

Г. Л. Баятяц, И. М. Граменицкий, А. А. Номофилов,
М. И. Подгорецкий, Э. С. Скжипчак

P-211

Генерация π^0 -мезонов при взаимодействиях протонов
с энергией ~ 9 БЭВ с ядрами фотоэмульсии

ЖЭТФ, 1959, т. 36, в. 3, стр. 690-693.

г. Дубна, 1958 год

Г.Л. Баятян^{х)}, И.М. Граменицкий, А.А. Номофилов
М.И. Подгорецкий, Э.С. Сажипчак^{хх)}

ГЕНЕРАЦИЯ π^0 -МЕЗОНОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРОТОНОВ
С ЭНЕРГИЕЙ ~ 9 БЭВ С ЯДРАМИ ФОТОЭМУЛЬСИИ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

х) Прикомандирован в ЛВЭ ОИЯИ от Ереванского Государственного
Университета.

хх) Прикомандирована в ЛВЭ ОИЯИ от Института ядерных исследований
Польской АН.

А Н Н О Т А Ц И Я

Определялась величина средней энергии π^0 -мезонов, возникающих в результате взаимодействия протонов с энергией ~ 9 Бэв с ядрами фотозмульсии. Для средней энергии π^0 -мезонов получено значение $\bar{E}_{\pi^0} = 750 \pm 180$ Мэв. Доля энергии, уносимая π^{*0} -мезонами при этих взаимодействиях заключена в пределах от $0,33 \pm 0,08$ до $0,27 \pm 0,07$.

Для изучения механизма взаимодействия частиц высоких энергий большой интерес представляет вопрос о доле энергии K , переходящей во вторичные π^- -мезоны. Исследование этого вопроса для взаимодействий, вызванных частицами космического излучения с легкими ядрами в области энергий $E \sim 10^{10}$ эв, показывает, что значение K равно примерно 30% [1]. Представляется полезным сделать оценку величины K в условиях, когда точно известны энергия и природа первичных частиц.

В настоящей работе определялась средняя энергия π^0 -мезонов, возникших в результате взаимодействия протонов с энергией ~ 9 Бэв с ядрами фотоэмульсии.

В эмульсионной стопке, составленной из слоев эмульсии НИКФИ тип "Р" толщиной 450 μ , облученной протонами на внутреннем пучке синхрофазотрона Объединенного института ядерных исследований проводился анализ электронно-позитронных пар, вызванных γ -квантами, возникшими от распада π^0 -мезонов. Пары находились путем прослеживания отдельных релятивистских следов, выбранных в полосе, перпендикулярной направлению пучка на расстоянии 30 мм от края стопки. Выбирались следы, имеющие плоский угол φ с направлением пучка $1^\circ < \varphi \leq 30^\circ$ и длину проекции в одной пластинке $l \approx 1600 \mu$. Следы, удовлетворяющие указанным условиям, продолжались назад до точки генерации пары, звезды или выхода из стопки. Подобный поиск был предложен Кингом [2]. Для целей настоящей работы он удобен тем, что исключает возможность дискриминации пар по энергиям.

Для определения средней энергии γ -квантов, возникших непосредственно от распада π^0 -мезонов необходимо исключить фон тормозных γ -квантов. С этой целью проводился просмотр окрестности точки генерации каждой пары для нахождения параллельного паре следа электрона. Пары, имеющие такие следы, считались вторичными и отбрасывались. Их число составляет $\sim 10\%$, что согласуется с ожидаемым в наших условиях числом вторичных пар, оцененным по каскадной теории [3]. Кроме того, оценивался фон γ -квантов, падающих на стопку извне, который оказался несущественным. Число найденных пар, после исключения вторичных, оказалось равным 93. Число релятивистских следов, приведших к звездам равно 116.

В обоих случаях были построены распределения углов вылета по отношению к первичному пучку, приведенные на рис. I. Там же приведено угловое распределение следов релятивистских частиц в звездах, найденных при прослеживании вдоль следов первичных протонов. Все три распределения совпадают в пределах ошибок. Так как в области изучаемых энергий угловые распределения γ -квантов и π^0 -мезонов примерно совпадают ^{x)}, то можно считать, что угловые распределения нейтральных и заряженных π -мезонов близки друг к другу.

Оценка отношения $R = \frac{n_{\pi^0}}{n_{\gamma}}$, приведенная с учетом геометрических условий и вероятности конверсии γ -квантов дает величину $R \sim 0,5$. Точное определение R может быть

x) Проведенные оценки подтверждают это предположение. См. также [2].

сделано при существенно большой статистике.

Для звезд найденных путем продолжения вторичных релятивистских следов определены значения \bar{n}'_3 и \bar{N}_4 , оказавшиеся равными $4,3 \pm 0,2$ и $7,8 \pm 0,7$ соответственно. При данной системе поиска следует ожидать некоторого увеличения \bar{n}'_3 по сравнению с величиной \bar{n}_3 соответствующей звездам, найденным при продолжении по следу первичных протонов, а именно:

$$\bar{n}'_3 = \bar{n}_3 + \frac{\mathcal{D}}{\bar{n}_3}$$

где \mathcal{D} - дисперсия распределения звезд по n_3 . Согласно [4] $\bar{n}_3 = 3,21 \pm 0,1$, $\mathcal{D} = 3,64 \pm 0,15$, что приводит к значению $\bar{n}'_3 = 4,3$. Хорошее согласие с наблюдаемой величиной \bar{n}'_3 свидетельствует об отсутствии дискриминации при отборе релятивистских следов.

Оценка средней энергии γ -квантов \bar{E}_γ может быть сделана по распределению углов разлета ω между компонентами пары, так как $E_\gamma = \mathcal{K} \left(\frac{1}{\omega} \right)$. Вычисление коэффициента \mathcal{K} производилось с использованием теоретического распределения углов разлета при данной энергии γ -кванта [5]. Учитывалась также вероятность распределения энергии между электроном и позитроном [6]. Численное значение коэффициента \mathcal{K} равно 4,15, если ω выражается в радианах, а энергия - в Мэв.

Измерение пространственных углов ω для узких пар оказалось в наших условиях практически невозможным. Поэтому проводились измерения плоских углов разлета по методу, предложенному в [7], позволяющему уменьшить влияние многократного рассеяния. Ошибка в определении угла разлета отдельной пары, включающая ошибку из-за многократного рассеяния и ошибку наблюдателя, составляет 25%. Распределение плоских углов разлета, приведенное на рис.2, аппроксимировалось линейной комбинацией двух распределений Гаусса. Затем осуществлялся переход от этого распределения к распределению пространственных углов ω и вычислялась величина $\left(\frac{1}{\omega} \right)$, оказавшаяся равной 102 ± 10^x . Таким образом среднее значение энергии γ -квантов $\bar{E}_\gamma = 420 \pm 100$ Мэв. Приводимая ошибка включает в себя ошибку измерений, неточность в определении коэффициента \mathcal{K} , неточность аппроксимации и статистическую ошибку в определении $\left(\frac{1}{\omega} \right)$.

Для перехода к средней энергии π^0 -мезона \bar{E}_{π^0} , необходимо оценить отношение $f = \frac{\bar{E}_{\pi^0}}{\bar{E}_\gamma}$, где \bar{E}_γ - средняя энергия γ -квантов, летящих в рассматриваемый телесный угол. Величина f довольно слабо зависит от вида энергетического спектра π -мезонов. Верхний предел f при разумных предположениях о спектре равен 1,8. Следовательно верхний предел средней энергии π^0 -мезонов, летящих в рассматриваемом телесном угле, равен 750 ± 180 Мэв.

Средняя энергия, передаваемая $\pi^{\pm 0}$ -мезонам в одном расщеплении

$$\bar{E}_\pi = (\bar{n}_s - \alpha) \cdot \frac{3}{2} \bar{E}_{\pi^0}$$

x) Приводится статистическая ошибка.

где α - среднее число быстрых протонов, которое принималось равным 0,5. Подставляя соответствующее значение \bar{n}_s и предполагая, что средняя энергия π^- -мезонов не зависит от угла вылета, можно получить верхний предел величины \bar{E}_π , равный $3,0 \pm 0,7$.

Более точная оценка $\bar{E}_\pi = 2,5 \pm 0,6$ может быть сделана в предположении постоянства поперечного импульса вторичных частиц^{х)} (см. напр. [8]). Так как фактически величина P_\perp несколько растет с увеличением угла вылета, то приведенная величина дает нижнюю границу средней энергии, уносимой π^- -мезонами.

Таким образом доля энергии, уносимой π^- -мезонами при взаимодействиях протонов с энергией ~ 9 Бэв с ядрами фотозмульсии заключена в пределах от $0,33 \pm 0,08$ до $0,27 \pm 0,07$.

Авторы выражают благодарность М.Я.Данышу за обсуждение результатов и В.П.Соломахиной принимавшей участие в просмотре.

Л и т е р а т у р а .

1. Н.Л. Григоров, В.С.Мурзин. Изв. АН сер.физ. 17, 21 (1953).
2. D.T. King, *Phys. Rev.* 109, 1344 (1958).
3. Б.Росси, К.Грейзен. "Взаимодействие космических лучей с веществом". ИЛ (1948).
4. И.М.Граменицкий, М.Я.Даныш, В.Б. Любимов, М.И.Подгорецкий, Д.Тувдэндорж, ЖЭТФ (в печати).
5. A. Borsellino, *Phys. Rev.* 89, 1023 (1953).
6. В.Гайтлер "Квантовая теория излучения" ИЛ (1956).
7. R. Weil, M. Gailcloud, P. Rosset, *Nuovo Cim.* 41, 413 (1957)
8. Г.Б.Жданов, ЖЭТФ 34, 856 (1958).

^{х)} Среднее значение поперечного импульса P_\perp равно в наших условиях $(1 + 2)M_\pi c$.

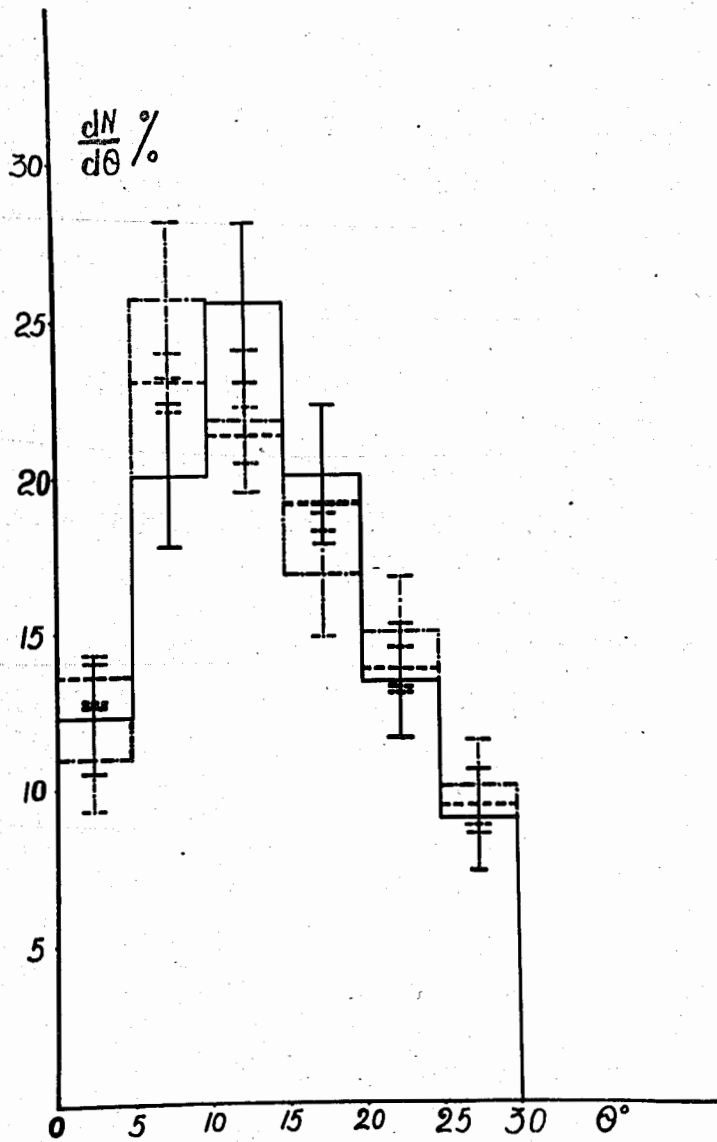
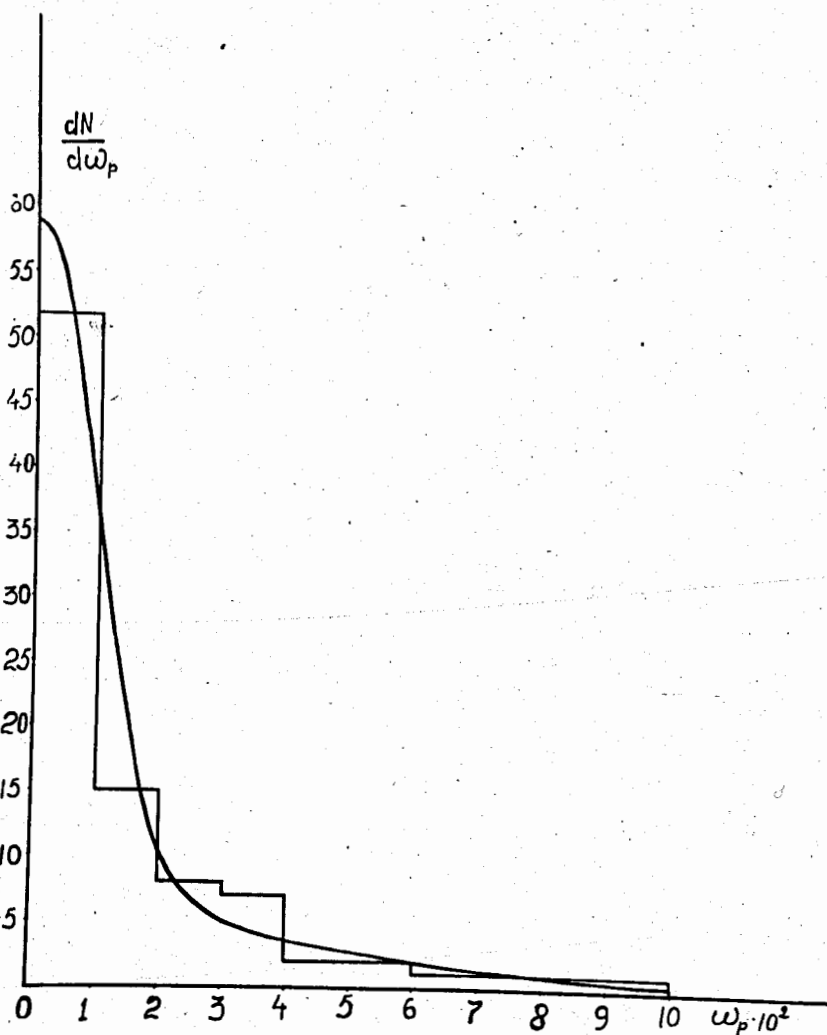


Рис. I.

Распределение углов вылета электронно-позитронных пар /сплошная линия/, быстрых заряженных частиц из звезд, найденных при продолжении следов первичных протонов и /пунктирная линия/ и из звезд, найденных при прослеживании вторичных быстрых частиц /штрих-пунктирная линия/.



Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Рис. 2

Распределение плоских углов разлета компонент пары.