



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем
Лаборатория теоретической физики

Л.Л. Неменов, Л.Д. Соловьев, Д.И. Хомский

Д-851

РОЛЬ "БИПИОНА"
В ПРОЦЕССЕ РОЖДЕНИЯ П-МЕЗОНА
В НУКЛОН-НУКЛОННЫХ СОУДАРЕНИЯХ

Дубна 1961 год

Л.Л. Неменов, Л.Д. Соловьев, Д.И. Хомский

Д-851

РОЛЬ "БИПИОНА"
В ПРОЦЕССЕ РОЖДЕНИЯ П-МЕЗОНА
В НУКЛОН-НУКЛОННЫХ СОУДАРЕНИЯХ

А н н о т а ц и я

В работе вычислен вклад "бипионной" диаграммы в дифференциальные сечения процесса $N + N \rightarrow \pi + N + N$. Показано, что при энергиях до 1,5 Бэв вклад "бипионной" диаграммы в дифференциальные сечения составляет менее 10 процентов от вклада одномезонной диаграммы. С ростом полной энергии относительная роль "бипионного" обмена увеличивается.

За последнее время в ряде работ ^{/1,2,3/} был рассмотрен вопрос о роли одномезонной диаграммы в процессе рождения π -мезонов в NN соударениях. Представляет интерес определение вклада в этот процесс диаграммы с двухмезонным промежуточным состоянием. В настоящей работе вычислено сечение, обусловленное двухмезонным обменом, в предположении, что основную роль в этом обмене играет "бипион" - резонансное состояние двух π -мезонов с $T=1, J=1$.

Замена двухмезонного промежуточного состояния "бипионом" позволяет ^{/4/}, выбрав ограниченное число констант, связать между собой целый ряд экспериментов и, определив эти константы из одних экспериментов, использовать их для описания других.

В данной работе для определения бипионного вклада в реакцию $N+N \rightarrow \pi+N+N$ мы используем константы, полученные из анализа упругого πN рассеяния и форм-факторов нуклона.

Рассмотрение процесса $N+N \rightarrow \pi+N+N$ проводится на примере реакции $p+p \rightarrow \pi^+ + p+n$.

Для получения дифференциальных сечений энергичных протонов, рассеянных на малые углы, можно ограничиться рассмотрением диаграмм 1 и 2 (рис. 1); остальные 6 диаграмм, получающиеся из 1 и 2 перестановкой начальных и конечных нуклонов, дадут малый вклад ^{/3/}.

Обозначим через p_1 4-х импульс налетающего протона, p_2 - 4-х импульс протона мишени, p_1' , p_2' , q - 4-х импульсы конечных протона, нейтрона и π^+ -мезона, соответственно; $k = p_2 - p_2'$; M - масса нуклона^{x)}.

Определим T-матрицу как :

$$\langle f | S - 1 | i \rangle = -i (2\pi)^4 \delta(p_1 + p_2 - p_1' - p_2' - q) M^2 (2p_1^0 p_2^0 p_1'^0 p_2'^0 q^0)^{-1/2} T.$$

Элемент T-матрицы, соответствующий диаграмме 1, имеет вид ^{/3/}:

$$T_1 = g_3 \sqrt{2} \frac{4\pi\omega}{M} f_{33} \chi^{+f}(p_1') \left(x - \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}_1'}{3 |\vec{p}_1'|} - \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}_1}{3 |\vec{p}_1|} \right) \chi^f(p_1) \frac{1}{1-k^2} \bar{u}(p_2') \gamma_5 u(p_2).$$

x) $h = c = \mu = 1$, где μ - масса пиона. Скалярное произведение $ab = a^n b_n = a^0 b^0 - \vec{a} \cdot \vec{b}$.

Здесь χ - 2-х компонентный спинор нуклона, $\omega = [(p_1^+ + q)^2]^{1/2}$ - энергия π^+ в системе их центра инерции, $x = \vec{q} \vec{k} / |\vec{q}| |\vec{k}|$,

$$f_{33} = e^{i\delta_{33}} \sin \delta_{33} / |\vec{q}|,$$

где δ_{33} - фаза πN рассеяния в состоянии с $T=J=3/3$, $g^2/4\pi = 14,4$. Фактор $3\sqrt{2}$ возникает при учете изотопической структуры диаграммы 1.

Для того, чтобы записать вклад диаграммы 2, мы, как и в ^{/4/}, можем условно ввести "лагранжиан" взаимодействия "бипионного поля" B_n^α с нуклонным:

$$\mathcal{L}_{B\psi} = \bar{\psi} \gamma^\alpha \tau_\alpha \psi \frac{B_n^\alpha}{n} + \bar{\psi} \frac{i}{2} [\gamma^\ell, \gamma^m] \tau_\alpha \psi \frac{\partial B_m^\alpha}{\partial x^\ell} \quad (2)$$

Из данных по упругому πN рассеянию и электромагнитным форм-факторам нуклона следует, что ^{/4,5/}

$$\mathcal{E}^2 = 21,4, \quad \mathcal{M}^2 = 1,54, \quad (\mathcal{E} + 2M\mathcal{M})^2 = 466.$$

Элемент T-матрицы, соответствующий диаграмме 2, имеет вид:

$$T_2 = F^n Q_n (m_B^2 - k^2)^{-1},$$

где F^n - выражение, соответствующее верхней вершине диаграммы 2, а Q_n - нижней.

Рассматривая "бипион" как реальную векторную частицу с массой $m_B^2 = 22,4$ и взаимодействием (2), видим, что F^n аналогично амплитуде виртуального фоторождения (изотопически векторный переход). Роль нуклонного изотопически-векторного заряда $e/2$ играет константа \mathcal{E} , а роль изотопически-векторного магнитного момента $(\mu_p' - \mu_n)/2$ - константа \mathcal{M} . Известно ^{/6/}, что в области энергий системы πN , близких к резонансной, основной вклад в фоторождение дает магнитный дипольный переход. При этом временная и продольная компоненты F^n малы. Поэтому выбираем F в виде

$$\vec{F} = -\sqrt{2} \frac{\omega}{M} f_{33} \frac{\sqrt{4\pi(2\mathcal{M} + \mathcal{E}/M)}}{2 f \vec{q}^2} \chi^{+f}(p_1^+) \{ 2[\vec{q}\vec{k}] + i\vec{\sigma}(\vec{q}\vec{k}) - i(\vec{\sigma}\vec{k})\vec{q} \} \chi^f(p_1), \quad (3)$$

$f^2 = 0,08$, q - импульс π^+ -мезона в с.ц.м. $\pi^+ p$.

В этом выражении учтена изотопическая структура диаграммы 2, полностью совпадающая с изотопической структурой диаграммы 1. Q_n с помощью "лагранжиана" (2) записывается в виде:

$$Q^n = \bar{u}(p_2') \{ \xi \gamma^n + \kappa \frac{1}{2} [\gamma^n, \gamma^k] \} u(p_2).$$

Используя уравнение Дирака, приводим это выражение к виду:

$$Q^n = \bar{u}(p_2') \{ (\xi + 2M\kappa) \gamma^n - \kappa (p_2'^n + p_2^n) \} u(p_2). \quad (4)$$

Второе слагаемое в этом выражении дает вклад в 2-3 раза меньший, чем вклад первого слагаемого. Поэтому в первую очередь мы учтем первое слагаемое, векторную часть которого преобразуем к виду:

$$\vec{Q} = (\xi + 2M\kappa) \left(\frac{p_2^0 + M}{2M} \frac{p_2'^0 + M}{2M} \right)^{\frac{1}{2}} \chi^{+f}(p_2') \vec{\sigma} \left(\frac{\vec{\sigma} \vec{p}_2}{p_2^0 + M} + \frac{\vec{\sigma} \vec{p}_2'}{p_2'^0 + M} \right) \chi^i(p_2). \quad (5)$$

Итак, элемент T-матрицы, соответствующий диаграмме 2, имеет вид:

$$T_2 = \sqrt{2} \frac{\omega}{M^2} f_{33} (\xi + 2M\kappa)^2 \frac{\sqrt{4\pi}}{2f q^2} \left(\frac{p_2^0 + M}{2M} - \frac{p_2'^0 + M}{2M} \right)^{\frac{1}{2}} \chi^{+f}(p_1') \{ 2[\vec{q}\vec{k}] + i\vec{\sigma}(\vec{q}\vec{k}) - i(\vec{\sigma}\vec{k})\vec{q} \} \chi^i(p_1) \quad (6)$$

$$\chi^{+f}(p_2') \vec{\sigma} \left\{ \frac{\vec{\sigma} \vec{p}_2}{p_2^0 + M} + \frac{\vec{\sigma} \vec{p}_2'}{p_2'^0 + M} \right\} \chi^i(p_2) (m_B^2 - k^2)^{-1}.$$

Сечение выражается через T-матрицу следующим образом:

$$d\sigma = (2\pi)^4 \frac{M}{p_{1L}} \frac{1}{4} \sum_{if} \int \delta(p_1 + p_2 + p_1' - p_2' - q) |T|^2 \frac{M}{(2\pi)^3 p_1'^0} \frac{M}{(2\pi)^3 p_2'^0} \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{d\vec{p}_2'}{2q^0} \frac{d\vec{q}}{2q^0}. \quad (7)$$

$\frac{1}{4} \sum_{if}$ - суммирование по конечным и усреднение по начальным спиновым состояниям нуклонов. В нашем случае вклад одномезонной диаграммы 1 равен

$$d\sigma_1 = \frac{g^2}{(2\pi)^3} \frac{1}{M p_{1L}} (\omega/q)^2 \sin^2 \delta_{33} (3x^2 + 1) \frac{-k^2}{(1-k^2)^2} \delta(p_1 + p_2 - p_1' - p_2' - q) \frac{d p_1^i}{p_1'^0} \frac{d p_2^j}{p_2'^0} \frac{d q}{q^0} \quad (8)$$

Бипионная диаграмма 2 дает вклад

$$d\sigma_2 = \frac{1}{(2\pi)^4} \frac{(\xi + 2M\pi)^4}{4f^2 M^3 p_{1L}} \sin^2 \delta_{33} (\omega/q)^2 \left(\frac{|\vec{k}|}{q}\right)^2 (5-3x^2) \frac{1}{(m_B^2 - k^2)^2} \quad (9)$$

$$(k^2/2 - 2M^2 + 2p_2^0 p_2^{\prime 0}) \delta(p_1 + p_2 - p_1' - p_2' - q) \frac{d\vec{p}_1'}{p_1^{\prime 0}} \frac{d\vec{p}_2'}{p_2^{\prime 0}} \frac{d\vec{q}}{q^0}$$

Интерференция между диаграммами 1 и 2 при суммировании по конечным и усреднен(к) по начальным спиновым состояниям обращается в 0

$$(\text{Sp } \gamma^5 \Gamma = 0, \quad \Gamma = 1, \quad \gamma^n \gamma^m \gamma^n, \quad \gamma^l \gamma^m \gamma^n).$$

Выполняя интегрирование при тех же предположениях, что и в работе ^{3 x)}, получаем:

$$\frac{d\sigma_1(p_1^{\prime 0} \cos \theta)}{dp_1^{\prime 0} d\Omega_{p_1'}} = \frac{g^2}{(2\pi)^2} \frac{2}{M p_{1L} E_+} \int (\omega/q)^2 \sin^2 \delta_{33}(\omega) \frac{-k^2}{(1-k^2)^2} dp_2^{\prime 0} \quad (10)$$

$$\frac{d\sigma_2(p_1^{\prime 0} \cos \theta)}{dp_1^{\prime 0} d\Omega_{p_1'}} = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{1}{M p_{1L}} \frac{(\xi + 2M\pi)^4}{2M^2 f^2}$$

$$\frac{E_+}{E_-} \int (\omega/q)^2 \sin^2 \delta_{33} \frac{1}{(m_B^2 - k^2)^2} \frac{k^2}{q^2} [k^2 - 4M^2 + 4p_2^0 p_2^{\prime 0}] dp_2^{\prime 0}. \quad (11)$$

Здесь $\cos \theta = (\vec{p}_1' \cdot \vec{p}_1) / |\vec{p}_1'| |\vec{p}_1|$ - угол рассеяния протона в системе общего центра масс

x) См. Дополнение работы /3/.

$$E_{\pm} = \{ (W - p_1^{0'}) (E^2 + M^2 - 1) \pm [((E + M)^2 - 1) [(E - M)^2 - 1]]^{1/2} \} / 2E^2$$

$$E^2 = W^2 + M^2 - 2W p_1^{0'}$$

$$W^2 = (p_1 + p_2)^2 \quad - \text{квадрат полной энергии в системе общего центра масс.}$$

Интегрирование было выполнено на машине М-20. При вычислениях зависимость фазы δ_{33} от энергии выбиралась в виде /7/:

$$\sin^2 \delta_{33}(\omega) = \left(1 + \left\{ \frac{3(\omega - M)}{4f^2 q^3} \left[1 - \frac{\omega - M}{2,17} \right] \right\}^2 \right)^{-1} \quad \omega - M \leq 2,17$$

$$\sin^2 \delta_{33}(\omega) = 47,5 q^3 \exp \left[\frac{M - \omega}{0,397} \right] \quad \omega - M > 2,17$$

Данная зависимость хорошо описывает экспериментальные значения фазы δ_{33} вплоть до кинетической энергии π -мезона в лабораторной системе, равной 525 Мэв.

Зависимость сечения неупругого процесса от полной энергии в основном будет определяться сечением πN -рассеяния (и, соответственно, "фоторождения") в верхней вершине. Заменяя амплитуду πN рассеяния амплитудой рассеяния в состоянии с $T=3/2$ и $J=3/2$, мы тем самым ограничиваем справедливость модели областью где энергия в системе πN близка к резонансной.

Из таблицы 1, где приведены интервалы изменения ω для ряда значений лабораторной кинетической энергии налетающих протонов T_{1L} и энергии конечного протона $p_1^{0'}$, видно, что модель справедлива в области энергий T_{1L} от 500 Мэв до 1,5 - 2 Бэв.

Результаты вычислений, выполненных для области, где справедлива модель, приведены на рис. 2,3. Из них следует, что относительный вклад бипиона в дифференциальные сечения для малых углов рассеяния энергичных протонов монотонно растет с увеличением полной энергии, не превышая, однако, в области до 2 Бэв 10% от вклада одномезонной диаграммы. Никаких характерных особен-

ностей, в угловые и энергетические распределения рассеянных протонов учет бипионного обмена не вносит (рис. 2). При энергиях, превышающих 2 Бэв, модель не дает абсолютных значений дифференциальных сечений, однако позволяет получить ход отношения $d\sigma_2 / d\sigma_1$ в зависимости от полной энергии. Из рис. 3 видно, что при энергии 5 Бэв при малых углах бипионный обмен составляет около 15% от однопионного. Следует отметить, что сечение бипионного обмена очень чувствительно к значениям констант \tilde{G}, \tilde{M} , связанных с параметрами $\pi\pi$ резонанса и упругого πN рассеяния.

На основании полученных результатов можно считать, что в реакции $pp \rightarrow \pi^+ pn$ в интервале энергий 800–2000 Мэв в дифференциальные сечения энергичных протонов, рассеянных на малые углы, бипионные диаграммы дают малый вклад по сравнению с одномезонными диаграммами. Последовательное вычисление вклада одно-мезонных диаграмм и его сравнение с экспериментом представляет значительный интерес.

В заключение выражаем благодарность Л.М. Сороко за полезные обсуждения, Л.И. Лapidусу за интерес к работе и Ким Зе Пхену за проведение численных расчетов.

Л и т е р а т у р а

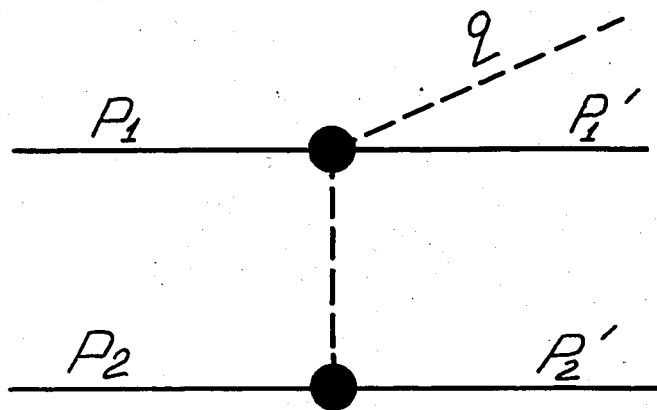
1. Selleri. Phys.Rev.Lett. 6, 64 (1961).
2. Drell. Phys. Rev.Lett. 5, 342 (1960).
3. Jizuka, Klein. Phys.Rev. 123,699 (1961).
4. Л.Д. Соловьев, Чень Цун-мо, ЖЭТФ (в печати) ОИЯИ Д-774.
5. J. Bowcock, N.Cottingham, D.Lurie. Nuovo Cim., 16, 918 (1960); 19, 142 (1961).
6. Л.Д. Соловьев, Г.Н. Тентюкова. Препринт ОИЯИ Р-384.
S.Fubini, Y.Nambu, V.Watagln. Phys.Rev. 111, 329 (1958).
7. Hohler. Nuovo Cim. 16, 585 (1960).

Рукопись поступила в издательский отдел
7 декабря 1961 г.

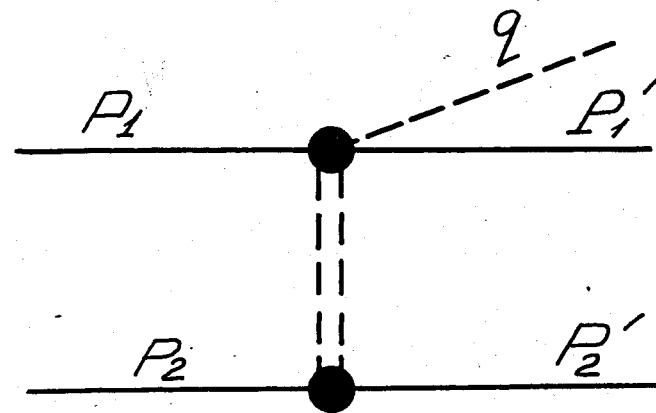
Таблица I

T_{1L} Мев	400	500	600	800	1000	1500	2000
$P_i^{\circ} \max$ (в ед. μ)	6,807	6,986	7,128	7,271	7,557	8,13	8,56
ω_{\min} (в ед. μ)	7,716	7,7	7,703	7,716	7,703	7,7	7,7
ω_{\max} (в ед. μ)	8,03	8,20	8,42	9,127	9,572	10,9	11,7

Резонансная энергия $\omega_{рез} = 8,77$



Диагр. 1



Диагр. 2

Рис. 1.

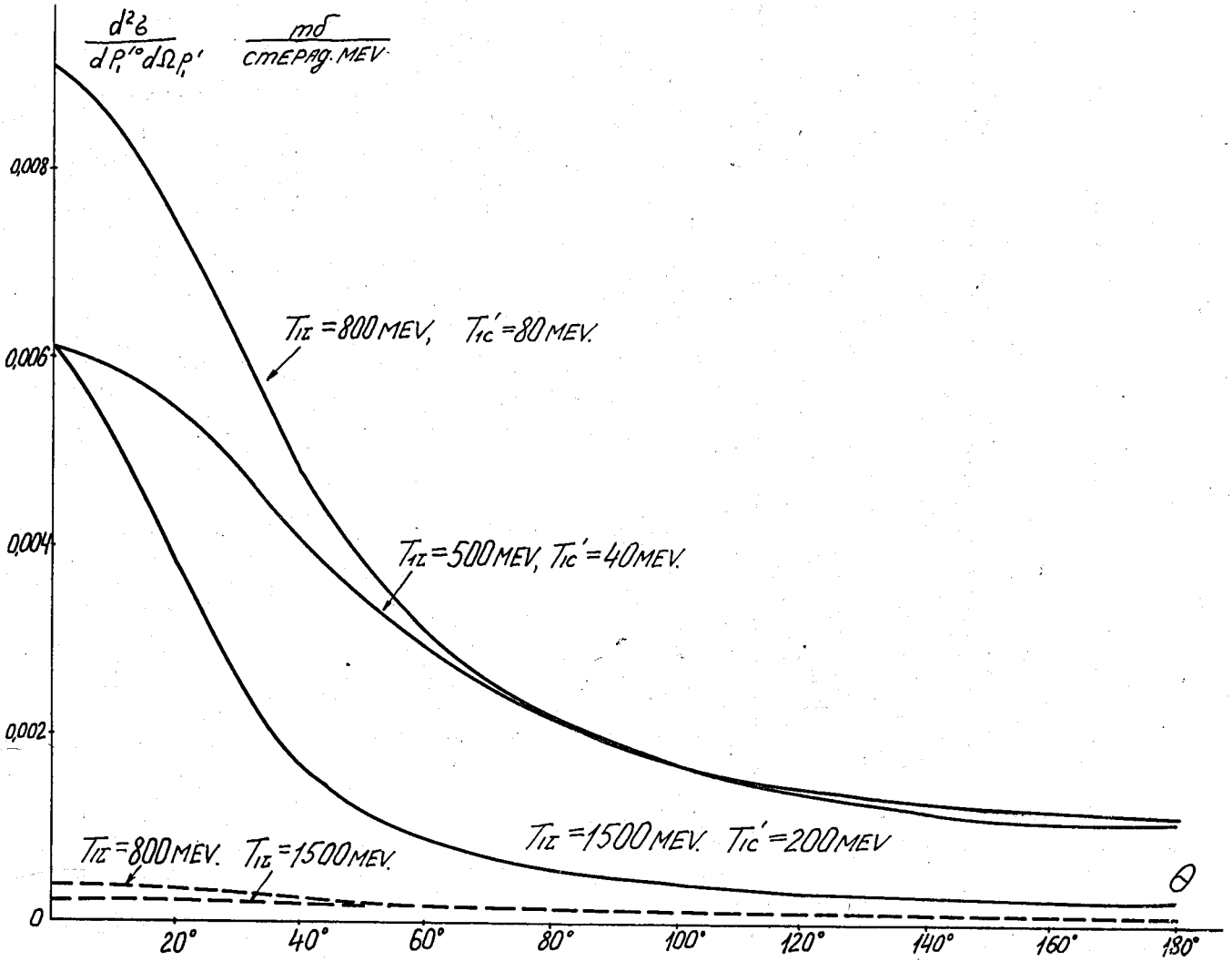


Рис. 2. Дифференциальные сечения $\frac{d\sigma}{dp_i'^0 d\Omega_i'}$ при разных кинетических энергиях налетающих протонов T_{iz} и кинетических энергиях протонов отдачи T_{ic}' , близких к максимальным (в системе общего центра масс). Сплошные линии - однопионный обмен, пунктирные - бипионный обмен.

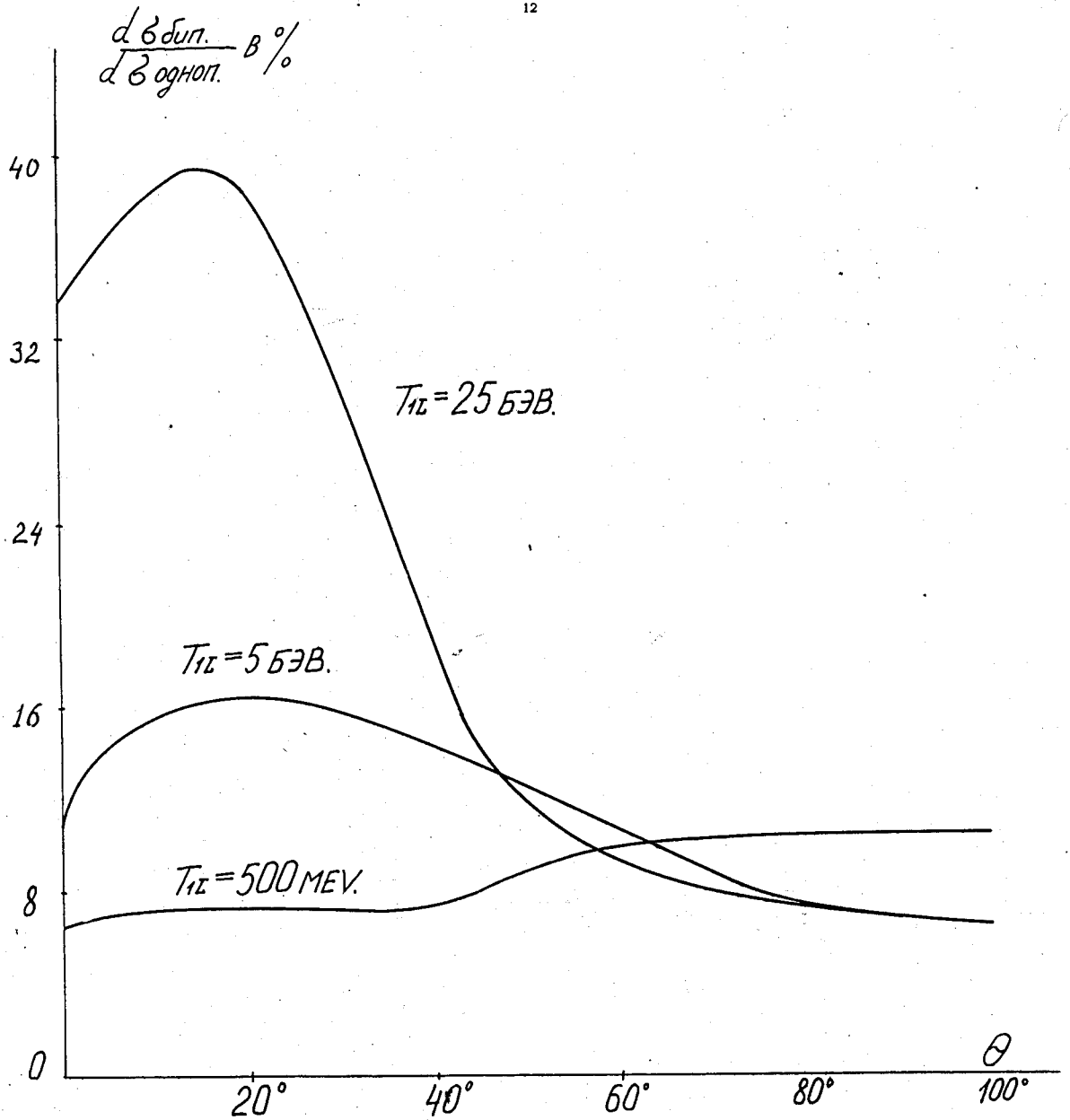


Рис. 3. Отношение дифференциальных сечений бипионного и однопионного обмена при различных T_{IL} и при T_{iC} , близких к максимальным.