

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.12

АДРОННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ ПРИ СВЕРХУСКОРИТЕЛЬНЫХ ЭНЕРГИЯХ

С. И. Никольский

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	545
2. Экспериментальные установки для изучения космических лучей с энергией $10-10^4$ ТэВ	546
3. Энергетический спектр и состав первичного космического излучения	549
4. Неупругие столкновения нуклонов с ядрами в области энергий $1-10^2$ ТэВ	551
5. Можно ли экстраполировать наблюдаемые характеристики процесса множественного рождения на область энергий 10^2-10^3 ТэВ?	557
6. Зависимость поперечных импульсов вторичных адронов от энергии сталкивающихся частиц	560
7. Н-кванты, SH-кванты, кентавры, близнецы и т. д.	563
8. Некоторые результаты эксперимента «Памир»	569
9. Развитие широких атмосферных ливней в атмосфере	572
10. Природа вторичных частиц в актах множественного рождения	576
11. Роль новых частиц в адронных каскадах	579
12. Заключение	581
Цитированная литература	583

1. ВВЕДЕНИЕ

Космические лучи позволяют нам заглянуть в будущее исследований по физике элементарных частиц на ускорителях. Эта возможность является следствием единственного неоспоримого преимущества космических лучей перед ускорителями — наличия в потоке космических лучей частиц с энергией, намного превосходящей энергию частиц, достижимую как на современных, так и на будущих ускорителях. Однако многие недостатки экспериментов в космических лучах, связанные прежде всего с низкой и сильно убывающей при росте энергии интенсивностью, приводят к тому, что предваряющий характер исследований становится предварительным. Результаты исследований в космических лучах большей частью выявляют лишь основные характерные черты неупругих столкновений адронов, но не дают детального количественного описания акта множественной генерации.

Вряд ли возможен полный обзор имеющихся экспериментальных данных о взаимодействии адронов при энергиях выше 2 ТэВ. Неразумно также ограничиваться каким-то заданным периодом времени. Более целесообразно дать подборку экспериментальных данных, рисующую общую картину неупругих адронных процессов при сверхвысоких энергиях. Ввиду недостаточной полноты экспериментальной информации такой подход может оказаться субъективным. Он допустим лишь потому, что у нас нет достаточно полных теоретических предсказаний относительно характеристик

неупругого столкновения и множественной генерации в ожидаемой области энергий.

Так как анализ и интерпретация многих экспериментальных результатов связаны с характеристиками энергетического спектра и состава первичного космического излучения, в начале статьи приведена сводка основных данных о первичном космическом излучении. В дальнейшем изложении экспериментальных результатов исследований неупругих столкновений адронов и, соответственно, процессов множественной генерации будут выделены два круга вопросов. Во-первых, обсуждается, в какой мере и до каких энергий можно говорить о приблизительной масштабной инвариантности характеристик актов неупругих столкновений адронов. Во-вторых, выделяется, чем существенно различаются процессы множественной генерации при столкновении адронов в области энергий выше 100 ТэВ и процессы в детально изученной на ускорителях области энергий ≤ 1 ТэВ.

Концентрация внимания на процессах в области энергий вблизи 100 ТэВ определяется двумя обстоятельствами. Во-первых, результаты исследований в космических лучах с давних пор позволяют говорить об энергиях ~ 100 ТэВ как о неких граничных, при которых изменяется общая картина процесса множественного рождения. Это может стать одним из главных полученных в космических лучах результатов за последние 20 лет. Во-вторых, область энергий 10^2 — 10^3 ТэВ в ближайшее время станет областью исследований на встречных пучках в ЦЕРНе и других научных центрах физики высоких энергий. Поэтому вполне своевременно обрисовать картину неупругих столкновений, соответствующую экспериментам в космических лучах именно в этой области энергий.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ С ЭНЕРГИЕЙ 10—10⁴ ТэВ

Эксперименты, нацеленные на изучение адронных взаимодействий в космических лучах, должны учитывать две особенности космического излучения: низкую интенсивность и широкий энергетический спектр адронов.

Низкая интенсивность ограничивает выбор детекторов излучений и служит причиной популярности рентген-эмульсионных камер: рентгеновская пленка специального изготовления допускает годовые экспозиции и относительно экономична для использования на больших (до 1000 м²) площадях.

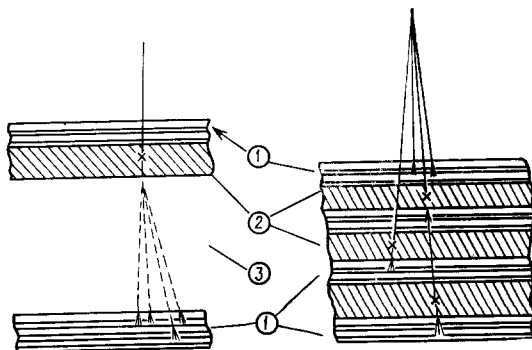
Широкий энергетический спектр падающих адронов заставляет предусматривать измерения энергии взаимодействующей частицы. Наилучший метод определения энергии первичных частиц, вызвавших взаимодействие в мишени или атмосфере, — калориметрический с помощью ионизационных и сцинтилляционных калориметров и по черенковскому излучению широких атмосферных ливней в воздухе над уровнем измерения. Другие методы отбора взаимодействий по энергии первичных частиц содержат больше априорных предположений и менее точны.

Примеры рентген-эмульсионных камер ^{1, 2} даны на рис. 1. Неупругие столкновения адронов в атмосфере или в веществе мишени приводят к появлению нейтральных пионов. Фотоны от распада π^0 -мезонов дают начало электронно-фотонным каскадам, которые, развиваясь в свинце, оставляют пятна потемнения на специальной рентгеновской пленке, прижатой к свинцу. При энергии каскада выше 1 ТэВ вблизи максимума развития такие пятна заметны невооруженным глазом. Фотометрирование позволяет определить энергию каскада, точность измерения координат пятна зависит от энергии и составляет ~ 10 мкм. Верхние слои рентгеновской пленки, которой прослоены слоями свинца через каждые 2—4 радиа-

сионные единицы, регистрируют электронно-фотонные лавины, развившиеся от фотонов и электронов, попадающих на установку из атмосферы. Электроны и фотоны, попадающие на установку из атмосферы, можно отделить от адронов, взаимодействующих в веществе рентген-эмульсионной камеры, по глубине образования каскада, используя большое различие длин радиационной единицы ($\sim 6,4$ г/см²) и пробега для адронных столкновений (~ 200 г/см²) в свинце. Для более эффективного выделения адронов под верхней рентген-эмульсионной камерой помещается слой углеродсодержащего вещества в качестве мишени, в которой электронно-фотонные

Рис. 1. Рентген-эмульсионные камеры, используемые для изучения электронно-фотонных и адронных каскадов с начальной энергией $10-10^4$ ТэВ.

1 — слой свинца и рентгеновской пленки, 2 — углеродная мишень, 3 — воздушное пространство между верхним и нижним блоком.



каскады развиваются слабо. Толщина мишени составляет от $1/3$ пробега для взаимодействия в экспериментах на Чакалтайе¹ до одного пробега в экспериментах на Памире². Под мишенью помещается рентген-эмульсионная камера для регистрации электронно-фотонных каскадов, образованных адронами в веществе верхней камеры, мишени и в свинце нижней камеры. Между углеродной мишенью и нижней камерой в эксперименте на Чакалтайе имеется свободное пространство, в котором вторичные частицы, возникшие при взаимодействиях в верхней части установки, успевают разойтись в пространстве и становятся разрешимыми в нижней камере. В памирском эксперименте такого пространства нет. Помимо рентгеновской пленки в части экспериментов для снижения энергетического порога регистрации электронно-фотонных каскадов использовались ядерные эмульсии. Площади таких установок составляют десятки м² на Чакалтайе и сотни м² на Памире.

Тянь-Шаньская комплексная установка³ для изучения широких атмосферных ливней и адронных взаимодействий показана на рис. 2. Широкие атмосферные ливни состоят из большого числа электронов, фотонов, мюонов и адронов, размножившихся благодаря каскаду взаимодействий адронов, электронов и фотонов с ядрами атомов воздуха при попадании на границу атмосферы частицы первичного космического излучения высокой энергии. Электроны, фотоны и мюоны низкой энергии рассеиваются на большие расстояния от оси ливня (продолжения траектории первичной частицы). Это позволяет с помощью разнесенных на сотни метров друг от друга детекторов ливневых частиц регистрировать крайне редкие события широких ливней, вызванных первичными частицами с энергией 10^6-10^8 ТэВ. Однако для изучения неупругих столкновений адронов высокой энергии более ценна информация о центральной части ливня, «стволе», где сосредоточены частицы высоких энергий, которые лучше отражают картину первых актов образования ливня. Таким образом, именно центральная часть установки (см. рис. 2) с ионизационным калориметром определяет ее светосилу. Площадь ионизационного калориметра установки, изображенной на рис. 2, составляет 36 м². С помощью калориметра

измеряется энергия электронно-фотонной и адронной компонент ствола ливня, выявляется структура ствола и центральной части ливня с разрешением «многоствольности», струй и отдельных адронов при расхождении их на расстояния более 0,3 м. Сцинтилляционные счетчики над калориметром служат для определения координат оси ливня по полному потоку электронно-фотонной компоненты. Точность нахождения оси — порядка

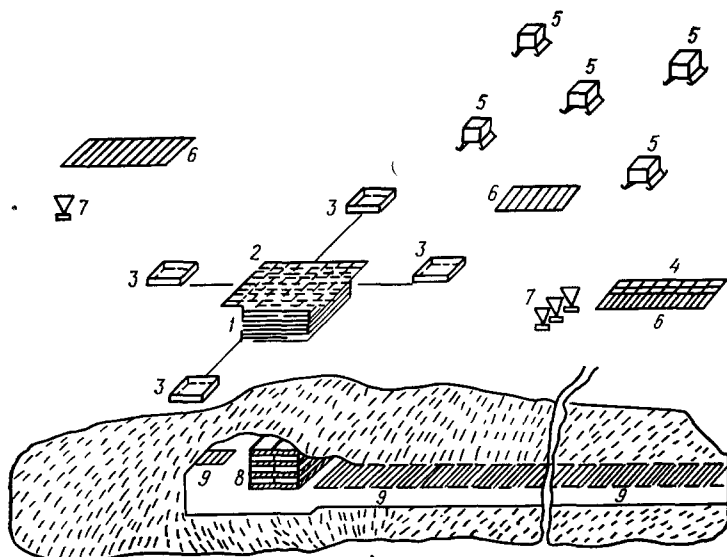


Рис. 2. Тянь-Шаньская комплексная установка «ШАЛ»³.

Центральная часть установки: 1 — ионизационный калориметр, 2 — «ковер» из сцинтилляционных счетчиков, 3 — сцинтилляционные счетчики для определения относительного времени прихода частиц, 8 — искровые камеры и ионизационный калориметр для исследования мюонов высокой энергии и стволов широких ливней. Сцинтилляторы 4 и 5, газоразрядные счетчики 6 измеряют поток электронно-фотонной компоненты ливня на расстояниях 30—200 м от оси ливня, 7 — детекторы черенковского излучения в атмосфере, 9 — голоскоп счетчиков для измерения потока мюонов на различных расстояниях до оси ливня. Комплекс управляется сцинтилляционными детекторами 2, 3 (ось ливня в центре) и сцинтилляционными детекторами 5 (ось ливня на расстоянии 50—70 м от детекторов мюонов с энергией ≥ 5 ГэВ и центральной части установки).

расстояния между ближайшими детекторами. Сцинтилляционные счетчики, разнесенные на расстояние ~ 20 м от центра установки, помимо измерений плотности потока электронов на соответствующих расстояниях, позволяют по разности времен прихода частиц в эти детекторы определить положение фронта ливня и тем самым зенитный и азимутальный углы оси ливня. Возможность в каждом ливне с первичной энергией выше 10^2 ТэВ знать поток электронов на всех расстояниях от ствола до ~ 70 м весьма существенна для анализа данных, так как на этих расстояниях сосредоточена большая часть полного числа частиц на уровне измерений. Это число является хорошим классификационным и физическим параметром ливня. Годоскопические счетчики в тоннеле под грунтом толщиной ~ 20 м водного эквивалента предназначены для определения потока мюонов с энергией выше 5 ГэВ в ливне. Отношение потоков мюонов и электронов в широком атмосферном ливне чувствительно к природе первичной частицы, вызвавшей ливень. Хотя детекторы черенковского излучения, возникающего в атмосфере при прохождении ливня, эффективны лишь в течение $\sim 10\%$ времени работы установки, так как измерения возможны только в ясные, безлунные ночи, их роль велика, ибо черенковское излучение над уровнем наблюдения отражает потери энергии электронами ливня над уровнем измерения. Эта энергия составляет более половины энергии породившей ливень частицы, что позволяет оценивать энергию первичной частицы

с весьма слабыми предположениями о модели сильного взаимодействия. Искровые камеры и ионизационный калориметр в подземной лаборатории используются для исследования мюонов высокой энергии в стволах широких атмосферных ливней. Следует отметить, что большой ионизационный калориметр в сочетании с детекторами ливневых частиц дает возможность изучать взаимодействия протонов первичного излучения, выделяя адронные каскады в калориметре без сопровождения ливнем в атмосфере по отсутствию ливневых частиц в сцинтилляторах и годоскопических счетчиках над калориметром.

3. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР И СОСТАВ ПЕРВИЧНОГО КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Интервал энергий первичного космического излучения, существенный для рассматриваемых в этой статье вопросов, простирается от 1 до 10^5 ТэВ на нуклон или, с учетом ядерного состава первичных частиц, приблизительно до 10^6 ТэВ на частицу. В начальной части этого энергетического интервала единственными непосредственными измерениями интенсивности первичного космического излучения являются измерения на

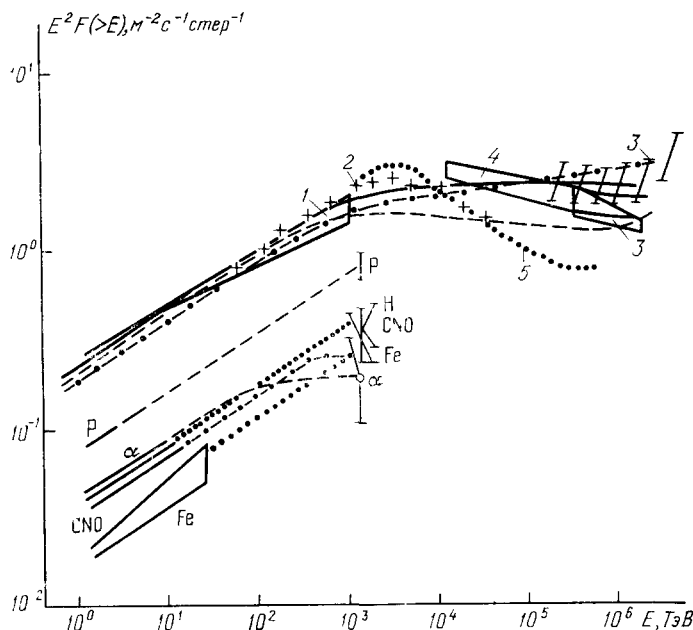


Рис. 3. Энергетический спектр первичного космического излучения.

По оси ординат отложена величина $E^2 F(>E)$. Экспериментальные данные о полном потоке частиц 1 получены на баллонах ⁶ и спутниках ⁴. Данные по широким атмосферным ливням. 2 — работа ¹⁶, 3 — работы ^{7, 8}, 4 — работы ^{9, 10}, 5 — работа ¹¹. Аппроксимации штрих-пунктир и штриховые соответствуют изменению энергетического спектра всех частиц при заданной магнитной жесткости (формула в тексте и в обзоре ¹²); сплошная линия, как и кривые парциальных спектров, соответствует предположениям работы ¹³. Данные о потоках ядер Fe, группы H-, CNO- и α-частиц и о первичных протонах взяты из работ ^{5, 14, 16}.

спутниках «Протон»⁴, причем надежные данные о составе имеются лишь у нижней границы энергий⁵. В целом же этот интервал энергий исследуется косвенными методами, главным образом путем изучения широких атмосферных ливней, возникающих при попадании первичных протонов и ядер в атмосферу.

На рис. 3 приведены основные экспериментальные данные об энергетическом спектре полного потока первичного космического излучения

в интервале энергий $1-10^6$ ТэВ. Интенсивность потока частиц с энергией выше заданной $F(>E)$ умножена на E^2 для лучшего представления данных при разных энергиях, различающихся по значениям потока частиц более чем в 10^{10} раз. Как видно на рисунке, экспериментальные данные достаточно хорошо аппроксимируются зависимостями

$$F(>E) = 7,2 \cdot 10^{-2} E^{-1,66} [(1 + 10^{-3} E)^{-0,34} + \sum_A B_A (1 + 2 \cdot 10^{-3} A^{-1} E)^{-0,34}] (\text{м}^{-2} \text{с}^{-1} \text{стер}^{-1}), \quad (3.1)$$

$$F(>E) = 8,6 \cdot 10^{-2} E^{-1,65} [(1 + 5 \cdot 10^{-4} E)^{-0,35} + \sum_A B_A (1 + 3 \cdot 10^{-2} E A^{-1})^{-0,35}] (\text{м}^{-2} \text{с}^{-1} \text{стер}^{-1}); \quad (3.2)$$

здесь E — энергия первичной частицы в ТэВ, B_A — поток ядер с атомным весом $A > 1$ при $E = 1$ ТэВ, отнесенный к потоку протонов той же энергии. Суммирование ведется по всем $A > 1$.

Современные экспериментальные данные не позволяют выбрать наиболее близкую к реальности аппроксимацию энергетического спектра первичных частиц среди приведенных на рис. 3. С точки зрения их практического использования они близки друг с другом. Это определяется основными экспериментальными результатами, учтенными при подборе параметров формул. Все аппроксимации связывают между собой результаты измерений абсолютной интенсивности потока первичных частиц в трех областях энергий: в интервале энергий $1-10$ ТэВ на границе атмосферы ^{4, 6} и вблизи энергий 10^3 и 10^6 ТэВ по черенковскому излучению широких атмосферных ливней ^{7, 15}. Кроме того, учтено изменение энергетического спектра первичных частиц при переходе от энергий ниже 10^3 ТэВ к энергиям выше 10^4 ТэВ, обнаруженное в спектрах широких атмосферных ливней по числу частиц на уровне моря ¹¹.

Различие формул связано с предположениями о причинах изменения энергетического спектра в области энергий 10^3-10^4 ТэВ. Выражения (3.1) и из обзора ¹² соответствуют предположению о связи наблюдаемого изменения спектра с зависимостью коэффициента диффузии космических лучей в магнитных полях Галактики от энергии частиц. В этом случае изменения в спектрах первичных частиц с различным A следует ожидать при одинаковой магнитной жесткости.

Формула (3.2) описывает энергетический спектр в случае, когда причиной изменения спектра являются потери энергии протонами и ядрами на столкновения с фотонами ¹³. Энергетический порог для фоторождения пионов на протонах в $10-20$ раз выше, чем для фоторасщепления ядер. Это приводит к тому, что изменения в энергетическом спектре α -частиц и большей части ядер первичного космического излучения происходят при меньших энергиях, чем в спектре первичных протонов.

Различные предположения о причинах изменения энергетического спектра влекут за собой и различия в составе первичного космического излучения. В табл. I приведено процентное содержание протонов и групп ядер с различным A в первичном космическом излучении, соответствующее формулам (3.1) и (3.2) при энергиях 10^3 и 10^6 ТэВ, если использовать прямые экспериментальные данные ⁵ о составе первичного космического излучения при энергии $\gtrsim 1$ ТэВ. В таблице представлены также результаты исследования состава первичного космического излучения путем анализа флуктуаций числа мюонов в широких атмосферных ливнях с заданным числом электронов ^{14, 16}.

Таблица I

Состав первичного космического излучения при заданной энергии частиц в %

A	1	4	14	26	51	
E, ТэВ						
1	40	19	14	15	12	Измерения ⁵
10 ³	36	19	15	16	14	Формула (3.1)
10 ³	46	12	12	16	14	Формула (3.2)
10 ³	41±4	9±7	15±6	17±6	18±5	Анализ флуктуаций ^{14, 16}
10 ⁶	25	15	16	22	22	Формула (3.1)
10 ⁶	51	9	11	14	15	Формула (3.2)

Закljučая этот раздел, следует заметить, что все еще имеющиеся неопределенности в энергетическом спектре и составе первичного космического излучения не препятствуют количественному анализу взаимодействий адронов в атмосфере и каскадных процессов, возникающих при прохождении космических лучей с энергией $10-10^5$ ТэВ через атмосферу.

4. НЕУПРУГИЕ СТОЛКНОВЕНИЯ НУКЛОНОВ С ЯДРАМИ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ $1-10^3$ ТЭВ

Интервал энергий $1-10^2$ ТэВ интересен как непосредственно прилегающий к исследуемой в настоящее время на ускорителях области энергии взаимодействующих нуклонов. Он доступен для исследований в космических лучах различными методами. Очевидно, что в первую очередь здесь следует проверять, насколько возможно экстраполировать закономерности, установленные для неупругих столкновений адронов в экспериментах на ускорителях. Допустимость такой экстраполяции от меньших энергий к большим в космических лучах известна давно. Это проявляется в постоянстве среднего коэффициента неупругости нуклонов (доли энергии, уносимой нуклоном с наибольшей энергией после нуклон-нуклонного или нуклон-ядерного взаимодействия), в давно известном приблизительном подобии энергетических спектров различных компонент космического излучения в глубине атмосферы энергетическому спектру первичного излучения. Эти свойства естественно рассматривать как проявление масштабной инвариантности (скейлинга) — свойства взаимодействия, обоснованного позже в исследованиях на ускорителях. О строгой масштабной инвариантности процессов множественного рождения при неупругих столкновениях адронов, по-видимому, нельзя говорить ни при какой энергии. Уже в ускорительной области энергий обнаруживается рост эффективного сечения для неупругих столкновений нуклонов с ростом их энергии, а также увеличенная по сравнению с ожидаемой по скейлингу множественность в пионизационной части энергетического спектра вторичных частиц при энергии налетающего нуклона ≥ 1 ТэВ. Как будет видно из дальнейшего изложения экспериментальных результатов, полученных в космических лучах, такая же картина процессов, связанных с неупругими столкновениями адронов, сохраняется вплоть до энергий $50-100$ ТэВ. В качественном отношении можно говорить о «квазискейлинге», понимая под этим то, что во всем рассматриваемом интервале энергий сохраняется периферический характер взаимодействий адронов, преимущественное рождение пионов среди вторичных адронов, практическое постоянство поперечных импульсов и т. п.

Сечение соударения протонов с ядрами атомов воздуха растет с энергией, и этот рост при пересчете на эффективное сечение для протон-протонных столкновений (если за основу взять метод Глаубера¹⁷, дополнив его учетом неупругой экранировки¹⁸) приведет к

$$\sigma_{pp} = 38,4 + 0,5 \ln^2 \frac{s}{137} \text{ (мб)}.$$

Использованные при этом экспериментальные данные для неупругих столкновений протонов с ядрами атомов воздуха были получены путем измерений интенсивности потока первичных протонов различной энергии, прошедших на заданную глубину атмосферы без взаимодействий с ядрами

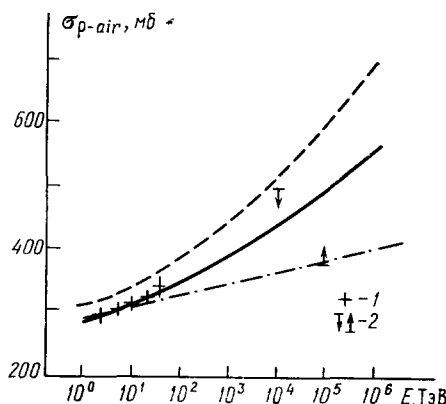


Рис. 4. Зависимость эффективного сечения для генерации вторичных частиц при столкновениях с ядрами атомов воздуха от энергии налетающих протонов.

Экспериментальные данные: 1 — из работы¹⁸, 2 — по работам^{20, 21}. Сплошная линия — аппроксимация по формуле в тексте, штрих-пунктиром показана аппроксимация из работы²², штрихом — в расчетах²³.

атомов воздуха (рис. 4). Энергия протонов определялась с помощью ионизационного калориметра. За случаи прохождения первичных протонов до глубины атмосферы ~ 700 г/см² принимались события без сопровождения широким атмосферным ливнем. Получаемая таким путем экспериментальная зависимость эффективного сечения для взаимодействий протонов с ядрами атомов воздуха:

$$\sigma_{\text{вкс}}^{p\text{-air}} = 265 \left[1 + 0,016 \left(\ln \frac{E}{80 \text{ ГэВ}} \right)^{1,5} \right] \text{ (мб)}$$

дает в ускорительной области энергий величины примерно на 13 мб меньше непосредственно измеряемых. Это объясняется тем, что при измерениях в космических лучах не регистрируются дифракционные возбуждения нуклонов ядра мишени с малой потерей энергии налетающим протоном¹⁹. Экспериментальные данные в интервале энергий протонов $E = 1 - 30$ ТэВ на рис. 4 сопоставлены с приведенной выше формулой, а также с другими аппроксимациями, используемыми для анализа экспериментальных данных в широком интервале энергий. Ограничения на величину сечения при энергиях $\sim 10^5$ ТэВ получены путем исследования флуктуаций в развитии широких атмосферных ливней.

О постоянстве потерь энергии налетающим протоном на образование вторичных частиц в актах неупругого столкновения с ядрами свинца можно судить по зависимости от энергии парциального коэффициента неупругости K_{ν} , представляющего собой долю энергии налетающего протона, передаваемую после столкновения в электронно-фотонный каскад. Это происходит главным образом посредством генерации и распада нейтральных пионов. Применение в ионизационном калориметре свинца в качестве поглотителя оказалось весьма эффективным для анализа характеристик

актов множественной генерации по форме ядерно-каскадной кривой в свинце. Тридцатикратное различие длин ядерного пробега и радиационной единицы позволяет выделить в усредненных по многим событиям каскадных кривых их начальную часть, связанную с электронно-фотонным

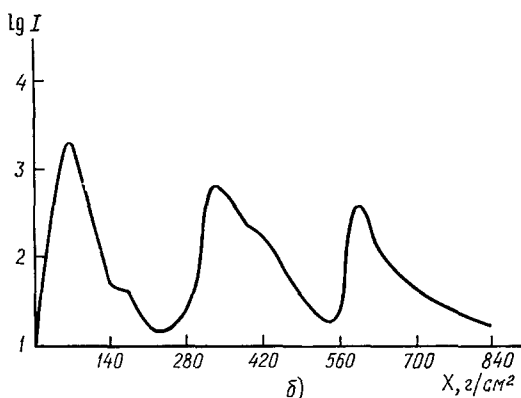
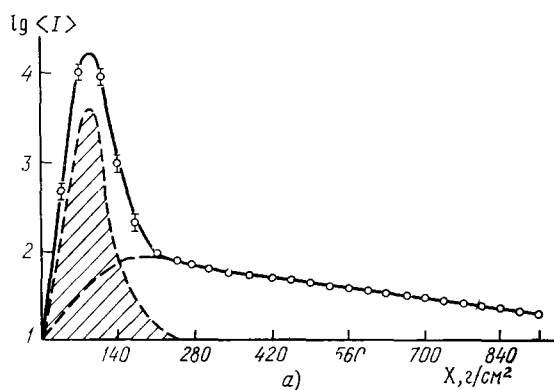


Рис. 5. Схематическое изображение величины ионизации на разных глубинах в свинце калиориметра.

а) Усредненная кривая для взаимодействий на глубине $X = 0$. Заштрихованная часть — ионизация от электронно-фотонных каскадов после первого взаимодействия. б) Пример отдельной ядерно-каскадной лавины.

каскадом после первого взаимодействия нуклона в свинце. Появляется также возможность различать в индивидуальных каскадах ионизацию от первого взаимодействия и от последующих взаимодействий лидирующих по энергии вторичных адронов (рис. 5).

На рис. 6 даны зависимости от энергии налетающих частиц парциальных коэффициентов неупругости $\langle K_\gamma \rangle$ для первичных протонов (адроны без сопровождения широким атмосферным ливнем) и для смеси в неизвестной пропорции нуклонов и пионов (все взаимодействия адронов, пространст-

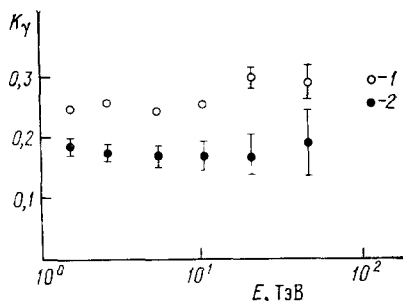


Рис. 6. Зависимость парциального коэффициента неупругости от энергии для взаимодействий протонов с ядрами свинца (2) и смеси протонов и пионов с ядрами свинца (1).

венно разрешимые в калориметре)²⁴. Из этих измерений следует независимость усредненной по многим актам величины

$$\langle K_\gamma \rangle = \sigma^{-1} \int_0^1 x_{\pi^0} \frac{d\sigma_{\pi^0}}{dx_{\pi^0}} dx_{\pi^0}$$

от энергии налетающего адрона вплоть до энергии ~ 30 ТэВ. Здесь σ — эффективное сечение рождения вторичных частиц при энергии налетающей частицы E_0 , $x_{\pi^0} = E/E_0$ — относительная энергия π^0 -мезонов, генерируемых с эффективным сечением $d\sigma_{\pi^0}/dx_{\pi^0}$. Величина $\langle K_\gamma \rangle$ в пион-ядерных столкновениях больше, чем в нуклон-ядерных. Значение $\langle K_\gamma \rangle$ для смеси нуклонов и пионов не противоречит тому, что парциальный коэффициент неупругости $\langle K_\gamma \rangle$ в столкновениях пион-ядро свинца состав-

ляет величину 0,3, и соответственно полный коэффициент неупругости в таких столкновениях близок к единице.

Значительно определенной результат измерения парциального коэффициента неупругости в протон-ядерных столкновениях. Среднее по всему энергетическому интервалу его значение равно $\langle K_y \rangle = 0,18 \pm 0,01$. Постоянство этого значения, помимо постоянства полного коэффициента неупругости, отражает одинаковость состава подавляющей части вторичных адронов во всей изученной области энергий.

Иначе и независимо можно определить величину полного коэффициента неупругости путем анализа совокупности индивидуальных ядерно-

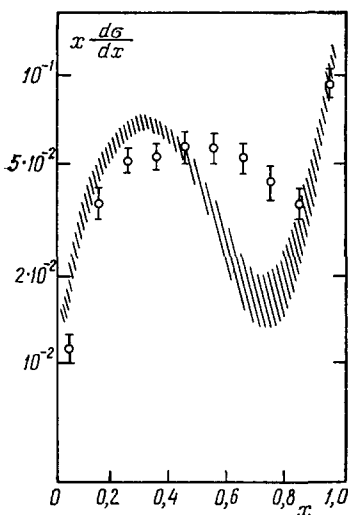


Рис. 7. Вероятность появления лидирующего нуклона с относительной энергией $x = E/E_0 = 1 - k$ для столкновений протонов с ядрами свинца при энергии $\langle E_0 \rangle = 7$ ТэВ.

Кружки — измеренное отношение энергии главного вторичного взаимодействия к полной, заштрихованная полоса — результат после поправки.

5—10 ТэВ показан на рис. 7 заштрихованной полосой²⁵. Получающаяся из приведенного распределения средняя величина полного коэффициента неупругости равна $0,63 \pm 0,02$. Различие этой величины с $3 \langle K_y \rangle = 0,54 \pm 0,03$, если отвлечься от указанных неточностей, объясняется рождением при неупругом столкновении адронов указанной энергии помимо пионов других частиц, что наблюдается и при ускорительных энергиях.

К сожалению, эксперименты со свинцом в качестве мишени не дают ответа, за счет каких процессов и с какой потерей энергии взаимодействующим адроном происходит рост эффективного сечения с увеличением энергии налетающих частиц при столкновениях с легкими ядрами. В полном соответствии с измерениями энергетической зависимости эффективного сечения на легких ядрах и теорией Глаубера увеличение эффективного сечения для столкновений протон-ядро свинца в интервале энергий 0,1—10 ТэВ не превысит 10%. Экспериментальные результаты согласуются с такими оценками, но проанализировать, как меняются инклюзивные спектры

каскадных лавин в свинце ионизационного калориметра. За отправную точку такого анализа принимается, что главный вторичный максимум в индивидуальном распределении ионизации в калориметре связан с взаимодействием лидирующего по энергии вторичного нуклона. Экспериментально наблюдаемое распределение относительных величин энергии взаимодействий частиц, давших главный вторичный максимум, показано на рис. 7. Исходное предположение о том, что главный вторичный максимум обязательно вызван взаимодействием лидирующего нуклона, является лишь первым приближением. Например, один из наиболее энергичных вторичных пионов может дать максимум на каскадной кривой, не меньший, чем от взаимодействия лидирующего нуклона. Есть вероятность также, что взаимодействие лидирующего нуклона произойдет слишком близко к точке первого взаимодействия нуклона в ионизационном калориметре. Эти и другие менее существенные поправки вводятся путем последовательных приближений в моделирование ядерно-каскадных кривых на ЭВМ. Причем их анализ ведется по той же программе, что и данных, полученных экспериментально. Скорректированный инклюзивный спектр лидирующих нуклонов ($P + A = N + \dots$) при начальной энергии протонов

вторичных частиц при таком незначительном росте сечения, не представляется возможным. Следует лишь заметить, что и при энергии 7—10 ТэВ дифракционные процессы в столкновениях протонов с ядрами свинца имеют не меньшее, чем при низких энергиях, эффективное сечение (это видно из роста кривой на рис. 7 при $x \rightarrow 1$).

О зависимости инклюзивного спектра вторичных частиц во фрагментационной части от энергии нуклона, сталкивающегося с легкими ядрами, можно судить по энергетическим спектрам адронов, γ -квантов и мюонов в глубине атмосферы. Они определяются, во-первых, энергетическими спектром и составом первичного космического излучения; во-вторых, — зависимостями от энергии эффективного сечения для неупругого столкновения нуклонов и пионов с ядрами атомов воздуха; в-третьих, — инклюзивными спектрами вторичных адронов, причем существенную роль играет их фрагментационная часть. Последнее связано с тем, что для интенсивности частиц заданной энергии в глубине атмосферы существенна величина

$$\langle (x_\pi)^\gamma \rangle = \sigma^{-1} \int_0^1 (x_\pi)^\gamma \frac{d\sigma_\pi}{dx_\pi} dx_\pi.$$

Показатель степени первичного энергетического спектра $\gamma = 1,7$ усиливает роль больших энергий, т. е. фрагментационной части спектра вторичных частиц. Подобный анализ проводился многими авторами^{22, 26–30}, которые приходили к несколько различающимся выводам о наличии или отсутствии скейлинга во фрагментационной части спектра вторичных частиц при энергиях налетающих адронов 1—100 ТэВ. Причины расхождения связаны с неточностями, а иногда и противоречивостью экспериментальных данных, с тем, что сравнение эксперимента с расчетом проводится лишь по одной из компонент космического излучения. Например, наблюдаемый энергетический спектр мюонов с приблизительно равным успехом может быть получен расчетным путем при использовании как растущего, так и постоянного эффективного сечения для неупругих столкновений²², в предположении скейлинга и при зависящем от первичной энергии инклюзивном спектре вторичных частиц²⁷. На рис. 8 приведено сравнение расчетов²⁹ по различным моделям акта неупругого столкновения (при считаеваемых в настоящее время разумными параметрах акта взаимодействия). Из сравнения следует, что в данном случае экспериментальные погрешности и, тем более, различия между по-разному поставленными экспериментами не позволяют уточнить значения параметров элементарного акта. С другой стороны, такая слабая чувствительность энергетического спектра мюонов к обсуждаемым значениям параметров позволяет использовать интенсивность мюонов разной энергии для восстановления энергетического спектра первичных нуклонов.

Рассмотрим более полную совокупность данных об интенсивности космических лучей в глубине атмосферы. Энергетический спектр и состав первичного космического излучения в интервале энергий 1—10³ ТэВ определены прямыми измерениями, путем анализа данных о широких атмосферных ливнях и по энергетическому спектру мюонов. Эффективное сечение для неупругих столкновений устанавливается по прохождению первичных протонов в глубь атмосферы без взаимодействий. Следовательно, энергетические спектры адронов, фотонов и электронов в глубине атмосферы могут быть использованы для анализа зависимости инклюзивных спектров вторичных адронов от энергии налетающей частицы в актах множественного рождения при столкновениях нуклонов и пионов с ядрами атомов воздуха.

На рис. 9 проводится сравнение экспериментальных данных о потоке электронов и фотонов высокой энергии на высотах гор с расчетом в различных предположениях об инклюзивных спектрах вторичных адронов²⁹. В случае сохранения скейлинга для фрагментационной части все увеличение эффективного сечения отнесено к генерации вторичных частиц в области пионизации, а во фрагментационной части принимается, что $x d\sigma/dx = \text{const}$. Вариант без строгого скейлинга как в пионизационной,

так и во фрагментационной частях спектра описывается инклюзивными спектрами типа Бозе—Планка. В ускорительной области энергий такие спектры в пределах точности эксперимента могут считаться квази-

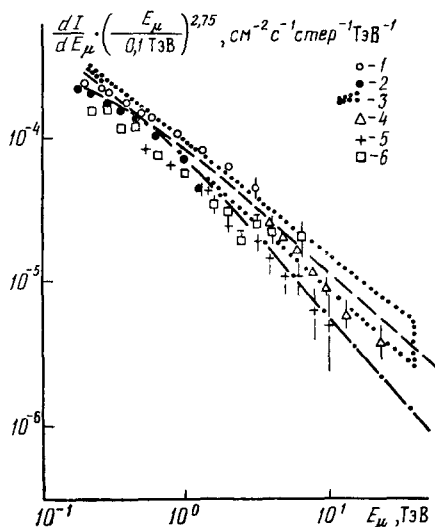


Рис. 8. Дифференциальный энергетический спектр вертикального потока мюонов по экспериментальным данным и расчетам из работы²⁹.

Штриховая кривая — в предположении скейлинга, штрих-пунктирная — при спектре вторичных пионов типа Бозе — Планка. Экспериментальные данные: 1 — из работы³¹, 2 — работа³², 3 — работа³³, 4 — работа³⁴, 5 — работа³⁵, 6 — работа³⁶. По оси ординат отложен спектр, умноженный на $(E_\mu / 0.1 T_3B)^{2.75}$.

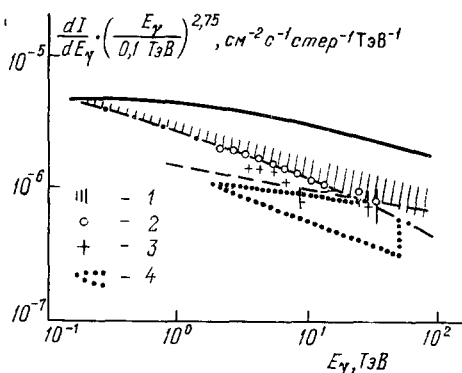


Рис. 9. Дифференциальный спектр электронов и фотонов в атмосфере.

Расчет²⁹ для глубины 600 г/см² в предположении скейлинга — сплошная кривая, для варианта спектра вторичных адронов типа Бозе — Планка — штрих-пунктирная. Расчеты³⁷ в предположении нарушения скейлинга в пионизационной части и сильного роста эффективного сечения даны штрихом. Экспериментальные данные: 1 — глубина в атмосфере 550 г/см² по данным³⁸, 2 — глубина 596 г/см² из работы³⁹, 3 — глубина 700 г/см² по данным⁴⁰, 4 — глубина 650 г/см² по данным⁴¹.

скейлинговыми⁴². В анализах данных по широким атмосферным ливням такая модель используется давно и известна под названием «модель СКР» с зависимостью множественности вторичных частиц от энергии вида $n \sim E^0.25$. Как видно на рис. 9, расчеты с нескейлинговым поведением инклюзивных спектров вторичных частиц как во фрагментационной части, так и в пионизационной близки к экспериментальным данным.

Следует отметить, что было много попыток сблизить экспериментальные данные с расчетами в предположении о сохранении скейлинга, и прежде всего о независимости от энергии налетающего адрона фрагментационной части энергетического спектра вторичных частиц. В расчетах²² для этого предполагалось быстрое увеличение эффективного сечения для неупругих взаимодействий нуклонов с ядрами атомов воздуха, более быстрое, чем это следует из измерений интенсивности первичных протонов в глубине атмосферы¹⁸. Эффективное сечение для пион-ядерных взаимодействий в этих расчетах также завышено. В работе²⁸ для сближения расчетных и экспериментальных данных предполагается уменьшение с ростом энергии роли дифракционных процессов с малыми потерями энергии налетающим нук-

лоном. Такое предположение не соответствует данным²⁵ о взаимодействии протонов с ядрами свинца (см. рис. 7). Наконец, учитывая, что за поток γ -квантов, электронов, адронов с данной энергией в глубине атмосферы ответственны первичные частицы с энергией в 20—100 раз большей, можно предположить влияние на интенсивность γ -квантов и адронов с энергией ~ 10 ТэВ особенностей взаимодействий адронов при энергиях $\sim 10^3$ ТэВ³⁰. Этот вариант заслуживает внимания еще и потому, что ниже будет показано наличие новых процессов в области энергий выше 10^2 ТэВ. Таким образом, суммируя результаты изучения множественной генерации в адронных взаимодействиях при энергиях 1—100 ТэВ, можно сказать, что наблюдаемые в этой области энергии нарушения масштабной инвариантности сводятся к известным из экспериментов на ускорителях фактам роста эффективного сечения столкновения и множественности частиц в пионизационной части инклюзивного спектра. Коэффициент неупругости нуклонов и соответственно фрагментационная часть их инклюзивного спектра не меняются с ростом энергии налетающего нуклона. Изменения фрагментационной части инклюзивных спектров вторичных пионов, если и имеются, то незначительные. Состав вторичных адронов в своей основной и по числу и по потоку энергии части постоянен: пионы, каоны и нуклоны. Доля каонов, определяемая²⁶ по угловому распределению мюонов в $\sim 15\%$, согласуется и с ускорительными данными и с отмеченным выше различием значений $3 \langle K_{\gamma} \rangle$ и $\langle K \rangle$.

5. МОЖНО ЛИ ЭКСТРАПОЛИРОВАТЬ НАБЛЮДАЕМЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОЦЕССА МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ НА ОБЛАСТЬ ЭНЕРГИЙ 10^2 — 10^5 ТэВ?

Рост эффективного сечения, соответствующий предельному для протон-протонных столкновений $\sigma_{pp} = a + b \ln^2 s$, инклюзивные спектры вторичных частиц, изменяющиеся с ростом энергии взаимодействующих частиц в согласии с длительно используемой для анализа широких атмосферных ливней моделью СКР,— все это побуждает к консервативному подходу при экстраполяции характеристик процесса множественного рождения адронов с области энергий ниже 100 ТэВ на область энергий 10^2 — 10^5 ТэВ. Однако в космических лучах со свойственной им неоднозначностью интерпретаций противоречия между экспериментом и ожидаемым результатом более информативны, чем отсутствие таковых. Поэтому кажется предпочтительнее учесть прежде всего те новые стороны процессов множественного рождения, которые выявляются при энергиях ~ 100 ТэВ и выше.

Особенности картины неупругих столкновений нуклонов и ядер при энергиях выше 100 ТэВ отмечались при анализе результатов изучения состава широких атмосферных ливней довольно давно. Качественно, диспропорции в различных компонентах ливня сводились к диспропорции в энергии, передаваемой в различные компоненты ливня по сравнению с ожидаемым распределением при нуклон-пионном составе ядерного каскада. Преимущественное образование электронно-фотонной компоненты было условно названо «гамманизацией»⁴³.

Отличие от ожидаемого при образовании электронно-фотонной компоненты и мюонов в ливне можно видеть в том, что зависимость множественности вторичных частиц от энергии вызвавшей ливень первичной частицы оказывается различной при разных способах ее экспериментального определения. Если эту зависимость определять по числу мюонов в ливнях с различным числом электронов на данном уровне наблюдения, то она должна быть близка к $n \sim E^{1/4}$. Однако если оценивать множественность вторичных пионов по высоте максимума электронно-фотонной компоненты

ливня, то экспериментальным данным лучше соответствует зависимость типа $n \sim E^{1/2}$ (рис. 10). Чтобы устранить это противоречие, нужно предположить, что число нейтральных пионов в акте множественной генерации не равно половине заряженных или имеются другие каналы передачи энергии от первичных нуклонов в электронно-фотонный каскад ливня.

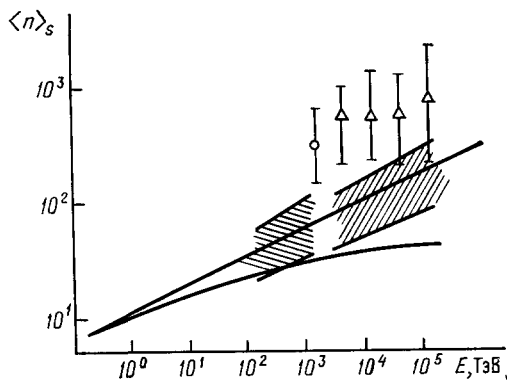


Рис. 10. Зависимость множественности вторичных пионов от энергии сталкивающегося адрона по данным о высоте максимума развития электронной компоненты широких атмосферных ливней (точки с указанными ошибками) и по числу мюонов в ливне с данным числом электронов на уровне наблюдения (заштрихованные полосы).

Аппроксимационные кривые: нижняя — в предположении скейлинга, прямая — $n \sim E^{1/2}$.

Качественный характер изменения картины процесса множественного рождения при увеличении энергии сталкивающихся адронов можно видеть в изменении среднего поперечного импульса вторичных частиц. Для области энергий ниже 100 ТэВ характерна слабая зависимость величины поперечного импульса от энергии. Этот установленный во многих экспериментах результат, возможно, связан с периферическим характером неупругих

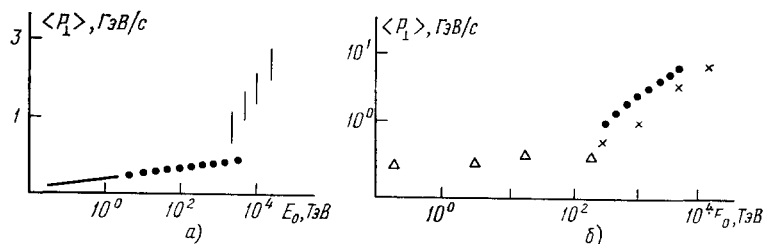


Рис. 11. Зависимость средних поперечных импульсов вторичных адронов от энергии сталкивающегося нуклона: а) из работы ⁴⁴, б) из работы ⁴⁵.

столкновений и большой ролью пионов на конечных стадиях разлета кластеров. В области энергий выше 100 ТэВ различные авторы ⁴⁴, ⁴⁵ путем анализа пространственного распределения адронов в широких атмосферных ливнях показывают не только большие значения средних поперечных импульсов вторичных адронов, но и их дальнейший существенный рост с увеличением энергии сталкивающихся частиц (рис. 11). Поперечные импульсы будут обсуждаться в следующем разделе более детально.

Энергетический порог качественного изменения процесса генерации вторичных частиц наглядно проявился в экспериментах по исследованию поглощения адронных каскадов в свинце для различных начальных энергий ⁴⁶. Поскольку усредненное поглощение энергии нуклонной компоненты в адронном каскаде характеризуется пробегом поглощения $\leq \lambda/K = 2\lambda$, а при неупругом столкновении пионов две трети энергии остается в пионной лавине, то поглощение адронного каскада в целом определяется поглощением пионной лавины с пробегом $L \leq \lambda'/0,33 = 3\lambda'$; здесь λ' —

пробег для взаимодействия пиона в свинце. Это упрощенное рассмотрение подчеркивает то обстоятельство, что пробег поглощения адронной лавины при любой начальной энергии ограничивается необратимыми потерями энергии на образование электронно-фотонной компоненты лавины, если сохраняется нуклон-пионный характер ядерного каскада. В действительности имеется целый ряд осложняющих факторов. Быстрая деградация энергии пионов в лавине приводит к тому, что поглощение не может быть описано экспонентой. Значительная часть энергии адронной лавины затрачивается на ядерные расщепления. В ядерном каскаде участвуют также и каоны.

Так как роль указанных факторов зависит от начальной энергии лавины, то поглощение лавины зависит от начальной энергии и меняется с глубиной поглотителя, в котором развивается лавина. Основная особенность лавин, позволяющая достаточно надежно проанализировать их поглощение при различных начальных энергиях, связана с тем, что все

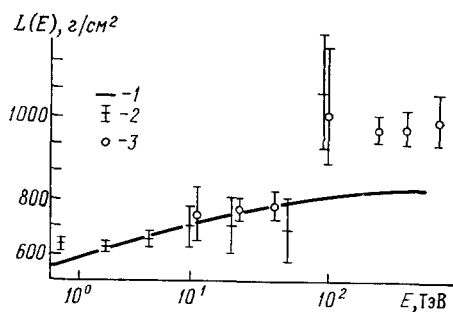


Рис. 12. Зависимость пробега поглощения адронной лавины в свинце ионизационного калориметра от начальной энергии адронной лавины.

Кривая 1 — ожидаемая зависимость, 2 — экспериментальные данные об одиночных адронах, 3 — стволы широких ливней.

адроны лавины имеют энергии меньше (а большинство из них — много меньше) энергии нуклона или пиона, вызвавших лавину. Тем самым свойства частиц, составляющих лавину, известны. Сохранение или изменение этих свойств при увеличении энергии нуклонов и пионов прослеживается путем последовательного анализа лавин со все возрастающими начальными энергиями.

На рис. 12 показано сравнение экспериментальных данных о поглощении лавин при различной начальной энергии с расчетом, в котором учтены конкретные условия эксперимента⁴⁷. Уменьшение поглощения адронных лавин при энергии начальных адронов ≥ 100 ТэВ означает существенное в энергетическом отношении изменение состава вторичных частиц, генерируемых в неупругих столкновениях адронов с ядрами свинца при увеличении энергии до 100 ТэВ. Минимальная оценка энергии, уносимой «новыми» частицами, может быть сделана по наблюдаемому избытку ионизации в глубине калориметра по сравнению с расчетной при обычном нуклон-пионном составе лавины. Полученная таким путем величина составляет $> 15\%$ энергии адрона, образовавшего лавину. Трудно предположить, что концентрация энергии на одной вторичной частице превышает 50% энергии первичного адрона. Соответственно эффективное сечение для рождения новых частиц оценивается величиной $> 0,3 \sigma$, где σ — эффективное сечение для неупругого столкновения адронов с ядрами. Для объяснения наблюдаемого замедленного поглощения лавин нужно предполагать, что новые частицы имеют в несколько раз меньшую величину эффективного сечения для неупругих столкновений с ядрами свинца и (или) меньшее значение коэффициента неупругости. Из известных частиц такие свойства можно предполагать у чармированных частиц⁴⁸.

Образование новых частиц с большим эффективным сечением существенно отличает неупругие столкновения в области энергий ≥ 100 ТэВ от взаимодействий адронов при меньших энергиях.

6. ЗАВИСИМОСТЬ ПОПЕРЕЧНЫХ ИМПУЛЬСОВ, ВТОРИЧНЫХ АДРОНОВ ОТ ЭНЕРГИИ СТАЛКИВАЮЩИХСЯ ЧАСТИЦ

Как уже отмечалось, для широкой области энергий неупругих столкновений адронов характерна очень слабая зависимость поперечных импульсов вторичных частиц от энергии налетающей частицы. Экспериментальные указания на наличие значительного числа случаев с большими поперечными импульсами во взаимодействиях при энергиях $\sim 10^3$ ТэВ были получены при исследованиях структуры центральной части широких атмосферных ливней^{49, 50}. Эксперименты показали, что часть широких атмосферных ливней имеет не один ствол, соответствующий максимальной концентрации потока частиц вокруг оси ливня, а два и более стволов, отстоящих друг от друга на расстояния ~ 1 м. Нетрудно оценить, что, если расхождение между стволами отнести за счет углов разлета нейтральных пионов или нуклонов в первом акте на высоте ~ 20 км над уровнем наблюдения, то нужно предположить заметную вероятность появления поперечных импульсов ~ 10 ГэВ/с. Конечно, на отклонения лидирующих, наиболее энергичных адронов широкого атмосферного ливня от оси накладываются последующие взаимодействия. При этом энергия адронов становится значительно меньше, но и расстояние до уровня наблюдения, на котором при заданном угле вылета частицы набирается отклонение от оси ливня, также становится меньше. Весьма доскональный анализ экспериментальных данных и сравнение с расчетами привели группу австралийских физиков к выводу, что единственно возможным объяснением наблюдаемой картины многоствольных ливней является предположение о появлении больших поперечных импульсов во взаимодействиях нуклонов при энергиях $\sim 10^3$ ТэВ и увеличении поперечных импульсов по мере роста энергии первичных частиц⁵¹. Однако, хотя прошло около десяти лет с тех пор, как сделан этот вывод, отраженный на рис. 11, проблема зависимости поперечных импульсов от энергии взаимодействующих частиц остается спорной. Объективные трудности в использовании экспериментальных данных о многоствольных ливнях сводятся к двум неопределенностям эксперимента: какую энергию следует приписать каждому подстволу и каковы критерии выделения многоствольных ливней? Критерии многоствольности в большой степени зависят от методики эксперимента, и в зависимости от характеристик самой установки доля многоствольных ливней в различных экспериментах меняется в несколько раз. Как следствие изменения доли многоствольных ливней меняются оценки эффективного сечения для генерации частиц с большими поперечными импульсами.

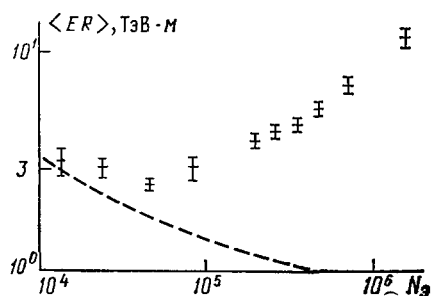
Первую из отмеченных трудностей определяет связь между числом электронов в стволе ливня в радиусе нескольких десятков сантиметров и энергией первичного γ -кванта, породившего ствол. Она сильно зависит от пути в атмосфере. Определение возраста ливня в пределах указанных расстояний также ненадежно. Энергия, сосредоточенная в стволе электронно-фотонного ливня, составляет небольшую часть энергии всего потока частиц на уровне наблюдения и еще меньшую часть энергии первичной частицы. Все это осложняется наличием в ливне адронов высокой энергии, которые могут генерировать электронно-фотонные каскады вблизи уровня наблюдения. Поток энергии и частиц в таких каскадах может быть сосредоточен в круге небольшого радиуса, и если такие каскады ошибочно принять за ствол электронно-фотонного каскада, пришедшего с большой

высоты, то ошибка в начальной энергии может стать десятикратной. Неоднородное распределение вещества над установкой, связанное с конструкцией здания, где размещается установка, также способствует возможности таких ошибок.

Описанные выше трудности менее характерны для исследований отклонения адронов высокой энергии от оси ливня. Большие, по сравнению с электромагнитными, углы разлета адронов в актах генерации, множественный характер генерации приводят к тому, что адроны заданной энергии эффективно регистрируются из взаимодействий с небольших высот над уровнем наблюдения, а наибольший вклад в отклонение адрона от оси ливня дает угол вылета при его генерации. Сумма отклонений предыдущих взаимодействий при независимом от энергии распределении поперечных импульсов не превышает 50% полного отклонения от оси ливня. Экспериментальные исследования⁴⁵ пространственного распределения адронов в широких атмосферных ливнях показали, что данные об адронах с энергией $\lesssim 0,2$ ТэВ не противоречат независимости распределения

Рис. 13. Зависимость среднего произведения $\langle ER \rangle$ от числа электронов в ливне N_e .

Здесь E — энергия адрона, R — его расстояние от оси ливня. Кривая — ожидаемая зависимость. Первичная энергия частицы, вызвавшей ливень, $E_0 \approx 2 \cdot 10^{-3} N_e$ ТэВ.



поперечных импульсов вторичных адронов от энергии первичной частицы. Это означает, с учетом замечания о роли последнего столкновения и энергии наблюдаемых адронов, независимость или слабую зависимость среднего поперечного импульса в интервале энергий взаимодействующего с ядром атома воздуха адрона 0,2—10 ТэВ. Экспериментальные данные о пространственном распределении адронов с энергией выше 1 ТэВ нуждаются для своего объяснения в предположении о росте среднего поперечного импульса, как это показано на рис. 11. Наглядным пояснением этого результата, как и наличия энергетического порога для наблюдаемого роста поперечных импульсов, может служить рис. 13 из доклада⁵². Следовало бы ожидать уменьшения среднего произведения отклонения адрона от оси ливня R на энергию адрона E с увеличением мощности ливня (т. е. энергии первичной частицы). Действительно, адроны заданной энергии образуются на тем больших глубинах в атмосфере, чем выше энергия первичной частицы. В отличие от предсказываемой зависимости, измерения показывают рост произведения $\langle ER \rangle$, начиная с энергии первичной частицы ~ 100 ТэВ/нуклон.

Вместе с тем, необходимо отметить, что делать вывод о все возрастающем с ростом первичной энергии значении среднего поперечного импульса на основании рис. 12 было бы преждевременным, так как сложный состав первичного космического излучения расширяет область пороговых эффектов, когда все большая доля первичных частиц, вызвавших ливень с данным числом электронов, имеет энергию $\gtrsim 100$ ТэВ/нуклон.

Более непосредственно исследовано распределение поперечных импульсов с помощью ядерных фотоэмульсий и рентген-эмульсионных камер. На рис. 14 представлены результаты измерений в ядерных эмульсиях

для энергий взаимодействующих адронов ~ 20 ТэВ ⁵³ и в рентген-эмульсионных камерах ¹ для семейств γ -квантов с первичной энергией ~ 100 ТэВ. Все распределения поперечных импульсов умножены на $\exp(6p_\perp)$, где p_\perp — величина поперечного импульса. Подобные друг другу кривые $\sim p_\perp \exp(-5p_\perp)$ соответствуют распределению поперечных импульсов при энергии налетающего протона $\sim 0,2$ ТэВ, полученных с помощью пузырьковой камеры ⁵⁴. Сравнение пока-

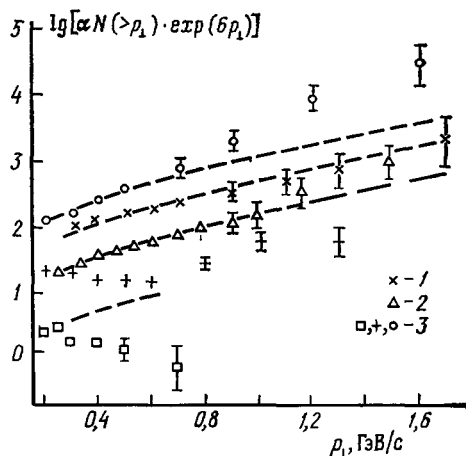


Рис. 14. Распределения поперечных импульсов при энергиях налетающего адрона $E_0 \approx 20$ ТэВ (1) и $E_0 \approx 100$ ТэВ (2) без дополнительной выборки.

Данные с дополнительными критериями, соответствующие Н-квантам, SH-квантам, УН-квантам при $E_0 \approx 100$ ТэВ, представлены (3) в той же последовательности.

зывает, что в интервале поперечных импульсов 0,2—2 ГэВ/с при изменении первичной энергии от ускорительной $\sim 0,2$ ТэВ до энергий ~ 100 ТэВ не наблюдается значимых изменений распределения поперечных импульсов вторичных пионов. Анализ данных эксперимента «Памир» привел к выводу, что и при больших энергиях (~ 1000 ТэВ) не обнаруживается заметного роста поперечных импульсов γ -квантов ⁵⁵.

Можно было бы говорить о противоречии между результатами исследования поперечных импульсов вторичных адронов методом широких атмосферных ливней и методом рентген-эмульсионных камер, если бы экспериментальные данные в рентген-эмульсионных камерах, в свою очередь, не давали неоспоримых случаев регистрации актов множественной генерации с большими поперечными импульсами у вторичных частиц.

Наилучший случай из класса событий, который называют «кентаврами», имеет высоту генерации 50 ± 15 м над уровнем наблюдения. Средний поперечный импульс адронов (предположительно нуклон-антинуклонных пар) оценивается ¹ как $\langle p_\perp \rangle = 0,35/K$ ГэВ/с, где $K \approx 0,2 - 0,33$. В экспозиции рентген-эмульсионной камеры на горе Фуджи зарегистрирован случай группы адронов с суммарной энергией $\geq 4 \cdot 10^8$ ТэВ («Титан») ⁵⁶. Поперечные импульсы между адронами группы составляют 1,7—2 ГэВ/с. Франко-японской группой исследователей неупругих адронных столкновений с помощью рентген-эмульсионных камер на самолете обнаружен случай адронного взаимодействия в конструкциях самолета в 2,2 м от камеры ⁵⁷. Вторичные частицы здесь группируются в четыре группы. Расхождение между ними соответствует поперечным импульсам более 1 ГэВ/с. В экспериментах на Чакалтае среди совокупности семейств γ -квантов выделены случаи пар генетически связанных семейств, названные близнецами и бинокулярными событиями ⁵⁸. Поперечный импульс между струями, ответственными за такие события, превышает 10 ГэВ/с. Анализ азимутального распределения в семействах γ -квантов по данным эксперимента «Памир» выявляет «струйную» структуру у части семейств со значениями поперечных импульсов между струями в несколько ГэВ/с ⁵⁹.

Перечисление всех этих разрозненных и весьма разношерстных случаев регистрации групп γ -квантов и адронов с большими поперечными импульсами можно было бы продолжить. Их суммарная частота появления превышает 10% эффективного сечения для неупругого столкновения адронов с ядрами атомов воздуха. Достаточно ли этого для интерпретации

экспериментальных данных ^{45, 52} о больших поперечных импульсах адронов в широких атмосферных ливнях, трудно сказать без специальных расчетов.

В настоящее время все эксперименты, нацеленные на исследование больших поперечных импульсов, подтверждают наличие случаев с большими (больше 1 ГэВ/с и даже десятки ГэВ/с) импульсами. Распределение поперечных импульсов по величине может быть описано ⁶⁰ как $\sim p_{\perp}^{-4}$. Противоречия в выводах ⁴³ различных измерений начинаются при попытках оценить величину сечения для генерации частиц с большими поперечными импульсами. Если наблюдаемое при поперечных импульсах < 1 ГэВ/с экспоненциальное распределение для пионов при больших импульсах постепенно переходит в степенное типа $\sim p_{\perp}^{-4}$, то абсолютные и относительные (как на рис. 15) эффективные сечения для больших значений поперечных импульсов невелики. В этом случае среднее значение поперечного импульса определяется экспоненциальной частью распределения. Однако на таком пути нельзя найти объяснения ни экспериментальным данным ^{45, 52}, ни случаям с большими поперечными импульсами, наблюдаемым в рентген-эмульсионных камерах ⁵⁶⁻⁵⁹. По-видимому, образование адронов с большими поперечными импульсами следует связывать с отдельными случаями генерации энергетически выделенных частиц с большими отклонениями от направления первичной частицы, струями и прочими особыми событиями.

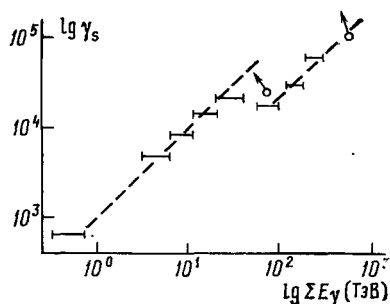


Рис. 16. Зависимость лоренц-фактора γ_s центра симметричного разлета γ -квантов семейства от суммарной энергии γ -квантов ⁶⁴.

(Стрелками указано смещение данных об отдельных семействах, если предполагать, что γ -кванты образуются в двух кластерах.

от фэйрбола состоит только в том, что фэйрболам не приписывалось определенной массы. Подтверждение фиксированной массы Н-кванта усматривалось в пропорциональности между γ_s , определяемом из $\ln \gamma_s = -\langle \ln \tan \theta_i \rangle$, и суммарной энергией γ -квантов в семействе $\sum E_i$ (рис. 16); здесь θ_i — угол между направлением вылета i -го γ -кванта и энергетически

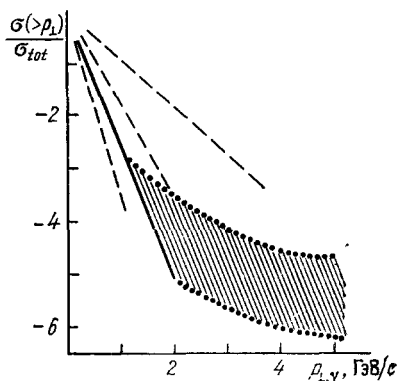


Рис. 15. Распределение поперечных импульсов γ -квантов.

Сплошная прямая: $\sim e^{-6p_{\perp}}$, прямые штрихом соответствуют группировкам по Н-, SH-, УН-квантам ($\sim e^{-8p_{\perp}}$, $\sim e^{-4p_{\perp}}$ и $\sim e^{-2p_{\perp}}$), пунктиром показано распределение вида $\sim p_{\perp}^{-4}$.

7. Н-КВАНТЫ, SH-КВАНТЫ, КЕНТАВРЫ, БЛИЗНЕЦЫ И Т. Д.

Анализ значительной части зарегистрированных в рентген-эмульсионных камерах семейств γ -квантов и адронов космического излучения ведется с точки зрения гипотезы об Н-квантах, и, обсуждая экспериментальные данные о множественном рождении при энергии налетающих адронов выше 100 ТэВ, нельзя не затронуть эту гипотезу. Само отличие Н-квантов было введено в работе ⁶¹, и оно означало некое промежуточное состояние в процессе множественного рождения адронов. Отличие Н-квантов

взвешенным направлением всех γ -квантов семейства. Если считать, что все наблюдаемые γ -кванты образуются в едином кластере, то масса кластера, перешедшая в γ -кванты, составит $\sum E_i/\gamma_s = 1,3 \text{ ГэВ}/c^2$. Полная масса должна быть в три раза больше, если принять равновероятное рождение пионов с различным зарядом. Однако флуктуации в распределении энергии между заряженными и нейтральными пионами и выборка событий при убывающем энергетическом спектре космических лучей уменьшают массу до $2,6 \text{ ГэВ}/c^2$ ⁶². Наивысший взлет гипотеза об Н-квантах в приложении к анализу данных о семействах γ -квантов на рентгеновских пленках получила в период, когда по мере накопления статистики появились данные о семействах γ -квантов большей множественности и более высокой суммарной энергии. Эти семейства выпали из ранее установленной пропорциональности между γ_s и $\sum E_i$ и тем самым соответствовали большей массе кластеров (SH-кванты). Обнаруженное в то же время семейство γ -квантов очень большой энергии «Андромеда»⁶³ позволило предположить существование еще более тяжелых кластеров, УН-квантов. В конечном итоге вырисовывалась такая картина: Н-кванты, SH-кванты и УН-кванты с массами 2,6, 30 и 200 $\text{ГэВ}/c^2$ эффективно образуются в соответствующих

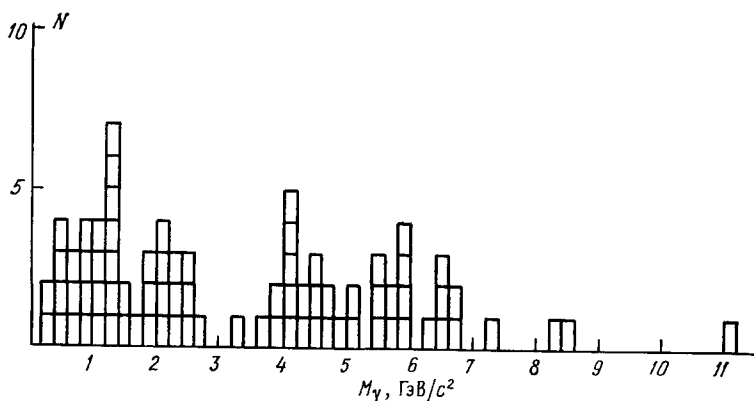


Рис. 17. Распределение по массам «в γ -квантах» кластеров из работы¹.

интервалах энергии сталкивающихся адронов, поперечные импульсы γ -квантов в таких классах семейств распределены экспоненциально ($\sim \exp(-p_\perp/p_0)$) с соответствующими значениями параметра p_0 : 125, 250 и 500 $\text{ГэВ}/c$.

Для того чтобы убедиться в реальности такой картины, необходимо установить квантованность значений массы Н-, SH- и УН-квантов при независимости выборки событий от величин поперечных импульсов γ -квантов в семействе. Масса УН-квантов неопределенна, так как немногие события, отнесенные к этому классу, весьма разнородны. Экспериментально полученное распределение по массам (в γ -квантах M_γ) для Н- и SH-квантов приведено на рис. 17. Наиболее существенная деталь этого распределения — малое число случаев с массами 3—4 $\text{ГэВ}/c^2$. Однако ни статистическая обеспеченность этого распределения, ни точность определения массы кластера в индивидуальных случаях не позволяют считать доказанной дискретность значений масс Н-, SH- и УН-квантов. Более того, зачастую события, относимые по значению своей массы к SH-квантам, при анализе методом диаграмм Даллера и Уокера следовало бы отнести к случаям наблюдения двух кластеров, а не одного⁶⁴.

Группировка по массам анализируемых струй множественной генерации сначала производилась по соотношениям между лоренц-фактором центра симметрии и суммарной энергией γ -квантов. Позже использовались соотношения Шибата ⁷⁵, которые более полно учитывали всю экспериментально имеющуюся информацию. В настоящее время в работах японо-бразильского сотрудничества применяют более наглядное разделение событий по типам Н-, SH- и УН-квантов (рис. 18). Однако в правой части, где данные различных семейств наиболее различаются, ординаты пропорциональны произведению $n \langle p_{\perp} \rangle$ (n — число γ -квантов в семействе) и после группировки по этому признаку, различие распределений

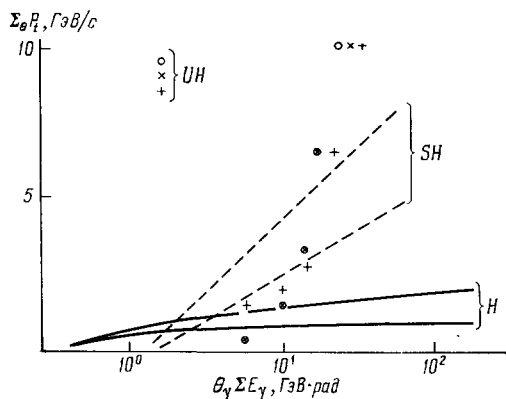


Рис. 18. Способ группировки семейств γ -квантов по классам Н-квантов, SH-квантов и УН-квантов в работах ¹.

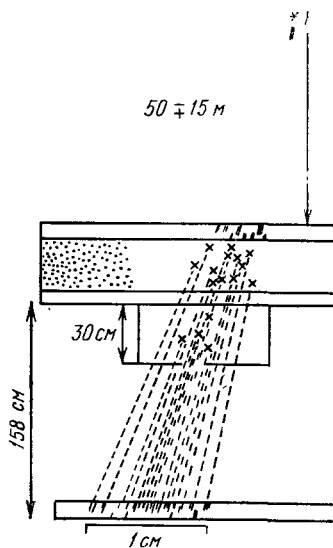


Рис. 19. Кентавр I, образовавшийся на высоте ~ 50 м над рентген-эмульсионной камерой и содержащий 49 наблюдаемых адронов, которые испытали столкновения, главным образом, с легкими ядрами углеродной мишени и деревянной балки под верхним блоком ¹.

импульсов p_{\perp} у Н-, SH-, УН-квантов не может быть независимым подтверждением реальности таких объектов, так как отражает критерий выборки. Кстати, распределения поперечных импульсов на рис. 14 для Н-, SH- и УН-квантов характерны тем, что наибольшее отличие от общего усредненного распределения поперечных импульсов имеют не УН-кванты, а Н-кванты с меньшими, чем в среднем, поперечными импульсами. Не выделяет ли выборка Н-квантов акты дифракционного рождения пионов?

Вместе с тем индивидуальный анализ событий множественного рождения, зарегистрированных в рентген-эмульсионных камерах, позволил обнаружить еще ряд интересных случаев множественной генерации при энергиях налетающих адронов ~ 1000 ТэВ. Наибольшую известность получили так называемые «кентавры». Схема первого и наиболее эффектного из наблюдаемых кентавров показана на рис. 19. Главная особенность кентавров — это отсутствие в адронной струе, приходящей из атмосферы в рентген-эмульсионную камеру, нейтральных пионов, в должной для процессов множественной генерации пропорции. Было найдено несколько таких событий (табл. II), и это позволяет утверждать, что особенности кентавров не могут быть объяснены флуктуациями обычных актов множественной генерации адронов. Отсутствие π^0 -мезонов в струе адронов разительно выделяет эти события на фоне обычных флуктуаций

состава вторичных частиц, что при анализе кентавра (рис. 19) специально проверялся порядок сборки и разборки рентген-эмульсионной камеры с тем, чтобы исключить предположение о попадании зарегистрированной струи в рентген-эмульсионную камеру во время монтажа установки. Впрочем, против такого предположения говорит наличие в верхнем блоке каскадов, продолжающихся в нижнем блоке.

Таблица II

Обозначение событий	I (15)	II (17)	III (17)	IV (17)	V (16)
Число адронов, наблюдаемых в РЭК (рентген-эмульсионной камере)	49	32	37	38	31
Число каскадов, связываемых с электронами и γ -квантами над РЭК	1	0	17	51	31
Высота акта генерации, м	50	80	230	500	400
Ожидаемое число γ -квантов из вторичных взаимодействий в атмосфере	4	13	30	47	32
Число γ -квантов, связанных с начальным актом образования «кентавра»	—	—	—	4	—
Число адронов в акте образования «кентавра»	74	71	76	90	63
Полная оцениваемая энергия, ТэВ	330	370	350	340	350
Измеренная в РЭК энергия, ТэВ	270	200	270	290	280

Характеристики кентавров по экспериментам ¹ приведены в табл. II. Нумерация событий соответствует всем публикациям данных об этих кентаврах. Число в скобках указывает номер рентген-эмульсионной камеры в экспозициях на Чакалтае (5220 м над уровнем моря). Все электронно-фотонные каскады, струи, образовавшиеся в свинце нижней камеры (см. рис. 19), в углеродной мишени и деревянных конструкциях под ней или в свинце верхней камеры на глубине более 10 каскадных единиц, а также струи, начинающиеся в верхней камере, но имеющие два максимума в своем развитии по глубине, считались адронами. Каскады, связываемые с электронами и γ -квантами, включают в себя как явные случаи ливней из атмосферы, так и значительную часть струй в верхней камере, из числа недостаточно определенных, когда струи не связываются с взаимодействием адрона в свинце верхней камеры.

Высоту образования кентавра можно было определить по углу расхождения струй только для события I (15). В остальных случаях она оценивалась по пространственному распределению струй в предположении единого для всех кентавров распределения поперечных импульсов, которое получено для кентавра I (15) со средним значением $\langle p_{\perp} \rangle = 1,7 \pm 0,7$ ГэВ/с. Ожидаемое число γ -квантов (электронов) из вторичных взаимодействий в атмосфере оценивается в предположении обычной наблюдаемой картины образования семейств γ -квантов адронами, высоты и числа адронов в данном кентавре. Разность между такой оценкой и наблюдаемым числом γ -квантов из атмосферы дает число γ -квантов от π^0 -мезонов, возникших в начальном акте образования кентавра над установкой. Полное число адронов в акте образования кентавра оценивается по наблюдаемому числу струй в установке с учетом эффективности регистрации адронов в рентген-эмульсионной камере и вероятности их взаимодействий в атмосфере на пути от акта генерации до уровня наблюдения. Полная энергия взаимодействия определяется по полному числу адронов и наблюдаемому энергетическому спектру адронов в кентавре.

Авторы работ о кентаврах ^{1, 62, 65} считают возможным интерпретировать эти события как тяжелые фейрболы с массой ~ 230 ГэВ/с², распадающиеся на барионы и антибарионы. При этом близость масс кентавров

и УН-квантов позволяет авторам такой интерпретации усматривать параллелизм в этих явлениях и говорить о различии лишь в модах распада: обычный пионный разлет фэйрбола в случае УН-кванта и барион-антибарионный у кентавров. При таком подходе SH-квантам ставятся в соответствие так называемые миникентавры, отличающиеся от кентавров меньшим числом адронов и меньшей суммарной энергией. Однако выделение миникентавров на фоне флуктуаций в составе отдельных семейств γ -квантов и адронов представляется менее убедительным.

Экспериментальный факт генерации больших групп адронов с крайне незначительной долей γ -квантов (π^0 -мезонов) очень трудно поставить под сомнение, тем более, что такие аномальные группы адронов, но с меньшей частотой, наблюдались и в других экспериментах.

Вопрос об интерпретации кентавров весьма неоднозначен. Параллелизм между УН-квантами и кентаврами оставим в стороне, так как в реальности Н-, SH- и УН-квантов пока что уверенности нет. отождествление кентавров с тяжелыми фэйрболами основано исключительно на анализе кентавра I(15), пока что на единственном событии, в котором высоту генерации адронов можно определить без предположений о характеристиках акта генерации, опираясь лишь на пространственное расхождение наблюдаемых адронов. Две струи кентавра I(15) хорошо прослеживаются в верхнем и в нижнем блоке рентген-эмульсионной камеры, при этом расстояние между пятнами в нижнем блоке на $0,25 \pm 0,05$ мм больше, чем в верхнем. С учетом расстояний между блоками и между струями, составляющими пару, высота точки образования этой пары получается равной 50 ± 15 м. Статистически более представлены, но менее точно измеряются расхождения пар струй в нижнем блоке рентген-эмульсионной камеры. Распределение получающихся высот генерации h с учетом точности определения этой высоты Δh приведено на рис. 20. Высота 50 ± 15 м слабо

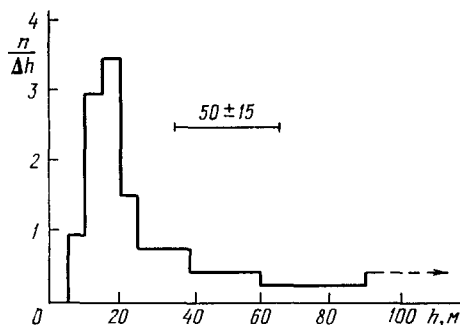


Рис. 20. Распределение высот точек геометрического схождения пар каскадных струй, принимаемых за точки генерации по данным нижнего блока рентген-эмульсионных камер для кентавра I.

Δh — ошибка в определении высоты. Высота генерации 50 ± 15 м определена по паре каскадов, наблюдаемой и в верхнем, и в нижнем блоке камер.

представлена в этом распределении: 9 пар струй соответствуют высоте образования ниже 25 м, 7 — выше 90 м. Таким образом, предположение о том, что наблюдаемые в событии кентавр I адроны образуются в изотропно разлетающемся фэйрболе на высоте ~ 50 м, плохо согласуется с распределением по высоте точек схождения адронных пар (см. рис. 20). С этим предположением не согласуются и величины поперечных импульсов адронов в центральной и периферийной частях семейства адронов. Если бы все или подавляющее число адронов семейства кентавр I генерировалось в одном взаимодействии на высоте 50 м из изотропно распадающегося кластера, то средние значения поперечных импульсов вблизи центра семейства и на периферии должны были бы быть одинаковыми. На опыте более близкие к центру адроны имеют в среднем вдвое меньший поперечный

импульс, чем адроны, удаленные от центра семейства. Такое различие означает либо пока что не наблюдавшуюся анизотропию разлета в системе покоя кластера с преимуществом по импульсам для частиц, вылетающих под большими углами к направлению сталкивающихся частиц, либо генерацию адронов на разных высотах.

В заключение изложения вопроса о кентаврах необходимо отметить, что высказанные выше аргументы против интерпретации кентавров как особых распадов тяжелых фэйрболов (УН-квантов) еще более подчеркивают особенность наблюдаемого явления. Неоднократность генерации группы адронов необычного состава (без π^0 -мезонов) существенно уменьшает вероятность того, что такие группы образуются путем множественной генерации в актах неупругих столкновений адронов. Более вероятно, что кентавры являются результатами каскада распадов на барионы и антибарионы тяжелых частиц с временами жизни 10^{-11} — 10^{-12} с.

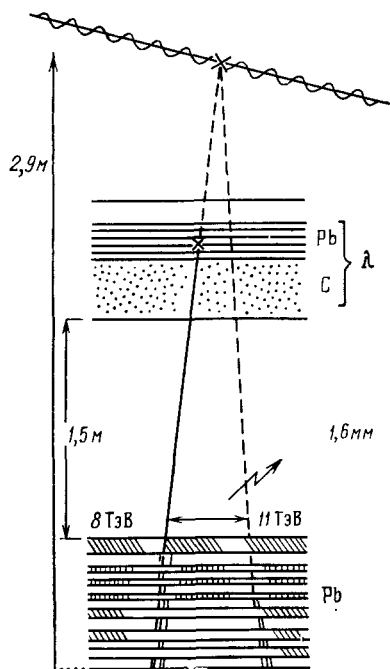


Рис. 21. Бинокулярное событие «Pollux—Castor» из работы ⁶⁶.

Другим типом особых событий, наблюдаемых в рентген-эмульсионных камерах, являются так называемые бинокулярные события ⁶⁶. Для бинокулярных событий характерно наличие двух обычных семейств γ -квантов, отстоящих друг от друга на расстоянии ~ 20 см при разбросе γ -квантов внутри каждого семейства в пределах 1—3 см. Общая картина событий напоминает о струях с большими поперечными импульсами ⁶⁷, связываемых с жестким рассеянием кварков сталкивающихся адронов. Однако прямое перенесение на рассматриваемое явление ускорительных данных о таких струях не может объяснить сколь-либо заметную долю бинокулярных событий ¹. Это обстоятельство побуждает авторов работ ¹, ⁶⁶ в поисках новых интерпретаций бинокулярных событий предположить гипотезу «близнецов», согласно которой во взаимодействиях адронов при обсуждаемых здесь энергиях с вероятностью $\sim 10\%$ образуется некая «двойная» частица с массой 16—24 ГэВ/ c^2 , распадающаяся с малым временем жизни

на два бариона при высокой энергии распада, что дает большие поперечные импульсы (~ 10 ГэВ/ c) у барионов. Здесь вместо барионов исключается возможность быстрого электромагнитного распада адронов пары. Барионы, испытывая неупругие столкновения с ядрами атомов воздуха на высоте ≤ 500 м над установкой, образуют обычные семейства γ -квантов. Эти значения параметров гипотезы близнецов соответствуют наблюдаемым в эксперименте энергиям семейств и расстояниям между семействами. Указанием на то, что в распаде начальной частицы образуются одиночные адроны, служат отдельные случаи, когда парой для семейства γ -квантов оказывается одиночная струя. Таким же указанием служит и случай образования барионов-близнецов в крыше над рентген-эмульсионной камерой (рис. 21).

В целом анализ рентген-эмульсионных данных в предположении образования вторичных адронов в кластерах-фэйрболах схематизирует эксклюзивную группировку событий. Таким путем авторы работ ¹ груп-

пируют почти все события множественной генерации адронов в сверх-ускорительной области энергий.

Малые струи — *Mirim*, как их называли в работе ⁶⁵, или *H*-кванты, — отражают экстраполяцию приблизительно масштабно-инвариантных характеристик фрагментационной части вторичных адронов, наблюдаемых на ускорителях, на область больших энергий. Массы *H*-квантов — $2-3 \text{ ГэВ}/c^2$, вторичные частицы — пионы.

Большие струи, *Acu* по терминологии ⁶⁵ или *SH*-кванты, характерны лишь для энергий выше нескольких десятков ТэВ, и их появление отражает нарушение скейлинга во фрагментационной части инклюзивного спектра вторичных адронов. Массы *SH*-квантов $15-30 \text{ ГэВ}/c^2$ и распадаются они на *H*-кванты. Такую же массу имеют и миникентавры и двойные частицы (*Geminion* ⁶⁶), но распадаются они на много барионов и пару барионов соответственно.

Наконец, очень большие струи *Gnacu* ⁶⁵, *UH*-кванты, так же как кентавры, имеют массу $100-300 \text{ ГэВ}/c^2$. *UH*-кванты распадаются на *H*-кванты, а кентавры — на барионы.

Такова гипотетическая картина множественных процессов в области энергий $10-1000 \text{ ТэВ}$, данная физиками японо-бразильского сотрудничества ¹. И слабые стороны экспериментальных оснований, и произвол в ее построении, как и трудности ее согласования с некоторыми деталями экспериментальных данных, для объяснения которых она предназначена, отмечались по ходу изложения результатов исследований.

8. НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА «ПАМИР»

Отдельное изложение результатов исследований этого сотрудничества *) вызвано тем, что здесь используется принципиально другой подход к анализу экспериментальных данных, отличный как от изложенного в предыдущем разделе, так и практически от всех остальных исследований с рентген-эмульсионными камерами. Здесь в первичном анализе экспериментальных данных и их статистической группировке не делается никаких априорных предположений о характере процессов множественной генерации. Последние закладываются в моделирующие эксперимент расчеты, а выводы о реальных физических процессах при неупругих столкновениях адронов основываются на сравнении расчетов с экспериментом. Такой подход к анализу экспериментальных данных уже описывался при обсуждении результатов изучения потоков различных компонент космического излучения в глубине атмосферы для интервала энергий $1-100 \text{ ТэВ}$. Здесь будут приведены данные о семействах γ -квантов и адронов в области энергий $30-10^4 \text{ ТэВ}$.

В табл. III сравниваются наблюдаемая и расчетные интенсивности семейств γ -квантов с суммарной энергией наблюдаемых в рентгеновской пленке γ -квантов $\sum E_\gamma \geq 30 \text{ ТэВ}$ на глубине атмосферы $596 \text{ г}/\text{см}^2$. Экспериментальное значение потока получено на основании работ ⁶⁸⁻⁷⁰. Расчеты по моделям скейлинга и квазискейлинга ²⁸ учитывают в первом случае простую экстраполяцию от ускорительных данных в соответствии с закономерностями фейнмановского скейлинга, во втором случае весь рост эффек-

*) Эксперимент «Памир» выполняется в сотрудничестве несколькими институтами. Это — Физический институт АН СССР, Институт ядерных исследований АН СССР, Научный институт ядерной физики МГУ, Институт физики высоких энергий АН Казахской ССР, Институт физики АН Грузинской ССР, Физико-технический институт АН Таджикской ССР, Физико-технический институт АН Узбекской ССР, Институт физики университета в г. Лодзи (ПНР), Институт ядерной физики в г. Кракове (ПНР).

тивного сечения для неупругих столкновений приписывается процессам пионизации. Модель с высокой множественностью $n \sim \sqrt{E}$ и постоянным эффективным сечением рассмотрена в работе ⁷¹. Сравнение расчета с экспериментом показывает, что недостаточно учесть нарушение скейлинга только в пионизационной части инклюзивного спектра вторичных адронов, чтобы попытаться объяснить наблюдаемую интенсивность семейств γ -квантов.

Таблица III

Расчет по моделям акта взаимодействия			Эксперимент, м ⁻² год ⁻¹ стер ⁻¹
скейлинга	квазискейлинга	высокой множественности	
19	7,4	2,2	$2,4^{+1,6}_{-0,6}$

Изменение энергетического спектра вторичных адронов во фрагментационной части можно усматривать как в энергетических распределениях, так и в числе γ -квантов наибольшей энергии в семействе. Для выделения наиболее энергичной части γ -квантов способом, не зависящим от

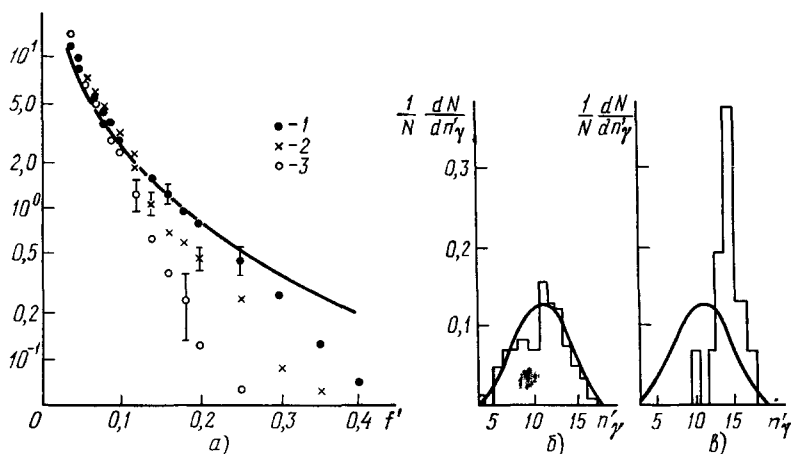


Рис. 22. а) Число γ -квантов с f' больше данного для семейств γ -квантов с суммарной энергией 50—100 ТэВ (1), 100—200 ТэВ (2) и 200—400 ТэВ (3) (кривой показано ожидаемое распределение в предположении скейлинга во фрагментационной части инклюзивного спектра); б, в) распределения по n'_γ для семейств с суммарной энергией γ -квантов 50—100 ТэВ и 200—400 ТэВ соответственно (кривые — ожидаемое при скейлинге распределение).

энергии семейства, рассматривались γ -кванты с относительным порогом регистрации $f' = E_\gamma / \sum E_\gamma \geq 0,04$. В сумму E'_γ включаются лишь γ -кванты с $f' \geq 0,04$. На рис. 22 распределения f' и по числу n'_γ таких γ -квантов в семействах с различной суммарной энергией всех γ -квантов сопоставляются с ожидаемыми при предположении о скейлинге во фрагментационной части инклюзивного спектра пионов ⁷². В табл. IV дано сравнение $\langle n'_\gamma \rangle$ для семейств γ -квантов различной энергии с рассчитанными для скейлинга и модели с высокой множественностью ⁷³.

Здесь следует отметить, что разбиение экспериментальных данных по различным группам $\sum E_\gamma$ мало меняет энергию адронов, генерирующих эти семейства, из-за очень широкой представленности различных энергий первичных частиц, ответственных за семейство γ -квантов данной энергии.

Следующий из приведенного анализа экспериментальных данных сотрудничества «Памир» вывод о высокой множественности вторичных частиц, сильной диссипации энергии в актах неупругих столкновений нуклонов с ядрами атомов воздуха при первичных энергиях $\sim 10^3$ ТэВ ранее был сделан на основании анализа развития широких атмосферных ливней в верхней части атмосферы ⁷⁴.

Таблица IV

E, ТэВ	$\langle n'_\gamma \rangle$		
	Скейлинг	Высокая множественность	Эксперимент
50—100	$10,8 \pm 0,4$	$13,2 \pm 0,4$	$10,5 \pm 0,3$
100—200	$10,5 \pm 0,6$	$13,6 \pm 0,4$	$12,0 \pm 0,3$
200—400	$10,8 \pm 0,7$	$14,3 \pm 0,5$	$14,0 \pm 0,4$

Однако, прежде чем перейти от эксперимента «Памир» к развитию широких атмосферных ливней в атмосфере, следует обратить внимание на весьма экзотичный случай попадания семейства γ -квантов и адронов на рентген-эмульсионную камеру эксперимента «Памир», содержавшую как блоки для регистрации γ -квантов из атмосферы, так и блоки под слоями углерода для измерений потока адронов (см. рис. 1). Среди семейств γ -квантов с первичной энергией выше 10^3 ТэВ встречаются семейства, в которых вся центральная часть семейства площадью несколько квадратных миллиметров и более имеет повышенный фон потемнения ⁶⁴, ⁷⁵, ⁷⁶. Однозначной интерпретации таких событий пока что нет, тем более, что такое «гало» может возникать и при масштабнo-инвариантных характеристиках процесса множественного рождения адронов в неупругих столкновениях первичных протонов космического излучения при энергиях 10^4 ТэВ ⁷⁷. В последнем случае наблюдаемое число событий с «галo» составляет 5% ожидаемого, и неясно, можно ли рассматривать эту долю как долю скейлинговых процессов генерации вторичных частиц ⁷⁸. Экзотичность события «Татьяна» ⁷⁸ заключается в том, что в данном семействе с энергией γ -квантов выше 10^3 ТэВ и полной энергией выше 10^4 ТэВ, гало на площади ~ 8 мм наблюдается на всех глубинах адронного блока без заметного поглощения на протяжении 2,5 пробегов взаимодействия адронов или на 55 электромагнитных каскадных единицах.

Надежды на прогресс в анализе данных эксперимента «Памир» возлагаются на сопоставление γ -квантов и адронов в одних и тех же семействах. Эта работа только начинается. В табл. V данные о 20 семействах γ -квантов и адронов, найденных в рентген-эмульсионной камере с однородным свинцовым поглотителем, сравниваются с ожидаемыми характеристиками, рассчитанными в предположении о скейлинге во фрагментационной части инклюзивного спектра и нарушении скейлинга в пионизационной области ⁷⁹. Фотон-адронные семейства отобраны по γ -квантам с суммарной энергией $E_\gamma \geq 30$ ТэВ и с числом γ -квантов $n_\gamma \geq 3$ при энергиях $E_\gamma \geq 4$ ТэВ в пределах радиуса $R_\gamma = 15$ см. Поиск сопровождающих γ -кванты адронов производился вплоть до расстояний $R_h = 30$ см от центра семейства γ -квантов. Учитывались адроны с энергией выше $E_h^{(\gamma)} \geq 4$ ТэВ ($E_h^{(\gamma)}$ — энергия адрона, переданная в γ -кванты). Хотя средние значения характеристик фотон-адронных семейств в табл. V не обнаруживают явных различий, уже по этим предварительным данным следует отметить несо-

Таблица V

	$\langle n_\gamma \rangle$	$\langle n_h \rangle$	$\langle \frac{n_h}{n_\gamma} \rangle$	$\langle \frac{\Sigma E_h^\gamma}{\Sigma E_\gamma} \rangle$
Эксперимент	$9,2 \pm 1,6$ $\sigma = 5,6$	$4,3 \pm 1$ $\sigma = 4,5$	$0,56 \pm 0,08$ $\sigma = 0,36$	$0,81 \pm 0,22$ $\sigma = 1,0$
Модель	$7,8 \pm 0,2$ $\sigma = 5,3$	$3,0 \pm 0,1$ $\sigma = 2,6$	$0,44 \pm 0,01$ $\sigma = 0,33$	$0,93 \pm 0,05$ $\sigma = 1,24$
	$\langle R_\gamma \rangle$	$\langle R_h \rangle$	$\langle E_\gamma R_\gamma \rangle$	$\langle E_h^{(\gamma)} R_h \rangle$
Эксперимент	$30,5 \pm 4$ $\sigma = 13$	91 ± 15 $\sigma = 60$	234 ± 25 $\sigma = 112$	924 ± 260 $\sigma = 1180$
Модель	$22,4 \pm 1,0$ $\sigma = 24$	64 ± 5 $\sigma = 180$	170 ± 8 $\sigma = 200$	950 ± 90 $\sigma = 2200$

ответствие эксперимента модели, положенной в основу расчета. Это можно заключить из значительно большего разброса по числу адронов (σ в числе адронов в эксперименте составляет 4,5 при $\sigma = 2,6$ по расчету), так же как по пространственным характеристикам семейств.

9. РАЗВИТИЕ ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ В АТМОСФЕРЕ

Протоны и ядра первичного космического излучения при энергиях выше 100 ТэВ образуют при прохождении через атмосферу Земли адронные каскады, большая часть энергии которых, вследствие генерации

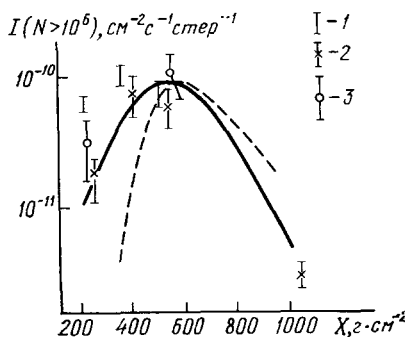


Рис. 23. Интенсивность широких атмосферных ливней в верхней части атмосферы: 1 — эксперимент на самолете ⁷⁴, 2 — измерения на баллонах 1976 г. ⁸⁰, 3 — измерения на баллонах 1978 г. ⁸⁰. Кривые: сплошная — ожидаемая интенсивность при множественности $n \sim E_0^{0,5}$, штриховая — при $n \sim \ln E_0$.

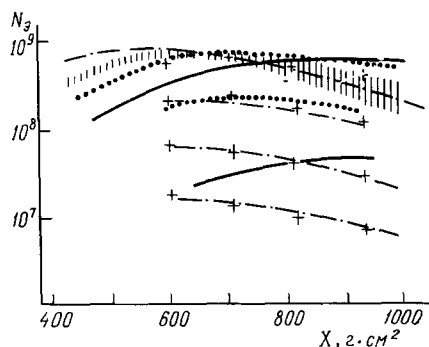
в составе вторичных частиц π^0 -мезонов, передается в электронно-фотонную компоненту широких атмосферных ливней. С другой стороны, быстрота развития электронно-фотонной компоненты ливня, глубина максимума развития каскада в атмосфере однозначно связаны с энергетическим спектром γ -квантов (π^0 -мезонов) в начале развития адронного каскада и тем самым с характеристиками процесса множественного рождения при неупругих столкновениях первичных нуклонов с ядрами атомов воздуха. Именно поэтому обнаружение высокой интенсивности широких атмосферных ливней на больших высотах ⁷⁴ сразу же было связано с большой диссипацией энергии в первом акте нуклон-ядерного столкновения на границе атмосферы. На рис. 23 эти экспериментальные данные показаны вместе

с современными данными об интенсивности широких атмосферных ливней с числом частиц $N > 10^6$ на больших высотах ⁸⁰. Интенсивность ливней на уровне моря хорошо согласуется с измерениями на больших экспериментальных установках, имеющих высокую точность регистрации каждого ливня. Наблюдения широких атмосферных ливней на больших высотах весьма осложнены ограниченностью возможных размеров установки на самолете ⁷⁴ или на автоматическом аэростате ⁸⁰. Как следствие имеются существенные неопределенности в пространственном распределении частиц в ливне, а в ранних экспериментах — и в зенитном угле, под которым наблюдается ливень. Однако различия в интенсивности на опыте и по расчетам (в предположениях, близких по своим параметрам к скейлинговой экстраполяции ускорительных данных) столь велики, что в качественном отношении вывод о большой множественности в актах при энергии первичных нуклонов $\sim 10^3$ ТэВ представляется убедительным.

Зависимость числа частиц в ливне от глубины измерения в атмосфере можно проследить более детально на основе экспериментов ⁸¹, выполненных на высокогорной установке Чакалтайя. Различная глубина измерения в атмосфере при фиксированном месте размещения измерительной установки достигается путем отбора широких атмосферных ливней с одинаковой интенсивностью под различными зенитными углами. В пренебрежении

Рис. 24. Зависимость числа электронов в широком атмосферном ливне заданной первичной энергии от глубины в атмосфере.

Экспериментальные данные ⁸¹ обозначены крестиком. Заштрихованная полоса — высотный ход, восстановленный из пространственного распределения черенковской вспышки на уровне моря ⁸². Ожидаемые зависимости: сплошные кривые — для множественности $n \sim \ln E$, пунктир — для $n \sim E^{1/4}$, штрих-пунктир — для $n \sim E^{1/2}$.



флуктуациями это равнозначно отбору широких атмосферных ливней с заданной первичной энергией. На рис. 24 показана полученная таким путем зависимость числа электронов N_e от глубины измерения в атмосфере для ливней с интенсивностью 10^{-8} , 10^{-9} , 10^{-10} и 10^{-11} м⁻² с⁻¹ стер⁻¹. Для сравнения на том же рисунке приведены другие экспериментальные результаты, полученные путем восстановления числа электронов в ливне на разных высотах по пространственному распределению черенковской вспышки на уровне моря при прохождении ливня через атмосферу ⁸².

Для анализа экспериментальных данных используются расчеты ²³, в которых учитывался рост эффективного сечения для неупругих столкновений с ростом энергии налетающей частицы (рис. 4) и испытывались три типа зависимости множественности вторичных частиц от энергии взаимодействия $n \sim \ln E$, $n \sim E^{1/4}$ и $n \sim E^{1/2}$. В неупругих столкновениях при энергиях ниже 3 ТэВ были взяты характеристики, соответствующие измерениям на ускорителях. Расчеты ²³ выполнены для первичных протонов. Так как обычный состав первичного космического излучения (см. табл. I) при усреднении имеет среднее число нуклонов на одну частицу $\langle A \rangle \approx 10$, то расчетные зависимости числа частиц в ливне на разных глубинах в атмосфере были пересчитаны для случая заданной энергии первичного ядра с $A = 10$. Пересчет сделан на основе модели суперпози-

ции, в которой предполагается, что ливень от первичного ядра A с энергией E эквивалентен сумме A ливней от первичных протонов с энергией E/A . Как можно видеть на рис. 24, высотный ход числа электронов в ливне при первичных энергиях $5 \cdot 10^3 - 10^5$ ТэВ противоречит логарифмической (скейлинговой) зависимости множественности вторичных адронов от энергии налетающей частицы и может быть согласован с зависимостью типа $n_s = 0,13 E^{1/2} + 7$. При энергии первичных ядер $\geq 10^5$ ТэВ наблюдаемое положение максимума развития ливней в атмосфере соответствует меньшей множественности, чем дает эта формула. Вместе с тем следует иметь в виду, что высота максимума развития ливня зависит также и от состава

вторичных частиц. Этот вопрос будет обсуждаться в следующем разделе.

Высотная зависимость числа мюонов в ливне, исследованная, в частности, в том же эксперименте ⁸¹, при сравнении с расчетами оказывается ближе к вариантам с высокой множественностью вторичных частиц в акте неупругого столкновения адронов с ядрами атомов воздуха (рис. 25).

Представленные на рис. 25 экспериментальные зависимости числа электронов и мюонов от глубины в атмосфере соответствуют трем энергиям первичных частиц, одинаковым как при измерениях потока мюонов, так и при определении числа электронов, потому что отбирались ливни с одинаковой частотой появления. Однако расчетные зависимости, дающие экспериментально наблюдаемые значения N_e и N_μ , различаются по первичной энергии на 15–50%. Преимущественная передача энергии в электронно-фотонную компоненту ливня по сравнению

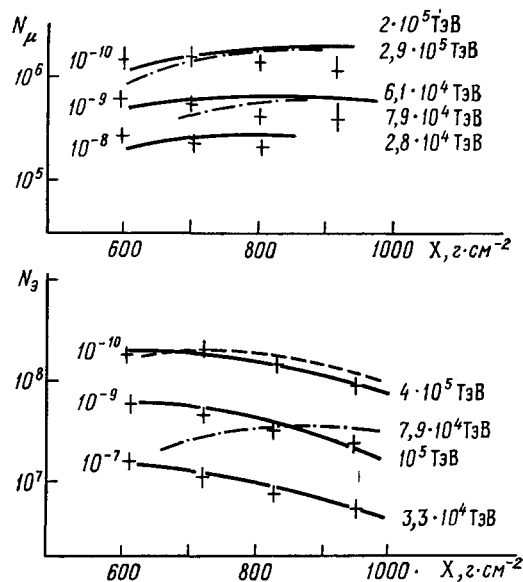


Рис. 25. Зависимости числа мюонов N_μ и числа электронов N_e в широких атмосферных ливнях от глубины в атмосфере.

Числами слева от экспериментальных данных указана частота появления таких ливней. Кривыми показаны ожидаемые зависимости для различной множественности адронов в акте: сплошные кривые — $n \sim E^{1/2}$, штриховые — $n \sim E^{1/4}$, штрих-пунктирные — $n \sim \ln E$. Числа справа у кривых означают энергию первичного ядра, если предположить, что оно имеет $A = 10$.

с тем, что можно было ожидать при известном из ускорительной области энергий соотношении генерируемых в адронных столкновениях π^0 -, π^\pm - и K -мезонов, отмечалась уже давно. Этот факт, условно названный «гамманизацией» ⁴³, означает, что существуют какие-то дополнительные каналы передачи энергии от первичных нуклонов в электронно-фотонную компоненту ливня. Этот вопрос о составе частиц в акте множественной генерации будет обсуждаться в следующем разделе.

Уместно отметить, что пренебрегая высотной зависимостью числа частиц в ливне, можно получить ошибочное заключение о приемлемости модели для описания экспериментальных данных. Так, например, на рис. 25 видно, что расчетные значения числа мюонов и числа электронов для первичной энергии $\sim 7,9 \cdot 10^4$ ТэВ и модели с зависимостью $n = 2,04 \ln E - 3,04$ соответствуют эксперименту на фиксированной глубине ~ 800 г/см².

Последние годы усиленно развиваются методы временного анализа различных компонент широких атмосферных ливней для выяснения картины развития ливня по глубине в атмосфере. В расчетах⁸³ было показано, что каскадная кривая, характеризующая продольное развитие лавины электронов широких ливней в атмосфере, может быть однозначно связана с нарастанием и спаданием по времени импульса черенковской вспышки ливня на расстояниях в несколько сот метров от оси. На рис. 25 приведена зависимость длительности черенковского импульса на уровне $1/2$ максимальной амплитуды от расстояния по данным, полученным на якутской установке для широких атмосферных ливней с первичной энергией

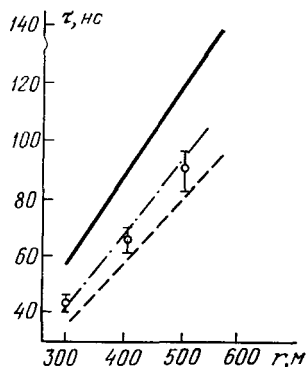


Рис. 26. Длительность черенковской вспышки как функция расстояния от оси широкого ливня⁸⁴.

Ожидаемые зависимости для разных моделей множественной генерации показаны прямыми: сплошная — скейлинг, штрих-пунктирная — модель с $n \sim E^{0,25}$, штриховая — модель с $n \sim E^{0,5}$.

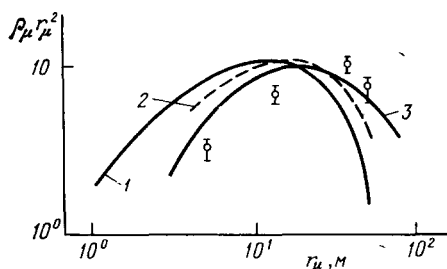


Рис. 27. Пространственное распределение на уровне моря мюонов с энергией $E_\mu > 100$ ГэВ в широких атмосферных ливнях с первичной энергией $\sim 10^3$ ТэВ.

Кривые 1, 2 — скейлинг, если первичными частицами являются протоны либо ядра железа; кривая 3 — модель с множественностью адронов в акте $n \sim E^{0,5}$.

$\sim 10^5$ ТэВ и результаты расчета соответствующих зависимостей для различных моделей акта множественного рождения⁸⁴. Как и ранее, эксперимент согласуется с моделью при высокой множественности адронов в акте.

К аналогичным выводам можно пройти на основании распределения мюонов высокой энергии в поперечной к оси ливня плоскости (рис. 27). Увеличение поперечных импульсов у пионов (каонов), образующихся в актах неупругого столкновения адронов с ядрами, также могло бы увеличить средние расстояния между наблюдаемыми мюонами и осью ливня. Однако необходимое для объяснения экспериментальных данных⁸⁵ сильное увеличение поперечных импульсов у полного потока вторичных частиц в актах множественного рождения противоречило бы весьма слабому росту поперечных импульсов у основного потока γ -квантов в эксперименте «Памир».

Относительное число адронов с энергией $E_h \gtrsim 1$ ТэВ в широких ливнях с первичной энергией $E_0 \approx 10^3$ ТэВ слабо зависит от множественности вторичных адронов в акте⁸⁴, но оно чувствительно к величине эффективного сечения для неупругих столкновений нуклонов и пионов с ядрами атомов воздуха²². Сравнение эксперимента с расчетами подтверждает возможность экстраполяции роста эффективного сечения с энергией налетающих адронов на область энергий $\sim 10^3$ ТэВ. Число адронов низких энергий в широком атмосферном ливне в значительной степени опреде-

ляется числом барионов в актах множественного рождения, поскольку в атмосфере пионы низких энергий успевают распадаться ⁸⁶.

Главный вывод многолетних исследований процесса множественного рождения при неупругих столкновениях адронов в широких атмосферных ливнях — сильная зависимость множественности от энергии сталкивающихся адронов. Указание на это было получено много лет назад ^{74, 87}. В настоящее время, вне зависимости от физической интерпретации, необходимость предполагать сильную (типа $n_s = 2 \ln E + 0,05 E^{0,5} - 3$, где E — в ГэВ) зависимость множественности вторичных частиц от энергии взаимодействующих адронов стала общепризнанной.

Не менее важным, но более дискуссионным является заключение о существенной роли иных, не пионных каналов передачи энергии от первичных нуклонов в электронно-фотонную компоненту ливня.

10. ПРИРОДА ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ В АКТАХ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ

В области энергий ≤ 10 ТэВ состав адронов, образующихся при неупругих столкновениях нуклонов и пионов с ядрами, существенно не отличается от состава вторичных частиц в процессах множественного рождения при ускорительных энергиях. Большую часть частиц ($\sim 80\%$) составляют пионы. Доля каонов может быть оценена путем анализа углового распределения мюонов в атмосфере. Так, в работе ⁸⁸ методом рентген-эмульсионных камер изучалось угловое распределение мюонов с энергией выше 3 ТэВ. Соответствующая эффективная энергия адронов, генерирующих пионы и каоны, которые после распада образуют такие мюоны, составляет 40 ТэВ. Наблюдаемое угловое распределение согласуется с долей каонов $\sim 15\%$. Этим же методом можно попытаться оценить долю короткоживущих (например, чармированных) адронов, образующих в результате распада мюоны. Однако опубликованные к настоящему времени результаты анализа противоречивы. В работе ⁸⁹ сравнением результатов различных экспериментов о горизонтальных и вертикальных потоках мюонов ^{31, 35} получено, что доля мюонов «прямой генерации» по отношению к пионам при энергиях первичных адронов ~ 10 ТэВ должна составлять $R = 3\%$. Под термином мюоны прямой генерации понимается образование мюонов через короткоживущие частицы, когда можно не учитывать конкурирующие с распадом процессы. В рамках одного эксперимента с рентген-эмульсионными камерами допустимая доля мюонов прямой генерации ограничивается величиной $R = 0,8\%$ ³⁴. Следует отметить, что величина $R = 3\%$, по-видимому, не может быть обеспечена чармированными частицами, так как при известных в настоящее время вероятностях распада чармированных частиц на мюоны для того, чтобы получить $R = 3\%$, нужно предполагать, что чармированные частицы составляют 30—50% вторичных частиц в неупругих столкновениях адронов при энергиях 10—30 ТэВ. Это вряд ли правдоподобно, если не привлекать новых быстро-распадающихся частиц с большой вероятностью мюонного канала распада.

Поиск мюонов, генерируемых в плотном веществе адронами высокой энергии, был предпринят в работе ⁹⁰ при исследовании широких ливней космического излучения. С помощью искровых камер, помещенных в центре комплексной установки под слоем грунта ~ 20 м водного эквивалента, наблюдались мюонные пары, продолжения траекторий которых вверх сходились в одну точку. Точки генерации мюонных пар концентрировались вблизи поверхности грунта или в ионизационном калориметре, находившемся на поверхности Земли над искровыми камерами. Такие пары по своему числу значительно превосходили различные фоновые явления

и были интерпретированы как пары мюонов, генерированные адронами высоких энергий вблизи оси широких атмосферных ливней не непосредственно, а через быстро распадающиеся частицы (например, J/ψ -частицы). Эффективное сечение для генерации таких мюонных пар адронами с энергией 5—20 ТэВ оценивается величиной $\sim 0,2$ мб/нуклон. В результате дальнейшего анализа экспериментальных данных и соответствующих ядерно-каскадных расчетов эта оценка должна быть увеличена до ~ 1 мб/нуклон⁹¹. Авторы указанного анализа не приводят этой величины, а дают значение $R \approx 0,2\%$. При этом здесь под величиной R понимается отношение «прямой генерации» пары мюонов (а не одного, как ранее) к числу заряженных пионов в акте. Все приведенные R дают величины эффективного сечения на два и более порядка больше, чем это известно для генерации ψ -частиц в адронных столкновениях при ускорительных энергиях. Это свидетельствует о сильном росте эффективного сечения для генерации частиц со скрытым чармом и других новых частиц в сверхускорительной области энергий.

Более непосредственные поиски новых короткоживущих частиц были предприняты с помощью специально разработанной эмульсионной камеры. Верхняя часть камеры состояла из двухсторонних фотоэмульсионных пластинок, пластин-мишеней из веществ с малым атомным номером и воздушных зазоров, нижняя часть камеры собиралась из фотоэмульсионных пластинок, рентгеновских пленок и тонких свинцовых пластин. Высокая точность сборки позволяла измерять относительные углы между треками заряженных вторичных частиц, генерированных в камере, с точностью $\sim 10^{-5}$ рад. Сам принцип комбинированного использования ядерных фотоэмульсий и вещества-мишени был предложен много раньше⁹². Уже в 1971 г. в работе⁹³ был зарегистрирован случай распада частицы, названной X -частицей, с массой 2—3 ГэВ/ c^2 и временем жизни $\sim 10^{-13}$ с. Впоследствии этот случай был интерпретирован как наблюдение чармированной частицы⁹⁴. В табл. VI дана сводка событий, зарегистрированных

Таблица VI

Энергия взаимодействия (эксперимент)	Распадный пробег, см	Тип распада	Масса частицы, ГэВ/ c^2	Время жизни, 10^{-13} с
10 ТэВ ⁹³	1,38	$X^\pm \rightarrow \pi^0 + x^\pm$	2—3,5	0,27—0,42
20 ТэВ ⁹²	4,88	$X^\pm \rightarrow x^0 + x^\pm$		
	7,3	$X^0 \rightarrow \pi^0 + x^0$		
25 ТэВ ⁹⁶	2,5	$X^0 \rightarrow \pi^0 + x^0$	~ 3	0,1—1
	7,63	$X^\pm \rightarrow \pi^0 + x^\pm$		
		$X^\pm \rightarrow \eta^0 + x^0 + X^\pm$		
20 ТэВ ⁹⁷		\downarrow	> 2	~ 20
	1,0	$X^\pm \rightarrow x^\pm + x^0$		
	8,9	$X^\pm \rightarrow x^\pm + x^0$		
	8,4	$X^0 \rightarrow \pi^0 + x^0$		
	1,1	$X^\pm \rightarrow X^\pm + x^0$		
		\downarrow		
20 ТэВ ⁹⁸	0,063	$X^\pm \rightarrow x^\pm + x^0$	$> 1,5$	< 56
	1,1	$X^0 \rightarrow \pi^0 + x^0$		
	6,14	$X^0 \rightarrow \pi^0 + x^0$		
	1,18	$X^\pm \rightarrow x^\pm + x^0 + \gamma$		
	1,6	$X^\pm \rightarrow x^\pm + x^0$		
	1,6	$X^\pm \rightarrow x^\pm + x^0$		
	0,79	$X^\pm \rightarrow x^\pm + x^+ + x^\pm + x^0$		
	0,27	$X^\pm \rightarrow x^\pm + x^0$		
10 ТэВ ⁹⁹	3,04	$X^\pm \rightarrow \eta^0 + x^\pm$	1,66—2,23	~ 1
	6,34	$X^\pm \rightarrow \pi^0 + x^\pm$	1,74—2,36	5,1
				34

в экспериментах различных авторов и отождествляемых в обзорной работе ⁹⁵ с X-частицами. Время жизни для нейтральных X^0 -частиц можно оценить как $\sim (3-5) \cdot 10^{-13}$ с, для заряженных X^\pm -частиц $\sim (1-2) \cdot 10^{-12}$ с. Вероятность образования составляет порядка одной пары частиц на 20—40 актов множественного рождения в области энергий выше 10 ТэВ, что приводит к величине эффективного сечения для образования X-частиц 1—4 мб/нуклон.

По мере увеличения энергии взаимодействующих частиц эффективное сечение для образования X-частиц продолжает возрастать. Это следует из анализа данных одной из экспозиций рентген-эмульсионной камеры на Чакалтае ¹⁰⁰. Отбирались случаи взаимодействий адронов в верхней углеродной мишени (см. рис. 1) струй адронов с суммарной энергией в электронно-фотонных каскадах $\sum E_\gamma \geq 15$ ТэВ. Это соответствует средней энергии налетающего адрона ~ 100 ТэВ. Дальнейший анализ сводился к поиску среди струй от γ -квантов и электронов в нижнем рентген-эмульсионном блоке случаев, когда направление струи с учетом ошибок измерений не попадает в точку генерации в углеродной мишени под верхним рентген-эмульсионным блоком, а может быть связано с этой точкой предположением о распаде X-частицы в полутораметровом воздушном зазоре между верхним и нижним блоками камеры. Найденные 4 случая таких струй в 12 проанализированных актах взаимодействия несравнимы по вероятности со всеми рассмотренными фоновыми явлениями. Оценки величины поперечного импульса при распаде (≥ 1 ГэВ/с) и времени жизни (10^{-13} — 10^{-12} с) близки к соответствующим характеристикам X-частиц в экспериментах ⁹⁵. Вероятность образования X-частиц в этом эксперименте при энергиях налетающих адронов 50—100 ТэВ может быть оценена как $4 \cdot 0,5/12 \approx 16\%$, где коэффициент 0,5 учитывает, что при отборе событий для анализа один из дополнительных критериев выборки (большая множественность и повышенный средний поперечный импульс как у SH-квантов) исключает $\sim 50\%$ всех случаев неупругих столкновений в этом энергетическом интервале. Следует отметить, что при этом, как и в работе ⁹⁵, предполагается, что X-частицы могут быть как чармированными, так и новыми тяжелыми адронами. Полученное таким путем эффективное сечение для новых частиц ~ 10 мб/нуклон, конечно, является лишь нижней границей сечения, так как для его оценки сопоставляются отдельные, удачные по геометрии, случаи наблюдения с полным числом взаимодействий в мишени без учета эффективности поиска.

В ряде работ ¹⁰¹⁻¹⁰³, используя метод регистрации запаздывающих частиц в широких атмосферных ливнях, обнаружены единичные случаи относительно стабильных адронов с массой, превышающей 5 ГэВ/ c^2 . Время жизни этих адронов оценивается как $\tau_0 > 10^{-7}$ с. Учитывая очень низкий верхний предел для генерации адронов с массой 5—10 ГэВ/ c^2 в ускорительной области энергий, следует предполагать, что наблюдаемые относительно стабильные адроны с массой > 5 ГэВ/ c^2 и энергией в десятки ГэВ образуются при неупругих столкновениях в сверхускорительной области энергий. Как показывают расчеты ¹⁰², сечение для их генерации во взаимодействиях при энергии ~ 100 ТэВ должно быть ~ 50 мкб.

Анализируя ядерно-каскадные лавины в калориметре, авторы работы ¹⁰⁴ высказали предположение о генерации в адронных неупругих столкновениях при энергиях ≥ 300 ГэВ тяжелых нестабильных частиц с массой 10—20 ГэВ/ c^2 и временем жизни $(5-8) \cdot 10^{-11}$ с.

Конечно, отсутствие ускорительных данных о частицах, будто бы наблюдаемых в космических лучах при энергиях адронных столкновений весьма интенсивно исследуемых на ускорителях, не повышает доверие к этой гипотезе. Поэтому целесообразно привести основные доводы за вы-

сказанное предположение, опираясь на детальное изложение существа эксперимента¹⁰⁵. По некоторым соображениям из всех адронных каскадов в калориметре были выбраны случаи каскадных кривых с двумя максимумами, причем энергия, соответствующая второму по глубине максимуму, должна была превышать половину полной энергии каскада. На опыте такая выборка оставляет менее 20% каскадов данной энергии. Вне зависимости от произведенной выборки распределение глубин начала каскадов в калориметре должно соответствовать экспоненте с пробегом взаимодействия нуклонов или пионов в калориметре. Это и наблюдается для лавин с полной энергией меньше 200 ГэВ.

Распределение глубин генерации каскадов для случаев с энергией выше 400 ГэВ показано на рис. 28. Для объяснения избытка каскадов, начинающихся на глубине ≥ 2 пробегов для адронного взаимодействия, авторы работы¹⁰⁴ предложили новый процесс образования двух T -частиц с массами $\geq 10 \text{ ГэВ}/c^2$ в незамечаемом взаимодействии адрона с ядром железа в верхней части калориметра. Распады частиц дают два максимума каскада, а ненаблюдаемость взаимодействия, в котором они генерированы, объясняется тем, что либо две частицы уносят всю энергию взаимодействия вблизи порога генерации, либо часть энергии взаимодействия уносится немногими частицами без образования π^0 -мезонов. Альтернативным объяснением таких каскадов, начинающихся в глубине калориметра, могли бы быть мало-частичные акты неупругого столкновения $p + A \rightarrow \pi l^+ + A$ или $p + A \rightarrow \pi l^+ \pi^-$, также регистрируемые по вторичным взаимодействиям в глубине калориметра. Авторы работы¹⁰⁵ указывают на ряд особенностей, которые делают более предпочтительным предположение об образовании T -частиц. Это — замедленное поглощение лавин, что связывается с каскадным распадом T -частиц и исчезновение событий с двумя максимумами, начинающимися в глубине калориметра, при переходе к большим энергиям каскада.

Эффективное сечение для образования T -частиц оценивается по распределению на рис. 28 с учетом выборки адронных каскадов с двумя максимумами как ~ 2 мб/нуклон при энергиях генерирующих адронов ~ 400 ГэВ. Оно растет с энергией до 6—10 мб/нуклон при 1 ТэВ.

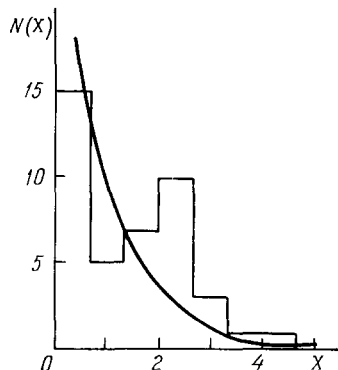


Рис. 28. Распределение глубин генерации адронных каскадов в калориметре при энергии каскадов выше 400 ГэВ. Кривая показывает ожидаемое распределение.

11. РОЛЬ НОВЫХ ЧАСТИЦ В АДРОННЫХ КАСКАДАХ

Многочисленные экспериментальные данные, приведенные в предыдущем разделе, весьма различаются по своей достоверности. Однако они обращают наше внимание на важную характерную черту неупругих столкновений в сверхускорительной области энергий: новые частицы становятся совсем не экзотичными по своей вероятности появления, а эффективное сечение для их рождения продолжает расти с увеличением энергии взаимодействующих адронов.

Как это отразится на свойствах адронного каскада в атмосфере и в плотном веществе? Следует ли радоваться согласию экспериментально наблюдаемых характеристик с расчетами, в которых измененный состав частиц в актах множественного рождения не принимается во внимание? Ответить на эти вопросы пока что затруднительно, так как в настоящее

время наши представления о природе и свойствах новых частиц имеют сугубо предположительный характер.

Выше, в предыдущих разделах, приводились примеры того, что без учета генерации в неупругих столкновениях адронов частиц, отличных от пионов, нуклонов и каонов, нельзя объяснить ряд феноменологических характеристик прохождения космического излучения через атмосферу или свинец ионизационного калориметра.

Для объяснения углового распределения мюонов с энергией ≥ 1 ТэВ предполагалась «прямая генерация» мюонов. При этом частицы, распадающиеся со временем жизни чармированных частиц, вполне эквивалентны прямой генерации мюонов.

Экзотические явления типа кентавров и близнецов могут быть связаны с генерацией новых частиц большой массы (десятки ГэВ/с²) и временем жизни менее 10^{-11} с.

Соотношения между различными компонентами широких атмосферных ливней требуют для своего объяснения некоторого преимущества в передаче энергии в электронно-фотонную компоненту по сравнению с известным из ускорительных данных распределением энергии между нуклонами, каонами, заряженными и нейтральными пионами («гамманизация»). Количественно это исследовалось в расчетах¹⁰⁶ путем вариации отношения суммарной энергии заряженных и нейтральных пионов, образующихся в тяжелых фэйрболах. Эксперименту, связывающему между собой первичную энергию при 10^5 — 10^6 ТэВ, число электронов в ливне на уровне моря и число мюонов, удовлетворяет отношение $\sum E_{\pi^0}/\sum E_{\pi}=0,39$ вместо 0,33.

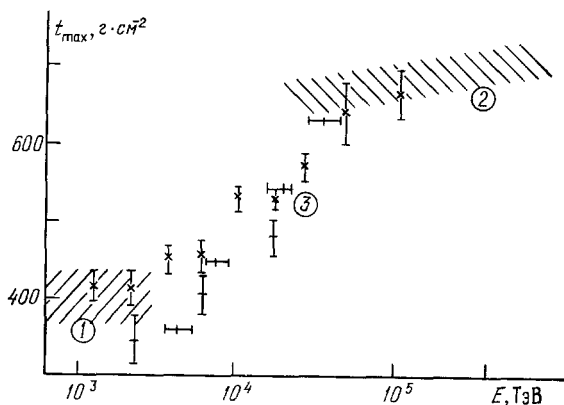
Аномалии в поглощении адронных каскадов в калориметре (см. рис. 12) необъяснимы без предположения о том, что в неупругих столкновениях при энергии налетающих адронов ≥ 100 ТэВ образуются новые частицы, медленное поглощение которых из-за неупругих взаимодействий или распада затягивает поглощение обычных нуклон-пионных каскадов. Однако если для новых частиц предположить обычное, как для неупругих взаимодействий (или распада) экспоненциальное поглощение, то для количественно наблюдаемого при энергиях адронов ≥ 100 ТэВ поглощения нужно считать, что в новые частицы переходит более половины энергии налетающего адрона. Уменьшить эту энергию, т. е. существенно исказить экспоненциальный характер поглощения новых частиц, можно, лишь предположив каскадный распад лидирующих по энергии частиц (фрагментационная часть энергетического спектра вторичных частиц). Распад каких-то частиц, образующихся при столкновении первичных протонов и ядер с ядрами атомов воздуха при энергиях $\geq 10^3$ ТэВ, по-видимому, проявляется и в быстром смещении высоты максимума развития электронно-фотонной компоненты ливня (рис. 29). В работе¹⁰⁷ это быстрое смещение максимума связывалось с изменением состава первичного космического излучения от преимущественного потока ядер железа при 10^3 ТэВ до почти одних протонов при 10^5 ТэВ. Однако исследования флуктуаций в широких атмосферных ливнях исключают какое-либо преимущество ядер железа при 10^3 ТэВ.

Если же так, как для объяснения аномалий в поглощении адронных каскадов в свинце, предположить, что во взаимодействиях первичных протонов и ядер на начальном пути в атмосфере существенная часть энергии передается каким-то нестабильным частицам, то смещение максимума развития широких атмосферных ливней по высоте в области энергий $3 \cdot 10^3$ — $3 \cdot 10^4$ ТэВ позволяет оценить время жизни частиц или некоторую характерную длину каскадного распада. Примем, что при энергиях налетающих адронов выше 100 ТэВ в акте множественной генерации помимо

пионов, нуклонов, каонов образуется нестабильная частица с временем жизни τ_0 и энергией $\alpha E_0/A$. Здесь A — средний атомный номер первичных частиц с энергией E_0 , нуклоны которых передают часть своей энергии α частице с массой M . При первичных энергиях $E_0 < 10^4$ ТэВ эти частицы распадаются на пути меньше 300 м, тем самым увеличивают эффективную множественность вторичных частиц после первых актов множественного

Рис. 29. Зависимость глубины максимума развития электронно-фотонной компоненты широких атмосферных ливней в атмосфере от энергии первичной частицы.

Экспериментальные данные 1 получены в непосредственных измерениях ^{74,80}, данные — из работы ⁷⁵, данные — опубликованные в двух различных статьях ^{107,108}, получены путем анализа длительности черенковской вспышки при прохождении ливня через атмосферу.



рождения и ускоряют развитие электронно-фотонной компоненты ливня. С увеличением энергии E_0 распадный пробег увеличивается до пробега для неупругого столкновения нуклонов в атмосфере и более. Тем самым наличие новых частиц при энергии $\geq 6 \cdot 10^4$ ТэВ уже не ускоряет развитие ливня в атмосфере и может даже его замедлить. Соответствующие условия при $\alpha = 0,5$ и $A = 10$ ($3 \cdot 10^5$ ГэВ/М) $\tau_0 c < 3 \cdot 10^4$ см и ($3 \cdot 10^6$ ГэВ/М) $\tau_0 c \geq 3 \cdot 10^5$ см приводят к $\tau_0 \approx 3 \cdot 10^{-12}$ М с, где M — масса в ГэВ/с².

Предположение о величине $\alpha = 0,5$ при одновременной генерации пионов и других адронов означает, что коэффициент неупругости нуклонов в неупругих столкновениях при энергиях выше 100 ТэВ возрастает и приближается к 1. Имеющиеся экспериментальные данные не противоречат такому предположению. Во многих случаях экспериментальные данные о широких атмосферных ливнях с первичной энергией выше 10^3 ТэВ наиболее простым способом согласуются с расчетами при предположении, что коэффициент неупругости в указанной области энергий равен 1. Однако непосредственные экспериментальные данные о коэффициенте неупругости при энергии налетающих нуклонов выше 50 ТэВ, как и анализ экспериментальных данных, однозначно показывающий необходимость такого предположения, пока что отсутствуют. Не исключено, что этот важнейший вопрос будет выяснен лишь в экспериментах на ускорителях.

12. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Совокупность приведенных выше данных, полученных из экспериментов в космических лучах, позволяет сформулировать ряд основных свойств неупругих столкновений и множественной генерации адронов в области энергий $1-10^6$ ТэВ.

1. Эффективное сечение для неупругих столкновений нуклонов с ядрами атомов воздуха растет с увеличением энергии налетающих нуклонов и в области энергий $10^3 \leq E \leq 10^9$ ГэВ может быть представлено как

$$\sigma_{\text{prod}}^{\text{air}} = 270 \left[1 + 0,016 \left(\ln \frac{E}{80} \right)^{1,5} \right] (\text{мб}).$$

2. Множественность вторичных адронов, образующихся в неупругих адронных столкновениях при энергиях $E \gtrsim 10^3$ ГэВ, возрастает как

$$n_s = 2 \ln E + 0,05 E^{0,5} - 3.$$

3. Энергетический спектр вторичных адронов в актах множественной генерации не противоречит распределению типа Бозе — Планка, если его дополнить не убывающими с ростом энергии дифракционными процессами.

4. В области энергий ниже 50 ТэВ распределение коэффициента неупругости во взаимодействиях нуклонов с ядрами не меняется с изменением энергии налетающего нуклона и слабо зависит от атомного номера ядра-мишени.

5. Распределения поперечных импульсов большей части вторичных пионов в актах множественной генерации практически не меняются в области энергий налетающих частиц ниже 100 ТэВ и слабо растут при больших энергиях.

6. В области энергий ниже 50 ТэВ состав вторичных частиц меняется слабо. При энергиях налетающих нуклонов выше 100 ТэВ с эффективным сечением $(0,3-0,5) \sigma_{\text{prod}}$ генерируются «новые» частицы, которые уносят в среднем более 30% энергии начального нуклона, причем, по-видимому, за счет лидирующих нуклонов и пионов.

7. «Новые» частицы имеют в несколько раз меньшие значения коэффициента неупругости и(или) эффективного сечения, чем нуклоны и пионы, и распадаются, возможно, образуя каскад распадов, со временем жизни $\tau_0 \approx 3 \cdot 10^{-12}$ с по адронным и лептонным каналам.

8. В области энергий налетающих адронов выше 100 ТэВ вероятность образования частиц и струй с большими (> 1 ГэВ/с) поперечными импульсами значительно возрастает. Возможно, это следует связывать с процессами генерации и распада новых частиц большой массы.

Теперь об общей картине неупругих столкновений адронов в области энергий $1-10^6$ ТэВ. Почему мы можем или даже должны говорить о различии процессов до и после 10—100 ТэВ?

Область энергий до 50 ТэВ вполне можно считать областью приблизительно масштабной инвариантности, «квасискейлинга», для которой свойственны сохранение периферического характера неупругих столкновений, постоянство коэффициента неупругости у сталкивающихся нуклонов, практически независимость от начальной энергии величин поперечных импульсов вторичных частиц, постоянство состава подавляющей части вторичных частиц.

Нарушения скейлинга проявляются в росте эффективного сечения для неупругих столкновений, в сильной зависимости множественности адронов пионизационной части инклюзивного спектра от энергии налетающих адронов. Увеличение числа чармированных и других новых адронов при энергиях налетающих адронов 10—30 ТэВ является, по-видимому, предвестником изменений процессов множественной генерации при энергиях выше 50 ТэВ.

В области энергий $\gtrsim 100$ ТэВ для неупругих столкновений адронов характерны более быстрый рост множественности вторичных адронов с увеличением энергии взаимодействия, отсутствие масштабной инвариантности даже во фрагментационной части спектра вторичных частиц, рост эффективного сечения для генерации адронов и струй адронов с большими поперечными импульсами, существенное, энергетически значимое изменение состава вторичных адронов.

Можно предположить, что с ростом энергии сталкивающихся адронов возрастает вероятность образования кластеров (файрболов) больших масс.

Однако на этом пути значительное увеличение эффективного сечения для частиц, отличных от пионов, каонов и нуклонов, большие поперечные импульсы и тем более нарушение скейлинга во фрагментационной части спектра вторичных частиц — все это требует дополнительных изменений в процессе множественного рождения.

Более фундаментальное предположение об образовании при энергиях выше 100 ТэВ частиц с большими, в десятки ГэВ/с², массами или о высвобождении кварков сразу же включает в себя, как проявление этого процесса, и каскады распадов новых частиц, и большие поперечные импульсы, и изменения во фрагментации сталкивающихся адронов, и эффективное увеличение множественности, если не непосредственно в акте, то в последующих распадах частиц фрагментации.

Конечно, имеющихся экспериментальных данных недостаточно для построения и проверки физической модели новых процессов, сопровождающих неупругие столкновения адронов в области энергий выше 100 ТэВ. Новое поколение ускорителей со встречными пучками нацелено на эту интересную область энергий, и мы можем ждать перехода на следующую ступень в понимании структуры и свойств адронов. Вместе с тем детальные характеристики неупругих протон-(анти)протонных столкновений в области энергий 10²—10³ ТэВ явятся надежным фундаментом для дальнейшего продвижения вверх по шкале энергий в исследованиях адрон-ядерных взаимодействий в космических лучах.

Я благодарен Н. А. Добротину, И. М. Дремину, А. Д. Ерлыкину, В. А. Цареву, В. И. Яковлеву и особенно Е. Л. Фейнбергу за полезные обсуждения и многочисленные замечания по первому варианту статьи.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

■ ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Lattes C. M. G et al. ICR Report-81-80-3.— Inst. Cosmic Ray Research, University of Tokyo, 1980.
2. Pamir Collaboration.— Zeszyty Naukowe Uniwersytetu Lodzkiego. Ser. II, 1977, t. 60, S. 7.
3. Аминева Т. П. и др.— Труды ФИАН СССР, 1970, т. 46, с. 157.
4. Григоров Н. Л., Рапопорт И. Д., Шестоперов В. Я. Частицы высоких энергий в космических лучах.— М.: Наука, 1973.
5. Simon M. et al.— 16th ICRC *) Papers, 1979, v. 1, p. 352.
6. Ryan Y. Y. et al.— Phys. Rev. Lett., 1972, v. 28, p. 985.
7. Krasilnikov D. D. et al.— 15th ICRC Papers, 1977, v. 8, p. 159.
8. Diminstein O. S. et al.— 14th ICRC Papers, 1975, v. 12, p. 4318.
9. Clarke A. R. et al.— Ibid., v. 8, p. 2699.
10. Brownlee R. G. et al.— Ibid., p. 2704.
11. Vernov S. N. et al.— Can. J. Phys., 1968, v. 46, p. 187.
12. Никольский С. И.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1975, т. 39, с. 1160.
13. Hillas A. M.— 16th ICRC Papers, 1979, v. 8, p. 7.
14. Nikolsky S. I. et al.— Ibid., p. 335.
15. Никольский С. И.— В кн. Космические лучи и проблемы космофизики.— Новосибирск: СО АН СССР, 1964 — С. 87.
16. Nikolsky S. I. et al.— 17th ICRC Papers, 1981, v. 2, p. 129.
17. Glauber R. Y.— In: High Energy Physics and Nuclear Structure/Ed. S. Devons.— N. Y.: Plenum, Press, 1970.
18. Нам Р. А. и др.— ЯФ, 1977, т. 26, с. 1038.
19. Gaisser T. K. et al.— 14th ICRC Papers, 1975, v. 7, p. 2161.
20. Kalmykov N. N. et al.— 16th ICRC Papers, 1979, v. 9, p. 73.
21. Христиансен Г. Б. и др.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1976, т. 40, с. 987.
22. Иваницко И. П. и др. ЯФ, 1979, т. 29, с. 694.
23. Mizumoto Y. et al.— 16th ICRC Papers, 1979, v. 9, p. 116.

*) ICRC — International Cosmic Ray Conference.

24. Павлюченко В. П. и др.—Тр. ФИАН СССР, 1979, т. 109, с. 30.
25. Львов А. И. и др.—Изв. АН СССР. Сер. физ., 1980, т. 44, с. 491.
26. Волкова Л. В. и др.—ЯФ, 1979, т. 29, с. 5.
27. Kasahara K. 15th ICRC Papers, 1977, v. 7, p. 395.
28. Dunaevskii A. M. et al.—Ibid., p. 337.
29. Erlykin A. D. et al.—Preprint of P. N. Lebedev Physical Institute, No. 95.—Moscow, 1980.
30. Kanevskaya E. A. et al.—15th ICRC Papers, 1977, v. 7, p. 453.
31. Thompson M. G. et al.—16th ICRC Papers, 1979, v. 10, p. 59.
32. Allkofer O. C. et al.—12th ICRC Papers, 1971, v. 4, p. 1319.
33. Baschiera B. et al.—16th ICRC Papers, 1979, v. 13, p. 330.
34. Ivanova U. A. et al.—Ibid., v. 10, p. 35.
35. Honda K. et al.—Ibid., p. 10, p. 59.
36. Allkofer O. C. et al.—Ibid., p. 50.
37. Ivanenko I. P. et al.—Ibid., v. 7, p. 101.
38. Lattes G. M. G. et al.—13th ICRC Papers, 1973, v. 3, p. 2219.
39. Pamir ECC Group.—14th ICRC Papers, 1975, v. 7, p. 2365.
40. Kanevskaya E. A. et al.—15th ICRC Papers, 1977, v. 7, p. 453.
41. Akashi M. et al.—16th ICRC Papers, 1979, v. 7, p. 68.
42. Wdowczyk J., Wolfendale A. W.—Nuovo Cimento. Ser. A, 1979, v. 54, p. 433.
43. Никольский С. И.—ЖЭТФ, 1966, т. 51, с. 804.
44. Ashton F. et al.—15th ICRC Papers, 1977, v. 8, p. 6.
45. Ромахи В. А., Нестерова Н. М.—Тр. ФИАН СССР, 1979, т. 109, с. 77.
46. Асейкин В. С. и др.—Изв. АН СССР. Сер. физ., 1974, т. 38, с. 998.
47. Базаров Е. В. и др.—Кр. сообщ. ФИАН СССР, 1980, № 10, с. 15.
48. Feinberg E. L. et al.—Preprint of P. N. Lebedev Physical Institute, No. 69.—Moscow, 1975.
49. Hazen W. E. et al.—Phys. Rev., 1954, v. 93, p. 578.
50. Dobrotin N. A. et al.—Nuovo Cimento, 1958, v. 8, p. 612.
51. Bray A. M. et al.—Acta Phys. Hung., 1970, v. 29, Suppl. 3, p. 501.
52. Machavariani S. K. et al.—17th ICRC Papers, 1981, v. 6, p. 193.
53. Sugimoto H. et al.—AIP Conf. Proc., 1979, No. 149, p. 126.
54. Charlton G. et al.—Phys. Rev. Lett., 1972, v. 29, p. 1759.
55. Bayburina S. G. et al.—15th ICRC Papers, 1977, v. 7, p. 229.
56. Akashi M. et al.—Ibid., p. 184.
57. Capdevielle J. N. et al.—16th ICRC Papers, 1979, v. 6, p. 324.
58. Brasil-Japan Emulsion Chamber Collaboration.—Ibid.—P. 350, p. 145.
59. Baradzei L. T. et al.—16th ICRC Papers, 1979, v. 7, p. 279.
60. Chudakov A. E. et al.—Ibid., v. 8, p. 222.
61. Hasegawa S.—Prog. Theor. Phys., 1961, v. 26, p. 151.
62. Japanese and Brazilian Emulsion Chamber Group.—Canad. J. Phys., 1968, v. 46, p. 660.
63. Akashi M. et al.—12th ICRC Papers, 1971, v. 7, p. 2775.
64. Чердынцева К. В. и др.—ЯФ, 1969, т. 9, с. 152.
65. Brasil-Japan Emulsion Chamber Collaboration.—15th ICRC Papers, 1977, v. 7, p. 208.
66. Brasil-Japan Emulsion Chamber Collaboration.—In: Bartol Conference Proceedings.—N. Y.: American Institute on Physics, 1979.—P. 145.
67. Bromberg C. et al.—Phys. Rev. Lett., 1977, v. 15, p. 447.
68. Budilov V. K. et al.—14th ICRC Papers, 1975, v. 7, p. 2370.
69. Байбурина С. Г. и др.—Изв. АН СССР. Сер. физ., 1980, т. 44, с. 450.
70. Барздей Л. Т. и др.—Ibid., 1975, т. 42, с. 1361.
71. Вдовчик Е. и др.—Ibid., 1978, т. 42, с. 1356.
72. Байбурина С. Г. и др.—Ibid., с. 1346.
73. Вдовчик Е. и др.—Ibid., 1980, т. 44, с. 461.
74. Антонов Р. А. и др.—ЖЭТФ, 1963, т. 45, с. 1865.
75. Kalmykov N. N. et al.—16th ICRC Papers, 1979, v. 9, p. 73.
76. Pamir Collaboration Workshop.—Lodz: University of Lodz, 1980.—P. 15.
77. Managadze A. K. et al.—Acta Universitatis Lodzensis. Ser. II, 1980, No. 32, p. 197.
78. Pamir Collaboration Workshop — Lodz: University of Lodz, 1980.—P. 94.
79. Байбурина С. Г. и др.—Изв. АН СССР. Сер. физ., 1980, т. 44, с. 547.
80. Антонов Р. А. и др.—Ibid., с. 547.
81. Aguirre C. et al.—16th ICRC Papers, 1979, v. 8, p. 1078.
82. Дуаконов М. N. et al.—Ibid., с. 174.
83. Фомин Ю. А. и др.—ЯФ, 1971, т. 14, с. 654.

84. Vernov S. N. et al.— 15th ICRC Papers, 1977, v. 8, p. 320.
85. Khrenov B. A. et al.— 16th ICRC Papers, 1979, v. 8, p. 351.
86. Danilova T. V. et al.— J. Phys. Soc. Japan, 1963, v. 17, Suppl., A III, p. 205.
87. Розенталь И. Л.— ДАН СССР, 1951, т. 80, с. 731.
88. Варковицкая А. Я. и др.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1980, т. 44, с. 602.
89. Нечин Ю. А. и др.— Ibid., с. 640.
90. Базаров Е. В. и др.— Тр. ФИАН СССР, 1979, т. 109, с. 109.
91. Базаров Е. В. и др.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1980, т. 44, с. 561.
92. Karlon M. F. et al.— Phys. Rev., 1952, v. 85, p. 295.
93. Niu K. et al.— 12th ICRC Papers, 1971, v. 7, p. 2792.
94. Hayashi T. et al.— Prog. Theor. Phys., 1972, v. 47, p. 1988.
95. Niu K.— AIP Conf. Proc., 1979, No. 49, p. 181.
96. Nishikawa K.— J. Phys. Soc. Japan, 1959, v. 14, p. 880.
97. Kuramata S. et al.— 13th ICRC Papers, 1973, v. 3, p. 2239.
98. Fuchi H. et al.— In: 19th Intern. Conference High Energy Physics.— Tokyo, 1977.— P. 491.
99. Sugimoto H. et al.— Prog. Theor. Phys., 1975, v. 53, p. 1541.
100. Sawayanagi K.— Phys. Rev. Ser. D, 1979, v. 20, p. 1037.
101. Jones L. W. et al.— Ibid., 1967, v. 164, p. 1548.
102. Goodman J. A. et al.— Ibid. Ser. D, 1979, v. 19, p. 2572.
103. Bhat P. N. et al.— 16th ICRC Papers, 1979, v. 6, p. 57.
104. Аношин А. И. и др.— Письма ЖЭТФ, 1972, т. 15, с. 10.
105. Демьянов А. И., Мурзин В. С., Старычева А. И. Ядерно-каскадный процесс в плотном веществе.— М.: Наука, 1977.— Гл. 7.
106. Дьяконов М. Н. и др.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1974, т. 38, с. 993.
107. Clay R. W. et al.— J. Phys. Ser. G, 1979, v. 5, No. 8, p. 137.
108. Thornton J. G. et al.— 16th ICRC Papers, 1979, v. 9, p. 103.