлетворительного состояния теории сильных взаимодействий не может быть точно задана. Ясно, однако, что она должна выполнять роль обрезачей функции при больших переданных импульсах K^2 . Важное следствие модели однопионного обмена применительно к процессу одномезонного образования в реакциях типа (I) состоит в том, что, в случае ее применимости, экспериментальные данные должны описываться с одним и тем же формфактором $G(K^2)$ (при одном и том же $\Gamma(K^2)$) во всем рассматриваемом интервале энергий налетающих нуклонов.

Было установлено^{/4/}, что при энергиях 0.9, 2.0 и 2.85 Мэв экспериментальные данные для энергетических распределений конечных нуклонов в реакции (I) хорошо описываются формфактором

$$G(K^2) = \frac{0.72}{1 + (K^2 + \mu^2)/4.73\mu^2} + 0.28, \quad (38)$$

взятым совместно с функциями $T(K^2)$ вида (34). Эти же данные могут быть хорошо описаны фактором^{9/}

$$G(K^2) = \frac{9\mu^2}{K^2 + 10\mu^2} \quad (39)$$

совместно с более точным решением вида (35)–(37) для $T(K^2)$.

4. Результаты вычислений

Для реакции (I) в нашей работе вычислялись дифференциальные энергетические распределения для различных углов вылета π^+ -мезонов, а также их энергетические распределения при энергиях налетающего нуклона вблизи 660 Мэв и при 970 Мэв. В вычислениях использовались факторы вида (38) и (39), а также фактор вида

$$S(K^2) = 8\mu^2 / (K^2 + \mu^2), \quad (40)$$

предлагавшийся в работе^{11/}.

При энергиях налетающих нуклонов вблизи $T = 660$ Мэв имеются экспериментальные данные для дифференциальных энергетических спектров π^+ -мезонов в реакции (I) при углах

$\Theta_{\pi^+}^L = 19,5^\circ/18/$, $24^\circ/19/$, $30^\circ/20/$, $38^\circ/18/$, $46^\circ/23/$, $56^\circ/18,20,21/$ и 108° , 123° , 140° , $160^\circ/22/$. Результаты вычислений по модели одномезонного обмена в приближениях а) и б) раздела 3 в сравнении с этими экспериментальными данными приведены на рис. 2–9. Для сравнения формы вычисленных и экспериментальных спектров теоретические кривые на рис. 2–9 нормиро-

вались на максимум экспериментальных спектров. Сплошными жирными линиями изображены спектры, вычисленные с формфактором (39) и с соответствующей поправкой на уход с массовой поверхности (35)-(37) для амплитуды физического 33-резонанса. Формфактор вида (40) с теми же поправками дает практически ту же самую форму спектра, причем ее отличие от предыдущей не превосходит толщину линии. Расчет с формфактором (38) и поправкой (34) (штрихованные линии на рис. 2-9) дает более жесткую форму спектра для углов $\Theta_{\pi}^{\pm} < 90^{\circ}$. Для всех углов наблюдается хорошее совпадение формы спектров, вычисленных с формфактором (39), и несколько худшее (спектры более жесткие) - с (38). Для выяснения роли 33-резонанса вычислены спектры при $\sigma_{33}(u) = 8\pi |f_{++}(u)|^2 = \text{const}$. Из сравнения видно, что наличие 33-резонанса является определяющим фактором для формы спектров.

Абсолютные величины дифференциальных поперечных сечений, относящихся к максимуму распределения в спектрах π^{+} -мезонов для различных углов при энергиях вблизи $\sqrt{s} = 660$ Мэв, в сравнении с экспериментальными величинами приведены в таблице II, из которой следует, что большинство экспериментальных данных находится в очень хорошем согласии с расчетными при формфакторе $G(K^2) = 9\mu^2 / (K^2 + 10\mu^2)$ и немассовых поправках $\Gamma(K^2)$, определенных в (35)-(37). Вычисления с формфактором $G(K^2) = 8\mu^2 / (K^2 + 9\mu^2)$ приводят к величинам, примерно на 14% меньшим, а с формфактором (38) - более чем в 3 раза большим. На рис. 2-9 всюду для сравнения нанесены кривые фазовых объемов. Очевидно, что экспериментальные

Таблица II

| $\frac{d\sigma}{dT d\Omega}$ $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ $\frac{d\sigma}{dT}$ $\frac{d\sigma}{d\Omega dT}$ | | В единицах $[10^{-29} \text{ см}^2/\text{стер}\cdot\text{МэВ}]$ | | | |
|---|---------------------------|---|---------------------------|--------------------------|--------------------------|
| | | $\sigma_{\text{экс}}$ | $\sigma_1^{\text{теор}}$ | $\sigma_2^{\text{теор}}$ | $\sigma_3^{\text{теор}}$ |
| $G(K^2) \rightarrow (39)$ | $G(K^2) \rightarrow (40)$ | | $G(K^2) \rightarrow (38)$ | | |
| $T(K^2) \rightarrow (35) - (37)$ | $T(K^2) \rightarrow (34)$ | | | | |
| 670 | 19,5 | $2,37 \pm 0,26$ [18] | 2,20 | 1,93 | 8,07 |
| 657 | 24 | $1,71 \pm 0,13$ [19] | 1,75 | 1,53 | 6,60 |
| 655 | 30 | $1,65 \pm 0,23$ [20] | 1,52 | 1,34 | 5,20 |
| 670 | 38 | $1,57 \pm 0,13$ [18] | 1,09 | 0,96 | 3,86 |
| 660 | 46 | $1,33 \pm 0,33$ [23] | 0,85 | 0,75 | 2,91 |
| 670 | 56 | $1,30 \pm 0,14$ [18] | | | |
| 655 | | $0,80 \pm 0,03$ [29] | 0,73 | 0,64 | 2,43 |
| | | $0,79 \pm 0,04$ [25] | | | |
| 660 | 108 | $1,00 \pm 0,18$ [22] | 0,74 | 0,65 | 2,79 |
| 660 | 123 | $1,07 \pm 0,12$ [22] | 0,77 | 0,68 | 2,85 |
| 660 | 140 | $0,92 \pm 0,10$ [22] | 0,79 | 0,70 | 2,86 |
| 660 | 160 | $0,92 \pm 0,10$ [22] | 0,81 | 0,72 | 2,87 |

данные для углов $\Theta_x^L < 90^\circ$ резко отличаются от этих кривых. Экспериментальные данные для углов $\Theta_x^L > 90^\circ$ /22/, использованные в этой работе, также (хотя и в меньшей мере) сохраняют эту особенность. Однако недавно получены данные для углов $\Theta_x^L = 106, 120, 136$ и 150° /24/, которые близки к кривым фазового объема. Для модели однопionного обмена предпочтительны данные работы /22/, но окончательное заключение зависит от более точного эксперимента x/.

На рис.10 приведены вычисленные энергетические спектры π^+ -мезонов в реакции (I) при $T = 660$ Мэв, полученные интегрированием по углам в интервале $5^\circ < \Theta_x^L < 175^\circ$.

На рис.10 также нанесены кривые дифференциальных энергетических спектров π^+ -мезонов для $T = 660$ Мэв при углах $\Theta_x^L = 10^\circ$ и далее от 10 до 170° с интервалом в 10° .

На рис.11 в сравнении с экспериментальной гистограммой работы /12/ для энергетического спектра π^+ -мезонов в реакции (I) при $T = 970$ Мэв приведены расчетные кривые с формфакторами (39) и (40) (кривая 1), формфактором (38) (кривая 2) и кривая фазового объема - 3. Интересной особенностью этих кривых является сходство их формы от границы спектра до $T_x^L \approx 200$ Мэв. В области $T_x^L \approx 75 + 200$ Мэв кривые с формфакторами и кривая фазового объема имеют различное поведение, но они все объясняют не более половины зарегистрированных в эксперименте событий. Возможно, однако, что часть экспериментального пика

x/ Если результаты работы /24/ окажутся справедливыми, то это должно привести к выводу о том, что при больших углах явление имеет более сложный характер, чем предполагается в модели однопionного обмена.

обусловлена различными вторичными процессами. Отметим, что расчетные кривые получены интегрированием в интервале углов Θ_{π}^{\pm} от 5° до 175° , поскольку в эксперименте трудно фиксировать события в области углов до 6° /12/.

Для выяснения вклада интерференций диаграмм 1,2 и 3,4 при различных энергиях проведен расчет при $T=670$ и 970 Мэв для углов в широком интервале. Результаты расчета приведены на рис. 12 и 13. При энергии $T=970$ Мэв вклад этих интерференций не превышает $10 + 15$ %. При энергии $T=670$ Мэв их вклад увеличивается примерно в 2 - 2,5 раза. Было установлено, что при $T=970$ Мэв вклад интерференций диаграмм 1,3 и 2,4 составляет лишь несколько процентов /4,2/; учитывая, что их изотопический коэффициент примерно в 2 раза меньше принимаемых во внимание (точнее, $4/3:20/9=3/5$) и что из кинематических соображений они должны иметь более равномерное по интервалу энергий пионов распределение, нет оснований полагать, что их вклад превысит 10 %, а их учет заметно повлияет на форму спектров и при энергии $T=670$ Мэв.

Отметим, что сравнение с экспериментом проводится именно для непрерывной части спектров π^+ -мезонов, поскольку взаимодействие нуклонов в конечном состоянии, приводящее к процессу $p+p \rightarrow d+\pi^+$, не рассматривалось.

5. Заключение и выводы

Расчеты, выполненные на основе модели однопионного обмена в приближениях а) и б) раздела 3, сравнение их с экспериментальными данными для спектров π^+ -мезонов в реакции (I) при энергиях вблизи $T=660$ Мэв и при $T=970$ Мэв и проведенный анализ позволяют сделать следующие выводы.

1. Экспериментальные дифференциальные энергетические спектры π^+ -мезонов в реакции (I) при энергиях вблизи $T=660$ Мэв хорошо описываются моделью одномезонного обмена как по форме, так и по абсолютным значениям при использовании формфактора $G(K^2) = 9\mu^2 / (K^2 + 10\mu^2)$ и немассовых поправок (35) - (37). Поскольку с этим же формфактором ранее было достигнуто согласие с экспериментом (энергетические спектры нуклонов) при $T = 0.9, 2.0$ и 2.85 Гэв ^{/9/}, то результаты нашей работы указывают на применимость модели одномезонного обмена для области энергий вплоть до 660 Мэв.

2. Форма дифференциальных энергетических спектров π^+ -мезонов в широком интервале углов существенным образом зависит от наличия и поведения амплитуды физического $[J = 3/2]$ резонанса.

3. Абсолютные величины вычисляемых спектров π^+ -мезонов сильно зависят от выбора формфактора и немассовых поправок для физического πN -рассеяния.

4. Дифференциальные энергетические спектры π^+ -мезонов предоставляют весьма чувствительную к предположениям ОРЕМ информацию, в то время как интегральные энергетические спектры в значительной мере теряют это свойство.

В заключение следует отметить, что модель и схема расчета, принятые в данной работе и приводящие к хорошему согласию с экспериментом, могут быть использованы для анализа данных по образованию одиночных пионов на ядрах (как часть расчета) и в расчетах каскадных процессов.

Авторы выражают глубокую благодарность В.П.Джелепову, Л.И.Лапидусу и В.А.Ярбе за внимание и интерес к работе.

Один из авторов (В.К.С.) сердечно признателен профессору Эзюо Феррари за присылку корреспонденций, дискуссию и чрезвычайно полезные советы; Н.А.Черникову и В.И.Чижикову за обсуждение отдельных вопросов; В.Г.Соловьеву за гостеприимство и предоставление возможности выполнить работу в ЛТФ ОИЯИ.

Литература

1. F. Selleri. Phys.Rev.Lett. 6, 64 (1961).
2. G. Da Prato. Nuovo Cim. 22, 123 (1961).
3. E.Ferrari, F.Selleri. Suppl. Nuovo Cim. 24, 453 (1962).
4. E.Ferrari, F.Selleri. Nuovo Cim. 27, 1450 (1963).
5. V.E.Barnes, D.V.Bugg, W.P.Dodd, J.B.Kinson, L.Riddiford. Phys.Rev.Lett. 7, 288(1961).
6. G.A.Smith, H.Courant, E.C.Fowler, H.Kraybill, J.Sandweiss. Phys.Rev. 123, 2160 (1961).
7. W.J.Fickinger. E.Pickup, D.K.Robinson, E.O.Salant. Phys.Rev. 125, 2082 (1962).
8. E.Ferrari, F.Selleri. Phys.Rev.Lett. 7, 387 (1961).
9. U.Amaldi, jr., R.Biancastelli and S.Francaviglia, Nuovo Cim. 47A, 85 (1967).
10. E.Ferrari, F.Selleri. Nuovo Cim., 21, 1028 (1961).
11. F.Selleri. Nuovo Cim. 40A, 236 (1965).
12. D.V.Bugg, A.J.Czley, J.A.Zoll, J.G.Rushbrooke, V.E.Barnes, J.B.Kinson, W.F.Dodd, G.A.Doran, L.Riddiford. Phys.Rev. 133, B1017(1964).
13. W.Buzza, D.G.Devis, B.C.Duff, R.E.Jennings, F.F.Heymann, D.T.Walton, E.H.Bellymy, T.F.Buckley, P.V.March, A.Stefanini, J.A.Strong. Nuovo Cim. 42A, 871 (1966).

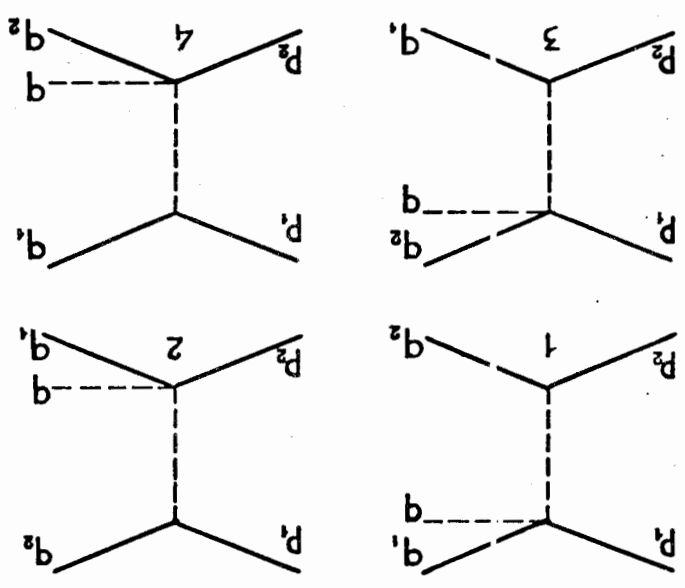
14. V.C.Suslenko, V.I.Kochkin. Nucl.Phys.B5,657(1958);B8,232(1968).
15. В.К.Сусленко.Сообщение ОИЯИ 2-4380(1969);Препринт ОИЯИ P2-4917
16. Л.С.Ахгирей, В.И.Чижиков. Сообщение ОИЯИ P2-4937 (1970); (1970).
С.Б.Нурушев, В.Л.Соловьянов. Препринт ОИЯИ P-2382 (1965).
17. M.Gell-Mann, K.M.Watson. Ann.Rev.Nucl.Sci. 4,219 (1954).
18. М.Г.Мещеряков, Я.Я.Шаламов, В.А.Шебанов.ЖЭТФ 33,64 (1958).
19. М.Г.Мещеряков, В.П.Зрелов, Б.С.Неганов, И.К.Взоров, А.Ф.Шабудин.
ЖЭТФ 31,45 (1956).
20. В.Г.Вовченко. Автореферат диссертации, ФТИ АН СССР,1965 г.
21. В.Г.Вовченко, Г.Гельфер, А.С.Кузнецов, М.Г.Мещеряков,
В.Святковский. ЖЭТФ 39,1557 (1960).
22. Б.С.Неганов, О.В.Савченко. ЖЭТФ 32,1265 (1957).
23. М.Г.Мещеряков, Д.С.Плигин, Я.Я.Шаламов, В.А.Шебанов.
ЖЭТФ 31,560 (1956).
24. Д.А.Батусов, Н.И.Костанашвили, Г.И.Лебедевич, Д.С.Набичвришвили,
В.А.Ярба. Препринт ОИЯИ P1-4491 (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел

14 января 1971 года

$$p + p \rightarrow p + n + \pi^+$$

Рис. 1. Механизмы обмена для реакции



10
 15
 20
 25

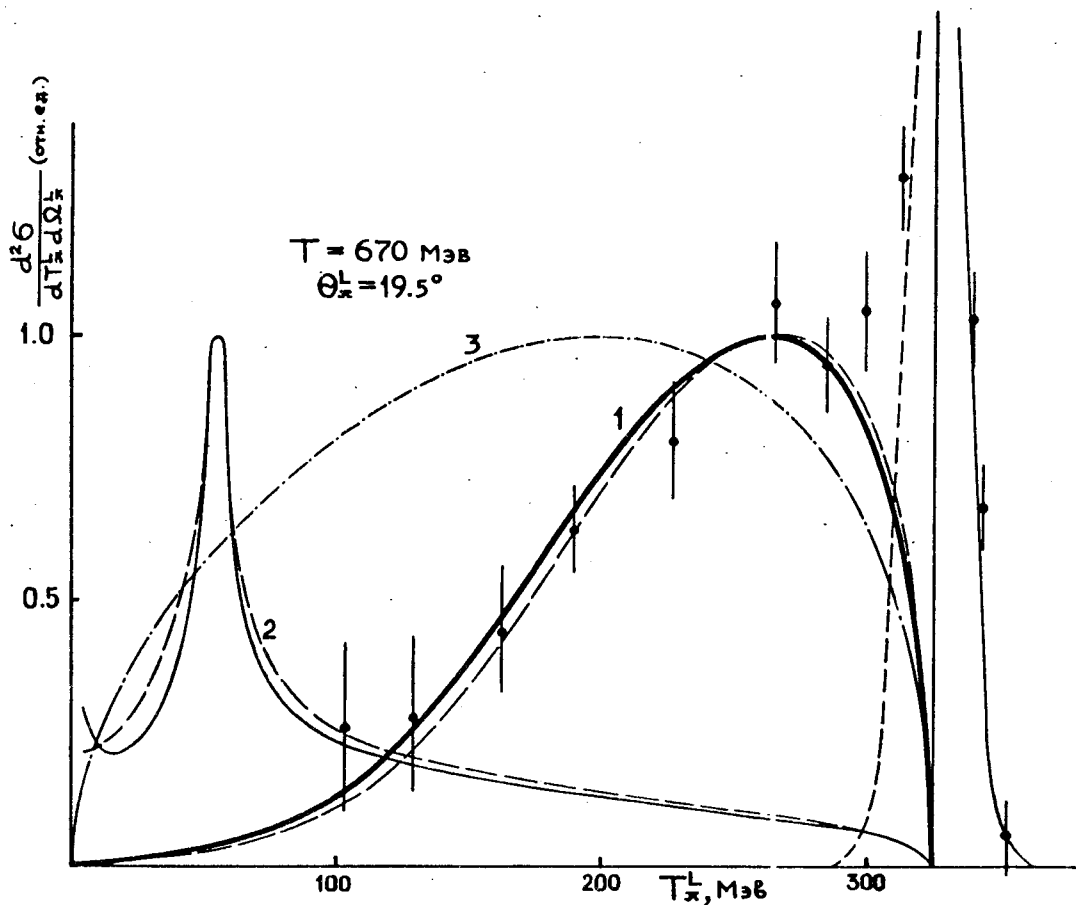


Рис.2. Теоретический спектр дифференциального энергетического распределения π^+ -мезонов для реакции (I), $p + p \rightarrow p + n + \pi^+$, вычисленный по модели одномезонного обмена, в сравнении с экспериментальными данными при $T = 670$ МэВ и $\theta_x^L = 19.5^\circ$.

Сплошная жирная кривая I - результат расчета с факторами (39) и (40) и немассовыми поправками (35) - (37).

Штрихованная кривая рядом с кривой I - результат расчета с фактором (38) и немассовыми поправками (34).

Кривые 2, сплошная и штрихованная, соответствуют кривым I, в которых поперечное сечение $\pi\pi$ -резонанса положено равным константе ($\sigma_{\pi\pi} = \text{const}$).

Кривая 3 - Фазовый объем.

† - экспериментальные данные работы /18/.

Абсолютные величины для экспериментальных данных и кривых I см. в таблице Д.

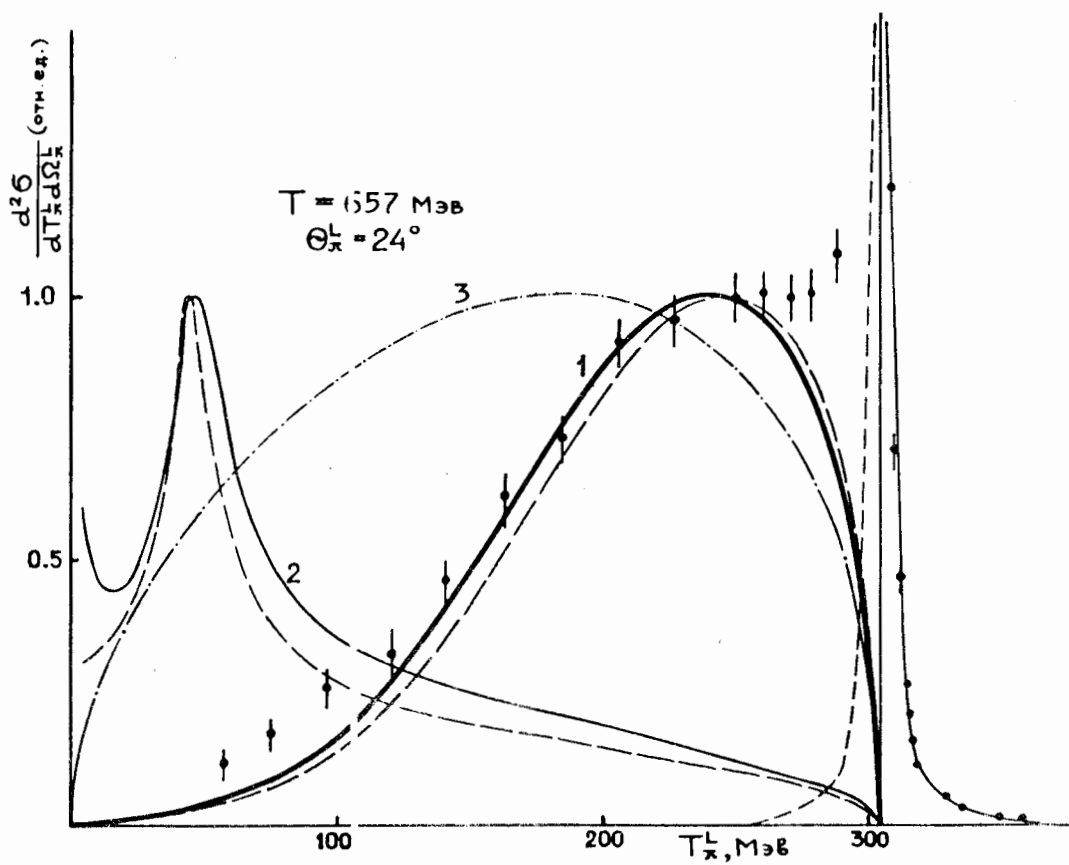


Рис. 3. Такой же спектр и те же обозначения, как на рис. 2, при $T = 657 \text{ МэВ}$ и $\theta_x^L = 24^\circ$.

† — экспериментальные данные работы^{19/}.

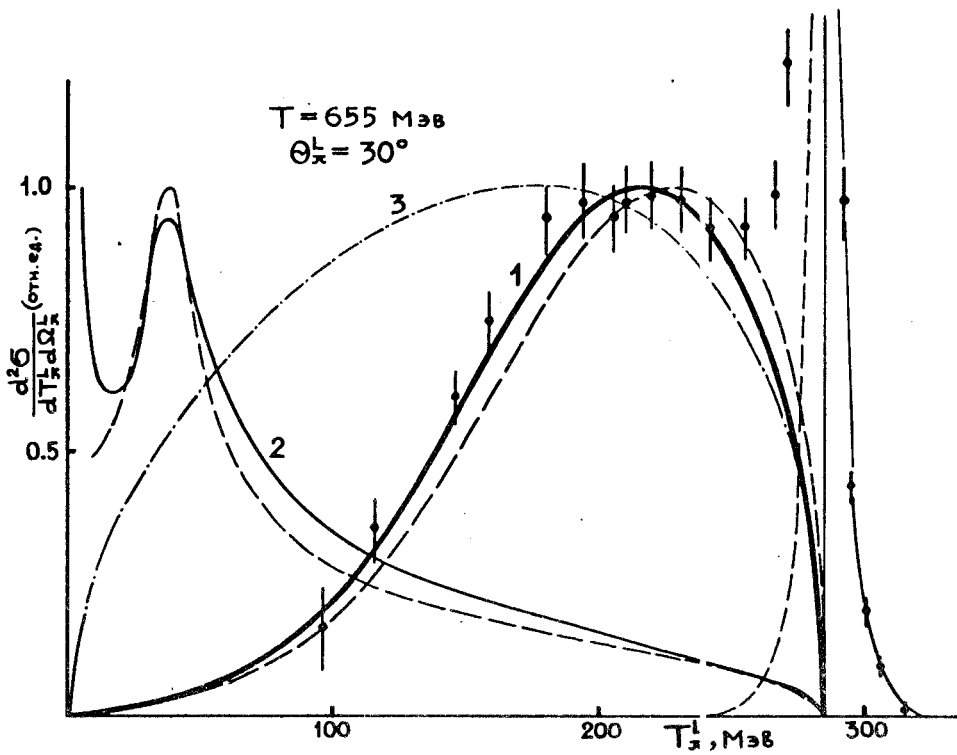


Рис. 4. Такой же спектр и те же обозначения, как на рис. 2, при $T = 655 \text{ МэВ}$, $\theta_x^1 = 30^\circ$.

⊥ - экспериментальные данные работы /20/.

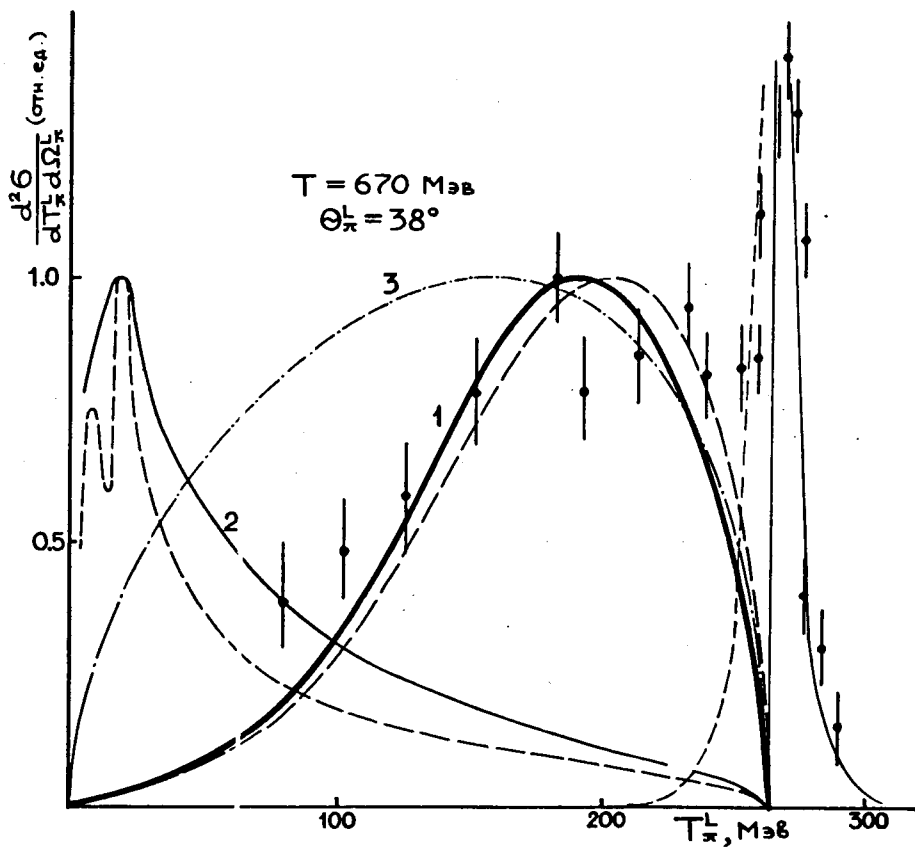


Рис. 5. Такой же спектр и те же обозначения, как на рис. 2,
 при $T = 670 \text{ МэВ}$ и $\Theta_x^L = 38^\circ$.

† - экспериментальные данные работы /18/.

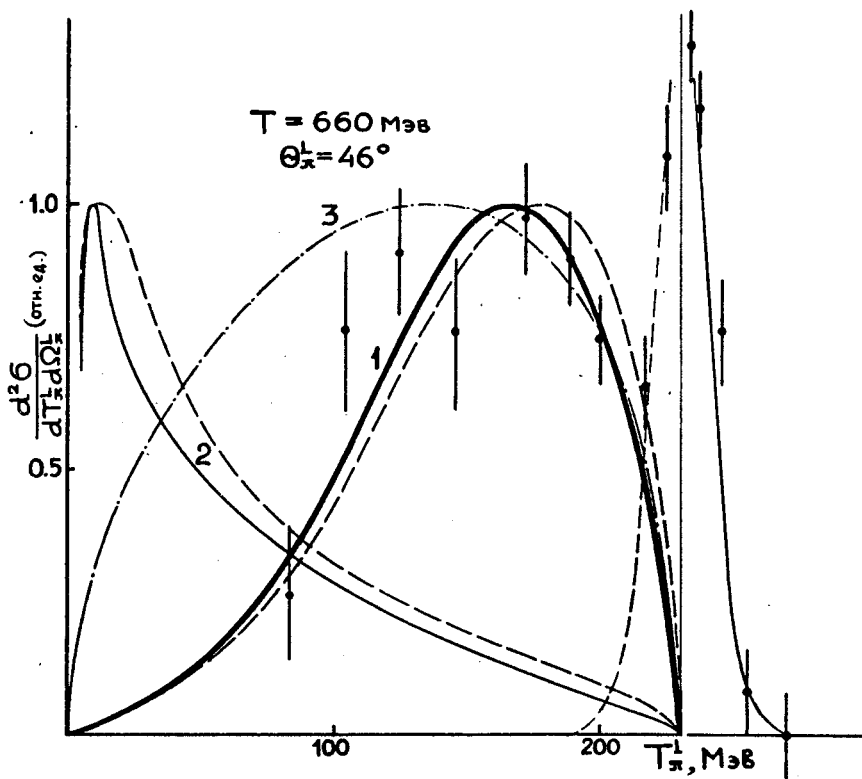


Рис. 6. Такой же спектр и те же обозначения, как: на рис. 2,
 при $T = 660 \text{ МэВ}$ и $\theta_x^1 = 46^\circ$
 † - экспериментальные данные работы '23/.

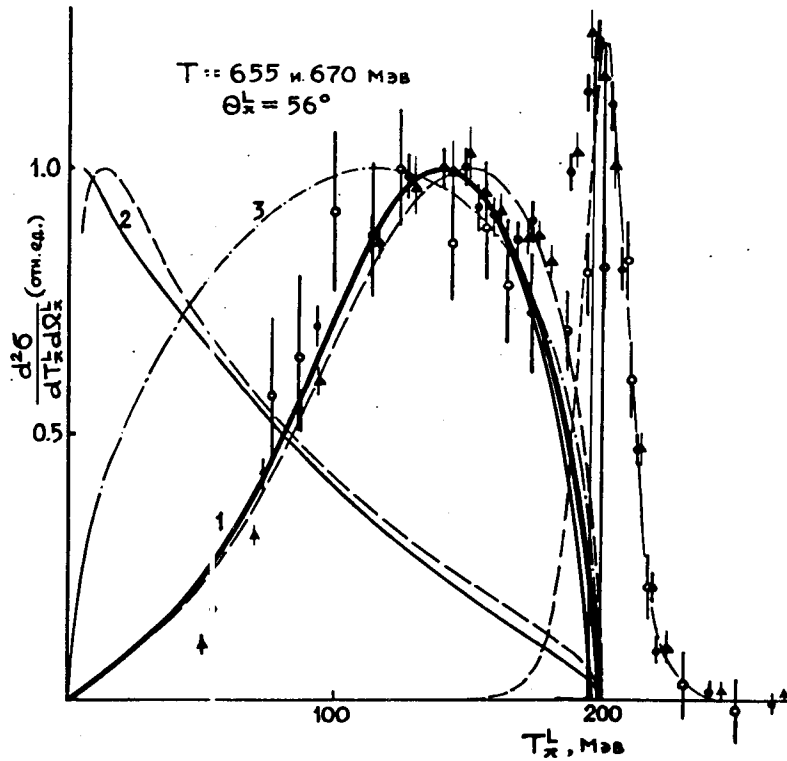


Рис. 7. Такой же спектр и те же обозначения, как на рис. 2,

при $T = 660 \text{ и } 670 \text{ МэВ}$, $\theta_x^L = 56^\circ$.

- - экспериментальные данные работы /18/
- - из работы /20/ и ▲ - из работы /21/.

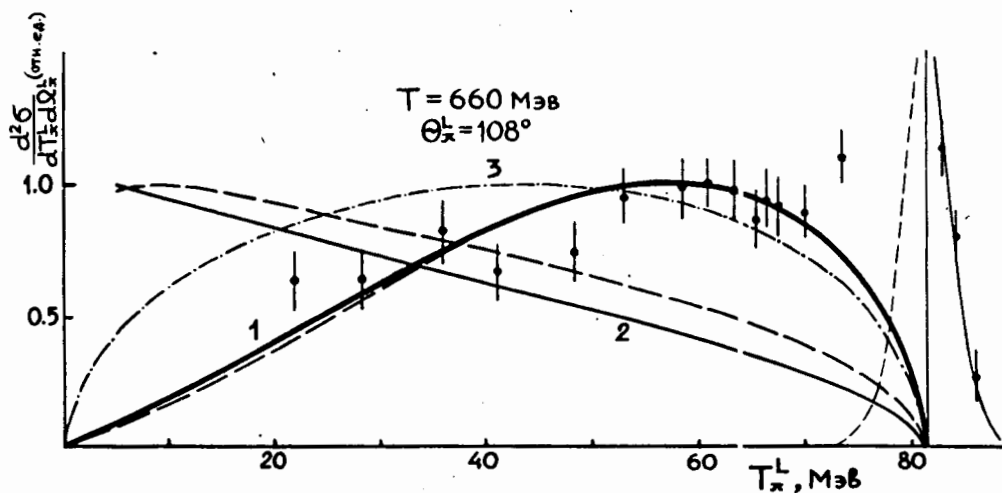
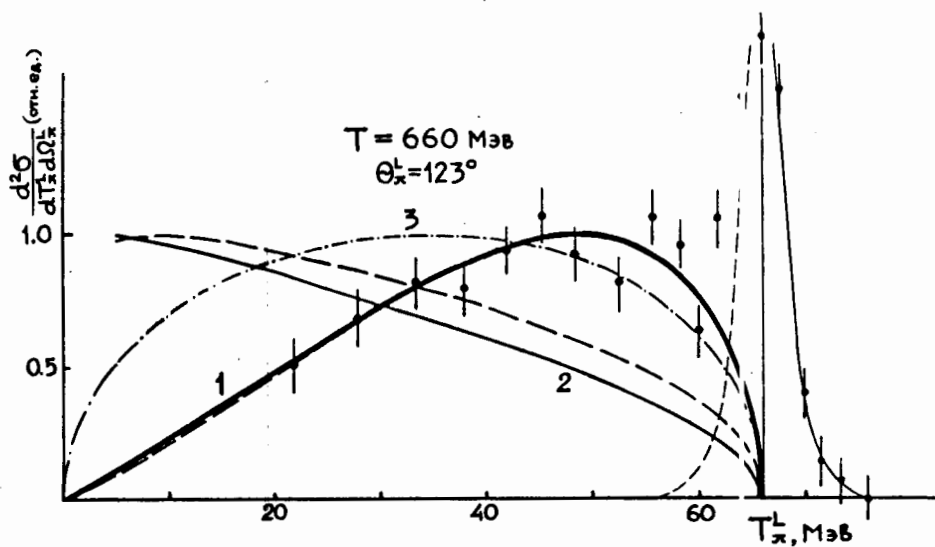


Рис. 8. Такой же спектр и те же обозначения, как на рис. 2, при $T = 660 \text{ МэВ}$ и $\theta_x^L = 108$ и 123° .

\blacktriangledown - экспериментальные данные работы [22].

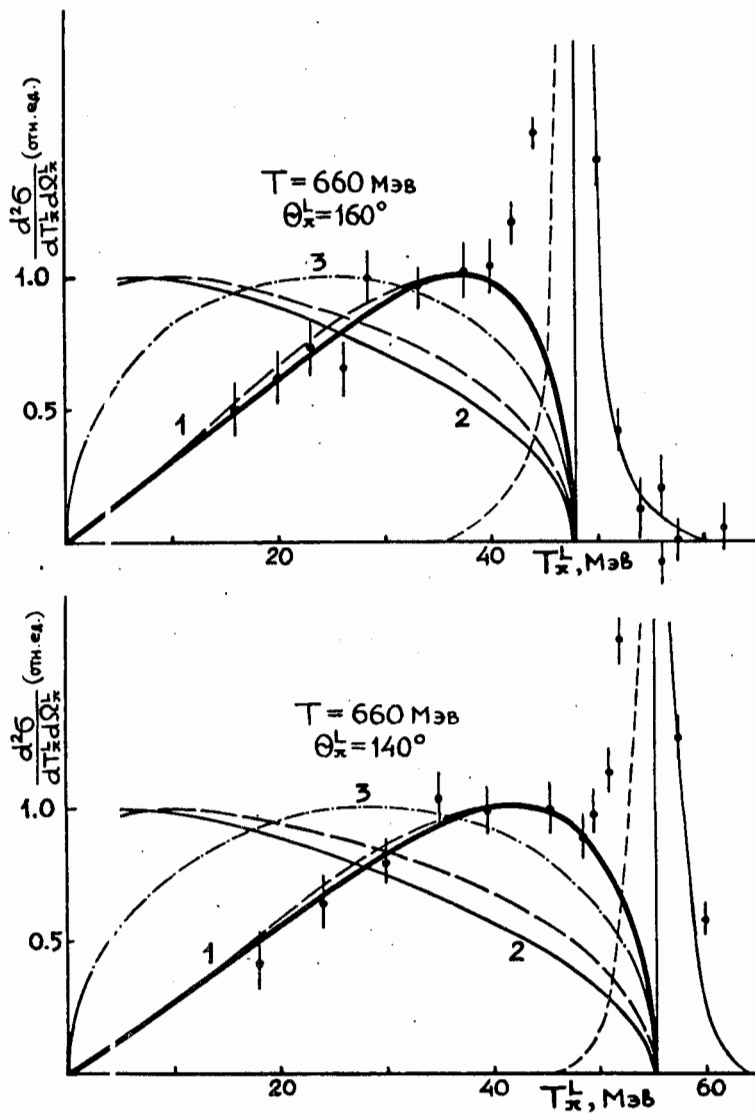


Рис. 9. Такой же спектр и те же обозначения, как на рис. 2, при $T = 660 \text{ МэВ}$ и $\theta_x^L = 140$ и 160° .
 † - экспериментальные данные работы /22/.

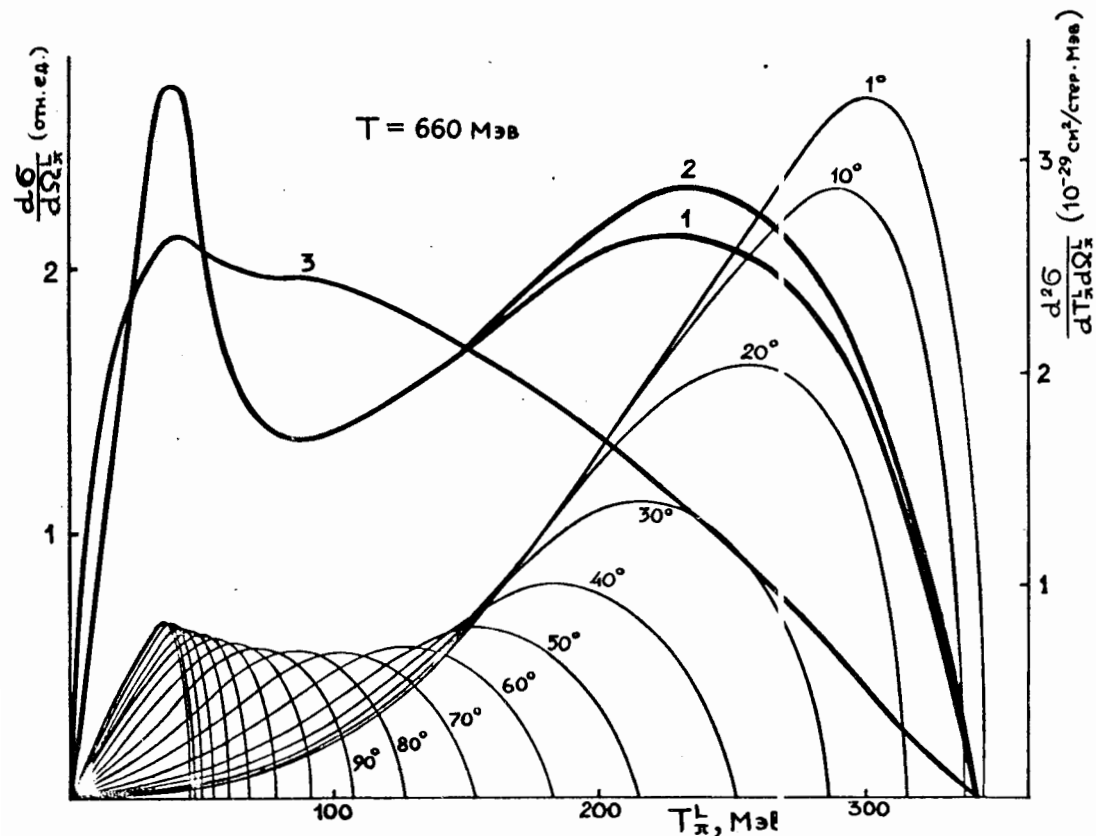


Рис. 10. Интегральный энергетический спектр π^+ - мезонов в реакции $p+p \rightarrow p+n+\pi^+$ при $T = 660$ Мэв, вычисленный по модели однопионного обмена.

Кривая 1 - расчет с факторами (39) и (40) и немассовыми поправками (35)-(37).

Кривая 2 - расчет с фактором (38) и немассовыми поправками (34).

Кривая 3 - фазовый объем.

Остальные кривые - теоретические спектры дифференциальных энергетических распределений для углов $\Theta_{\pi^+}^L = 1^\circ$ и от 10° до 180° с интервалом через 10° .

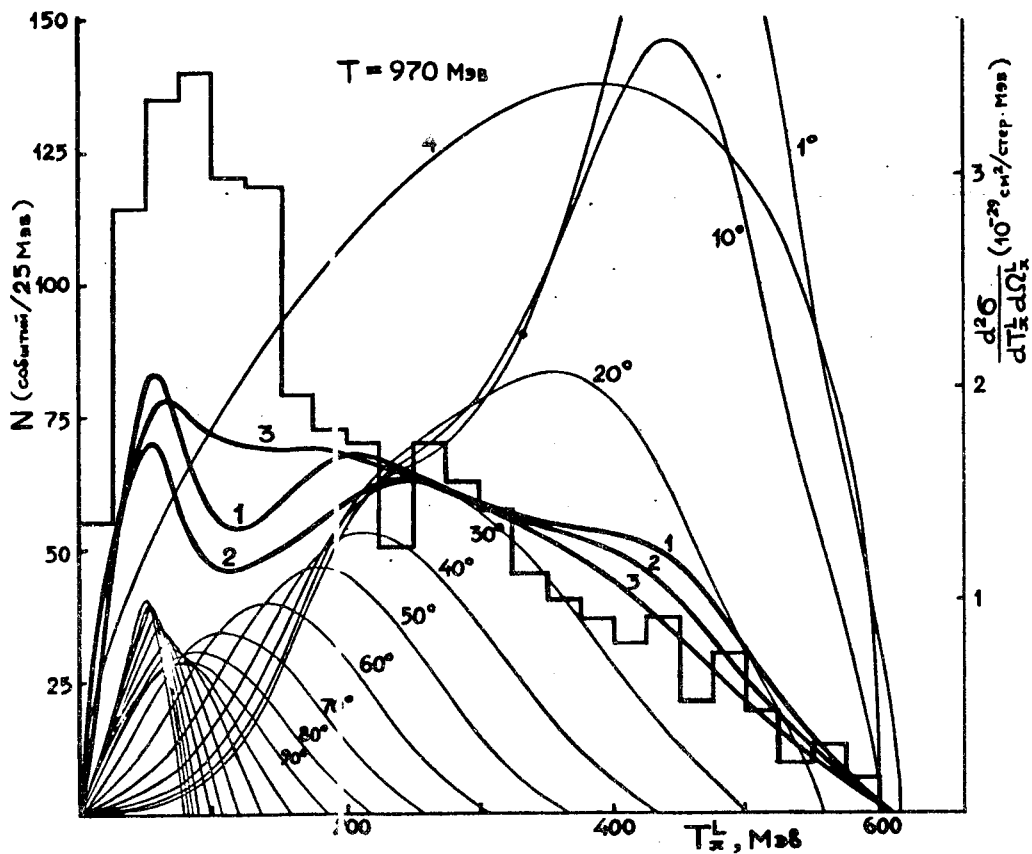


Рис. II. Такие же спектры и обозначения, как на рис. I0, при $T = 970 \text{ МэВ}$.

Гистограмма - экспериментальные данные работы /12/.

Кривая + - фазовый объем для $\Theta_{\pi}^L = 10^\circ$.

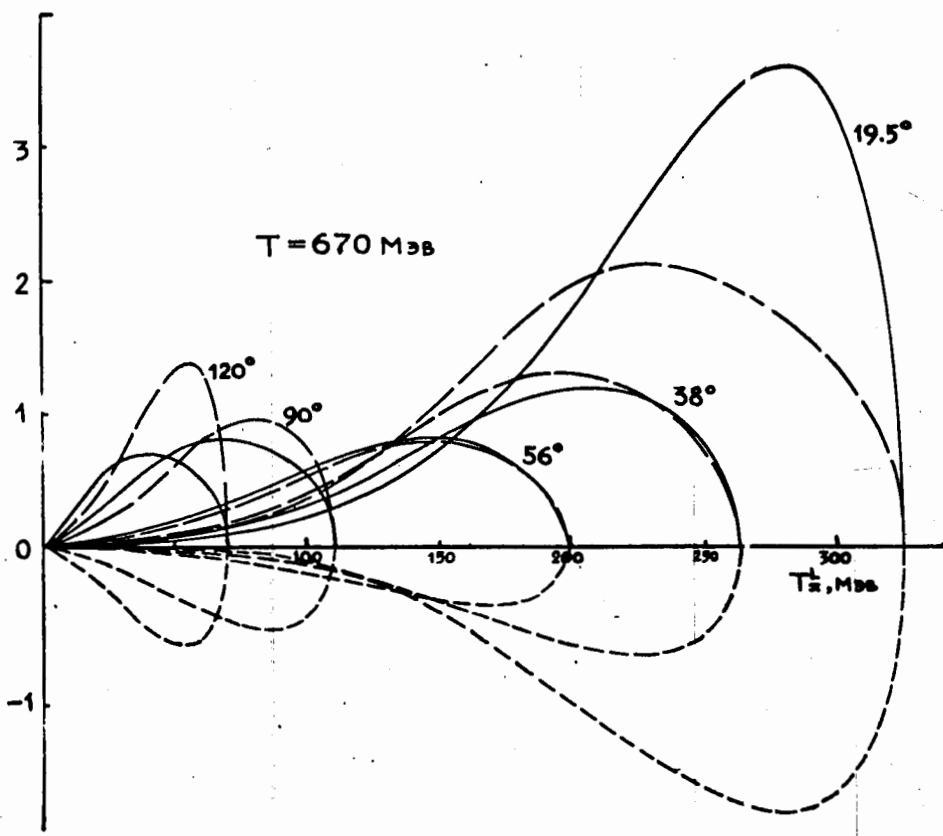


Рис. 12. Вклады квадратов матричных элементов диаграмм I-4

рис. 1 и интерференций диаграмм I, 2 и 3, 4 при

$T = 670$ Мэв и углах $\Theta_{\pi}^L = \{9,5; 38; 56;$

90 и 120° .

Сплошные линии - сумма квадратов матричных элементов диаграмм 2 и 4.

Кривые с крупным пунктиром - сумма вкладов квадратов матричных элементов диаграмм I и 3.

Кривые с мелким пунктиром - сумма интерференций диаграмм I, 2 и 3, 4.

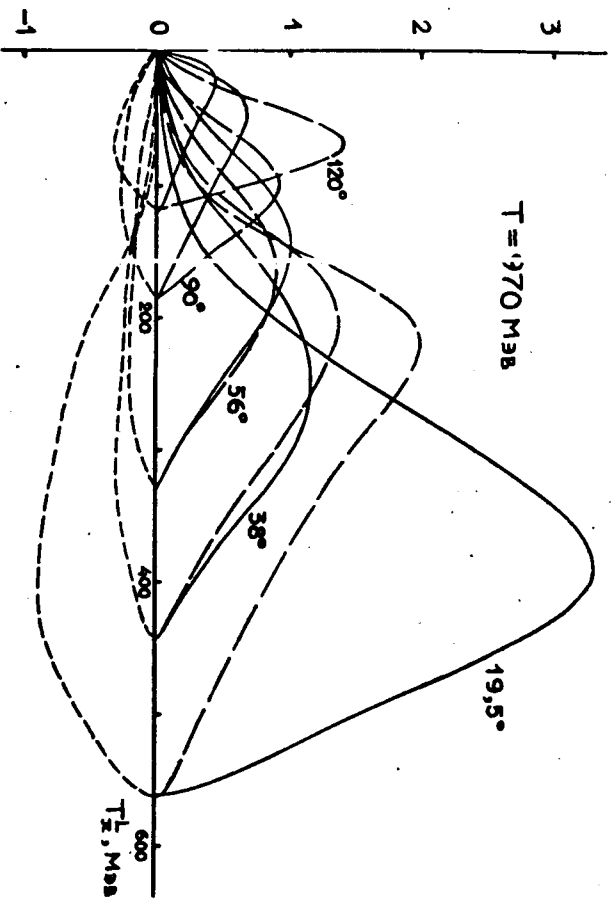


Рис. 13. То же, что и на рис. 12, но при $T = 970 \text{ MэВ}$.