

5
Д-83



V

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

P-221

А. Ф. Дунайцев и Ю. Д. Прокошкин

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИЙ $pp \rightarrow pp\pi^0$ И $pn \rightarrow pn\pi^0$

(Доложено на IV сессии Ученого Совета ОИЯИ в мае 1958 г.)

г. Дубна, 1958 год

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

P-221

А. Ф. Дунайцев и Ю. Д. Прокошкин

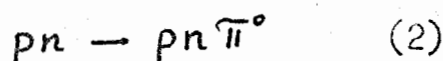
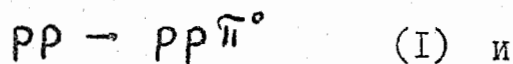
ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИЙ $pp \rightarrow pp\pi^0$ И $pn \rightarrow pn\pi^0$

(Доложено на IV сессии Ученого Совета ОИЯИ в мае 1958 г.)

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

г. Дубна, 1958 год

Целью настоящей работы являлось завершение систематического исследования⁽¹⁻⁴⁾ процессов образования нейтральных π^0 -мезонов в нуклонных соударениях при энергии 670 Мэв и ниже. Эксперименты были посвящены, в основном, анализу угловых распределений π^0 -мезонов в реакциях:



Сведения об угловых распределениях π^0 -мезонов были получены путем измерения угловой зависимости выхода γ -квантов, на которые распадаются π^0 -мезоны.

Для регистрации γ -квантов использовался телескоп счетчиков, схематически представленный на рис. I. Образованные в мишени γ -кванты коллимировались при помощи свинцовой диафрагмы и попадали на свинцовый конвертор, где они генерировали электронно-позитронные пары. Пары регистрировались включенными на совпадения сцинтилляционным счетчиком и счетчиком излучения Черенкова. Были приняты специальные меры (малая толщина конвертора /1 ± 2 мм/, сцинтилляторов /2 ± 3 мм/, "широкая геометрия" телескопа), чтобы γ -телескоп имел низкий энергетический порог и мог эффективно регистрировать γ -кванты с энергией вплоть до 10 Мэв. Телескоп был нечувствителен к нейтронам (эффективность $\approx 10^{-4}$) и заряженным частицам. Последнее достигалось благодаря использованию сцинтилляционного счетчика, помещенного перед конвертором и включенного на антисовпадение. При регистрации γ -квантов скорость счета падала в 25 раз в случае удаления двухмиллиметрового конвертора. Увеличение толщины конвертора до 5 мм позволяло улучшить это отношение до 40. Телескоп можно было использовать в условиях сравнительно большого фона постороннего излучения благодаря применению схем совпадений с разрешающим вре-

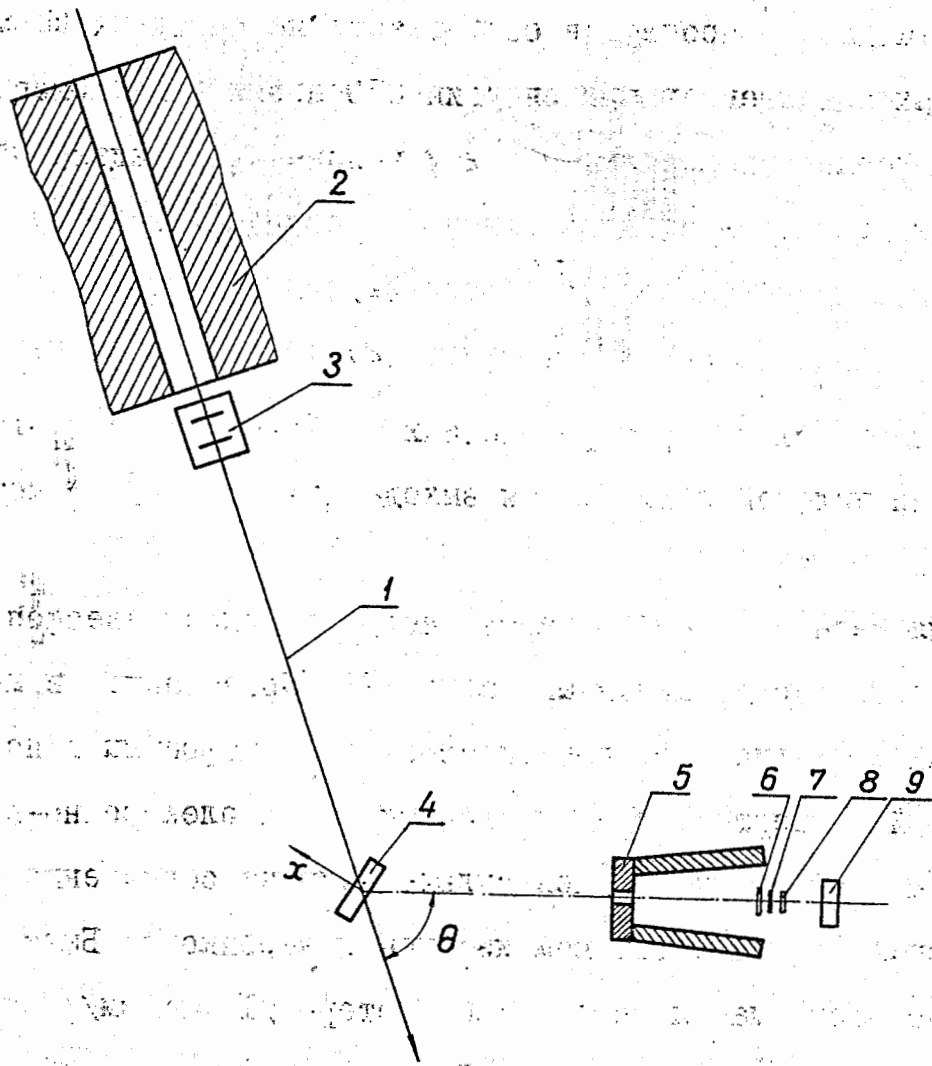


Рис. I Расположение аппаратуры.

1. - пучок протонов, 2. - защита, 3. - ионизационная камера
4. - мишень, 5. - свинцовая диафрагма, 6. - сцинтилляционный
счетчик, включенный на антисовпадение, 7. - свинцовый конвектор,
8. - сцинтилляционный счетчик, 8. - счетчик излучения Черенкова.

менем 10^{-8} сек. Эффективность γ -телескопа определялась экспериментально для каждого значения угла и энергии с точностью $(2 \div 3) \%$ методом, описанным в (2).

Эксперименты были выполнены (в отличие от (1-4)) на выведенном протонном пучке фазотрона Объединенного института ядерных исследований интенсивностью 10^8 р/см²сек. Поток протонов измерялся при помощи калиброванной ионизационной камеры с точностью $\approx 3 \%$. Максимальная средняя энергия пучка протонов в месте расположения аппаратуры составляла 670 Мэв. Энергетическое распределение протонов пучка хорошо описывается функцией Гаусса с дисперсией $(2,8 \pm 0,3)$ Мэв (5). Уменьшение энергии протонов достигалось путем торможения их в полиэтиленовых блоках. При этом дисперсия пучка несколько возрастала. Дисперсия, а также сброс энергии в мишени учитывались при определении величины эффективной энергии E_p .

Одну из основных трудностей измерений составлял большой фон постороннего излучения. Уменьшение фона достигалось путем ступенчатого коллимирования пучка протонов и подбором режима работы ускорителя.

Сечение реакции (1) определялось разностным методом путем облучения мишеней из полиэтилена и легкого графита. Толщина мишеней составляла около 3 г/см². В некоторых опытах использовалась также мишень с жидким водородом. Для того, чтобы скорость счета "с мишенью" была значительно больше скорости счета "без мишени", телескоп располагался на малом расстоянии от пучка протонов. При этом γ -излучение, идущее из различных участков мишени, регистрировалось телескопом с неодинаковой эффективностью. На последний вопрос было обращено внимание, так как максимальная относительная поправка достигала $1,5\%$ для используемых мишеней, а точность измерения отноше-

ний выходов γ -квантов должна была составлять меньше 1%. Был выполнен ряд контрольных экспериментов, в которых наблюдалось хорошее согласие между вычисленными и измеренными поправками. Основной и наиболее трудоемкий контрольный эксперимент был проведен при энергии протонов $E_p = 275$ Мэв. Так как это значение энергии лежит ниже порога образования π^0 -мезонов в $p-p$ -соударениях, измеренное отношение сечений для водорода и углерода должно быть тождественно равно нулю, если поправки найдены правильно. Эксперимент действительно дал величину, близкую к нулю:

$$\left(\frac{\sigma_{pp}^{\pi^0}}{\sigma_{pc}^{\pi^0}} \right)_{\text{измер.}} = -0,001 \pm 0,006.$$

Воспользовавшись измеренным нами сечением образования π^0 -мезонов на углероде, получаем отсюда оценку $\sigma_{pp}^{\pi^0}(275) < 5 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$, которую одновременно можно рассматривать, как характеристику точности применявшегося метода измерения.

Реакция $pp \rightarrow pp\pi^0$

Исследование углового распределения γ -квантов, образующихся при бомбардировке протонов протонами, проводилось в две стадии: было измерено угловое распределение γ -квантов, образованных в соударениях протонов с ядрами углерода, а затем для каждого угла наблюдения разностным методом ($\text{CH}_2\text{-C}$) было найдено отношение дифференциальных сечений для водорода и углерода. Полученное таким способом угловое распределение γ -квантов в реакции (I) при энергии протонов 665 Мэв приведено на рис.2. Оно хорошо описывается полиномом:

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

Эта функция, найденная методом наименьших квадратов и соответствующим образом нормированная, изображена на рис.2.

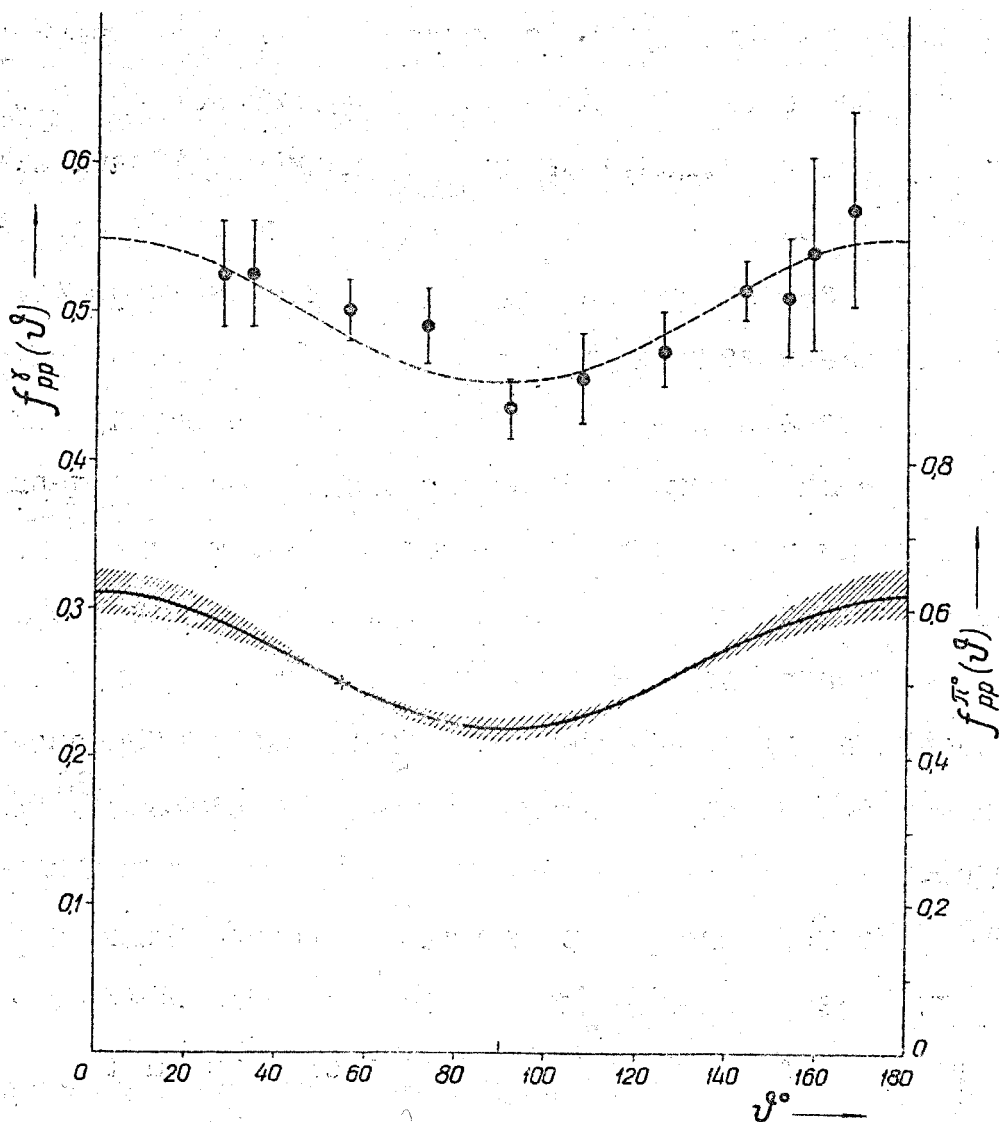


Рис. 2 Угловые распределения δ -квантов $f_{PP}^\delta(\theta)$ и π^0 -мезонов $f_{PP}^{\pi^0}(\theta)$ при энергии протонов $E_p = 665$ МэВ.

θ - выход δ -квантов под углом θ в с.ц.м. в относительных единицах. Пунктирная кривая проведена методом наименьших квадратов (см. текст). Сплошная кривая описывает угловое распределение π^0 -мезонов $f_{PP}^{\pi^0}(\theta)$ (см. текст). Границы заштрихованной области соответствуют стандартной ошибке. + - точка нормировки.

Распределение γ -квантов, образующихся в $p-p$ -соударениях, должно быть симметрично относительно 90° в системе центра масс сталкивающихся нуклонов (с.ц.м.) ввиду неразличимости взаимодействующих протонов. Поэтому всякое отступление от симметрии следует рассматривать как указание на наличие систематических поправок, не учтенных при выполнении измерений. Полученное нами угловое распределение γ -квантов оказалось симметричным. Если аппроксимировать его полиномом, который наряду с нулевым и вторым членом содержит также и асимметричный член, пропорциональный $\cos\theta$, то вклад последнего оказывается незначительным: $(0,009 \pm 0,011) \cos\theta$. При энергии протонов 670 Мэв были проведены также эксперименты, где в качестве мишени использовался жидкий водород. Найденное угловое распределение в пределах ошибок измерений не отличается от полученного разностным методом.

Из измеренного углового распределения γ -квантов может быть восстановлено угловое распределение π^0 -мезонов, образующихся в $p-p$ -соударениях при $E_p = 665$ Мэв. Оно оказалось близким к изотропному и описывается функцией:

$$f_{pp}^{\pi^0}(\theta) \sim 1/3 + (0,13 \pm 0,04) \cos^2\theta,$$

которая изображена на рис.2. Это распределение близко к вычисленному Мандельштамом⁽⁶⁾ на основе резонансной модели:

$$f_{pp}^{\pi^0}(\theta) \sim 1/3 + 0,04 \cos^2\theta.$$

Эксперименты, аналогичные описанным выше, были выполнены также и при более низких энергиях протонов: 560, 510 и 485 Мэв. Найденные угловые распределения π^0 -мезонов аппроксимируются полиномами:

$$E_p = 560 \text{ Мэв} \quad f_{pp}^{\pi^0}(\theta) \sim 1/3 + (0,33 \pm 0,17) \cos^2\theta$$

$$E_p = 510 \text{ Мэв} \quad f_{pp}^{\pi^0}(\theta) \sim 1/3 + (0,15 \pm 0,25) \cos^2\theta$$

$$E_p = 485 \text{ Мэв} \quad f_{pp}^{\pi^0}(\theta) \sim 1/3 + (0,03 \pm 0,25) \cos^2\theta.$$

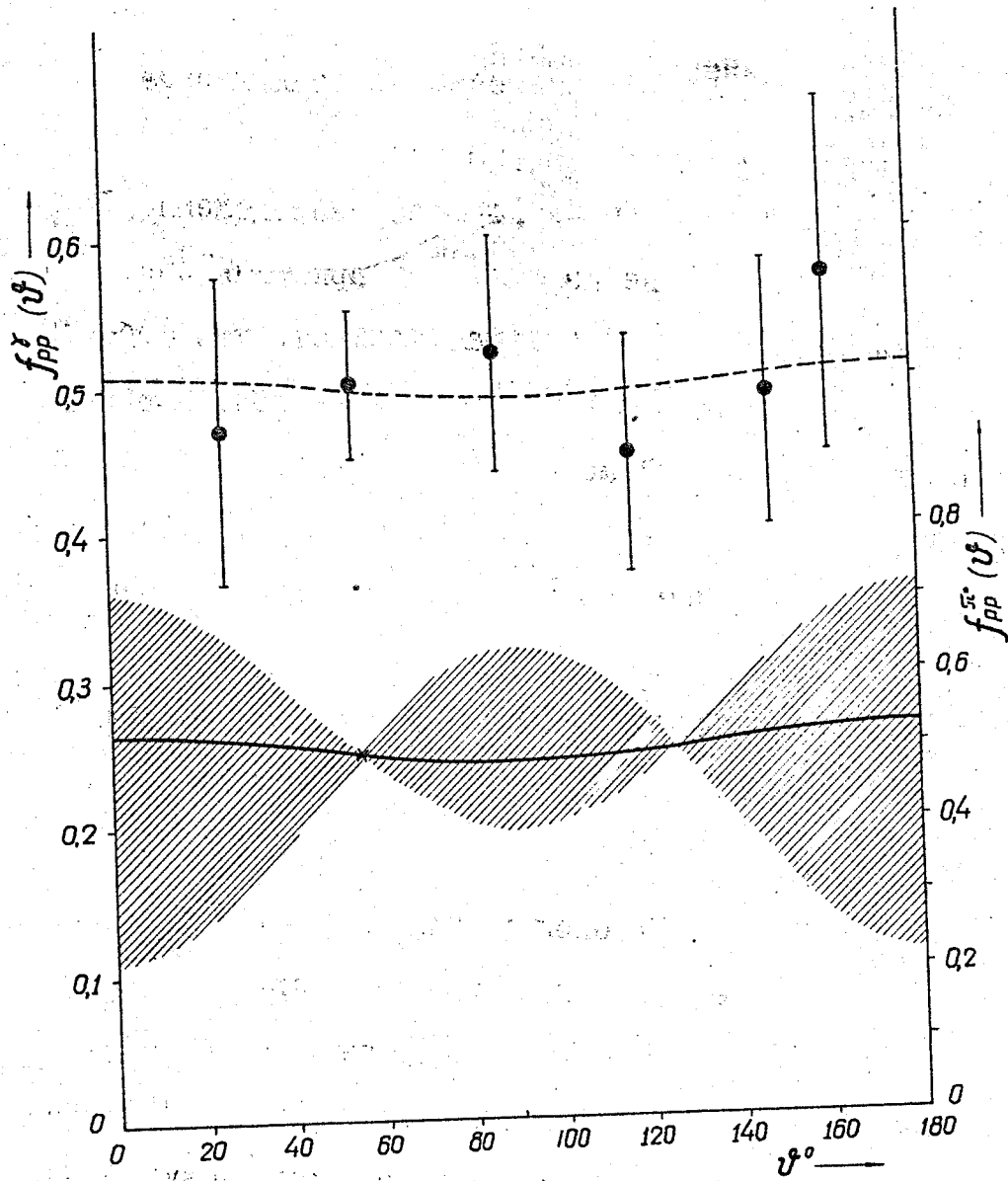


Рис.3 То же, что и на рис.2, но для $E_p = 485$ Мэв.

Последняя кривая вместе с измеренным угловым распределением γ -квантов представлена на рис.3.

Как видно из приведенных данных, угловое распределение π^0 -мезонов в реакции (I) практически не изменяется при уменьшении энергии протонов, оставаясь изотропным. Отсюда следует, что в области малых энергий π^0 -мезоны образуются в $p-p$ -соударениях, в основном, по-видимому, за счет перехода в "смещенное" S-состояние (мы используем термин Мандельштама) с возможной некоторой примесью перехода в "смещенное" D-состояние (если полагать, что нерезонансный Ss-переход мало интенсивен). Для окончательного решения вопроса о роли различных переходов необходимо продолжить исследования в область более низких энергий.

Реакция $pn \rightarrow pn\pi^0$

Для получения сведений об угловом распределении π^0 -мезонов в реакции (2) нами были проведены измерения с мишенями из тяжелой и обычной воды. Определенное в этих опытах угловое распределение γ -квантов, образованных в соударениях протонов с дейтронами при энергии 665 Мэв, представлено на рис.4. Отсюда можно получить сведения об угловом распределении γ -квантов в реакции (2), ибо в дейтроне присутствуют протон и нейтрон, а угловое распределение для реакции (I) нами уже было измерено. Однако при этом нельзя ограничиться лишь простым вычитанием сечений: дейтрон минус водород. На этом вопросе мы остановимся несколько подробнее. Сечение для дейтрона отличается от суммы сечений для протона и нейтрона благодаря действию двух факторов: а) изменению сечений из-за движения нуклонов внутри ядра (в рассматриваемой области энергий это приводит к увеличению сечения) и б) экранированию нуклона нукло-

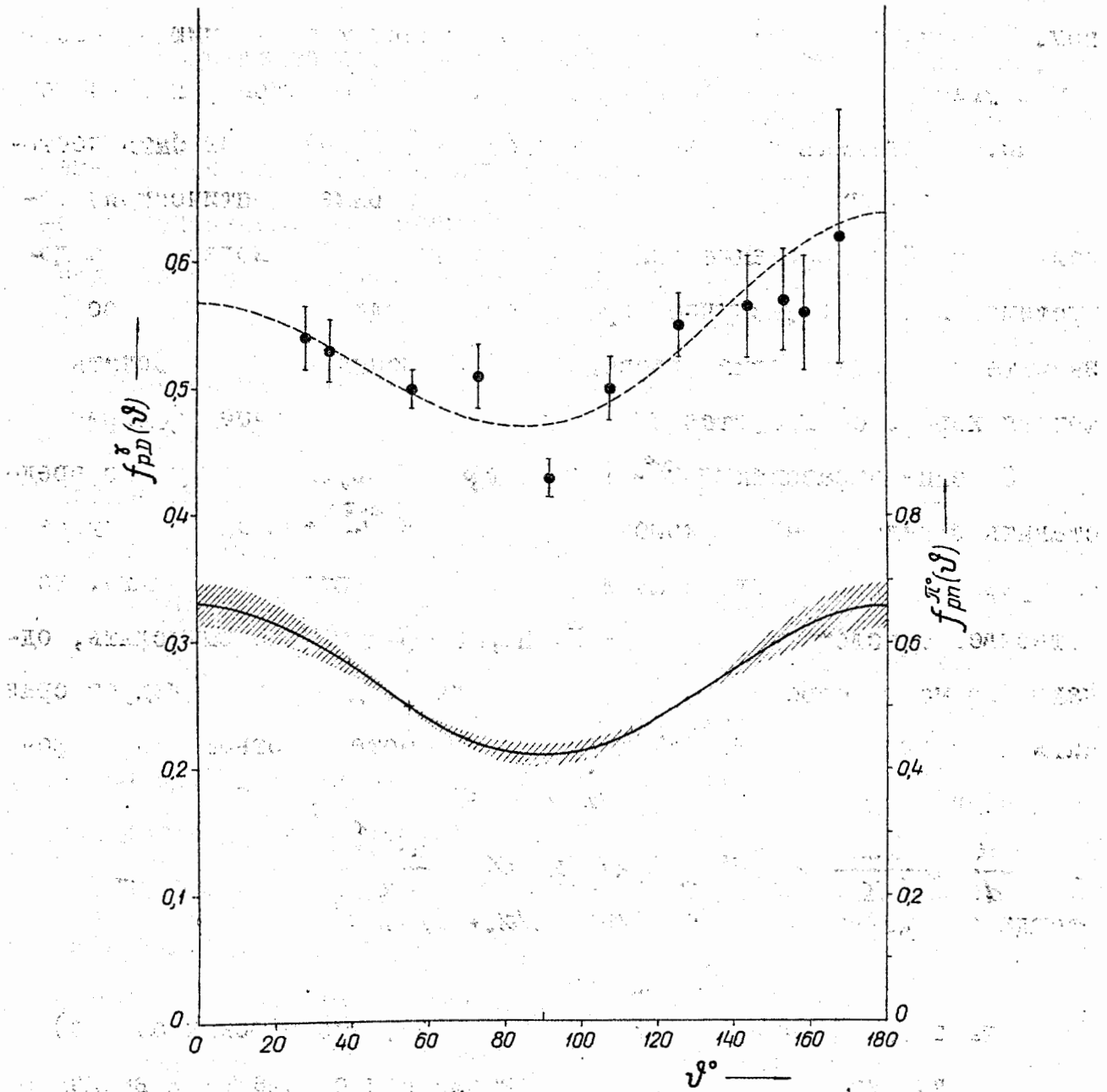


Рис.4 Угловые распределения δ -квантов $f_{\rho^{\delta}}^{\delta}(\theta)$ и π^0 -мезонов $f_{\rho^{\pi^0}}^{\pi^0}(\theta)$ при $E_p=665$ Мэв (см.примечания к рис.2).

ном. Последнее приводит к уменьшению сечения и появлению асимметрии в угловом распределении γ -квантов. Эта асимметрия, как видно из рис. 4, невелика для случая дейтрона и поэтому может быть достаточно точно вычислена в рамках простой (например, оптической) модели ядра. Использование для этой цели оптической модели ядра допустимо, ибо даже в случае ядра углерода, где эффект экранирования значителен и асимметрия углового распределения велика, расчетная кривая хорошо согласуется с экспериментальными данными (см. рис. 5).

Сечение образования π^0 -мезонов в $p - D$ -соударениях можно представить в виде линейной комбинации $\sigma_{pD}^{\pi^0} = K_1 \sigma_{pp}^{\pi^0} + K_2 \sigma_{pn}^{\pi^0}$. Если рассматривать только факторы а) и б) (а они являются основными), то естественно положить $K_1 = K_2 = K$. Параметр K трудно вычислить, однако его можно определить экспериментально. Для этого следует сравнить измеренные в настоящей работе и в работе (7) отношения дифференциальных сечений при энергии 590 Мэв под одинаковым углом (90°):

$$\alpha_p = \frac{d\sigma_{pD}^{\delta} / d\Omega}{d\sigma_{pp}^{\delta} / d\Omega} = 2,85 \pm 0,27 \quad \text{и} \quad \alpha_n = \frac{d\sigma_{nD}^{\delta} / d\Omega}{d\sigma_{np}^{\delta} / d\Omega} = 1,30 \pm 0,04$$

Отсюда определяется K , ибо $1/K = 1/\alpha_p + 1/\alpha_n$;

$$K = 0,90 \pm 0,03.$$

Близость этой величины к единице указывает, что эффекты а) и б) частично взаимно компенсируются. Поэтому при определении величины сечения реакции (2) можно полагать, что сечение для дейтрона почти равно сумме сечений для протона и нейтрона, если ограничиться введением небольшой поправки (так как $K \neq 1$), что и было сделано в настоящей работе.

Полученное указанным способом угловое распределение для реакции (2) при энергии 665 Мэв хорошо описывается полиномом

$$f_{pn}^{\delta}(\theta) \sim 1/3 + (0,09 \pm 0,02) \cos^2 \theta.$$

Если справедлива гипотеза зарядовой независимости, то угловое рас-

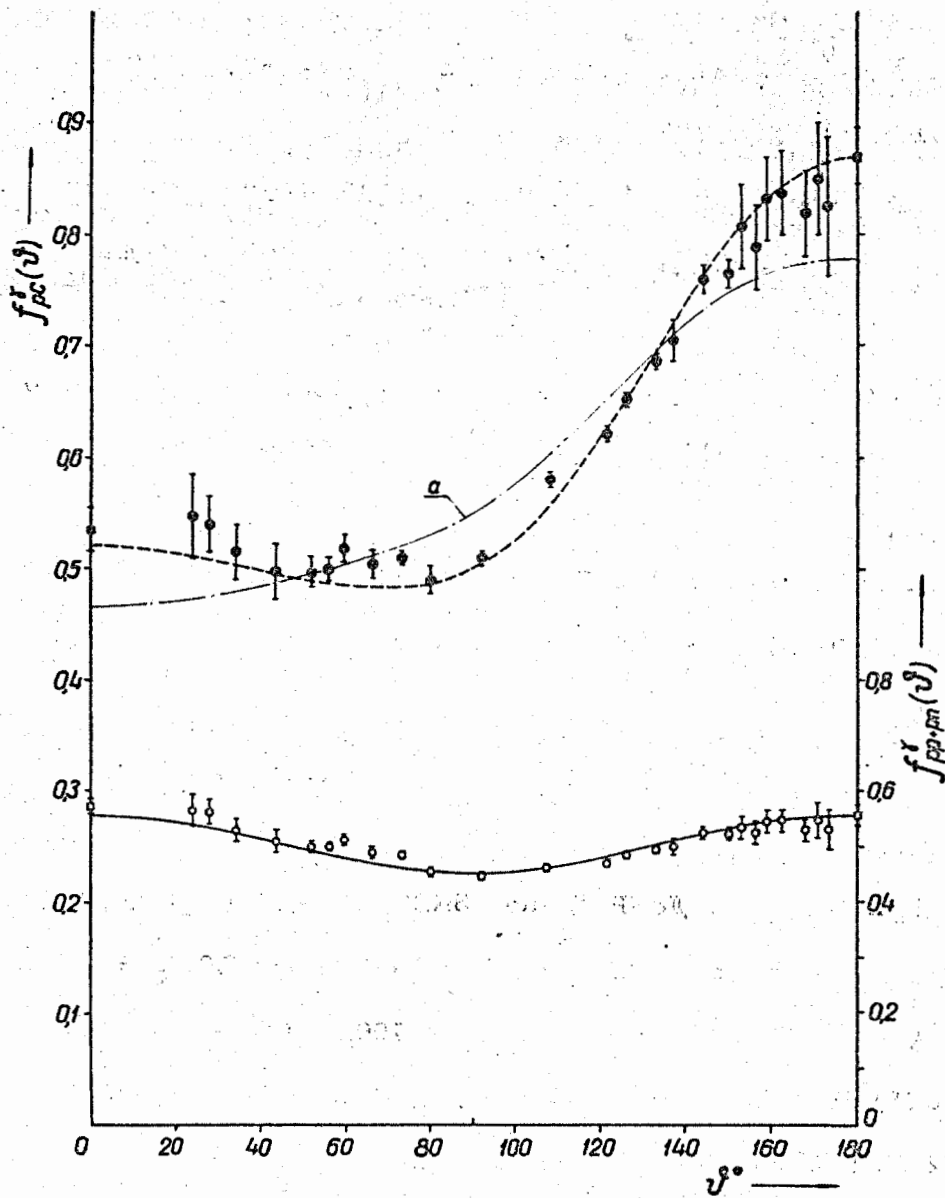


Рис. 5. Угловое распределение γ -квантов на углероде $f_{\gamma}^I(\theta)$ при $E_p = 665$ Мэв (см. примечания к рис. 2).
 а - функция $\varphi(\theta)$, вычисленная в работе (3) на основе оптической модели ядра. Значения δ получены путем деления измеренных выходов γ -квантов на $\varphi(\theta)$. Нижняя кривая найдена методом наименьших квадратов. Пунктирная кривая получена умножением нижней кривой на $\varphi(\theta)$.

пределение δ -квантов, образованных в $p-n$ -соударениях, должно быть симметрично относительно 90° в с.ц.м. Для экспериментально найденного распределения δ -квантов вклад члена, пропорционального первой степени косинуса, действительно оказался малым $(0,01 \pm 0,01) \times \cos\theta$.

Найденное по угловому распределению δ -квантов распределение для π^0 -мезонов в реакции (2) близко к изотропному:

$$f_{pn}^{\pi^0}(\theta) \sim 1/3 + (0,19 \pm 0,05) \cos^2\theta.$$

Аналогичным образом измеренные угловые распределения для реакции (2) при более низких энергиях отличаются от полученного при энергии 665 МэВ:

$$E_p = 560 \text{ МэВ} \quad f_{pn}^{\pi^0}(\theta) \sim 1/3 + (0,74 \pm 0,25) \cos^2\theta$$

$$E_p = 485 \text{ МэВ} \quad f_{pn}^{\pi^0}(\theta) \sim 1/3 + (1,0 \pm 0,3) \cos^2\theta \quad (\text{см.рис.6})$$

Сравнение приведенных данных показывает, что с уменьшением энергии протонов растет анизотропия углового распределения π^0 -мезонов в реакции (2). Характер углового распределения при малых энергиях свидетельствует в пользу перехода, где в конечном состоянии орбитальный момент π^0 -мезона равен единице.

Абсолютные сечения.

При эффективной энергии протонов 660 МэВ были выполнены измерения абсолютного дифференциального сечения образования δ -квантов на углероде под углом 33° в лабораторной системе координат:

$d\sigma_{pc}^{\delta} / d\Omega = (7,9 \pm 0,4) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2/\text{стерад}$. Эта величина хорошо согласуется с сечением, измеренным на внутреннем пучке ускорителя (2): $(8,1 \pm 0,4) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$. В дальнейшем при определении полных абсолютных сечений мы будем пользоваться усредненным значением:

$$d\sigma_{pc}^{\delta} / d\Omega = (8,0 \pm 0,3) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2/\text{стерад}.$$

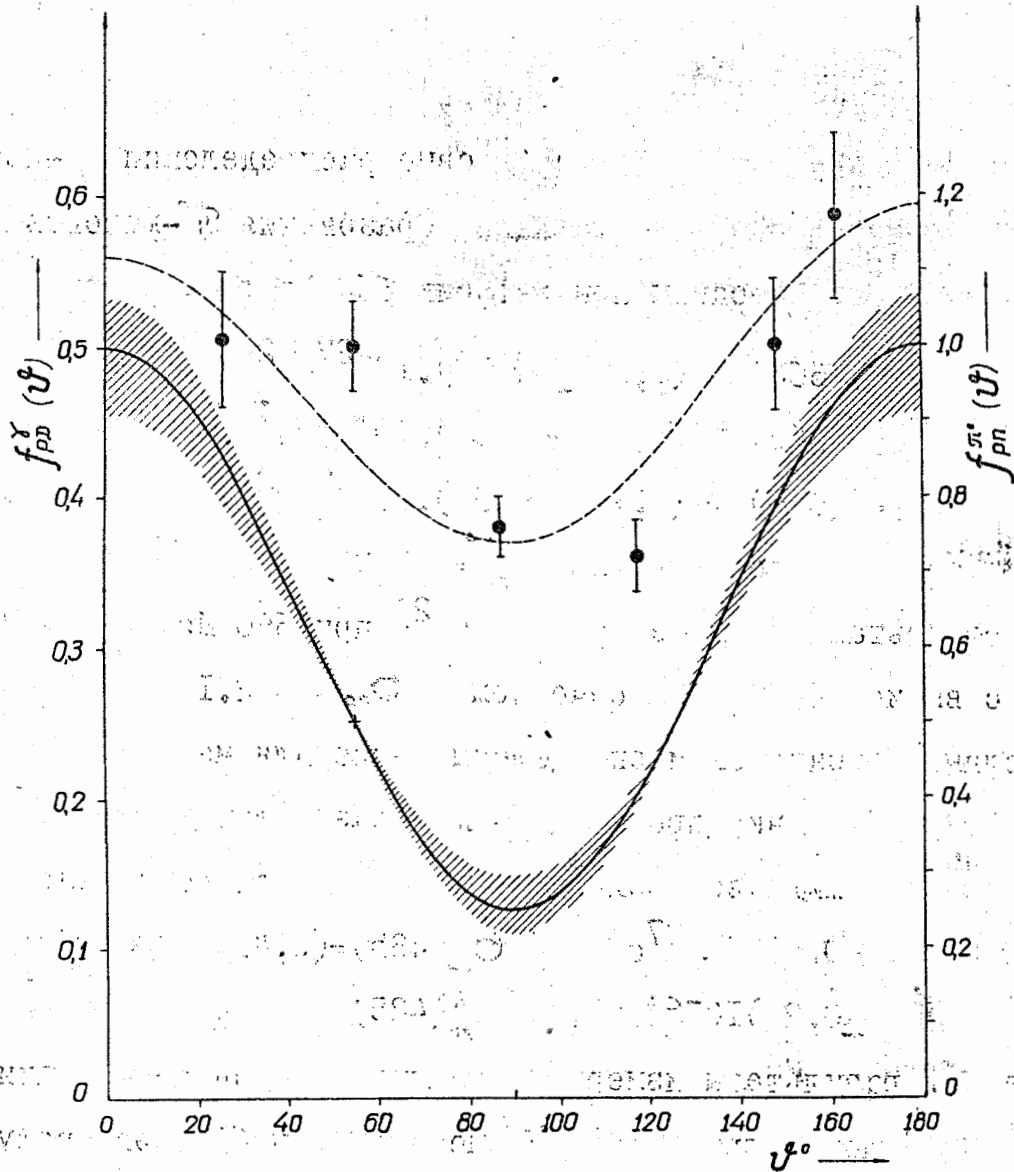


Рис. 6. То же, что и на рис. 4, но для $E_p^C = 485$ Мэв.

Учитывая полученные ранее угловые распределения γ -квантов, находим полные сечения для реакций образования π^0 -мезонов в p - p , p - D и p - n -соударениях при энергии 660 Мэв:

$$\sigma_{pp}^{\pi^0}(660) = (3,20 \pm 0,17) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2,$$

$$\sigma_{pD}^{\pi^0}(660) = (8,0 \pm 0,3) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2,$$

$$\sigma_{pn}^{\pi^0}(660) = (5,7 \pm 0,2) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2.$$

Величина абсолютного сечения $\sigma_{pp}^{\pi^0} = (3,36 \pm 0,14) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ (усредненный результат настоящей работы и ⁽²⁾ при 660 Мэв) хорошо согласуется с вычисленным в ⁽⁶⁾ сечением $\sigma_{pp}^{\pi^0} = 3,2 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$.

Полные сечения были определены также для меньших энергий. В этих опытах измерения проводились как разностным методом, так и с использованием жидководородной мишени. Получены сечения:

$$\sigma_{pp}^{\pi^+}(560) = (1,18 \pm 0,08) 10^{-27} \text{ см}^2, \quad \sigma_{pp}^{\pi^0}(485) = (0,45 \pm 0,04) 10^{-27} \text{ см}^2,$$

$$\sigma_{pn}^{\pi^+}(560) = (3,7 \pm 0,2) 10^{-27} \text{ см}^2, \quad \sigma_{pn}^{\pi^0}(485) = (2,20 \pm 0,15) 10^{-27} \text{ см}^2.$$

Сопоставляя результаты измерений полных сечений образования нейтральных и положительных ^(8,9) π -мезонов при 660 Мэв, получаем:

$$\sigma_{pp}^{\pi^+} / \sigma_{pp}^{\pi^0} = 3,25 \pm 0,20$$

(Здесь $\sigma_{pp}^{\pi^+}$ - сечение реакции $p+p \rightarrow p+n+\pi^+$). Это отношение отличается от результата Пизли ⁽¹⁰⁾ (5) и более близко к вычисленному Мандельштамом ⁽⁵⁾ (3,9) (последний учитывал эффекты интерференции и различие масс мезонов).

Сравнение найденных при энергии 660 Мэв сечений позволяет определить величины сечений образования π -мезонов нуклонами в состояниях с $T=1$ и $T=0$:

$$\sigma_1^{\pi}(660) = (17,1 \pm 0,6) 10^{-27} \text{ см}^2, \quad \sigma_0^{\pi}(660) = (3 \pm 2) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2.$$

Отсюда видно, что образование π -мезонов при энергии 660 Мэв происходит, в основном, в состоянии с $T=1$. Это наблюдается и при

меньших энергиях:

$$\begin{aligned}\sigma_1^{\pi}(560) &= (9,0 \pm 0,4) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2, & \sigma_0^{\pi}(560) &= (1,8 \pm 1,7) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2, \\ \sigma_1^{\pi}(485) &= (4,8 \pm 0,5) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2, & \sigma_0^{\pi}(485) &= (1,5 \pm 1,5) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2.\end{aligned}$$

Следует заметить, что сечение σ_0^{π} определяется, как разность близких по величине чисел. Поэтому значения σ_0^{π} , найденные в настоящей работе и в других аналогичных работах, могут в дальнейшем существенно измениться при уточнении величин сечений образования π -мезонов.

Литература.

- (1) М.С.Козодаев, А.А.Тяпкин, Ю.Д.Баяков, А.А.Марков, Ю.Д.Прокошкин, Изв. АН СССР, сер. физич., 19, 589, 1955.
- (2) Ю.Д.Прокошкин, А.А.Тяпкин, ЖЭТФ, 32, 750, 1957.
- (3) Y.D.Prokoshkin, CERN Symposium, 2, 385, 1956.
- (4) Ю.Д.Баяков, А.А.Тяпкин, ЖЭТФ, 32, 953, 1957.
- (5) И.М.Василевский, Ю.Д.Прокошкин (готовится к печати).
- (6) S.Mandelstam, Proc. Roy. Soc., 224, 491, 1958.
- (7) В.П.Джелепов, К.О.Оганесян, В.Б.Флягин, ЖЭТФ, 32, 687, 1957.
- (8) М.Г.Мещеряков, Б.С.Неганов, ДАН, 100, 677, 1955.
Б.С.Неганов, О.В.Савченко, ЖЭТФ, 32, 1256, 1957.
- (9) В.П.Джелепов, В.И.Москалев, В.И.Сатаров, Б.М.Головин, С.В.Медведь, Доклад на конференции по физике частиц высоких энергий (Москва, 1956г).
- (10) D.Peaslee, Phys. Rev., 95, 1580, 1954.