

# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

## ТЯЖЁЛЫЕ МЕЗОНЫ

A. И. Алиханов

Начиная с 1946—1947 гг., в литературе стали появляться указания на существование в составе космических лучей мезонов, более тяжёлых, чем  $\pi$ -мезон. Эти указания были получены различными авторами, применявшими различные методы, однако все они по тем или иным причинам не могли считаться вполне доказательными. Леппринс Ринге<sup>1</sup> обнаружил в камере Вильсона одну траекторию частицы, которой, по измерениям её импульса и энергии и углу вылета  $\delta$ -электрона, выбитого частицей по пути в камере Вильсона, он приписал массу  $900 m_e$ . Эта единственная фотография встретила возражения, в которых указывалось на возможность, приняв крайние значения ошибок, идентифицировать эту траекторию как путь протона.

Алиханян, Алиханов и др.<sup>2</sup> сообщили, что в спектре масс космических лучей на высоте 3200 м, полученном с помощью первой модели масс-спектрометра, имеются, кроме частиц с массой 200 и  $350 m_e$ , заряженные частицы с массами около 600 и  $1000 m_e$ . Хотя в этой работе число наблюдённых случаев было велико, однако некоторыми авторами были высказаны сомнения в обоснованности этих выводов на том основании, что в условиях опыта фон мог играть большую роль. Более существенно, однако, то, что, как это выяснилось позже,  $\pi$ -мезоны являются ядерно-активными частицами и поэтому могут останавливаться в фильтрах при любых значениях импульсов и, таким образом, имитировать частицы больших масс. По указанным причинам необходимы были более строгие доказательства существования тяжёлых мезонов. Рочестер и Батлер<sup>3</sup> в камере Вильсона наблюдали два случая так называемых V-образных треков, которые можно было трактовать как распад на лету заряженного (один случай) и нейтрального (один случай) тяжёлых мезонов.

Всего два наблюдённых случая, разное объяснение каждого из них и возможность, правда с большими натяжками, объяснить их как-нибудь иначе являлось главной причиной, которая не давала уверенности в правильности этих выводов, тем более, что с 1947 г. до 1949 г. Батлер и др., продолжая работу с той же камерой на уровне

моря, не нашли ни одного нового подобного случая. Несколько наблюдений в толстостойких фотоэмulsionях также приводили к подобным заключениям. Так, в 1949 г. Браун, Камерини, Поуэлл<sup>4</sup> и др.<sup>4</sup> обнаружили в фотоэмulsionии, чувствительной к частицам любых энергий, один случай распада частицы на три вторичные частицы. Масса распадавшейся частицы, определённая по счёту зёрен и пробегу, оказалась около  $1000 m_e$ , а массы вторичных частиц — близкими к массе  $\pi$ - или  $\mu$ -мезона. Траектории трёх разлетевшихся частиц оказались лежащими в одной плоскости, что являлось самым серьёзным аргументом в пользу предложенного объяснения. Однако наблюдение единственного случая было недостаточным для того, чтобы считать установленным факт существования такого мезона, тем более, что распад частицы на три частицы никаким другим методом не наблюдался. В том же году Алиханян, Гуревич и др.<sup>5</sup> наблюдали в фотоэмulsionии три случая, которые также могли быть объяснены только как распад после остановки тяжёлых мезонов. Во всех трёх случаях, однако, наблюдалась только одна вторичная частица и массы распадающихся частиц, определённые по счёту зёрен и пробегу, оказались разными. Дальнейшие поиски случаев распада на три частицы не увенчались успехом, что усилило сомнения в правильности трактовки единственного случая Брауна и др.

Только через год, в 1950 г., Гардинг<sup>6</sup> сообщил о найденном им случае разлёта на три частицы. Комплексность путей трёх частиц после внесения поправок на изменения в эмульсии от обработки выполнялась с точностью до  $2^\circ$ . Определение массы распадающейся частицы по плотности зёрен дало, однако, значительно меньшее значение массы, чем это следовало из предположения, что продуктами распада являются три  $\pi$ -мезона. Недостаточность числа наблюдённых случаев в одних работах, недостаточно строгие условия эксперимента в других довольно долго не давали возможности с полной уверенностью решить вопрос о существовании тяжёлых мезонов.

Работы последних двух лет решительно изменили положение вещей и не только показали, что тяжёлый мезон существует, но, более того, показали, что имеются заряженные тяжёлые мезоны разных масс и что, кроме того, существуют и нейтральные тяжёлые мезоны и также разных масс.

Алиханов, Елисеев<sup>7</sup> и Алиханян и др.<sup>8</sup> значительно усовершенствовали метод масс-спектрометра (рис. 1), доведя достоверность каждой наблюдённой траектории практически до полной. В этом методе для определения массы частицы одновременно измеряется импульс частицы по отклонению в магнитном поле и пробег её в улавливающих фильтрах, расположенных на пути частицы после её выхода из магнитного поля.

Траектория частицы и её кривизна в магнитном поле фиксировались при помощи десяти слоёв счётчиков малых размеров. Десять координат траектории давали две проекции траектории. В постоян-

ном магните, установленном на уровне моря, напряжённость магнитного поля была около 5000 эрстед, а в электромагните, установленном на высоте 3200 м (Алагез), можно было получать поля до 19 000 эрстед. Контрольные измерения, проведённые с последним при почти полном отсутствии магнитного поля (200 эрстед) и имевшие целью определить ложную кривизну траектории из-за неточности установки

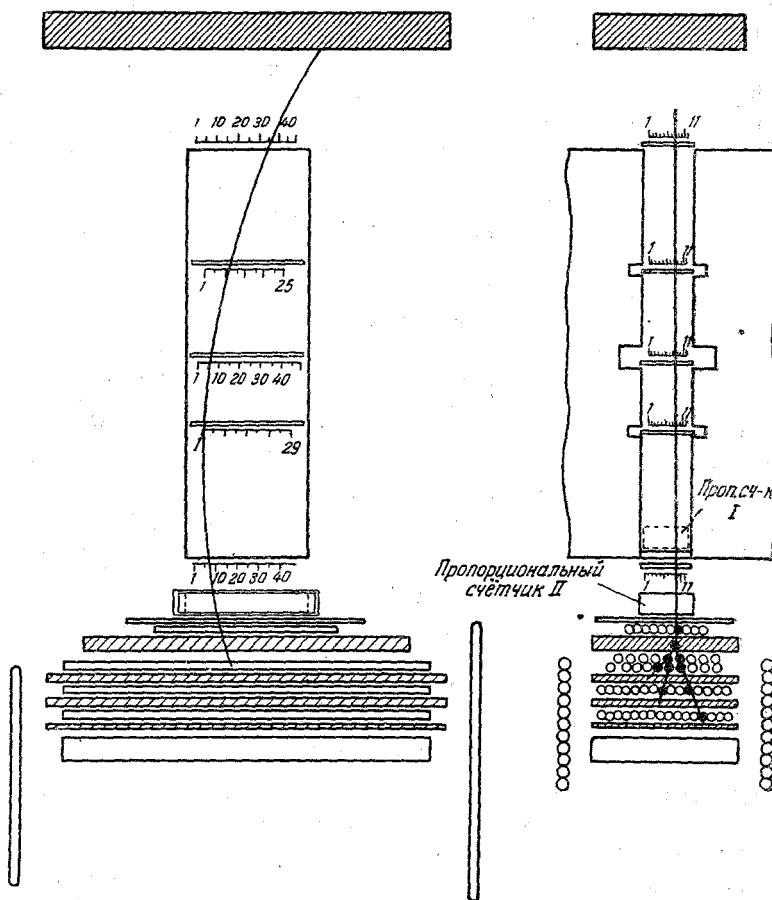


Рис. 1.

счётчиков, рассеяния в стенках счётчиков и т. д. показали, что почти все траектории частиц, удовлетворяющие прямой в проекции вдоль направления магнитного поля, удовлетворяют прямой и в проекции, перпендикулярной к магнитным силовым линиям. На рис. 2 приведён спектр отклонений (в числах счётчиков) от прямой линии в этой проекции для частиц, остановившихся в фильтрах.

В одном случае из ста ложная кривизна траектории частицы, остановившейся в фильтре, оказалась  $0,1 \text{ m}^{-1}$  (т. е.  $\rho = 10 \text{ m}$ ).

Система улавливающих фильтров также была усовершенствована. Прежде всего улавливающие фильтры были сделаны из вещества с малым атомным номером — из графита. Затем они прослаивались большим числом рядов счётчиков, имевших индивидуальные усиливательные ячейки с неоновыми лампочками, так что можно было установить, через какой именно счётчик слоя прошла частица.

Это давало возможность проследить за траекторией частицы и в системе улавливающих фильтров, а также обнаруживать в благоприятных случаях возникновение вторичных частиц. В ряде опытов фильтр между V и VI рядами счётчиков заменялся пропорциональным счётчиком, что позволяло измерять и ионизующую способность частицы. Ширина массовой линии при таком методе измерения массы определяется ошибкой в определении импульса из-за конечных размеров счётчиков  $\Delta p_g$ , искажением кривизны траектории из-за рассеяния в стенах счётчика  $\Delta p_f$ , ошибкой в определении пробега частицы из-за конечных размеров улавливающих фильтров  $\Delta R_g$

и ошибкой в определении пробега из-за флуктуаций пробега вследствие флуктуаций в потере энергии при ионизационном торможении —  $\Delta R_f$ .

Последняя ошибка не может быть уменьшена сколь угодно, так как флуктуации пробега определяются самим механизмом ионизационного торможения, причём в фильтрах из тяжёлых элементов к ним прибавляются ещё флуктуации пробега  $\Delta R_f$ , из-за обходного фактора, связанного с рассеянием тормозящейся частицы в кулоновом поле ядра. В лёгком веществе (например, графите)  $\frac{\Delta R_f}{R} \sim 0$ ,  $\frac{\Delta R_g}{R} \sim 4-5\%$ , а в тяжёлом (как свинец) прибавляется ещё  $\frac{\Delta R_f}{R} \sim 7,5\%$ .

Ошибка в кривизне траектории в установленном на высоте 3200 м приборе  $\frac{\Delta p}{p} = 3,5\%$  для  $p = 1 \text{ m}$  ( $\mu$ -мезоны) и  $\frac{\Delta p}{p} = 4,2\%$  для  $p = 2 \text{ m}$  (для протонов).

Показателем разрешающей способности спектрографа является участок спектра малых масс, где массовые линии  $\mu$ - и  $\pi$ -мезонов (масса  $215 \text{ m}_e$  и  $270 \text{ m}_e$  соответственно) хорошо разделены (рис. 3). На том же рисунке можно видеть наличие группы тяжёлых мезонов, сосредоточенных около значений массы 600 и  $1000 \text{ m}_e$ . Заштри-

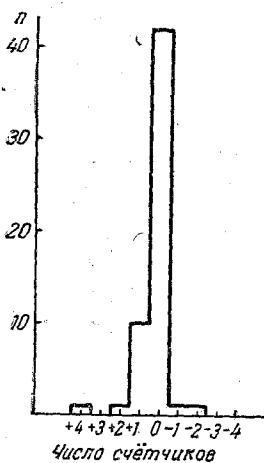


Рис. 2.

хованные участки соответствуют частицам с отрицательным зарядом. Общее число мезонов с массой  $600 m_e$  и  $1000 m_e$  оказалось в этом опыте под слоем свинца  $7-9 \text{ см}$ , равным  $10-15\%$  от числа протонов, причём приблизительно поровну тех и других. В дальнейшем (в 1952 г.) область спектра  $400-1400$  была уточнена Алиханяном и др.<sup>10</sup> путём увеличения числа измеренных траекторий, и были

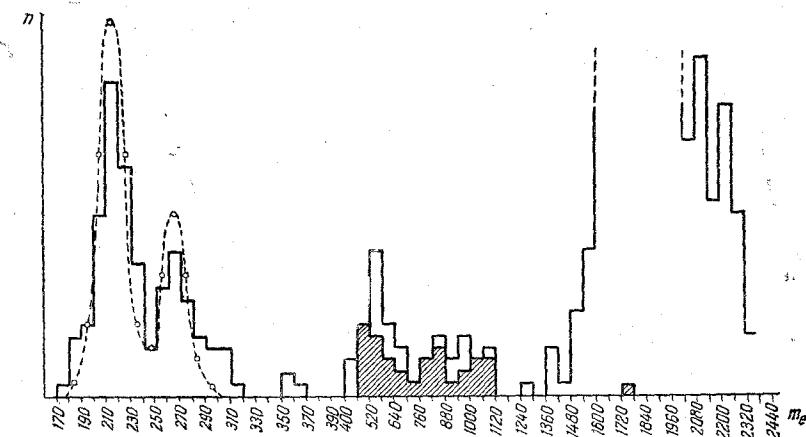


Рис. 3.

получены отчётливые максимумы раздельных линий  $600 m_e$  и  $1000 m_e$ . Эти данные приведены на рис. 4. Первый максимум расположен у значения массы  $580 m_e$ , второй — у значения массы  $950 m_e$ . Экспериментальная полуширина линии  $580 = 70 m_e$  и линии  $950 = 110 m_e$ .

Было наблюдено много случаев (около 40) появления вторичных частиц в фильтрах. Такой пример, соответствующий массе  $920 m_e$  приведен на рис. 1.

С момента, когда было установлено, что  $\pi$ -мезон сильно взаимодействует с ядрами, решающее значение для правильного определения массы других частиц по методу измерения импульса и пробега имеет доказательство того, что исследуемая частица остановилась в фильтре из-за ионизационных потерь энергии.

Алиханян и др.<sup>9, 10, 11</sup> привели ряд таких доказательств. Кратко они сводятся к следующему:

1) Столь резкая группировка частиц вокруг двух значений масс не могла бы быть получена, если бы частицы останавливались в фильтрах вследствие катастрофических процессов.

2) Средние значения импульсов частиц промежуточных масс закономерно растут с увеличением пробега частиц, что также возможно только в случае ионизационного торможения.

3) Все частицы промежуточных масс покрывают интервал импульсов  $2,8 - 4,5 \cdot 10^8$  эв/с. Число частиц с отрицательным знаком, остановившихся в фильтрах с импульсами в пределах  $4,5 - 6,3 \cdot 10^8$  эв/с, в 10 раз меньше чем в вышеуказанном интервале  $2,8 - 4,5 \cdot 10^8$  эв/с.

Такое резкое различие в числе остановившихся частиц в двух соседних интервалах было бы невозможным, если бы частицы останавливались не из-за иони-

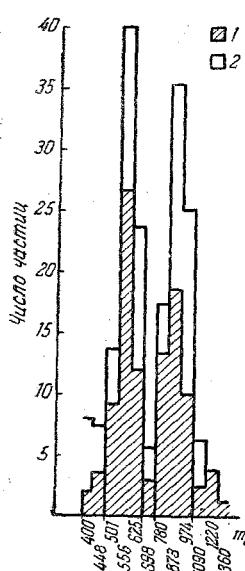


Рис. 4.

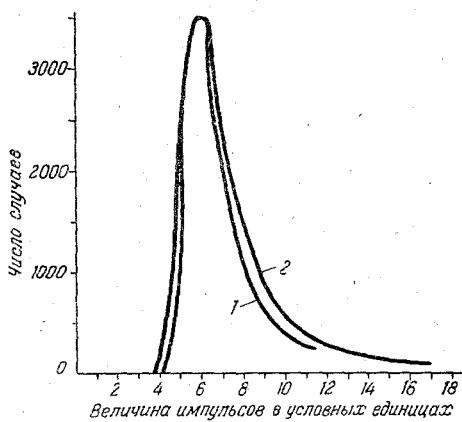


Рис. 5.

зационного торможения, а вследствие ядерного взаимодействия.

4) Измерения ионизующей способности промежуточных частиц<sup>11</sup> при помощи пропорциональных счётчиков дали возможность использовать второй метод определения массы частиц по импульсу и ионизующей способности — определения уже не зависящего от механизма остановки частицы в фильтрах.

На рис. 5 приведён спектр ионизации для жёсткой компоненты космических лучей, полученный с помощью пропорционального счётчика (по 14 829 частицам). Кривая 1 рис. 5 — кривая флуктуаций ионизации по Ландау, кривая 2 — экспериментальная. Расположение пропорциональных счётчиков видно из рис. 6.

В таблице I приведены данные для средней ионизующей способности протонов и мезонов ( $\mu$  и  $\pi$ ) с различными остаточными пробегами (с учётом толщины фильтра над пропорциональным счётчиком и толщины верхней его стенки).

Из таблицы видно, что протоны всех пробегов имеют повышенную ионизацию в соответствии с остаточным пробегом.

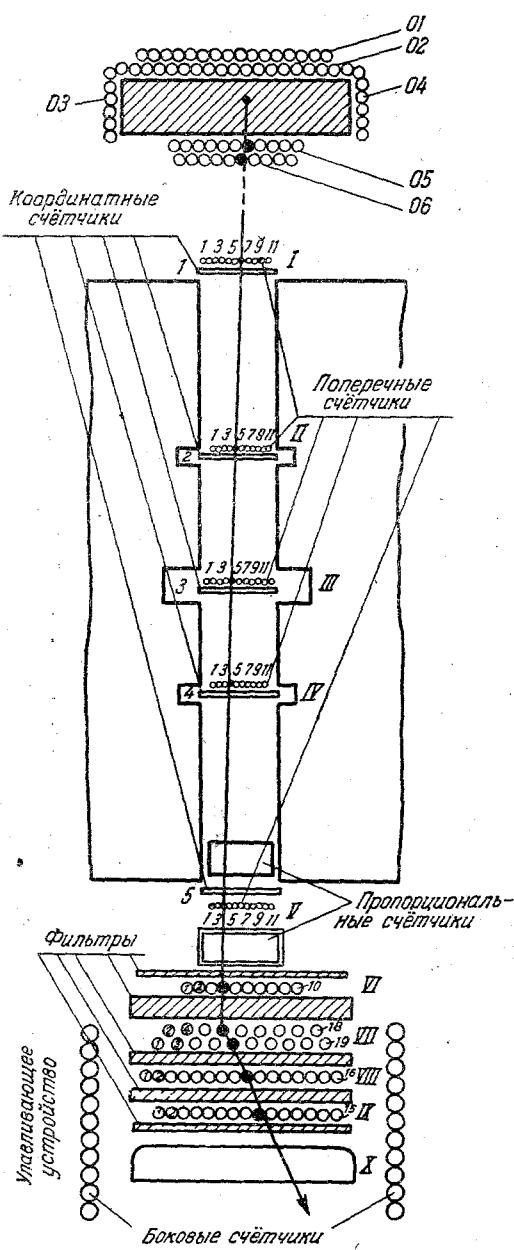


Рис. 6.

Таблица I

Род частиц	Остаточный пробег в эквивалентных см Pb		Относительная ионизующая способность			
	от	до	расчётная	эксперимент.	ошибки	
					статич.	градуиров.
Протоны . . . . .	1,5	2,5	3,4	2,8	0,11	0,06
» . . . . .	2,5	3,5	2,7	2,35	0,08	0,05
» . . . . .	3,5	4,5	2,2	2	0,1	0,05
Мезоны . . . . .	3	4,5	1,2	1,14	0,06	0,03
Проникающие . . . . .	14	—	1	—	—	0,03

При вычислении отношения средней ионизации мягких протонов и мезонов к ионизации жёстких мезонов была учтена поправка на повышенную ионизующую способность (из-за логарифмического роста её) очень жёстких мезонов и поправка на удлинение пути из-за косого прохождения. Таким образом, в 5 столбце таблицы I приведено отношение ионизющей способности частиц к минимальной ионизации  $I_{\min}$ . Данные для промежуточных частиц — тяжёлых мезонов — приведены в таблицах II и III.

В таблице III приведены в последних трёх строках средние значения масс обеих групп частиц, полученные тремя различными способами: а) по импульсу и пробегу, б) по ионизации и остаточному пробегу и в) по остаточному импульсу и ионизации. В пределах ошибок опыта все три способа дают среднее значение массы  $700 m_e$ , что и следует ожидать для двух групп одинаковой интенсивности с массами 580 и  $950 m_e$ .

Средняя ионизующая способность промежуточных частиц в два раза превышает минимальную ионизацию, которую должны иметь  $\pi$ -мезоны таких импульсов, и поэтому возможность объяснить эти две группы частиц неионизационными остановками  $\pi$ -мезонов отпадает. Это не означает, однако, что в некоторых случаях такое объяснение не может иметь место. Возможно, что случаи 422, 426, 457, 431 и 527 (таблица II) возникли из-за неионизационных остановок  $\pi$ -мезонов.

Протяжённость масс-спектрометра в длину ( $\sim 1$  м) приводит к времени жизни тяжёлых мезонов порядка  $5 \cdot 10^{-9}$  сек. Большая продолжительность жизни тяжёлых мезонов является одной из важ-

Таблица II

№ плёнки	$p \cdot 10^{-8}$ $\text{эВ}/c$	Средний пробег	М по про- бегу и им- пульсу		Относит. иониз. спо- собность	№ плёнки	$p \cdot 10^{-8}$ $\text{эВ}/c$	Средний пробег	М по про- бегу и им- пульсу	
			Минимальный остаточный пробег 1,6 см	М по про- бегу и им- пульсу					М по про- бегу и им- пульсу	Относит. иониз. спо- собность
Минимальный остаточный пробег 1,6 см										
325	-3,65	-	-1100	3,6	457	-4,30	-	-	-1400	0,8
338	-3,27	-	-940	2,3	468	2,73	-	-	720	1,6
338	-2,8	-	-800	2,2	517	3,09	-	-	880	3,7
351	3,50	-	1100	3,7	586	-2,0	-	-	520	3,1
357	1,93	-	500	3,6	612	-3,03	-	-	900	3,6
396	3,13	-	900	3,4	545	-2,3	-	-	570	1,8
431	-3,94	-	-1280	1,6						
1,6—3 см										
328	2,84	3,78	620	1,17	423	-3,27	5,90	-	585	1,44
333	-3,94	4,56	-920	1,72	425	-3,06	5,36	-	565	3,04
335	4,50	4,67	1090	2,32	426	-3,38	6,18	-	600	0,47
343	3,00	3,82	655	1,70	460	4,30	5,64	-	930	3,14
347	-3,16	4,60	-640	1,82	486	3,27	4,97	-	650	2,72
375	2,91	3,82	640	3,7	527	-3,19	4,96	-	620	0,78
422	3,60	3,80	880	0,63	574	-3,60	4,80	-	760	1,23
446	3,38	4,80	700	1,40	574	3,78	4,25	-	850	1,80
474	2,71	3,95	560	2,83	583	-3,42	4,3	-	900	2,0
356	2,97	5,30	540	1,13	588	-3,24	3,0	-	900	3,2
410	4,30	5,70	930	2,57						

нейших их особенностей, которая ставит перед теорией серьёзные трудности.

Алиханов и Елисеев<sup>7</sup> также обнаружили на уровне моря небольшое число (15) траекторий промежуточных частиц, однако ввиду малости эффекта и меньшей разрешающей способности они хотя и получили группировку частиц около значений 600 и 1000  $m_e$ , однако не так отчётливо, как это удалось на высоте 3200 м. Их данные представляют интерес в отношении зависимости числа тяжёлых мезонов от высоты.

Таблица III

	Интервал пробегов в см свинца			
	1,6—3,5	3,6—4,8	4,8—6,4	3,6—6,4
Средн. относит. ионизую- щая способность . . . . .	$2,7 \pm 0,35$	$2,1 \pm 0,31$	$1,7 \pm 0,3$	$1,95 \pm 0,2$
Средн. остаточн. пробег . .	—	2,53	3,77	3,09
Средн. полный пробег . . .	—	4,23	5,44	4,77
Средн. импульс в эв/с $10^{-8}$	—	3,19	3,64	3,39
Масса по пробегу и импуль- су в $m_e$ . . . . .	—	700	710	700
Масса по ионизации и ос- таточн. пробегу в $m_e$ . .	—	$850 \pm 300$	$790 \pm 220$	$840 \pm 200$
Масса по ионизации и ос- таточн. импульсу в $m_e$ . .	—	$740 \pm 180$	$730 \pm 110$	$740 \pm 75$

Число тяжёлых мезонов, остановившихся в фильтрах на высоте 3200 м, порядка 0,1% от числа частиц во всём потоке космических лучей; на уровне же моря это отношение под 10 см Pb равно 0,015%, т. е. в шесть раз меньше, чем на уровне 3200 м. Таким образом абсолютное изменение интенсивности тяжёлых мезонов от уровня моря, учитывая возрастание интенсивности потока космических лучей от уровня моря к высоте 3200 м, — примерно в 10 раз.

Как уже говорилось выше, в течение двух лет работы с камерой Вильсона Батлеру и др. не удалось наблюдать случаев распада частиц подобных тем двум, которые были обнаружены им совместно с Рочестером. В 1950 г. Андерсену<sup>12</sup> с сотрудниками удалось наблюдать, подняв камеру Вильсона на высоту 3200 м, 34 подобных случая. Подобно Рочестеру и Батлеру Андерсен и сотрудники также отмечают два вида V-образных следов.

Первый вид представляет собой пути двух частиц, исходящие из одной точки в газе камеры Вильсона, расходящиеся под острым углом сверху вниз и напоминающие собой перевёрнутую букву V (рис. 7). По Рочестеру и Батлеру и Андерсену — это случаи распада движущейся сверху вниз нейтральной частицы. Второй вид (всего 4 случая из 34) представляет собой резкий излом траектории частицы, идущей вертикально, причём в точке излома нет никакого следа ядра отдачи, который должен был бы наблюдаться, если бы этот излом в пути был вызван столкновением частицы с ядром. Эти случаи рассматриваются как распад заряженной частицы на заряженную и, по крайней мере, одну нейтральную частицу (рис. 8).

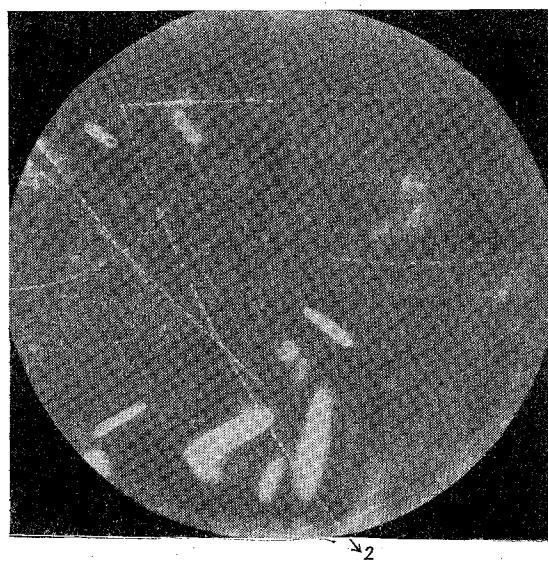


Рис. 7.

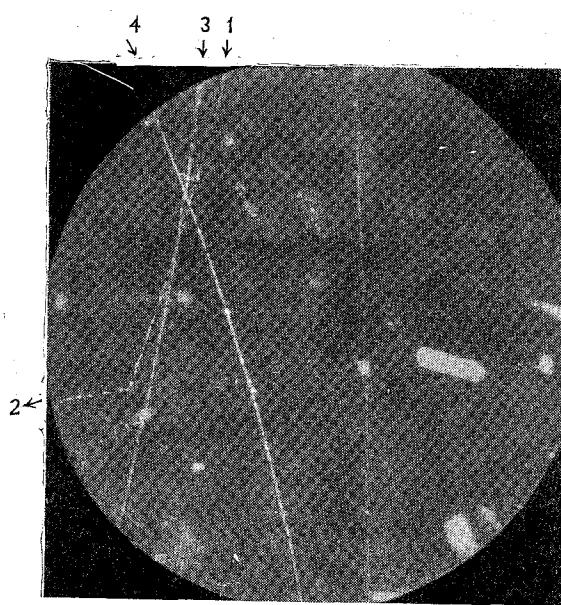


Рис. 8.

Укажем здесь те соображения, которыми руководствовались все авторы, рассматривая подобные случаи как распад тяжёлого мезона. Наиболее простое объяснение резкого излома траектории как акта рассеяния от ядра отвергается на том основании, что тот импульс, который при рассеянии передаётся ядру, вполне достаточен, чтобы ядро отдачи дало бы след в газе камеры. Между тем, отбираются именно такие случаи, когда из точки излома не исходят никакие другие следы. Второе возможное объяснение — распад  $\pi$ - или  $\mu$ -мезона — исключается, так как такие импульсы и углы между первичной и вторичной частицами при  $\pi$ - $\mu$ - и  $\mu$ - $e$ -распадах не могут возникнуть согласно известным нам схемам распада. Проекция импульса вторичной частицы на направление, перпендикулярное к направлению движения первичной частицы при  $\pi$ - $\mu$ -распаде, не может быть больше  $29 \text{ Мэв}/c$  и для  $\mu$ - $e$ -распада —  $55 \text{ Мэв}/c$ . Кроме того, вероятность наблюдать  $\mu$ - $e$ -распад в камере весьма мала, так как время жизни  $\mu$ -мезона очень велико.

Камера Вильсона управлялась при помощи системы счётчиков, построенной так, чтобы регистрировать проникающие ливни. В 12 случаях, когда вильсоновская фотография давала возможность установить точку, в которой возник проникающий ливень, плоскость, проходящая через  $V$ -образную траекторию, также содержала эту точку. Это обстоятельство является указанием на то, что нейтральная частица возникла в одном акте с проникающим ливнем и распад происходит на две частицы.

Углы разлёта вторичных частиц при распаде нейтральной  $V$ -частицы лежат в пределах от  $3,5$  до  $126^\circ$ . В большинстве случаев ионизующая способность частиц равна или близка к минимальной, а кривизна пути в магнитном поле также в большинстве случаев была измерена неточно, поэтому оценка массы вторичных частиц была затруднена.

Только в одном случае для одной из вторичных частиц удалось по ионизации и кривизне пути установить, что масса её лежит в пределах между  $150$  и  $350 m_e$ .

В трёх случаях обе вторичные частицы прошли через 2-сантиметровую пластинку свинца, расположенную в центре камеры, причём, несмотря на большой импульс, они не размножились в этой пластинке. Это указывает на то, что вторичные частицы не являются электронами. Из десяти случаев прохождения вторичных частиц через свинцовую пластинку в одном случае наблюдалось рассеяние на угол  $35^\circ$  и в одном случае частица вызывала ядерное расщепление. Два ядерных взаимодействия из 10 возможных соответствуют сечению взаимодействия со свинцом  $\sim 10^{-24} \text{ см}^2$ ; это указывает на то, что по крайней мере одна из вторичных частиц — ядерно-активная частица, т. е.  $\pi$ -мезон или протон. Оценка массы первичной нейтральной частицы не дала и, по самому характеру исходных данных, не могла дать сколько-нибудь определённого значения. Из распределения

точек распада вдоль камеры Вильсона Андерсен пришёл к заключению, что время жизни нейтральных частиц  $(3 \pm 2) 10^{-10}$  сек. Немногие случаи второго рода (только четыре), т. е. случаи распада заряженной частицы, дают, конечно, ещё меньше возможностей судить о природе и массах первичной и вторичной частиц. В одном случае вторичная частица прошла 2 см свинца в камере и не дала размножения, как это следовало бы ожидать для электрона. Оценка времени жизни заряженных частиц, сделанная Андерсеном из косвенных соображений, впоследствии не оправдалась.

Первые данные о природе вторичных частиц и массе нейтральной  $V$ -частицы были получены в работе Арментерос, Баккер, Батлер, Кащен и Шапман<sup>13</sup> в 1951 г. Подняв камеру на Пик-дю-Миди (2867 м), им удалось за четыре месяца работы камеры наблюдать 36 распадов нейтральных частиц и 7 — заряженных. В части случаев им удалось с большей или меньшей степенью достоверности установить природу вторичных частиц. Эти результаты приведены в таблице IV.

Таблица IV

Положительные частицы	Число случаев	Отрицательные частицы	Число случаев
Установленные протоны	4	Установленные мезоны ( $\pi$ или $\mu$ ) . . . . .	3
Частицы с минимальной ионизацией и массой меньше массы протона	3	Частицы с массой меньше массы протона . . . . .	18
Частицы, которые могут быть и протонами и мезонами . . . . .	12	Частицы, масса которых может быть массой и протона и мезона . . . . .	8
Частицы, которые могут быть протонами по верхнему пределу импульса . . . . .	6		

Особый интерес представляют четыре случая (см. табл. V), в которых установлено, что вторичные частицы являются протонами. Авторы полагают, что распад нейтральной частицы происходит на две частицы, в особенности имея в виду вышеописанный результат Андерсена, показывающий, что точка рождения нейтральной  $V$ -частицы, повидимому, лежит в плоскости  $V$ -трека. В таком случае схема распада может быть

$$V_1^0 \rightarrow p + \pi^-,$$

и можно определить значение массы  $V^0$ -частицы.

Таблица V

Случай	1	2	3	4
Импульс положительной частицы (в $10^8 \text{ эв/с}$ ) . . .	$2,1 \pm 0,2$	$5,2 \pm 0,7$	$3,8 \pm 0,5$	5
Импульс отрицательной частицы (в $10^8 \text{ эв/с}$ ) . . .	2—5	$1,5 \pm 0,1$	$1,5 \pm 0,1$	$1,2 \pm 0,1$
Измеренная ионизация положительной частицы . .	10—15	3—4	4—6	3—4
Вычисленная ионизация для протона соответствующего импульса . . . .	12	3	5	3
Угол между частицами . .	$31^\circ$	$50,5^\circ$	$76^\circ$	$50^\circ$
Масса $M$ частицы в $m_e$ . .	$2400 \pm 150$	$2180 \pm 10$	$2220 \pm 20$	2200

Среднее из 4 значений:  $2250 m_e$

В таблице V приведены исходные экспериментальные данные и результаты определения масс.

Присутствие среди положительных вторичных частиц частиц с массой, меньшей массы протона, что во всяком случае было установлено в трёх случаях, заставляет, однако, вводить ещё один тип распада. Предположительно авторы вводят схему распада  $V_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ . Ни в одном из трёх случаев не удалось установить хотя бы верхнюю границу массы отрицательной частицы. Более того, импульс отрицательной частицы также установить не удалось.

По данным одной из фотографий масса  $V_2^0$ -частицы оказалась  $1400 - 1000 m_e$ , а для второй —  $950 m_e$ . Таким образом, авторы приходят к заключению, что существуют две разные нейтральные частицы: одна с массой больше массы протона, другая — меньше.

Шесть случаев распада заряженных частиц не дали возможности сделать какие-либо заключения об их массе. В трёх случаях вторичная частица была бы заряжена отрицательно и, повидимому, являлась мезоном, а в одном — заряжена положительно и, повидимому, могла быть протоном.

Несколько вильсоновских фотографий распада частиц получили Бридж и Аннис<sup>14</sup> и Томпсон и др.<sup>15</sup>. Первые авторы наблюдали всего десять случаев, из которых четыре соответствовали распаду нейтральной частицы и четыре — заряженной. Из них только один случай можно было проанализировать (авторы работали с камерой Вильсона без магнитного поля).

Траектория частицы, возникшей в звезде, пройдя алюминиевую пластинку, испытала в газе камеры резкий излом (на угол  $90^\circ$ ), затем вновь вошла в ту же пластинку, в которой ещё раз испытала резкий излом, направивший частицу вниз. Пройдя через ряд свинцовых и алюминиевых пластинок, частица остановилась в алюминиевой (девятой) пластинке. Рассеяние, пробег, ионизация и сильное взаимодействие с алюминием (указанное выше резкое отклонение частицы при входе в алюминиевую пластинку) указывает на то, что вторичная частица была  $\pi$ -мезоном.

Предполагая, что распад произошёл на две частицы — заряженный  $\pi$ -мезон и нейтральную частицу, авторы определили, что масса первичной заряженной частицы лежит в пределах  $600—1200\ m_e$ . Томпсон и др. наблюдали 9 случаев  $V^0$ -распада. В одном из них можно было установить природу обеих частиц и измерить их импульсы. Одна из частиц — положительная — оказалась протоном с импульсом  $0,75 \pm 0,1\ M\text{эв}/c$  и ионизующей способностью в 2—4 раза больше минимальной, а другая — отрицательная — с импульсом  $0,24 \pm 0,02\ M\text{эв}/c$  и минимальной ионизацией, скорее всего являлась  $\pi$ -мезоном.

Отсюда масса  $V^0$ -частицы оказывается равной  $2165 \pm 20\ m_e$  и энергия распада  $28 \pm 10\ M\text{эв}$ . В одном случае, так же как и у манчестерской группы физиков, положительная частица заведомо не могла быть интерпретирована как протон, она имела импульс  $0,27 \pm 0,03\ M\text{эв}/c$  и минимальную ионизацию и поэтому не могла быть много тяжелее, чем  $\pi$ -мезон. Отрицательная частица имела импульс  $1,3^{+1,0}_{-0,6}\ M\text{эв}/c$  и минимальную ионизацию. Полагая, что и отрицательная частица является мезоном и что распад произошёл только на эти две частицы, авторы получили массу второго вида нейтральных частиц  $V_2^0 = 1020\ m_e$ .

В 1951 г. манчестерская группа, продолжая работу, довела число наблюдённых случаев распада нейтральных частиц до 70 и подробно их проанализировала. В этой работе<sup>16</sup> впервые подробно описана экспериментальная установка, применённая на высоте 2867 м над уровнем моря.

На рис. 9 показаны расположение и размеры экранов, камеры Вильсона и счётчиков.

Камера находилась в магнитном поле напряжённостью 7500 эрстед. Система счётчиков была настроена на регистрацию проникающих ливней. Общее число найденных  $V$ -образных треков (включая те, которые были описаны в предыдущих статьях) равно 105. Распределение их по углам между частицами представлено на рис. 10. Большая часть треков имеет углы до  $90^\circ$ , остальная часть, наоборот, примыкает к  $180^\circ$ .

Согласно принятой уже в прежних работах трактовке  $V$ -трека как распада нейтральной частицы, если своим остриём он направлен

приблизительно вверх, или как распада заряженной частицы, если  $V$ -трек острієм направлен приблизительно перпендикулярно к верти-

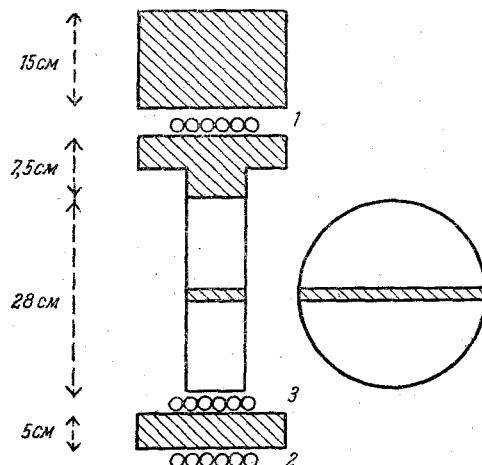


Рис. 9.

кали, первая группа соответствует распаду нейтральных частиц, а вторая группа — заряженных. Резкий максимум у малых углов

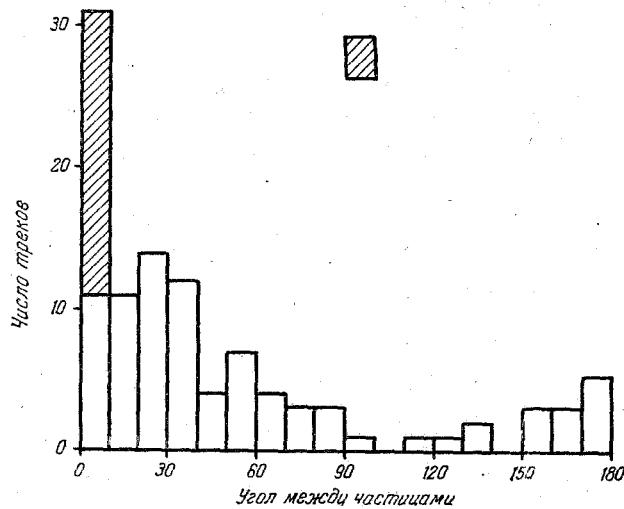


Рис. 10.

обусловлен примесью электронных пар, которые в большинстве случаев легко было исключить, так как углы между парами были  $< 1^\circ$ .

В этой работе авторам удалось найти четыре трека отрицательных частиц, для которых по ионизующей способности и импульсу можно было оценить массу частицы, подобно тому как в предыдущей работе удалось по тем же данным установить для нескольких положительных частиц, что они являются протонами. Результаты приведены в таблице VI.

Таблица VI

№ фотографии . . .	3	7	65	86
Импульсы ( $10^8$ эв/с)	$1,05 \pm 0,05$	$0,8 \pm 0,04$	$0,78 \pm 0,14$	$0,74 \pm 0,04$
Измеренная ионизация . . . . .	2—3	2—4	3—4	2,5—35
Масса (в $m_e$ ) . . . .	270—430	210—380	290—370	230—330
Вычисленная ионизация для мезона	2	2—7	2—8	3

В одном случае прямым доказательством природы отрицательной вторичной частицы послужило то, что эта частица испытала распад. По всем данным это был  $\pi$ - $\mu$ -распад, а следовательно, она была  $\pi$ -частицей. В тех случаях, когда вторичные частицы проходили через свинцовую пластинку в камере, не было заметных радиационных потерь, что доказывает их неэлектронную природу. Зато в двух случаях наблюдалось ядерное взаимодействие в пластинке, что характерно для  $\pi$ -мезонов и быстрых протонов. Существенна уверенность в том, что среди распадных частиц нет нейтральных частиц, ускользающих от наблюдения. Прямые доказательства тому, что среди продуктов распада нет нейтральных частиц, из этих опытов извлечь трудно, но, во всяком случае, не было получено никаких указаний на обратное.

В двух случаях, когда можно было сделать предположение о месте рождения первичной нейтральной частицы и произвести измерения, плоскость, проходящая через  $V$ -образный трек, содержала предполагаемую точку рождения первичной частицы с точностью до  $5^\circ$ . Кроме того, сумма проекций импульсов в плоскости  $V$ -трека в направлении, перпендикулярном к направлению полёта первичной частицы, оказалась, с точностью до ошибок, равной нулю, что также указывает на отсутствие третьей частицы среди продуктов распада. Оба рассмотренных случая относились к  $V_1^0$ -частицам.

Кроме того, не было обнаружено ни одного случая, указывающего на возникновение каскадного ливня в свинцовой пластинке в камере от  $\gamma$ -лучей распада  $\pi^0$ -мезонов.

Как уже авторы принимали в предыдущих работах, необходимо допустить две схемы распада нейтральных  $V^0$ -частиц, а именно:

$$V_1^0 \rightarrow p + \pi^-$$

и

$$V_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-,$$

или

$$V_2^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^-,$$

если считать, что распад происходит во всех случаях только на две частицы.

Распад на лету частицы с массой  $M$  на две частицы показан на рис. 11: а) в лабораторной системе и б) в системе, связанной

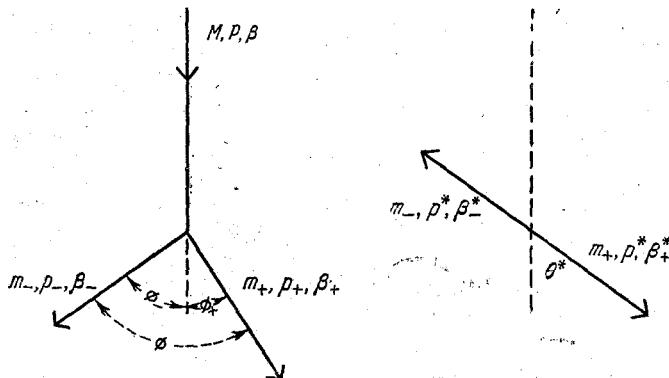


Рис. 11.

с первичной частицей. Если в системе, связанной с первичной частицей, вторичная частица испущена с импульсом  $p^*$  под углом  $\Theta^*$  к направлению движения первичной частицы, то проекция этого импульса на направление, перпендикулярное направлению движения первичной частицы,  $p^* \sin \Theta^*$  будет инвариантом. Вероятность того, что значение этой проекции импульса будет лежать в пределах  $p_T$  и  $p_T + dp_T$ , равна

$$W(p_T) dp_T = \frac{p_T dp_T}{p^* (p^{*2} - p_T^2)^{1/2}}.$$

Как видно из этой формулы, вероятность того, что  $p_T$  близко к  $p^*$ , очень велика.

Авторы вводят величину

$$\alpha = \frac{p_+ \cos \Phi_+ - p_- \cos \Phi_-}{p_+ \cos \Phi_+ + p_- \cos \Phi_-},$$

где  $p_{\pm} \cos \Phi_{\pm}$  — проекции импульсов вторичных частиц на направление движения первичной частицы,

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{p_+^2 - p_-^2}{p^2} = \frac{m_+^2 - m_-^2}{M^2} + 2p^* \cos \Theta^* \left\{ \frac{1}{M^2} + \frac{1}{p^2} \right\}^{1/2} = \\ &= \alpha_0 + f(p \cos \Theta^*). \end{aligned}$$

Среднее значение  $\alpha$  для большого числа случаев будет равно  $\alpha_0$ , так как  $f(p \cos \Theta^*)$  при равновероятном распределении направлений разлёта вторичных частиц в системе первичной частицы в среднем равно нулю. Пользуясь значением  $\alpha$ , зависящим только от принятой схемы распада на две частицы, можно предварительно установить, к какому виду распада, т. е. к  $V_1^0$  или  $V_2^0$ , относится данный случай. Это было сделано для 29 случаев. На рис. 12 представлено распре-

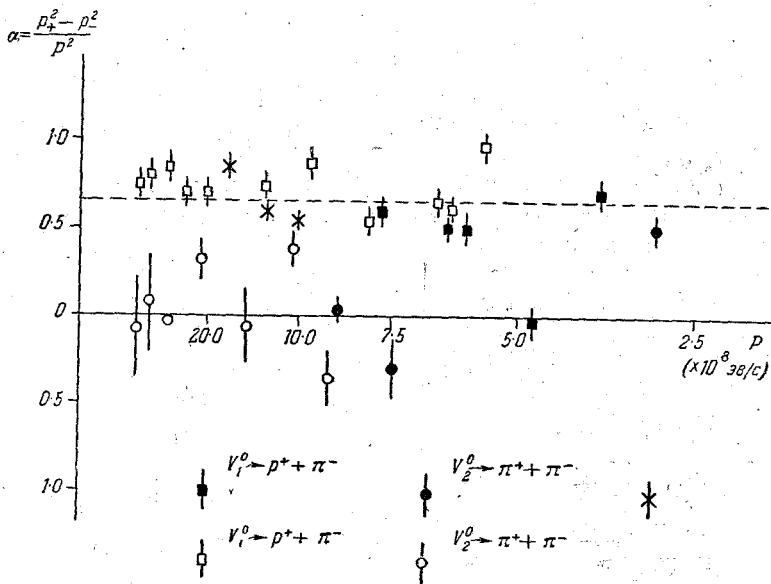


Рис. 12.

деление значений  $\alpha$  в зависимости от  $p$ . На этом же рисунке нанесены те случаи, для которых характер распада был установлен непосредственно, на основании идентификации распадных частиц по тем или иным прямым определениям их природы.

Как видно из рисунка 12, частицы разделились на две группы: 1) со значением  $\alpha = 0,65 \pm 0,02$  и 2) со значением, равным  $0,05 \pm 0,06$ . Первая группа соответствует распаду  $V_1^0 \rightarrow p + \pi^-$  и вторая —  $V_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ .

Имеется один случай, который по прямому определению природы вторичных частиц соответствует распаду  $V_1^0$ , а на рис. 12 он оказывается в группе  $V_2^0$ , и один случай обратный. Две точки легли между двумя значениями  $\alpha$ . Если воспользоваться наряду с  $\alpha$  еще и значением  $p_T$ , также зависящим только от предположения, что распад происходит на две частицы, то можно проверить правильность отнесения данного случая к тому или иному типу распада  $V$ -частицы. Эта проверка подтвердила 16 случаев распада  $V_1^0$  и 10 случаев  $V_2^0$ . Среднее значение массы  $V_1^0$ -частицы, соответствующее значению  $\alpha = 0,65 \pm 0,02$ , равно

$$M_1 = 2250 \pm 35 m_e, \text{ а среднее значение}$$

массы  $V_2^0$ -частицы, соответствующее  $\alpha$ , равнялось  $0,05 \pm 0,06, \sim 800 m_e$ .

На рис. 13 приведено распределение значений  $p_T$  для  $V_1^0$ -треков. Как было показано выше, теоретическая кривая распределения должна иметь максимальное значение при  $p_T = p^*$ . Она приведена на рис. 13 в виде кривой, вычисленной при предположении  $M_1 = 2200 m_e$  и схеме распада

$$V_1^0 \rightarrow p + \pi^-.$$

На рис. 14 такое же распределение  $p_T$  приведено для  $V_2^0$ -треков. Вычисленная кривая получена при предположении  $M_2 \sim 800 m_e$  и схеме распада

$$V_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-.$$

В обоих случаях экспериментальные данные, группируются действительно около значений  $p_T$ , близких к наибольшим значениям  $p_T$ , и в общем соответствуют вычисленным кривым, хотя при столь ма-

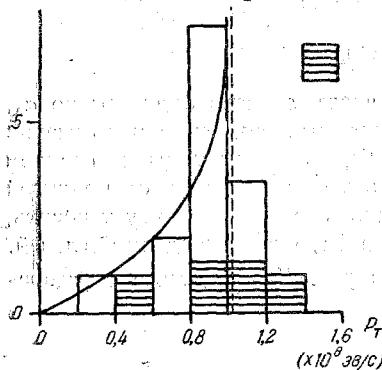


Рис. 13.

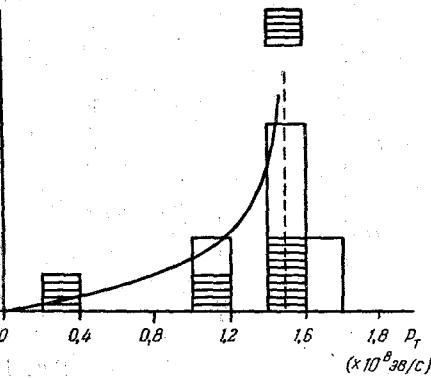


Рис. 14.

лой статистике все заключения, конечно, не могут претендовать на большую достоверность.

Для того чтобы точнее определить значение масс, авторы из 16 случаев отобрали 12, для которых им удалось аккуратно провести измерения. Они приведены в таблице VII, где также даны значения

Таблица VII

Значения масс 12  $V$ -частиц. Масса протона равна  $1836 m_e$ , масса  $\pi$ -мезона равна  $276 m_e$

№ по ка- талогу	$\alpha$	$p_T$ ( $10^8 \text{ эв}/c$ )	Значения масс $m_e$	Значения $Q$ $M\text{эв}$
33	-0,03	0,78	$2277 \pm 40$	$82 \pm 20$
37	+0,84	0,94	$2228 \pm 40$	$58 \pm 20$
42	+0,74	1,00	$2186 \pm 20$	$37 \pm 10$
43 *)	+0,50	1,15	$2218 \pm 10$	$53 \pm 5$
47 *)	+0,70	1,31	$2228 \pm 10$	$53 \pm 5$
49	+0,70	0,82	$2160 \pm 20$	$24 \pm 10$
50	+0,70	0,92	$2183 \pm 20$	$36 \pm 10$
56 *)	+0,53	0,88	$2181 \pm 10$	$40 \pm 5$
85	+0,67	1,02	$2188 \pm 10$	$38 \pm 5$
88	+0,76	0,72	$2157 \pm 30$	$23 \pm 15$
92 *)	+0,60	0,81	$2169 \pm 10$	$29 \pm 5$
96	+0,79	0,97	$2256 \pm 50$	$72 \pm 25$

\*) Случаи с установленными протонами.

энергии распада  $Q_1 = M_1 - (m_+ + m_-)$ . Среднее значение  $M_1 = 2203 \pm 12 m_e$  и среднее значение  $Q_1 = 46 \pm 6 M\text{эв}$ . Точно так же из 10 случаев второго вида они отобрали восемь для более точного определения значения  $M_2$  и  $Q_2$ . Они приведены в таблице VIII. Энергия распада у  $V_{12}^0$ -частиц оказалась гораздо больше, чем у  $V_{13}^0$ :  $Q_2 = 122 \pm 13 M\text{эв}$ , а  $M_2 = 796 \pm 27 m_e$ , если вторичные частицы есть  $\pi$ -мезоны и, соответственно,  $Q_2 = 142 \pm 16 M\text{эв}$  и  $M_2 = 705 \pm 32 m_e$ , если вторичные частицы —  $\mu$ -мезоны. Сами авторы считают, что приведенные ими доказательства существования  $V_{12}^0$ -частиц (тяжелее протона) являются вполне убедительными, что же касается  $V_{13}^0$ -частиц, более лёгких, чем протон, — менее ясными. Соотношение

Таблица VIII  
Значения масс 8  $V_2^0$ -частиц

№ по каталогу	$\alpha$	$p_T$ $10^8 \text{ эв/с}$	Масса $m_e$	$Q$ $M\text{эв}$
5	-0,07	1,46	$796 \pm 130$	$122 \pm 65$
35	+0,38	1,56	$883 \pm 50$	$165 \pm 25$
38	+0,33	1,60	$872 \pm 50$	$160 \pm 25$
53	-0,03	1,66	$841 \pm 60$	$144 \pm 30$
63 *)	-0,29	1,46	$820 \pm 50$	$134 \pm 25$
66 *)	+0,51	1,03	$700 \pm 30$	$74 \pm 15$
69	+0,07	0,98	$673 \pm 100$ — 50	$61 \pm 50$ — 25
90 *)	+0,05	1,41	$785 \pm 30$	$116 \pm 15$

\*) Случай, в которых установлено, что обе частицы легче протона.

между количеством  $V_1^0$ - и  $V_2^0$ -частиц у авторов получилось

$$\frac{N_{V_1^0}}{N_{V_2^0}} = 1,6 \pm 0,5,$$

причём, возможно, оно будет зависеть от условий опыта; если различаются времена жизни частиц. Некоторые возражения против изложенной трактовки были высказаны пасаденской группой физиков. Лайтон и др. указали на возможность распада на три частицы и тогда два типа распада могли бы быть объяснены допущением существования только одной нейтральной  $V^0$ -частицы. Именно,

$$V^0 = V_1^0 \rightarrow p + \pi^- + \pi^0,$$

$$V^0 = V_2^0 \rightarrow n + \pi^- + \pi^+,$$

где  $n$  — нейтрон. Масса  $M$  нейтральной частицы  $\sim 2600 m_e$ . Различие в значениях  $Q_1$  и  $Q_2$ , являющееся в этой интерпретации кажущимся, может быть легко объяснено тем, что во втором случае, когда из трёх частиц наблюдаются только две лёгкие, энергия распада в основном будет заключаться в кинетической энергии лёгких частиц. Однако ряд обстоятельств, отмеченных авторами, в том числе отсутствие в опыте каких-либо признаков нейтрального  $\pi^0$ -мезона, по их мнению,

делает предположение Лайтона и др. мало вероятным. Но кроме различий в интерпретации экспериментальных данных имеются довольно резкие противоречия между манчестерской и пасаденской группами в самих результатах экспериментов.

Так, прежде всего, из 136 распадов  $V^0$ -частиц по Лайтону, Андерсону и др.<sup>17,18</sup> более чем 80% распадается на тяжёлую положительную и лёгкую отрицательную частицы, причём масса первой иногда оказывается несколько меньше, чем масса протона ( $1200 - 1500$ )  $m_e$ . В одном случае масса отрицательной частицы оказалась больше, чем  $1100 m_e$ . Авторы хотя и не исключают случаи распада на два  $\pi$ -мезона ( $V_2^0$ ), однако находят, что они очень редки.

В 88 случаях, когда можно было принять схему  $V_1^0 \rightarrow p + \pi^-$ , вычисленные значения энергии распада  $Q_1$  оказались лежащими в пределах от 10 до 100 Мэв, т. е. авторы определённо не получили одного значения энергии распада около 45 Мэв, как говорилось выше. Авторы склонны даже считать, что имеется два дискретных значения  $Q_1$ : одно —  $35 \pm 3$  Мэв и второе —  $75 \pm 5$  Мэв, но не исключают и возможности непрерывного распределения значений  $Q_1$ .

С другой стороны, в 55 случаях, когда можно было установить место рождения частицы, плоскость, проходящая через  $V$ -образный трек, содержала точку испускания  $V$ -частицы и сумма импульсов согласовалась со схемой распада на две частицы.

В настоящее время положение вопроса с нейтральными тяжёлыми мезонами (хотя этот термин вряд ли применим к частице, имеющей массу  $> Mp$ ) можно резюмировать следующим образом.

Существование нейтральной частицы с массой, большей массы протона, следует считать твёрдо установленным. То, что она распадается на две частицы — протон и  $\pi$ -мезон, хотя и нельзя ещё считать окончательно установленным, но, повидимому, по этому вопросу сейчас нет серьёзных разногласий и скорее всего это именно так. Значение энергии распада, а следовательно, и точное значение массы считать установленным ещё нельзя.

Время жизни  $V^0$ -частицы хотя и было оценено Андерсоном, но полученное им значение  $(3 \pm 2) \cdot 10^{-10}$  сек. нельзя считать принятым. Существование второй  $V_2^0$ -частицы с массой  $\sim 800 m_e$  не доказано с такой определённостью, как  $V_1^0$ , однако нет сомнения в том, что одна только схема  $V_1^0 \rightarrow p + \pi^-$  не объясняет всех наблюдённых случаев. А раз это так, и если принять схему  $V_1^0 \rightarrow p + \pi^-$  как имеющую место хотя бы в части случаев, и, следовательно, массу  $V_1^0$ -частицы порядка  $2200 m_e$ , то для объяснения случаев распада, отличных от  $V_1^0$ -распадов, всё равно необходимо допустить существование второй нейтральной частицы, распадающейся или по схеме, подобной  $V_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$  или  $V_2^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$  и с массой

$V_2^0$ -частицы  $\sim 800 - 900 m_e$ , или по схеме  $V^0 \rightarrow n + \pi^+ + \pi^-$  и с массой  $V^0$ -частицы  $\sim 2600 m_e$ .

То, что соотношение  $\frac{N_{V_1^0}}{N_{V_2^0}}$  резко различно у двух групп экспериментаторов, возможно, обусловлено тем, что из-за различного времени жизни этих двух сортов частиц оказались различные условия опыта.

В отношении заряженных  $V$ -частиц результаты, полученные с помощью камеры Вильсона, значительно беднее количественно и менее определены, чем данные, полученные с помощью масс-спектрометра алагезской группы.

Больших успехов удалось достичь с помощью метода фотопластинок.

Кроме одного случая распада частицы на три вторичные частицы, полученного Поуэллом и др. в 1949 г., и второго случая, полученного Гардингом в 1950 г., в 1951 г. Поуэллу и др. удалось найти ещё третий случай<sup>19</sup>. С их сообщением совпало и сообщение Ходгсона<sup>20</sup> о наблюдённом им случае распада тяжёлого мезона на три частицы. Три случая распада тяжёлого мезона на три частицы — два старых и один новый — были вновь проанализированы и изучены (рис. 15, 16). Последний оказался особенно удачным, так как, прежде всего, длина пути тяжёлого мезона в эмульсии оказалась большой — 2070  $\mu$ .

Измерение многократного рассеяния частицы в веществе эмульсии, в зависимости от её остаточного пробега, дало значение массы  $1015 \pm 280 m_e$ . Измерение плотности зёрен по следу (вернее, длины разрывов между зёрами) в зависимости от пробега дало значение массы  $1000 \pm 180 m_e$ . Из точки, где частица распалась, исходили три трека, которые все вышли за пределы эмульсии; однако одна из вторичных частиц (*a*) прошла большой путь в эмульсии (6,4 мм). Две же остальные покинули эмульсию, пройдя 120  $\mu$  (*b*) и 490  $\mu$  (*c*). Все три следа вторичных частиц оказались компланарными с точностью до 2°.

Длинный путь (*a*) позволил определить массу вторичной частицы по рассеянию и плотности зёрен. Она оказалась равной  $285 \pm 20 m_e$ , т. е. соответствовала массе  $\pi$ -мезона. Из тех же измерений следовало, что частица к моменту выхода из эмульсии практически потеряла почти всю свою энергию и её остаточный пробег был равен  $400 \pm 200 \mu$ . Это означает, что мезон при рождении получил энергию  $19 \pm 0,4$  Мэв (что соответствует пробегу  $6,8 \pm 0,2$  мм) и имел импульс  $75,4$  Мэв/с. Зная импульс частицы (*a*) и пользуясь законом сохранения импульса, были найдены импульсы частиц (*b*) и (*c*) —  $85,8 \pm 1$  Мэв и  $98,3 \pm 1$  Мэв/с. Имея же значения импульсов частиц (*b*) и (*c*) и измерив плотность зёрен на их путях, авторы определили и массы этих вторичных частиц. Они оказались  $240 \pm 30 m_e$ .

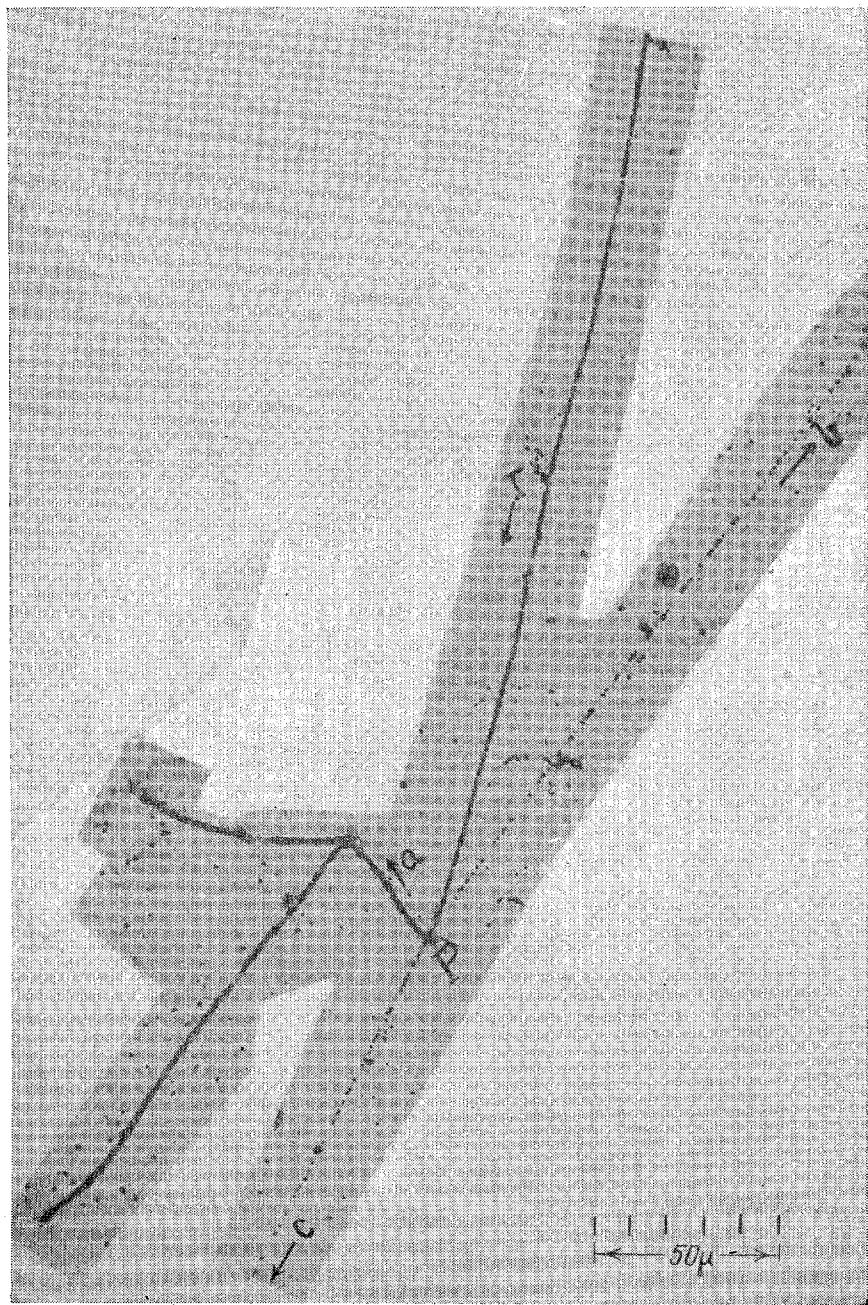


Рис. 15.

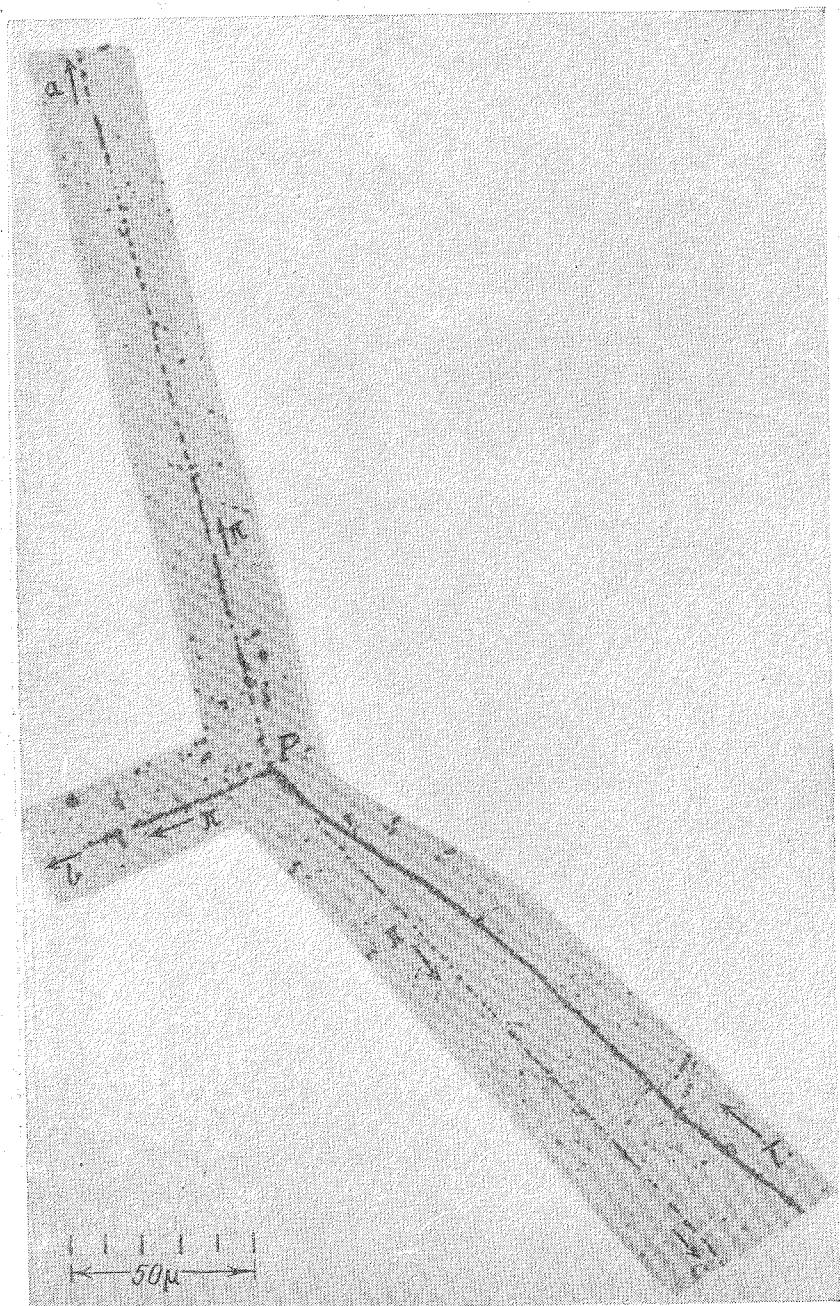


Рис. 16.

и  $280 \pm 15 m_e$ , соответственно. Таким образом, все три частицы с большой вероятностью можно считать  $\pi$ -мезонами. В таком случае энергия частицы (a) равна  $19 \pm 0,4 M\text{эв}$ , частицы (b) —  $24,2 \pm 2,0 M\text{эв}$  и (c) —  $32 \pm 2,0 M\text{эв}$ , а общая энергия распада  $75,2 \pm 5,0 M\text{эв}$ .

Подобный анализ был произведён и со старыми двумя случаями. Результаты приведены в таблице IX.

Таблица IX  
Кинетические энергии вторичных частиц в  $M\text{эв}$

Случай	Частица (a)	Частица (b)	Частица (c)	Сумма кинетических энергий
1	$1,04 \pm 0,1$	$31 \pm 4$	$33 \pm 4$	$65 \pm 8$
2	$50 \pm 7,5$	$13 \pm 2$	$22 \pm 3$	$85 \pm 15$
3	$19 \pm 0,4$	$24,2 \pm 2$	$32 \pm 2$	$75 \pm 5$
Взвешенное среднее $73,5 \pm 4$				
Масса равна $966 \pm 8 m_e$				

Приняв, что всегда все вторичные частицы являются  $\pi$ -мезонами и воспользовавшись точным значением массы  $\pi$ -мезона (по Альваресу), авторы определили энергию распада по всем трём случаям и, соответственно, массу тяжёлого мезона —  $\tau$ -мезона (табл. X).

Таблица X  
Абсолютное или относительное значение масс вторичных частиц

Случай	Частица (a)	Частица (b)	Частица (c)
1	$274^*)$	$280 \pm 30$	$1,02 \pm 12\%$
2	1	$1,10 \pm 15\%$	$1 \pm 10\%$
3	$285 \pm 20$	$0,88 \pm 11\%$	$1,03 \pm 5\%$
*) Природа частицы установлена точно благодаря тому, что она в эмульсии остановилась и дала звезду.			

Точное установление того факта, что все три вторичные частицы являются  $\pi$ -мезонами, представляется очень важным обстоятельством.

Как хорошо установлено,  $\pi$ -мезоны являются сильно взаимодействующими частицами; если  $\tau$ -мезон является частицей, так же взаимодействующей с нуклеонами, как  $\pi$ -мезон, то из общих принципов квантовой механики следует, что время жизни «системы» из трёх сильно взаимодействующих частиц должно быть очень коротким. На самом деле время жизни  $\tau$ -мезона очень большое, что является указанием на то, что  $\tau$ -мезоны взаимодействуют с нуклеонами не как  $\pi$ -частицы. Если хотя бы одна из трёх вторичных частиц была слабо взаимодействующей частицей, например  $\mu$ -мезоном, то это требование ко времени жизни и ядерным свойствам  $\tau$ -мезона отпало бы.

Из приведённых в таблице X данных видно, что массы всех трёх частиц мало отличаются друг от друга, во всяком случае, значительно меньше, чем отличаются массы  $\pi$ - и  $\mu$ -мезонов. Массы  $\pi$ - и  $\mu$ -мезонов отличаются на 30%, в то время как экспериментальные ошибки определений масс  $\sim 10\%$ .

В 1952 г. группа итальянских физиков — Чеккарелли и др.<sup>22</sup> нашла один очень удачный случай распада  $\tau$ -мезона, позволивший с большой достоверностью убедиться в правильности схемы распада на три  $\pi$ -мезона.

Длина пути  $\tau$ -мезона в фотоэмulsionии оказалась очень большой — 8000  $\mu$ , что позволило определить массу частицы по числу разрывов между зёренами в зависимости от пробега и по величине параметра многократного рассеяния в зависимости от пробега. Первый метод дал значение массы  $940 \pm 140$ , второй  $995 \pm 150$ , а среднее из этих двух измерений  $970 \pm 100 m_e$ .

Длины путей двух вторичных частиц также оказались большими — 2600 и 2000  $\mu$ , что позволило для этих двух частиц по счёту зёрен с хорошей точностью определить кинетическую энергию, предполагая, что эти частицы являются  $\pi$ - или  $\mu$ -мезонами. Пользуясь хорошей точностью, с которой можно было определить кинетическую энергию одной из вторичных частиц, известными углами разлёта трёх частиц и законами сохранения, авторы проанализировали все возможные комбинации, возникающие при тех или иных предположениях о природе каждой из вторичных частиц. Вычислялась кинетическая энергия двух остальных частиц, полагая, что кинетическая энергия одной известна точно. Таблица XI показывает результаты этого расчёта.

Как видно из таблицы, только первая ( $\pi, \pi, \pi$ ) и последняя ( $\mu, \mu, \mu$ ) схемы дают согласия между расчётными и экспериментальными данными. Однако первая схема даёт значение массы, вычисленное из массы и кинетической энергии вторичных частиц, равное  $990 \pm 15 m_e$ , а последняя даёт значение  $766 m_e$ , что гораздо ниже значения  $970 \pm 100 m_e$ , полученного непосредственным определением массы.

Другой тип распада тяжёлого мезона был описан О'Селайком<sup>23</sup>. Им были обнаружены четыре случая, в которых частица

в конце пробега превращается в одну заряженную частицу и одну или несколько невидимых нейтральных частиц. Два из этих четырех случаев, наиболее убедительные, подробно описаны ниже.

Таблица XI

Схема распада			$E_\alpha$	Теоретические		Экспериментальные	
$a$	$b$	$c$		$E_b$	$E_c$	$E_b$	$E_c$
$\pi$	$\pi$	$\pi$	17,1	27,8	41,6	27,3	37
$\pi$	$\pi$	$\mu$	17,1	27,8	49,7	27,3	28,9
$\pi$	$\mu$	$\pi$	17,1	33,7	41,6	21,3	37
$\pi$	$\mu$	$\mu$	17,1	33,7	49,7	21,3	28,9
$\mu$	$\pi$	$\pi$	13,6	17,8	27,0	27,3	37
$\mu$	$\pi$	$\mu$	13,6	17,8	33,5	27,3	28,9
$\mu$	$\mu$	$\pi$	13,6	22,5	27	21,3	37
$\mu$	$\mu$	$\mu$	13,6	22,5	33,5	21,3	28,9

По виду эти случаи очень напоминают три случая распада тяжелого мезона, описанные в работе Алиханяна, Гуревича и др. в 1949 г. (рис. 17). Преимущество случаев, найденных О'Селайком, в том, что: 1) длина пути первичной частицы велика — в одном случае больше 4000  $\mu$ , во втором 5800  $\mu$ ; 2) эмульсия была чувствительна к частицам минимальной ионизации, что позволяет точно сказать, на сколько заряженных частиц распалась первичная частица, и проследить в удачном случае за судьбой вторичной частицы.

В первом случае определение массы первичной частицы (обозначенной буквой  $K_1$ ) по многократному рассеянию вдоль всего пути частицы дало значение  $1260 \pm 290 m_e$ . Определение массы этой же частицы по длине разрывов между зёрами в зависимости от остаточного пробега дало значение массы  $1385 \pm 200 m_e$ .

На рис. 18 приведены зависимости числа разрывов между зёрами эмульсии от остаточного пробега для мезона, протона и для частицы  $K_1$ . Среднее из этих двух определений значение массы равно  $1320 \pm 170 m_e$ .

Точно такие же определения массы первичной частицы во втором случае (частица  $K_2$ ) дало значение  $1125 \pm 140 m_e$ .

Анализ вторичных частиц в этих двух случаях привёл к следующему результату.

В первом случае длина пути вторичной частицы была 2200  $\mu$  и плотность зёрен  $18,5 \pm 0,9$  на 50  $\mu$  длины пути, в то время как для этого сорта эмульсии минимальное значение плотности зёрен  $g_{\min}$  равно  $17 \pm 0,8$ . Среднее отклонение  $\langle \Phi \rangle$  вследствие многократного рассеяния на 100  $\mu$  пути по измерениям оказалось равным

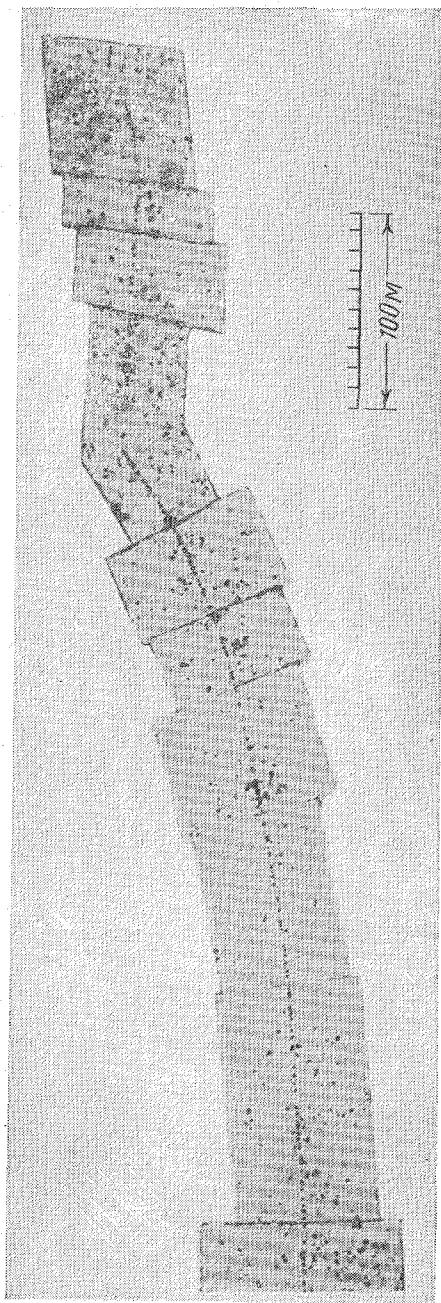


Рис. 17.

$0,10^\circ \pm 0,014^\circ$ , откуда  $p\beta c = 250 \text{ Мэв}$ . Отсюда и из плотности зёрен следует, что частица имеет массу меньше  $400 m_e$  и импульс порядка  $250 - 300 \text{ Мэв}/c$ .

Во втором случае (рис. 19) природу вторичной частицы можно было установить однозначно. Она имела пробег в эмульсии  $1098 \mu$  и в конце пути испытала распад. Определение её массы по рассеянию и числу зёрен и пробегу дало значение массы  $200 - 300 m_e$ .

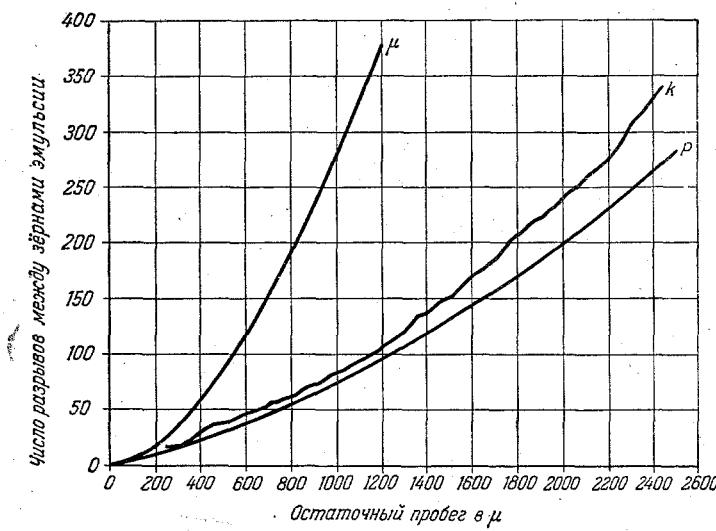


Рис. 18.

Последняя (третичная) частица имела в эмульсии пробег  $150 \mu$  и ионизирующую способность, близкую к минимальной и естественно было её считать за электрон с энергией около  $10 \text{ Мэв}$ . Таким образом, вторичная частица скорее всего являлась  $\mu$ -мезоном, так как до сих пор ещё не наблюдался  $\beta$ -распад  $\pi$ -мезона.

В качестве возможного истолкования второго случая можно было бы выдвинуть более тривиальное объяснение, а именно, как несколько необычный ( $\pi \rightarrow \mu$ )-распад. В обычном ( $\pi \rightarrow \mu$ )-распаде  $\mu$ -мезон имеет пробег около  $600 \mu$ , а в этом случае пробег много больше ( $1098 \mu$ ), поэтому надо допустить распад  $\pi$ -мезона на лету. Однако в таком случае  $\mu$ -мезон должен был двигаться в направлении движения  $\pi$ -мезона, а на самом деле он, наоборот, направлен в противоположную сторону. Кроме того, противоречит этому объяснению и определение массы первичной частицы, которая, как уже говорилось, получилась гораздо большее массы  $\pi$ -мезона. Вопросы о природе и числе нейтральных частиц, испускаемых в обоих этих случаях, не могли быть, разумеется, решены однозначно. Нельзя утверждать с определённостью, что частицы  $K_1$  и  $K_2$  одной и той же природы, хотя это

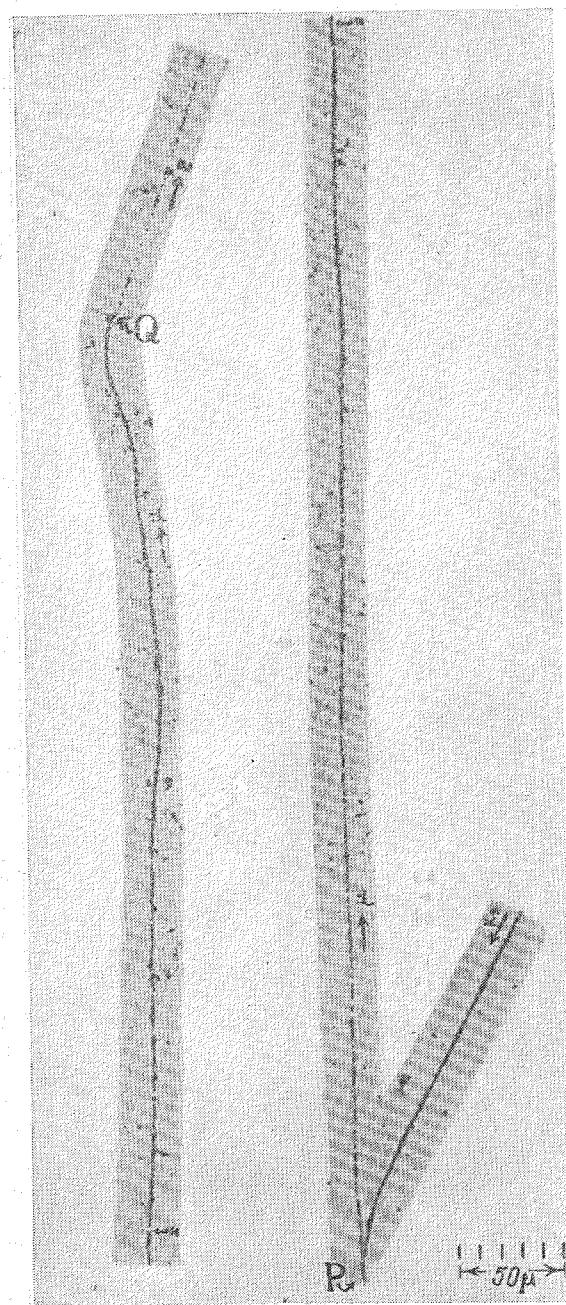


Рис. 19.

возможно, так как измеренные значения масс близки друг к другу. Если принять, что частицы  $K_1$  и  $K_2$  одной природы, тогда столь большое различие энергий вторичных частиц указывает прямо на то, что распад происходит на одну заряженную частицу и две (или больше) нейтральных.

Следующий важный вопрос, являются ли  $\tau$ - и  $K$ -мезоны одними и теми же частицами, но в отдельных случаях по-разному распадающимися, также не имеет определённого ответа.

Хотя и имеется небольшое различие в величине их масс, однако это различие целиком лежит в пределах ошибок, в особенности если сравнивать значения масс, полученные непосредственным определением с помощью измерения длины разрывов или многократного рассеяния, что было единственным возможным для  $K$ -частиц.

С другой стороны, если частицы  $K_1$ ,  $K_2$  и  $\tau$  тождественны, то спины  $K$ - и  $\tau$ -частиц равны. Так как спин  $\tau$  целый, поскольку  $\tau$  распадается на три  $\pi$ -мезона с целочисленными спинами, то простейшей схемой распада будет  $K \rightarrow \mu + \nu + \pi^0$ , где  $\mu$  и  $\nu$  имеют половинные спины, а  $\pi^0$  имеет целочисленный спин. Эта схема распада, однако, с трудом может быть согласована с законами сохранения для частицы  $K_1$ , так как вторичная частица, если принять подобно случаю  $K_2$  её за  $\mu$ -мезон, имеет большую энергию — 182 Мэв. Прибавив к 182 Мэв массу покоя  $\mu$ -мезона, массу покоя  $\pi^0$ -мезона и его кинетическую энергию, получаем, что даже при предположении, что энергия, уносимая нейтрино, ничтожно мала, масса частицы  $K_1$  равна 1160  $m_e$ , что больше точной массы  $\tau$ -мезона (966  $m_e$ ). Разумеется, исходное число — энергия  $\mu$ -мезона 182 Мэв — не так точно определено, чтобы на этом основании отказаться от мысли, что частицы  $K$  и  $\tau$  идентичны. Однако второе допущение, что нейтрино не унесло заметной энергии, делает всю эту точку зрения искусственной. Надо сказать здесь, что наблюдённые О'Селайком случаи распада по существу очень схожи как по внешнему виду, так и по другим признакам, с так называемыми заряженными  $V$ -частицами, наблюденными в камере Вильсона.

В самом деле, в камере наблюдались также распады заряженных частиц на одну заряженную и неизвестное число нейтральных частиц. Только в отличие от наблюдений в фотоэмulsionии, в камере распады происходили на лету. Как видно из предыдущего, масса заряженной  $V$ -частицы  $\sim 1200 m_e$ . Ниже мы выясним, что анализ случаев распада заряженных  $V$ -частиц также требует допустить схему распада на три частицы — одну заряженную и две нейтральные. Что касается соответствия между описанными результатами и данными масс-спектрометрического исследования, то сравнение возможно только для значений величин массы. Точное значение массы, полученное на масс-спектрометре для группы тяжёлых частиц, равно  $950 \pm 30 m_e$  и поэтому в отношении  $K$ - и  $\tau$ -частиц можно высказать мнение о том, что они идентичны с тяжёлой группой мезонов, обнару-

женней на масс-спектрометре. В этом свете здесь интересно сравнить данные, полученные различными методами, в отношении времени жизни тяжёлых мезонов. Как уже говорилось выше, размеры масс-спектрометра требуют времени жизни  $(2 \div 5) \cdot 10^{-9}$  сек. Поуэлл также приходит к заключению, что время жизни  $\tau$ - и  $K$ -мезонов не менее  $10^{-9}$  сек. из следующих соображений. В работе Камерини и др. было обнаружено, что энергия, уносимая  $\pi$ -мезонами при ядерном расщеплении протоном с энергией  $E$  (в интервале энергии  $2 \div 10$  Бэв) пропорциональна  $E$ . Предполагается, что при расщеплении протонами с энергией больше 10 Бэв мезонами уносится та же доля энергии, причём эта энергия поровну делится между  $\pi$ -мезонами и  $\tau$ - и  $K$ -мезонами. Далее предполагается, что спектр скоростей и распределение по углам для  $\tau$ - и  $K$ -мезонов в системе центра инерции такие же, как для  $\pi$ -мезонов. Зная распределение по энергиям быстрых протонов и нейтронов в космических лучах на высоте 3200 м, можно вычислить отношение между числом  $\tau$ - и  $K$ -мезонов и числом  $\pi$ -мезонов. Согласно этому расчёту оно оказывается 1/75. В опыте же под 30 см свинца, без всяких поправок на то, что не все случаи  $\tau$ - и  $K$ -распада могут быть обнаружены, это отношение получилось 1/150. Если теперь предположить, что время жизни  $\tau$ - и  $K$ -мезонов  $5 \cdot 10^{-10}$  сек., то в веществе, скажем, плотностью 8—9, окажется, что только 5%  $\tau$ - и  $K$ -мезонов распадается, остановившись, остальные же распадутся на лету, т. е. их должно рождаться в 20 раз больше, чем по вышеприведённому расчёту. Для времени жизни  $10^{-9}$  сек. уже 25%  $\tau$ - и  $K$ -мезонов могут успеть остановиться. Это число ещё будет сильно уменьшено ядерными столкновениями в среде. Таким образом, допущение короткого времени жизни вызовет необходимость приписывать слишком большую долю энергии на рождение  $\tau$ - и  $K$ -мезонов при ядерных столкновениях больших энергий.

Ещё более убедительные соображения в пользу большого времени жизни — большего чем  $10^{-9}$  сек. — приводят Герц и др.<sup>23</sup>. Их фотопластиинки облучались под толстым слоем льда. Предполагается, что  $\tau$ -мезоны рождаются с энергиями порядка их энергий покоя, т. е. 500 Мэв. В таком случае количество  $\tau$ -мезонов, могущих остановиться в фотоэмulsionии, будет зависеть очень сильно от времени жизни, ибо частицам, для того чтобы остановиться в эмульсии, нужно почти полностью потерять свою кинетическую энергию по пути к эмульсии, а путь этот (во льду) по протяжённости велик и значительная доля  $\tau$ -мезонов на этом пути распадается. Кроме того,  $\tau$ -мезоны, если они являются частицами ядерно-активными, на этом пути к фотоэмulsionии будут испытывать ядерные столкновения и поглощаться.

В таблице XII приведено число  $\tau$ -мезонов, зарождающихся во льду, которое необходимо, чтобы один из них мог остановиться и растигнуться в фотоэмulsionии и таким образом стать наблюдаемым.

Таблица XIII

Сечение взаимодействия	$E$ Мэв	Время жизни в секундах			
		$10^{-7}$	$10^{-8}$	$10^{-9}$	$10^{-10}$
Малое . . . . .	55	1,003	1,023	1,26	9,76
Геометрическое . . .	55	1,022	1,043	1,28	9,95
Малое . . . . .	500	1,068	1,93	713	$3,4 \cdot 10^{28}$
Геометрическое . . .	500	6,68	12,1	4460	$2,1 \cdot 10^{29}$

С другой стороны, можно оценить верхний предел числа  $\tau$ -мезонов, распадающихся на лету, на один случай  $\tau$ -мезона, остановившегося в фотоэмulsionии. В самом деле, если  $\tau$ -мезоны в большем числе исчезают из-за распада на лету, то, следовательно, мы должны легко обнаружить в той же фотоэмulsionии случаи распада на лету. Расчетное число таких случаев распада на лету в фотоэмulsionии на один остановившийся  $\tau$ -мезон приведено в таблице XIII для  $\tau$ -мезонов, родившихся с энергией между 130 и 490 Мэв.

Таблица XIII

Время жизни . . . . .	$10^{-8}$	$10^{-9}$	$10^{-10}$
Малое взаимодействие с ядрами . . . .	0,3	250	$2,2 \cdot 10^{29}$
Геометрическое сечение взаимодействия с ядрами . . . . .	0,6	900	$1,3 \cdot 10^{30}$

Согласно экспериментам Герца и др. верхний предел числа случаев распада на лету в той же фотоэмulsionии, в которой был найден один случай остановки  $\tau$ -мезона — два. Таким образом, согласно Герцу и др. даже время жизни  $10^{-9}$  сек. неприемлемо; оно должно быть значительно больше этой величины. Данные о времени жизни, полученные по наблюдениям распада заряженных  $V$ -частиц в камере Вильсона, также приводят к времени жизни, большему чем  $10^{-9}$  секунды.

Особенно интересны три фотографии, полученные Лайтоном и др.<sup>24</sup>. На двух из них были получены случаи распада на лету, повидимому,  $\tau$ -мезонов, и на одной — случай распада  $K$ -мезона. Один из  $\tau$ -распадов оказался очень удобным для анализа (рис. 20). Частица с импульсом  $600 \pm 100$  Мэв/с вошла в камеру сверху, прошла всю камеру, в том числе через 2,5-см свинцовую пластинку, без заметного рассеяния и испытала распад на три частицы в нижней

части камеры. Три вторичные частицы имели импульсы  $155 \pm 30$ ,  $350 \pm 75$  и  $210 \pm 50$  Мэв/с. Закон сохранения зарядов и импульсов соблюдался. Принимая вторичные частицы за  $\pi$ -мезоны, авторы получили массу первичной частицы  $975 m_e$  и энергию распада 75 Мэв. Вторая фотография подобна первой.

Так как оба  $\tau$ -мезона в камере прошли большой путь (50 см), то время жизни их должно быть больше, чем  $10^{-9}$  сек. На третьей

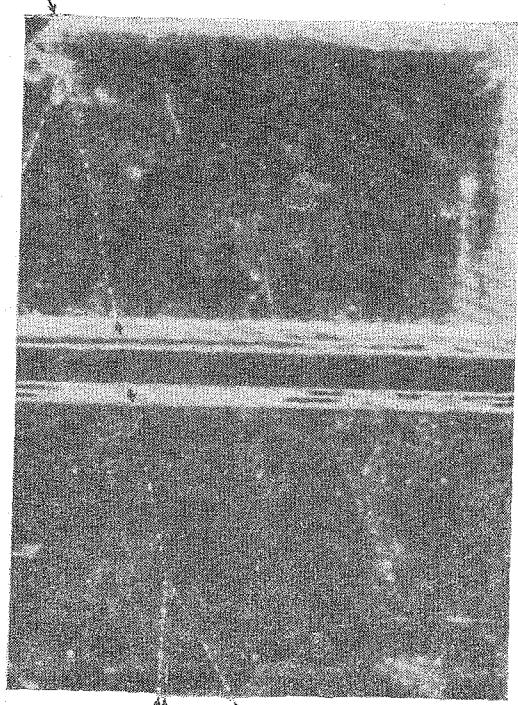


Рис. 20.

фотографии след первичной частицы имел сильно повышенную ионизацию (6—10 минимальных), импульс её равнялся  $185 \pm 20$  Мэв/с и масса  $1200 \pm 30 m_e$ . В газе камеры траектория заканчивалась и из этой точки исходил под углом  $90^\circ$  путь вторичной частицы, имевшей импульс  $150 \pm 15$  Мэв/с, и ионизующую способность 1,2—1,6 минимальной, что соответствует массе  $250 \pm 50 m_e$ . Вторичная частица может быть как  $\pi$ -, так и  $\mu$ -мезоном. Так как частица при небольшой скорости прошла довольно большой путь в камере, то время её жизни также следует считать большим. По

мнению Лайтона и др., поток  $\tau$ - и  $K$ -частиц значительно больше, чем это казалось до сих пор, и намного превышает поток  $V$ -частиц.

В 1952 г. манчестерская группа опубликовала две работы, относящиеся к заряженным  $V$ -частицам. Целью этих работ было установить: а) массу  $V$ -частиц, б) схему распада и в) время жизни.

Как будет видно из дальнейшего, ни одну из этих задач не удалось разрешить до конца, главным образом из-за малости статистики. С 1947 г. Батлеру и др.<sup>25</sup> удалось накопить двадцать два случая распада заряженных  $V$ -частиц и четыре случая, когда по непосредственным данным об импульсе и ионизации можно было установить, что частица является тяжёлым мезоном. Эти четыре случая приведены в таблице XIV.

Таблица XIV

Номер частицы	Знак	Импульс (в $M\text{эв}/c$ )	Ионизация (в долях минимальной)	Интервал масс (в $m_e$ )
1	—	$160 \pm 10\%$	6—10	900—1500
2	+	$170 \pm 7\%$	4—6	800—1000
3	+	$170 \pm 10\%$	5—7	900—1140
4	—	$170 \pm 10\%$	4—6	800—1020

Обращает на себя внимание чрезвычайно узкий интервал импульсов ( $160$ — $170$   $M\text{эв}/c$ ), в котором сосредоточены эти четыре случая. Очевидно, что это обусловлено условиями опыта, которые только в этом узком интервале импульсов позволяют надёжно отличать тяжёлые мезоны от других частиц. Так же как и при анализе  $V^0$ -частиц, авторы построили график распределения 14 вторичных частиц по составляющей импульса в направлении, перпендикулярном к направлению движения первичной  $V^\pm$ -частицы,  $p_T$  (рис. 21). На том же рисунке приведено теоретическое распределение  $p_T$ , вычисленное в предположении, что распад  $V^\pm$ -частиц происходит на две частицы. Как уже говорилось выше, распределение  $p_T$

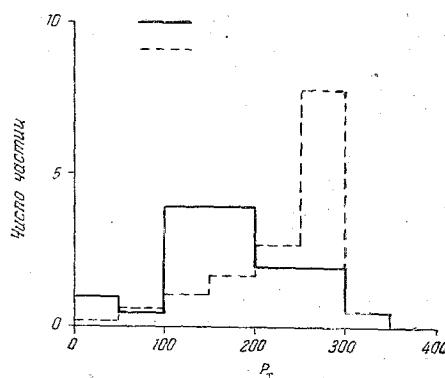


Рис. 21.

в этом случае определяется формулой

$$W(p_T) dp_T = \frac{p_T}{p^*(p^{*2} - p_T^2)} dp_T,$$

где  $p^*$  — импульс вторичной частицы в системе, связанной с первичной частицей, и является постоянной величиной для всех отдельных случаев распада. Он зависит только от масс первичной и двух вторичных частиц и связан с  $p_T$  формулой

$$p_T = p^* \sin \theta^*.$$

Максимальное значение

$$p_T = p^*.$$

Распределение по  $p_T$  имеет максимум при  $p_T = p^*$ . Приняв максимальное значение  $p_T$ , полученное из измерений четырнадцати случаев и равное  $p_T = 285$  Мэв, за  $p^*$ , авторы построили теоретическое распределение числа вторичных частиц по  $p_T$  для схемы распада на две частицы. Оно, как следует из формулы, имеет максимум при максимальном значении  $p_T = p^*$  и, как видно из рисунка, не согласуется с экспериментальным распределением.

Отсюда авторы приходят к выводу, что схема распада на две частицы несостоятельна, и либо распад происходит на большее число частиц, скажем три, либо заряженные  $V^\pm$ -частицы неоднородны по массе или типу распада. Естественно предположить, что заряженные  $V^\pm$ - и  $K$ -частицы являются идентичными частицами. И те и другие при распаде испускают одну вторичную заряженную частицу и те и другие, повидимому, распадаются с испусканием двух вторичных нейтральных частиц.

В тех случаях, когда по ионизации и импульсу можно было оценить массу первичной  $V^\pm$ -частицы, она оказалась не сильно отличающейся от оценки массы  $K$ -частиц. Так, в одном случае по ионизующей способности (около двухкратной) и импульсу ( $4,1 \pm 0,4$  Мэв/с) масса первичной частицы получилась  $1100 m_e$ , а если взять максимально возможные значения ионизации, то верхний предел массы будет  $(1580 \pm 160) m_e$ . Во втором случае верхний предел массы оказался  $(1600 \pm 160) m_e$ . В одном случае Бридж и Аннис, как описывалось выше, также получили значение массы в пределах  $600 - 1200 m_e$ . Допустив, таким образом, что  $V^\pm$ - и  $K$ -частицы идентичны, всё же не удается добиться очень многоного. Так как значение массы  $K$ -частиц было получено с большей точностью, то появляется возможность установить максимальную суммарную массу нейтральных частиц. Эта оценка приведена в таблице XV.

Таблица XV

Возможные значения  $(m_2 + m_3)$  для  $K$ - и  $V^\pm$ -частиц

$M$ в $m_e$	Масса вторичной заряженной частицы равна $210\ m_e$				
	1000	1100	1200	1300	1400
$m_2 + m_3$ при $p^* = 250\ Mэв/c$ . . . .	—	245	425	570	700
$m_2 + m_3$ при $p^* = 300\ Mэв/c$ . . . .	—	—	—	330	506

Из этой таблицы видно, что максимальное значение массы нейтральной частицы, если предположить, что в части случаев распад происходит на две частицы по схеме

$$V^\pm = \mu^\pm + V_2^0,$$

может быть  $700\ m_e$ , в том случае, когда максимальное значение импульса  $\mu$ -мезона, получающегося при распаде, не превышает

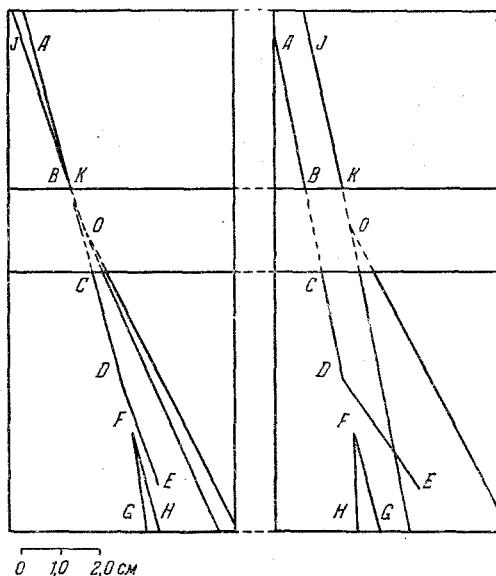


Рис. 22.

в системе центра инерции  $250\ Mэв/c$  и масса первичной частицы не меньше  $1400\ m_e$ . Таким образом, и эта схема, даже для части случаев, представляется мало вероятной. С другой стороны, авторы обна-

ружили один случай, весьма похожий именно на эту схему распада. Случай этот изображён на рис. 22. Частица по пути  $AB$  вошла в свинцовую пластинку и, выйдя из неё в точке  $C$ , испытала резкий излом — распад — в точке  $D$ . Вторичная частица, как это следует из ионизации и импульса, имеет массу, меньшую чем  $(200 \pm 50) m_e$ . На расстоянии  $1,25 \text{ см}$  от точки  $D$  из точки  $F$  исходит  $V$ -образный трек, соответствующий  $V^0$ -частице. Так как ветви  $V$ -образного трека коротки, никаких заключений о природе вторичных частиц нельзя было сделать и, следовательно, нельзя было сделать выбор между  $V_1^0$ - и  $V_2^0$ -частицами. Плоскость этого  $V$ -образного трека проходит через точку  $D$ . Одновременно с первой частицей в свинцовую пластинку входит и вторая (по пути  $IK$ ) и в точке  $O$  вызывает ядерное расщепление, создавая две заряженные вторичные частицы. Плоскость  $V$ -трека проходит и через точку  $O$ . Вследствие этого возникают две возможные интерпретации этой фотографии.

Первая интерпретация такова: заряженная  $V^\pm$ -частица испытала распад в точке  $D$  на мезон и  $V^0$ -частицу, которая в свою очередь распалась и создала  $V$ -трек. Импульс первичной заряженной частицы велик ( $1-2 \text{ Бэв}/c$ ), импульс вторичной заряженной частицы мал ( $73 \pm 20 \text{ Мэв}/c$ ), и если распад произошёл на две частицы, то, действительно, нейтральная частица должна быть тяжёлой. Масса первичной заряженной частицы при этих предположениях оказывается лежащей в пределах  $1100-1500 m_e$ . Вторая интерпретация сводится к тому, что  $V^0$ -трек случайно совпал с  $V^\pm$ -треком, и что  $V^0$ -частица на самом деле возникла в точке  $O$ , также лежащей в плоскости  $V$ -образного трека.

Было сделано две попытки оценить время жизни частиц. Остановимся на той, которая дала более определённые результаты. Эта работа была сделана с камерой Вильсона большого размера — длиной  $54 \text{ см}$  и шириной  $54 \text{ см}$ , установленной на высоте  $3580 \text{ м}$ .

Авторы, Астбери и др.<sup>26</sup>, рассчитывали благодаря большим размерам камеры быстрее получить заметное число интересовавших их фотографий, и, кроме того, если длина пробега распада сравнима с  $0,5 \text{ м}$ , получить картину распределения точек распада по длине камеры. В течение года работы камеры ими было обнаружено 40 изломов траекторий в газе камеры. Эти 40 фотографий были интерпретированы следующим образом:

распады $V^\pm$	...	13,
» $\pi \rightarrow \mu$	...	13,
» $\mu \rightarrow \epsilon$	...	1,
упругие рассеяния	...	3,
неопределённые	...	10.

В четырёх случаях из 13 по ионизации и импульсу были оценены массы первичных частиц, были получены значения (630—1420)  $m_e$ , (550—4200)  $m_e$ , (690—1570)  $m_e$  и  $< 1490 m_e$ . В этом (не совпадающем с четырьмя вышеперечисленными) случае масса вторичной частицы была установлена в пределах 200—330  $m_e$ . Оценка времени жизни  $V^\pm$ -частиц была сделана следующим образом. Измерялась длина  $l$  пути каждой частицы в камере до её распада. Измерялась та длина пути, которую частица прошла бы, если бы она не распалась,  $L$ . Затем определялись времена пролёта, соответствующие этим длинам в системе движущейся частицы;  $t$  и  $l$  связаны соотношением

$$l = \frac{p}{M} ct,$$

где  $p$  и  $M$  импульс и масса частицы. Для всех 13 частиц была принята масса 1200  $m_e$ ; в таблице XVI приведены результаты расчётов.

Таблица XVI

$N$	$l$ (см)	$L$ (см)	$\frac{p}{M}$	$\frac{t}{(10^{-10} \text{ сек.})}$	$\frac{T}{(10^{-10} \text{ сек.})}$	$\frac{t}{T}$
1	6,5	21	1,3	1,7	5,4	0,31
2	13	33	0,47	9,2	23,4	0,39
3	10	22	0,4	8,3	18,3	0,45
4	8	10,5	0,8	3,3	6,8	0,48
5	13	19	0,7	6,2	9	0,69
6	38,3	60,5	0,53	24,1	38	0,63
7	11,1	15	1,6	2,3	3,1	0,74
8	20,2	41	0,7	10,4	21,2	0,49
9	9,6	30	0,7	4,9	15,2	0,32
10	33,7	44,5	16	6,9	9,1	0,76
11	8	18,5	0,7	4,1	9,5	0,43
12	6,6	26	0,5	4,5	17,7	0,25
13	22,2	43,5	1,3	5,7	11,2	0,51

Среднее из всех  $\frac{t}{T}$  равно 0,5, что должно быть в том случае, когда длина пробега распада много больше среднего времени

пролёта  $\bar{T}$  чéрез камеру. Среднее время пролёта  $\bar{T}$  лежит в пределах

$$(7 < \bar{T} < 14) \cdot 10^{-10} \text{ сек.}$$

Таким образом, время жизни  $V^\pm$ -частиц  $> 10^{-9}$  сек. в хорошем согласии с результатами масс-спектрометра.

Обращает на себя внимание то, что наряду с тринадцатью случаями  $V^\pm$ -распада авторы наблюдали 13  $\pi$ - $\mu$ -распадов. Если время жизни  $V^\pm$ -частицы  $\sim \frac{1}{5}$  времени жизни  $\pi$ -частицы, то количество  $V^\pm$ -ча-

стиц будет составлять  $\sim \frac{1}{5}$  от числа  $\pi$ -мезонов. Те же авторы, продолжая работу в 1953 г., зарегистрировали два случая распада медленных  $V^\pm$ -частиц и благодаря этому уточнили время жизни  $V^\pm$ -частиц. Оно оказалось близким к  $10^{-8}$  сек.

Если тяжёлые мезоны с массой около 1000  $m_e$  были обнаружены различными методами и различными авторами, то относительно мезонов средней массы — около 600  $m_e$  — долгое время данные масс-спектрометра оставались единственными; вследствие чего возникало сомнение в правильности данных масс-спектрометра.

Между тем Алиханян и Харитонов<sup>27</sup>, продолжая измерения на масс-спектрометре, снабжённом двумя пропорциональными счётчиками, разделили эти две группы тяжёлых мезонов по ионизующей способности. Ионизующая способность была измерена для 87 частиц, из них 30 частиц с массой 580  $m_e$  и 57 частиц с массой 950  $m_e$ . Из общего числа 87 частиц только для 26 имеются данные одновременно по счётчику № 1 и счётчику № 2. Для всех остальных были получены данные только по счётчику № 2. Результаты приведены в таблице XVII.

Из этой таблицы видно, что ионизующая способность тяжёлых мезонов как одной, так и другой группы: 1) заметно больше ионизующей способности  $\mu$ -мезонов соответствующих импульсов, 2) меньше ионизующей способности  $\mu$ -протонов тех же пробегов, 3) большие у группы тяжёлых мезонов (масса 1000  $m_e$ ), чем у группы лёгких (масса 600  $m_e$ ), 4) изменяется в соответствии с пробегом.

Как и следовало ожидать, по счётчику № 1 ионизующая способность тяжёлых мезонов меньше, чем по счетчику № 2, но она опять больше (для обеих групп) ионизующей способности  $\mu$ -мезонов тех же импульсов. На рис. 23 приведён дифференциальный спектр 54 промежуточных частиц, зарегистрированных в интервале пробегов от 3,5  $\div$  4 до 5,5  $\div$  6 Pb.

Для сравнения на том же рисунке показаны спектры ионизации для протонов того же интервала пробегов и для мезонов: 1 — тяжёлые мезоны, 2 — мезоны, 3 — протоны.

Таблица XVII

Род частиц	Остаточный пробег (в см)		Число частиц	Относит. ионизующая способность			
	от	до		расчётная	H	эксперимент.	ошибки
<b>По счётчику № 2</b>							
Промежуточные тяжёлые .	0	1,5	12	—	—	3,50	0,46
То же . . . . .	1,5	2,5	13	—	—	2,52	0,31
» » . . . . .	2,5	3,5	23	—	—	1,90	0,18
» » . . . . .	3,5	4,5	9	—	—	1,88	0,28
Промежуточные лёгкие .	0	1,5	4	—	—	2,4	0,6
То же . . . . .	1,5	2,5	4	—	—	2,5	0,6
» » . . . . .	2,5	3,5	16	—	—	1,62	0,18
» » . . . . .	3,5	4,5	6	—	—	1,25	0,23
Мезоны . . . . .	3,5	4,5	167	1,23	0,02	1,25	0,04
Мезоны с импульсами ( $2,8 \div 4,8 \cdot 10^8$ эв/с) . . . . .	—	—	104	1,01	—	1,06	0,05
Протоны . . . . .	2,5	3,5	191	2,7	—	2,50	0,08
» . . . . .	3,5	4,5	115	2,2	—	2,12	0,09
<b>По счётчику № 1</b>							
Мезоны с импульсами ( $2,8 \div 4,8 \cdot 10^8$ эв/с) . . . . .	—	—	104	1,01	—	0,92	0,05
Мезоны . . . . .	4,5	6,0	62	1,15	0,02	1,07	0,07
<b>По серии, где работали оба счётчика</b>							
Промежуточные тяжёлые:							
по счётчику № 1 . . . . .	3,0	6,0	15	—	—	1,74	0,20
» » № 2 . . . . .	1,5	4,5		—	—	1,96	0,23
Промежуточные лёгкие:							
по счётчику № 1 . . . . .	3,0	6,0	11	—	—	1,21	0,16
» » № 2 . . . . .	1,5	4,5		—	—	1,87	0,25

Для протонов процент случаев, когда ионизация превышает в два раза наиболее вероятную (для протонов) ионизацию, равен  $14 \pm 3,5\%$ . Для тяжёлых мезонов (обеих групп) этот процент равен  $12 \pm 4\%$ , следовательно, повышенная ионизующая способность этих частиц не связана с примесью отдельной группы сильно ионизующих частиц к частицам с минимальной ионизацией.

Точно так же не было обнаружено никакой разницы между ионизующей способностью тяжёлых мезонов разных знаков.

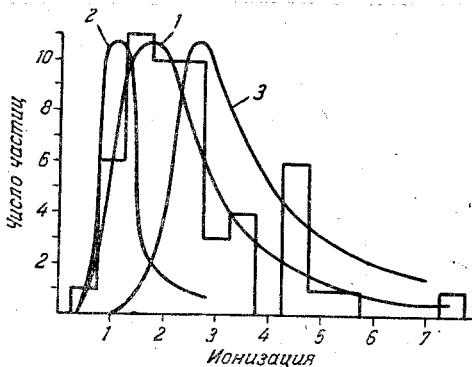


Рис. 23.

Как известно, при измерениях ионизующей способности монокинетических частиц с помощью пропорционального счётчика получающиеся значения ионизации распределены по асимметричной кривой флуктуаций, так называемой кривой распределения Ландау.

В том случае, когда сделано  $N$  таких измерений, где  $N$  — большое число, значение наиболее вероятной ионизующей способности частиц данного сорта может быть определено по положению максимума кривой распределения Ландау. Однако, когда  $N$  число небольшое, наиболее достоверное значение вероятной ионизации и притом с наименьшей ошибкой может быть определено следующим образом. Пусть получено  $N$  значений величины  $\Delta_0$ :  $\Delta_1, \Delta_2, \dots, \Delta_N$ . Плотность вероятности при истинном значении  $\Delta_0$  иметь данную совокупность показаний  $\Delta_1, \Delta_2, \dots, \Delta_N$  равна

$$F(\Delta_1, \Delta_2, \dots, \Delta_N, \Delta_0) \sim \varphi_1(\Delta_1 - \Delta_0) \varphi_2(\Delta_2 - \Delta_0) \dots \varphi_N(\Delta_N - \Delta_0),$$

где  $\varphi(\Delta_i - \Delta_0)$  — распределение Ландау для данного пропорционального счётчика, т. е. плотность вероятности получить при измерении  $\Delta$  значение  $\Delta_i$  при истинном значении  $\Delta$ , равном  $\Delta_0$ . Так как  $\varphi(\Delta_i - \Delta_0)$  является функцией разности  $\Delta - \Delta_0$ , а не самих значений  $\Delta$  и  $\Delta_0$ , то переменные  $\Delta$  и  $\Delta_0$  равноправные и если мы зафиксируем данное

$\Delta_i$ , то  $\varphi(\Delta_i - \Delta_0)$  будет вероятностью при данном значении  $\Delta_i$  иметь значение  $\Delta_0$ .

Тогда и о  $F(\Delta_1, \Delta_2, \dots, \Delta_N, \Delta_0) d\Delta_0$  можно говорить как о вероятности для данной совокупности значений  $\Delta_i$  иметь значение  $\Delta_0$ .

Таким образом, обычным методом нахождения среднего имеем:

$$\overline{\Delta_0} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} F(\Delta_1, \Delta_2, \dots, \Delta_N, \Delta_0) \Delta_0 d\Delta_0}{\int_{-\infty}^{+\infty} F(\Delta_1, \Delta_2, \dots, \Delta_N, \Delta_0) d\Delta_0} = \\ = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(\Delta_1 - \Delta_0) \varphi(\Delta_2 - \Delta_0) \dots \varphi(\Delta_N - \Delta_0) \Delta_0 d\Delta_0}{\int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(\Delta_1 - \Delta_0) \varphi(\Delta_2 - \Delta_0) \dots \varphi(\Delta_N - \Delta_0) d\Delta_0}$$

При помощи этого метода обработки экспериментальных данных были вычислены для обеих групп тяжёлых мезонов кривые распределения вероятности значений масс, определённых по импульсу и ионизации. Эти кривые (рис. 24) получены по экспериментальным значениям для «лёгкой» и «тяжёлой» групп.

Две группы тяжёлых мезонов, таким образом, разделились и по ионизационным измерениям. Группу мезонов с массой  $\sim 600 m_e$  получили более ясно, чем раньше, Алиханов и Елисеев, продолжая свои измерения на уровне моря. По сравнению с опытами 1950 г. разрешающая способность масс-спектрометра была увеличена уменьшением толщины улавливающих фильтров. Общее число наблюдённых ими промежуточных мезонов было 30, причём группировка около значения массы  $600 m_e$  получена была отчётливо.

Первые данные о мезонах с массой  $580 m_e$  отличным от масс-спектрометра методом получили Лайтон и др. В камере Вильсона наряду с двумя  $\tau$ -мезонами, о которых мы уже говорили, они обнаружили три траектории со значениями масс, лежащими в интервале  $400-650 m_e$ . Импульсы этих трёх частиц были равны  $180 \pm 20$ ,  $100 \pm 15$ ,  $135 \pm 15 M\text{эв}/c$  и ионизации 2-3, 3-6 и 4-8 минимальных соответственно. Эти числа указывают на значения масс  $550 \pm 150 m_e$ ,  $450 \pm 150 m_e$  и  $750 \pm 150 m_e$ .

О возможном существовании нейтрального мезона такой массы с очень коротким ( $\sim 10^{-14}$  сек.) временем жизни сообщили Даниш, Локк и Иекутиели<sup>28</sup>. Основанием для высказывания этого предположения послужили следующие наблюдения. В одном из ядерных расщеплений две ливневые частицы были испущены из ядра в виде

пары с углом разлёта  $4^\circ$ , причём эта пара имела угол относительно вертикали  $150^\circ$ . Хотя этот случай был получен на высоте 22000 м, однако и на этой высоте очень мало вероятно, чтобы первичная частица шла практически снизу вверх. Поэтому авторы считают, что пара испущена в направлении, обратном к направлению первичной частицы, вызвавшей это расщепление. Испускание ливневых

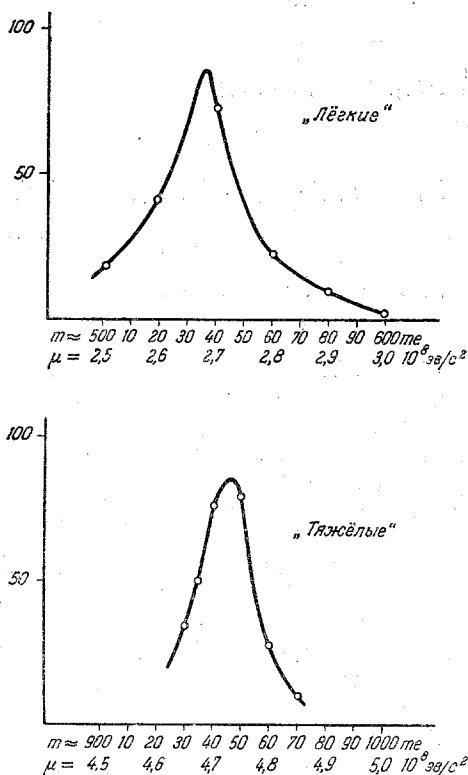


Рис. 24.

частиц назад такой узкой парой представляется очень мало вероятным, тем более, что по измерениям плотности зёрен и многократного рассеяния выяснилось, что эти две частицы  $\pi$ -мезоны с довольно близкими энергиями:  $76 \pm 5$  и  $117 \pm 10$  Мэв. Авторы предполагают, что эти  $\pi$ -мезоны получились в результате распада нейтрального очень короткоживущего мезона  $\zeta^0$  по схеме



Значение энергии распада  $Q$  для этого случая оказалось равным 2  $M\text{эв}$ .

В дальнейшем авторы обследовали большое число звёзд на предмет нахождения таких же случаев, причём в поисках они руководствовались следующими требованиями: а) в звезде должно быть 2  $\pi$ -мезона с углом вылета больше  $90^\circ$  к направлению первичной частицы, вызвавшей расщепление, б) в звезде должно быть 2  $\pi$ -мезона с энергией меньше 30  $M\text{эв}$ , независимо от их угла вылета.

Для найденных восьми случаев были вычислены значения энергий распада  $Q$  в предположении, что пара  $\pi$ -мезонов получилась в результате распада  $\zeta^0$ -мезона на лету. В шести случаях значения  $Q$  в пределах экспериментальных ошибок оказались близкими и порядка 3  $M\text{эв}$ . Два случая дали отличные значения — 10  $M\text{эв}$  и 19  $M\text{эв}$ .

Авторы привели ещё ряд соображений в пользу своей гипотезы, основанных на том, что вероятность испускания пар  $\pi$ -мезонов при ядерных расщеплениях с углом разлёта между ними  $5—15^\circ$ , гораздо больше чем это следует из нормальной статистической теории при независимом испускании  $\pi$ -мезонов. Коррелированность испускания пар  $\pi$ -мезонов, однако, может быть вызвана другой причиной. Так как  $\pi$ -мезоны — частицы сильно взаимодействующие, то ядерные силы, действующие в момент рождения между ними, могут изменить случайное распределение по углам в системе центра инерции.

В самое последнее время были получены новые данные, подтверждающие существование заряженных мезонов с массой 580  $m_e$ .

На Копенгагенской конференции в июле 1952 г. Поуэлл<sup>29</sup> сообщил о найденных в фотозмульсии, среди продуктов ядерных расщеплений, вызванных частицами больших энергий, пяти мезонах, масса которых оказалась  $535 \pm 35 m_e$ . Масса частиц, повидимому, была определена по плотности зёрен и многократному рассеянию, причём эта точность была достигнута благодаря тому, что пути в эмульсии были очень длинные. В одном из пяти случаев путь частицы в эмульсии испытал излом на  $1^\circ$ . Измерения характеристик пути частицы после излома указывают на массу 280  $m_e$ . Поэтому этот случай рассматривается как распад на лету частицы с массой  $535 \pm 35$  (названной  $\zeta$ -мезоном):

$$\zeta^{\pm} \rightarrow \pi^+ - \pi^0.$$

Так как не было замечено изменения скорости частицы после излома, значение энергии распада принимается очень малым — 1  $M\text{эв}$ .

Кроме этого, Поуэлл сообщил о том, что были найдены ещё два случая  $K$ -мезонов с массой  $1080 \pm 100 m_e$ , распадающихся на  $\mu$ -мезон и нейтральную частицу. Кинетическая энергия  $\mu$ -мезонов распада была в этих двух случаях также отлична от первых двух случаев — в одном 6,9 и в другом 34  $M\text{эв}$ . Таким образом, для

$K$ -мезонов следует принять схему распада на три (или четыре) частицы:

$$K \rightarrow \mu + 2\nu,$$

$$K \rightarrow \mu + \nu + \pi^0,$$

$$K \rightarrow \mu + \nu + \pi^0 + \pi^0.$$

Наконец, Поуэлл сообщил ещё о новом тяжёлом мезоне, названном  $\chi$ -мезоном. Было обнаружено три случая распада частицы на  $\pi$ -мезон, причём во всех трёх случаях энергия  $\pi$ -мезона была одинакова. Масса этих трёх частиц

$$1470 \pm 100 \text{ } m_e.$$

Схема распада  $\chi$ -мезона, в связи с тем, что  $\pi$ -мезон, продукт его распада, имел всегда одну и ту же энергию, должна быть

$$\chi^\pm \rightarrow \pi^\pm + N^0,$$

где  $N^0$  — тяжёлая нейтральная частица.

Её масса может быть определена из энергии  $\pi$ -мезона, равной

$$110 \pm 10 \text{ } M_{\text{эв}},$$

и массы первичной частицы. Она оказывается равной

$$890 \pm 100 \text{ } m_e$$

и, следовательно,  $N^0$ -частица может быть нейтральным аналогом  $\tau$ -мезона и, возможно, совпадает с  $V_2^0$ -частицей.

Попытаемся теперь составить представление о том, существование каких тяжёлых мезонов за последнее время установлено или сообщено предположительно (табл. XVIII).

Данные, приведённые в таблице XVIII, не являются в одинаковой степени твёрдо установленными. В особенности это относится к  $\zeta^0$ -мезонам, существование которых ещё нуждается в доказательствах.

В заключение остановимся на работах, в которых получены первые данные о процессах возникновения тяжёлых мезонов. Этот важный вопрос изучался до настоящего времени только с помощью фотоэмulsionий.

В течение нескольких лет большая группа бристольских физиков проводила систематическое изучение так называемых звёзд, т. е. ядерных расщеплений, возникающих в фотоэмulsionиях. В особенности плодотворным стало это исследование, когда стали применяться фотоэмulsionии, чувствительные к частицам любых скоростей, вплоть до релятивистских, и была применена техника измерения среднего угла многократного рассеяния  $\alpha$ , пригодная для проведения массовых измерений. Измерение параметра рассеяния  $\alpha$  на

Таблица XVIII

Название	Масса в $m_e$	Методы, которыми установлено существование	Схема распада	Энергия распада в Мэв	Спин	Время жизни
$\zeta^\pm$	$580 \pm 50$	масс-спектрометр	—	—	целый	$>5 \div 2 \cdot 10^{-9}$ сек.
	$580 \pm 150$	камера Вильсона	—	—		$>10^{-9}$ сек.
	$535 \pm 35$	фотоэмulsionия	$\pi^\pm + \pi^0$	1		$>10^{-10}$ сек.
$\zeta^0$	$556 \pm 4$	фотоэмulsionия	$\pi^+ + \pi^-$	2	целый	$\sim 10^{-14}$ сек.
$\tau$	$950 \pm 70$	масс-спектрометр	—	—	целый	$>5 \div 2 \cdot 10^{-9}$
	$977 \pm 5$	фотоэмulsionия	$\pi^\pm + \pi^+ + \pi^-$	$77 \pm 4$		$>10^{-9}$ сек.
	975	камера Вильсона	—	75		$>10^{-9}$ сек.
$V^\pm$ $K$	$1080 \pm 100$	камера Вильсона	распадается на три или больше частиц	—	—	$\sim 10^{-8}$ сек.
	$1080 \pm 200$	фотоэмulsionия		—	—	$>10^{-9}$ сек.
$\chi^\pm$	$1450 \pm 100$	фотоэмulsionия	$\pi^\pm + N^0$	$150 \pm 10$	целый	$>5 \cdot 10^{-10}$ сек.
$V_2^0 = N^0?$	800—1000	камера Вильсона	—	120	—	$10^{-9} \div 10^{-10}$
$V_1^0$	$2200 \pm 12$	камера Вильсона	$p^+ + \pi^-$	$46 \frac{35}{75}$	полуцелый	$10^{-9} \div 10^{-10}$

единицу длины пути позволяет определить величину  $\frac{p\beta}{z}$  для соответствующей частицы и равнозначно измерению кривизны пути частицы в магнитном поле в камере Вильсона и масс-спектрометре, однако с точностью, уступающей точности последних методов. Измерение плотности зёрен  $g$  равнозначно с измерением ионизации в камере Вильсона, однако точность, с которой при этом получается значение скорости частицы, гораздо выше, чем можно получить в камере Вильсона.

Таким образом, одновременное измерение  $\alpha$  и  $g$  для частицы даёт возможность определить массу и энергию частицы в тех случаях, когда удается измерить точно и  $\alpha$ , а это возможно для треков, имеющих большую длину в эмульсии.

Для анализа состава звёзд такие измерения необходимо было провести для большого числа частиц, входящих в состав звёзд, и поэтому успех исследования зависел от такого усовершенствования методики измерения, которое позволило бы проводить их в короткие сроки. Эти усовершенствования описаны в статье Поуэлла и др. (УФН, т. 43, вып. 1).

Авторам удалось для очень длинных путей дойти до измерения таких малых значений  $\alpha$  (на 100 микронов длины пути), как 0,001°.

При анализе частиц звёзд Камерини, Перкинс и др.<sup>30</sup> классифицируют треки следующим образом:

1) Ливневые частицы. Характеризуются малой плотностью зёрен (меньше 16 зёрен на 50  $\mu$ ); соответствующая ионизация меньше 1,4 минимальной. Это  $\pi$ -мезоны с энергией больше 80 Мэв и протоны с энергией больше 500 Мэв. Число ливневых частиц в звезде обозначается  $n_s$ .

2) Серые треки. Характеризуются плотностью зёрен от 16 до 80 на 50  $\mu$  пути. Они соответствуют протонам с энергией от 25 до 500 Мэв. Их число в звезде обозначается  $N_g$ .

3) Чёрные треки. Характеризуются плотностью зёрен больше 80 на 50  $\mu$ . Они создаются протонами с энергией меньше 25 Мэв. Обозначаются  $N_b$ . Сумма  $N_b + N_g$  обозначается  $N_h$ ; звезда характеризуется выражением  $N_h + n_s$  со знаком, указывающим природу первичной частицы. Звёзды с  $n_s \geq 2$  называются ливнями.

Масштаб проведённой работы можно видеть из того, что было обследовано 87 см<sup>2</sup> эмульсии и наблюдено 15 300 звёзд, т. е. ядерных расщеплений.

Анализ звёзд показал, что в звёздах испускаются  $\pi$ -мезоны и протоны и соответственно  $\pi^0$ -мезоны и нейтроны.

В этой работе для некоторого числа звёзд была измерена энергия первичных частиц вплоть до  $10 \cdot 10^9$  эв.

Основное заключение, к которому пришли авторы, сводится к тому, что первичные частицы с энергией до 10 Бэв при расщеплении ядер создают только  $\pi$ -мезоны и не создают тяжёлых мезонов.

В следующей работе, Даниеля и др.<sup>31</sup>, при помощи некоторых новых приёмов авторам удалось проанализировать состав вторичных частиц звёзд, генерированных частицами с ещё большими энергиями.

Зависимость плотности зёрен от  $p_\beta^3$  имеет характер, приведённый на рис. 25. Плотность зёрен с увеличением  $p_\beta^3$  падает, имеет довольно широкий минимум около значения 500 Мэв и затем возрастает на 10% и далее не меняется. Поскольку было возможно,

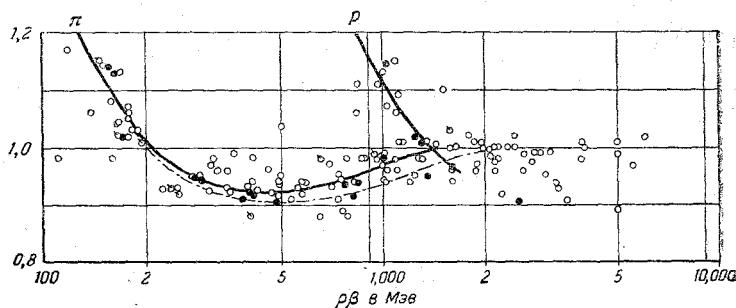


Рис. 25.

отбирались звёзды, в которых первичная частица имела  $\frac{p_\beta^3}{\mu c} > 10$  и длину пути в эмульсии  $> 4$  м.м. Измерения этих треков давали возможность определить плотность зёрен для ультраквантитатской области ( $g_0$ ) с точностью 2,5%. Отобрав звёзды, в которых первичные частицы имели энергии больше 5 Бэв и меньше 50 Бэв, т. е. среднюю энергию  $\sim 15$  Бэв, авторы обнаружили, что вторичные частицы в звёздах суть  $\pi$ -мезоны и протоны и что число тяжёлых мезонов, если они и есть, мало по сравнению с числом  $\pi$ -мезонов.

Следующую ступень энергии первичных частиц авторы могли выделить, рассматривая особый род ливней, так называемые «струи». «Струи» — это расщепления, в которых вторичные частицы с релятивистской ионизацией направлены вперед по направлению первичной частицы узким конусом, причём число серых или чёрных треков в них мало, или равно нулю. Примеры таких струй приведены на рис. 26.

Энергию первичной частицы в этих случаях можно определить приблизительно по соотношению

$$\gamma_p = \frac{2}{\eta^2},$$

где  $\gamma_p$  — энергия первичной частицы в массах протона, а  $\eta$  — средний угол расхождения ливня. Отобранные струи соответствовали

энергиям первичных частиц  $> 50$  Бэв и средней энергии  $\sim 500$  Бэв. Среди вторичных частиц этих звёзд оказалось много тяжёлых мезонов со средней массой  $\sim 1300m_e$ .

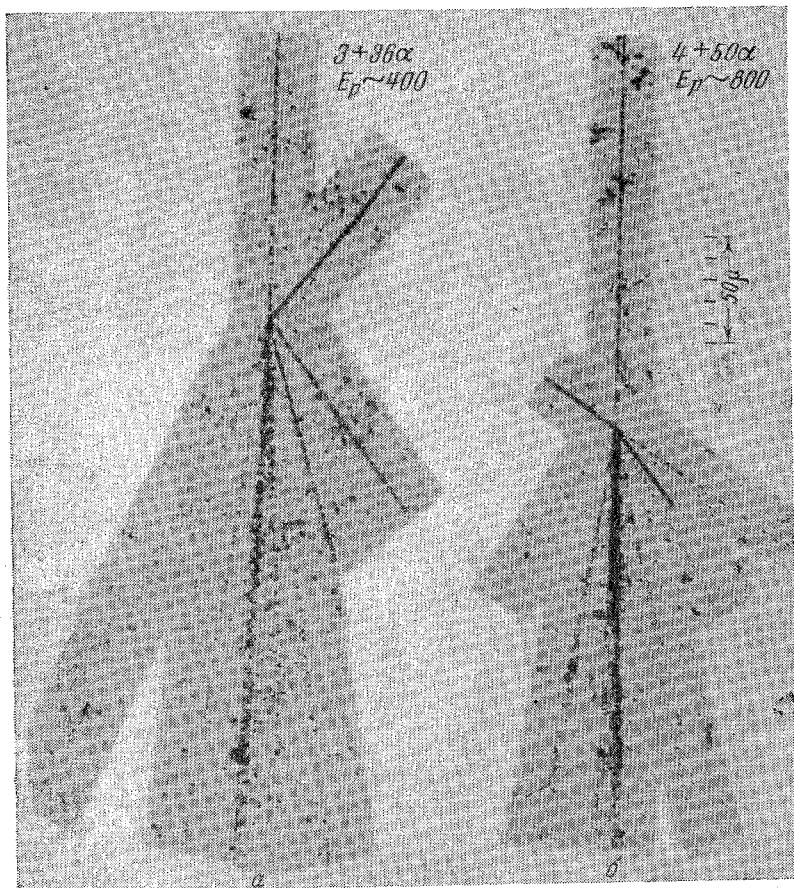


Рис. 26.

На рис. 27а и 27б приведены  $p\beta$  и  $g^*$  для вторичных частиц звёзд, образованных первичными частицами с энергиями:

а)  $E = 10 - 50$  Бэв,  $\bar{E} = 30$  Бэв;

и

б)  $E > 50$  Бэв,  $\bar{E} = 300$  Бэв.

На этих рисунках приведены расчётные кривые для  $\pi$ - и  $K$ -мезонов и протонов и из них видно, что чем больше энергия

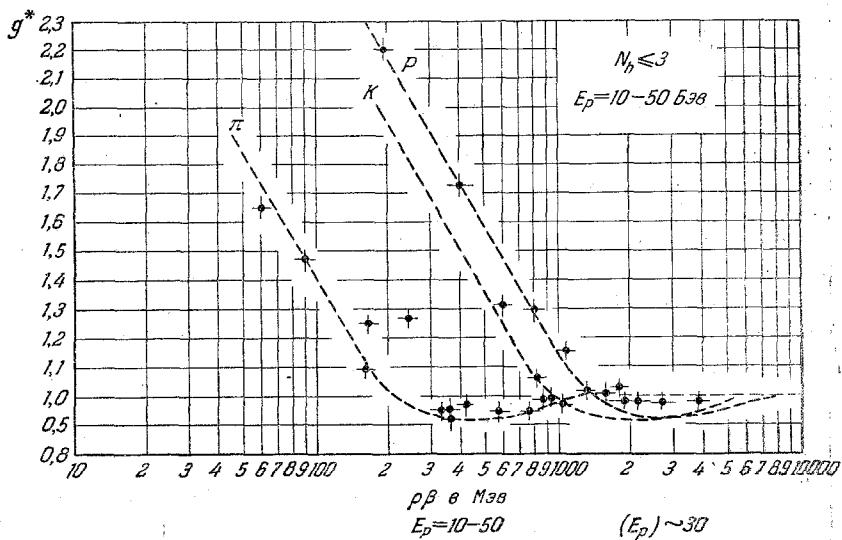


Рис. 27а.

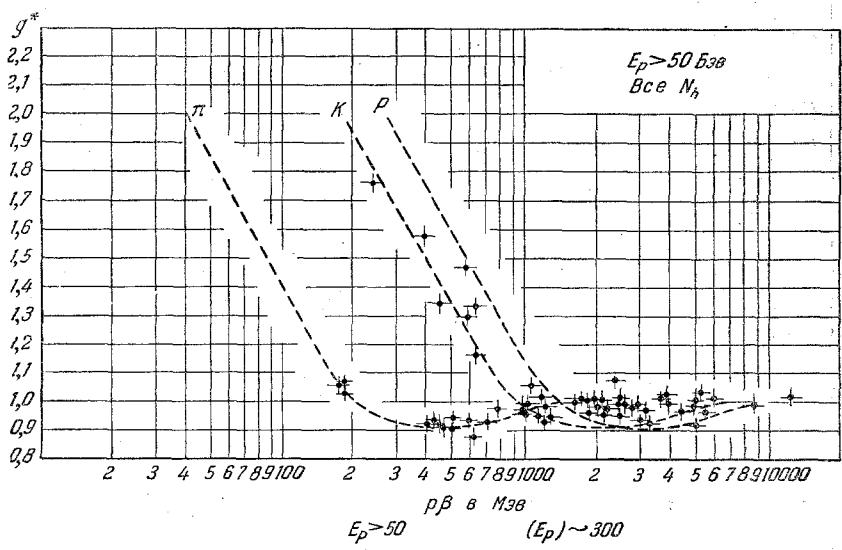


Рис. 27б.

первичных частиц, тем больший процент  $K$ -частиц образуется в звёздах.

Если ограничиться только  $\pi$ -мезонами и  $K$ -мезонами и протонами с ионизующей способностью больше 1,2 минимальной (а таковы условия наблюдения в некоторых других методах, например в методе масс-спектрометра), то при средней энергии первичных частиц 30 Бэв на  $3\pi$ -мезона приходится 1 мезон с массой  $520 \pm 70 m_e$ , 1 мезон с массой  $\sim 1300 m_e$  и 2 протона, а при 3000 Бэв ни одного  $\pi$ -мезона, 4 $K$ -мезона и 2 протона.

Авторы дают соотношение между числом  $\pi$ - и  $K$ -мезонов, стараясь по возможности учесть и те и другие полностью.

В таблице XIX приведены их данные для разных энергий первичных частиц и для разных интервалов  $p\beta$  вторичных частиц.

Таблица XIX

Средняя энергия первичных частиц	$p\beta \leq 1$ Бэв				$p\beta \leq 7$ Бэв			
	$N_K$	$N_\pi$	$N_p$	$N_K/N_\pi$	$N_K$	$N_\pi$	$N_p$	$N_K/N_\pi$
$E > 50$ Бэв $\bar{E} \sim 300$ »	6	14	1	0,43	15	37	6	0,4
$E > 50$ Бэв $\bar{E} \sim 500$ »	6	11	1	0,36	8	22	4	0,36
$E = 10-50$ Бэв $\bar{E} \sim 30$ Бэв	2	11	3	0,18	3	19	3	0,16

Согласно новым данным и в области меньших энергий первичных частиц доля тяжёлых мезонов вполне заметная и не так мала, как это сообщалось в первых работах. Именно согласно этим данным вторичные частицы с энергиями  $> 1,1$  Бэв, образуются в следующих соотношениях (табл. XX).

Таблица XX

Энергия первичной частицы	0—10 Бэв	10—50 Бэв	50 Бэв
$N_K/N_\pi$ . . . . .	0,05	0,10	0,5
$N_\zeta/N_\pi$ . . . . .	0,03	0,04	0,10

В заключение следует отметить, что вопрос о том, какой именно из тяжёлых мезонов рождается в звёздах, не решён. Повидимому, у бристольской группы имеются основания полагать, что рождается  $\chi$ -мезон, а не  $K$ -мезон.

Однако в полученных нескольких фотографиях звёзд, в которых зарождались медленные тяжёлые мезоны, значения массы тяжёлого мезона в двух случаях с большой вероятностью меньше массы  $\chi$ -мезона.

Две таких фотографии были получены итальянскими физиками Леви-Сетти и Томасини<sup>32</sup>, одна — группой норвежских авторов Исааксен и др.<sup>33</sup>.

В фотографиях первых авторов тяжёлый мезон, зародившись в звезде, после 4500  $\mu$  пути в фотоэмulsionии испытал распад на заряженную частицу (тип  $K$ -распада). Масса, определённая по частоте разрывов между зёрнами и пробегу, а также по параметру рассеяния и пробегу, оказалась  $1040 \pm 90 m_e$ , т. е. заведомо меньше массы  $\chi$ -мезона.

Точно так же и у норвежских авторов медленный тяжёлый мезон, родившийся в звезде, остановился в фотоэмulsionии и испытал распад, испустив также одну вторичную частицу — повидимому  $\mu$ -мезон. Длина пути тяжёлого мезона была 14 000  $\mu$  и масса, определённая теми же способами, оказалась  $940 \pm 140 m_e$ .

Леви-Сетти и Томасини обнаружили ещё один случай рождения тяжёлого мезона в звезде, но в этом случае масса его оказалась уже значительно большей, а именно  $1380 \pm 210 m_e$ , т. е. гораздо ближе к массе  $\chi$ -мезона. Наконец, отмечен случай рождения в звезде  $\tau$ -мезона.

Среди всех тяжёлых мезонов, повидимому, особое место следует отвести  $V_1^0$ -частицам, имеющим массу больше массы протона. Вряд ли можно предположить, что  $V_1^0$ -частица может, хотя бы в части случаев, распадаться по схеме, в которой не было бы нуклеона (т. е. протона), например, на два тяжёлых мезона. Существование такого механизма распада привело бы к неустойчивости ядерного вещества. Естественно считать  $V_1^0$ -частицу неким возбуждённым состоянием нейтрона и, таким образом, причислить её к классу нуклеонов. Соответственно, спин  $V_1^0$ -частиц должен быть полуцелый. Подтверждением такой точки зрения служат несколько наблюдений, в которых, повидимому, удалось обнаружить  $V_1^0$ -частицу в ядре.

Первое такое наблюдение было сделано Данишем и Пниевским<sup>34</sup> в фотоэмulsionии (рис. 28).

Из звезды  $A$  с очень большим числом исходящих частиц (произошло расщепление ядра серебра или брома) исходила одна сильно ионизующая частица ( $f$ ), являющаяся ядром с зарядом около 5. Пройдя 60  $\mu$  пути в фотоэмulsionии, частица эта остановилась, и в

конце трека возникла новая звезда (*B*), состоящая из четырёх треков. Из этих четырёх треков особое значение имеет трек (3), имеющий малую плотность зёрен, соответствующую большой скорости частицы. Если принять этот трек за трек протона, то энергия

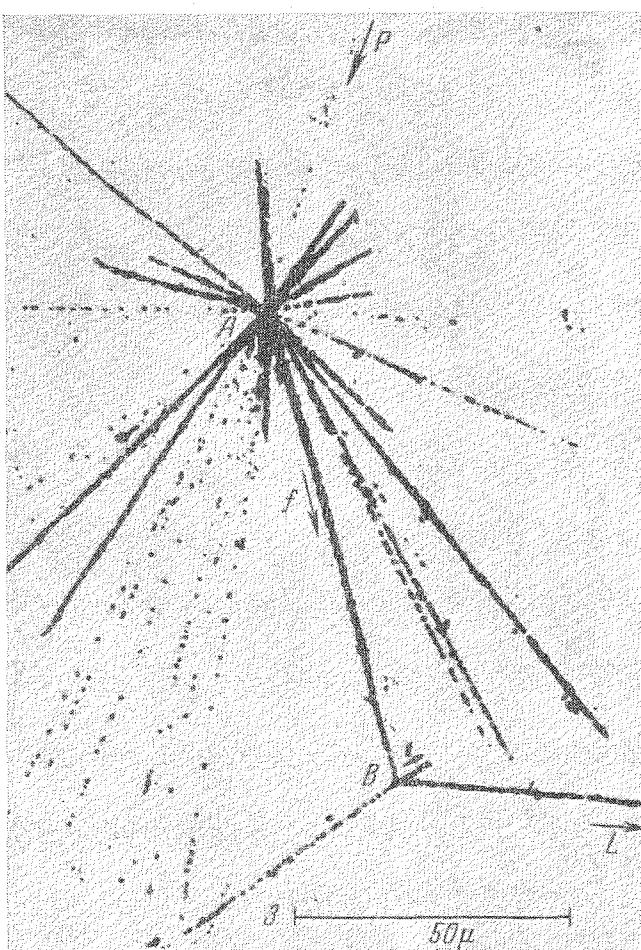


Рис. 28.

его будет равна  $82 \text{ Мэв}$ . Сумма кинетических энергий частиц, испущенных во второй звезде,  $140 \text{ Мэв}$ . Трудно допустить, чтобы ядро — осколок, получив такое высокое возбуждение в процессе расщепления, давшего первую звезду, сохранило бы это возбуждение в течение времени  $3 \cdot 10^{-12}$  сек. вплоть до своей остановки.

Более естественно предположить, что  $V_1^0$ -частица существует не только в свободном состоянии, но и в связанном состоянии в составе ядра. В осколке ядра в процессе расщепления один из нуклеонов мог перейти в возбуждённое состояние, т. е. в  $V_1^0$ -частицу, которая, будучи неустойчивой и в ядре, после остановки осколка испытала распад.

Аналогичный случай наблюдали Крюссер и Морелль<sup>35</sup>. Наблюденный ими случай интересен тем, что из осколка ядра ( $\alpha$ -частицы или ядра лития) в точке его остановки были испущены  $\pi$ -мезон и протон и сумма кинетических энергий частиц была  $\sim 46$  Мэв, в близком соответствии с энергией распада  $V_1^0$ -частиц.

Тидман и другие<sup>36</sup> также нашли случай распада осколка ядра с большим выделением энергии. В их случае энергия, испущенная при распаде ядра — осколка, была 50—70 Мэв.

В связи со всем сказанным естественно возникает вопрос: не существует ли и заряженная неустойчивая частица, подобная  $V_1^0$ -частице, т. е. возбуждённый протон. Некоторое указание на это появилось в последнее время. Бонетти и др.<sup>37</sup> удалось в фотоэмulsionи обнаружить чрезвычайно длинный трек — 15 000  $\mu$  — частицы, которая при остановке испустила лёгкую частицу. Трек вторичной частицы был очень коротким (120  $\mu$ ) и поэтому вторичной частицы установить с определённостью не удалось. Можно было только высказать утверждение, что она не является электроном. Масса первичной частицы, определённая методом рассеяния, оказалась равной  $2500 \pm 345 m_e$ .

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Le Prince-Ringuet et Lhermitte, C. R. 219 (1944).
2. А. А. Алиханян, А. Алиханов, В. Морозов, Г. Мусхелишвили и А. Хримяк, ДАН 58, № 7, 1321 (1947).
3. G. D. Rochester and C. C. Butler, Nature 160, 855 (1947).
4. Brown, Camerini, Fowler, Mairgheas, Powell and Riston, Nature 163, 82 (1949).
5. А. Алиханян, И. Гуревич, Д. Самойлович и Х. Бабаян, ЖЭТФ 19, 667 (1949).
6. Harding, Phil. Mag. 41, 405 (1950).
7. А. Алиханов и Г. Елисеев, ЖЭТФ 21, 1009 (1951).
8. А. Алиханян, А. Дадаян, Н. Шостакович, Г. Акопян и М. Дайон, ДАН 80, № 1, 37 (1951).
9. А. Алиханян и А. Алиханов, ЖЭТФ 21, 1029 (1951).
10. А. Алиханян, А. Дадаян и Н. Шостакович, ДАН 82, 693 (1952).
11. В. Харитонов, Г. Марикян и А. Алиханян, ДАН 80, 201 (1951).
12. A. I. Seriff, R. B. Leighton, C. Hsiao, E. W. Cowan and C. D. Anderson, Phys. Rev. 78, 290 (1950).
13. R. Argenteros, K. H. Bakker, C. C. Butler, Cachon, A. H. Chapman, Nature 167, 501 (1951).

14. H. S. Bridge and M. Annis, Phys. Rev. **82**, 445 (1951).
15. R. W. Thompson, H. O. Cohn and R. S. Flum, Phys. Rev. **83**, 175 (1951).
16. R. Armenteros, K. H. Bakker, C. C. Butler and A. Cachon, Phil. Mag. **42**, 1113 (1951).
17. C. D. Anderson, R. B. Leighton, F. H. Shelton and S. D. Wanloss, Phys. Rev. **87**, 183 (1952).
18. S. D. Wanloss, R. B. Leighton, W. L. Alford, C. D. Anderson, F. H. Shelton, Phys. Rev. **87**, 183 (1952).
19. P. H. Fowler, M. G. K. Menon, C. F. Powell and O. Rochat, Phil. Mag. **42**, 1040 (1951).
20. P. E. Hodgson, Phil. Mag. **42**, 1060 (1951).
21. C. O'Cellaigh, Phil. Mag. **42**, 1032 (1951).
22. M. Ceccarelli, N. Dallaporto, M. Merlin, A. Rostagni, Nature **170**, 454 (1952).
23. A. I. Herz, P. E. Hodgson and R. M. Tennent, Phil. Mag. **44**, 85 (1953).
24. R. B. Leighton and S. D. Wanloss, Phys. Rev. **86**, 426 (1952).
25. R. Armenteros, K. H. Bakker, C. C. Butler, A. Cachon and C. M. Iork, Phil. Mag. **43**, 597 (1952).
26. L. P. Astbury, P. Chippindall, D. D. Millar, I. A. Newth, D. I. Page, A. Rutzang A. B. Sehiar, Phil. Mag. **43**, 1283 (1952).
27. А. Алиханян и В. Харитонов, ДАН **85**, 295 (1952).
28. Danysz, Lock and Iekutieli, Nature **169**, 364 (1952).
29. Phil. Mag. **43**, 1283 (1952); Nuovo Cim. **9**, 1244 (1952); Sup. Nuovo Cim. № 2, 102 (1952).
30. Camerini, I. H. Davies, C. Franzinetti, W. O. Lock, D. H. Perkins and G. Iekutieli, Phil. Mag. **42**, 1261 (1951).
31. R. B. Daniel, I. H. Davies, I. H. Mulvey and D. H. Perkins, Phil. Mag. **43**, 753 (1952).
32. Levi-Setti and Tomassini, Nuovo Cim. **9**, 1244 (1952).
33. N. Isachsen, V. Vangen and S. O. Sørensen, Phil. Mag. **44**, 224 (1953).
34. M. Danysz and I. Pniewsky, Phil. Mag. **44**, 348 (1953).
35. I. Crussard et D. Morellet, C. R. **236**, 64 (1953).
36. D. A. Tidman, G. Davis, A. I. Herz and R. M. Tennent, Phil. Mag. **44**, 350 (1953).
37. A. Bonnetti, K. Levi-Setti, M. Panetti and G. Tomassini, Nuovo Cim. **10**, 345 (1953).