

## О ХАРАКТЕРИСТИКАХ ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ С БОЛЬШОЙ ПЕРЕДАЧЕЙ ЭНЕРГИИ $\pi^0$ -МЕЗОНАМ

Х. П. БАБАЯН

В данной статье даются результаты зарегистрированных и проанализированных взаимодействий элементарного акта с большой передачей энергии  $\pi^0$ -мезонам. Приведены некоторые характеристики специфических взаимодействий космических частиц с энергией  $>1000$  Гэв.

При изучении больших ионизационных толчков и молодых атмосферных ливней с помощью большого ионизационного калориметра на г. Арагац [1, 2, 3] наблюдались случаи, при которых в отдельных актах взаимодействия доля энергии, передаваемой на образование  $\pi^0$ -мезонов ( $K_{\pi^0}$ ) в графите,  $\geq 0,6 E_0$ . Здесь  $E_0$  — первичная энергия ядерно-активной частицы. В дальнейшем вопрос о существовании событий с  $K_{\pi^0} \geq 0,6$  вызвал большую дискуссию. Но проведенные нами совместно с НИИЯФ МГУ работы [4, 5, 6] методом контролируемых фотоэмульсий в области энергии  $>1000$  Гэв подтвердили существование специфических взаимодействий с  $K_{\pi^0} \geq 0,6$ . Позже найденная в работе [7] общая доля случаев с  $K_{\pi^0} \geq 0,6$  ( $10^0\%$ ) в основном согласуется с нашими данными.

В данной статье приведены некоторые характеристики зарегистрированных и проанализированных 30 таких специфических событий с большой передачей энергии  $\pi^0$ -мезонам.

### Распределение поперечных импульсов

Используя величины, относящиеся к данному семейству  $\gamma$ -квантов от распада  $\pi^0$ -мезонов, нами были определены поперечные импульсы всех фотонов  $P_{\perp\gamma}$  и нейтральных мезонов  $P_{\perp\pi^0}$  в индивидуальных взаимодействиях относительно центральных точек каскадов. Для среднего значения  $P_{\perp\gamma}$  получили значение  $(198 \pm 6)$  Мэв/с, которое совпадает со значениями, полученными другими авторами, как например [8].

Построив дифференциальное распределение поперечных импульсов этих же  $\gamma$ -квантов, входящих в семейства изученных событий, отдельно для обычных взаимодействий ( $K_{\pi^0} < 0,6$ ) и для специфических взаимодействий ( $K_{\pi^0} \geq 0,6$ ), получаем соответственно  $\bar{P}_{\perp\gamma} = (189 \pm 9)$  Мэв/с и  $\bar{P}_{\perp\pi^0} = (210 \pm 8)$  Мэв/с.

Различие между средними значениями  $P_{\perp\gamma}$  этих взаимодействий (хотя оно не очень чувствительно), указывает на то, что при взаимодействиях с  $K_{\pi^0} \geq 0,6$  выделяются более энергичные  $\gamma$ -кванты (от распада  $\pi^0$ -мезонов).

Интегральные распределения поперечных импульсов в обоих видах взаимодействия имеют линейно-экспоненциальную форму



$N(>P_{\perp\gamma}) \sim e^{-P/P_0}$ , где  $P_0 = (0,19 \pm 0,01)$  Гэв/с для случаев с  $K_{\pi^0} < 0,6$  и  $P_0 = (0,21 \pm 0,01)$  Гэв/с для случаев с  $K_{\pi^0} \geq 0,6$ .

После объединения в пары  $\gamma$ -квантов, принадлежащих  $\pi^0$ -мезону, были определены поперечные импульсы этих же  $\pi^0$ -мезонов, генерированных в графитовом фильтре. Среднее значение  $P_{\perp\pi^0} = (345 \pm 8)$  Мэв/с. Для сравнения на рис. 1 приведены результаты работы Имаеды и др. [10] и наши данные, нормированные по площади. Как видно из рис. 1,

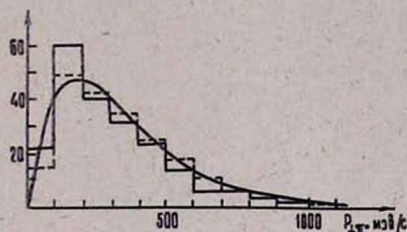


Рис. 1. Дифференциальное распределение поперечных импульсов вторичных пионов. — данные Имаеды и др. [10]  
— — — наши данные.

приведенные данные Имаеды и др. и наши в пределах ошибок эксперимента согласуются с соответствующей кривой, вычисленной на основе гидродинамической теории (сплошная кривая).

Интегральное  $p_{\perp}$  — распределение для пионов, полученное на опыте, хорошо укладывается на прямой в координатах  $\lg N(>P_{\perp})$ .

Аналогичный результат получен в работе Фаулера и Перкинса [11] как в области умеренных энергий 25—300 Гэв, так и при энергиях  $10^3$ — $10^6$  Гэв.

### Энергетические спектры $\gamma$ -квантов и $\pi^0$ -мезонов

Обычно в космических работах по изучению характеристик элементарного акта взаимодействий частиц сверхвысоких энергий с атомными ядрами, кроме наших работ, отсутствует непосредственное определение энергии первичной ядерно-активной частицы. Поэтому для построения нормированного энергетического спектра в акте генерации энергии отдельных  $\gamma$ -квантов ( $E_{\gamma}$ ) относят к суммарной энергии фотонов данного семейства ( $\Sigma E_{\gamma}$ ).

Сравнение наших данных с данными работ [8, 11, 12], несмотря на некоторые методические дефекты указанных работ, показывает одинаковый „спектр рождения“  $\gamma$ -квантов.

Спектр  $\gamma$ -квантов (от распада  $\pi^0$ -мезонов) в долях энергии  $u = E_{\gamma}/\Sigma E_{\gamma}$  по нашим данным хорошо аппроксимируется экспоненциальной зависимостью  $N(>u) = Ae^{-u/u_0}$  и для 40 событий  $u_0 = 0,15 \pm 0,01$ . Аналогичные спектры по данным работ ФИАН [13, 14] (для  $\Sigma E_{\gamma} > 10^{13}$  Гэв) имеют такой же наклон.

Хотя эти результаты показывают неизменность степени дробления энергии между  $\gamma$ -квантами при росте энергии ливня, в изученных



нами отдельных ядерных взаимодействиях наблюдаются случаи, когда наиболее энергичный  $\gamma$ -квант уносит  $\sim 60\%$  суммарной энергии фотонов.

Для получения правильной формы „спектра рождения“ фотонов при построении энергетического спектра в акте генерации энергии отдельных  $\gamma$ -квантов следует отнести к первичной энергии взаимодействующей частицы ( $E_0$ ). Поэтому мы построили интегральный энергетический спектр фотонов, нормированный к  $E_0$ . Указанные спектры для случаев с  $K_{\pi^0} < 0,6$  и  $K_{\pi^0} \geq 0,6$  приведены на рис. 2.

Как видно из рис. 2, в специфических взаимодействиях ( $K_{\pi^0} \geq 0,6$ ) интегральный энергетический спектр  $\gamma$ -квантов более пологий, чем в событиях с  $K_{\pi^0} < 0,6$ . Спектр фотонов (от распада  $\pi^0$ -мезонов) в долях энергии  $E_0$  по нашим данным хорошо аппроксимируется линейно-экспоненциальной зависимостью  $N(>u) = Ae^{-u/u_0}$ , при этом для случаев с  $K_{\pi^0} < 0,6$   $u_0 = 0,06 \pm 0,02$ , а для случаев с  $K_{\pi^0} \geq 0,6$   $u_0 = 0,13 \pm 0,02$ . Отличие в показателях экспоненты этих двух групп событий показывает, что действительно, мы имеем дело с разными видами взаимодействий.

В принципе наши данные совпадают с данными работ [8, 15]. При этом для показателя экспоненты необходимо учесть парциальные коэффициенты неупругости ( $K_{\pi}$ ), т. е. в этих работах вместо суммарной энергии вторичных

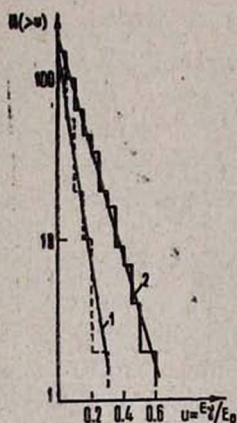


Рис. 2. Энергетический спектр генерации  $\gamma$ -квантов 1—для случаев с  $K_{\pi^0} < 0,6$ , 2—с  $K_{\pi^0} \geq 0,6$ .

частиц ( $\Sigma E_{\gamma}$ ) нужно брать  $E_0 = \Sigma E_{\gamma} / K_{\pi^0}$ .

Следует отметить, что энергетические спектры генерированных в графите  $\pi^0$ -мезонов, входящих в семейство вышеуказанных двух групп событий, имеют такие же показатели экспоненты, что и показывает  $\pi^0$ -мезонное происхождение зарегистрированных  $\gamma$ -квантов.

Во взаимодействиях с большой передачей энергии на образование  $\pi^0$ -мезонов в графите ( $K_{\pi^0} \geq 0,6$ ), где полный коэффициент неупругости ( $K$ ), по-видимому, близок к 1, наблюдаются энергетически выделенные  $\pi^0$ -мезоны. Для среднего значения в этих специфических взаимодействиях получено  $E_{\pi^0 \text{ max}}/E_0 = 0,45 \pm 0,03$ . Между тем, для обычных взаимодействий ( $K_{\pi^0} < 0,6$ )  $E_{\pi^0 \text{ max}}/E_0 = 0,09 \pm 0,01$ .

Многие теоретические модели взаимодействия не дают точных определений относительно величины  $K$ .

В периферических моделях коэффициент неупругости зависит от предположения о том, какие фейнмановские диаграммы описывают процесс. В некоторых случаях он мал, в других — растет с энергией.

В изобарной модели  $K$  зависит от предположения о величине массы рождающейся изобары.



В гидродинамической теории множественного образования процесс взаимодействия практически неупругий. Средний коэффициент неупругости  $\sim 0,87$  [16]. Другой характерной особенностью теории являются предсказание рождения вторичного пиона, уносящего основную долю первичной энергии.

Полученные нами экспериментальные случаи, когда при взаимодействии ядерно-активных частиц с энергией  $\geq 10^{12}$  эв с ядром углерода наблюдаются  $\pi^0$ -мезоны, которые уносят  $\sim 60-70\%$  энергии первичной частицы, являются серьезным качественным аргументом в пользу справедливости гидродинамического подхода.

Не исключена возможность образования энергетически выделенных пионов путем перезарядки первичных заряженных пионов при взаимодействии в легкой мишени [17].

На существенную роль образования резонансов в процессе множественного рождения при высоких энергиях обратил внимание Ж. С. Такибаев и др. [18].

### Множественность

Одной из физических характеристик процесса ядерного взаимодействия служит множественность частиц различной природы, например, число пионов,  $K$ -мезонов, протонов и т. д. Нейтральные пионы, имеющие время жизни  $\sim 2 \cdot 10^{-16}$  сек, распадаются и дают начало электронно-фотонным каскадам.

В работе [15] для определения множественности  $\pi^0$ -мезонов использовали фото-эмульсионные камеры, с помощью которых регистрировали группы фотонов, образованных при взаимодействиях первичных частиц с ядрами углерода. При этом отбирали те из них, в которых суммарная энергия  $\gamma$ -квантов превышала определенное пороговое значение. Энергия первичной частицы считалась равной  $E_0 = A \Sigma E_\gamma$ , где  $A$  в разных работах принималось разным — от 5 до 10. Этот произвол в выборе „ $A$ “ приводит к ошибкам в оценке множественности. По данным работы [15] использование крайних значений  $A=5$  или  $A=10$  изменяет  $\bar{n}_{\pi^0}$  менее чем на  $10\%$ .

Результаты, полученные этим методом, представлены в табл. 1.

В этой же таблице для сравнения приведены наши данные для случаев с  $K_{\pi^0} < 0,6$  и  $K_{\pi^0} \geq 0,6$ . Как видно из табл. 1, множественность  $\bar{n}_{\pi^0}$  для случаев взаимодействий со средними характеристиками  $K_{\pi^0} < 0,6$  в пределах ошибок совпадает с результатами авторов. Исходя из предположения об изотопической инвариантности, наши данные для случаев с  $K_{\pi^0} < 0,6$  совпадают также с данными работ [19, 20]. Однако для  $K_{\pi^0} \geq 0,6$ , т. е. для специфических взаимодействий, средняя множественность  $\bar{n}_{\pi^0}$  с данными приведенных работ не совпадает примерно 2—3 раза.



Таблица 1

$\Sigma E_{\gamma}/10^{12}$ эв	$\frac{E_0 = 7\Sigma E_{\gamma}}{10^{12}}$ эв	$\bar{n}_{\pi^0}$	Литература	Наши данные	
				для $K_{\pi^0} < 0,6$	для $K_{\pi^0} > 0,6$
1,6	11	$8 \pm 1$	15	$8 \pm 1$	$3 \pm 1$
1,6	11	$14 \pm 3$	8		

Во всех космических работах при высоких энергиях существует сильная дискриминация взаимодействий с малыми  $n_s$  (множественность релятивистских частиц), Исключение составляют лишь те работы, где поиск взаимодействия ведется по электронно-фотонным каскадам, либо в случаях развала первичных ядер, когда производится прослеживание по трекам.

В работе [21] (поиск ливней по электронно-фотонным каскадам) обнаружены два случая с  $n_s \leq 5$  из 15 зарегистрированных событий с  $\Sigma E_{\gamma} > 1000$  Гэв. В работе [22] при энергиях  $\geq 1000$  Гэв среди 52 событий наблюдалось восемь случаев с  $n_s \leq 5$ .

По-видимому, эти случаи с  $n_s \leq 5$  совпадают с нашими специфическими взаимодействиями с малой множественностью  $\pi^0$ -мезонов.

В работе [23] среднее значение отношения числа случаев с  $n_s \leq 6$  к общему числу взаимодействий равно  $0,4 \pm 0,15$ . По нашим данным это отношение равно  $\sim 0,2$ . Это во много раз больше того, что может объяснить гидродинамическая теория [24]. Отсюда можно сделать вывод, что при энергиях  $\geq 1000$  Гэв существуют процессы, отличные от гидродинамических и приводящие к малым значениям множественности вторичных частиц.

Изучение энергетической зависимости  $n_s$  представляет большой интерес с точки зрения выбора тех или иных теоретических моделей процесса ядерного взаимодействия.

Разные теории и модели дают довольно широкий спектр зависимостей  $n_s$  от энергии:

$$n_s \sim E_0^{1/4}; n_s \sim E_0^{1/2}; n_s \sim \ln E_0 \text{ и т. д.}$$

В настоящее время в области энергии  $E_0 \geq 1000$  Гэв вопрос о степенной или логарифмической зависимости  $\bar{n}_s$  от энергии остается открытым. Но большей частью экспериментальные данные можно объяснить логарифмической зависимостью.

Мы попытались рассмотреть рост множественности  $\pi^0$ -мезонов с энергией в изученных нами специфических взаимодействиях. Данные приведены в табл. 2.

Кажется наблюдается некоторый рост множественности  $\pi^0$ -мезонов с энергией. Однако, из-за малой статистической обеспеченности эксперимента, нельзя сделать определенный вывод.



Таблица 2

$E_0$	$(1,8 - 4) 10^{12}$ эв	$(4 - 8) 10^{12}$ эв	$(8 - 11) 10^{12}$ эв
$\bar{n}_{\pi^0}$	$\sim 2,5$	$\sim 3$	$\sim 4$

## Угловое распределение

Как известно, угловое распределение вторичных частиц, возникающих в процессе множественного рождения, тесно связано с механизмом взаимодействия сталкивающихся частиц.

Изучение распределения вторичных частиц по углам можно вести в любой системе координат. Однако наиболее наглядные результаты получаются при распределении следов по шкале  $\lg \tg \theta_l$ . Это так называемое  $x$ -представление, которое для индивидуальных событий характеризует угловое распределение вторичных частиц в любой системе отчета. Если же требуется произвести усреднение по многим индивидуальным взаимодействиям, необходимо знать лоренц-фактор системы координат, и шкала  $x = \lg \tg \theta_l$  должна быть заменена шкалой  $X = \lg (\gamma_{cs} \tg \theta_l)$  или  $X = \lg (\gamma_s \tg \theta_l)$ , где  $\gamma_{cs}$  и  $\gamma_s$  лоренц-фактор соответствующих систем относительно лабораторной системы. Это соответствует нормировке имеющихся событий к одному значению первичной энергии (либо к одному центру симметрии).

На рис. 3 представлены угловые распределения  $\pi^0$ -мезонов для изученных случаев с  $K_{\pi^0} \geq 0,6$  и с  $K_{\pi^0} < 0,6$  по шкале  $X = \lg (\gamma_c \tg \theta_l)$ .

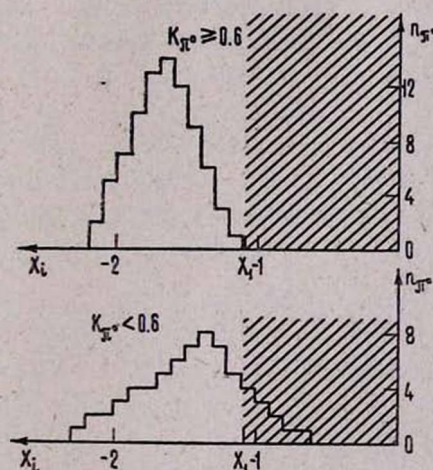


Рис. 3. Идеограммы угловых распределений  $\pi^0$ -мезонов для случаев с  $K_{\pi^0} \geq 0,6$  и  $K_{\pi^0} < 0,6$ .

Величина  $\gamma_c$  определялась в каждом случае по калориметру в предположении нуклон-нуклонного взаимодействия. Для всех 40 случаев среднее значение лоренц-фактора  $S$ -системы равно  $52 \pm 4$ , т. е.  $\bar{\gamma}_c = 52 \pm 4$ .



Основной количественной характеристикой углового распределения служит дисперсия распределения  $\sigma^2 = (X_1 - \bar{X})^2$ . Для обычного взаимодействия ( $K_{\pi^0} < 0,6$ )  $\sigma = 0,36$ , т. е. они изотропны относительно системы центра масс. Для специфических взаимодействий ( $K_{\pi^0} \geq 0,6$ )  $\sigma = 0,23$ . В этих случаях, как видно из рис. 3, вторичные частицы представляют собой пучок быстрых  $\pi^0$ -мезонов, резко коллимированных вперед в системе центра масс. Случаи с  $K_{\pi^0} < 0,6$  охватывают более широкий интервал.

Правда, при угловом распределении вторичных частиц следует учесть, что некоторые  $\pi^0$ -мезоны не регистрируются фотоэмульсией из-за порога регистрации. Если считать, что порог регистрации  $\pi^0$ -мезонов  $2 \cdot 10^{11}$  эв, среднеперечный импульс принять  $P_{\perp \pi^0} \cong 350$  Мэв/с, то это будет соответствовать  $\text{tg } \theta^L = 1,8 \cdot 10^{-3}$ .

Если  $X_1 = \lg(\gamma_{c \max} \text{tg } \theta^L)$ , то регистрируемые  $\pi^0$ -мезоны (если есть такие) большей частью попадут в заштрихованную часть рис. 3. Но энергетическое распределение  $\gamma$ -квантов показывает, что в среднем из-за порога регистрации фотоэмульсий ( $5 \cdot 10^{11}$  для  $\gamma$ -квантов) нерегистрируемые фотоны составляют примерно 15% данного семейства  $\gamma$ -квантов, т. е. 1—2  $\gamma$ -кванта не регистрируются в каждом индивидуальном случае.

Таким образом, случаи незарегистрированных  $\pi^0$ -мезонов (в среднем 0,5  $\pi^0$ -мезона на каждое событие) не могут сколь-нибудь изменить формы углового распределения. Однако, при учете случаев нерегистрируемых  $\pi^0$ -мезонов, для случаев с  $K_{\pi^0} \geq 0,6$   $\sigma = 0,32$ .

Для специфических взаимодействий можно найти такую систему координат, в которой разлет вторичных частиц будет симметричным относительно плоскости, перпендикулярной к направлению движения первичной частицы.

Действительно, зная  $E_i$  и  $\theta_i$  для всех  $\gamma$ -квантов, можно определить для каждого случая систему, в которой сумма продольных импульсов всех фотонов равна нулю ( $S$ -система), причем угловое распределение в этой системе в пределах экспериментальных ошибок не противоречит изотропии.

Лоренц-фактор  $S$ -системы может быть вычислен либо исходя из определения симметричной системы ( $\sum_{n_s} P_{is} = 0$ ), либо как центр тяжести  $x$  представления

$$\lg \gamma = -\bar{x} = -\overline{\lg \text{tg } \theta_i}.$$

Для регистрируемых нами 30 событий с  $K_{\pi^0} \geq 0,6$  среднее значение лоренц-фактора относительно  $L$ -системы координат равно  $\bar{\gamma}_s = 2800 \pm 250$ . Как указывалось  $\bar{\gamma}_c = 52 \pm 4$ . Следовательно, если наблюдаемые  $\gamma$ -кванты в каждом из изученных событий трактовать как результат изотропного распада возбужденного мезонного облака на  $\pi^0$ -мезоны ( $\gamma$ -кванты), то нужно считать, что это облако движется в



лабораторной системе очень быстро, с лоренц-фактором, превышающим лоренц-фактор  $S$ -системы в среднем  $\sim 55$  раз.

Рассмотрев причины возникновения асимметрического распределения  $\gamma_s/\gamma_c$  ( $\langle \gamma_s/\gamma_c \rangle = 55$ ), нам кажется, что для случаев  $K_{\pi^0} \geq 0,6$ , когда более 80% энергии взаимодействующей частицы идет на образование вторичных частиц, решающую роль играет масса мишени. Поскольку величину  $\gamma_c$  определяли в предположении нуклон-нуклонного взаимодействия, то отношение  $\gamma_s/\gamma_c$  с формальной точки зрения определяется массой мишени  $m_t$ , выраженной в долях массы нуклона  $m_n$ :

$$\langle \gamma_s/\gamma_c \rangle = \sqrt{\frac{m_n}{m_t}}$$

Отсюда  $m_t \ll m_n$ .

Следует отметить, что позже японские физики [25], анализируя суммарное угловое и энергетическое распределения  $\gamma$ -квантов (в лабораторной системе), генерированных в зарегистрированных ими случаях взаимодействий в графите с  $\Sigma E_{\gamma} = (3 \div 6) \cdot 16^{12}$  эв, пришли к аналогичному выводу относительно  $S$ -системы. Причем, они оценили ту массу  $S$ -системы, которая распадается на  $\pi^0$ -мезоны и получили  $M_{\pi^0}^s = (1,0 \pm 0,2)$  Гэв. Не зная полной энергии событий, авторы принимают полную массу  $S$ -системы, изотропно распадающейся на  $\pi^0$ ,  $\pi^{\pm}$ -мезоны, равной 2—3 Гэв.

Для каждого индивидуального случая мы рассчитали  $\gamma_s$ , поэтому в каждом отдельном случае можем оценить массу  $S$ -системы, распадающуюся на  $\pi^0$ -мезоны из соотношения  $M_{\pi^0}^s = \Sigma E_{\gamma}/\gamma_s$ .

Для анализированных нами 30 случаев с  $K_{\pi^0} \geq 0,6$  получаем  $M_{\pi^0}^s = (1,3 \pm 0,2)$  Гэв, т. е. получаем значение близкое к тому, которое получено в работе [25]. При этом в отличие от этой работы, исходя из своих экспериментальных данных, оценили возможную полную массу  $S$ -системы  $M_{\max}^s$ . Это можно получить, если предположить, что  $S$ -система получает всю энергию взаимодействующей частицы, то есть  $M_{\max}^s = E_0/\gamma_s$ . Для указанных случаев с  $K_{\pi^0} \geq 0,6$   $M_{\max}^s = (1,8 \pm 0,2)$  Гэв т. е.  $M_{\max}^s \leq 1,4 M_{\pi^0}^s$ . Это не согласуется со значением, полученным в работе [25], где, не зная полной энергии событий ( $E_0$ ), было принято, что  $M_{\max}^s = (2 \pm 3) M_{\pi^0}^s$ . Отсюда вытекает также, что при этих специфических взаимодействиях ( $K_{\pi^0} \geq 0,6$ ), если и образуются заряженные вторичные частицы, то с очень малой энергией.

Кроме того, знание первичной энергии взаимодействия, позволяет нам сделать вывод о том, что если эта  $S$ -система имеет реальный физический смысл, то она не содержит нуклона в специфических взаимодействиях.

Действительно, если  $S$ -система содержит нуклон, то должно выполняться условие  $\Delta M = M_{\max}^s - M_{\min}^s \geq M_n$ , где  $M_n$  — масса нуклона. Для зарегистрированных нами случаев  $\Delta M^s = (0,5 \pm 0,1)$  Гэв, что примерно



в 1,8 раза меньше массы нуклона. Правда, в одном из 30 случаев  $\Delta M = 1,0$  Гэв, т. е. можно допустить присутствие в S-системе нуклона. Но нам кажется, что это можно объяснить неточностью измерения необходимых величин.

С этой точки зрения представляет интерес сравнение вышеприведенных величин, относящихся к взаимодействиям с  $K_{\pi^0} < 0,6$ . Для этих случаев  $\Delta M^s = 5,1 \pm 1,1$ , т. е. примерно в 10 раз больше, чем для случаев с  $K_{\pi^0} \geq 0,6$ .

Подытоживая, хочется подчеркнуть разницу между характеристиками указанных двух видов взаимодействия.

$K_{\pi^0}$	$\bar{n}_{\pi^0}$	$E_{\pi^0 \text{ max}}/E_0$	$u_0$	$\Delta M^s$	$P_{\perp \gamma}$
$\geq 0,6$	$3 \pm 1$	$0,45 \pm 0,03$	$0,13 \pm 0,02$	$(0,5 \pm 0,1)$ Гэв	$(210 \pm 8)$ Мэв/с
$< 0,6$	$8 \pm 1$	$0,09 \pm 0,01$	$0,06 \pm 0,02$	$(5,1 \pm 1,1)$ Гэв	$(189 \pm 9)$ Мэв/с

В заключение выражаю благодарность всему коллективу лаборатории СВЭ ЕФИ, сотрудникам лаборатории космических лучей НИИЯФ МГУ за участие в обработке и анализе материалов.

Ереванский физический институт

Поступила 17.XII.1970

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Х. П. Бабаян, Я. С. Бабезки, Н. Г. Бояджян, Э. А. Буля, Н. Л. Григоров, и др., Изв. АН СССР, сер. физ., 26, 558 (1962).
2. Н. Л. Grigоров, С. А. Tretyakova, V. J. Shestoporov, Ch. P. Babayan, N. G. Voyadyan et al., Acta physica polonica, vol. XXIV—3 (9), 357 (1963).
3. Х. П. Бабаян, Н. Г. Бояджян, Н. Л. Григоров и др., ЖЭТФ, 44, 22 (1963), Х. П. Бабаян, Г. А. Дулян, В. А. Собиняков и др., Изв. АН СССР, сер. физ., 30, 1614 (1966).
4. Х. П. Бабаян, Н. Г. Бояджян, Н. Л. Григоров и др., ЖЭТФ, 46, 1525 (1964), ЖЭТФ, 46, 110 (1964).
5. Х. П. Бабаян, В. Л. Григоров и др., Nukleonika, IX, № 4, 291 (1964).
6. Х. П. Бабаян, Н. А. Марутян, С. В. Митоян, Изв. АН СССР, 31, 9, 1428 (1967)
7. Ch. P. Babayan, S. J. Brikker, N. L. Grigоров et al., Nuovo Cimento, serie X, vol. 54A, 26 (1968).
8. И. Н. Ерофеева, Л. Г. Мищенко, В. С. Мурзин и др., Proc. Int. Conf. on Cosmic Rays, London, 2, 833 (1965).
9. P. K. Malhotra, P. G. Shokla et al., Nuovo Cimento, 40A, 2, 365, 385 (1965).
10. К. Jmaeda, Y. Avidan, Nuovo Cimento, 32, 1497 (1964).
11. P. H. Fowler, D. H. Perkins, Proceed. Roy. Soc., A, 278, 401 (1964).
12. Y. Maeda, Journ. Phys. Soc., Japan, 21, 1 (1966).
13. Japanese Emulsion Group, Preprint (1967).
14. Л. Т. Барадзей, В. И. Рубцова и др., Труды ФИАН, 26, 224 (1964).
15. А. В. Апанасенко, М. Н. Щербаклова, Изв. АН СССР, сер. физич., 32, 372 (1963).
16. P. Fowler, Proc. Int. Conf. on Cosmic Rays, Jaipur, 5, 182 (1964).
17. Е. Л. Фейнберг, Д. С. Чернавский, УФН, 82, 3 (1964).
18. И. Н. Ерофеева, В. С. Мурзин, Изв. АН СССР, сер. физ., 31, 1434 (1967).
19. Ж. С. Такибаев и др., Изв. АН СССР, сер. физ., 28, 1767 (1964).
20. Л. А. Санько, Ж. С. Такибаев и др., Proc. Int. Conf. on Cosmic Rays, Jaipur, 5, 58 (1964).



21. P. Malhotra, Nucl. Phys., 46, 559 (1963).
22. ICEF, Collaboration, Nuovo cimento, Suppl., 1, 1039 (1963).
23. E. Lohrman, et al., Phys. Rev., 122, 672 (1966).
24. F. Abraham, et al., Preprint EFINS 65-44 (1965).
25. В. Д. Мур, И. А. Розенталь, В сб. Физика элементарных частиц, М., Атомиздат (1966), стр. 3.
26. Japanese Emulsion Group and Brazilian Emulsion Group, Can. Journ. Phys., 46, 660 (1968).

ՄԻՋՈՒԿԱՅԻՆ ՓՈՆԱԶԳԵՑՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՈՐՈՇ ԲՆՈՒԹԱԳՐԵՐԸ, ԵՐՔ  
 $\pi^0$  ՄԵԶՈՆՆԵՐԻՆ ՓՈՆԱՆՑՎՈՒՄ Է ՄԵՍ ԷՆԵՐԳԻԱ

Խ. Պ. ԲԱԲԱՅԱՆ

Հոգևածում բերվում են  $\pi^0$ -մեզոններին մեծ էներգիայի փոխանցումով էլեմենտար ակտի  
 դրանցված և անալիզի ենթարկված փոխազդեցությունների արդյունքները: Բերված են նաև 1000  
 դեվ-ից ավելի էներգիայով օժտված կոսմիկական մասնիկների լուրահատուկ փոխազդեցու-  
 նների որոշ բնութագրեր:

## ON THE CHARACTERISTICS OF NUCLEAR REACTIONS WITH LARGE ENERGY TRANSFER TO $\pi^0$ -MESONS

KH. P. BABAIAN

The results of analysis of nuclear interactions with large energy transfer to  $\pi^0$ -mesons are given. We present also certain characteristics of cosmic particle specific interactions for particle energies  $>1000$  Gev.