

6  
Д-83

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

P-405

А.Ф. Дунайцев, Ю.Д. Прокошкин

РЕАКЦИЯ  $p\pi \rightarrow p\pi\pi^0$   
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ  
ОТ ПОРОГА ДО 665 МЭВ  
*исЭТФ, 1960, т38, в. 3, с 734-746.*

Дубна 1959 год



А.Ф. Дунайцев, Ю.Д. Прокошкин

РЕАКЦИЯ  $pp \rightarrow pp\pi^0$   
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ  
ОТ ПОРОГА ДО 665 МЭВ<sup>1</sup>

485/4

- 
1. Результаты настоящей работы были доложены на IУ и У1 сессиях Ученого Совета Объединенного института ядерных исследований /май 1958 и 1959 гг./.

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

Путем совместного исследования реакций образования  $\pi$ -мезонов в  $p-d$  и  $p-p$  соударениях получены сведения о величинах полных сечений и угловых распределениях для реакции  $p,p \rightarrow p\pi^0$  в области энергий от порога до 665 Мэв. Сопоставление этих сечений с сечениями других реакций показывает, что требование, которое налагает гипотеза изотопической инвариантности на соотношение между полными сечениями различных реакций мезообразования, в пределах экспериментальных погрешностей /до 10%/ выполняется в изученной области энергий. Образование  $\pi$ -мезонов в состоянии с изотопическим спином  $T = 1$  происходит примерно вдвое более интенсивно, чем в состоянии с  $T = 0$ . Угловое распределение  $\pi^0$ -мезонов, образованных в нуклон-нуклонных соударениях при энергии около 650 Мэв, оказалось близким к изотропному, в отличие от распределения заряженных  $\pi$ -мезонов, которое, по данным Неганова и Савченко, существенно анизотропно. Это различие находится в противоречии с гипотезой изотопической инвариантности. Последний вывод не свободен, однако, от ряда возражений и носит предварительный характер.

## 1. Введение

Исследование реакции образования нейтральных  $\pi$ -мезонов в  $p$ - $n$  соударениях представляет в настоящее время определенный интерес в связи с возможностью выяснить этим путем роль переходов с изотопическим спином  $T=0$  в процессах неупругих соударений нуклонов. Наряду с этим сравнение величин сечений указанной реакции с сечениями образования  $\pi$ -мезонов в других, уже изученных ранее, реакциях позволяет установить степень справедливости гипотезы зарядовой независимости ядерных сил.

Хотя из двух реакций образования  $\pi^0$ -мезонов в нуклонных соударениях:



и



последняя является более интенсивной, исследование ее наталкивается на значительно большие трудности, чем в случае реакции /1/. Реакция /2/ остается пока одной из наименее изученных среди процессов типа "нуклон+нуклон  $\rightarrow$   $\pi$ -мезон". Эта реакция может быть исследована двумя способами: путем бомбардировки ядер водорода нейтронами<sup>/1-3/</sup> и путем экспериментального сравнения сечений реакции



с сечениями реакции /1/<sup>/4-7/</sup>. В первом случае возникают трудности как методического /малая интенсивность пучков нейтронов и др./, так и принципиального характера /большая ширина энергетического спектра нейтронов<sup>/8/</sup>/. Во втором случае измерения методически более просты, но интерпретация экспериментальных данных значительно затрудняется из-за движения нуклонов в ядре дейтерия /что эквивалентно проблеме широкого спектра нейтронов в первом случае/ и из-за других эффектов, обусловленных связью нуклонов и присутствием лишнего нуклона в конечном состоянии реакции /3/ по сравнению с реакцией /2/.

Для изучения реакции /2/ нами был выбран второй из указанных выше способов. Совместное исследование реакций /3/ и /1/ было выполнено в одинаковых экспериментальных условиях в широком интервале энергий. Измерения сечений были проведены как выше, так и ниже порога образования  $\pi^-$ -мезонов при соударении свободных нуклонов /280 Мэв/ с целью восстановления импульсного распределения нуклонов в дейтроне, без чего невозможна интерпретация результатов измерений в области, примыкающей к порогу. Основное внимание в работе было уделено исследованию углового распределения  $\pi^0$ -мезонов. Эта характеристика реакции /2/ была наименее изученной: ранее при энергиях 400 и 590 Мэв были измерены /9,10/ угловые распределения для второго канала реакции /где в конечном состоянии образуется дейтрон/, а суммарное угловое распределение для обоих каналов реакции было с невысокой точностью определено при энергии 660 Мэв /6/.

## 2. М е т о д и к а

Общая постановка и методика измерений, проведенных в настоящей работе, аналогичны описанным в нашей предыдущей статье /11/. Сведения об угловых распределениях  $\pi^0$ -мезонов и о величинах полных сечений для реакции /2/ были получены путем измерения выходов  $\gamma$ -квантов от распада  $\pi^0$ -мезонов, образующихся в мишенях при прохождении через них пучка протонов. Опыты были выполнены на выведенном неполяризованном протонном пучке шестиметрового фазотрона Объединенного института ядерных исследований. Для регистрации  $\gamma$ -квантов использовался  $\gamma$ -телескоп с низким энергетическим порогом, содержащий сцинтилляционные счетчики и счетчик излучения Черенкова. Мишенями служили тяжелая и обычная вода, залитые в тонкостенные контейнеры, а также пластины из легкого графита и полиэтилена  $(C_2H_2)_n$ . Сопоставление выходов  $\gamma$ -квантов из этих мишеней позволило найти величины отношений дифференциальных сечений для дейтрона и углерода:

$$\sigma'_{p\alpha} = (d\sigma_{p\alpha}^r/d\Omega) / (d\sigma_{p\alpha}^r/d\Omega)$$

и сами дифференциальные сечения для дейтрона /сечения для углерода были измерены ранее /11/. При определении отношений  $\sigma'_{p\alpha}$  в области малых энергий протонов использовались также данные /11/, полученные с жидководород-

ной мишенью.

3. Дифференциальные и полные сечения для реакции  $p+d \rightarrow \pi^0 + \text{нуклоны}$

Угловые зависимости относительного сечения  $\sigma_{pd}^i$  и дифференциального сечения реакции /3/ были подробно измерены при энергиях протонов  $E = 665, 560$  и  $485$  Мэв<sup>1</sup> /см.табл. 1/.

Т а б л и ц а 1.

$E = 665$  Мэв

$\theta^\circ$	16	20	33	45	60
$\langle \sigma_{pn}^i \rangle = \sigma_{pd}^i - \sigma_{pp}^i, \%$	20,7±1,0	20,5±1,5	19,4±0,7	20,4±1,5	16,4±0,7
$\sigma_{pd}^i, \%$	35,4±1,2	35,9±1,8	34,5±0,9	34,9±1,7	29,1±0,9
$d\sigma_{pd}^i/d\Omega, 10^{-27} \text{ см}^2/\text{степ}$	3,72±0,30	3,41±0,30	2,62±0,16	2,20±0,25	1,34±0,08

75	96	120	135	145	160
19,1±1,0	18,9±1,0	16,3±1,3	15,5±1,4	14,1±1,4	16,2±3,5
30,7±1,3	29,7±1,2	26,2±1,4	24,7±1,7	23,5±1,7	26,2±3,7
1,17±0,07	0,89±0,06	0,66±0,05	0,56±0,04	0,52±0,04	0,51±0,07

$E = 560$  Мэв

$\theta^\circ$	16	34	60	90	130	150
$\langle \sigma_{pn}^i \rangle, \%$	24,5±1,2	22,1±1,4	16,7±0,9	17,6±0,7	17,1±0,9	19,9±1,0
$\sigma_{pd}^i, \%$	34,4±1,6	31,5±1,6	24,2±1,2	24,4±0,9	23,5±1,3	25,9±1,3
$d\sigma_{pd}^i/d\Omega, 10^{-27} \text{ см}^2/\text{степ}$	2,37±0,20	1,56±0,13	0,70±0,06	0,47±0,03	0,31±0,02	0,33±0,03

<sup>1</sup> E - эффективная энергия пучка, определенная с учетом сброса энергии в мишени и дисперсии пучка /12/.

E = 485 Мэв

$\theta^\circ$	16	35	60	90	130	150
$\langle \sigma'_{pn} \rangle, \%$	21,5 $\pm$ 1,0	21,1 $\pm$ 1,0	16,0 $\pm$ 1,0	13,6 $\pm$ 0,8	16,5 $\pm$ 1,4	19,2 $\pm$ 1,7
$\sigma'_{pd}, \%$	26,6 $\pm$ 1,4	26,4 $\pm$ 1,1	21,3 $\pm$ 1,3	18,1 $\pm$ 1,1	20,5 $\pm$ 1,6	23,7 $\pm$ 1,9
$d\sigma'_{pd}/d\Omega, 10^{-27} \text{ см}^2/\text{стер}$	0,96 $\pm$ 0,09	0,79 $\pm$ 0,06	0,41 $\pm$ 0,04	0,23 $\pm$ 0,02	0,19 $\pm$ 0,02	0,19 $\pm$ 0,02

$\theta$  - угол вылета  $\gamma$  - квантов в лабораторной системе координат /л.с.к./.  
 При других энергиях протонов отношения  $\sigma'_{pd}$  и дифференциальные сечения для углерода были измерены либо под "изотропическими" углами /см. например, табл.2/, либо под углами около  $60^\circ$  и  $120^\circ$  в л.с.к., что позволило определить величины полных сечений, не делая предположений о характере углового распределения  $\pi^0$ -мезонов /13,11/. Найденные величины полных сечений  $\sigma_{pd}^{\pi^0}$  для реакции /3/ приведены в табл. 3. При определении сечения в точке E = 175 Мэв было использовано экстраполированное значение  $\sigma'_{pd} = 10 \pm 4 \%$ .

Т а б л и ц а 2

$\psi = 55^\circ$

E, MeV	665	645	610	560	485
$\langle \sigma'_{pn} \rangle, \%$	19,4 $\pm$ 0,7	21,0 $\pm$ 1,4	19,4 $\pm$ 1,2	22,1 $\pm$ 1,4	21,1 $\pm$ 1,0
$\sigma'_{pd}, \%$	34,5 $\pm$ 0,9	35,2 $\pm$ 1,5	30,8 $\pm$ 1,3	31,5 $\pm$ 1,6	26,4 $\pm$ 1,1

440	370	330	290	250	215	175 <sub>экстр.</sub>
18,9 $\pm$ 1,0	16,5 $\pm$ 1,2	15,9 $\pm$ 1,2	10,0 $\pm$ 1,8	9,4 $\pm$ 2,0	13 $\pm$ 4	10 $\pm$ 4
21,9 $\pm$ 1,2	17,5 $\pm$ 1,3	16,1 $\pm$ 1,2	10,0 $\pm$ 1,8	9,4 $\pm$ 2,0	13 $\pm$ 4	10 $\pm$ 4

$\psi$  - угол вылета  $\gamma$  - квантов в системе центра масс сталкивающихся нуклонов /с.п.м./.

Т а б л и ц а 3

$E, \text{ Мэв}$	665	652	645	630	620
$\sigma_{pd}^{\pi^0}, 10^{-27} \text{ см}^2$	$7,9 \pm 0,4$	$7,6 \pm 0,5$	$8,0 \pm 0,5$	$7,6 \pm 0,4$	$7,0 \pm 0,6$
$\sigma_{pd}^{\pi^0}, \text{ отн.ед.}$	1,00	$0,96 \pm 0,06$	$1,01 \pm 0,04$	$0,96 \pm 0,03$	$0,89 \pm 0,06$

610	597	590	560	520	508
$6,8 \pm 0,4$	$6,1 \pm 0,5$	$5,8 \pm 0,4$	$4,45 \pm 0,30$	$3,1 \pm 0,2$	$2,9 \pm 0,2$
$0,86 \pm 0,04$	$0,77 \pm 0,05$	$0,73 \pm 0,03$	$0,56 \pm 0,02$	$0,39 \pm 0,02$	$0,37 \pm 0,02$

485	440	$437^{\text{a/}}$	400	370	$340^{\text{б/}}$
$2,35 \pm 0,18$	$1,54 \pm 0,12$	$1,15 \pm 0,22$	$1,0 \pm 0,1$	$0,68 \pm 0,08$	$0,59 \pm 0,15$
$0,30 \pm 0,02$	$0,19 \pm 0,01$	-	$0,13 \pm 0,01$	$0,086 \pm 0,008$	-

330	290	250	215	175 экстр.
$0,38 \pm 0,06$	$0,19 \pm 0,04$	$0,08 \pm 0,02$	$0,06 \pm 0,02$	$0,025 \pm 0,010$
$0,048 \pm 0,007$	$0,024 \pm 0,005$	$0,010 \pm 0,002$	$0,008 \pm 0,002$	$0,003 \pm 0,001$

а/ - по данным Столвуда и др. /7/

б/ - по данным Хейлеса и Мойера /4/ и работы /11/..

В области энергий 530-660 Мэв найденные в настоящей работе относительные сечения несколько отличаются от полученных ранее /8/. Причиной этого расхождения является, по-видимому, местный перегрев плохо проводящей тепло мишени из  $LiD$  при облучении ее на внутреннем пучке ускорителя, что вносит систематическую погрешность в применявшийся в работе /8/ calorиметрический метод определения потока протонов. С уменьшением рабочего радиуса мишени нагрев ее быстро уменьшается и указанная погрешность должна исчезать.



Действительно, при энергиях ниже 580 Мэв величины  $\sigma_{pd}'$ , полученные в настоящей работе и работе <sup>/6/</sup>, совпадают в пределах ошибок измерений /равных 20% в работе <sup>/6/</sup>/.

#### 4. Полные сечения реакции /2/

Сопоставление полученных сечений реакции  $p+d \rightarrow \pi^0$  с ранее найденными <sup>/11/</sup> сечениями реакции  $p+p \rightarrow \pi^0$  позволяет, в принципе, после учета влияния связи нуклонов в дейтроне определить интересующие нас сечения реакции /2/. Связь нуклонов изменяет величины сечений, в результате чего сечение для дейтрона оказывается не равным сумме сечений для протона и нейтрона. В рассматриваемой области энергий, расположенной не очень далеко от порога реакций мезообразования, основным из эффектов, обусловленных связью нуклонов, является изменение величин сечений из-за движения нуклонов в дейтроне <sup>/14/</sup>. В ранее выполненных работах <sup>/5,6,15/</sup> влияние связи никак не учитывалось. Сечение для нейтрона находилось путем простого вычитания "D-H", что можно рассматривать лишь в качестве первого грубого приближения. Использование подобного приближения в этих работах было вполне оправданным, так как опыты выполнялись в области больших энергий, где поправки, учитывающие влияние связи, были соизмеримы с погрешностями определения сечений, достигавшими в указанных работах 15-30%. Чтобы продвинуться в область малых энергий, а также уменьшить погрешность определения сечений при больших энергиях, необходимо хотя бы приближенно учесть влияние связи нуклонов. Для решения этой задачи нужно знать импульсное распределение нуклонов в дейтроне.

В области энергий, расположенной около и ниже порога, энергетическая зависимость сечений реакций, протекающих на нуклонах дейтрона, и в частности реакции /3/, целиком определяется характером импульсного распределения нуклонов, главным образом формой его высокоимпульсного "хвоста". С уменьшением энергии налетающего протона все более существенную роль в реакциях играют нуклоны дейтрона, обладающие в момент соударения большими импульсами, в то время, как вклад от низкоэнергичной части импульсного распределения быстро исчезает. Благодаря этому исследование энергетической зависимости сечения реакции /3/ в области около порога является довольно чувствительным методом изучения формы импульсного распределения /и особенно его

"хвоста" /. Импульсное распределение для дейтрона было найдено этим методом в работе /14/ по данным таблицы 3 настоящей работы. Оно оказалось близким к функции, вычисленной Сольпитером и Гольдштейн /16/. Зная импульсное распределение, можно восстановить величины сечений реакции /2/, исходя из данных о сечениях реакций /3/ и /1/ /14/:

$$\sigma_{pn}^{\pi^0} = \sigma_{pd}^{\pi^0} / \kappa g_{pn} - \sigma_{pp}^{\pi^0} g_{pp} / g_{pn} . \quad /4/$$

Функции  $g_{pn}$  и  $g_{pp}$ , характеризующие изменение величин сечений из-за внутриядерного движения, и коэффициент  $\kappa$ , учитывающий все остальные эффекты, связанные с присутствием "лишнего" нуклона, вычислены в работе /14/. Воспользовавшись ими и данными таблицы 3, получаем полные сечения реакции /2/:

Т а б л и ц а 4

МэВ	665	652	645	630	620
$\sigma_{pn}^{\pi^0} \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$	6,3±0,4	6,1±0,5	6,5±0,5	6,1±0,4	5,6±0,5
$\sigma_{pn}^{\pi^0}$ , отн.ед.	1,00	0,97±0,06	1,03±0,04	0,97±0,03	0,89±0,06
$l_m$	1,90	1,86	1,84	1,79	1,76

610	597	590	560	520	508
5,5±0,4	4,9±0,4	4,6±0,3	3,41±0,25	2,2±0,2	2,02±0,17
0,87±0,04	0,79±0,06	0,75±0,03	0,54±0,02	0,35±0,02	0,32±0,02
1,73	1,69	1,66	1,56	1,43	1,38

485	440	400	370	330	290
1,57±0,13	0,95±0,10	0,56±0,06	0,34±0,04	0,15±0,03	0,011±0,003
0,250±0,015	0,151±0,010	0,089±0,007	0,065±0,007	0,033±0,006	0,0020±0,0005
1,30	1,12	0,95	0,81	0,59	0,25

Здесь  $l_m$  - максимальный импульс  $\pi^0$ -мезона в с.ц.м. в единицах массы мезона  $m_{\pi}$  с .

### 5. Угловые распределения $\gamma$ -квантов

Угловые распределения  $\gamma$ -квантов от распада  $\pi^0$ -мезонов, образованных в реакции /3/, были измерены нами в области энергий 400-665 Мэв. При этих энергиях влияние связи нуклонов в дейтроне на угловое распределение еще невелико и может быть просто учтено путем введения эффективной системы ц.м., скорость которой в л.с.к.,  $\bar{\beta}_c$ , немного отличается от скорости с.ц.м. для случая соударения с покоящимся нуклоном. Величина  $\bar{\beta}_c$  определялась путем интегрирования скорости с.ц.м. налетающего протона и нуклона, движущегося в дейтроне с импульсом  $\vec{p}_2$ , по  $\vec{p}_2$  с учетом импульсного распределения Сольпитера-Гольдштейн /эти расчеты аналогичны проведенным в работе /14/ и энергетической зависимости сечений. Угловое распределение  $\pi^0$ -мезонов введенной таким способом эффективной с.ц.м. практически совпадает с угловым распределением / в с.ц.м./  $\pi^0$ -мезонов, образованных при соударении свободных нуклонов.

Измеренное угловое распределение  $\gamma$ -квантов, образованных в  $\rho$ - $d$  соударениях при энергии 665 Мэв, приведено на рис. 1. Как видно из этого

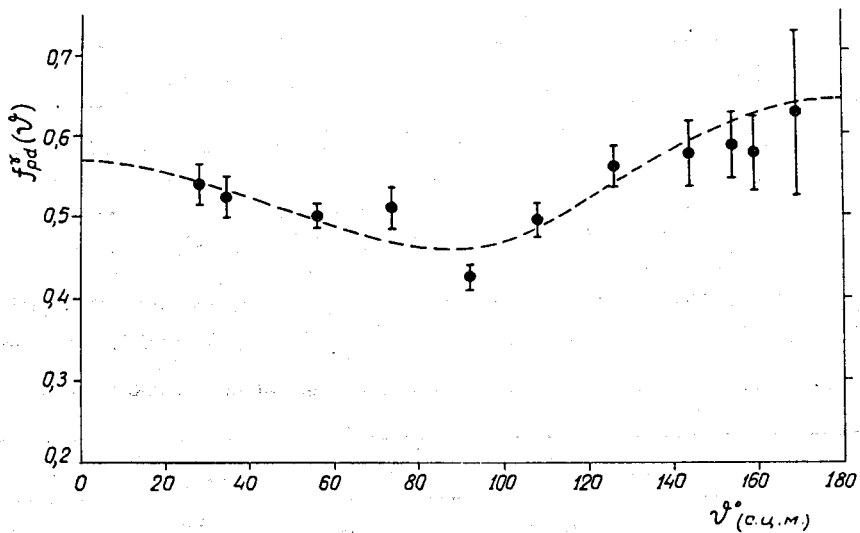


Рис. 1. Угловое распределение в эффективной с.ц.м.  $\gamma$ -квантов от распада  $\pi^0$ -мезонов, образованных в  $\rho$ - $d$  соударениях при энергии 665 Мэв. Пунктирная кривая проведена методом наименьших квадратов с учетом небольшой поправки на экранирование /17/.

рисунка, распределение  $f_{pd}^r(\vartheta)$  немного несимметрично относительно  $90^\circ$ , в то время, как угловые распределения для реакций /2/ и /1/ должны быть симметричными, если справедлива гипотеза изотопической инвариантности. Асимметрия возникает вследствие поглощения  $\pi$ -мезона и налетающего протона. В таком простом и "рыхлом" ядре, как дейтрон, поглощение должно быть мало и асимметрия углового распределения невелика. Действительно, вклад члена, пропорционального  $\cos^2 \vartheta$ , в распределение  $f_{pd}^r(\vartheta)$  /рис. 1/ составляет всего 5%. Эта небольшая поправка может быть достаточно точно /ввиду ее малости/ рассчитана на основе упрощенной модели однородного ядра с учетом экспериментальных данных о поглощении  $\pi$ -мезонов и нуклонов в ядерном веществе. В случае сложного ядра /углерод/, где поглощение велико и вклад асимметричного члена в угловое распределение составляет 30%, вычисленная таким способом зависимость коэффициента  $K$  от угла согласуется с экспериментальными данными /17,11/.

Угловое распределение  $f_{pn+pp}^r(\vartheta)$ , полученное из распределения  $f_{pd}^r(\vartheta)$  после введения в него вычисленной поправки на поглощение, хорошо описывается полиномом:

$$f_{pn+pp}^r(\vartheta) \sim 1/3 + /0,07 \pm 0,02/ \cos^2 \vartheta .$$

Вычитая из него распределение, найденное для реакции /1/ /11/, можно получить угловое распределение  $\gamma$ -квантов в реакции /2/  $f_{pn}^r(\vartheta)$  при  $E = 665$  Мэв. Это распределение аппроксимируется полиномом

$$f_{pn}^r(\vartheta) \sim 1/3 + /0,08 \pm 0,02/ \cos^2 \vartheta .$$

Распределение  $f_{pn}^r(\vartheta)$  оказалось симметричным относительно  $90^\circ$ . Если аппроксимировать его полиномом, содержащим, кроме нулевого и второго членов, также и асимметричный член, пропорциональный  $\cos \vartheta$ , то последний оказывается незначительным:  $/0,01 \pm 0,01/ \cos \vartheta$ . Мал также вклад в полное сечение и от более высоких, чем вторая, степеней косинусов. Из этого следует /11/, что в области энергий до 660 Мэв распределение  $\gamma$ -квантов в реакции /2/ имеет вид:

$$f_{pn}^r(\vartheta) \sim 1/3 + b_\gamma \cos^2 \vartheta .$$

Величины  $b_\gamma$ , полученные при различных энергиях протонов, представлены в таблице 5.

Т а б л и ц а 5

$E, \text{ Мэв}$	665	630	590	560	520	508
$\sigma_r$	$0,08 \pm 0,02$	$0,11 \pm 0,05$	$0,10 \pm 0,04$	$0,18 \pm 0,05$	$0,14 \pm 0,05$	$0,16 \pm 0,06$

485	440	400
$0,18 \pm 0,05$	$0,13 \pm 0,05$	$0,12 \pm 0,06$

6. Обсуждение

Полные сечения и гипотеза изотопической инвариантности

Хорошо известным следствием гипотезы изотопической инвариантности является соотношение, связывающее между собой полные сечения образования нейтральных и заряженных  $\pi$ -мезонов в нуклон-нуклонных соударениях:

$$(\sigma_{pp}^{\pi^+} + \sigma_{pn}^{\pi^+} + \sigma_{pn}^{\pi^-}) / 2(\sigma_{pp}^{\pi^0} + \sigma_{pn}^{\pi^0}) = 1. \quad /5/$$

Воспользовавшись найденными в настоящей работе величинами полных сечений реакции /2/ и сечениями других, ранее исследованных реакций /11, 18-22/, можно проверить выполнимость равенства /5/ в широкой области энергий от порога до 665 Мэв. Как видно из рис. 2, это отношение в указанной области энергий действительно близко к единице. При энергиях около 600 Мэв, где полные сечения измерены с наименьшей погрешностью, равенство /5/ выполняется с точностью 8-10%. Из величин, входящих в это равенство, наименее изученным является сечение  $\sigma_{pn}^{\pi^+}$ , экспериментальные сведения о котором получены лишь при двух энергиях /400/20/ и 590 Мэв /21/. При других значениях энергии величины  $\sigma_{pn}^{\pi^+}$ , использованные на рис. 2, были найдены путем аппроксимации энергетической зависимости сечения  $\sigma_{pn}^{\pi^+}$  степенной функцией  $\chi_m^{4-4,5}$  /22/. Погрешности, связанные с использованием подобной аппроксимации, не могут быть большими, так как в рассматриваемой области энергий вклад сечения в равенство /5/ сравнительно мал. В области более высоких энергий отношение



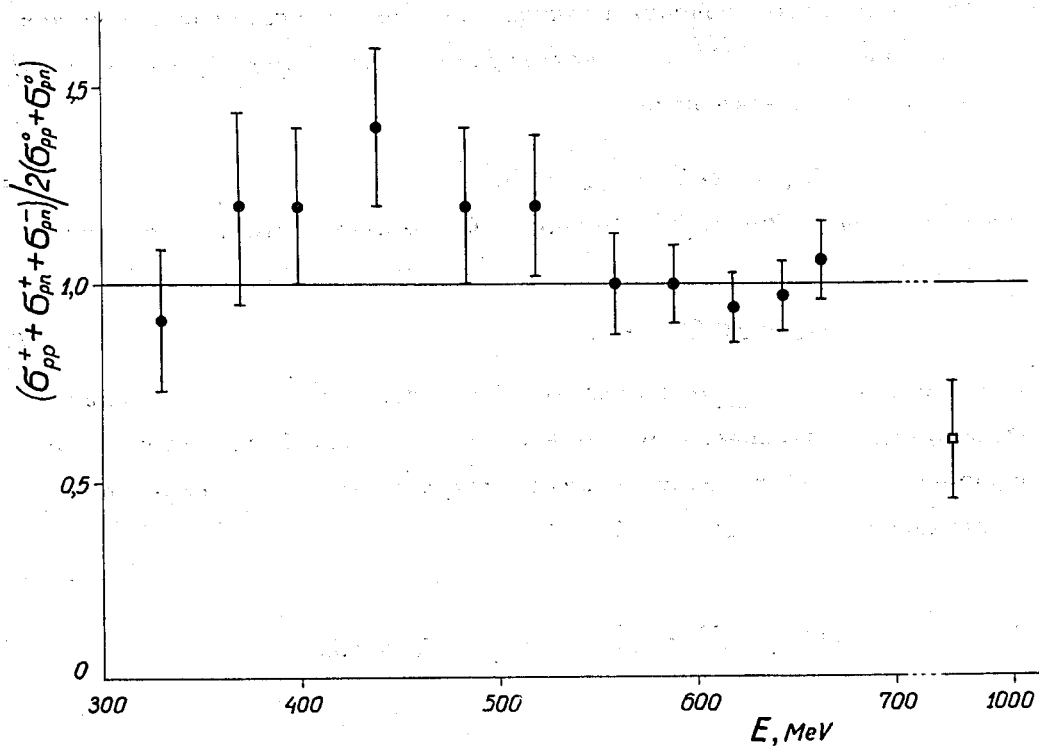


Рис. 2. Отношение полных сечений образования заряженных и нейтральных  $\pi^0$ -мезонов при различных энергиях протонов. ● - по данным настоящей работы и работ /11,18-22/, □ - по данным Бэтсона и др. /23/.

/5/ было недавно измерено при  $E=970$  Мэв<sup>/23/</sup>. Сечение  $\sigma_{pn}^{\pi^0}$  при этой энергии оказалось неожиданно большим, что привело к величине отношения /5/, несколько отличающейся от единицы /рис. 2/.

Используя полученные сечения реакции /2/, можно определить величину парциального сечения  $\sigma_{oi}$  /22/ /соответствующего переходу  $T_N = 0 \rightarrow T_N = 1$ ,  $T_N$  - изотопический спин нуклонов/

$$\sigma_{oi} = 2\sigma_{pn}^{\pi^0} + \sigma_{pp}^{\pi^0} - \sigma_{pp}^{\pi^+} \quad /6/$$

при различных энергиях /табл. 6/. Сечение  $\sigma_{oi}$  может быть также получено из соотношения

$$\sigma_{oi} = 2\sigma_{pn}^{\pi^{\pm}} - \sigma_{pp}^{\pi^0} \quad /7/$$

Найденные последним способом величины  $\sigma_{oi}$  отмечены в таблице звездочкой. Наряду с парциальными сечениями в таблице 6 приведены величины сечений образования  $\pi$ -мезонов в нуклон-нуклонных соударениях при полном изотопическом спине  $T$ , равном 1 и 0:

$$\sigma_1 = \sigma_{pp}^{\pi^+} + \sigma_{pp}^{\pi^0} \quad \text{и} \quad \sigma_0 = 3\sigma_{oi}.$$

Т а б л и ц а 6

E, Мэв	660	645	630	620	610	597	590
$\sigma_{oi}, 10^{-27} \text{ см}^2$	1,7 $\pm$ 1,1	2,6 $\pm$ 1,1	3,1 $\pm$ 0,9	2,7 $\pm$ 1,1	2,9 $\pm$ 0,9	2,3 $\pm$ 0,9	1,9 $\pm$ 0,8 1,9 $\pm$ 0,8 <sup>x</sup>
$\sigma_{\pi^0}, 10^{-27} \text{ см}^2$	10,9 $\pm$ 0,5	10,2 $\pm$ 0,5	9,1 $\pm$ 0,5	8,5 $\pm$ 0,5	8,1 $\pm$ 0,5	7,5 $\pm$ 0,5	7,3 $\pm$ 0,5
$\sigma_{\pi^{\pm}}, 10^{-27} \text{ см}^2$	3,22 $\pm$ 0,17	2,93 $\pm$ 0,17	2,74 $\pm$ 0,16	2,55 $\pm$ 0,17	2,25 $\pm$ 0,14	1,96 $\pm$ 0,14	1,84 $\pm$ 0,12
$\sigma_0, 10^{-27} \text{ см}^2$	5,1 $\pm$ 3,3	7,8 $\pm$ 3,3	9,3 $\pm$ 2,7	8,1 $\pm$ 3,3	8,7 $\pm$ 2,7	6,9 $\pm$ 2,7	5,6 $\pm$ 2,4
$\sigma_1, 10^{-27} \text{ см}^2$	17,1 $\pm$ 0,6	16,0 $\pm$ 0,6	14,5 $\pm$ 0,6	13,5 $\pm$ 0,6	12,5 $\pm$ 0,6	11,5 $\pm$ 0,6	11,0 $\pm$ 0,6

560	520	485	440	400	370	330
0,9±0,6	0,1 <sup>+0,6</sup> <sub>-0,1</sub>	0,1 <sup>+0,5</sup> <sub>-0,1</sub>	0,1 <sup>+0,4</sup> <sub>-0,1</sub>	0,1 <sup>+0,3</sup> <sub>-0,1</sub> 0,22±0,08 <sup>x</sup>	0,1 <sup>+0,2</sup> <sub>-0,1</sub>	-
6,0±0,4	4,5±0,4	3,4±0,3	2,3±0,2	1,2±0,2	0,8±0,2	0,33±0,04
1,24±0,08	0,75±0,06	0,45±0,03	0,20±0,02	0,09±0,02	0,04±0,01	0,014±0,006
2,7±1,8	0,3 <sup>+1,8</sup> <sub>-0,3</sub>	0,3 <sup>+1,5</sup> <sub>-0,3</sub>	0,3 <sup>+1,2</sup> <sub>-0,3</sub>	0,3 <sup>+0,9</sup> <sub>-0,3</sub> 0,65±0,25 <sup>x</sup>	0,3 <sup>+0,6</sup> <sub>-0,3</sub>	-
8,4±0,5	6,1±0,4	4,2±0,3	2,7±0,2	1,4±0,2	0,8±0,2	0,35±0,04

Сопоставление величин сечений, приведенных в таблице 6, показывает, что в области энергий от порога до 665 Мэв  $\sigma_0$  примерно вдвое превышает  $\sigma_0$  /рис. 3/. Лучшее согласие с экспериментальными данными получается, если, следуя Розенфельду<sup>/22/</sup>, предположить, что  $\sigma_0$  изменяется с энергией как  $\lambda_m^4$ :

$$\sigma_0 = 0,3 \lambda_m^4 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 . \quad /8/$$

Найденные в настоящей работе полные сечения реакции /2/ близки к сечениям, вычисленным на основании резонансной феноменологической теории Мандельштама<sup>/24/</sup> /рис. 4/. В области малых энергий сечение  $\sigma_{pn}^{\pi^0}$  растет, как  $\lambda_m^3$ . При энергиях  $E > 600$  Мэв рост этого сечения замедляется в согласии с теорией Мандельштама.

#### Угловые распределения $\pi$ -мезонов и гипотеза изотопической инвариантности

Угловые распределения  $\pi$ -мезонов в реакции /2/  $f_{pn}^{\pi^0}(\vartheta)$  могут быть восстановлены по измеренным угловым распределениям  $\gamma$ -квантов<sup>/11/</sup>. В области энергий от порога до 665 Мэв функция  $f_{pn}^{\pi^0}(\vartheta)$  так же, как и  $f_{pn}^{\gamma}(\vartheta)$ , имеет вид

$$f_{pn}^{\pi^0}(\vartheta) \sim 1/3 + v_{\pi^0} \cos^2 \vartheta .$$

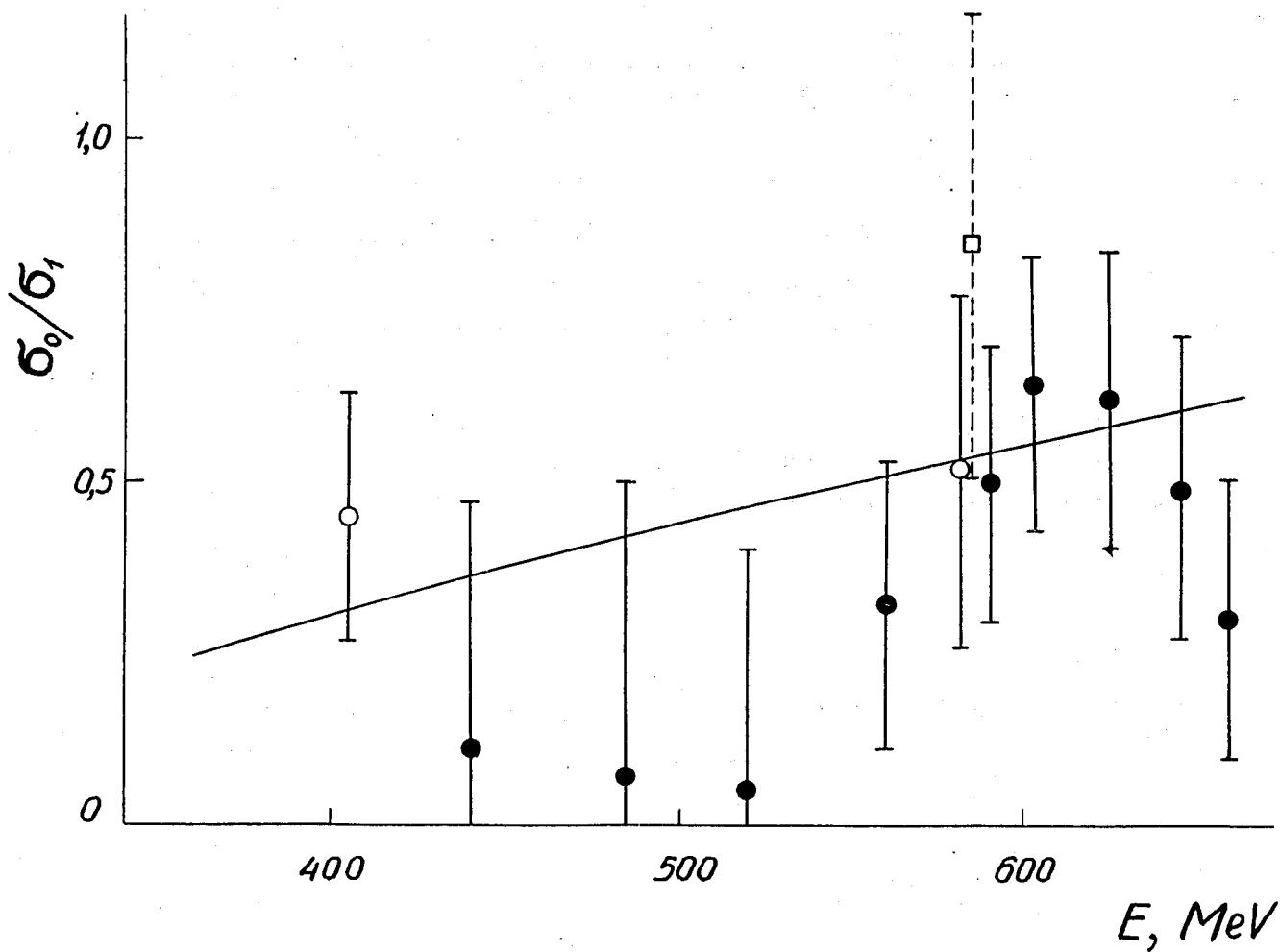


Рис. 3. Отношение сечений образования  $\pi$ -мезонов нуклонами в состояниях с изотопическим спином  $T=0$  и  $T=1$ .  $\bullet$  - получено из соотношения /6/ по данным настоящей работы и работ /11,18,19,22/;  $\circ$  - получено из соотношения /7/ по данным работ /11,20,21/;  $\square$  - получено исходя из полных сечений /21/. Кривая соответствует зависимости /8/.

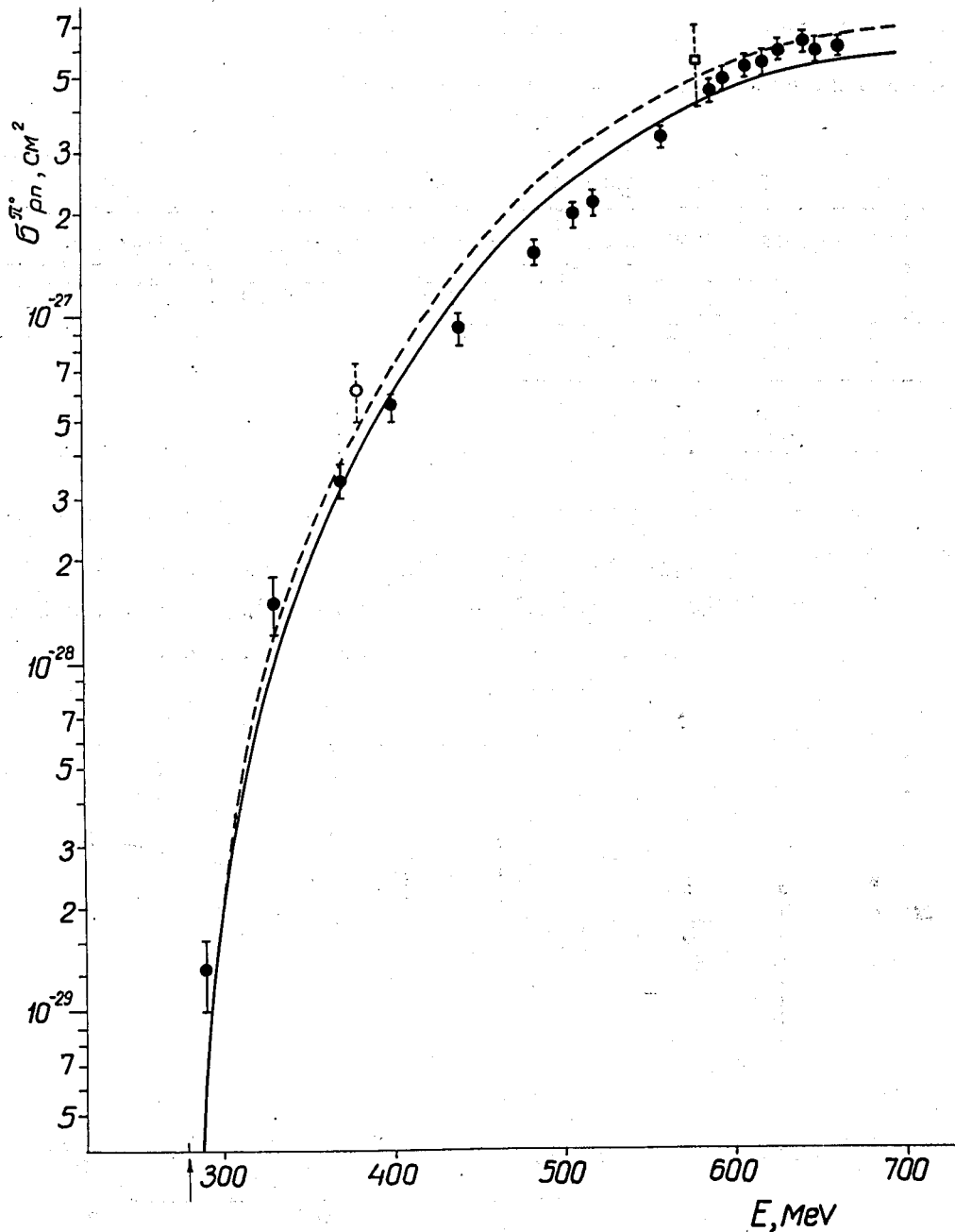


Рис. 4. Полные сечения реакции  $pp \rightarrow pp \pi^0$ . • - данные настоящей работы; □ - данные /2/, ○ - данные /3/. Сплошная кривая вычислена на основании резонансной теории Мандельштама. Пунктирная кривая учитывает также и нерезонансный переход /8/ в состоянии с  $T=0$ . Стрелкой указан порог реакции.



Найденные величины  $\delta_{\pi^0}$  приведены в таблице 7.

Т а б л и ц а 7

Е, МэВ	665	630	590	560	520	508
$\delta_{\pi^0}$	$0,17 \pm 0,04$	$0,26 \pm 0,12$	$0,25 \pm 0,10$	$0,60 \pm 0,20$	$0,48 \pm 0,22$	$0,61 \pm 0,23$

485	440	400
$0,85 \pm 0,30$	$0,74^{+0,48}_{-0,34}$	$0,9^{+1,3}_{-0,5}$

Как видно из этой таблицы, изотропия углового распределения  $\pi^0$ -мезонов в реакции /2/ возрастает по мере увеличения энергии налетающих протонов. Этот результат качественно согласуется /рис. 5/ с предсказаниями теории

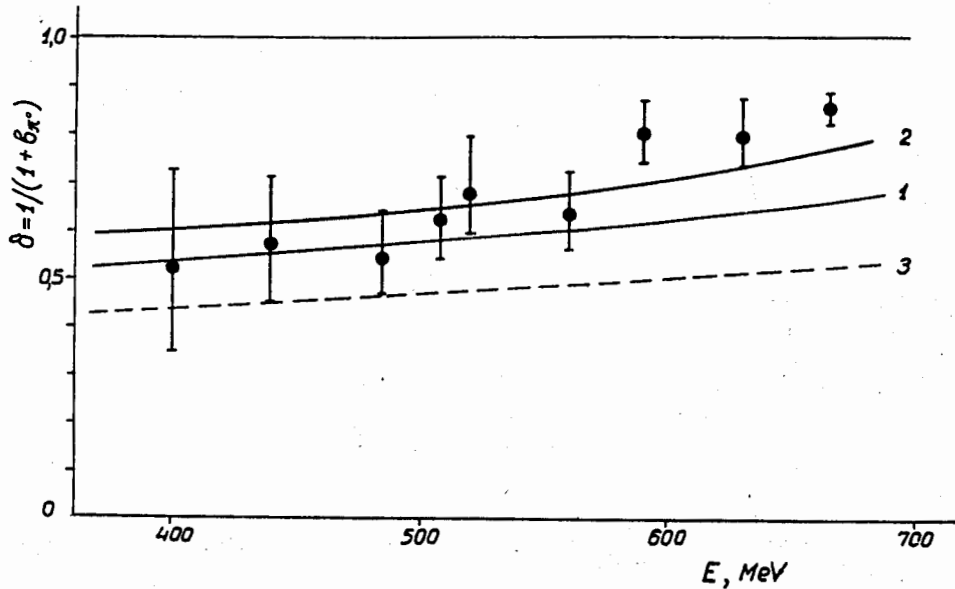


Рис. 5. Угловые распределения  $\pi^0$ -мезонов, образованных в  $p-n$  соударениях. Величина  $\delta$  представляет собой долю  $\pi^0$ -мезонов, распределенных изотропно. Кривая 1 вычислена Мандельштамом на основании его резонансной теории. 2 и 3 вычислено с учетом нерезонансного перехода /8/ в предположении, соответственно, изотропного и  $\sim \cos^2 \theta$  распределения.

Мандельштама /частное сообщение/. Согласие с теорией становится полным, если наряду с резонансными переходами учесть также нерезонансный переход /8/ из состояния с  $T=0$ , для которого характерно изотропное угловое распределение /11,21/.

Если гипотеза изотопической инвариантности справедлива, то суммарные угловые распределения нейтральных и заряженных  $\pi$ -мезонов, образованных в нуклонных соударениях, должны быть одинаковыми /то-есть  $f_{pp+pn}^{\pi^0}(\vartheta) = f_{pp+pn}^{\pi^{\pm}}(\vartheta)$ /. Так как при энергиях 650 Мэв угловые распределения хорошо описываются полиномом типа  $1/3 + \beta_{\pi} \cos^2 \vartheta$ , то последнее утверждение эквивалентно равенству

$$\beta_{\pi^0} = \beta_{\pi^{\pm}} \quad /9/$$

Здесь  $\beta_{\pi^0}$  и  $\beta_{\pi^{\pm}}$  - суммы нормированных на сечения коэффициентов  $\beta_{\pi}$  в угловых распределениях нейтральных и заряженных  $\pi$ -мезонов. Угловое распределение  $\pi^0$ -мезонов при энергиях  $\approx 650$  Мэв близко к изотропному:

$$\beta_{\pi^0} = 0,16 \pm 0,04 \quad \text{при } E = 665 \text{ Мэв по данным настоящей работы и работы } /11/.$$

Столь же изотропно при этих энергиях и распределение заряженных  $\pi$ -мезонов, образованных в  $p-n$  соударениях /21/.

В отличие от этого заряженные  $\pi$ -мезоны, образованные в  $p-p$  соударениях, распределены существенно анизотропно:  $\beta_{\pi^+} = 0,61 \pm 0,09$  по данным Неганова и Савченко /18/. Разница между величиной отношения  $\beta_{\pi^0} / \beta_{\pi^+}$  и единицей, характеризующая степень нарушения изотопической инвариантности, сказывается при этом значительной:

$$\beta_{\pi^0} / \beta_{\pi^+} = 0,38 \pm 0,11.$$

Указанное различие угловых распределений нейтральных и заряженных  $\pi$ -мезонов является в настоящее время, пожалуй, единственным нарушением гипотезы изотопической инвариантности /25/. Следует, однако, заметить, что это различие не является еще окончательно экспериментально установленным. Приведенную выше величину отношения  $\beta_{\pi^0} / \beta_{\pi^+}$  следует считать предварительной. С одной стороны, угловое распределение  $\pi^+$ -мезонов может оказаться более изотропным, как это наблюдалось в недавних опытах Мешковско-го, Шаламова и Шебанова /26/. С другой стороны, угловое распределение нейтральных  $\pi$ -мезонов в реакции /2/ может несколько отличаться от получен-

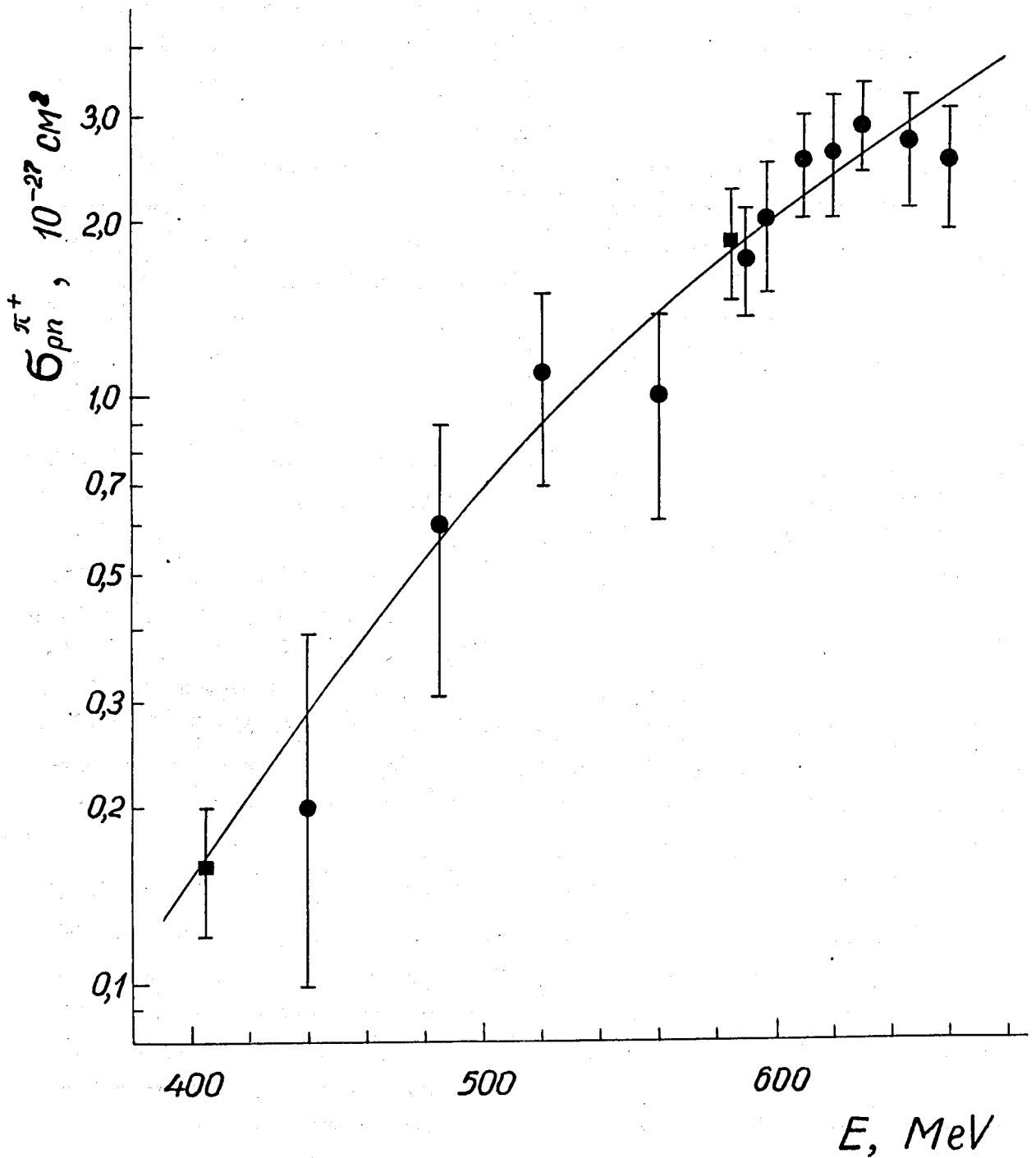


Рис. 6. Полные сечения реакции  $pn \rightarrow pn\pi^+$ , найденные в предположении справедливости гипотезы изотопической инвариантности.  $\bullet$  - по данным настоящей работы и работ /11,18,19,22/:  $\blacksquare$  - результаты прямых измерений /20, 21/. Кривая соответствует зависимости /10/.

ного в настоящей работе, поскольку возможна интерференция между нуклонными состояниями в дейтроне, приводящая к изменению распределения  $\pi^0$ -мезонов по сравнению с тем, которое имеет место при соударении протона со свободными нуклонами. В связи с этим необходимо как дальнейшее уточнение экспериментальных данных об угловых распределениях заряженных  $\pi$ -мезонов, так и проведение исследования углового распределения  $\pi^0$ -мезонов, образующихся в свободных  $p-n$  соударениях.

О реакции  $p n \rightarrow \pi^\pm + \text{нуклоны}$

Воспользовавшись полученными в настоящей работе величинами сечений реакции /2/ и сечениями образования  $\pi$ -мезонов в  $p$ - $n$  соударениях /11,18,19,22/, можно на основании равенства /5/ определить сечения реакции  $p n \rightarrow \pi^\pm$  в широком интервале энергий. Это представляет определенный интерес, поскольку прямые исследования реакции  $p n \rightarrow \pi^\pm$  сопряжены с большими экспериментальными трудностями. Найденные величины полных сечений  $\sigma_{pn}^{\pi^+}$  /или, что то же самое  $\sigma_{pn}^{\pi^-}$  / приведены на рис. 6. Как видно из этого рисунка, энергетическая зависимость сечения  $\sigma_{pn}^{\pi^+}$  хорошо описывается функцией

$$\sigma_{pn}^{\pi^+} = 1,7 \pm 0,4 / 2_m^{4,6 \pm 0,4} \quad /10/$$

В заключение мы пользуемся случаем поблагодарить д-ра С.Мандельштама, любезно приславшего нам результаты своих неопубликованных расчетов и Б.С.Неганова за обсуждение результатов настоящей работы. Мы благодарны И.В.Цымбулову за помощь, оказанную при проведении измерений.

Рукопись поступила в издательский отдел 15 сентября 1959 года.

Л и т е р а т у р а

1. Б. Понтекорво, Г.И.Селиванов. ДАН, 102, 495, 1955.
2. В.П.Джелепов, К.О.Оганесян, В.Б.Флягин. ЖЭТФ, 29, 886, 1955.
3. A.H.Rosenfeld, F.Solmitz, R.Hildebrand, Bull.Am.Phys.Soc. I, 72, 1956.
4. R.Hales, B.I.Moyer. Phys.Rev., 89, 1047, 1953.
5. А.А.Тяпкин, М.С.Козодаев, Ю.Д.Прокошкин. ДАН, 100, 689. 1955.
6. Ю.Д.Прокошкин, А.А.Тяпкин. ЖЭТФ, 32, 750, 1957.
7. R.A.Stallwood, R.B.Sutton, T.H.Fields, J.G.Fox, J.A.Kane. Phys.Rev., 101, 1716, 1958.
8. В.С.Киселев, В.Б.Флягин. ЖЭТФ, 32, 962, 1957.
9. R.Hildebrand. Phys.Rev., 89, 1090, 1953.
10. В.Б.Флягин, В.П.Джелепов, В.С.Киселев, К.О.Оганесян. ЖЭТФ, 35, 854, 1958.
11. А.Ф.Дунайцев, Ю.Д.Прокошкин. ЖЭТФ, 36, 1656, 1959.
12. И.М.Василевский, Ю.Д.Прокошкин. Атомн.энергия, 9, 237, 1959.
13. А.А.Тяпкин. ЖЭТФ, 30, 1150, 1956; Ю.Д.Прокошкин. ЖЭТФ, 31, 732, 1957.
14. Ю.Д.Прокошкин. ЖЭТФ, /в печати/; препринт Р-406.
15. В.П.Джелепов, К.О.Оганесян, В.Б.Флягин. ЖЭТФ, 32, 678, 1957.
16. E.Salpeter, J.Goldstein. Phys.Rev., 90, 983, 1953.
17. Yu.D.Prokoshkin. Proc.CERN Symposium, 2, 385, 1956.
18. Б.С.Неганов, О.В.Савченко. ЖЭТФ, 32, 1265, 1957.
19. Б.С.Неганов, Л.Б.Парфенов. ЖЭТФ, 34, 767. 1958; М.Г.Мещеряков, Б.С.Неганов. ДАН, 100: , 677, 1955; В.П.Джелепов, В.И.Москалев, С.В.Медведь. ДАН, 104, 360, 1955 и доклад на конференции по физике высокой энергии /Москва, 1956/; Т.Н.Fields, J.G.Fox, J.A.Kane, R.A.Stallwood, R.B.Sutton. Phys.Rev., 109, 1713, 1958.



20. G.B.Yodh. Phys.Rev., 98, 1330, 1955.
21. Ю.М.Казаринов, Ю.Н.Симонов. ЖЭТФ, 35, 78, 1958.
22. A.H.Rosenfeld, Phys.Rev.,96, 139, 1954.
23. A.P.Batson, B.B.Cullwick, H.B.Klipp, L.Riddiford. Proc.Roy. Soc.A, 251, 233, 1959.
24. S.Mandelstam. Proc.Roy.Soc,A, 244 , 491, 1958.
25. Б.Понтекорво, А.И.Мухин, Ю.Д.Прокошкин, Л.М.Сороко. Материалы конференции по физике частиц высокой энергии /Киев , 1959/ /в печати/.
26. А.Г.Мещковский, Я.Я.Шаламов, В.А.Шебанов. ЖЭТФ, 35, 64, 1958.