

СЕМЕЙСТВА γ -КВАНТОВ С ЭНЕРГИЯМИ
120 И 230 ТЭВ КАК СЛУЧАИ ОБРАЗОВАНИЯ
ТЯЖЕЛОГО ($M = 1$ ГЭВ) И СВЕРХТЯЖЕЛОГО
($M = 7$ ГЭВ) КЛАСТЕРОВ

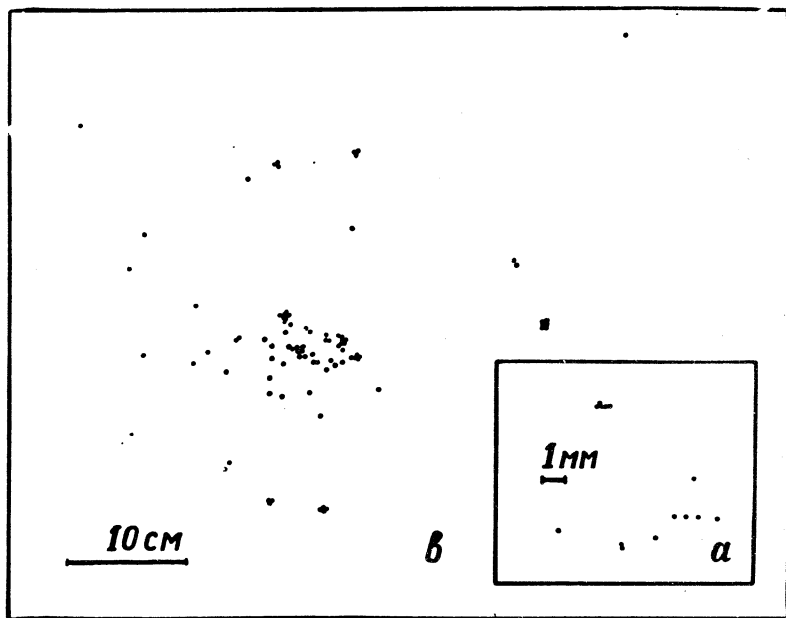
А. В. Апанасенко, Л. Т. Барадзей,
Ю. А. Смородин, Е. А. Солопов

Экспериментальные указания /1/ на скачкообразный рост при энергиях выше 10^{14} эв массы кластеров, образующихся в столкновениях нуклонов, представляются многозначительными, особенно вместе с данными /2/-/4/ о постоянстве этих масс в широком интервале более низких энергий 10^{12} - 10^{14} эв. Повидимому, в опытах достигнуты энергии, при которых наблюдаются явления, связанные с процессами в следующем "этаже структуры" адронов. Доказательство существования таких процессов и изучение их природы имеют первостепенный интерес.

Среди материалов, полученных при 380-часовой экспозиции на самолете эмульсионной камеры, при ожидаемом числе взаимодействий нуклонов с энергией $>10^{15}$ эв около трех обнаружены два семейства γ -квантов с энергиями 120 и 230 Тэв, обозначаемые далее соответственно а и б (Табл. 1). По рентгеновским пленкам и ядерным эмульсиям камеры определены координаты $\gamma(x, y)$ и энергии E электронно-фотонных каскадов (ЭФК), входящих в семейства. Мишенные диаграммы семейств в нормальной плоскости даны на рис. 1.

Для нахождения высоты точки взаимодействия H использовались:

1. Распределения квантов по парным поперечным



Р и с. 1. Мишенные диаграммы семейств в нормальной плоскости.

Таблица 1

Данные о семействах

Величина	а	б
1. Суммарная энергия, Тэв	120	230
2. Порог регистрации, Тэв	0,6	0,1-0,2
3. Полное число ЭФК	14	91
4. Исходное число квантов	7	37
5. Зенитный угол	32°	40°
6. Высота точки взаимодействия		
а) по парному поперечному импульсу	500	2500
б) по вероятности образования каскадов с данным числом частиц	500	3000
в) по объединению пар γ -квантов в π^0 -мезоны	500	2000-3000
г) по среднему поперечному импульсу	320	2500
Среднее принятое значение	500 + 100	2500 + 500
7. Лоренц-фактор γ_s системы		
а) по форме энергетического спектра	$1,2 \cdot 10^5$	$2,9 \cdot 10^4$
б) по угловым распределениям	$1,8 \cdot 10^5$	$3,7 \cdot 10^4$
в) по формуле Шибата	$1,3 \cdot 10^5$	$3,2 \cdot 10^4$
Среднее принятое значение	$(1,4 \pm 0,4) \cdot 10^5$	$(3,3 \pm 0,3) \cdot 10^4$
8. Масса системы, выделенная в γ -кванты, Гэв		
а) по форме энергетического спектра	1,0	7,8
б) по угловым распределениям	0,7	6,3
в) по формулам Шибата	0,9	7,3
Среднее принятое значение	$(0,9 \pm 0,2)$	$(7,1 \pm 0,5)$

импульсам P_{ik}

$$z_{ik} = r_{ik} \frac{E_i E_k}{E_i + E_k} = P_{ik} N.$$

Максимумы распределений в области малых z связаны с рассеянием в электромагнитных процессах в слое воздуха над установкой. Используя /5/, можно получить средние значения z в зависимости от толщины слоя t . Для первого семейства положение максимума соответствует $t = 0,6$, для второго - $t = 2$ каскадным единицам.

Положение вторых максимумов показывает, что поперечные импульсы в ядерных процессах превышают электромагнитные в 10 - 20 раз.

2. Оценки вероятности образования в воздухе каскадов с данным числом частиц.

ЭВМ определяла величину z_{ik} для всех возможных пар квантов и группировала те из них, для которых значение z_{ik} было меньше заданного. ЭФК, попадавшие в несколько групп, оставались только в той, где величина поперечного импульса была наименьшей. Такая программа объединения в воздушные каскады выполнялась для разных значений z , соответствующих различным толщинам t . Число частиц N и величина $\Sigma E_i / \Sigma I$ определялись для всех образованных таким способом каскадов.

В /5/ рассчитаны вероятности наблюдать в каскаде на глубине t N частиц. Используя их, можно выбрать t , оптимизирующие эти вероятности. Аналогично можно поступить и с вероятностями для величины $\Sigma E_i / \Sigma I$.

3. Объединение квантов в пары, возникающие при распаде π^0 -мезона.

После объединения воздушных каскадов для всех парных комбинаций исходных квантов определялась величина $N_{ik} = r_{ik} \sqrt{E_i E_k} / m_\pi c^2$, которая для пар, обусловленных распадом, равна высоте точки, где он произошел. Для первого семейства распределение пар по величине N имеет пик в интервале 300-500 м. Во вто-

ром семействе в ожидаемом интервале высот имеется такое превышение над фоном, которое может быть подтверждением значения высоты, найденной другими способами. Однако подобное превышение не единственно.

Таблица 2
Данные о величинах a и H

f	N_f	$a_{\text{эксп.}}$ до объед. в каскады	$a_{\text{расч.}}$	$a_{\text{эксп.}}$ после объед. в каскады	H (км) до объед. в каскады	H (км) после объед. в каскады
Семейство а						
0,20	2	$0,15 \pm 0,10$	0,13	0,17	0,57	0,32
0,16	3	$0,20 \pm 0,12$	0,10	0,14	0,46	
0,05	4	$0,16 \pm 0,08$	0,09	0,17	0,35	
0,01	9	$0,10 \pm 0,03$	0,08	0,13	0,21	
Семейство б						
0,05	5	$0,023 \pm 0,010$	0,09	0,024	3,4	2,4
0,03	10	$0,012 \pm 0,004$	0,07	0,037	2,7	
0,01	20	$0,023 \pm 0,005$	0,04	0,032	2,5	
0,008	37	$0,016 \pm 0,002$		0,024	2,0	
0,001	91	$0,010 \pm 0,001$			1,0	

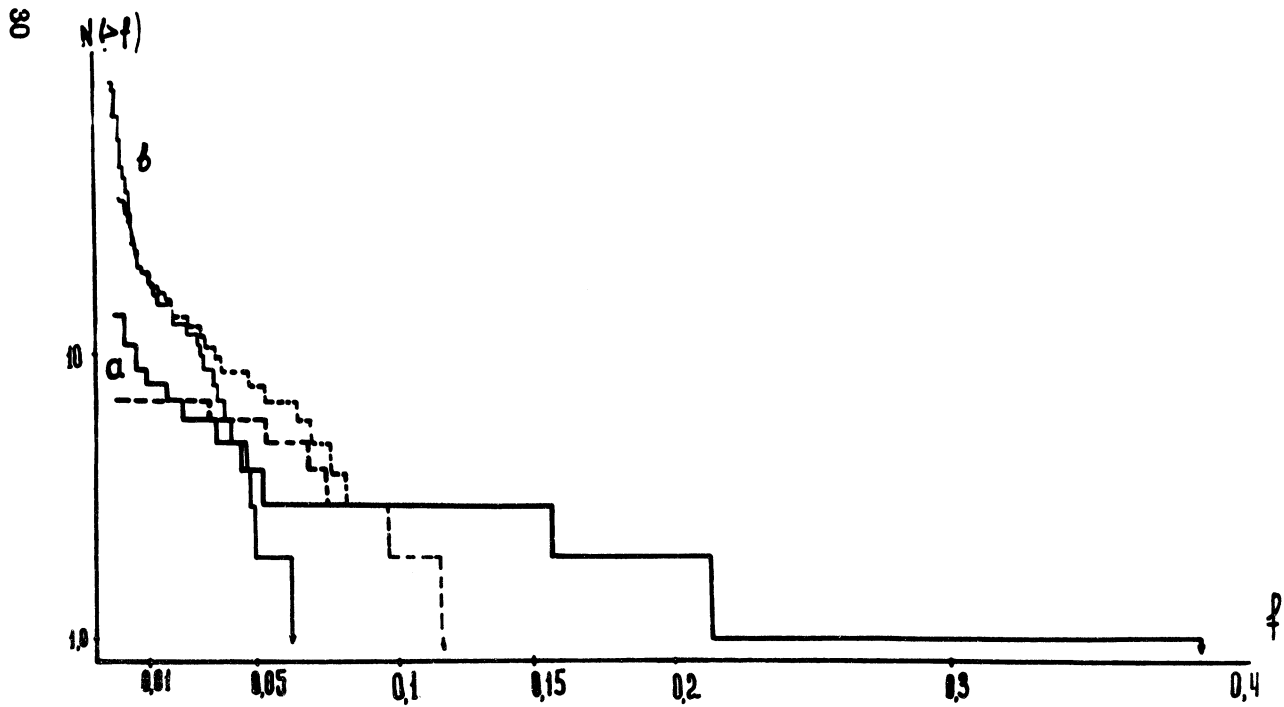
4. Средний поперечный импульс γ -квантов $P_{\gamma 1}$.

Постоянство среднего поперечного импульса квантов, рождающихся в ядерных взаимодействиях, позволяет оценивать H . Величина $P_{\gamma 1}$ искажается в процессах каскадного размножения в воздухе тем больше, чем меньше отношение $f = E_{\gamma}/E_0$. Расположив кванты семейства в порядке убывания энергии, можно ограничить область, где искажения не существенны. Результаты приведены в табл. 2.

Таблица 1 показывает, что различные методы определения высоты дают непротиворечивые оценки.

Масса M_{γ} и лоренц-фактор γ_{γ} кластера, т.е. системы, испускающей π^0 -мезоны, определяются независимо по энергетическому и угловому распределениям γ -квантов.

В [3] показано, что имеющий место на опыте (рис. 2) экспоненциальный спектр $N(> f) = A \exp(-f/a)$ ($f = E_{\gamma}/\Sigma E_{\gamma}$)

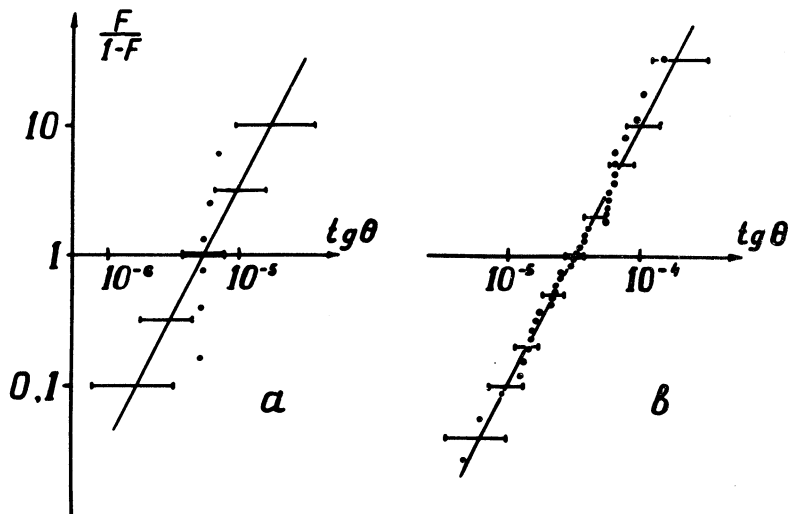


Р и с. 2. Энергетический спектр γ -квантов в семействах до (сплошная линия) и после (пунктир) объединения в каскады.

в лаб. системе соответствует изотропному, с планковским импульсным распределением, разлету пионов в системе кластера. При этом $\chi_s = (a/m_\pi)\Sigma E_\gamma$, $M_s = m_\pi/a$, а температура разлета $kT = a\Sigma E_\gamma/2\chi_s$.

Метод наибольшего правдоподобия приводит к формулам

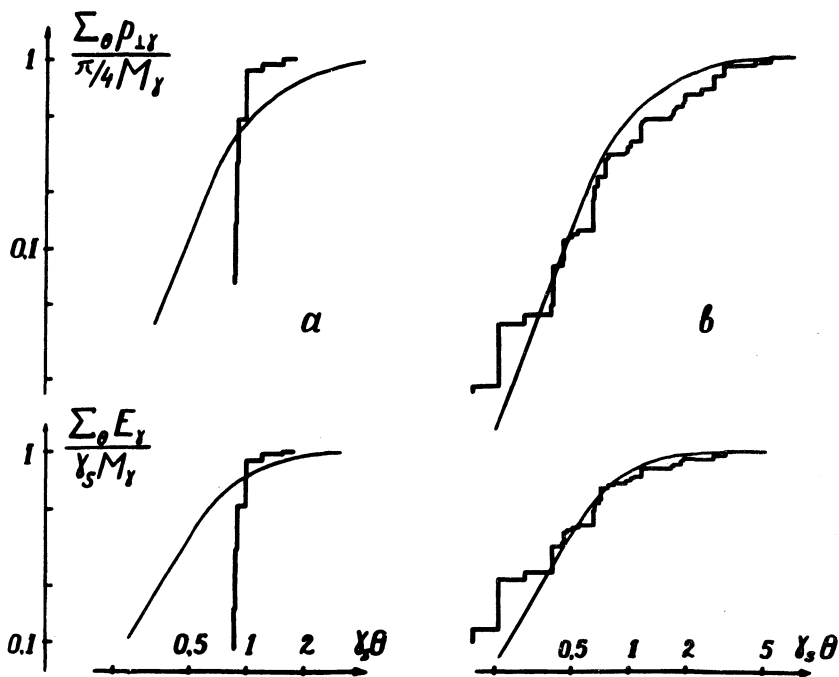
$$a = \Sigma f_1/N_s - f_{\text{пор}}, \quad \delta a = 1/\sqrt{N_s}.$$



Р и с. 3. Диаграммы Уолкера-Даллера.

Каскадное размножение в воздухе искажает и исходное энергетическое распределение γ -квантов. В таблице 2 представлены результаты расчетов искажений экспоненциального спектра при $a=0,14$, выполненные методом Монте-Карло. Как и ранее, располагая кванты по убыванию энергии, можно ограничиться областью, где размножение не существенно.

Диаграммы Уолкера-Даллера (рис. 3) определяют значения χ_s , соответствующие угловым распределениям. Для второго семейства диаграмма доказывает изотропный разлет квантов.



Р и с. 4. Суммы энергий γ -квантов $\Sigma_{\theta} E_{\gamma}$ и поперечных импульсов $\Sigma_{\theta} p_{\perp \gamma}$ в зависимости от угла θ .

Величины γ_s и M_s были определены также по соотношениям Шибата /1/, использующим одновременно данные и об углах и энергиях квантов. Рис. 4 показывает результаты суммирования $\Sigma \sigma_{p_{1x}}$ и $\Sigma \sigma_{E_s}$.

Итоги анализа представлены в табл. 1. Подчеркнем, что каскадное размножение во втором семействе не может имитировать наблюдаемое утяжеление массы кластера в 8 ± 2 раза.

Таким образом, проанализированные семейства являются примерами образования тяжелых ($M = 1$ Гэв) и сверхтяжелых ($M = 7$ Гэв) кластеров во взаимодействиях при энергиях порядка 10^{15} эв. Они подтверждают основной результат работы /1/. Отметим, что в пределах ошибок отношение масс кластеров равно отношению M_N/m_π .

Поступила в редакцию
7 июля 1971 г.

Л и т е р а т у р а

1. Japan Brasil Collaboration. Acta Physica Acad. Scientarum Hungaricae., 29 Suppl. 3 (1970).
2. Japan Brasil Collaboration. Canad. J. Phys., 46, 660 (1968).
3. A. V. Apanasenko, L. T. Baradzei et al. Acta Physica Acad. Scientarum Hungaricae, 29, Suppl. 3, 85 (1970).
4. А. В. Апанасенко, Л. Т. Барадзей, Ю. А. Смородин и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 32, 374 (1968).
5. Adashi A. et al. Prog. Theor. Phys. Japan, Suppl. 32, 80 (1964).