

## УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

### НЕСТАБИЛЬНЫЕ ТЯЖЕЛЫЕ ЧАСТИЦЫ В КОСМИЧЕСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ

С. С. Батлер \*)

#### ВВЕДЕНИЕ

Занимаясь детальным изучением свойств проникающих ливневых частиц, Рочестер и Батлер<sup>2</sup> в 1947 г. обнаружили в газе камеры Вильсона две замечательные «вилки», показанные на фотографиях I и II (см. вклейки в конце выпуска). Эти случаи были объяснены спонтанным распадом нейтральной и заряженной частиц с минимальными массами, равными  $1000 m_e$ . Открытие Рочестера и Батлера было подтверждено затем рядом исследователей<sup>2, 3, 6, 13, 17, 22, 23</sup>.

Профессор Блеккет предложил для обозначения явлений, показанных на фотографиях I и II, термин: «V-образные следы» (\*\*). Если бы подтвердилась гипотеза о том, что эти следы возникают от распада каких-то неизвестных нестабильных частиц, то эти частицы могли бы быть названы V-частицами. Это название, повидимому, удержится впредь до получения дополнительных сведений о свойствах новых частиц. Новые распадные процессы изучались главным образом в камере Вильсона. Один V-образный след наблюдался в фотоэмульсии<sup>15</sup>. В фотоэмульсии же был обнаружен случай распада покоящейся заряженной V-частицы<sup>20</sup>.

В течение последних нескольких лет фотоэмульсионная техника широко использовалась для исследования всех типов ядерных взаимодействий. В 1949 г. был обнаружен распад медленной частицы, более тяжелой, чем мезон, на три заряженные частицы. Позднее<sup>14</sup> было найдено ещё два примера того же процесса. Эти нестабильные частицы, называемые  $\tau$ -мезонами, повидимому, весьма редки. В настоящей статье рассматриваются только процессы распада тяжелых частиц.

Первые доказательства существования частиц с массой, промежуточной между массами  $\pi$ -мезона и протона, были получены раз-

\*) С. С. Butler, Progress in Cosmic Ray Physics. Amsterdam, 1952, стр. 65.

\*\*) Для краткости мы будем пользоваться также выражением «вилка».

личными способами. Лепринс-Ринге и Леритье<sup>18</sup> наблюдали в камере Вильсона, помещённой в магнитное поле, столкновение быстрой частицы космических лучей с электроном. Динамика столкновения позволила определить массу быстрой частицы, оказавшуюся близкой к  $1000 m_e$ . Многочисленные измерения пробега и импульса частиц космического излучения на высоте 3250 м были произведены Алиханьяном и др.<sup>1</sup> Они пришли к заключению о существовании многих типов заряженных мезонов, названных ими «варитронами». Наконец, некоторые исследователи, например<sup>10, 19, 25</sup>, наблюдали в фотоэмульсиях несколько необычных звёзд. Эти звёзды возникли при захвате ядром частиц, масса которых меньше массы протона, но больше массы  $\pi$ -мезона. Оказалось возможным определить нижний предел для значения массы этих частиц. Эти измерения, не являющиеся, однако, ни точными, ни очень убедительными, дают для нижнего предела массы значение около  $700 m_e$ .

В части I детально рассмотрены свойства и способ распада нейтральных  $V$ -частиц. В части II приведены результаты подобного анализа известных данных о распаде  $\tau$ -мезонов и заряженных  $V$ -частиц.

#### Часть I

### РАСПАД НЕЙТРАЛЬНЫХ $V$ -ЧАСТИЦ

#### 1. Первый $V$ -образный след

$V$ -образный след, обнаруженный Рочестером и Батлером<sup>21</sup>, является типичным примером многих подобных следов, найденных впоследствии. Описание этого первого случая, показанного на фотографии I, может служить введением к рассмотрению остальных работ.  $V$ -образный след образован следами (1) и (2), угол между которыми равен  $67^\circ$ . Оба следа обнаруживают минимальную ионизацию, и поэтому необходимо считать, что они образованы однократно заряженными частицами. Тщательное рассмотрение стереоскопических снимков показывает, что следы сходятся в одной точке; более того, они начинаются в точке, расположенной в хорошо освещённой части камеры Вильсона, где наличие однородного фона конденсации указывает на исключительно хорошие условия для образования следов. Рассматриваемый случай представляет собой «двузубую вилку», вершина которой находится в газе камеры; нельзя заметить никаких следов ядер отдачи или следов других частиц, исходящих от вершины. В этих опытах, производившихся на уровне моря, было обнаружено очень мало случаев, совершенно похожих на такую «вилку», причём вершины этих «вилок» оказывались лежащими в свинцовой пластинке толщиной 3—4 см, расположенной по диаметру камеры. Если такие «вилки» возникают в результате какого-то процесса столкновения, то в пластинке они должны появляться в сотни раз чаще, чем в газе. Рочестер и Батлер при-

шли к выводу, что такие «вилки» не могут возникнуть в процессах столкновения, а образуются в результате спонтанного процесса, вероятность которого зависит от пройденного расстояния, но не от количества вещества. Этот  $V$ -образный след наблюдался в магнитном поле 3500 гаусс. Импульс положительно заряженной частицы (след 1) равен примерно  $0,2 - 0,3$   $Bэв/с$  и, так как ионизация неотличима от минимальной, кажется невероятным, чтобы частица могла быть протоном. Длина следа отрицательно заряженной частицы слишком мала для того, чтобы могли быть произведены надёжные измерения импульса. Однако, если нейтральная частица распадается только на две частицы, обе заряженные, и если предположить, что направление движения нейтральной частицы совпадает с основным направлением главного ливня, то можно оценить интервал, в котором находится импульс отрицательно заряженной частицы. Он равен  $0,7 - 1,0$   $Bэв/с$ . Если допустить, что вторичные частицы являются  $\pi$ -мезонами (это предположение будет подробно рассмотрено в §§ 5,2 и 6,2), то для массы нейтральной  $V$ -частицы получается значение, лежащее в пределах  $(1000 - 1200) m_e$ .

Работа была продолжена на уровне моря<sup>4, 8</sup>, однако обнаружить новые случаи такого распада не удалось.

## 2. Исследования $V$ -образных следов

С лета 1949 г. начались интенсивные исследования свойств  $V$ -образных следов. В частности, Андерсон и его сотрудники<sup>22</sup> производили свои исследования на уровне моря и на высоте 3200 м. Аппаратура Рочестера и Батлера была установлена в обсерватории на Пике де Миди (2867 м) вблизи Баньер де Биггор во французских Пиренеях (отчёт о первых шести месяцах работы см.<sup>3</sup>). В дальнейшем эту группу исследователей будем называть группой на Пике де Миди. Исследования с помощью камеры Вильсона были начаты также Фреттером<sup>13</sup> и Лейтоном и др.<sup>17</sup>.

2.1. Экспериментальные установки, применённые для обнаружения  $V$ -образных следов. Группа Андерсона<sup>22</sup> работала с камерой Вильсона диаметром 30 см, в которой помещалась свинцовая пластина толщиной 2 см. Магнитное поле величиной 6500 гаусс создавалось с помощью небольшого магнита. Воздушный зазор в магнитной цепи был достаточен для того, чтобы в нём могла поместиться камера, управлявшаяся устройством из счётчиков Гейгера. После расширения камера свободно падала, и фотографирование производилось тогда, когда камера находилась вне катушек магнита. К сожалению, искажения следов в камере были значительными. Они вызывались, повидимому, конвекционными токами, возникавшими в течение относительно большого времени свободного падения камеры до фотографирования, и приводили

к тому, что импульсы, превышавшие  $0,2 \text{ Бэв/с}$ , уже не поддавались измерениям. Для отбора ливней проникающих частиц авторы воспользовались устройством из счётчиков Гейгера, выделявшим шестикратные совпадения; два ряда счётчиков были расположены под камерой и один ряд над ней. Расширение камеры происходило в том случае, когда в верхнем ряду срабатывало по крайней мере три счётчика, в среднем, расположенном непосредственно под камерой, — два и в нижнем — один счётчик. Счётчики верхнего ряда были расположены под слоем свинца толщиной  $20 \text{ см}$ , а между средним и нижним рядами находился слой свинца толщиной  $5 \text{ см}$ .

На Пик дю Миди магнит и камера Вильсона были расположены в стационарной лаборатории и условия работы были столь же благоприятны, как и в лабораториях на уровне моря. При

поле, равном  $7500 \text{ гаусс}$ , и длине следа, не меньшей  $6 \text{ см}$ , максимальный измеримый импульс был равен  $8 \text{ Бэв/с}$ . Ряды счётчиков, включённых на шестикратные совпадения, схематически показаны на рис. 1. Представляет интерес сравнить эту установку с уже описанной выше. Обе установки из счётчиков регистрируют на высоте  $3000 \text{ м}$  примерно семь совпадений в час. По меньшей мере половина совпадений

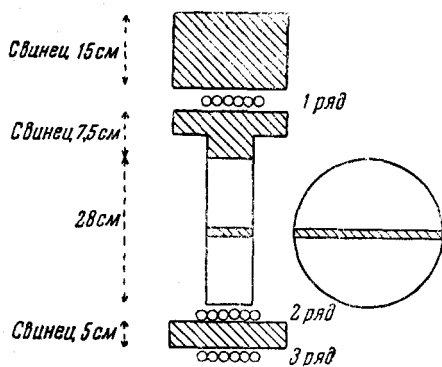


Рис. 1. Схема установки, работающей на Пике де Миди.

вызвана взаимодействиями нейтронов и протонов большой энергии, приводящими к образованию проникающих ливней. Установка группы Андерсона более компактна и, вероятно, более чувствительна к ливням, энергия которых меньше, чем энергия ливней, фотографируемых на Пик дю Миди. Средняя энергия последних превосходит  $10 \text{ Бэв}$ . Установка на Пик дю Миди, повидимому, имеет некоторые преимущества. Так, например, благодаря тому, что на Пике де Миди для расширения камеры необходимо срабатывание по крайней мере трёх счётчиков в ряду, расположенном под камерой (в установке Андерсона и др. должен сработать только один счётчик), получаемые там фотографии содержат большее количество следов. Для того чтобы быть зарегистрированным камерой, взаимодействие быстрых нейтронов с веществом должно происходить в верхнем  $15\text{-см}$  слое свинца, тогда как быстрые протоны кроме этого слоя могут взаимодействовать со свинцом, расположенным непосредственно над камерой и в ней самой. Поэтому ливни быстрых частиц могут возникать в непосредственной близости к верху камеры. Это

может оказаться большим преимуществом, если нейтральные  $V$ -частицы имеют малое время жизни. В установке группы Андерсона ливни должны возникать над камерой и большинство из них образуется на расстоянии, не меньшем 20 см от верха камеры. Эстбери и др.<sup>8</sup> установили недавно в зазоре электромагнита камеру диаметром 50 см (на Юнгфрау Йох, 3200 м). Во время предварительных экспериментов они обнаружили несколько  $V$ -образных следов.

Томпсон и др.<sup>23</sup> приступили к измерениям на уровне моря, воспользовавшись камерой диаметром 30 см, помещённой в магнитное поле.

Им удалось измерить импульсы для нескольких  $V$ -образных следов. Фреттер работал на уровне моря с большой камерой, в которой помещались семь пластин толщиной по 6 мм, на расстоянии 5 см друг от друга. Он воспользовался установкой, выделявшей трёхкратные совпадения между одним счётчиком, расположенным над камерой, и двумя другими, которые находились под ней и были отделены друг от друга тонким слоем свинца. Бридж и Эннис<sup>6</sup> также применили большую камеру с многими пластинами. Они работали без магнитного поля на высоте 3000 м. Спускосвая система представляла собой установку, предназначенную для регистрации проникающих ливней (установка была того же типа, что и в<sup>24</sup>). Часть времени эта установка находилась непосредственно над камерой, остальное время она была удалена на расстояние 150 см над ней. Большая часть замеченных  $V$ -образных следов была обнаружена во вторичных ядерных взаимодействиях в свинцовых пластинах. Такая установка из счётчиков применялась при изучении проникающих ливней и нет оснований предполагать, чтобы она оказалась особенно эффективной для наблюдения  $V$ -образных следов.

2.2. Статистические данные. В таблице I (см. стр. 394) перечислены имевшиеся в распоряжении автора (к 1 апреля 1951 г.) данные, полученные четырьмя группами исследователей. Фреттер и группа на Пик дю Миди обнаружили, в среднем, один  $V$ -образный след, возникший от распада нейтральной частицы, на каждые 25 взаимодействий большой энергии, происходивших в свинцовых пластинах. Кроме того, последняя группа нашла приблизительно один  $V$ -образный след от нейтральной частицы на каждые 100 проникающих ливней, зародившихся над камерой.

В таблице II (см. стр. 394) дан более подробный анализ результатов, полученных на Пик дю Миди. Скорость счёта, исправленная на время восстановления камеры, равна  $7,2 \pm 0,1$  совпадения в час. При пользовании таблицей II следует иметь в виду, что в сериях А и С ливень считался проникающим, если он содержал две или более проникающих частиц, или одну проникающую частицу и две или больше сильно ионизирующих частиц.

Таблица I

## Статистические данные

Высота \ Группа	Андерсон и др.		Фреттер уровень моря	Пик дю Миди 2867 м	Бридж и Энис 3200 м
	уровень моря	3200 м			
Приблизительное количество фотографий . . . . .	3000	8000	17 000	10 000	10 000
Приблизительное количество проникающих ливней . . . . .	5000	—	0	5 000	—
Число взаимодействий в свинцовой пластине . . . . .	—	—	600	200	—
Полное число V-образных следов от нейтральных частиц . . . . .	6	24	24	53	4
Число V-образных следов, зародившихся над камерой . . . . .	25	—	0	44	—
Число V-образных следов в свинцовых пластинах . . . . .	5	—	24	9	4

Таблица II

Анализ данных группы на Пик дю Миди, полученных с 15 июля 1950 г. по 1 марта 1951 г.

Серия	Толщина свинцовой пластины (в см)	Число фотографий	Рабочее время (часы) *)	Число проникающих ливней	Число проникающих частиц
A	2,0	5539	727	615	1844
B	0	2390	370	—	—
C	0,7	2213	316	467	1540
		10 142	1413	1082	3384

\*) Исключая время восстановления камеры.

В серии C толщина свинцовой пластины была равна 7 мм, так что проникающая способность частиц, обозначенных в последней строке, не очень велика. При этом возможно, что за проникающие частицы были приняты некоторые электроны. В течение серий A и C было зарегистрировано примерно 200 ядерных взаимодействий всех типов. Девять из них сопровождалось V-образными следами.

2.3. Место возникновения  $V$ -образных следов от нейтральных частиц. Почти все наблюдаемые Фреттером  $V$ -образные следы нацелены своей вершиной на тонкие свинцовые пластины, где возникли ядерные взаимодействия большой энергии. Эти взаимодействия являются характерным примером взаимодействий, вызываемых протонами и нейтронами с энергией, превышающей  $5 \text{ Бэв}$ . Девять  $V$ -образных следов от нейтральных частиц, зафиксированных на Пик дю Миди, обладают таким же свойством. Возникновение нейтральных частиц, образующих при своём распаде  $V$ -образные следы, показано на фотографиях III, IV, V (см. вклейки в конце выпуска).

### 3. Природа вторичных частиц

В большинстве случаев не представлялось возможности, пользуясь обычной методикой камеры Вильсона, произвести однозначное определение природы обеих вторичных частиц. Эти частицы всегда обладают единичным зарядом, иногда создают сильную ионизацию, а иногда оказываются в состоянии пройти свинцовую пластину, не размножившись и не создав взаимодействия.

3.1. Сильно ионизирующие вторичные частицы. Все названные выше исследователи <sup>2, 6, 13, 22, 23</sup> сообщали, что среди вторичных частиц имеются сильно ионизирующие частицы. Если можно измерить импульс частицы и в то же время оценить ионизирующую способность, то частицы могут быть опознаны со значительной достоверностью. Однако ещё не было случаев, когда удалось бы определить одновременно массу обеих возникающих при распаде вторичных частиц. Андерсон и др. <sup>23</sup> обнаружили одну медленную частицу с массой между  $100 m_e$  и  $350 m_e$ . В пяти других случаях они нашли, что масса одной вторичной частицы должна быть меньше массы протона. В одном случае оба следа образованы сильно ионизирующими частицами, но масса этих частиц не поддаётся измерению, вероятно из-за больших искажений, существующих в камере. Этот случай показан на фотографии VI (см. вклейку в конце выпуска). Фреттер, а также Бридж и Эннис нашли несколько примеров сильно ионизирующих вторичных частиц, однако определить их массу было невозможно. Томпсон и др. нашли на уровне моря два медленных протона. Группа на Пик дю Миди обнаружила девять сильно ионизирующих частиц, среди которых оказались протоны и  $\pi$ - и  $\mu$ -мезоны. Пять из этих частиц можно было со значительной достоверностью отождествить с протонами. Один такой случай показан на фотографии VII (см. вклейку в конце выпуска). Оценка импульсов и ионизирующей способности этих частиц даны в таблице III.

Четыре следа отрицательно заряженных частиц с импульсом, меньшим  $0,1 \text{ Бэв}/c$ , обнаруживают сильную ионизацию и принадлежат, по видимому,  $\pi$ - или  $\mu$ -мезонам. Один пример приведён на фотогра-

Таблица III

Изменения импульса и ионизации для пяти протонных следов

Случай №	33	43	47	56	13	
Импульсы (в $B\bar{e}v/c$ )	{ Положительный след (1) . . . . . Отрицательный след (2) . . . . .	0,24	0,48	0,35	0,45	0,5
		0,25	0,19	0,14	0,16	0,12
Оценка ионизирующей способности следа (за единицу принята минимальная ионизация) . . . . .	8—15	3—4	4—6	3—4	3—4	
Вычисленная ионизация для протона, обладающего измеренным импульсом (за единицу принята минимальная ионизация) . . . . .	9	3,0	5,0	3,5	3	

фии VIII (см. вклейку в конце выпуска). Не было обнаружено ни одного случая, когда вторичную частицу можно было бы с уверенностью отождествить с положительно заряженным  $\pi$ -мезоном.

3.2. Проникающая способность вторичных частиц. Группа Андерсона, а также группа на Пик дю Миди обнаружили пятнадцать вторичных частиц, проникающих через свинцовую пластину толщиной 2 см без взаимодействия и радиационных столкновений. Кроме этого одна вторичная частица вызвала расщепление в одной из свинцовых пластин, одна частица, видимо, испытала внезапное поглощение и две рассеялись на большие углы. Эти четыре случая взаимодействия связаны с пятнадцатью пересечениями свинцовой пластины, откуда следует, что длина взаимодействия для вторичных частиц равна 7,5 см свинца. Геометрическое поперечное сечение в свинце соответствует длине взаимодействия, равной 15 см. Как видно, результат, полученный для вторичных частиц на опыте, не отклоняется сильно от этого значения. Таким образом, как отрицательно, так и положительно заряженные вторичные частицы, повидимому, испытывают сильное ядерное взаимодействие и поэтому невероятно, чтобы они были электронами или  $\mu$ -мезонами. V-образный след с двумя проникающими вторичными частицами показан на фотографии IX (см. вклейку в конце выпуска). В серии измерений С на Пик дю Миди в камере помещалась свинцовая пластинка толщиной 0,7 см. Над этой пластиной был зарегистрирован один V-образный след, у которого отрицательно заряженная вторичная частица создавала минимальную ионизацию над пластиной и сильную ионизацию под ней. Измерения ионизирующей способности и импульса согласуются с предположением, что частица являлась либо  $\pi$ -, либо  $\mu$ -мезоном. Другой V-образный



след, возникший над тонкой свинцовой пластиной, показан на фотографии X (см. вклейку в конце выпуска). След (2), принадлежащий отрицательно заряженной вторичной частице, имеет небольшую длину над пластиной. Ионизация вдоль этого следа, вероятно, выше минимальной. Под пластиной эта вторичная частица создаёт сильную ионизацию и отклоняется в газе камеры на 23°.

Результаты измерений, относящихся к этой отрицательно заряженной частице, собраны в таблице IV, из которой следует, что эта частица, повидимому,  $\pi$ -мезон.

Таблица IV  
Измерение распада  $\pi$ -мезона, происходящего на лету

	След (2)	След (3)
Импульс (в $Mэв/c$ ) . . . . .	78 ( $\pm 5\%$ )	61 ( $\pm 5\%$ )
Оценка ионизирующей способности (за единицу принята минимальная ионизация)	3—4	3—4
Вычисленная ионизирующая способность для $\pi$ -мезонов . . . . .	2,8	4,0
Вычисленная ионизирующая способность для $\rho$ -мезонов . . . . .	2,0	2,8

Почти несомненно, что этот случай является  $\pi \rightarrow \rho$  распадом. Расщепление  $\pi$ -мезона ядром является значительно менее вероятной возможностью. Угол распада близок к максимальному значению, соответствующему импульсу  $\pi$ -мезона (см. § 11.3).

3.3. Дифференциальный спектр импульсов вторичных частиц. Для двадцати шести V-образных следов, полученных на Пик дю Миди, оказалось возможным произвести точные измерения импульса обеих вторичных частиц. Результаты приведены в таблице V в форме дифференциального спектра

Таблица V  
Дифференциальный спектр импульсов вторичных частиц

Категория импульсов . Интервал импульсов ( $Bэв/c$ ) . . . . .	1	2	3	4	5
Положительно заряженные частицы . . . . .	0—0,1	0,1—0,5	0,5—1,0	1,0—1,5	1,5
Отрицательно заряженные частицы . . . . .	0	10	7	2	7
	1	16	4	0	5

импульсов для положительно и отрицательно заряженных вторичных частиц.

Из таблицы V следует, что, в общем, у отрицательно заряженных частиц импульсы меньше, чем у положительно заряженных. Шестнадцать отрицательно заряженных частиц, попавших во вторую

категорию импульсов, создают минимальную ионизацию, и поэтому их масса не может быть близка к массе протона. По той же причине не могут быть протонами три положительно заряженные частицы из категории 2 и одна из категории 3 (импульс этой частицы близок к  $0,5 B\bar{e}v/c$ ). Две из этих положительно заряженных частиц найдены в паре с отрицательно заряженными частицами, имеющими массы, меньшие массы протона. Три другие положительно заряженные частицы оказались легче протона. Соответствующие следы отрицательно заряженных частиц не были промерены. Таким образом, было найдено семь положительно заряженных частиц, более лёгких, чем протоны, но ни для одной из них не удалось точно определить значение массы.

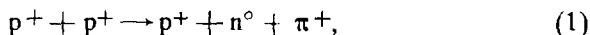
#### 4. Возможные объяснения V-образных следов

4.1. В аргоне или кислороде, наполняющих камеру, космические лучи могут создавать взаимодействия электромагнитного и ядерного характера. Было замечено возникновение в газе по крайней мере десяти электронных пар с энергией в несколько  $M\bar{e}v$ , тогда как большинство V-образных следов обладает полной энергией, близкой к  $1 B\bar{e}v$ . Фотоны такой энергии должны создавать электронные пары, расходящиеся под углом, значительно меньшим одного градуса. Этот угол много меньше того, который когда-либо наблюдался в рассматриваемых опытах. Кроме того, так как многие из вторичных частиц оказались протонами и мезонами, то наблюдаемые V-образные следы не могут быть объяснены возникновением электронных пар. Нейтроны и фотоны большой энергии могут создавать в газе ядерные взаимодействия. Эффективное сечение для образования звёзд быстрыми нейтронами близко к геометрическому значению, но сечение для аналогичных процессов, вызванных фотонами, значительно меньше и им можно пренебречь. Группа на Пик дю Миди наблюдала 23 V-образных следа в течение периода, когда в камере находилась свинцовая пластина толщиной 2 см. Если все эти случаи возникли в результате взаимодействия между падающими на прибор нейтронами и атомами газа, то, предполагая сечение равным геометрическому, мы получим, что в свинцовой пластине должно возникнуть около 10 000 таких случаев (т. е. в 400 раз больше, чем наблюдалось в действительности). На практике не все такие «вилки» наблюдаемы, так как некоторые из «зубьев» поглощаются в свинце.

Однако половина V-образных следов обладает большой энергией и должна быть видимой в камере, даже если следы возникли в верхней части свинцовой пластины. В действительности из свинцовой пластины выходит очень мало двулучевых звёзд с большой энергией. В течение того же периода, когда наблюдались 23 V-образных следа, в пластине возникло около 200 ядерных взаимодействий всех типов. Опираясь на данные<sup>4</sup>, можно считать, что в пла-

стине возникает ещё около 200 взаимодействий, которые не видны в камере, и, таким образом, в пластине возникает всего около 400 ядерных взаимодействий. Отсюда следует, что объяснить V-образные следы в газе ядерными взаимодействиями не представляется возможным. Число звёзд в газе, похожих с виду на V-образные следы от распада нейтральных частиц, можно подсчитать, если знать оценку интенсивности нейтронного потока. При этом необходимо принимать во внимание только взаимодействия с нейтронами большой энергии, так как все такие звёзды должны содержать мезон, а эффективное сечение для рождения мезона нейтронами значительно меньше геометрического значения до тех пор, пока энергия нейтронов не начинает превышать примерно 1 Бэв.

Можно считать, что поток нейтронов с импульсами, превышающими 1 Бэв/с, равен потоку протонов с такими же импульсами. Найдено<sup>4</sup>, что на уровне моря число быстрых протонов лежит между 25 и 50% от числа проникающих частиц. Таким образом, число быстрых нейтронов можно определить из потока проникающих частиц, спектр которых был измерен авторами этой работы. Число быстрых протонов, пересекающих камеру Вильсона во всех проникающих ливнях (при наличии 2-см пластины свинца), лежит между 300 и 500: они могут создать в газе около 0,2 звезды. Таким образом, 23 V-образных следа не могут быть звёздами, созданными нейтронами. В поддержку этого вывода можно привести дальнейшие убедительные доводы. Показательным является отсутствие следов испарившихся из ядра частиц и ядер отдачи. Несмотря на относительно малые размеры и прозрачность ядер аргона для быстрых нейтронов, только малая часть возникших звёзд не будет иметь следов испарившихся частиц и видимых следов ядер отдачи. Если бы V-образные следы были созданы нейтронами, то следовало бы ожидать присутствия сравнимого числа аналогичных звёзд, созданных ионизирующими частицами большой энергии. В действительности же группа на Пик дю Миди обнаружила всего две такие звезды, созданные ионизирующими частицами. Первая из них показана на фотографии XI и описана в подписи. Этот V-образный след нельзя рассматривать как простое упругое столкновение. Он вызван взаимодействием, происходящим, вероятно, по следующей схеме:

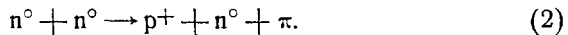


вытекающей из того, что обе вторичные частицы имеют положительный заряд и одна из них является протоном. Наличие большого сгустка ионизации в начальной точке взаимодействия почти наверное указывает на ядро отдачи. На второй V-образной «вилке» виден след отрицательно заряженного мезона и длинный след ядра отдачи; это взаимодействие могло быть вызвано быстрым  $\pi$ -мезо-

ном. Таким образом, сравнивая  $V$ -образные следы со всеми  $V$ -образными следами, возникшими от распада нейтральных частиц, мы можем заключить, что два-три из последних могли быть вызваны нейтронами.

В случае  $V$ -образного следа распада нейтральной частицы вблизи очень большой звезды, наблюдаемой в фотоэмульсии<sup>15</sup>, одна вторичная частица была отождествлена с протоном, другая частица при таком же импульсе создавала минимальную ионизацию и была либо  $\pi$ -мезоном, либо  $\mu$ -мезоном, либо электроном. В вершине вилки заметно большое зерно, но авторы считают, что оно недостаточно велико, чтобы его можно было приписать ядру отдачи.

Авторы приходят к выводу, что их случай может быть объяснен только распадом нейтральной частицы с массой  $(2370 \pm 60) m_e$  на протон и  $\pi$ -мезон. Большая звезда не лежит в плоскости «вилки» и поэтому, если нейтральная частица распадается только на две частицы, то она возникла не в звезде. Прежде чем принять данное авторами объяснение, необходимо произвести детальный анализ всех двулучевых звезд, которые находят в фотоэмульсии в гораздо большем количестве, чем в опытах с камерой Вильсона. Этот случай может быть, например, истолкован как результат скользящего удара нейтрона в ядро серебра или брома, происходящего по следующей схеме:



4.2. Одинокое рассеяние частиц на большие углы в газе камеры Вильсона. К настоящему времени обнаружено значительно большее количество  $V$ -образных следов, возникающих от распада нейтральных частиц, чем от распада заряженных частиц. Такой результат был бы весьма неожиданным, если бы все эти случаи возникли от рассеяния на большие углы. Действительно, при этом следовало бы ожидать преимущественного рассеяния на малые углы, т. е. образования ложных случаев  $V$ -образных следов, возникших от распада заряженной частицы (см. фотографию II). Второе возражение против такого объяснения заключается в отсутствии следов отдачи. Так, например, ядро аргона с импульсом  $50 \text{ Мэв}/c$  может создать при отдаче заметный сгусток ионизации. Группа на Пик дю Миди обнаружила только один такой сгусток в вершине  $V$ -образного следа; таким образом, только этот один случай можно объяснить рассеянием на большой угол. Если бы  $V$ -образные следы нейтральных частиц могли быть объяснены рассеянием, то во всех случаях должны были бы появиться следы отдачи. Таким образом, необходимо сделать вывод, что единственным объяснением большинства  $V$ -образных следов является то, что эти следы вызваны спонтанными распадными процессами<sup>2, 21, 22</sup>.

### 5. Предполагаемые процессы распада

Природа двух вторичных частиц, возникающих при распаде  $V$ -частицы, была уже рассмотрена. Возможные схемы распада имеет смысл рассматривать только в том случае, если считать, что эти частицы являются единственными вторичными частицами.

5.1. Число вторичных частиц. Среди нейтральных  $V$ -частиц, наблюдавшихся группой Андерсона<sup>23</sup>, девятнадцать возникли одновременно с другими частицами, в двенадцати случаях следы этих последних оказались возможным использовать для нахождения точек, в которых возникло главное ядерное взаимодействие. Большинство этих точек находится на расстоянии по крайней мере 15 см от верха камеры и вследствие вторичных взаимодействий и многократного кулоновского рассеяния ливневых частиц в свинце положение точек не может быть определено с большой точностью. Эти исследователи нашли, что во всех двенадцати случаях в пределах экспериментальных ошибок точка первичного взаимодействия лежит в плоскости «вилки». Такой результат, степень убедительности которого трудно оценить, подтверждает, однако, что в распадных процессах, повидимому, участвуют две частицы.

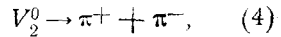
Группа на Пик дю Миди находит, что в тех случаях, когда нейтральные  $V$ -частицы образуются в верхнем слое вещества, положение точки их зарождения не поддаётся точному определению. Девять из обнаруженных ими  $V$ -образных следов, возникших от распада нейтральной частицы, были созданы во взаимодействиях в свинцовой пластине и два из них содержат следы вторичных частиц достаточной длины, что позволяет с большой точностью определить положение плоскости «вилки». С точностью до ошибок опыта точки, в которых произошло первичное взаимодействие, лежат в этих плоскостях. Обе точки распада находятся вблизи свинцовой пластины, так что плоскости «вилки» проходят совсем близко от точек, в которых произошло первичное взаимодействие. Кроме того, направление, в котором движутся обе нейтральные частицы, образует с направлением вторичных частиц как раз такие углы, которых следует ожидать по импульсам вторичных частиц, предполагая, что они являются единственными продуктами распада. Фреттер обнаружил два  $V$ -образных следа, причём образовавшие эти следы нейтральные частицы не выходят из точек, где возникло ядерное взаимодействие, наблюдаемое в камере. Эти частицы могли возникнуть вне камеры или во вторичных взаимодействиях, не создавших различимых следов. В противном случае необходимо допустить, что при распаде могут возникать одна или несколько нейтральных частиц. В настоящее время трудно оценить степень убедительности этих измерений ориентации  $V$ -образных следов по отношению к точке зарождения частиц. Несколько подробно рассмотренных случаев

распада согласуются с предположением о двух вторичных частицах, но для того чтобы сделать окончательные выводы, нужно иметь больше данных.

5.2. Возможные схемы распада на две частицы. Вторичные частицы были отождествлены с протонами и с отрицательно заряженными мезонами, по всей видимости  $\pi$ -мезонами. В соответствии с этим для многих наблюдавшихся случаев может быть предложена следующая схема распада:



В 4.3 были показаны некоторые  $V$ -образные следы, образованные вторичными частицами, более лёгкими, чем протоны. Для этих случаев простейшая схема распада на две частицы имеет вид



причём в этой схеме  $\pi$ -мезоны могут быть заменены  $\rho$ -мезонами. (Это не противоречит прямым наблюдениям.) Если схема распада принята, то массы частиц могут быть определены на основании законов сохранения энергии и импульса при условии, что импульсы вто-

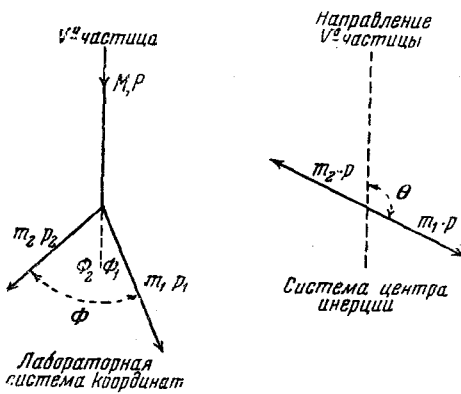


Рис. 2.

ричных частиц и угол разлёта в лабораторной системе координат известны. Если воспользоваться обозначениями, показанными на рис. 2, и измерять массу и энергию в одинаковых единицах, то необходимые равенства имеют вид

$$\sqrt{M^2 + p^2} = \sqrt{m_1^2 + p_1^2} + \sqrt{m_2^2 + p_2^2} \quad (5)$$

и

$$p^2 = p_1^2 + p_2^2 + 2 p_1 p_2 \cos \Phi.$$

Используя оба равенства (5), получаем:

$$M^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2 p_1 p_2 \left[ 1 + \left( \frac{m}{p_1} \right)^2 \right]^{1/2} \left\{ 1 + \left( \frac{m_2}{p_2} \right)^2 \right\}^{1/2} - \cos \Phi \right]. \quad (6)$$

Исследование равенства (6) приводит к следующим заключениям:

а) Если либо  $\frac{m_1}{p_1}$ , либо  $\frac{m_2}{p_2} \gg 1$ , то член  $\cos \Phi$  мало влияет на величину  $M$ .

б) Член  $\cos \Phi$  имеет значение только в том случае, когда  $\frac{m_1}{p_1}$  или  $\frac{m_2}{p_2} \ll 1$ . Это имеет место при очень больших значениях  $p_1$  и  $p_2$ . В этом случае угол разлёта  $\Phi$  обычно принимает значения, меньшие  $15^\circ$ , и если он измеряется с точностью до одного градуса, то главная ошибка опять определяется ошибками измерения  $p_1$  и  $p_2$ .

в) Как правило, наиболее значительная ошибка возникает из-за члена  $2 p_1 p_2$ . Если выводы, сделанные в § 5.1, неверны и при каждом распаде возникают три вторичные частицы, то равенства (5) могут быть обобщены следующим образом:

$$\sqrt{M^2 + p^2} = \sqrt{m_1^2 + p_1^2} + \sqrt{m_2^2 + p_2^2} + \sqrt{m_3^2 + p_3^2}, \quad (7)$$

$$\mathbf{p} = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 + \mathbf{p}_3,$$

где последнее равенство представляет собой закон сохранения импульса в векторной форме. Если при распаде возникают три частицы, но он был интерпретирован как распад на две частицы, то, как показывает сравнение равенств (6) и (7), вычисленное значение массы будет меньше истинного. Для двадцати пяти нейтральных  $V$ -частиц, обнаруженных группой на Пик дю Миди, и для нейтральной частицы, обнаруженной Батлером на уровне моря, значения  $p_1 p_2$  и  $\Phi$  могут быть измерены. Не все эти измерения обладают сравнимой точностью, так как во многих случаях следы слишком коротки. Для следов, длина которых не меньше 6 см, максимальный измеримый импульс равен примерно 8 Бэв/с. В тринадцати случаях длина следов обеих вторичных частиц превышает 6 см. Дифференциальный спектр импульсов, вычисленных для двадцати шести нейтральных частиц на основании равенства (5), приведен в таблице VI. Эти весьма ограниченные данные не позволяют заметить ничего необычного.

Таблица VI

Дифференциальный спектр импульсов нейтральных  $V$ -частиц

Импульсы (Бэв/с) . . .	0,1—0,5	0,5—1,0	1,0—1,5	1,5—2,0	>2,0
Число $V^0$ -частиц . . . .	3	8	3	5	7

6. Определения масс. Двадцать шесть наиболее тщательно промеренных  $V$ -образных следов необходимо распределить между двумя возможными схемами распада. Ниже будет описан метод подобного разделения данных, полученных на Пик дю Миди.

6.1. Распад  $V^0$ -частиц на протоны и  $\pi$ -мезоны. В четырёх промеренных «вилках» обнаружено присутствие протонов.

Эти случаи могут быть истолкованы только с точки зрения схемы распада (3); определения масс для этих случаев приведены в таблице VII.

Таблица VII

Массы четырёх  $V_1^0$ -частиц, среди продуктов распада каждой из которых найдены протоны

(1) № случая	(2) Приближительная длина следа (см)	(3) Измеренный импульс (Бэв/с)	(4) Отношение $p_+/p_-$	(5) Угол $\Phi$ (градусы)	(6) Масса, согласно схеме равенства (3) (в единицах $m_e$ )
33	{ 9	+0,242	0,95	27	$2277 \pm 40$
	{ 4	0,254			
43	{ 6	+0,480	2,5	50,5	$2218 \pm 10$
	{ 10	-0,192			
47	{ 6	+0,350	2,5	87,5	$2228 \pm 10$
	{ 18	-0,142			
56	{ 18	+0,450	2,8	44	$2181 \pm 10$
	{ 14	-0,162			

Для измеренных значений импульсов, приведённых в столбце (3), величина стандартного отклонения равна 10%, за исключением отрицательно заряженной частицы в случае № 33, для которой стандартное отклонение достигает 20% от указанного значения импульса. В этих частных случаях возможными источниками значительных ошибок являются неопределённости в значении магнитного поля и в измерениях кривизны следа. При обработке данных были введены поправки на неоднородность магнитного поля, и угол разлёта определялся с учётом этих поправок. Все измеренные импульсы весьма малы, и ошибки, возникающие из-за искажений в камере, невелики. Стандартные отклонения для полученных значений масс указаны в столбце (6). Среднее значение массы равно  $(2226 \pm 10) m_e$ .

Томпсон и др.<sup>23</sup> измерили V-образный след, весьма схожий со следами, рассмотренными в таблице VII. Положительно заряженная частица сильно ионизовала, и найденная масса V-частицы оказалась равной  $(2165 \pm 20) m_e$ . Из остальных девятнадцати «вилков», обнаруженных на Пик дю Миди, у восьми следы вторичных частиц длиннее 6 см и могут быть тщательно промерены: некоторые из них принадлежат частицам с большой энергией, и в этом случае искажения, вносимые камерой, являются главным источником ошибок. Углы разлёта определялись по стереоскопическим фотогра-



фиям. При этом углы, меньшие  $10^\circ$ , измерялись с ошибкой 10%, а большие углы во многих случаях с точностью до 5%. Какдая из восьми положительно заряженных вторичных частиц могла быть протоном: в большинстве случаев отрицательно заряженные частицы имели меньший импульс, чем положительно заряженные. Не все значения масс, полученные для этих случаев, находятся в хорошем согласии с результатами, приведёнными в табл. VII. Четыре V-образных следа дают среднее значение массы, равное  $2200 m_e$ , но остальные четыре дают существенно большее значение, равное приблизительно  $2700 m_e$ . Эти следы созданы V-частицами большой энергии; данные для этих следов приведены в таблице VIII. В двух

Таблица VIII  
Массы четырёх V-частиц, распавшихся, по видимому, на два  $\pi$ -мезона

(1) № случая	(2) Примерная длина следа (см)	(3) Измеренная величина импульса (Бэв/с)	(4) Отношение $p_+/p_-$	(5) Угол раствора вилки (градусы)	(6) Масса (по схеме (3)) ( $m_e$ )	(7) Масса (по схеме (4)) ( $m_e$ )
5 (фотография IX)	{ 6 7	+2,6	0,9	6	2800	796
		-3,0				
38	{ 10 15	+1,4	2,0	20	2400	872
		-0,7				
53 (фотография XII)	{ 10 16	+1,5	0,9	12	2690	841
		-1,6				
69	{ 9 9	+2,2	1,2	5,5	2560	673
		-1,9				

случаях следы вторичных частиц имеют большую длину и соответствующие массы определены со стандартными отклонениями  $\pm 50 m_e$ . Хотя эти результаты ещё недостаточно убедительны, всё же значения масс в столбце (6) таблицы VIII настолько сильно отличаются от значений, приведённых в столбце (6) таблицы VII, что необходимо предположить либо существование различных V-частиц, распадающихся по одинаковой схеме, либо наличие различных схем распада. Все остальные четырнадцать V-образных следов содержат по крайней мере один след вторичной частицы короче 6 см; такие короткие следы не всегда могут быть точно промерены. Пять из этих случаев не укладываются в схему распада (3), так как положительно заряженные частицы не являются протонами. Шесть случаев дают массу, лежащую в пределах  $(2150-2350) m_e$  и три

случая — массу около  $2700 m_e$  (если при определении массы воспользоваться схемой (3)). Таким образом, двадцать один V-образный след, возникший от распада нейтральных частиц, можно объяснить на основании схемы (3). В четырнадцати случаях масса нейтральных частиц лежит в пределах  $(2180—2350) m_e$ ; в семи остальных случаях значение массы близко к  $2700 m_e$ . Гистограмма масс для двадцати одного случая показана на рис. 3. Как и следовало ожидать на основании схемы распадного процесса, распределение масс около  $2200 m_e$  является асимметричным. Лучшее значение массы,

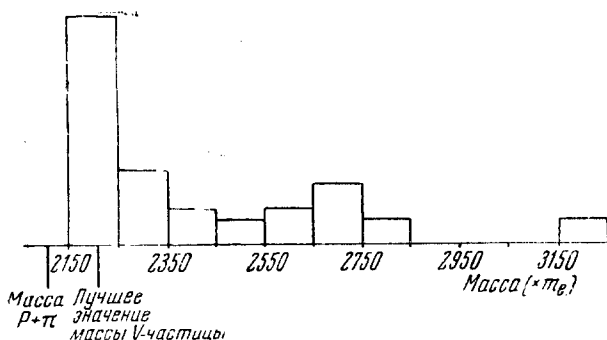


Рис. 3.

полученное по пятнадцати случаям, из которых каждый вошёл с весом, соответствующим точности данного индивидуального измерения массы, лежит около  $2210 m_e$ .

6.2. Распад нейтральных  $V_2^0$ -частиц на два  $\pi$ -мезона. Доказательства распада нейтральных V-частиц на два  $\pi$ -мезона уже приводились. Так можно интерпретировать пять измеренных V-образных следов: в этих случаях положительно заряженные частицы не являются протонами и, кроме того, в двух случаях (№№ 63 и 66) отрицательно заряженные частицы оказались легче протонов. В нескольких случаях, приведённых в табл. IX, длина следов вторичных частиц слишком невелика для точного измерения импульса. Результат, полученный по фотографии 66, является наилучшим, хотя и в этом случае импульс отрицательно заряженной частицы измерен неточно. Отрицательно заряженная частица на фотографии 63 прошла у края камеры и её импульс не мог быть точно измерен. На фотографии 65 не удалось точно измерить угол разлёта; этому препятствовало наличие на фотографии следов других ливневых частиц. На фотографии I импульс отрицательно заряженной частицы также нельзя измерить точно; приведённое в таблице значение импульса получено из рассмотрения геометрии следа и главного ливня. При этом возможна значительная ошибка, кото-

Таблица IX

Массы четырёх  $V_2^0$ -частиц, распавшихся, повидимому, на два  $\pi$ -мезона

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
№ случая	Приближительная длина следа (см)	Измеренный импульс (Бэв/с)	Отношение ( $p_+/p_-$ )	Угол разлёта (градусы)	Масса (схема 4) (в единицах $m_e$ )
66 (фотография V)	{ 6 3	+0,26 - ~0,13	2	77	700
63	{ 4 7	+0,30 - ~0,5	0,6	46	820
65 (фотография X)	{ 5 5	+0,32 -0,66	0,5	~10	~ 610
1	{ 5 5	+0,35 - ~0,5	0,7	14	~ 600
Случай фотографии I	{ 5 4	+0,20 -0,85	0,3	67	~1120

рой может объясняться высокое значение массы. Приведённые пять случаев не позволяют сделать определённое заключение; все они имеют следы положительно заряженных вторичных частиц, которые могут быть точно промерены, но некоторые импульсы отрицательно заряженных частиц измерены неточно. Тем не менее, эти случаи являются доказательством существования нейтральных  $V$ -частиц с массой около  $800 m_e$ . Если нейтральные  $V$ -частицы распадаются только на две вторичные частицы, то тогда случаи, обнаруженные группой на Пик дю Миди, лучше всего объясняются существованием двух типов нейтральных частиц. Масса частиц первого типа определена всё ещё недостаточно точно, но, по имеющимся данным, лучшим значением является  $2210 m_e$ . Масса частиц второго типа, вероятно, лежит в пределах  $(700-800) m_e$ . Многие из  $V$ -образных следов имеют вторичные частицы, создающие минимальную ионизацию; такие случаи удовлетворяют как схеме (3), так и схеме (4). Таким образом, возникает необходимость найти некоторые добавочные аргументы, которые помогли бы в распределении имеющихся данных между обеими схемами. Чрезвычайно ценные дополнительные сведения можно получить из изучения динамики этих двух схем распада.

7. Динамика схем распада на две вторичные частицы. Существующие данные показывают, что распад нейтральных  $V$ -частиц происходит по двум различным схемам, если верно

предположение о том, что при распаде возникают только две вторичные частицы. Ниже будет рассмотрена динамика этих схем. Особое внимание будет обращено на такие явления в  $V$ -образных следах, которые являются наиболее вероятными в лабораторной системе координат.

7.1. Динамика схемы распада:  $V_1^0 \rightarrow p^+ + \pi^-$ . Если нейтральная  $V$ -частица распадается на протон (масса  $m_1$ ) и мезон (масса  $m_2$ ), то в системе центра инерции эти вторичные частицы испускаются в противоположных направлениях, как показано на рис. 2. В такой системе координат пары вторичных частиц испускаются в случайных направлениях. Легко показать, что доля всех случаев, для которых  $\vartheta$  лежит между  $\vartheta_1$  и  $\vartheta_2$ , дается выражением  $\frac{1}{2}(\cos \vartheta_1 - \cos \vartheta_2)$ .

Так, например, половина всех наблюдаемых случаев должна иметь значения  $\vartheta$ , лежащие между  $60^\circ$  и  $120^\circ$ . Наиболее вероятным значением  $\vartheta$  является  $\frac{\pi}{2}$ , т. е. направление, составляющее в системе центра инерции прямой угол с направлением движения  $V$ -частицы, является наиболее вероятным направлением испускания вторичных частиц. В системе центра инерции (в этой системе координат  $V$ -частица неподвижна) импульсы обеих вторичных частиц даются выражением

$$p = \frac{1}{2M} \{ [M^2 - (m_1 - m_2)^2] [M^2 - (m_1 + m_2)^2] \}^{1/2}, \quad (8)$$

где  $M$  — масса  $V$ -частицы, выраженная в единицах энергии. Чтобы выяснить свойства частиц в лабораторной системе координат, нужно применить преобразование Лоренца к скоростям частиц в системе центра инерции. Это преобразование оставляет без изменения составляющие импульса, перпендикулярные к направлению движения  $V$ -частицы, и меняет только составляющие, направленные вдоль движения. Кроме этого метода можно воспользоваться геометрическим методом, основанным на преобразованиях Лоренца<sup>5</sup>. Преобразованные импульсы двух вторичных частиц зависят от энергии частиц в системе центра инерции. Если массы частиц резко отличаются, как это имеет место в случае протона и  $\pi$ -мезона, то в общем случае два преобразованных импульса будут сильно различаться по величине. В лабораторной системе координат протон будет иметь значительно больший импульс, чем  $\pi$ -мезон. Это превышение импульсов положительно заряженных частиц над импульсами отрицательно заряженных частиц должно быть сильно выражено, за исключением случаев очень большой или очень малой энергии. Если произвести измерение импульсов для некоторого числа следов, то распределение вторичных частиц каждого типа по импульсам должно сильно отличаться. Группа на Пик дю Миди обнаружила, что дифференциальный спектр импульсов для положительно заря-

женных вторичных частиц сильно отличается от соответствующего спектра отрицательно заряженных частиц, а именно: положительно заряженные частицы имеют значительно большие импульсы, чем частицы противоположного знака (см. 3.3). В качестве примера рассмотрим таблицу VII, из которой видно, что три частицы, признанные протонами, имеют значительно большие импульсы, чем соответствующие отрицательно заряженные частицы. Это справедливо также для всех случаев, приводящих к значениям масс в интервале (2180—2350)  $m_e$ , но не выполняется в трёх случаях, для которых значения масс близки к 2700  $m_e$  (если величину массы вычислять по схеме (3), см. таблицу VIII. Для этих трёх случаев среднее значение отношения  $p_+/p_-$  близко к единице. Такого результата следует ожидать, если частицы имеют равные или близкие массы, и это является указанием на то, что распад этих трёх частиц, по видимому, не находится в согласии со схемой, описываемой выражением (3). Этот вывод будет подтверждён другими доводами, рассматриваемыми в этом параграфе. При наличии большего числа данных изучение отношения  $p_+/p_-$  будет весьма ценным способом разделения имеющихся данных между двумя схемами распада. В системе центра инерции обе вторичные частицы имеют одинаковые импульсы, и поэтому скорость мезона значительно больше скорости протона. Если скорость нестабильной  $V$ -частицы больше скорости одной из вторичных частиц в системе центра инерции, то в этом случае направление движения вторичной частицы в лабораторной системе координат всегда образует острый угол с направлением  $V$ -частицы, что означает, что вторичная частица всегда испускается вперёд. Предположим, например, что скорость  $V$ -частицы превосходит скорость мезона в системе центра инерции вторичных частиц. В этом случае обе вторичные частицы испускаются вперёд под малым углом. Если скорость  $V$ -частицы больше скорости протона, но меньше скорости мезона в системе центра инерции, то протон всегда испускается вперёд, но мезон в лабораторной системе координат может двигаться в противоположном направлении. В этой системе обе вторичные частицы могут двигаться назад, если скорость  $V$ -частицы меньше скорости любой из вторичных частиц в системе центра инерции. Эти свойства схемы распада могут быть исследованы подробнее, если вычислить зависимость  $\Phi$  от  $\theta$  для данных значений  $p$  и  $M$ . Из приведённого на рис. 4 семейства кривых, вычисленных для массы 2210  $m_e$ , следует, что при  $p$  большем 1,0  $Bэв/c$  величина  $\Phi$  ограничена. При  $p$  меньшем, чем 0,16  $Bэв/c$ ,  $\Phi$  принимает значения, большие некоторого минимального. Между этими двумя критическими значениями импульса  $V$ -частицы возможны все значения  $\Phi$  между  $0^\circ$  и  $180^\circ$ . В этой области импульсов протон всегда испускается вперёд в лабораторной системе, но мезон может быть испущен в противоположном направлении. Распределение вероятностей получения данного  $\Phi$  при

заданном значении импульса  $V$ -частицы может быть сосчитано из кривых на рис. 4. Три типичных дифференциальных распределения вероятностей для  $\Phi$  показаны на рис. 5; они были сосчитаны для

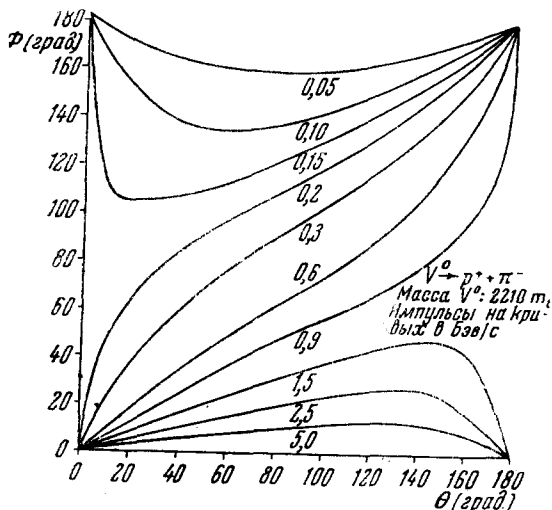


Рис. 4. Угловые соотношения для схемы  $V_1^0 \rightarrow \rho^+ + \pi^-$ .

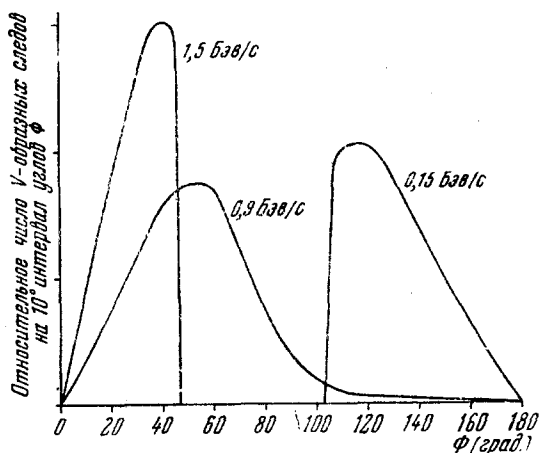


Рис. 5.

десятиградусных интервалов. Если значения  $\Phi$  ограничены, то вероятнее всего, что угол между направлениями движения частиц будет близок к  $\Phi_{\text{макс}}$ . Из рис. 5 видно, например, что если  $M = 2210 m_e$  и  $p = 1,5 \text{ Бэв/с}$ , то  $\Phi_{\text{макс}} = 46^\circ$  и 58% всех «вилкок»

будут иметь  $\Phi$ , лежащие между  $30^\circ$  и  $46^\circ$ . При  $p=0,9$  Бэв/с все значения  $\Phi$  возможны, но 95% всех «вилок» будут иметь  $\Phi$ , меньшие  $90^\circ$ . Представляет интерес разработать метод, который позволил бы выяснить, каково распределение углов  $\Phi$  для всех случаев, дающих значение массы, близкое к  $2210 m_e$ . Для этого значения массы, найденного из опыта,  $\Phi_{\text{макс}}$  и  $\Phi_{\text{мин}}$  могут быть сосчитаны как функция  $p$ . Полученные таким образом кривые приведены на рис. 6. Кроме того,

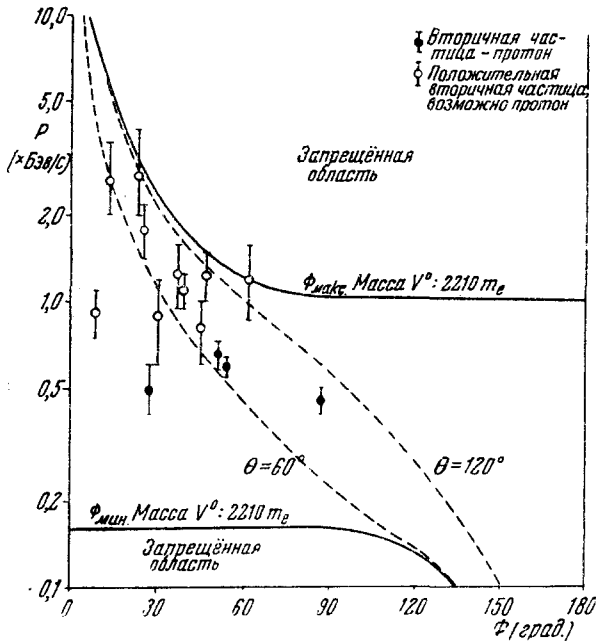


Рис. 6.

можно вычислить зависимость  $\Phi$  от  $p$  для фиксированного значения  $\theta$ , представляющего угол испускания в системе центра инерции (см. рис. 2). Пунктирные линии на рис. 6 построены для значений  $\theta$ , равных  $60^\circ$  и  $120^\circ$ , и, как показано выше, половина наблюдаемых «вилок» должна находиться между этими линиями. На рис. 6 нанесены данные четырнадцать случаев, для которых значения масс лежат в интервале  $(2180-2350) m_e$ . Для каждого случая указан интервал значений  $p$ , равный двойному стандартному отклонению от данного среднего значения. «Вилки» распределены примерно в наиболее вероятной области диаграммы  $p-\Phi$ . Около половины их попадает между пунктирными линиями. Следовательно, они образуют семейство случаев, которые могут быть объяснены распадом  $V$ -частиц с массой  $2210 m_e$  на протоны и  $\pi$ -мезоны. Когда будет получено боль-

шее число данных, распределение значений  $\Phi$  можно будет определить экспериментально и сравнить его с теоретическим распределением, вычисленным для среднего значения массы. Теперь необходимо выяснить, как укладываются на диаграмму  $p - \Phi$  случаи предполагаемого распада по той же схеме частиц, для которых вычисленное значение массы близко к  $2700 m_e$ . Для этих нескольких случаев зависимость импульса от угла нанесена на рис. 7; пунктирная кривая указывает зависимость  $p$  от  $\Phi$  для  $\theta$ , равного  $60^\circ$ . Три четверти всех «вилок» с массами, близкими к  $2700 m_e$ , должны находиться между сплошной и пунктирной кривыми. В действительности

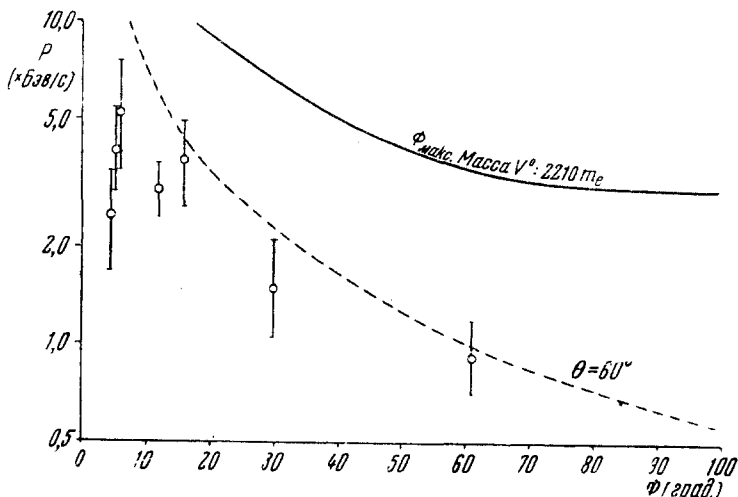


Рис. 7.

шесть из семи случаев попадают слева от пунктирной кривой, т. е. в относительно маловероятную область диаграммы  $p - \Phi$ . Это доказывает, что в данном случае предполагаемая схема распада не выполняется. Все значения  $p_+/p_-$  близки к единице и, вероятно, эти случаи правильнее объяснить распадом нейтральных  $V$ -частиц на два мезона.

7.2. Динамика схемы распада  $V_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ . Разлёт двух мезонов в системе центра инерции происходит так, как это было описано в 7.1, но благодаря симметричной форме распадного процесса динамика этого случая сильно упрощается. Например, распределение импульсов положительно и отрицательно заряженных вторичных частиц в лабораторной системе координат оказывается одинаковым, а среднее значение отношения  $p_+/p_-$  равно единице. Приведённое на рис. 8 семейство кривых  $p - \theta$  было сосчитано для



массы  $1000 m_e$ ; оно симметрично относительно  $\theta = \frac{\pi}{2}$ . Эти кривые позволяют найти главные динамические свойства схемы распада. Зависимость  $\Phi_{\text{макс}}$  и  $\Phi_{\text{мин}}$  от  $p$  дана на рис. 9: можно видеть, что промежуточная область рис. 9, в которой все значения  $\Phi$  возможны, является недостижимой для симметричной схемы распада. Наиболее вероятные значения  $\Phi$  в рассматриваемых «вилках» лежат близко к кривым рис. 9. В 6.1 было указано, что массы семи  $V$ -частиц оказываются слишком большими, если предполагать, что

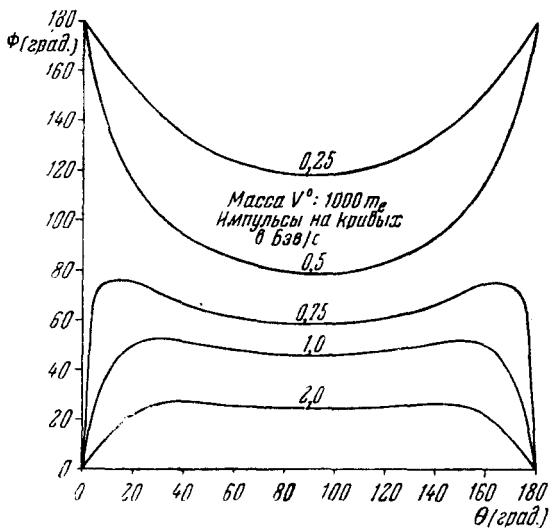
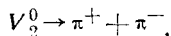


Рис. 8. Угловые соотношения для схемы



их распад происходит по первой схеме. Эти распады можно считать происходящими по второй схеме; они нанесены на рис. 9. Кроме того, пять  $V$ -образных следов можно истолковать только в рамках второй схемы. Такая возможность рассматривалась в 6.2 (таблица IX) и соответствующие значения  $p - \Phi$  также нанесены на рис. 9. Из одиннадцати указанных на рис. 9 случаев десять расположены близко к кривой, и временно можно допустить, что эти случаи объясняются распадом  $V$ -частиц с массой около  $1000 m_e$ . Одна точка попадает в запрещённую область. В данном случае вычисленное значение массы равно  $700 m_e$ , что существенно меньше  $1000 m_e$ . Подробное рассмотрение динамики двух предложенных схем распада позволило распределить все имеющиеся данные между этими двумя схемами.

Таким образом, имеются убедительные доказательства распада  $V$ -частиц на протоны и мезоны, и четырнадцать случаев, найденных группой на Пик дю Миди, хорошо укладываются в эту схему. Лучшее значение массы равно  $2210 m_e$ . Кроме того, двенадцать

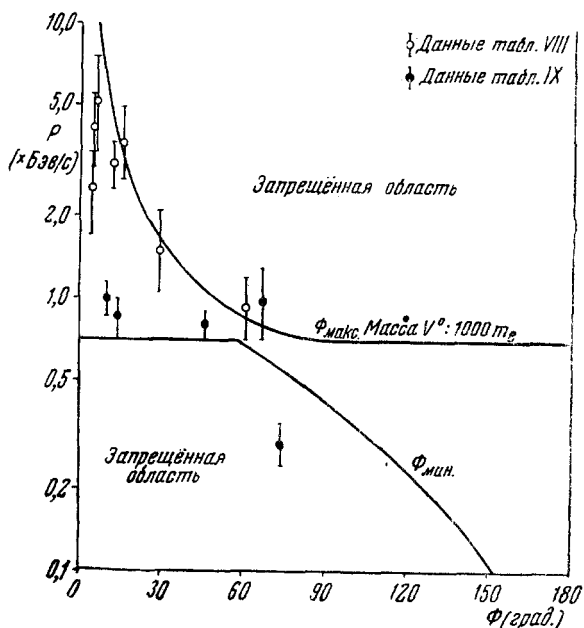


Рис. 9.

случаев могут быть объяснены распадом  $V$ -частиц на два  $\pi$ -мезона. До сих пор не было обнаружено случая, когда обе вторичные частицы можно было бы отождествить с  $\pi$ -мезонами.

### 8. Среднее время жизни нейтральных $V$ -частиц

Группой Андерсона<sup>23</sup> была произведена оценка времени жизни нейтральных  $V$ -частиц. Для этого было построено распределение точек распада вдоль линии полёта частиц и введены поправки на изменение длины пути, возникающее из-за геометрических условий цилиндрической камеры, и на релятивистское удлинение времени для каждого случая. Они располагали весьма ограниченными данными, так как начальная точка следа частицы могла быть определена только для девятнадцати случаев. Правильность геометрических поправок трудно оценить, а недостаточная точность измерения импульсов не позволяет считать релятивистские поправки

точными. Среднее время жизни, оценённое таким методом, равно  $(3 \pm 2) \cdot 10^{-10}$  сек. Такой же метод можно применить к данным, полученным группой на Пик дю Миди. Этот результат находится в согласии с широким пределом значений, найденным в <sup>22</sup>. Надёжное значение среднего времени жизни может быть получено по тем случаям, когда ядерное взаимодействие произошло в самой камере. В этих случаях точка зарождения  $V$ -частицы определяется точно и геометрические поправки не имеют большого значения. Используя пятнадцать следов, Фреттер получил, что среднее время жизни лежит в пределах  $(1,0 \text{---} 2,0) \times 10^{-10}$  сек. Предполагая, что распад происходит по второй схеме, он произвёл приблизительное определение поправки, связанной с релятивистским удлинением времени для геометрических условий каждого следа. Эти значения времени жизни являются весьма приблизительными, так как исследователи не имели возможности отнести свои случаи к определённым схемам распада. Если результаты, приведённые в разделе 7, правильны, они указывают скорее на существование двух разных  $V$ -частиц с различными значениями масс и времён жизни, чем на существование одной нейтральной частицы с двумя различными схемами распада.

## 9. Выводы

В камере Вильсона удалось обнаружить более ста «вилок», возникших от распада нейтральных  $V$ -частиц. Один такой случай был обнаружен в фотоэмульсии. Рочестер и Батлер сообщили об открытии  $V$ -образного следа распада нейтральной частицы в 1947 г., примерно в то же время, когда Латтес, Оккиалини и Поуелл открыли  $\pi$ -мезон. Однако в течение последних четырёх лет свойства  $\pi$ -мезона подверглись успешному изучению и в настоящее время известны в значительных подробностях. Существуют по крайней мере три причины, объясняющие, почему изучение  $V$ -частиц происходит столь медленно. Во-первых, эти частицы возникают значительно реже, чем  $\pi$ -мезоны. Можно полагать <sup>23</sup>, что  $V$ -частицы составляют около трёх процентов от ионизирующих частиц в проникающих ливнях. Во-вторых, в подходящем для изучения количестве  $V$ -частицы находят только в камерах Вильсона, работающих в трудных условиях на больших высотах. Наконец, время жизни этих частиц не слишком мало и не слишком велико. Это значительно усложняет изучение распадных процессов. Если бы время жизни было порядка  $10^{-12}$  сек или меньше, то процесс распада  $V$ -частиц можно было бы с удобством наблюдать в фотоэмульсии; с другой стороны, если бы время жизни было значительно больше, чем  $10^{-9}$  сек, частицы часто распадались бы, почти остановившись. Частота наблюдения всех известных распадных процессов возрастает, когда частица приближается к состоянию покоя.

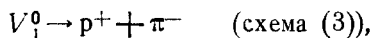
На основании анализа известных к 1 апреля 1951 г. свойств нейтральных  $V$ -частиц можно сделать следующие выводы.

1. Не более чем 10%  $V$ -образных следов можно объяснить наличием процессов, отличных от спонтанного распада неизвестных до сих пор частиц.

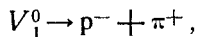
2. Не все вторичные частицы могут быть опознаны. Обнаружены протоны и отрицательно заряженные мезоны, являющиеся вероятно  $\pi$ -мезонами. Найдены доказательства существования положительно заряженных вторичных частиц, более лёгких, чем протоны, но с определённой существование положительно заряженных мезонов установить не удалось.

3. Предварительные исследования согласуются с предположением, что в процессах распада возникают только две заряженные вторичные частицы. Серьёзные трудности возникают при попытках связать ориентацию «вилок» с местом зарождения нейтральной частицы. Здесь необходимы дополнительные и более точные измерения.

4. Для объяснения всех найденных «вилок» необходимо допустить по меньшей мере две схемы распада:



Можно ожидать наличия схемы



которая симметрична по отношению к первой схеме распада.

Среди вторичных частиц найдено пять медленных протонов, но ни одного отрицательно заряженного протона не было обнаружено. Это может быть доводом в пользу предположения, что рождения положительно и отрицательно заряженных частиц не являются симметричными процессами.

5. Группа на Пик дю Миди подвергла детальному изучению двадцать шесть нейтральных  $V$ -частиц. Был произведён анализ, показавший, что четырнадцать «вилок» соответствуют первой схеме распада. Среднее значение массы равно  $2210 m_e$ . Остальные двенадцать случаев, повидимому, могут быть объяснены распадом, происходящим по второй схеме, и дают значение массы, близкое к  $800 m_e$ . Таким образом, имеется строгое доказательство существования по крайней мере двух различных нейтральных  $V$ -частиц.

6. Факт существования хорошо согласующегося ряда значений масс является доводом в пользу возникновения только двух заряженных вторичных частиц. Если при каждом распаде возникает третья, нейтральная, вторичная частица, то вычисленные значения масс будут преуменьшенными. Число случаев, образующих два семейства близких значений масс, очень мало. Это не позволяет провести настоящий статистический анализ, с тем чтобы выяснить, согласуются ли полученные значения масс с одним средним значе-

нием, или же они представляют собой распределение в некотором интервале значений, как этого следует ожидать, если распад на три частицы интерпретируется как распад на две частицы. Для того чтобы такой анализ мог быть проведён с достоверностью, потребуется большое число весьма точно промеренных случаев.

7. Первые измерения времени жизни нейтральных  $V$ -частиц дали значения между  $10^{-10}$  и  $5 \cdot 10^{-10}$  сек. Две различные нейтральные  $V$ -частицы могут иметь различные времена жизни.

В заключение имеет смысл рассмотреть возможные направления развития рассматриваемой проблемы. Подробное рассмотрение свойств  $V$ -частиц, вытекающих из характера  $V$ -образных следов, зависит от предположения о распаде на две частицы. Очевидно, необходимо рассмотреть основания этого предположения и наметить дальнейшие опыты. Необходимо принять во внимание следствия, вытекающие из предположения о возможном распаде частицы на три вторичные частицы. Теоретическая трактовка процесса такого типа весьма сложна и не может быть проведена в подробностях без обращения к теории. Были наблюдаены два типа  $V$ -образных следов. Если существуют только две вторичные частицы, то оба типа  $V$ -образных следов можно объяснить двумя различными схемами распада. Эти две схемы можно расширить, с тем чтобы применить их к одной  $V$ -частице, распадающейся двумя способами, а именно:

$$V^0 \rightarrow p^+ + \pi^- + \pi^0$$

и

$$V^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0.$$

Если эти схемы существуют в действительности, то в принципе возможно обнаружить нейтроны и  $\pi^0$ -мезоны по взаимодействиям, вершина которых обращена в сторону свинцовой пластины.

Необходимо также получить существенно большее число «вилок» с длинными следами вторичных частиц, которые смогут быть промерены со значительной точностью. Таким образом можно будет получить дополнительные данные о природе вторичных частиц. Хотя существование нейтральных  $V$ -частиц установлено, многие их свойства известны только приблизительно.

## Часть II

### РАСПАД ТЯЖЁЛЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

#### 10. Распад $\tau$ -мезонов

Во время первых опытов с фотопластинками, чувствительными к электронам, производившихся на Юнгфрау Йох, было обнаружено<sup>7</sup> весьма необычное явление, приводимое на фотографии XIII (см. вклейку в конце выпуска). На снимке видны две звезды, соединённые следом  $\pi$ . Вероятность того, что эти два центра являются

- несвязанными событиями, чрезвычайно мала, и поэтому её можно не принимать во внимание.

Длина следа  $k$  в эмульсии превышает 3000  $\mu$ , а плотность зёрен непрерывно возрастает в направлении к  $A$ . Вблизи  $A$  след неотличим от следа однократно заряженной частицы в конце её пробега. Поэтому естественно думать, что частица  $k$  вызвала событие  $A$ , а частица  $\pi$  вызвала событие  $B$ . Масса частицы  $k$  может быть определена из измерений зависимости плотности зёрен от длины остаточного пробега. При обработке пластинок обращалось тщательное внимание на равномерное проявление и на то, чтобы степень регрессии была незначительна. Для нескольких следов протонов, обнаруженных на той же пластинке, была построена кривая зависимости среднего числа зёрен (на интервале в 10  $\mu$ ) от пробега частицы. Аналогичная кривая была построена для частицы  $k$ . Масса этой частицы определялась сравнением полученной для неё кривой плотности зёрен со средней кривой для протонов. Авторы нашли, что среднее значение массы для частицы равно  $(1030 \pm 160) m_e$ . Из измерения рассеяния на малые углы для частицы  $k$  была получена масса  $(1800 \pm 400) m_e$ . Более надёжным значением следует считать значение массы частицы, полученное методом плотности зёрен. След  $\pi$  характерен для  $\pi$ -мезона, захваченного в  $B$ . Длины двух остальных вторичных следов  $a$  и  $b$ , принадлежащих однократно заряженным частицам, равны соответственно 2000  $\mu$  и 116  $\mu$ . В пределах статистических флуктуаций оба эти следа обнаруживают одинаковую ионизацию, в 2,2 раза превышающую минимальную. Энергии и импульсы этих двух частиц были получены из наблюдения плотности зёрен и рассеяния, при различных предположениях о их массах. Например, предполагалось, что эти частицы являются протонами, или  $\pi$ -мезонами. Длина их следа и измерения ионизации указывают на то, что эти частицы не могут быть электронами, если верно то, что возрастание ионизации для электронов большой энергии прекращается прежде, чем достигается значение ионизации, в 2,2 раза превышающее минимальную. Существуют две возможные интерпретации события  $A$ , созданного частицей  $k$ : либо частица  $k$  была захвачена ядром, либо она спонтанно распалась. Частица с массой, равной примерно 1000  $m_e$ , в конце своего пробега могла быть захвачена ядром, в результате чего произошёл выброс двух протонов большой энергии и  $\pi$ -мезона. Энергии вторичных частиц будут примерно такие же, какие были уже получены в предположении, что частицы  $a$  и  $b$  являются протонами. Очевидно, однако, что освобождение такого большого количества энергии должно привести к испарению остающихся в ядре нуклеонов. При этом должна была бы наблюдаться мощная многолучевая звезда. Так как такое явление не наблюдается, то следы  $a$  и  $b$  созданы, видимо, не протонами, а  $\pi$ - или  $\mu$ -мезонами. Если следы  $a$  и  $b$  созданы  $\pi$ -мезонами, то кинетическая энергия последних должна была быть равной.

27 *Мэв*, а для  $\mu$ -мезонов 37 *Мэв*. Эти значения малы и не могут быть согласованы с поглощением энергии в 500 *Мэв* ядром, которое должно произойти при захвате частицы *k* с массой, равной примерно 1000  $m_e$ . Можно рассмотреть и другое объяснение, а именно, что следы *a* и *b* являются следами вторичных частиц, образовавшихся при спонтанном распаде частицы *k*. Авторы после введения поправки на усадку эмульсии определили относительные направления трёх частиц и пришли к выводу, что они компланарны. Направление любого из этих трёх следов составляет угол, меньший  $4^\circ$ , с плоскостью двух других следов. Ошибки в определении углов вызваны тем, что след  $\pi$ -мезона очень короток по сравнению со следами *a* и *b*. Эти измерения подтверждают предположение, что частица *k* распалась, почти остановившись, на частицы *a*, *b* и  $\pi$ .

Частица  $\pi$  почти наверняка была  $\pi$ -мезоном. Из наблюдения её пробега было найдено, что её энергия равна 1,04 *Мэв*. Определив направления движения трёх вторичных частиц и энергию  $\pi$ -мезона, можно было найти импульсы частиц, оказавшиеся равными  $(98 \pm 5)$  *Мэв/c* и  $(104 \pm 5)$  *Мэв/c* соответственно. Так как кроме этого известны и плотности зёрен, то частицы *a* и *b* могут быть опознаны. Оказалось, что эти частицы являются либо  $\pi$ -, либо  $\mu$ -мезонами. Масса частицы *k* может быть вычислена для двух наиболее вероятных схем распада, а именно:

$$\begin{array}{l} k \rightarrow \pi + \pi + \pi \\ \text{и} \\ k \rightarrow \pi + \mu + \mu \end{array} \quad \left. \vphantom{\begin{array}{l} k \rightarrow \pi + \pi + \pi \\ k \rightarrow \pi + \mu + \mu \end{array}} \right\} \quad (9)$$

Эти схемы наиболее вероятны потому, что наблюдаемая плотность зёрен наилучшим образом согласуется с предположением, что частицы *a* и *b* принадлежат к одному и тому же типу. Значения полученных масс равны соответственно 985  $m_e$  и 869  $m_e$ . Наконец, можно рассмотреть предположение, что частица *k* не связана с событиями *A* и *B*. Полученное для частицы *k* значение массы не исключает, в качестве крайней флуктуации, возможности оказаться протоном, остановившимся в эмульсии очень близко к *A* и не связанным с частицами *a* и *b*. Тогда, однако, следы *a*, *b* и  $\pi$  очень трудно объяснить, ибо звёзды такого типа в эмульсиях не обнаруживаются. Авторы, поочерёдно полагая один или несколько из наблюдаемых следов не связанными с другими, рассмотрели ряд возможных объяснений события *A*, но не смогли найти удовлетворительной схемы, объясняющей явление. Они пришли к заключению, что единственным разумным объяснением всего явления оказывается предположение, что частица *k* представляла собой нестабильную частицу с массой около 1000  $m_e$ , которая возбудила события *A* и *B*. Заряженные частицы этого типа называют теперь  $\tau$ -мезонами.

После этого открытия был изучен значительный объём фотоэмульсии, чувствительной к быстрым частицам, но удалось

обнаружить ещё только два явления того же типа<sup>14</sup>. Первое из явлений распада было обнаружено в эмульсии, чувствительной к электронам, экспонированной в течение 85 дней под 3 м льда. Сильно ионизирующая частица в этом случае заканчивала свой пробег у центра, аналогичного центру *A* в описанном выше случае. Многократное рассеяние этой частицы возрастало по направлению к звезде, и измерения плотности зёрен указывали на то, что частица, обозначенная буквой *k*, почти остановилась, прежде чем она образовала звезду. Звезда состояла из трёх следов длиной 1300  $\mu$ , 420  $\mu$  и 30  $\mu$  соответственно. Явление наблюдалось в пластинке, экспонированной в течение большого промежутка времени. Автор показал, что пластинка была однородно проявлена; кроме того, он учёл влияние регрессии. Для остановившихся в эмульсии протонов и  $\mu$ -мезонов были произведены измерения плотности зёрен и построены кривые зависимости плотности зёрен от пробега. Соответствующая кривая для  $\pi$ -мезона была получена интерполяцией между этими двумя кривыми. Кривая зависимости плотности зёрен от пробега для *k*-частицы проходила всегда выше, чем кривая для  $\pi$ -мезонов. Если частица  $\pi$  была мезоном, то она должна была пройти через эмульсию как раз в конце экспозиции.

Единственным хорошо известным процессом захвата, который мог бы объяснить звезду, является захват  $\pi$ -мезона. Если предположить, что частица *k* была  $\pi$ -мезоном, то энергия, освобождённая в ядре, равнялась всего лишь 150 Мэв. Далее, если предположить, что вторичными частицами были протоны, то измерения ионизации показывают, что их полная энергия должна была иметь порядок 500 Мэв. Поэтому явление не могло быть возбуждено медленным  $\pi$ -мезоном. Звезда могла бы быть вызвана захватом  $\pi$ -мезона, если бы одна или обе вторичные частицы были электронами. Непосредственное образование электронов в звёздах не наблюдалось и, таким образом, это объяснение мало вероятно. Величина произведения импульса на скорость для вторичной частицы с более длинным следом равна 25 Мэв. Эта частица вероятно  $\pi$ -мезон. Следы двух остальных вторичных частиц слишком коротки для того, чтобы можно было произвести надёжные измерения рассеяния. Однако у более короткого следа рассеяние значительно меньше, чем у длинного. Очевидно, что если  $\pi$ -мезон захватывается ядром, то освобождающейся энергии недостаточно даже для создания  $\mu$ -мезона и сообщения кинетической энергии двум другим частицам. В связи с этим автор пришёл к заключению, что это явление не может быть интерпретировано как захват  $\pi$ -мезона ядром.

После введения поправки на усадку эмульсии было тщательно изучено пространственное расположение трёх вторичных следов. Нормаль к плоскости, содержащей любые два следа, была перпендикулярна к плоскости, содержащей третий след, с точностью до 2°. Таким образом, все три следа были компланарны, как и в опи-



санном выше случае. Это является доказательством того, что  $k$ -частица распалась спонтанно только на три однократно заряженные частицы. Автор предположил, что вторичная частица с самым длинным следом была  $\pi$ -мезоном. Используя данные, полученные при изучении рассеяния, он вычислил, что энергия этой частицы должна была быть равной 13 *Мэв*. Если предположить, что и две другие частицы были  $\pi$ -мезонами, то, используя законы сохранения импульса и энергии, можно было вычислить, что масса  $\tau$ -мезона равна 1040  $m_e$ . Если след  $k$  образован частицей с такой массой, то эффект регрессии был, видимо, весьма велик, так как ионизация лишь незначительно превышала среднюю ионизацию от  $\pi$ -мезонов в той же пластинке. Во втором событии того же типа, наблюдавшем автором, следы вторичных частиц были очень коротки, так что никаких заключений из него сделать нельзя, кроме того, что вторичные частицы примерно компланарны. Интерпретация описанных событий подтверждается большим количеством подробных доказательств, и факт существования распада на три мезона кажется весьма убедительным. Это заключение представляет особый интерес в связи с работами <sup>11</sup> и <sup>12</sup>, в которых показано, что не более чем 2% всех сильно ионизирующих частиц, возникающих в звездах, могут быть  $\tau$ -мезонами, если только их время жизни не слишком мало.

## 11. Распад заряженных $V$ -частиц

11.1. Первый  $V$ -образный след заряженной частицы. Первый  $V$ -образный след заряженной частицы был обнаружен<sup>9</sup> в маленькой камере Вильсона, без магнитного поля, установленной на высоте 2000 *м*. Это явление, однако, не подверглось детальному обсуждению. Угол отклонения составлял примерно  $10^\circ$ , и явление вполне могло быть  $V$ -распадом (см. 11.3), так как частица, вероятно, была сильно ионизирующей. На фотографии II показан  $V$ -образный след, созданный заряженной частицей, обнаруженный и детально рассмотренный Рочестером и Батлером<sup>21</sup>. Первичный след (1) проходит в главном направлении ливня. Этот след короткий и не может быть измерен. Частица в газе камеры испытала кажущееся отклонение на  $19^\circ$ . Вторичная заряженная частица, которая проникла без заметного рассеяния через свинцовую пластину толщиной 3,4 *см*, была положительно заряжена и имела измеримый импульс, равный  $(0,77 \pm 0,10)$  *Бэв/с*. В вершине «вилки» нет заметного сгустка ионизации, который мог бы быть обусловлен отдачей. Поэтому «вилка» вряд ли могла быть обусловлена рассеянием или ядерным взаимодействием в газе. Авторы интерпретировали это явление как распад положительно заряженной частицы на одну заряженную частицу и на одну или несколько нейтральных частиц. Предполагая существование только двух вторичных частиц, они нашли, что минимальная масса нестабильной частицы равна  $(980 \pm 150) m_e$ .

11.2. Статистические данные о  $V$ -образных следах, созданных заряженными частицами. Среди своих 11 000 фотографий Андерсон и сотр.<sup>22</sup> обнаружили четыре  $V$ -образных следа, созданных заряженными частицами. Три из этих нестабильных частиц возникли при ядерных взаимодействиях в свинцовой пластине толщиной 2 см, расположенной в камере Вильсона. Угли между первичными и вторичными следами оказались равными  $7^\circ$ ,  $15^\circ$ ,  $34^\circ$  и  $40^\circ$  соответственно. Эти случаи не характерны для следов, создаваемых нестабильными частицами; вероятно, все частицы находились при минимуме ионизации. Группой на Пик дю Миди были обнаружены одиннадцать случаев распада заряженных частиц, три из которых зародились в свинцовых пластинах. Ионизация вдоль следов двух нестабильных частиц значительно превышала минимальную. Фреттер обнаружил четыре  $V$ -образных следа заряженных частиц, возникших в свинцовых пластинах. Четыре аналогичных следа обнаружили в своей камере с большим числом пластин Бридж и Эннис. Первичные следы в двух из этих случаев принадлежали сильно ионизирующим частицам. Кроме того, Бриджем и Эннисом были замечены семь сильно ионизирующих частиц, пробег которых заканчивался в одной из свинцовых пластин. В каждом из этих случаев из свинцовой пластины исходил след с минимальной ионизацией. О'Силей<sup>30</sup>, исследуя  $\mu$ -распад, обнаружил в фотографической эмульсии  $V$ -образный след заряженной частицы. Плотность зёрен во вторичном следе имела минимальное для применявшейся эмульсии значение.

11.3. Объяснение  $V$ -образных следов, созданных заряженными частицами. Андерсон и сотрудники не сообщили о результатах измерения импульсов для наблюдаемых ими четырёх  $V$ -образных следов заряженных частиц. Однако они пришли к выводу, что обнаруженные явления могут быть объяснены только как распад заряженных частиц. Одна из вторичных частиц проникла через свинцовую пластину толщиной 2 см, и, вероятно, её масса была больше массы электрона. Имеются по меньшей мере три возможных объяснения  $V$ -образных следов заряженных частиц, обнаруженных на Пик дю Миди, отличных от предложенного Рочестером и Батлером. Наблюдаемые явления могут быть вызваны, во-первых, ядерными взаимодействиями, во-вторых, рассеянием, в-третьих, хорошо известными процессами распада  $\pi$ - и  $\mu$ -мезонов. Первое объяснение кажется мало вероятным, так как во всех случаях отсутствуют следы ядер отдачи. Кроме того, не было замечено ни одного явления, подобного  $V$ -образному следу от заряженной частицы совместно со следами испарившихся частиц. Кажется мало вероятным, чтобы в газе камеры наблюдались 11 звёзд большой энергии, не сопровождающихся по крайней мере одним следом испарившейся частицы. По аналогии с тем, как это было сделано в 4.1, можно произвести оценку ожидаемого числа ядерных реакций большой энергии в газе, связанных с наблюдаемыми проникающими ливнями. Вероят-

мость обнаружения такого взаимодействия или звезды мала. В действительности, однако, две такие звезды были обнаружены, но они отличны от  $V$ -образных следов от заряженных частиц: в каждой из них заметны следы ядра отдачи (см. 4.1).

Наблюдаемые явления вряд ли можно приписать ядерному рассеянию, так как отсутствуют следы отдачи. Для многих обнаруженных случаев легко показать, что отлача в камере была бы заметна, если бы эти явления вызывались рассеянием. Если бы они действительно объяснялись рассеянием, то в свинцовой пластине должно было произойти в 400 раз большее число актов рассеяния. В течение периода, когда в камере находилась свинцовая пластина толщиной 2 см, были обнаружены три  $V$ -образных следа от заряженных частиц. Таким образом, согласно изложенному выше, 1200 частиц должны были испытать рассеяние на большой угол в пластине. В действительности же в свинцовой пластине были обнаружены 120 случаев отклонений больше чем на  $5^\circ$ . Импульсы не всех этих частиц были измерены. Частицы с импульсом, меньшим  $0,3 \text{ Бэв/с}$ , могли испытать многократное кулоновское рассеяние. Таким образом, наблюденное число примеров аномального рассеяния не может быть больше 60. Это число существенно меньше числа, предсказанного на основе предположения, что  $V$ -образные следы заряженных частиц возникают вследствие рассеяния на большой угол.

Наконец, необходимо рассмотреть вероятность того, что малая часть наблюдаемых событий может быть объяснена хорошо известными процессами распада  $\pi$ - и  $\mu$ -мезонов.  $\pi$ -мезоны составляют значительную долю быстрых частиц в проникающих ливнях и можно ожидать, что в газе камеры они должны распадаться. Приблизительная оценка числа распадов может быть сделана на основе известного потока  $\pi$ -мезонов, их времени жизни и разумных предположений об их спектре. Полученный результат таков, что следует ожидать примерно тридцать  $\pi \rightarrow \mu + \nu$ -распадов. Многие из этих событий будут, однако, случаями большой энергии, для которых кажущийся угол отклонения очень мал. Динамика схемы распада такова:

$$\pi \rightarrow \mu + \nu, \quad (10)$$

где  $\nu$  — нейтрино. Эта схема распада относительно проста, и можно легко показать, что для  $\pi$ -мезона заданного импульса существует максимальное значение угла  $\vartheta$  между направлениями  $\pi$ - и  $\mu$ -мезонов. Значение  $\vartheta$  определяется из соотношения

$$\sin \vartheta_{\text{макс}} = 0,04/p, \quad (11)$$

где  $p$  (в  $\text{Бэв/с}$ ) — импульс  $\pi$ -мезона.

Можно также показать, что наиболее вероятные значения  $\vartheta$  для мезона с данным  $p$  лежат очень близко к соответствующему значению  $\vartheta_{\text{макс}}$ . Если импульсы известны, то значения  $\vartheta_{\text{макс}}$  для каждой наблюденной заряженной частицы, образовавшей  $V$ -образный след, могут быть вычислены и сравнены с действительными значениями.

Если окажется, что наблюдаемое значение существенно больше, чем вычисленное максимальное значение, то очевидно, что с помощью этой схемы наблюдаемый распад объяснить невозможно. Этот метод, повидимому, является единственным надёжным средством разделения распада заряженных  $V$ -частиц и  $\pi$ -мезонов, однако неизбежно, что некоторые  $V$ -образные следы, созданные заряженными частицами, при этом будут интерпретированы как распад  $\pi$ -мезонов.

В камере Вильсона, запускаемой главным образом проникающими ливнями, распад  $\mu$ -мезонов должен наблюдаться очень редко, ибо они могут создаваться только при распаде  $\pi$ -мезонов. Широкие воздушные ливни время от времени запускали камеру и, таким образом, несколько  $\mu$ -мезонов прошли через неё.

Четыре  $V$ -образных следа заряженных частиц, обнаруженных на Пик дю Миди, могут быть объяснены распадом  $\pi$ -мезонов и один случай—распадом  $\mu$ -мезона. В пяти случаях, которые не могли быть объяснены с помощью хорошо известных процессов распада, были произведены измерения одного, а иногда и обоих следов. Эти случаи были интерпретированы как распад заряженных  $V$ -частиц. Группа Андерсона обнаружила два  $V$ -образных следа заряженных частиц с углами отклонения, меньшими  $20^\circ$ . Эти «вилки» могли бы быть вызваны распадом  $\pi$ -мезонов, если бы только нестабильные частицы не обладали большой энергией. В двух случаях распада, обнаруженных Бриджем и Эннисом, были замечены вторичные частицы, которые могли быть электронами. Авторы считают, что эти явления могут быть примерами  $\beta$ -распада или распада  $\mu$ -мезонов. Оба эти объяснения кажутся невероятными.

11.4. Природа вторичных частиц, возникающих при распаде заряженных  $V$ -частиц. В камере Вильсона до настоящего времени не было обнаружено явления, аналогичного описанному в разделе 10. Во всех примерах распада заряженной частицы, обнаруженных до настоящего времени в камерах, наблюдалась только одна ионизирующая вторичная частица. Ни один исследователь не сообщал о существовании сильно ионизирующей вторичной частицы, образовавшейся при распаде  $V$ -частицы в магнитном поле. Одна из наблюдаемых при таком распаде вторичных частиц проникла через 3,4 см свинца, а другая через 2 см свинца, причём в обоих случаях не обнаружено заметного рассеяния и электромагнитных или ядерных реакций. Бридж и Эннис получили интересный  $V$ -образный след заряженной частицы, который показан на фотографии XIV. Вторичная частица создаёт ионизацию, примерно в два раза превышающую минимальную, и направление её движения составляет угол в  $90^\circ$  с направлением  $V$ -частицы, которая сама является сильно ионизирующей. Вторичная частица затем, повидимому, испытала рассеяние на большой угол в алюминиевой пластине, расположенной над точкой распада. Далее, проникнув через четыре пластины, эта частица остановилась. Исходя из наблюдаемых значений пробега,

рассеяния и ионизации, авторы пришли к выводу, что эта частица должна была быть мезоном, и, вероятно,  $\pi$ -мезоном, так как она испытала ядерное рассеяние в алюминиевой пластине. Однако однозначно установить природу этой частицы до того, как она испытала взаимодействие с веществом пластины, невозможно. Весьма вероятно, что взаимодействие в пластине имело более сложную природу, чем та, которую предполагали авторы, например  $\pi$ -мезон мог быть создан в алюминиевой пластине. Группа на Пик дю Миди произвела измерения обоих следов для пяти случаев распада  $V$ -частиц. Результаты измерений приведены в таблице X. В этой же таблице приведены результаты измерений для случая фотографии II.

Таблица X

Измерения шести заряженных  $V$ -частиц

№ события	Знак	Измеренный импульс первичной частицы (Бэв/с)	Измеренный импульс вторичной частицы (Бэв/с)	Угол отклонения (градусы)
Фотография II	+	слишком короткий след	0,77	19
1	—	1,1	0,15	24
17	—	слишком короткий след	0,13	100
40	—	1,4	0,71	11
54	+	1,0	слишком короткий след	10
61	—	0,2	0,15	70

Многие следы очень коротки и расположены вблизи краев камеры, соответственно измерения импульсов в этих случаях не очень точны. Отрицательно заряженные вторичные частицы в случаях 1 и 17 обладали минимальной ионизацией и таким импульсом, что, несомненно, их масса меньше массы протона. Однако они могли быть мезонами или электронами. Если все случаи распада заряженных частиц принадлежат к одному и тому же типу, то естественно думать, что заряженными вторичными частицами являются  $\pi$ -мезоны.

В настоящее время нет возможности получить какие-либо существенные сведения о природе и числе нейтральных частиц, которые возникают при распаде заряженных  $V$ -частиц. Для простоты при анализе данных мы будем предполагать, что в рассматриваемом процессе участвует одна нейтральная частица. Это предположение можно будет отбросить при получении дополнительных сведений о действительном процессе распада. Наиболее вероятными частицами, участвующими в процессе, являются нейтроны,  $\pi^0$ -мезоны и нейтрино. Первые две частицы в принципе

могут быть опознаны по их взаимодействиям или взаимодействиям их вторичных частиц в свинцовых пластинах. Существование нейтринно не может быть обнаружено такими прямыми способами. Имеются, однако, некоторые доказательства того, что нейтральная частица может быть нейтральной  $V$ -частицей (см. 11.5).

11.5. Масса заряженной  $V$ -частицы. Масса заряженной  $V$ -частицы может быть определена двумя способами. Во-первых, масса может быть вычислена по величине импульса и ионизации, если последняя заметно превышает минимальную. Во-вторых, масса может быть вычислена, исходя из величины импульсов  $V$ -частицы и её вторичной частицы, угла испускания последней и принятой схемы распада.

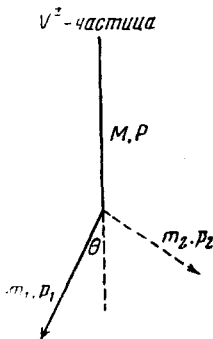


Рис. 10

О'Силей<sup>20</sup> обнаружил распад заряженной  $V$ -частицы в фотграфической эмульсии. Нестабильная частица до остановки и распада оставила след длиной 4200  $\mu$ , а при распаде создала одну заряженную частицу, обладавшую минимальной ионизацией. Масса медленной частицы может быть определена из измерений зависимости плотности зёрен от пробега. Она оказалась равной  $(1380 \pm 180) m_e$ . Масса может быть также получена из измерений рассеяния частицы на малые углы в зависимости от её остаточного пробега. Полученное таким образом значение равно  $(1260 \pm 290) m_e$ . На Пик дю Миди в магнитном поле были обнаружены две медленные  $V$ -частицы (случай 17 и 61). К сожалению, оба следа слишком коротки для того, чтобы можно было произвести надёжные измерения импульса. Бридж и Эннис также обнаружили две сильно ионизирующие частицы, однако в обоих случаях магнитного поля не было, и поэтому определить значения масс трудно. На рис. 10 показан распад заряженной частицы на две вторичные. Масса заряженной частицы может быть вычислена с помощью следующих формул:

$$\left. \begin{aligned} \sqrt{M^2 + p^2} &= \sqrt{m_1^2 + p_1^2} + \sqrt{m_2^2 + p_2^2}, \\ p_2^2 &= p^2 + p_1^2 - 2 p p_1 \cos \vartheta \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

которые можно объединить, чтобы получить выражение для  $M$ . Главные источники ошибок заключены в измерениях импульсов. Первый описываемый случай, обнаруженный на Пик дю Миди, до сих пор остаётся уникальным (№ 1 таблицы X) и является единственным источником наших сведений о природе нейтральной частицы, возникающей при распаде заряженной  $V$ -частицы. Эта фотграфия была первой фотграфией процесса распада, полученной на Пик дю Миди, и, к сожалению, не может быть воспроиз-

ведена из-за нечёткости следов. Отрицательно заряженная частица проникла через свинцовую пластину толщиной 2 см и распалась в газе камеры. Вслед за этим произошёл распад нейтральной частицы на расстоянии 1 см ниже первого распада. Группа на Пик дю Миди пришла к заключению, что оба эти явления распада непосредственно связаны. Точка распада заряженной  $V$ -частицы лежит, с точностью до ошибок опыта, в плоскости второй «вилки». Наиболее простым объяснением двойного распада является предположение, что нейтральная  $V$ -частица была образована при распаде заряженной частицы. Измерения импульсов вторичных частиц, образовавшихся при распаде нейтральной  $V$ -частицы, весьма неточны, так как следы коротки и плохо очерчены. Данные, приведённые в таблице IX раздела 6.2, указывают на то, что, повидимому, имел место распад по схеме (4). Схема, по которой происходит распад отрицательно заряженной частицы, повидимому, имеет вид



где, в пределах существующих ошибок измерений,  $\pi$ -мезон может быть заменён  $\mu$ -мезоном. Масса нейтральной  $V_2^0$ -частицы имеет порядок  $800 m_e$ . Возможно, что рассматриваемая частица могла иметь массу  $2200 m_e$  (схема распада по уравнению (3)). Из динамики наблюдаемого распада ясно, что импульс нейтральной частицы был значительно больше импульса заряженной вторичной частицы. Из существования асимметрии в импульсах следует, что масса нейтральной частицы была значительно больше массы заряженной частицы, так как в противном случае наблюдаемое распределение импульса  $V$ -частицы между двумя вторичными частицами было бы невероятно.

Другим, но значительно менее правдоподобным объяснением является предположение, что падающая частица благодаря взаимодействиям в свинце создала две нестабильные частицы, движущиеся в том же направлении, что и первичная частица, не создав при этом каких-либо других видимых частиц. Две  $V$ -частицы распались затем в газе камеры под пластиной. Нейтральные частицы, образующиеся при распаде заряженной частицы, вероятнее всего являются  $\pi^0$ -мезонами, нейтронами и нейтрино. Различные возможные объяснения двойного распада приведены в таблице XI. Приблизительные значения масс даны в строке 4. Второй случай (№ 40 таблицы X), который может быть проанализирован с точки зрения пяти схем, приведённых в таблице XI, показан на фотографии XV. Он аналогичен во всём, кроме знака, случаю, наблюдаемому Рочестером и Батлером. Значения масс приведены в строке 5.

Третье событие (№ 17 таблицы X) показано на фотографии XVI. Сильно ионизирующая частица, образовавшаяся в результате ядерного взаимодействия в свинцовой пластине, распадается

Таблица XI

1. Схема № . . . . .	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
2. Природа заряженной вторичной частицы . . . . .	$\pi$	$\pi$	$\pi$	$\pi$	$\pi$
3. Природа нейтральной вторичной частицы . . . . .	$V^0$	$V^0$	$n^0$	$\pi^0$	$\nu$
	$(800 m_e)$	$(2200 m_e)$			
4. Масса для случая № 1 ( $m_e$ )	1160	2460	2140	820	790
5. Масса для случая № 2 ( $m_e$ )	1280	2900	2530	750	660
6. Интервал { минимальная масса масс для { ( $m_e$ ) . . . . . случая { максимальная масса 17 ( $m_e$ ) { ( $m_e$ ) . . . . .	1310	2630	2320	900	800
	1440	2740	2420	1060	960
7. Минимальная масса для случая фотографии II ( $m_e$ ) . . .	1530	2910	2580	1120	1050

на расстоянии 2 см под пластиной. Точка распада видна неясно из-за следов других частиц. Однако при стереоскопическом изучении точка распада может быть замечена. Длина следа первичной частицы невелика и не может быть измерена, но видно, что удельная ионизация в четыре раза превышает минимальное значение. След отрицательной вторичной частицы составляет угол в  $100^\circ$  с направлением первичной частицы. Импульс вторичной частицы можно было измерить, и он оказался равным  $0,18 \text{ Бэв/с}$ . Если предположить, что частица распалась в момент остановки, и принять некоторую схему распада, то можно определить минимальную массу заряженной частицы. Максимальное значение массы заряженной частицы для принятой схемы распада можно вычислить, если приписать распадающейся частице максимальный импульс, согласующийся с наблюдаемой для неё удельной ионизацией. Минимальные и максимальные значения масс даны в строке 6 таблицы XI. Если попытаться объяснить этот случай как  $\pi$  —  $\mu$ -распад, то для массы  $\pi$ -мезона получается абсурдно высокое значение в  $630 m_e$ .

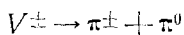
$V$ -образный след, обнаруженный О'Силеем, очень похож на случай в камере Вильсона, показанный на фотографии XVI. Распад произошёл в момент остановки. Предполагая, что заряженная вторичная частица была мезоном, автор нашёл, что её импульс равен  $0,28 \text{ Бэв/с}$ . Это значение существенно превышает то значение, которое было получено группой на Пик дю Миди. Если  $V$ -частица распалась на заряженный и нейтральный  $\pi$ -мезон, то её масса должна была равняться  $1260 m_e$ . Однако, если нейтральная частица была нейтральной  $V$ -частицей с массой  $800 m_e$ , то масса первичной частицы должна была равняться  $1320 m_e$ . Эти значения больше значений, полученных группой на Пик дю Миди для аналогичного события, однако они несовместимы с величиной массы, найденной из анализа следа  $V$ -частицы до остановки. О'Силей



не смог опознать вторичную заряженную частицу, которая могла быть или электроном или мезоном.

$V$ -образный след положительно заряженной частицы, наблюдаемый Рочестером и Батлером, не может быть детально проанализирован, так как импульс падающей первичной частицы неизвестен. Можно, однако, принять любую из пяти схем распада, приведённых в таблице XI, и использовать импульс вторичной частицы для вычисления минимального возможного значения массы. Эти минимальные значения приведены в строке 7 таблицы XI.

Различные схемы дают достаточно хорошо согласующиеся значения масс. Однако при малом количестве полностью проанализированных событий невозможно заключить, какая из схем лучше всего согласуется с имеющимися данными. Схема



даёт несколько значений масс, которые хорошо согласуются с единственным сделанным к настоящему времени непосредственным определением массы.

11.6. Среднее время жизни покоящихся заряженных  $V$ -частиц. Из имеющегося к настоящему времени небольшого числа исследованных явлений невозможно определить время жизни заряженной  $V$ -частицы. Андерсон и сотрудники считают, что это время жизни может быть значительно меньше времени жизни, полученного для нейтральных  $V$ -частиц. Они обнаружили двадцать пять нейтральных  $V$ -частиц, рождённых над камерой, и пять вышедших из свинцовой пластины. В то же самое время одна заряженная частица вышла из свинца над камерой и три — из свинцовой пластины, расположенной в камере. Эти данные указывают на то, что большая часть заряженных  $V$ -частиц могла распасться вследствие их малого времени жизни до того, как они достигли камеры. Число событий мало и полученный вывод может быть неправилен, если один или два  $V$ -образных следа заряженных частиц могут быть объяснены распадом  $\pi$ -мезонов, а не  $V$ -частиц. Маловероятно, чтобы время жизни заряженных  $V$ -частиц было меньше  $10^{-10}$  сек, так как распад медленных  $V$ -частиц был обнаружен и группой на Пик дю Миди и Бриджем и Эннисом. Действительно, время жизни может быть весьма большим, если событие, изображённое на фотографии XVI, похоже на отрицательно заряженный  $\tau$ -мезон, наблюдаемый Батлером и др.<sup>8</sup> Эти исследователи обнаружили три медленных  $\tau$ -мезона с полной длиной следа около 20 см, которые не распались в камере. Бридж и Эннис обнаружили семь случаев, в которых частица вошла в камеру из счётчиков и, видимо, остановилась в одной из пластин. В каждом случае из дна соответствующей пластины выходил след одной вторичной частицы, обладавшей минимальной ионизацией. Одна из вторичных частиц прошла примерно 3 см

свинца без размножения. Бридж и Эннис пришли к выводу, что эта вторичная частица не могла быть электроном, и следовательно, они не могли интерпретировать это явление как распад  $\mu$ -мезона. По их мнению некоторые другие случаи также не могли быть  $\mu \rightarrow e$ -распадом, что привело их к заключению, что несколько из рассматриваемых случаев были примерами распада медленных  $V$ -частиц. Если эти выводы правильны, то среднее время жизни заряженной  $V$ -частицы не может быть значительно короче чем  $10^{-9}$  сек.

## 12. Выводы

Получены убедительные доказательства существования нестабильных заряженных частиц, более тяжёлых, чем  $\pi$ -мезоны. К настоящему времени неясно, каково количество этих частиц. В ближайшие годы должно быть проведено большое количество исследований для выяснения их свойств. Основные выводы могут быть сформулированы следующим образом:

1. В фотографических эмульсиях было обнаружено три случая распада заряженных частиц, в каждом случае на три  $\pi$ -мезона. В двух из этих случаев масса нестабильной частицы была близка к  $1000 m_e$ . В фотографической эмульсии был замечен один случай распада заряженной частицы на однократно заряженную вторичную частицу. Масса, полученная в результате изучения следа нестабильной частицы, оказалась равной  $(1260 \pm 290) m_e$ . Это значение больше полученного из аналогичных измерений для  $\tau$ -мезонов.

2. В камерах Вильсона наблюдалось примерно тридцать  $V$ -образных следов заряженных частиц. В каждом из этих случаев обнаружена одна заряженная вторичная частица. Было показано, что для того, чтобы отличить описываемые явления от сравнительно обычных в проникающих ливнях распадов  $\pi$ -мезонов, необходимо производить измерения импульсов. Группа на Пик дю Миди обнаружила семь примеров распада заряженных частиц, более тяжёлых, чем  $\pi$ -мезоны.

3. Был обнаружен распад нескольких сильно ионизирующих частиц в газе камеры Вильсона. Однако вплоть до апреля 1951 г. только два случая были наблюдаемы в магнитном поле, и в обоих случаях следы были слишком коротки для измерения импульсов.

4. Были вычислены массы нескольких заряженных частиц для различных схем распада. При выборе схем распада руководствуются данными о природе вторичных частиц. В одном случае вторичная частица была, вероятно,  $\pi$ -мезоном. В другом случае есть основания считать, что нейтральная вторичная частица была  $V$ -частицей, принадлежащей, видимо, к типу частиц с массой порядка  $800 m_e$ . Если заряженные  $V$ -частицы распадаются по схеме

$$V^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} + V_2^0,$$

то тогда их массы лежат в пределах (1200—1500)  $m_e$ . Эти значения существенно больше тех, которые были получены для  $\tau$ -мезона. С другой стороны, если обе вторичные частицы, образующиеся при распаде заряженной частицы, являются  $\pi$ -мезонами, то масса  $V^\pm$ -частицы должна быть порядка 1000  $m_e$ .

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Алиханян, А. И. Алиханов, А. О. Вайсенберг, ЖЭТФ 18, 301 (1948).
2. R. Armenteros, K. H. Barker, C. C. Butler, A. Cachon and A. H. Chapman, Nature 167, 501 (1951).
3. P. P. Astbury, Chippendale, J. A. Newth and A. B. Sahiar, Устное сообщение 1951 г.
4. K. H. Barker and C. C. Butler, Proc. Phys. Soc. A64, 4 (1951).
5. J. Blaton, Det. Kgl. Danske Vidensk. Selskab. Mat.-fys. Medd. 24, N 12 (1950).
6. H. S. Bridge and M. Annis, Phys. Rev. 81, 445 (1951).
7. K. Brown, U. Camerini, P. H. Fowler, H. Muirhead, C. F. Powell and D. M. Ritrou, Nature 163, 82 (1949).
8. C. C. Butler, W. G. V. Kosser and K. H. Barker, Proc. Phys. Soc. A63, 145 (1950).
9. J. Dandin, Ann. de physique II, 19, 110 (1944).
10. H. H. Forster, Phys. Rev. 77, 733 (1950).
11. P. H. Fowler, Phil. Mag. 41, 169 (1950).
12. C. Franzinetti, Phil. Mag. 41, 86 (1950).
13. W. B. Fretter, Устное сообщение 1951 г.
14. J. B. Herding, Phil. Mag. 41, 405 (1950).
15. V. D. Hopper and S. Biswas, Phys. Rev. 80, 1099 (1950).
16. C. M. G. Lattes, G. P. S. Occhialini and C. F. Powell, Nature 160, 453 (1947).
17. R. B. Leighton, S. D. Wanlass and W. L. Alford, Устное сообщение 1951 г.
18. L. Leprince Ringuet et M. l'Heritier, J. Phys. Radium (Ser. 8) 7, 66 (1946).
19. L. Leprince Ringuet, H. Tchang Fong, L. Jauneaux et D. Morellet, Comptes Rendus 226, 1897 (1948).
20. C. O'Seallaigh, Устное сообщение 1951 г.
21. G. D. Rochester and C. C. Butler, Nature 160, 885 (1947).
22. A. J. Seriff, R. B. Leighton, C. Hsiao, E. W. Cowan and C. D. Anderson, Phys. Rev. 78, 290 (1950).
23. R. W. Thompson, H. O. Conn and R. S. Flum, Phys. Rev. 83, 175 (1951).
24. J. Tinlot, Phys. Rev. 73, 1476 (1948).
25. N. Wagner and D. Cooper, Phys. Rev. 76, 449 (1949).