

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.12

ЯВЛЕНИЯ ПРИ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ *)

С. Хайакава

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время на ускорителях получены протоны с энергиями вплоть до 30 Гэв и в значительной степени исследованы их взаимодействия с нуклонами и ядрами.

Изучение космических лучей дает информацию о процессах при более высоких энергиях. Под явлениями при «сверхвысоких энергиях» обычно понимаются явления, которые вызываются частицами космических лучей очень большой энергии.

Многие характерные черты таких явлений свойственны также и процессам, протекающим при энергии порядка нескольких Гэв. Это обусловлено тем, что энергии частиц, вступающих во взаимодействие, могут оказаться довольно низкими в выбранной системе координат. Поэтому экспериментальные данные, полученные в области энергий, достигнутых на современных ускорителях, имеют существенное значение для понимания явлений при сверхвысоких энергиях.

Однако практически подход к изучению процессов, протекающих при сверхвысоких энергиях и при энергиях порядка нескольких Гэв, резко различен. Это связано главным образом с тем, что число интересующих нас событий, которые могут быть зарегистрированы при изучении взаимодействий космических частиц, весьма мало и поэтому неизбежно приходится ограничиваться лишь качественным описанием таких явлений. Указанное обстоятельство является, с одной стороны, недостатком «космических» исследований, но, с другой стороны, дает и некоторые преимущества, поскольку позволяет вводить довольно смелые рабочие гипотезы, с помощью которых удается выделить проблемы, поддающиеся количественному исследованию.

Кроме того, имеется существенное различие и в технической стороне дела. При работе на ускорителях хорошо известны энергия и интенсивность первичных частиц, тогда как в космических лучах их определение является весьма сложной задачей. Уже достигнут значительный прогресс в технике определения энергии частиц космических лучей, и полученные результаты являются полезными при изучении вторичных частиц, образующихся под действием первичного пучка ускорителя.

Экспериментальная информация о взаимодействиях космических частиц высокой энергии получается главным образом путем непосредственного наблюдения ядерных «струй» в фотопластинках. Терминология, которая обычно используется при анализе процессов при сверхвысокой энергии, по существу, была введена Пауэллом и его сотрудниками¹. Поэтому целесообразно начать с определения этих технических понятий, одновременно описывая характерные черты наблюдаемых явлений. С ростом энергии первичных частиц очень трудно наблюдать взаимодействия, вызываемые этими частицами, поскольку такие взаимодействия встречаются весьма редко. Однако с помощью детектора, покрывающего большую площадь, можно наблюдать образованные во взаимодействиях вторичные частицы. Так как первичная частица сверхвысокой энергии производит в ряде последовательных взаимодействий большое число вторичных частиц, которые рассеиваются по большой площади, детектор, регистрирующий их, способен уловить первичные частицы, падающие на эту площадь. Группа таких вторичных частиц называется широким атмосферным ливнем (ш. а. л.), так как она представляет собой ливень, развитый в атмосфере с поперечным сечением потока частиц порядка 1 км. Взаимодействия с энергией больше 10^{15} эв в настоящее время изучаются только с помощью ш. а. л. Поэтому дополнительно будут приводиться некоторые данные о свойствах ш. а. л., связанных с взаимодействиями при сверхвысокой энергии.

*) S. Hayakawa, Very High-Energy Phenomena, в сб. «Theoretical Physics», International Atomic Energy Agency, Vienna, 1963, стр. 485. Перевод и примечания А. П. Мишаковой.

Одной из наиболее характерных особенностей взаимодействий при сверхвысокой энергии является множественное образование частиц. Так как этот процесс не может быть легко описан с точки зрения существующей квантовой теории поля, были предложены различные теоретические методы, основанные на приближениях квантовой теории поля и на аналогиях с гидродинамикой и термодинамикой. Эти теории настолько поучительны, что, можно думать, они окажутся весьма полезными для будущего развития теории явлений при высоких энергиях. Правда, против этих теорий был выдвинут ряд серьезных критических замечаний. Поэтому на данном этапе разумнее придерживаться открытой позиции и различать мнения, которые являются существенными и которые не являются существенными.

Более правильный путь изучения явлений при сверхвысокой энергии возник в последние годы. Он заключается в принятии некоей модели, опирающейся на основные экспериментальные факты. Коль скоро такая модель принята, из нее следуют простые кинематические соотношения, позволяющие путем тщательного анализа эксперимента получить ряд ясно определенных величин, присущих данной модели. Некоторые из этих величин были получены в области энергий, достижимых в условиях ускорителей, и поэтому их можно положить в основу современной теории высоких энергий.

Содержание настоящей статьи следует вышеуказанному порядку. При этом будут неоднократно использоваться материалы двух ранее опубликованных обзоров (Розенталь и Чернавский ², Куба и Такаги ⁴). В отличие от указанных обзоров здесь специально сокращено число ссылок. Приводятся ссылки лишь на работы, которые должны помочь читателю правильно понять существо вопроса, а также на работы, выполненные в самое последнее время.

2. ВЕЛИЧИНЫ, НАБЛЮДАЕМЫЕ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ

Взаимодействия при высокой энергии, характеризующиеся множественным образованием частиц, регистрируются с помощью годоскопических счетчиков, камер Вильсона и фотопластинок, а также косвенно, путем изучения широких атмосферных ливней. Наиболее прямыми и плодотворными являются эксперименты с фотопластинками. В связи с этим обычно используют терминологию, присущую фотоэмульсионным работам.

2.1. Классификация вторичных частиц

Большое число частиц, образованных в высокоэнергичном взаимодействии в фотоэмульсии, выглядит подобно ливню, исходящему из одной точки, в которой, очевидно, имело место данное взаимодействие. Вторичные частицы делятся на две группы согласно их природе: одна представляет собой коллимированную группу тонких следов, другая — не коллимированные, распределенные более изотропно серые и черные следы. Частицы первой группы называются ливневыми релятивистскими частицами; в нее входят главным образом заряженные π -мезоны; частицы же второй группы называются тяжелыми нерелятивистскими частицами и представляют собой главным образом протоны, возникающие при расщеплении ядра мишени. Число частиц в соответствующих группах обозначается через n_s и N_h . Обычно ядерный «ливень» характеризуется следующей записью: $N_h + n_{s,x}$, где индекс x (p , n или α) указывает, что первичной частицей была заряженная или нейтральная частица, либо α -частица. Например, случай типа $2 + 16p$ означает, что ливень характеризуется числами $N_h = 2$, $n_s = 16$ и что первичной частицей является заряженная частица, по-видимому протон. Число n_s дает грубое представление о множественности, а число N_h указывает на примерное число нуклонов, участвующих во взаимодействии. Если N_h велико, например $N_h > 3$, то считают, что такой случай соответствует соударению нуклона со многими нуклонами ядра мишени и чистая картина при этом «маскируется». Поэтому наиболее интересными являются случаи с малым числом N_h , которые могут соответствовать соударениям нуклона с ядрами водорода или периферическим соударениям с тяжелыми ядрами вещества.

Если энергия первичной частицы порядка 10^{13} эв или выше, то даже при центральном соударении ее с тяжелым ядром часто наблюдается малое число N_h и проявляются основные черты соударения первичной частицы с одним нуклоном. При таких высоких энергиях наибольшая часть ливневых частиц испускается в узком конусе подобно струе. В большинстве случаев ливневые частицы могут быть отчетливо разделены на две группы, одна из которых принадлежит очень узкому конусу, а другая — широкому. Можно считать, что они соответствуют частицам, летящим вперед и назад в системе центра инерции (с. ц. и.).

Кроме заряженных вторичных частиц часто наблюдаются каскадные ливни, вызванные фотонами больших энергий, которые, очевидно, являются продуктами распада нейтральных π -мезонов. Наблюдение каскадных ливней оказывает большую

помощь при идентификации π -мезонов среди вторичных частиц, так как при этом однозначно определяются π^0 -мезоны. К заряженным же частицам относятся не только π -мезоны, но также K -мезоны и барионы. Эти более тяжелые частицы в отличие от π -мезонов называются X -частицами. Нейтральные частицы, которые не распадаются быстро, также относятся к группе X -частиц. Нейтральные X -частицы, образованные в первичном соударении, могут быть обнаружены путем наблюдения вторичных взаимодействий, хотя иногда в качестве последних можно ошибочно принять вторичные взаимодействия, вызванные нейтральными частицами, не относящимися к данному первичному взаимодействию. Зная число n_s и число нейтральных π -мезонов $n(\pi^0)$ и полагая, что при образовании π -мезонов имеет место принцип зарядовой независимости:

$$n(\pi^0) = \frac{1}{2} n(\pi^\pm),$$

можно определить число заряженных X -частиц:

$$n(X^\pm) = n_s - n(\pi^\pm) = n_s - 2n(\pi^0). \quad (2,1)$$

Таким образом, в первом приближении можно записать *)

$$n(\pi^\pm) : n(\pi^0) : n(X^\pm) : n(X^0) \approx 1 : \frac{1}{2} : \frac{1}{4} : \frac{1}{4}. \quad (2,2)$$

Это отношение почти не зависит от энергии для нуклон-нуклонных соударений при энергии свыше 10 Гэв. Из экспериментов, выполненных на ускорителях, следует, что основная часть X -частиц представляет собой K -мезоны; возможно, что этот вывод окажется справедливым и при более высоких энергиях. Поскольку в области энергий до ~ 30 Гэв отношение положительных K -мезонов к отрицательным есть большая величина, отсюда следует, что K -мезоны чаще образуются в паре с гиперонами и реже друг с другом. Так, при изучении pp -соударений с энергией протонов ~ 30 Гэв относительное содержание вторичных частиц оказалось порядка

$$n(\pi^+) : n(K^+) : n(K^-) : n(\tilde{p}) \approx 1 : 0,15 : 0,05 : 0,001. \quad (2,3)$$

Если это отношение верно и при более высоких энергиях, то среди X -частиц следует ожидать наличия значительного числа гиперонов.

2.2. Определение энергии

Определить энергию первичной частицы в космических лучах методом многократного рассеяния или измеряя ее кривизну в магнитном поле можно лишь в редких случаях. Как правило же, энергия первичной частицы определяется с помощью кинематических соотношений и измеренных на опыте углов вылета вторичных частиц. Такой подход оправдан лишь тогда, когда имеется много вторичных частиц и они испускаются симметрично относительно направления «вперед — назад» в с. ц. и. В действительности для большинства случаев симметричная картина оправдывается, но асимметричные случаи обычно приписываются неправильному определению с. ц. и., что возможно, если ошибочно принять π -нуклонное или нуклон-ядерное соударения за нуклон-нуклонное, хотя асимметричная картина возможна также и при нуклон-нуклонном соударении.

Рассмотрим соударение двух частиц A и B с соответствующими массами M_A и M_B . В лабораторной системе координат (л. с. к.) A — падающая частица с полной энергией E_A и импульсом P_A , а B — частица мишени в покое. E_A и P_A образуют 4-импульс $\underline{P}_A = (E_A, P_A)$, абсолютный квадрат которого выражается следующим образом:

$$\underline{P}_A \underline{P}_A = E_A^2 - P_A^2 = M_A^2, \quad (2,4)$$

где скорость света c принята равной единице. Оценим абсолютный квадрат суммы двух 4-импульсов $(\underline{P}_A + \underline{P}_B)(\underline{P}_A + \underline{P}_B)$, который является инвариантом относительно преобразований Лоренца как в с. ц. и., так и в л. с. к.:

$$(\underline{P}_A + \underline{P}_B)(\underline{P}_A + \underline{P}_B) = (E_A^* + E_B^*)^2 = (E_A + M_B)^2 - P_A^2, \quad (2,5)$$

где звездочкой обозначены величины в с. ц. и.

*) Автор исходит здесь из экспериментально известных величин

$$R = \frac{n(\pi^0)}{n(\pi^\pm) + n(X^\pm)} \quad \text{и} \quad Q = \frac{n(X^0)}{n(\pi^\pm) + n(X^\pm)}$$

(см. обзор Коба и Такаги 4).

Запишем преобразования Лоренца перехода из л. с. к. в с. ц. и., учитывая, что полный импульс в с. ц. и. равен нулю и энергия $E^* = E_A^* + E_B^*$:

$$P_A = \beta_c \gamma_c E^*, \quad E_A + M_B = \gamma_c E^*, \quad (2,6)$$

где β_c — скорость в с. ц. и., $\gamma_c = (1 - \beta_c^2)^{-1/2}$ — множитель Лоренца. Тогда получим

$$\beta_c = \frac{P_A}{E_A + M_B},$$

$$\gamma_c = (E_A + M_B) (2E_A M_B + M_A^2 + M_B^2)^{-1/2}. \quad (2,7)$$

При очень высоких энергиях имеем $E_A \gg M_A, M_B$, и поэтому

$$\beta_c \cong 1, \quad \gamma_c \cong \left(\frac{E_A}{2M_B} \right)^{1/2}. \quad (2,8)$$

Так как с ростом энергии зависимость от массы падающей частицы M_A становится слабой, она слабо влияет на кинематические соотношения. Наоборот, сильно влияет при этом масса ядра мишени, поэтому необходимо тщательно исследовать возможность соударения с группой нуклонов. Кроме того, необходимо учитывать вторичные соударения с нуклонами ядра мишени, которые вносят дополнительные осложнения.

В процессе соударения образуется большое число вторичных частиц, каждая из которых испускается под углом θ с энергией E и импульсом P , выражаемыми соотношениями

$$E = \gamma M, \quad P = \beta' \gamma M, \quad (2,9)$$

где M — масса вторичной частицы. Согласно преобразованию Лоренца найдем энергию и угол вылета вторичной частицы в л. с. к.:

$$\gamma = \gamma_c \gamma^* (1 + \beta_c \beta^* \cos \theta^*), \quad (2,10)$$

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{\sin \theta^*}{\gamma_c [\cos \theta^* + (\beta_c / \beta^*)]}, \quad (2,11)$$

где звездочка опять относится к соответствующей величине в с. ц. и. Поперечный импульс, определяемый соотношением

$$P_T = P \sin \theta = P^* \sin \theta^*, \quad (2,12)$$

является инвариантом при преобразованиях Лоренца и поэтому очень удобен для описания высокоэнергичных соударений.

Из (2,11) следует, что при условии $\beta^* < \beta_c$ углы вылета вторичных частиц в л. с. к. ограничены пределами

$$\left[\frac{(\gamma^2 - \gamma^{*2})}{(\gamma^2 - 1)} \right]^{1/2} \leq \cos \theta \leq 1, \quad (2,13)$$

тогда как при условии $\beta^* \geq \beta_c$ возможен любой угол θ . Если условие $\beta^* < \beta_c$ справедливо для каждой вторичной частицы, то в с. ц. и. все частицы будут испущены вперед. По-видимому, это происходит при энергиях первичной частицы выше 10^{11} эв. В этом случае энергия вторичной частицы принимает для данного θ два значения:

$$\gamma_{\pm}(\theta) = \frac{\gamma^* \pm \beta_c [\gamma^{*2} - \gamma_c^2 (1 - \beta_c \cos^2 \theta)]^{1/2}}{\gamma_c (1 - \beta_c^2 \cos^2 \theta)}, \quad (2,14)$$

что приводит к некоторым неоднозначностям при анализе струй высокой энергии.

Если принять во внимание инвариантное соотношение

$$\frac{dP}{E} = \frac{P^2 dP d\Omega}{dE} = P dE d\Omega = P^* dE^* d\Omega^*, \quad (2,15)$$

где $d\Omega$ — элемент телесного угла, то распределение по углам и энергиям в л. с. к. $f(E, \theta) dE d\Omega$ можно выразить через соответствующее распределение в с. ц. и. следующим образом:

$$f(E, \theta) = \frac{f^*(E^*, \theta^*) dE^* d\Omega^*}{dE d\Omega} = f^*(E^*, \theta^*) \frac{P}{P^*}. \quad (2,16)$$

Так как двум значениям $\gamma_{\pm}(\theta)$ будут соответствовать два распределения $f(E, \theta)$, значительно сложнее в этом случае получить точные формы энергетического и углового распределений в л. с. к. Однако в некоторых специальных случаях можно получить более простые соотношения.

1. *F*-г р а ф и к. Если β^* не очень мало, так что $1 + \frac{\beta_c}{\beta^*} \cos \theta^* \geq 0$, то θ есть растущая функция θ^* . В этом случае можно найти функцию интегрального углового распределения в л. с. к., из которой однозначно следует соответствующая функция в с. ц. и.:

$$F(\theta) = \int_0^\theta d\Omega \int dE f(E, \theta) = \int_0^{\theta^*} d\Omega^* \int dE^* f^*(E^*, \theta^*). \quad (2,17)$$

Функция $F(\theta)$ пропорциональна числу частиц, летящих под углами меньше данного угла θ в л. с. к., а следовательно, и числу частиц, летящих под углами меньше соответствующего угла θ^* в с. ц. и. Если угловое распределение в с. ц. и. изотропно, то интегрирование по углу в (2,17) дает просто телесный угол, который пропорционален

$$1 - \cos \theta^* \approx \sin^2 \left(\frac{\theta^*}{2} \right).$$

Если $F(\theta)$ нормирована так, что $F(\pi) = 1$, то

$$F(\theta) = \sin^2 \left(\frac{\theta^*}{2} \right) \quad \text{или} \quad \frac{F(\theta)}{1-F(\theta)} = \text{tg}^2 \left(\frac{\theta^*}{2} \right). \quad (2,18)$$

Сравним это с (2,11) и перепишем в виде

$$\gamma_c^2 \text{tg}^2 \theta = \text{tg}^2 \left(\frac{\theta^*}{2} \right) \left\{ \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{\beta_c}{\beta^*} - 1 \right) / 2 \cos^2 \left(\frac{\theta^*}{2} \right) \right]} \right\}^2 = \frac{F(\theta)}{1-F(\theta)}. \quad (2,19)$$

Последнее выражение получается при условии $\beta^* \approx \beta_c$. Построив величину $F/(1-F)$ как функцию $\text{tg} \theta$ в дважды логарифмическом масштабе, получим прямую линию с наклоном, равным 2, с небольшим отклонением, обусловленным членом в квадратных скобках в выражении (2,19):

$$2 \lg \text{tg} \theta = -2 \lg \gamma_c + \lg \frac{F(\theta)}{1-F(\theta)} - 2 \lg \left[1 + \frac{\frac{\beta_c}{\beta^*} - 1}{2 \cos^2 \left(\frac{\theta^*}{2} \right)} \right]. \quad (2,20)$$

$\lg \frac{F}{1-F}$

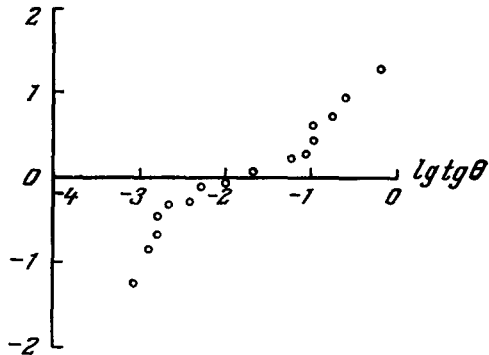


Рис. 1. *F*-график для случая $2 + 16p$, наблюдаемого П. Джейном (Phys. Rev. 125, 679 (1962)).

Отклонение от прямой линии указывает на наличие анизотропии. Например, если частицы концентрируются только в направлении «вперед — назад», то функция $F(\theta)$ будет постоянна в определенном интервале углов θ и построенная таким образом кривая разобьется на две части. Такой метод получения углового распределения в с. ц. и. называется *F*-графиком. Впервые он был применен Даллером и Уокером³ при анализе взаимодействий с большой энергией, наблюдаемых в камере Вильсона.

Пример *F*-графика показан на рис. 1. Ливень типа $2 + 16p$ состоит из узкого конуса и 8 ливневых частиц с большими углами вылета. В *F*-графике это выглядит таким образом, что кривая делится на две части, одна из которых соответствует частицам, летящим вперед в с. ц. и., а другая — частицам, летящим назад.

2. Метод среднего угла. Из углового распределения вторичных частиц в л. с. к. при среднем угле $\theta_{1/2}$ имеем по определению

$$F(\theta_{1/2}) = \frac{1}{2} \quad \text{и} \quad \text{tg} \theta_{1/2} = \frac{\beta^*}{\beta_c \gamma_c} \approx \frac{1}{\gamma_c}. \quad (2,21)$$

Этот метод можно было бы считать прямым методом определения первичной энергии, но практически выбор среднего угла не всегда свободен от сомнений. Довольно трудно определить средний угол из соответствующей кривой углового распределения. Более правильным оказывается средний угол, найденный по точке симметрии *F*-графика.

3. Г р а ф и к $\lg \operatorname{tg} \theta$. Так как для каждой вторичной частицы, обозначенной значком i , справедливо соотношение (2,19), точки, отвечающие величине $\lg \operatorname{tg} \theta_i$, могут быть отложены на горизонтальной линии. Из распределения этих точек находят угловое распределение в с. ц. и.:

$$\lg \operatorname{tg} \theta_i = -\lg \gamma_c + \lg \operatorname{tg} \frac{\theta_i^*}{2} - \lg \left[1 + \frac{\left(\frac{\beta_c}{\beta^*} - 1 \right)}{2 \cos^2 \left(\frac{\theta^*}{2} \right)} \right]. \quad (2,22)$$

Если последним членом пренебречь по сравнению с другими, то угловое распределение, симметричное относительно направления «вперед — назад» в с. ц. и., приводит

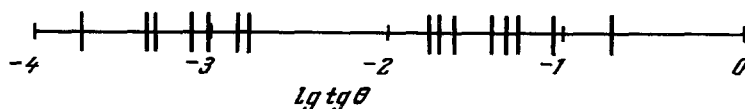


Рис. 2. $\lg \operatorname{tg} \theta$ -график для случая, наблюдаемого Р. Глезером, Д. Хаскином и М. Шайном (Phys. Rev. 99, 1555 (1955)) и проанализированного К. Ниу⁶.

к симметричному распределению в л. с. к. Следовательно, центр тяжести распределения величин $\lg \operatorname{tg} \theta$ для N частиц определяет величину γ_c следующим образом:

$$-\lg \gamma_c = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \lg \operatorname{tg} \theta_i + \lg C, \quad (2,23)$$

так как вследствие симметрии углового распределения $\sum_i \lg \operatorname{tg} \left(\frac{\theta_i^*}{2} \right) = 0$. Не зависящий от энергии член $\lg C$ учитывает влияние других членов; из эксперимента следует, что $C \approx 1,4$. Этот метод впервые был применен Кастаньоли и др.⁵ и с тех пор широко используется.

Степень анизотропии углового распределения определяется разбросом величин $\lg \operatorname{tg} \theta$:

$$\sigma = \left(\lg \operatorname{tg} \theta - \overline{\lg \operatorname{tg} \theta} \right)^2)^{1/2}. \quad (2,24)$$

Для изотропного распределения $\sigma = 0,39$; величина σ растет с ростом анизотропии углового распределения. Для того чтобы определить форму углового распределения, необходимо вычислить моменты более высокого порядка. При выяснении вопроса о том, не содержит ли кривая углового распределения двух максимумов, следует вычислить момент четвертого порядка.

Типичный пример графика $\lg \operatorname{tg} \theta$ приведен на рис. 2. В ливне с $\gamma_c \approx 100$ 15 вторичных частиц явно разделены на две группы.

4. О п р е д е л е н и е э н е р г и и, о с н о в а н н о е н а м е т о д е « в о з б у ж д е н н о г о ц е н т р а »*). Как F -график, так и график $\lg \operatorname{tg} \theta$ выявляют тенденцию вторичных частиц концентрироваться в направлениях «вперед — назад». Эту характерную особенность можно интерпретировать так, как будто при соударении нуклонов высокой энергии образуются два сгустка, каждый из которых затем распадается в собственной системе координат на вторичные частицы с довольно малыми энергиями. Эти сгустки можно рассматривать как сильно возбужденные состояния или «возбужденные центры»⁶.

Если серьезно принять модель «возбужденных центров» (мезонных сгустков), то можно сделать еще один шаг в оценке величин γ_c . Так как в этом случае частицы, летящие вперед и назад, хорошо разделены, то согласно соотношению (2,22) можно составить соответствующие суммы отдельно для каждой группы частиц:

$$\begin{aligned} -\lg \gamma_f &= \frac{1}{n_f} \sum_{i < f} \lg \operatorname{tg} \theta_i - \frac{1}{n_f} \sum_{i < f} \lg \operatorname{tg} \left(\frac{\theta_i^+}{2} \right), \\ -\lg \gamma_b &= \frac{1}{n_b} \sum_{j < b} \lg \operatorname{tg} \theta_j - \frac{1}{n_b} \sum_{j < b} \lg \operatorname{tg} \left(\frac{\theta_j^+}{2} \right), \end{aligned}$$

*) Будем называть в дальнейшем эту модель возбужденных центров, каждый из которых при распаде независимо испускает π -мезоны, моделью «файерболов», как принято в иностранной печати, и соответственно возбужденный центр — просто «файерболом» (fire-ball, буквально — «огненный шар»).

где θ^+ — угол вылета частицы в системе фэйрбола. Если частицы испускаются из фэйрбола изотропно, то последние члены в приведенных уравнениях равны нулю. Отсюда следует, что

$$\gamma_c = \sqrt{\gamma_f \gamma_b}. \quad (2,25)$$

Оказалось, что найденные таким образом величины γ_c находятся в удовлетворительном согласии с величинами γ_c , полученными из (2,23).

5. Энергия, уносимая вторичными частицами. Описанные методы определения энергии первичной частицы основаны на использовании углового распределения заряженных частиц, однако почти третья часть всех вторичных частиц относится к нейтральным частицам, которые могут уносить значительную долю первичной энергии. Так, в ряде известных случаев одна нейтральная частица обладала гораздо большей энергией, чем другие. В таких случаях при оценке величины первичной энергии по заряженным вторичным частицам можно ошибиться даже на порядок. Действительно, имели место такие случаи, когда энергия одной ливневой частицы, найденная по ее вторичному взаимодействию, оказывалась больше, чем вся первичная энергия, оцененная одним из вышеуказанных методов.

Энергия заряженной вторичной частицы может быть определена, например, методом многократного рассеяния, если, разумеется, энергия этой частицы не очень велика и след, оставляемый ею в эмульсии, имеет достаточную длину для измерений ее многократного рассеяния. Однако практически такие удачные следы встречаются весьма редко и, кроме того, энергия, уносимая этими частицами, обычно составляет меньшую часть полной энергии, приходящейся на все вторичные частицы.

Долгоживущая ядерно-активная частица, имеющаяся среди ливневых частиц, может вызвать вторичное ядерное взаимодействие. Если она заряженная, то энергию этой частицы можно грубо оценить по углу вылета ее относительно направления движения первичной частицы (см. п. 2.4). Сравнение полученной таким способом величины со значением энергии, найденным по вторичному взаимодействию, позволяет проверить правильность определения первичной энергии вышеописанными методами. В случае нейтральных частиц вторичные взаимодействия являются не только единственным способом определения энергий этих частиц, но также и единственным средством обнаружения самого факта их существования.

Короткоживущие частицы обычно распадаются раньше, чем успевают взаимодействовать, что характерно, например, для π^0 -мезонов. Нейтральный π -мезон распадается на два фотона, которые в свою очередь образуют электронные пары, развивающиеся затем в каскадные ливни. Число электронов, содержащихся в каскадном ливне сверхвысокой энергии, очень велико, и это позволяет найти такой ливень при визуальном просмотре фотоэмульсий или чувствительных рентгеновских пленок, через которые он прошел. Энергия π^0 -мезона оценивается исходя из свойств каскадного ливня и высокоэнергичных электромагнитных взаимодействий; таким образом, π^0 -мезоны имеют определенное преимущество перед заряженными частицами с точки зрения возможности определения их энергии. Методы определения энергии будут описаны в следующем разделе.

2.3. Определение энергии π^0 -мезонов и фотонов

π^0 -мезон распадается с вероятностью 99% на два фотона и с вероятностью 1% на фотон и пару электронов. Угол между направлениями вылета фотонов определяется соотношением

$$\theta_{2\gamma} = \frac{m_\pi c^2}{(E_1 E_2)^{1/2}} = \frac{m_\pi c^2}{E_\pi} \left(\sqrt{n} + \frac{1}{\sqrt{n}} \right), \quad n = \frac{E_1}{E_2}, \quad (2,26)$$

где m_π и E_π — масса и энергия π^0 -мезона, а E_1 и E_2 — энергии соответствующих фотонов. Согласно (2,26) энергию π^0 -мезона можно оценить либо измеряя энергии обоих фотонов, либо зная отношение их энергий и угол между направлениями вылета фотонов. Однако практически эти измерения не всегда просты.

1. Эмульсионная камера. Рассмотрим случай распада, в котором $E_{\pi^0} = 10^{12}$ эв и $n = 1$. При такой энергии π^0 -мезона фотоны, образующиеся при его распаде, вылетая под углом $\theta_{2\gamma} = 1,4 \cdot 10^{-4}$, расходятся на средней конверсионной длине, которая равна ~ 3 см в обычных ядерных эмульсиях, всего лишь на расстоянии порядка 4 мк. Эта величина несколько больше минимально различимого расстояния, но она сравнима со средним отклонением, обусловленным многократным рассеянием возникающих электронов на одной каскадной длине. Поскольку это отклонение (так же, как и угол $\theta_{2\gamma}$) обратно пропорционально энергии электронов, обычно трудно различить два каскадных ливня, возникающих от фотонов π^0 -распада. Кроме того, в эту же область могут попасть и некоторые заряженные частицы,

так что точку образования пары определить очень трудно. Поэтому в качестве среды, в которой образуются ядерные ливни, целесообразно использовать легкий материал, например графит, помещая под ним тяжелый конвертор типа свинца. Тогда фотоны от π^0 -распада будут проходить через графит, не конвертируя, и образование пары будет иметь место после того, как фотоны достаточно разойдутся. Следовательно, вся аппаратура состоит из углеродных слоев, где происходят ядерные соударения, свинцовых пластин для развития каскадных ливней и ядерных эмульсий, расположенных между ними для регистрации ливней. Такая установка называется эмульсионной камерой и широко используется для изучения ядерных струй ⁷.

Наблюдая разделенные в пространстве каскадные ливни и исходя из известных положений каскадной теории ⁸, можно определить энергию фотонов, вызвавших эти ливни. Учитывая точность каскадной теории и экспериментальные возможности разрешения электронных следов, целесообразно работать только с локализованными вблизи ствола ливня следами (в пределах ~ 50 мк), образованными электронами высокой энергии. Число таких электронных следов в зависимости от толщины вещества дает переходную кривую каскадного ливня, которая сравнивается с расчетной кривой для данной первичной энергии фотона. По найденным значениям E_1 и E_2 с помощью соотношения (2,26) определяется угол между направлениями вылета фотонов $\theta_{2\gamma}$. Этот угол сравнивается затем с наблюдаемой величиной $\theta_{2\gamma}$, и таким образом проверяется правильность оценки энергии фотонов.

Применяя каскадную теорию, нужно помнить следующее. Благодаря релятивистскому эффекту электрическое поле электрона с ростом его энергии становится настолько сильным, что он может при излучении взаимодействовать с близлежащими атомами. Влияние близлежащих атомов уменьшает вероятность излучения таким же образом, как в эффекте сужения резонансной линии. Следовательно, средняя длина пути по отношению к процессам тормозного излучения и образования пары растет с ростом энергии электрона или фотона в зависимости от плотности среды и энергетического распределения вторичных частиц. Это явление называется эффектом Ландау — Померанчука ⁹, и его необходимо учитывать в плотной среде при энергиях свыше 10^{13} эв. Наблюдалось событие, которое можно было бы считать аномальным, если пренебречь эффектом Ландау — Померанчука. В таких событиях один из фотонов π^0 -распада образует каскадный ливень, пролетев без конверсии расстояние в несколько каскадных единиц, и развитие каскада при этом плохо согласуется с развитием, ожидаемым по обычной каскадной теории. Однако это явление хорошо объясняется эффектом Ландау — Померанчука.

2. **Наблюдение электронных пар.** В некоторых случаях наблюдаются отдельные электронные пары. В области низкоэнергичных фотонов энергию фотона, образовавшего пару, можно определить, измеряя непосредственно энергию электронов пары. При высоких энергиях фотонов такие методы для определения их энергии непригодны. При энергии фотона порядка 10^{12} эв угол между двумя электронами пары так мал, что электрические поля их интерферируют друг с другом. Вследствие этого вероятность ионизации пары оказывается меньше суммы вероятностей ионизации двух отдельных электронов. Это явление называется эффектом Чудакова ¹⁰, который впервые дал его количественный анализ. Уменьшение плотности зерен обнаруживается на начальном участке следов электронной пары длиной в несколько сотен микрон.

3. **Калориметр.** Противоположность изложенному методу представляет калориметрический метод ¹¹, в котором полная энергия электронов, израсходованная на ионизацию, измеряется ионизационной камерой или скintиллятором. В качестве калориметра может быть использован также черенковский счетчик, так как полная длина пути электронов пропорциональна полной и з р а с х о д о в а н н о й энергии.

Следует отметить, что калориметрическим методом чаще измеряют энергию, уносимую всеми вторичными частицами, образованными во взаимодействии при высокой энергии, а не только энергию каскадного ливня. Поэтому калориметр лучше использовать для целей, описанных в п. 2.2.5.

4. **Число электронов.** Число электронов в каскадном ливне при заданном значении возраста является однозначной функцией первичной энергии. Возраст ливня в принципе может быть получен из поперечного распределения электронов. Следовательно, измерение числа электронов в одном сечении ливня позволяет определить первичную энергию. Этот метод применяется для определения первичной энергии ш. а. л., но он дает возможность определить энергию только по порядку величины, поскольку ш. а. л. есть результат сложных процессов — ядерных и электромагнитных. Даже в чисто электронном каскаде число электронов и поперечное распределение их так чувствительны к энергиям наблюдаемых электронов, что, исходя только из этих величин, почти невозможно получить правильную оценку первичной энергии. Тем не менее число электронов является полезной величиной, дающей грубое представление о первичной энергии.

2.4. Поперечный импульс

Среди различных величин, характеризующих свойства вторичных частиц, поперечный импульс является одной из наиболее важных, так как, во-первых, он инвариантен относительно преобразований Лоренца и, во-вторых, почти не зависит от энергии первичных и вторичных частиц, что впервые было отмечено Нипшимурой ⁷.

При изучении π^0 -мезонов, образованных космическими лучами в эмульсионной камере, описанной в п. 2.3,1, оказалось, что для поперечного импульса характерно очень узкое распределение в широком интервале энергий первичных частиц ($10^{13} \div 10^{14}$ эв) и энергий вторичных частиц ($5 \cdot 10^{10} \div 3 \cdot 10^{12}$ эв). Максимум распределения поперечных импульсов лежит в области 400 Мэв/с, а наибольшее значение P_T не превышает величины 800 Мэв/с. Почти в той же самой области энергий измерялись поперечные импульсы заряженных частиц в «струях», зарегистрированных в эмульсионных стопках. Оказалось, что распределение поперечных импульсов этих частиц хорошо совпадает с распределением P_T для π^0 -мезонов, хотя поперечные импульсы нескольких частиц были больше 1 Гэв/с ¹². Средние значения поперечных импульсов оказались равными

$$\langle P_T \rangle_{\pi^0} = 325 \pm 20 \text{ Мэв/с}, \quad \langle P_T \rangle_{\text{зар}} = 520 \pm 160 \text{ Мэв/с}. \quad (2,27)$$

Такая же величина $\langle P_T \rangle$ была получена и в области энергий, достигнутых на современных ускорителях ^{*}). При изучении протон-протонных соударений с помощью водородной пузырьковой камеры при энергии падающих протонов ~ 23 Гэв оказалось, что распределение поперечных импульсов практически не зависит от рода вторичных частиц и описывается выражением ¹³

$$f(P_T) 2\pi P_T dP_T = \exp\left(-\frac{P_T}{P_0}\right) 2\pi P_T dP_T \quad (2,28)$$

при

$$\langle P_T \rangle = 2P_0 = 340 \text{ Мэв/с}. \quad (2,29)$$

Тот факт, что поперечный импульс мал и практически не зависит от энергии и рода частицы, удобно использовать при анализе взаимодействий сверхвысокой энергии. Во-первых, зная угол вылета вторичной частицы θ , можно грубо оценить величину продольного импульса и, следовательно, величину полного импульса вторичной частицы:

$$P_L = P_T \text{ ctg } \theta \approx \frac{P_T}{\theta} \approx P, \quad (2,30)$$

причем два последних равенства верны для малых θ . Так как с ростом первичной энергии величина P растет, а поперечный импульс остается постоянным, энергия, идущая на образование вторичных частиц, идет в основном на увеличение продольной составляющей импульса.

Во-вторых, распределение по импульсам может быть связано с угловым распределением простым соотношением. Поскольку распределение по поперечному импульсу не зависит от первичной энергии и продольного импульса, то выражение (2,28) может быть преобразовано в распределение по импульсам и углам следующим образом:

$$f(P_T) \cdot 2\pi P_T dP_T g\left(\frac{P_L}{P_E}\right) dP_L,$$

где P_E — пересчетный коэффициент, зависящий от первичной энергии E , а $g(P_L/P_E)$ — распределение импульсов, проинтегрированное по углам.

Учитывая (2,30) и выражение для элемента телесного угла

$$d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta \approx 2\pi P_T \frac{dP_T}{P_L^2},$$

можно привести распределение по импульсам и углам к виду

$$f(P_T) \cdot 2\pi P_T dP_T g\left(\frac{P_L}{P_E}\right) dP_L = f\left(\theta P_E \frac{P_L}{P_E}\right) g\left(\frac{P_L}{P_E}\right)^2 P_E^2 dP_L d\Omega. \quad (2,31)$$

Это выражение показывает, что, зная распределение по импульсам при данном значении угла, можно получить распределение импульсов при других углах, зная вид функции f . Вид функции $g(P_L/P_E)$ находится путем измерения импульсов всех вторичных частиц безотносительно к их углам. Поэтому для получения распределения

^{*}) На Международной конференции по физике частиц высоких энергий (Женева, 1962 г.) было указано на слабый рост P_T с энергией. (Прим. автора.)

по импульсам и углам достаточно провести измерение импульсов либо при данном угле, либо безотносительно к углам вылета при условии, что распределение поперечных импульсов известно.

В-третьих, малая величина поперечного импульса позволяет считать весь процесс соударения одномерным. В первом приближении можно пренебречь поперечной компонентой импульса в процессе соударения. При этом, как будет показано в следующем разделе, значительно упрощаются кинематические соотношения.

2.5. Передаваемый импульс

Квадрат абсолютного передаваемого 4-импульса является также важной инвариантной величиной. В соударении типа $A+B \rightarrow A'+B'+(i)_f+(j)_b$ (где A' и B' — частицы отдачи, а $(i)_f$ и $(j)_b$ — частицы, образованные в с. ц. и. в направлениях вперед и назад) передаваемый 4-импульс определяется следующим образом:

$$\underline{\Delta}_A = \underline{P}_A - \underline{P}_{A'} - \sum_{i < f} \underline{P}_i, \quad \underline{\Delta}_B = \underline{P}_B - \underline{P}_{B'} - \sum_{j < b} \underline{P}_j. \quad (2,32)$$

Изменения 4-импульса падающих частиц записываются в виде

$$\underline{\Delta}'_A = \underline{P}_A - \underline{P}_{A'}, \quad \underline{\Delta}'_B = \underline{P}_B - \underline{P}_{B'}. \quad (2,33)$$

Учитывая переход в л. с. к., найдем квадрат абсолютной величины $\underline{\Delta}'_B$:

$$\underline{\Delta}'_B \underline{\Delta}'_{B'} = -2M_B (E_{B'} - M_B), \quad (2,34)$$

который пропорционален кинетической энергии частицы отдачи B' . Введем для удобства следующие обозначения:

$$\underline{P}_f = \sum_{i < f} \underline{P}_i, \quad \underline{P}_b = \sum_{j < b} \underline{P}_j. \quad (2,35)$$

Если вторичные частицы образуют два фэйрбола, то массы их можно выразить следующим образом:

$$\mathfrak{M}_f^2 = \underline{P}_f \underline{P}_f, \quad \mathfrak{M}_b^2 = \underline{P}_b \underline{P}_b. \quad (2,36)$$

В случае, если вторичные частицы не образуют фэйрболы, \mathfrak{M}_f и \mathfrak{M}_b следует понимать как абсолютные величины \underline{P}_f и \underline{P}_b соответственно.

Закон сохранения энергии приводит к условию $\underline{\Delta}_A + \underline{\Delta}_B = 0$. Для симметричного соударения в с. ц. и. имеем: $\underline{\Delta}_A^* + \underline{\Delta}_B^* = 0$. Следовательно, временные компоненты $\underline{\Delta}_A$ и $\underline{\Delta}_B$ в с. ц. и. равны нулю. Отсюда видно, что

$$\underline{\Delta}_A \underline{\Delta}_A = \underline{\Delta}_B \underline{\Delta}_B = -\underline{\Delta}_A \underline{\Delta}_B = -\underline{\Delta}_A^* \underline{\Delta}_A^* \equiv -\Delta^2. \quad (2,37)$$

Учитывая выражения (2,37), (2,34) и (2,36), из (2,32) получим

$$-\Delta^2 = -2M_B (E'_B - M_B) + \mathfrak{M}_b^2 - 2\underline{\Delta}'_B \underline{P}_b = 2(E'_B - M_B)(E'_B - M_B) + \mathfrak{M}_b^2 - 2\underline{P}_B \underline{P}_b. \quad (2,38)$$

Так как все величины в последних выражениях относятся к частицам малых энергий, вылетающих под большими углами, эти величины легко можно измерить и, следовательно, оценить передаваемый 4-импульс. Кроме того, нуклон отдачи с кинетической энергией $E'_B - M_B$ обычно идентифицируется как серый след, испущенный под большим углом. Полученная таким образом величина $(-\underline{\Delta}'_B \underline{\Delta}'_B)^{1/2}$, по оценке Ниу⁶, оказалась порядка нескольких Γ_{π^0}/c . Другой метод определения величины Δ^2 основан на использовании квадрата величины $\underline{\Delta}_B + \underline{P}_b = \underline{\Delta}'_B$:

$$-\Delta^2 + \mathfrak{M}_b^2 - 2\underline{\Delta}'_B \underline{P}_b = \underline{\Delta}'_B \underline{\Delta}'_{B'} = -2M_B (E'_B - M_B).$$

Вследствие малости поперечного импульса произведение величин $\underline{\Delta}'_B \underline{P}_b$ можно приближенно представить как ΔP_b^* , где $P_b^* = |\mathbf{P}_b^*|$. Тогда получим

$$\Delta \approx P_b^{*2} + \mathfrak{M}_b^2 + 2M_B (E'_B - M_B)^{1/2} - P_b^*. \quad (2,39)$$

Если величина P_b^{*2} намного превышает значения других членов, стоящих в правой части последнего выражения, то (2,39) можно записать в виде

$$\Delta \approx \frac{\mathfrak{M}_b^2 + 2M_B (E'_B - M_B)}{2P_b^*}. \quad (2,39')$$

Таким образом видно, что Δ — довольно малая величина. Однако это соотношение почти не используется, так как импульс P_b^* нельзя измерить непосредственно.

Наиболее удобным является третий метод определения величины Δ . Согласно законам сохранения энергии и импульса, определяемые в (2,32) величины $\underline{\Delta}_A$ и $\underline{\Delta}_B$ подчиняются условию $\underline{\Delta}_A + \underline{\Delta}_B = 0$. Отсюда следует, что (2,37) можно записать так:

$$-\Delta^2 = -\underline{\Delta}_A \underline{\Delta}_B = \Delta_A \Delta_B - \Delta_{A_0} \Delta_{B_0} = \Delta_0^2 - \Delta^2,$$

где $\Delta_0 = \Delta_{A_0} = -\Delta_{B_0}$ — временная компонента величины $\underline{\Delta}$ и $\Delta = \Delta_A = -\Delta_B$.

Обозначая продольную и поперечную компоненты величины Δ через Δ_L и Δ_T соответственно, приведем передаваемый 4-импульс к виду

$$\Delta^2 = \Delta_{A_0} \Delta_{B_0} - \Delta_{AL} \Delta_{BL} - \Delta_{AT} \Delta_{BT} = (\Delta_{A_0} - \Delta_{AL}) (\Delta_{B_0} + \Delta_{BL}) + \Delta_T^2. \quad (2.37')$$

В первом члене последнего выражения импульсы и энергии вторичных частиц входят в следующих комбинациях:

$$\begin{aligned} E_i - P_{iL} &= (P_{iL}^2 + P_{iT}^2 + M_i^2)^{1/2} - P_{iL} \cong P_{iT}^2 + \frac{M_i^2}{2P_{iL}} = \frac{P_{iT}}{2} \left(1 + \frac{M_i^2}{P_{iT}^2} \right) \text{tg } \theta_i, \\ E_j + P_{jL} &= (P_{jL}^2 + P_{jT}^2 + M_j^2)^{1/2} + P_{jL} \cong 2P_{jL} \frac{P_{jT}^2 + M_j^2}{2P_{jL}} = \\ &= 2P_{jT} \left[\text{ctg } \theta_j + \left(1 + \frac{M_j^2}{2P_{jT}^2} \right) \text{tg } \theta_j \right]. \end{aligned}$$

Эти соотношения получены на основании предположений, что все вторичные частицы имеют весьма высокие энергии ($P_L \gg P_T, M$). Так как P_T не зависит ни от энергии, ни от рода частицы, (2,37') можно представить в виде

$$\begin{aligned} \Delta^2 = P_T^2 \left[\sum_i \left(1 + \frac{M_i^2}{P_T^2} \right) \text{tg } \theta_i - \frac{M_A^2}{E_A P_T} \right] \left[\sum_j \left\{ \text{ctg } \theta_j + \right. \right. \\ \left. \left. + \left(1 + \frac{M_j^2}{2P_T^2} \right) \text{tg } \theta_j \right\} - \frac{M_B}{2P_T} \right] + \Delta_T^2. \end{aligned}$$

При таких высоких энергиях угол вылета частицы в л. с. к. очень мал, и поэтому членом, содержащим $\text{tg } \theta_j$ в последнем выражении, можно пренебречь по сравнению с $\text{ctg } \theta_j$. Можно также пренебречь членами, содержащими величины, которые относятся к двум сталкивающимся частицам. Величина Δ_T^2 может быть приведена к виду

$$\Delta_T^2 \cong n_i n_j P_T^2,$$

где n_i и n_j обозначают числа вторичных частиц в соответствующих группах. Тогда окончательно выражение для Δ^2 в первом приближении будет иметь вид

$$\Delta^2 \cong P_T^2 \left[\left\{ \sum_i \left(1 + \frac{M_i}{P_T^2} \right) \text{tg } \theta_i \right\} \left(\sum_j \text{ctg } \theta_j \right) + n_i n_j \right]. \quad (2,40)$$

В правую часть этого выражения входят величины, которые могут быть непосредственно измерены.

Значение Δ^2 , полученное из выражения (2,40), зависит от того, как разделены две группы частиц. Для симметричного случая эта величина должна быть минимальной. Следовательно, получен еще один способ, позволяющий разделять группы частиц, летящих вперед и назад, независимо от вышеуказанных способов (метод F -графика и графика $\lg \text{tg } \theta$ ¹⁴). Оказалось, что найденная таким образом величина Δ колеблется около значения 1 Гэв/с . При определении величины Δ из (2,40) следует помнить, что обычно экспериментаторы имеют дело либо с заряженными частицами, либо с нейтральными π -мезонами. Поэтому при оценке правой части выражения (2,40) используются не все вторичные частицы. Так как большой вклад в суммы $\sum \text{tg } \theta_i$, $\sum \text{ctg } \theta_j$ вносят частицы, вылетающие под наименьшим углом θ_j и наибольшим углом θ_i ; отсутствие таких частиц приводит к недооценке величины Δ .

2.6. Множественность и неупругость

Из вышесказанного ясно, что свойства, характерные для явлений при сверхвысокой энергии, нельзя определить с достаточной надежностью по отдельным случаям; они могут быть получены только статистически. Таким образом, имеет смысл говорить об определенном свойстве высокоэнергичного взаимодействия, только изучив его в довольно широком интервале энергий. Свойства, почти не зависящие от энергии, например поперечный импульс и отношение чисел вторичных частиц, могут быть определены с большей точностью, чем свойства, зависящие от энергии. Одним из наиболее важных свойств, зависящих от энергии, является множественность вторичных частиц, большая часть которых является π -мезонами. Наблюдения в фотоэмульсиях приводят к следующей зависимости между множественностью n энергией:

$$n \approx 1,8E_A^{1/4}, \quad (2,41)$$

где E_A — первичная энергия, измеренная в $\Gamma\text{эв}$. Как подчеркивалось выше, здесь не только E_A соответствует средней величине, но и n отвечает средней множественности. Наблюдаемые значения n подвержены сильным флуктуациям, например, $\Delta n \approx 0,5n$. Несмотря на то, что закон степени $1/4$, выраженный соотношением (2,41), является общепринятым вследствие большой популярности теории Ферми¹⁵, он отражает в основном общую тенденцию зависимости множественности от энергии, справедливую в первом приближении. Более детальный анализ требует закона степени $1/2$ для энергий ниже $100 \Gamma\text{эв}$ или резкого роста множественности. Тем не менее оказывается, что (2,41) является по крайней мере хорошим эмпирическим законом при условии, что под E_A понимается средняя величина первичной энергии в пределах изменения ее на два порядка.

При определении множественности обычно рассматривают либо число заряженных частиц, либо число нейтральных π -мезонов. Зная относительную долю этих частиц, можно определить полное число вторичных частиц.

Следует отметить, что довольно слабый рост множественности с энергией подтверждается даже при энергиях выше 10^{14}эв , когда главным источником информации являются ш. а. л. Характерной чертой ш. а. л. является распределение падающей энергии между большим числом частиц, так что ни одна частица не обладает большой энергией, сравнимой с падающей. В противном случае нейтральный π -мезон большой энергии образовал бы при этом огромный каскадный дивень с максимумом на малой высоте. Так как высота, на которой ш. а. л. имеет максимальный размер, довольно большая и нечувствительна к первичной энергии, энергия одного π^0 -мезона либо растет очень медленно с ростом первичной энергии, либо остается примерно постоянной.

Если бы это было верно для любой вторичной частицы, энергия ш. а. л. на уровне моря была бы намного меньше, чем та, которую мы наблюдаем. Кроме того, имеются данные, что ядерно-активные частицы значительных энергий содержатся в ш. а. л. даже на уровне моря. Из этого следует, что существенная часть первичной энергии уносится ядерно-активной частицей, возможно нуклоном, сохранившим свою индивидуальность после ядерного соударения. Это означает, что процессы, протекающие при ядерных соударениях в области сверхвысоких энергий, довольно упругие, хотя они сопровождаются образованием большого числа вторичных частиц. Такой характер соударения был обнаружен в фотоэмульсионных экспериментах при энергиях ниже 10^{14}эв и подтверждается также в экспериментах, проведенных на ускорителях, в области энергий до $\sim 30 \Gamma\text{эв}$.

Величина, характеризующая степень упругости соударения, называется неупругостью; она определяется отношением энергии всех вторичных частиц, кроме наиболее энергичных частиц, которые можно считать «прямыми потомками» падающих частиц, к полной первичной энергии:

$$K \equiv \frac{\sum_i E_i^* + \sum_j E_j^*}{E_A^* + E_B^* - M_A - M_B}. \quad (2,42)$$

Для симметричного соударения можно записать

$$K = \frac{E_A^* - E_{A'}^*}{E_A^* - M_A} = \frac{E_B^* - E_{B'}^*}{E_B^* - M_B}. \quad (2,43)$$

Величина K флуктуирует от случая к случаю, например от 0,01 до 1, но в большинстве случаев ее значения лежат в интервале от 0,1 до 0,8. Среднее значение $K \approx 1/3$ и почти не зависит от энергии, но имеются также данные и против независимости от энергии *).

*) Чтобы объяснить экспериментальные данные о генерации π -мезонов высокой энергии, Григоров (ЖЭТФ 45, 1544, 1919 (1963)) пришел к заключению, что в ряде наблюдаемых явлений должны преобладать с вероятностью $30 \div 40\%$ почти пол-

3. РАЗЛИЧНЫЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ

Некоторые авторы полагают, что изучение процессов множественного рождения частиц позволит обнаружить ряд новых закономерностей, характерных для будущей теории, справедливой за пределами квантовой теории поля. Несмотря на большие усилия в этом направлении, до сих пор еще нет никаких определенных указаний на непригодность существующей теории, хотя последняя и не дает удовлетворительного описания наблюдаемых явлений. Однако все авторы, имеющие разные взгляды на справедливость существующей теории, по-видимому, сходятся на том, что любая будущая теория должна иметь некоторое соответствие с современной теорией, квантовой теорией поля. Как известно, в квантовой теории существует принцип соответствия с классической теорией в двух отношениях, отвечающих волновой или корпускулярной картинам. Будущая теория может возникнуть из соответствия с любой из этих классических картин, минуя квантовую теорию поля. Оставляя пока в стороне вопрос о будущей теории, мы опишем здесь различные теоретические подходы, которые, как кажется, содержат по меньшей мере один аспект истины.

Эти подходы можно разбить на три, основанных на волновой, квантовой и корпускулярной картинах соответственно. В квантовой теории волна и частица являются взаимно дополняющими друг друга концепциями, другими словами, — фаза волны и число частиц не могут быть одновременно определены. Если фаза волны определена точно и в процессе взаимодействий не меняется, то не имеет смысла говорить о числе частиц. В этом случае корпускулярная картина малоприменяема и система описывается волновыми понятиями. В противоположном случае фазовые корреляции столь сильны, что система может рассматриваться как усредненная по этим фазам. Следовательно, в этом случае можно говорить о частицах. В квантовой теории взаимодействие приводит к конечному изменению фазы и большое число волн с различными фазами дает частицу благодаря интерференции. Таким образом, частицы образуются в результате взаимодействия.

Эти три подхода тесно связаны, и ни одна из теорий не основана на существовании только одной картины. И волновая, и корпускулярная картины могут рассматриваться как предельные случаи единой квантовой картины; следовательно, три картины различаются только тем пунктом, на котором делается ударение. Имея это в виду, мы классифицируем различные теоретические подходы по этим трем группам, когда это возможно, и по промежуточным, если невозможно.

3.1. Волновая картина

Описание системы с помощью линейных полей приводит к тривиальному результату. Чтобы получить изменение амплитуды, необходимо ввести какую-нибудь нелинейность. Амплитуда после соударения получается из решения волнового нелинейного уравнения, фурье-компонента которого $f(p)$ дает число частиц с импульсом p в интервале dp , следующим образом:

$$n(p) dp = f(p)^2 \frac{dp}{E}, \quad (3.1)$$

где E — полная энергия, соответствующая данному значению p . Хотя соотношение (3.1) основано на квантовой теории, процедура получения $f(p)$ полностью классическая. Квантовая природа заключается только в том, что $n(p)$ интерпретируется как средняя плотность частиц, вокруг которой флуктуирует истинная плотность.

Так как нелинейное уравнение хорошо известно в гидродинамике, при множественном образовании частиц часто используется гидродинамическая терминология. Большая амплитуда, соответствующая большому числу частиц, может рассматриваться по аналогии с ударной волной, которая в гидродинамике связывается с амплитудой конечной величины. Однако математически не всякая нелинейность приводит к образованию ударной волны. Ударная волна возникает в квазилинейном уравнении, в котором нелинейность появляется в члене, содержащем высшую производную, например в члене переноса в уравнении движения Эйлера, и не возникает в полулинейном уравнении, в котором коэффициент при высшей производной является константой или известной функцией. Примером является нелинейность, возникающая при четырехфермионном взаимодействии. Тем не менее полулинейность может приводить к множественному рождению, так как благодаря полулинейной связи энергия распределяется по большому числу степеней свободы. Например, из полу-

ностью неупругие взаимодействия ($\bar{K} \approx 1$). Эти процессы наряду с основными взаимодействиями нуклонов, характеризующимися малой неупругостью ($\bar{K} \approx 0,3$), приводят к тому, что средний коэффициент неупругости для нуклонов высокой энергии оказывается равным $K \approx 0,5 \div 0,6$.

линейного уравнения вида

$$\square \varphi - \mu^2 \varphi - g\varphi^3 = 0$$

получается спектр вторичных частиц $1/p$.

Часто используется другая аналогия — турбулентное движение жидкости. Известно, что в гидродинамике турбулентность создается за счет нелинейности члена переноса и энергетический спектр вторичных частиц принимается по аналогии с колмогоровским спектром турбулентности. Однако в гидродинамике энергия, содержащаяся в турбулентном движении данного масштаба, растет с длиной волны, тогда как в квантовой механике энергия и длина волны связаны обратным соотношением. Это указывает, что гидродинамическая интерпретация является не более чем аналогией и может только помочь интуиции.

Серьезная попытка создать нелинейную волновую теорию множественного рождения была предпринята Гейзенбергом¹⁶. Его теория исходит из лагранжиана

$$L = l^{-4} \left[1 + l^4 \left\{ \left(\frac{\partial \varphi}{\partial X_\nu} + \mu^2 \varphi^2 \right) \right\} \right]^{1/2}, \quad (3,2)$$

где μ — масса π -мезона, а l — константа размерности длины в единицах $c = \hbar = 1$. Если значение l мало, то (3,2) сводится к обычному лагранжиану для клейн-гордоновской частицы. Так как две сталкивающиеся частицы при высокой энергии можно рассматривать как очень тонкие диски в с. ц. и., весь процесс можно представить в виде одномерного расширения, которое начинается с тонкого диска, возникшего в результате соударения двух частиц. В этом случае волновая функция φ будет представляться функцией от $s = t^2 - x^2$ и будет подчиняться уравнению

$$4 \frac{d}{ds} (s\varphi') + \mu^2 \varphi = 8l^4 s (\varphi')^2 \frac{(\varphi + \mu^2 \varphi)}{(1 + l^4 \mu^2 \varphi^2)}. \quad (3,3)$$

Нелинейный член вызывает диссипацию энергии при больших импульсах, так что спектр при больших p имеет вид dp/p^2 . При малых p , однако, диссипация энергии мала и волна ведет себя так же, как при свободном расширении. В области малых энергий, где спектр примерно следует закону dp/p , основная часть энергии заключена в интервале ниже некоторой критической энергии p_c . Следовательно, множественность будет определяться законом

$$n \cong \frac{E_A^*}{p_c} \ln \left(\frac{p_c}{\mu} \right), \quad (3,4)$$

где E_A^* — первичная энергия в с. ц. и. Так как p_c незначительно превосходит μ , основная часть частиц вылетает с небольшими энергиями и, следовательно, с малыми поперечными импульсами.

Выведенный выше степенной спектр аналогичен спектру, полученному для изотропной турбулентности. Хотя причины получения степенного спектра в обоих случаях подобны, в гидродинамике энергия течет от малых p к большим, а в π -мезонном поле, наоборот, от больших p к малым; поэтому турбулентную π -мезонную жидкость следует рассматривать лишь как аналогию.

Множественность, следующая из выражения (3,4), слишком сильно зависит от энергии падающей частицы, и неупругость вряд ли может быть учтена при этом. Гейзенберг пытался избавиться от этих дефектов с помощью особого предположения, не свойственного его волновой теории поля. Если рассматривать π -мезонное облако вокруг нуклона как диск, в котором напряженность π -мезонного поля падает как $\exp(-\mu r)$ с ростом радиального расстояния r , то импульс, переданный при соударении с прицельным параметром r , можно уменьшить до значения $p_A^* \exp(-\mu r)$. Тогда $\exp(-\mu r)$ может отражать влияние неупругости и значение E_A^* в выражении (3,4) можно заменить на значение $p_A^* \exp(-\mu r)$. Хотя против этого соображения имеются критические замечания², его все же можно было бы считать правдоподобным, так же как гидродинамическую аналогию.

Характерная черта теории Гейзенберга, по-видимому, состоит в том, что энергия, содержащаяся в высокочастотных компонентах, диссипирует в низкочастотные и затем волны разлетаются. До тех пор, пока не наступит последняя стадия, фаза волны сохраняет свое начальное значение, но амплитуда ее меняется благодаря нелинейности. Это можно интерпретировать на языке квантовой теории следующим образом. Вследствие внезапности соударения обмен энергией происходит в основном между высокочастотными компонентами, а низкочастотные волны выбиваются, сохраняя свою форму. Сильное взаимодействие между волнами распределяет энергию, сконцентрированную в небольшом числе компонент, между многими компонентами, так что большинство из них в конце концов обладает низкими частотами. Это приводит к квантовой картине, описанной в следующем разделе.

3.2. К в а н т о в а я к а р т и н а

Квантовомеханическую теорию множественного рождения разработали Миязима и Томонага¹⁷ в их теории с промежуточной парной связью.

В этой теории вводится инерция, которая подавляет возбуждение высокочастотных компонент, и эффект затухания, который отвечает за диссипацию содержащейся в них энергии. Следовательно, возбужденный при соударении нуклон переходит в нормальное состояние, испуская последовательно π -мезоны и переходя на нижние уровни, что приводит, таким образом, к множественному рождению. Этот процесс аналогичен излучению малоэнергичных фотонов заряженной частицей, рассеянной в кулоновском поле. Процесс излучения приводит к хорошо известной инфракрасной расходимости, если он рассматривается в низшем порядке теории возмущений, но дает сходящийся результат, если учесть все члены высшего порядка. Эффекты высшего порядка могут быть рассчитаны, если пренебречь отдачей излучающей частицы. Такая же процедура применяется и к задаче множественного образования π -мезонов, но в этом случае каждый член свободен от инфракрасной расходимости благодаря конечной массе π -мезона. Следуя этой картине, Льюис, Оппенгеймер и Вонтуйзен¹⁸ разработали теорию множественного рождения, основанную главным образом на теории возмущений. Обозначая квадрат матричного элемента для образования одного π -мезона через A , они получили для вероятности испускания n -мезонов

$$W_n \cong \int \frac{A^n}{n!^3} \prod_i \left(\frac{\partial \mathbf{p}_i}{E_i} \right) \cong \frac{(A\bar{p}^2)^n}{n!}, \quad (3,5)$$

где \bar{p} — максимальный импульс вторичных π -мезонов. Эта вероятность будет максимальной при

$$\bar{n} \cong (A\bar{p})^{2/3} \sim (KE_A^*)^{2/3} \sim E_A^{1/3}, \quad (3,6)$$

причем второе соотношение получено при условии $\bar{p} \sim E_A^*$.

Вышеуказанная квантовомеханическая трактовка основана на следующих предположениях: 1) время соударения так мало, что можно разделить процессы рассеяния двух сталкивающихся нуклонов и испускания π -мезонов; 2) импульсы реальных и виртуальных π -мезонов малы, что позволяет пренебречь эффектом отдачи нуклонов. Исходя из этих предположений были получены угловое распределение, существенно зависящее от процесса нуклон-нуклонного рассеяния, и множественность, которая определяется элементом фазового объема. Так как рассеянные нуклоны уносят основную часть первоначального углового момента, угловое распределение π -мезонов в с. ц. и. будет довольно изотропным. В таком случае весь фазовый объем почти равномерно заполняется, приводя к закону множественности $n \sim E_A^{1/3}$, указанному в (3,6). Если, однако, окажется эффективным периферическое соударение, то результат будет сильно отличаться от предсказаний первоначальной теории¹⁸, но может быть более или менее подобен электромагнитному тормозному излучению.

Хотя мы назвали вышеуказанную теорию квантовомеханической, она пренебрегает характерным для квантовой теории эффектом, а именно интерференционным эффектом. Если его учесть, то каждый π -мезон нельзя рассматривать независимо, в этом случае становятся важными корреляции в процессах испускания частиц. В результате очень сильной корреляции между частицами вторичные π -мезоны должны были бы вести себя так, как будто они образовали облако или фибербол, и число частиц при этом могло бы быть определено путем усреднения по всем фазам.

3.3. К о р п у с к у л я р н а я к а р т и н а

Корпускулярная картина основана на сильном взаимодействии между вторичными π -мезонами. Это предположение было введено Ферми¹⁵ для того, чтобы иметь возможность использовать условие термодинамического равновесия π -мезонов в объеме Ω . Полная энергия $2E_A^*$, заключенная в объеме Ω , распределяется по большому числу степеней свободы согласно закону Планка, и, следовательно, плотность энергии определяется законом Стефана — Больцмана:

$$\frac{2E_A^*}{\Omega} \sim T^4, \quad (3,7)$$

Здесь T соответствует температуре (константа Больцмана положена равной 1) и может рассматриваться как средняя энергия π -мезона. Следовательно, наиболее вероятное

число вторичных π -мезонов будет

$$\bar{n} \sim \frac{E_A^*}{T} \sim \Omega T^3 \sim E_A^{*3/4} \Omega^{1/4}. \quad (3,8)$$

Принимая Ω как лоренцевски сжатый объем

$$\Omega = \left(\frac{M}{E_A^*} \right) \Omega_0, \quad (3,9)$$

где M — масса нуклона, а Ω_0 — на зависящий от энергии объем, получим зависимость между множественностью и энергией:

$$\bar{n} \sim E_A^{1/2} \Omega_0^{1/4} \sim E_A^{1/4}. \quad (3,10)$$

Это хорошо известный закон степени $1/4$. Термодинамическая теория может быть сравнена с квантовомеханической следующим образом. Квадрат матричного элемента A/E в выражении (3,5) пропорционален Ω/V — вероятности нахождения частицы в объеме Ω , где V — нормировочный объем. Однако при определении наиболее вероятной множественности возникает различие между этими двумя теориями, которое аналогично различию, имеющему место между законом Рэлея — Джинса и законом излучения Планка.

При применении закона Планка, безусловно, предполагается, что плотность π -мезонов хорошо известна и π -мезоны являются свободными. Последнее предположение противоречит условию теплового равновесия, согласно которому частицы должны обмениваться достаточным количеством энергии. Однако это обстоятельство не всегда приводит к противоречию, так как между частицами может иметь место такое взаимодействие, которое дает большое сечение соударения, но малую величину потенциальной энергии. В то же время первое предположение оказалось предметом серьезной критики из-за того, что плотность частиц бозонов, как известно, не определена достоверно и размеры объема Ω меньше длины волны частицы с энергией T . Эти пункты и приводят к неудовлетворительному следствию: из данной теории вытекает большая величина поперечного импульса — порядка T , в противоречии с наблюдаемой величиной. Кроме того, нельзя учесть неупругость в теории Ферми. Первого из указанных недостатков можно избежать, полагая, что имеет место только локальное равновесие. Так, Ландау⁴⁹ ввел макроскопические величины как функции пространственных и временных координат. Введение поля скоростей, плотности энергии и давления позволяет создать динамику жидкости в обычной форме, но без сохранения числа частиц, но это вводится макроскопически. Поведение жидкости может быть описано уравнением Навье — Стокса, условием непрерывности потока энергии и импульса и уравнением состояния, которое связывает между собой локальное давление p и плотность энергии ε следующим образом:

$$p = \frac{\varepsilon}{3}. \quad (3,11)$$

Уравнение состояния получается из теории излучения черного тела, в которой химический потенциал равен нулю. Поэтому на тех же основаниях могут быть определены локальная температура T и плотность энтропии s :

$$\varepsilon \sim T^4, \quad s \sim T^3. \quad (3,12)$$

Теперь можно представить всю картину процесса соударения следующим образом. При соударении двух нуклонов образуется жидкость в виде диска толщиной Δ . Благодаря ударной волне, возникающей при мощном соударении, жидкость в этом диске нагрета до высокой температуры, как и в теории Ферми. Следовательно, первоначальные величины температуры T и плотности энергии ε_0 являются, по существу, такими же, как в теории Ферми. Во второй стадии жидкость расширяется в направлении удара, и плотность энергии уменьшается следующим образом:

$$\varepsilon(x, t) = \varepsilon_0 \exp \left[-\frac{4}{3} (\eta - \tau - \sqrt{\tau \eta}) \right], \quad (3,13)$$

где

$$\tau = \ln \left(\frac{t}{\Delta} \right) \text{ и } \eta = \ln \left[(t-x)/\Delta \right].$$

Отсюда следует, что энергия концентрируется в области вблизи волнового фронта, где расположен также и максимум плотности энтропии, хотя последняя концентрируется в меньшей степени. Так как энтропия оказывается пропорциональной числу частиц, это приводит к тому, что испускается небольшое число частиц с большой энергией. Кроме одномерного расширения имеет место и боковое расширение, обу-

словенное давлением. Однако давление, определяемое выражением (3,11), довольно слабое, так что поперечные импульсы предполагаются небольшими. В процессе расширения энтропия меняется очень мало, так как средний свободный пробег в жидкости при большой плотности сильных взаимодействий настолько мал, что диссипацией энергии можно пренебречь. Поэтому первоначальная величина энтропии, по существу, остается постоянной до тех пор, пока средний свободный пробег не станет равным размеру расширяющейся жидкости. Когда жидкость достигнет этой стадии, отдельные элементы жидкости могут уноситься как фрагменты, и каждый фрагмент можно считать свободной частицей. Таким образом можно определить число частиц. Так как последнее пропорционально энтропии, множественность можно оценить с помощью первоначальной величины энтропии:

$$n \sim S = s\Omega \sim \varepsilon_0^{3/4} \Omega = E_A^{*3/4} \Omega^{1/4} \sim E_A^{*1/2}. \quad (3,14)$$

Это выражение идентично закону множественности, полученному в (3,10).

Так как понятие частицы может быть определено только в конечном состоянии, ее свойства определяются условиями этого состояния. Поскольку продольная скорость жидкости много больше поперечной и достаточно малая температура соответствует небольшой тепловой скорости, частицы испускаются преимущественно вперед и назад. Температуру можно оценить благодаря малой величине поперечного импульса, имеющего порядок μ , где μ — масса π -мезона. Такую же величину можно найти из отношения чисел π - и K -мезонов, так как число частиц с массой M , испущенных при температуре T , будет пропорционально выражению $M^{3/2} \exp(-M/T)$. Из вышесказанного ясно, что теория Ландау объясняет основные особенности множественного рождения частиц, но не объясняет неупругости соударения. Наибольший успех теории Ландау заключается в том, что она оказалась в состоянии объяснить малую величину поперечного импульса и, следовательно, резко анизотропное угловое распределение вторичных частиц, большая часть которых летит в направлении «вперед — назад», хотя впервые Нишимура высказал предположение о малой величине поперечного импульса. Анизотропное угловое распределение в гидродинамической теории Ландау возникает вследствие концентрации энергии вблизи фронтов расширяющейся жидкости. Это наводит на мысль, что два волновых фронта при соответствующей идеализации можно было бы рассматривать как фэйрболы, каждый из которых подобен частице большой массы.

3.4. Модель фэйрболов

До того, как появилась теория Ландау, Такаги²⁰ предложил модель фэйрболов как видоизменение теории Ферми. В этой модели предполагается, что при соударении двух нуклонов не возникает один фэйрбол, а каждый нуклон переходит в возбужденное состояние с энергией \mathfrak{M} , которое затем распадается на π -мезоны. Тогда к каждому из этих фэйрболов можно применить теорию Ферми, согласно которой множественность и средняя энергия испущенных π -мезонов в системе фэйрбола будут

$$n \cong 2\mathfrak{M}^{3/4}, \quad T \cong \mathfrak{M}^{1/4}, \quad (3,15)$$

причем зависимость $\mathfrak{M}^{3/4}$ определяется не зависящим от энергии объемом Ω . Поэтому в этой модели даже при полностью неупругом соударении, в отличие от теории Ферми, множественность следует закону $n \sim E_A^{*3/4} \cong E_A^{*3/8}$, а поперечный импульс мал и слабо зависит от энергии. При тщательном анализе экспериментов подтверждаются предположения о справедливости модели двух фэйрболов⁶, в которой оба фэйрбола уносят значительную переданную энергию. Если при соударении образуется только два фэйрбола, каждый из которых характеризуется массой \mathfrak{M} и энергией $\gamma_f^* \mathfrak{M}$ при учете падающего нуклона, то будет иметь место следующее соотношение:

$$E_A^* = \gamma_c M = \gamma_f^* \mathfrak{M}. \quad (3,16)$$

Предположим, что передаваемый импульс мал и не зависит от падающей энергии, тогда из простых вычислений получим зависимость вида

$$\gamma_f^* \sim \gamma_c^{1/2}, \quad \mathfrak{M} \sim \gamma_c^{1/2}. \quad (3,17)$$

Если температура конечного состояния не зависит от массы фэйрбола, как в теории Ландау, то множественность определяется законом $\gamma_c^{1/2}$, а поперечный импульс — величиной, имеющей порядок T .

Упругость соударения может быть учтена в этой модели при условии, что падающий нуклон вылетает независимо от фэйрбола, т. е. сохраняет свою индивидуаль-

ность. В этом случае те же предположения приводят к идентичному результату. При этом неупругость выражается соотношением

$$K = \frac{\gamma_i^* \mathfrak{M}}{(\gamma_c - 1) M}, \quad (3,18)$$

которое не зависит от падающей энергии. Совсем недавно из анализа экспериментов получены сведения, что число образованных фэйрболов может быть равно двум, четырем или шести, а также что $\mathfrak{M} \cong 2M$ и γ_i^* являются дискретными величинами^{21*}. Тогда соотношение (3,16) запишется в виде

$$\gamma_c M = \sum_i \gamma_i^* 2M + \text{энергия отдачи}, \quad (3,19)$$

где $\gamma_1^* \cong 1,5$, $\gamma_2^* \cong 7,5$, $\gamma_3^* \cong 25$ и т. д.

Если это действительно так, то образование двух, четырех и шести фэйрболов, как видно из (3,19), будет иметь место при соответствующих пороговых значениях энергии:

$$\gamma_c(1) \cong 4, \quad \gamma_c(2) \cong 19, \quad \gamma_c(3) \cong 69. \quad (3,20)$$

При средней энергии π -мезонов, вылетающих из фэйрбола, порядка 2μ множественность при указанных порогах будет резко расти, принимая следующие значения: $2(M/\mu)$, $4(M/\mu)$, $6(M/\mu)$ и т. д. Если эту множественность усреднить в широком интервале изменения энергии, то при $\gamma_c > 5$ она будет достаточно хорошо определяться законом $\gamma_c^{1/2}$, а при малых энергиях — законом γ_c . Вследствие указанного резкого роста энергии, идущей на образование π -мезонов, неупругость будет уменьшаться только до тех пор, пока падающая энергия не достигнет порогового значения, при котором начинают рождаться новые фэйрболы; поэтому

$$K = \frac{\sum_i 2M \gamma_i^*}{(\gamma_c - 1) M}. \quad (3,21)$$

Это приводит к следующему соотношению для множественности:

$$n \cong 2K \left(\frac{M}{\mu} \right) \left(\sum_i \gamma_i^* \right) (\gamma_c - 1), \quad (3,22)$$

которая согласуется с множественностью, наблюдавшейся Канеко и Оказаки²². При анализе экспериментальных данных они показали, что величины n и K в отдельности сильно флуктуируют, а их отношение n/K не флуктуирует. Поэтому гораздо проще найти по экспериментальным точкам кривую зависимости n/K как функцию падающей энергии γ_c , чем кривую зависимости n от γ_c .

4. СЛЕДСТВИЯ МОДЕЛИ ФАЙРБОЛОВ

Так как модель фэйрболов, как отмечалось в п. 3.4, описывается простыми кинематическими соотношениями, следствия из этой модели можно легко предсказать. Сравнивая их с экспериментальными данными, можно понять, насколько хорошо данная модель удовлетворяет эксперименту. В зависимости от экспериментальных данных, на которых основана модель, а также от способа анализа данных различные авторы предложили много разновидностей модели фэйрболов. Все эти модели можно разделить на две группы: первая, которая была предложена независимо тремя группами авторов⁶, называется моделью двух фэйрболов, вторая, которую предложил Хасегава²¹, — моделью многих фэйрболов. Экспериментальные данные в пользу или против этих моделей будут в дальнейшем обсуждены подробно.

4.1. Модель двух фэйрболов

Эта модель основана на примерном равенстве в соответствующих системах координат фэйрболов поперечных и продольных импульсов вторичных частиц, летящих в с. п. и. вперед и назад с почти равными скоростями. Вполне естественно интерпретировать этот факт таким образом, что при соударении двух нуклонов образуются два сгустка, разлетающихся в противоположных направлениях и распадающихся затем

*) Следует отметить, что фэйрболы, о которых в дальнейшем будет идти речь (соответствующие отдельным группам частиц, выделяемым в ливнях — два, четыре или шесть), были названы Хасегавой²¹ H -квантами.

на большое число π -мезонов. Каждый такой сгусток можно рассматривать как короткоживущую частицу. Тогда соотношения, приведенные в п. 2.5, будут справедливы для фajerболов \mathfrak{M}_f и \mathfrak{M}_b независимо от импульсов вторичных частиц. Определим угол вылета фajerбола:

$$\lg \operatorname{tg} \theta_f \equiv \frac{1}{n_f} \sum_f \lg \operatorname{tg} \theta_i, \quad \lg \operatorname{tg} \frac{\theta_f^*}{2} = \frac{1}{n_f} \sum_f \lg \operatorname{tg} \frac{\theta_i^*}{2}. \quad (4,1)$$

На основании соображений, приведенных в п. 2.2, 3 и 4, получим

$$\gamma_f = \frac{1}{\operatorname{tg} \theta_f}, \quad \gamma_c = \frac{\operatorname{tg} \frac{\theta_f^*}{2}}{\operatorname{tg} \theta_f} = \frac{1}{\operatorname{tg} \theta_{1/2}}.$$

Аналогично соотношению (2,23) получим лоренц-фактор фajerбола в с. ц. п.

$$\gamma_f^* \cong \frac{1}{\operatorname{tg} \theta_f^*} \cong \frac{1 - \operatorname{tg}^2 \left(\frac{\theta_f^*}{2} \right)}{2 \operatorname{tg} \left(\frac{\theta_f^*}{2} \right)} = \frac{1}{2} \left(\frac{\operatorname{tg} \theta_{1/2}}{\operatorname{tg} \theta_f} - \frac{\operatorname{tg} \theta_f}{\operatorname{tg} \theta_{1/2}} \right), \quad (4,2)$$

который выражается, таким образом, только через наблюдаемые величины.

Получив систему фajerбола, найдем продольные импульсы вторичных частиц в этой системе. На рис. 3 приведено распределение продольных импульсов, которое сравнивается с распределением поперечных импульсов. Так как эти две компоненты

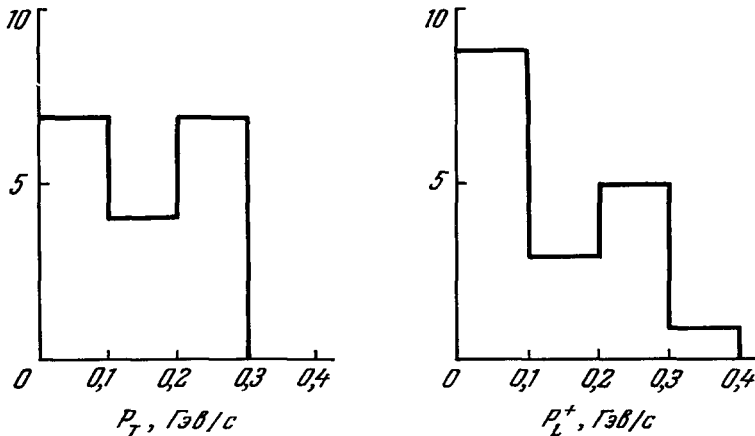


Рис. 3. Распределение поперечных и продольных импульсов в системе фajerбола, полученное К. Ниу⁶.

импульса малы, можно считать, что из фajerбола испускаются почти изотропно π -мезоны с малой энергией. Этот факт позволяет сделать предположение, что вылет π -мезонов аналогичен тепловому излучению нагретой сферы. Действительно, энергетический спектр π -мезонов в системе фajerбола хорошо согласуется с законом Планка при температуре порядка μ , хотя для самого энергичного случая, обозначенного на рис. 4 крестиками, энергетический спектр является немного более пологим. Поэтому массу фajerбола можно определить следующим образом:

$$\mathfrak{M} = \frac{1}{2} n \langle E^+ \rangle \cong \frac{3}{4} n_s P_T. \quad (4,3)$$

Исходя из выражения (2,39'), можно связать массу фajerбола с передаваемым импульсом:

$$\Delta \cong \frac{\mathfrak{M}_f^2 + 2M_B(E'_B - M_B)}{2P_f^*} \cong \frac{\mathfrak{M}_f}{2\gamma_f^*} + \frac{M_B(E'_B - M_B)}{\gamma_f^* \mathfrak{M}_f}. \quad (4,4)$$

Так как величина Δ равна $\sim 1 \text{ ГэВ}/c$ почти независимо от энергии, как уже отмечалось в п. 3.4, и последний член в выражении (4.4) сравнительно мал при больших энергиях, мы получим соотношение $\mathcal{M}_f^* \sim \gamma_f^*$ при условии, что величины \mathcal{M}_f и γ_f^*

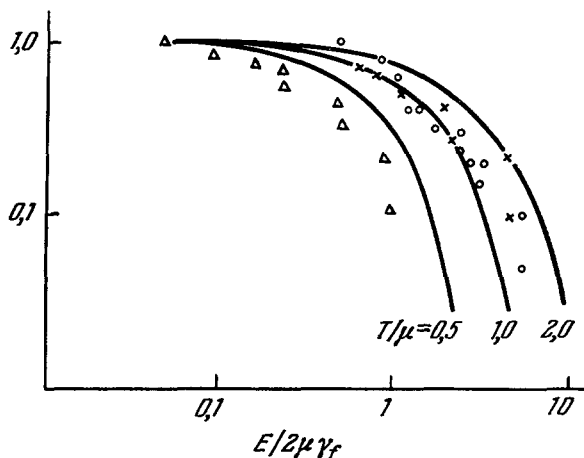


Рис. 4. Нормированный интегральный спектр вторичных π -мезонов, приведенный К. Ниу (Доклады Московской конференции по космическим лучам, т. 1, 1959, стр. 240).

Кривые соответствуют закону Планка для температур, указанных на графике.

не зависят от Δ . Однако в действительности, как видно из рис. 5, независимость от Δ подтверждается только при малых значениях \mathcal{M}_f и γ_f^* . При больших же значениях \mathcal{M}_f и γ_f^* видно, что имеет место следующая зависимость от Δ : $\mathcal{M}_f^* \sim \Delta$ и $\gamma_f^* \sim 1/\Delta$.

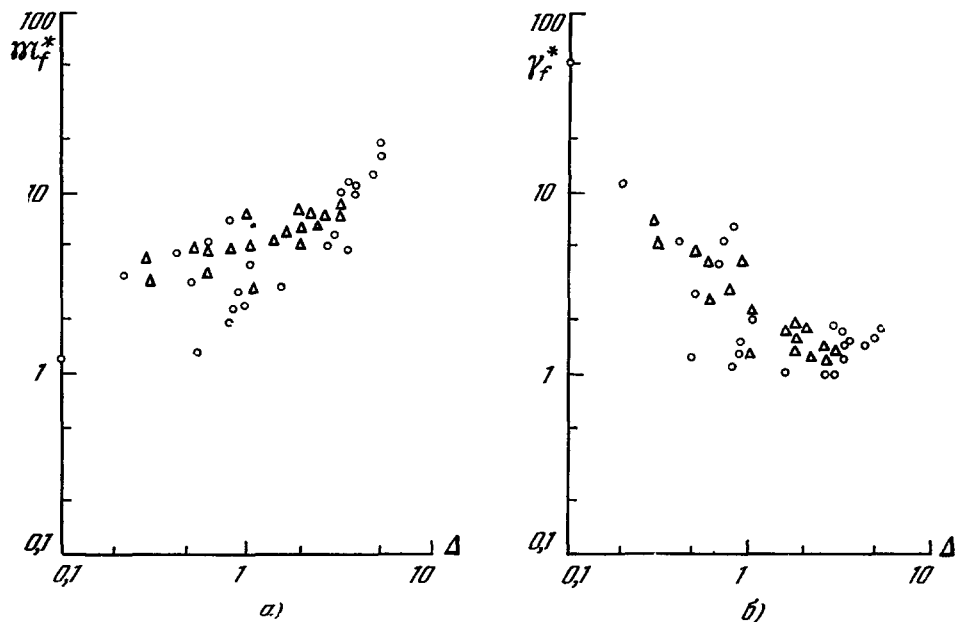


Рис. 5. Зависимость массы фибрбола (а) и его энергии (б) от передаваемого импульса.

По-видимому, наиболее вероятным является соотношение $\gamma_f^* \mathcal{M}_f^* \sim \text{const}$, которое означает, что энергия фибрбола в с. ц. и. не зависит от Δ и γ . Если это так, то неупругость должна падать с ростом энергии. Такая тенденция не согласуется с раз-

личными фактами, наблюдаемыми в космических лучах. Так как модель двух фэйр-боллов основана главным образом на экспериментальных данных, полученных в области

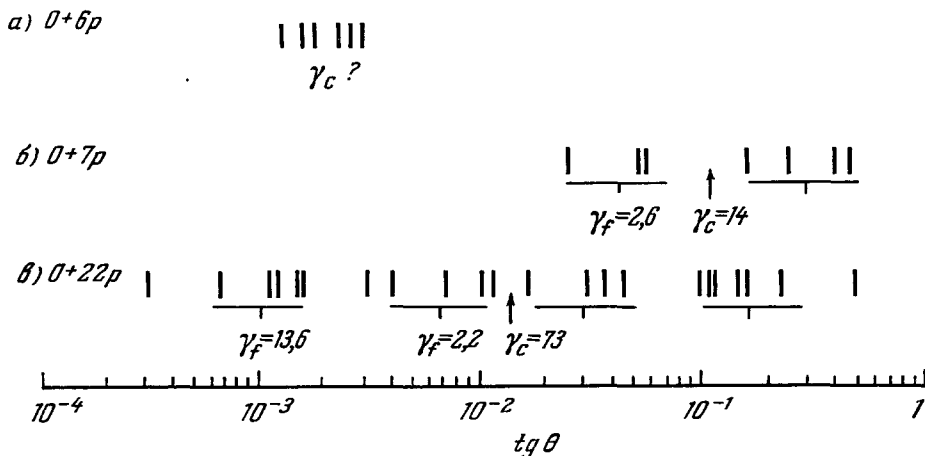


Рис. 6. Примеры $\lg \operatorname{tg} \theta$ -графиков.

Фэйрболлы подчеркнуты горизонтальными линиями; указаны соответствующие значения лоренц-факторов: а) Дж. Дьюти, С. Фишер, П. Фаулер, А. Кадоура, Д. Перкинс, К. Пинкау, Доклады Московской конференции по космическим лучам, т. 1, 1959, стр. 35, б), в) А. Барков, В. Чемней, Д. Хаскин, П. Джайн, Э. Лорманн, М. Тенчер и М. Шайн (Phys. Rev. 122, 617 (1961)).

энергий $10^{11} \div 10^{13}$ эв, для возможности исследования энергетической зависимости необходимо иметь большое число данных в более широком интервале изменения энергии.

4.2. Модель многих фэйрболлов*)

Эта модель была предложена Хасегавой ²¹ на основании анализа более 100 ливней. Хотя среди них имеется много случаев с большим числом N_n , в большинстве случаев, кроме 7, видны две различные группы частиц, летящих вперед и назад. Типичные примеры $\lg \operatorname{tg} \theta$ -графиков для некоторых случаев представлены на рис. 6. При изучении этих графиков для различных случаев видно, что иногда можно различить не только две, а четыре группы частиц. В нескольких случаях можно выделить даже шесть групп частиц, но следует отметить, что либо они образованы α -частицами, либо эти случаи сопровождаются вылетом значительного числа тяжелых частиц, так что они, возможно, обусловлены вторичными взаимодействиями в ядрах. Чтобы убедиться в достоверности четырех групп, были построены, как показано на рис. 7, F -графики для этих групп. Исходя из соображений, приведенных в п. 2.2,4, для k -го фэйр-бола получим

$$\sum_i \lg (\gamma_k \operatorname{tg} \theta_i) \cong \sum_i \lg \operatorname{tg} \left(\frac{\theta_i^k}{2} \right), \quad (4,5)$$

где θ_i^k — угол вылета i -й частицы в системе покоя k -го фэйрбола. Так как выражение (2,18) справедливо для $\operatorname{tg} (6\frac{k}{4}/2)$, F -графики можно построить только для

*) Согласно Хасегаве (Kyoto Proc., 507 (1962); Prog. Theor. Phys. 29, 130 (1963)) эту модель следовало бы назвать моделью H -квантов, так как в его гипотезе отдельные группы вторичных частиц, наблюдаемые на $\lg \operatorname{tg} \theta$ -графиках, в ливнях рассматриваются как следствие образования H -квантов, а не фэйрболлов. Хасегава, таким образом, предположил, что при соударении нуклонов высокой энергии образуются H -кванты (2, 4, 6 и т. д.), которые затем распадаются на π -мезоны. Гипотеза об H -квантах была выдвинута им на основании анализа угловых распределений вторичных частиц в ливнях высокой энергии, зарегистрированных в эмульсиях, а также на основании анализа энергетического спектра π^0 -мезонов в ливнях, наблюдаемых в больших эмульсионных камерах. Из гипотезы Хасегавы следует, что масса H -кванта $M \cong 2M_n$, где M_n — масса нуклона и дискретный лоренц-фактор H -кванта в с. ц. и.

частиц, принадлежащих к k -му фэйрболу. Из рис. 7 видно, что F -графики, построенные для четырех групп, относящихся к одному случаю, хорошо согласуются друг с другом. Если построить такие F -графики для всех фэйрболов, образованных в различных случаях, то точки расположатся вдоль кривой, показанной на рис. 8. Эта кривая идет значительно круче кривой, соответствующей изотропному распределению вторичных частиц, и может служить указанием на распределение вида $\sin^2 \theta^+$ в системе фэйрбола. Однако необходимо при этом соблюдать осторожность, так как скорость частиц, испущенных в системе фэйрбола, недостаточно велика, чтобы можно было в выражении (2,19) пренебречь членом, заключенным в квадратных скобках. Действительно, небольшое изменение величины β_c/β^+ приводит к значительному сдвигу в ожидаемой кривой только в области больших углов θ , в области же малых θ сдвиг очень мал. Тот факт, что основная масса точек при малых θ лежит ниже линии изотропии, позволяет сделать

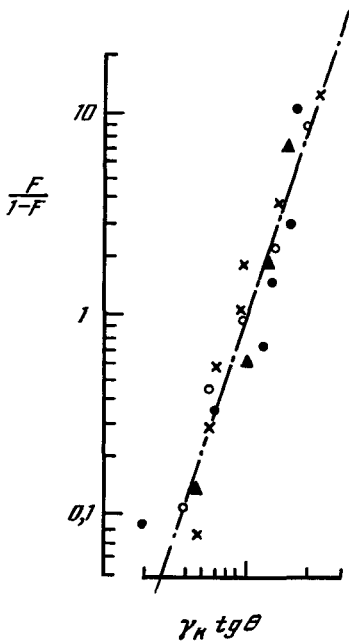


Рис. 7. F -графики для приведенного на рис. 6 случая четырех фэйрболов.

Точки, относящиеся к разным фэйрболом, обозначены различными знаками.

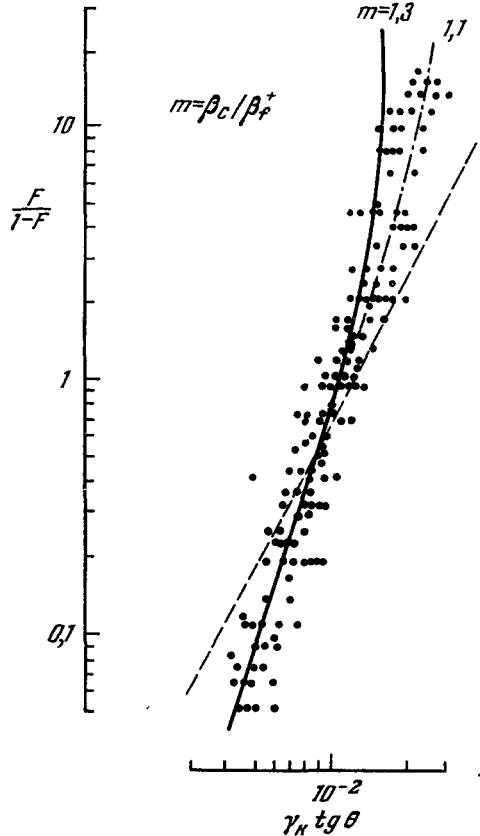


Рис. 8. F -графики для фэйрболов, образованных в различных случаях.

Кривые представляют собой расчетные распределения вида $\sin^2(\theta^k)d(\cos \theta^k)$ для случаев, когда $\beta_c/\beta^+ = 1,1$ и $1,3$. Штрих-пунктирная линия отвечает изотропному распределению для $\beta_c/\beta^+ = 1$.

вывод, что вероятность вылета частиц вдоль направления полета фэйрбола сравнительно мала. Может быть, стоит отметить, что анизотропное распределение указывает на то, что спин фэйрбола не равен нулю.

Гипотеза о существовании четырех фэйрболов подтверждается рис. 9, где представлено суммарное распределение величин $\lg \gamma_c \text{tg} \theta_i$ для вторичных частиц в 18 случаях, в каждом из которых можно различить четыре группы частиц. На графике отложены значения $\lg \gamma_c \text{tg} \theta$ для вторичных частиц, принадлежащих к летящим вперед фэйрболом. Вторичные частицы, относящиеся к фэйрболом, летящим назад, представлены на графике путем отражения распределения соответствующих значений $\lg \gamma_c \text{tg} \theta_i$ относительно средней точки. Из рисунка видно, что это распределение состоит из двух ясно различных максимумов. На этом же рисунке показано распределение величин $\lg \gamma_k \text{tg} \theta_k$ для всех фэйрболов. Оно также состоит из двух отдельных частей, из которых определяются средние значения γ_k .

Приведенные на рис. 9 две расчетные кривые представляют собой основанные на законе $\sin^2 \theta^+$ распределения величин $\lg \gamma_c \operatorname{tg} \theta$ для частиц, летящих из двух указанных фйерболов. Из рисунка видно также, что ожидаемые и наблюдаемые распределения очень хорошо согласуются между собой. Так как распределение, основанное на законе $\sin^2 \theta^+$, уже, чем распределение, соответствующее изотропному характеру вылета вторичных частиц, очевидно, что в случае изотропного распределения разделение двух максимумов должно быть менее четким.

Если предположить, что модель многих фйерболов верна, то из нее вытекает ряд интересных следствий.

1. **М а с с а ф а й е р б о л а.** Выделяя фйерболы согласно вышеизложенным соображениям (с помощью F -графика и $\lg \operatorname{tg} \theta$ -графика), можно измерить число заряженных частиц, вылетающих из фйербола. Как видно из рис. 10, распределение,

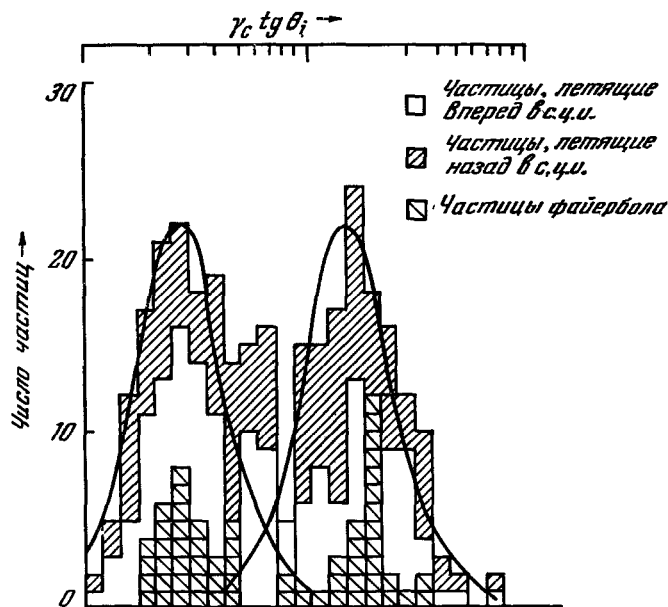


Рис. 9. Распределения величин $\lg \gamma_c \operatorname{tg} \theta_i$ и $\lg \gamma_k \operatorname{tg} \theta_k$, построенные для 18 случаев, каждый из которых состоит из четырех фйерболов.

Плавные кривые представляют собой распределения, ожидаемые по закону $\sin^2 \theta^+$.

построенное по числу этих частиц, является довольно узким и имеет максимум в районе числа 4. На основании 377 наблюдаемых фйерболов найдем среднее число заряженных частиц и стандартное отклонение:

$$n_f (\text{заряж.}) = 4,1 \pm 1,2. \tag{4,6}$$

Оказалось, что это распределение не зависит от энергии первичной частицы, направления движения фйерболов и от их скорости движения. Учитывая долю нейтральных частиц, определим среднее число частиц, испущенных из фйербола:

$$\langle n_f \rangle \cong 6, \tag{4,6'}$$

которое является одной из характерных особенностей фйербола. Принимая среднюю энергию π -мезонов в системе фйербола примерно равной $2M_\pi$, найдем массу фйербола:

$$\langle M_f \rangle \cong 2M_n, \tag{4,7}$$

где M_n — масса нуклона. Этот факт указывает, что фйербол в модели многих фйерболов в большей степени напоминает частицу, чем сильно связанная система в модели двух фйерболов. Его можно интерпретировать как возбужденное состояние, подобное нуклон-антинуклонной системе или возбужденному состоянию бозона.

2. Скорости фибрболов. Для пары симметричных фибрболов лоренц-фактор, представленный в выражении (4,2), с учетом соотношения

$$\begin{aligned} \operatorname{tg}\left(\frac{\theta_f^*}{2}\right) &= \operatorname{tg}\left(\frac{\pi + \theta_b^*}{2}\right) = \\ &= -\operatorname{ctg}\left(\frac{\theta_b^*}{2}\right) \end{aligned}$$

можно привести к виду

$$\begin{aligned} \gamma_f^* &= \frac{1}{2\gamma_c} \left[\operatorname{ctg}\left(\frac{\theta_f^*}{2}\right) + \operatorname{ctg}\left(\frac{\theta_b^*}{2}\right) \right] = \\ &= -\frac{1}{2} \gamma_c (\gamma_f + \gamma_b). \end{aligned} \quad (4.8)$$

Следовательно, если величина γ_f/γ_c получена в с. ц. и., то из выражения (4,8), в котором $\gamma_f\gamma_b = \gamma_c^2$, можно получить соотношение $\gamma_f^* = \gamma_b^*$. На рис. 11 приведена зависимость γ_f/γ_c как функция γ_c для фибрболов, летящих вперед. Из рисунка видно, что распределение точек делится на три группы:

- группа I: $\gamma_f/\gamma_c \cong 2 \div 3, \quad \gamma_c \cong 5,$
 - группа II: $\gamma_f/\gamma_c \cong 10 \div 20, \quad \gamma_c \cong 20,$
 - группа III: $\gamma_f/\gamma_c \cong 30, \quad \gamma_c \cong 70.$
- (4,9)

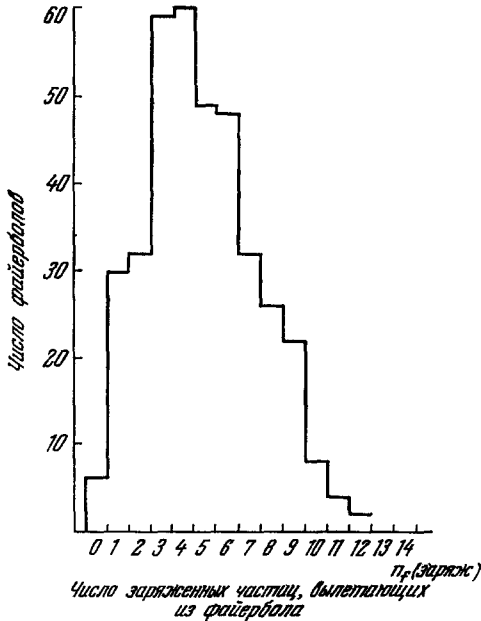


Рис. 10. Распределение по числу частиц, вылетающих из 377 фибрболов.

Случаи с образованием двух фибрболов относятся к группе I; в случаях же с образованием четырех фибрболов медленные фибрболы относятся к группе I, а быстрые — к группе II. К группе III, по-видимому, принадлежат

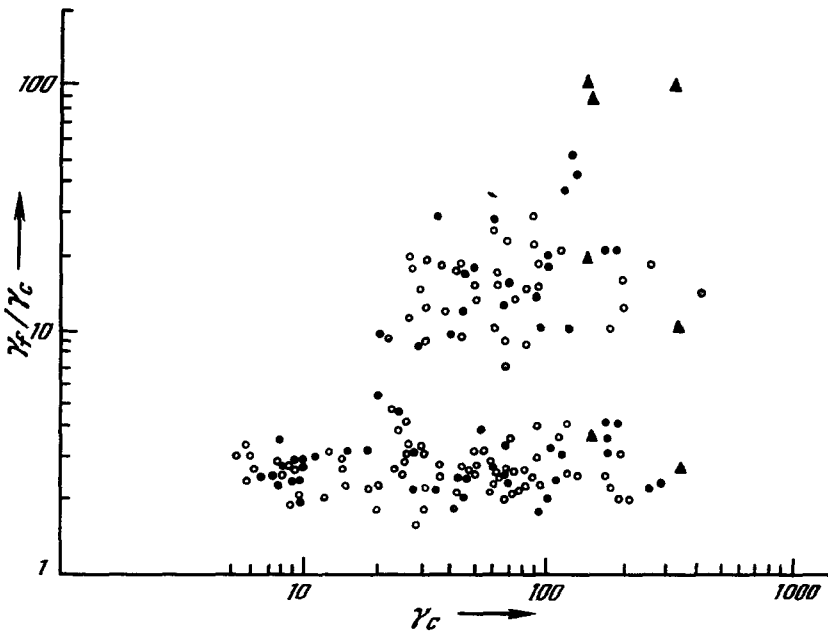


Рис. 11. Корреляция между лоренц-факторами фибрболов и первичных частиц.

случаи с образованием шести фибрболов, в которых три пары фибрболов относятся к трем соответствующим группам.

Наличие этих групп подтверждается также рис. 12, где показано распределение величин γ_f/γ_c . Видно, что имеют место два максимума, которые соответствуют группам I и II, а существование группы III является пока столь же неясным, как и самих случаев, состоящих из шести фэйрболов. Средние величины лоренц-факторов фэйрболов определяются максимумами соответствующих групп:

$$\langle \gamma_f^* \rangle \approx 1,5; 8; 45, \quad (4,10)$$

причем о последней величине пока еще нельзя говорить с определенностью.

Пороговые значения энергий, соответствующие образованию двух и четырех фэйрболов с энергиями $2M_n \sum_f \gamma_f^*$, как следует из (4,10), будут при этом равны

$$\gamma_c \text{ (пороговое)} \approx 4; 20; \dots \quad (4,11)$$

Значения, полученные в (4,10) и (4,11), находятся в хорошем согласии с экспериментальным соотношением величин γ_f и γ_c , которое следует из рис. 11 и из выражения (4,9).

Вышеуказанный анализ показывает, что скорость фэйрбола является дискретной величиной и что переход от двух фэйрболов к четырем происходит при пороговом значении энергии, когда средняя множественность также возрастает от 12 до 24.

3. Неупругость. Прямым следствием пп. 1 и 2 является зависимость неупругости от энергии. Определение неупругости, приведенное в (2,42'), в этом случае запишется в виде

$$K = \frac{\sum_k \gamma_k^* \cdot 2M_n}{2(\gamma_c - 1) M_n} = \frac{2 \sum_k \gamma_k^*}{\gamma_c - 1}, \quad (4,12)$$

где сумма в последнем выражении учитывает только фэйрболы, летящие вперед,

и при этом учитывается (4,11). Так как величина γ_k^* — константа, неупругость K падает с ростом первичной энергии до тех пор, пока последняя не достигнет порога образования большего числа фэйрболов. Эта тенденция видна из рис. 13. Характер зависимости K от энергии приводит к тому, что при соударениях с энергией несколько ниже пороговой коэффициент неупругости мал, а при соударениях с энергией несколько выше пороговой — существенно больше. Поэтому в космических лучах в нижних слоях атмосферы ожидается накопление нуклонов с энергией порядка нескольких сотен Гэв и недостаток таковых при энергии порядка 10^{11} эв, если считать, что сечения не зависят от энергии. Однако такие данные еще не наблюдались.

4. П е р е д а в а е м ы й и м п у л ь с. Так как известно, что \mathcal{M}_f и γ_f^* постоянны, массу фэйрбола, указанную в (2,39) для случая двух фэйрболов, можно связать с передаваемым импульсом:

$$\mathcal{M}_f^2 = \Delta^2 + 2\Delta P_f^* - \Delta, \quad (4,13)$$

если пренебречь поперечным импульсом фэйрбола. В случае образования четырех фэйрболов можно ввести разность 4-импульсов двух фэйрболов, образованных в одном и том же направлении:

$$\Delta_f \equiv P_1 - P_2. \quad (4,14)$$

При определении Δ_f согласно (4,14) можно предположить, что фэйрболы образуются благодаря лл-взаимодействию, как показано на рис. 14.

Тогда можно записать

$$\Delta_f = \Delta + P_1. \quad (4,15)$$

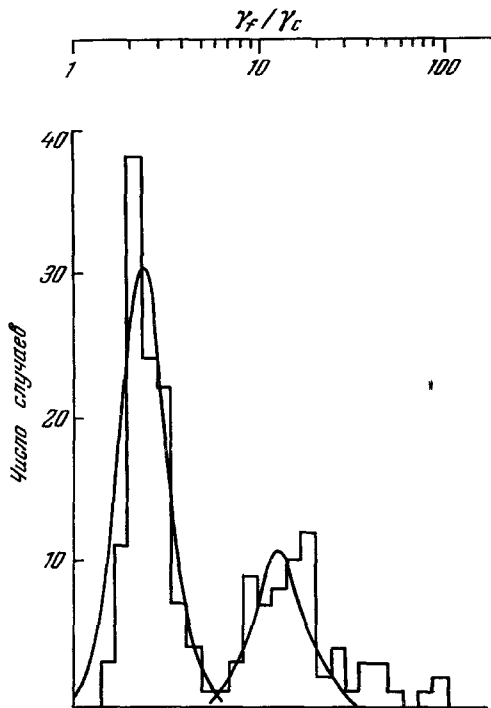


Рис. 12. Распределение лоренц-факторов фэйрболов.

Заменяя $\underline{\Delta}'$ на $\underline{\Delta}_f$, получим такой же результат, что и в (4,13):

$$\mathfrak{M}_1^2 = \Delta^2 + 2\Delta P_1^* - \Delta_f^2, \quad (4,16)$$

где

$$\Delta_f^2 = -\Delta_f \Delta_f.$$

Учет второй вершины, из которой выходит P_2 , дает

$$\mathfrak{M}_2^2 = \underline{\Delta}' \underline{\Delta}' - 2P_2 \Delta_f - \Delta_f \Delta_f = \Delta_f^2 - 2(E_1^* E_2^* - P_1^* P_2^*) + 2\Delta^* P_2^* - \Delta'^2. \quad (4,17)$$

Подставляя Δ_f^2 из (4,16), получим

$$\mathfrak{M}_1^2 + \mathfrak{M}_2^2 = -2\gamma_1^* \gamma_2^* (1 - \beta_1^* \beta_2^*) \mathfrak{M}_1 \mathfrak{M}_2 + \Delta^2 - \Delta'^2 + 2\Delta (\beta_2^* \gamma_2^* \mathfrak{M}_2 + \beta_1^* \gamma_1^* \mathfrak{M}_1). \quad (4,17')$$

Величина Δ'^2 , которая входит в соотношения (4,13) и (4,17), может быть выражена как функция неупругости K , полученной в (2,42'). Найдем Δ'^2 в приближении большой первичной энергии и малых поперечных импульсов:

$$\Delta'^2 = (P_A^* - P_{A'}^*)^2 - (E_A^* - E_{A'}^*)^2 \cong \frac{(E_A^* - E_{A'}^*)^2 M_A^2}{E_A^* E_{A'}^*} = \frac{K^2}{(1-K)} \left[\frac{\left(1 - \frac{1}{\gamma_c}\right)^2}{\left(1 + \frac{K}{\gamma_c}\right)} \right] M_A^2. \quad (4,18)$$

Отсюда следует, что величина Δ' будет иметь порядок M_A до тех пор, пока процесс соударения будет довольно упругим. При малых значениях K передаваемый импульс Δ' в основном будет пропорционален неупругости K . Если предположить, что K падает

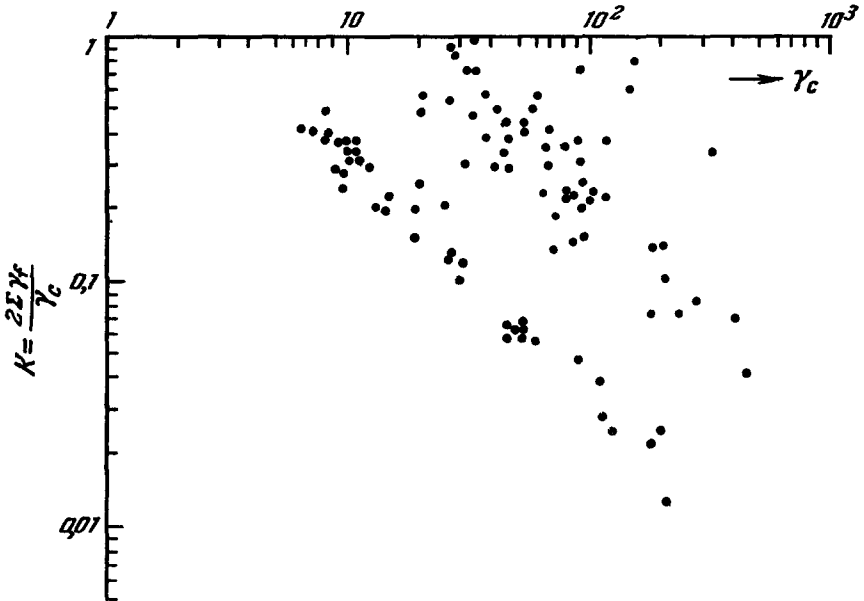


Рис. 13. Зависимость неупругости от энергии.

с ростом энергии, как видно из выражения (4,12), величина Δ' также будет падать почти обратно пропорционально γ_c . Предположим также, что сечение падает с ростом Δ' , тогда произведение сечения на неупругость будет представлять собой величину, медленно меняющуюся с энергией. В случае справедливости этих предположений энергетический спектр ядерно-активных частиц будет вести себя плавно, как и предполагается обычно.

Сравнивая соотношения (4,13) и (4,16) между собой, можно прийти к заключению, что величина Δ_f имеет тот же порядок, что и величина Δ' , так как масса и скорость фэйрбола при образовании двух и четырех фэйрболов одинаковы. Пренебрегая разностью $\Delta_f^2 - \Delta'^2$ в выражении (4,17), легко видеть, что свойства, указанные в разделах 1 и 2, следуют из выражений (4,16) и (4,17) при значении $\Delta \sim M_n$. Действи-

тельно, как видно из рис. 15, распределение величин Δ , полученных с помощью соотношения (2,40), подтверждает эту особенность. Таким образом, вышеуказанные соображения позволяют более детально обсудить характерные черты модели фэйрбола. Из выражений (4,13), (4,16) и (4,17) видно, что образование фэйрболов возможно только в том случае, когда величина Δ больше некоторой критической величины. Падающий импульс распределяется между импульсами вылетающего нуклона, фэйрбола и передаваемым импульсом. В модели двух фэйрболов на вылетающий нуклон приходится постоянная доля, а импульс второй части растет по закону $\gamma_c^{1/2}$. В модели многих фэйрболов импульс вылетающего нуклона растет с ростом первичной энергии вследствие уменьшения неупругости, а два других слагаемых остаются постоянными. Однако в области более высоких энергий такая тенденция не может остаться неизменной. При определенной величине первичной энергии образуются новые фэйрболы. Так как они имеют большие импульсы, величина Δ незначительно изменяется,

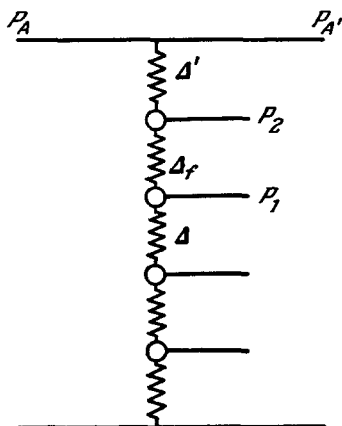


Рис. 14. Диаграмма модели для четырех фэйрболов.

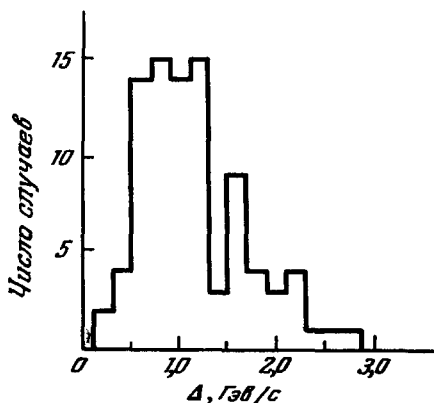


Рис. 15. Распределение 4-мерного передаваемого импульса.

Величина Δ получена исходя из минимальной величины выражения (2,41).

но ее значение еще близко к значению M_n . Учитывая все вышесказанное, можно выразить наиболее характерную черту модели многих фэйрболов: квадрат 4-импульса любой внутренней линии имеет порядок $(-M_n^2)$, а любой внешней линии — порядок $(+M_n^2)$.

Только оценив величины поперечного импульса высокоэнергичного π -мезона, можно судить о том, является ли он продуктом распада возбужденного состояния бариона или обнаруживает какое-нибудь новое взаимодействие. Так, из одного эксперимента ²³ следует малая величина поперечного импульса, согласующаяся с величиной (2,27), а из другого ²⁴ — более высокая величина. Сейчас пока преждевременно делать какие-либо окончательные выводы по этому поводу, но поставленная проблема является чрезвычайно интересной для будущих исследований.

5. ЗАМЕЧАНИЯ О СОУДАРЕНИЯХ С ЭНЕРГИЕЙ ВЫШЕ 10^{14} эв

Несмотря на небольшое число прямых данных о ядерных взаимодействиях с энергией выше 10^{14} эв, уже есть некоторые основания считать, что в этой чрезвычайно высокой области энергии проявляются новые особенности. Из рис. 4 видно, что энергетический спектр вторичных частиц становится более пологим с ростом энергии первичной частицы. В нескольких случаях с энергией 10^{15} эв, наблюдаемых в больших эмульсионных камерах, оказалось, что один π^0 -мезон уносит много большую энергию, чем другие вторичные частицы ²³. Подобные случаи наблюдались также при изучении широких атмосферных ливней ²⁴.

Такие высокоэнергичные частицы не могут быть продуктами распада фэйрбола, так как они имеют очень большие продольные импульсы. Согласно модели многих фэйрболов Хасагавы, они могут принадлежать к новому фэйрболу, движущемуся со скоростью, превышающей скорость движения других фэйрболов. Однако можно также предположить, что они являются продуктами распада возбужденных барионов ²³; падающий нуклон после соударения находится в состоянии, которое характеризуется не только большой переданной энергией, но и некоторой энергией

возбуждения. Об этом свидетельствуют многочисленные эксперименты по изучению резонансов, недавно проведенные на ускорителях. Независимо от вышеуказанных прямых данных на большую роль гиперонов и возбужденных барионов с большой энергией обратил внимание также Петерс²⁵, исходя из таких данных, как сечение образования гиперонов и резонансов в области энергий до $\sim 30 \text{ Гэв}$, а также область спектра высокоэнергичных космических лучей.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. C. F. Powell, P. H. Fowler and D. H. Perkins, *The Study of Elementary Particles by the Photographic Method*, Pergamon Press, 1959.
2. И. Л. Розенталь, Д. С. Чернавский, УФН **52**, 185 (1954); *Fortschr. Phys.* **4**, 560 (1956).
3. N. M. Duller and W. D. Walker, *Phys. Rev.* **93**, 215 (1954).
4. Z. Koba and S. Takagi, *Fortschr. Phys.* **7**, 1 (1959) (см. перевод: УФН **70**(2), 287 (1960)).
5. C. Castagnoli, G. Cortini, C. Franzinetti, A. Manfredini and D. Moreno, *Nuovo cimento* **10**, 1539 (1953).
6. P. Ciok, T. Coghien, J. Gierula, R. Holynski, A. Juran, M. Miesowicz, T. Sainewska and O. Stanis, *Nuovo cimento* **8**, 166 (1958); **10**, 741 (1958); G. Cossioni, *Phys. Rev.* **111**, 1699 (1958); K. Niu, *Nuovo cimento* **10**, 994 (1958).
7. O. Minakawa, Y. Nishimura, M. Tsuzuki, H. Yamanouchi, H. Aszu, H. Hasegawa, Y. Jshu, S. Tokunaga, Y. Fujimoto, S. Hasegawa, J. Nishimura, K. Niu, K. Nishikawa, K. Imaeda and M. Kazuno, *Suppl. Nuovo cimento* **8**, 761 (1958); **11**, 125 (1959).
8. К. Камата and Y. Nishimura, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **6**, 93 (1958).
9. Л. Д. Ландау, И. Я. Померанчук, ДАН СССР **92**, 535, 735 (1953); А. Б. Мигдал, *Phys. Rev.* **103**, 1811 (1956).
10. А. Е. Чудаков, *Изв. АН СССР* **19**, 651 (1955).
11. С. Л. Бриккер, Н. Л. Григоров, М. А. Кондратьева, А. И. Савельева, В. А. Собиняков, В. Я. Шестоперов, *Suppl. Nuovo cimento* **8**, 1733 (1958).
12. B. Edwards, J. Losty, D. H. Perkins, K. Pinkau and J. Reynolds, *Phil. Mag.* **3**, 237 (1958).
13. D. R. O. Morrison, *Proc. Int. Conf. on Theor. Aspects of Very High-Energy Phenomena*, CERN 61-22, 153, 1961.
14. S. Hasegawa and K. Yokoi, *Intern. Conf. on High-Energy Phys.*, CERN, 1962.
15. E. Fermi, *Prog. Theor. Phys.* **5**, 570 (1950).
16. W. Heisenberg, *Zs. Phys.* **133**, 65 (1952).
17. T. Miyasima and S. Tomonaga, *Sci. Pap. J.P.C.R.* **40**, 21 (1942); то же: *Prog. Theor. Suppl.*, No. 2, 21 (1955).
18. H. W. Lewis, J. R. Oppenheimer and S. A. Wouthuizen, *Phys. Rev.* **73**, 127 (1949).
19. L. D. Landau, *Изв. АН СССР* **17**, 57 (1953).
20. S. Takagi, *Prog. Theor. Phys.* **7**, 123 (1952).
21. S. Hasegawa, *Prog. Theor. Phys.* **26**, 150 (1961); *Intern. Conf. on High-Energy Phys.*, CERN, 1962.
22. S. Kaneko, S. Okazaki, *Nuovo cimento* **8**, 521 (1958).
23. M. Akashi et al., *Intern. Conf. on Cosmic Rays Kyoto* (1961); *Intern. Conf. on High-Energy Phys.*, CERN, 1962.
24. I. Miura, M. Oda, Y. Tanaka, там же.
25. B. Peters, там же.