

электронами очень больших энергий — порядка многих сотен или тысяч мегаэлектронвольт.

Каскадное образование пар резко уменьшает проникающую способность сверхбыстрых электронов, в особенности в среде с тяжелыми ядрами, где вероятность образования пар велика и радиационная длина мала.

Для наблюдения процесса каскадного образования электронно-позитронных пар камеру Вильсона разделяют на несколько частей тонкими пластинками свинца толщиной от нескольких миллиметров (первые пластинки) до долей миллиметра (последние пластинки). Тогда электроны и позитроны, образованные в свинце и выброшенные в воздух, оставляют хорошо видимые ионизационные следы в промежутках между пластинками свинца. На рис. 374 показана одна из полученных таким образом фотографий каскадной электронно-позитронной лавины.

§ 98. μ-мезоны. Зависимость времени жизни неустойчивых частиц от скорости движения

Мезоны ¹⁾ — частицы с отрицательным и положительным зарядом, равным заряду электрона, со спином $\frac{1}{2}$ и с массой покоя, превосходящей приблизительно в 207 раз массу покоя электрона, — впервые были обнаружены в 1936 г. Андерсоном. Позже эти частицы получили название μ-мезонов (*мюонов*) в отличие от π-мезонов (*пионов*), открытых в 1948 г. Пууэллом, имеющих спин нуль и большую массу.

Андерсон обнаружил существование μ-мезонов, изучая состав жесткой компоненты космических лучей посредством камеры Вильсона, помещенной в магнитное поле и разделенной на отсеки пластинками платины. В последующие годы этим методом было получено множество фотографий ионизационных следов мезонов с отрицательными и положительными зарядами: μ⁻-мезонов и μ⁺-мезонов. Рис. 375 воспроизводит одну из таких фотографий. Сильно искривленный след *e* на этой фотографии образован электроном; *d* — ионизационный след мезона. На подлинных фотографиях ионизационные следы частиц различной массы — электронов, мезонов, протонов — заметно отличаются шириной и структурой. Уже по виду ионизационных следов Андерсон мог заключить, что часть

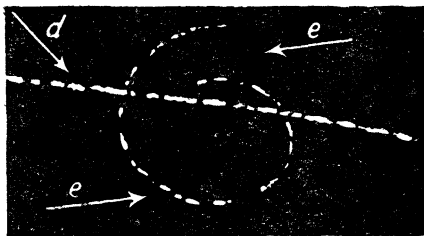


Рис. 375. Ионизационный след мезона (показан стрелкой *d*).

¹⁾ От греч. μέσος — средний.

частиц жесткой компоненты космических лучей имеет массу, промежуточную между массами протона и электрона. Более точная оценка массы мезонов была произведена Андерсоном и вслед за ним рядом других ученых по сопоставлению отклонения в магнитном поле с длинами их пробегов, характеризующими скорость мезонов.

Мезоны имеют несравненно бóльшую проникающую способность, чем электроны; их весьма большой пробег даже в столь плотных веществах, как свинец и платина, объясняется тем, что потеря энергии на тормозное излучение очень мала, так как она при всех остальных одинаковых условиях обратно пропорциональна квадрату массы движущейся заряженной частицы, т. е. для мезонов потеря энергии на тормозное излучение в 40 000 раз меньше, чем для электронов. В результате уменьшение энергии мезонов при их движении в веществе происходит практически только вследствие производимой ими ионизации. Мезон с энергией 200 *Мэв*, пронизывая пластинку платины толщиной 1 *см*, теряет не более 30% энергии и, стало быть, по выходе из пластинки обладает энергией около 140 *Мэв*. Электрон с той же начальной энергией, пронизывая ту же пластинку платины в 1 *см*, теряет, главным образом вследствие тормозного излучения, почти 98% своей энергии и, следовательно, после прохождения пластинки обладает энергией всего 4—5 *Мэв*.

Если учесть, что энергия быстрых протонов частью затрачивается на вызываемые ими ядерные превращения, то оказывается, что из всех частиц *μ-мезоны* обладают наибольшей проникающей способностью. Жесткая компонента космических лучей на уровне моря в основном состоит из *μ-мезонов*.

Мезоны возникают в результате ядерных превращений, вызываемых первичными космическими частицами. Большинство мезонов космических лучей образуется в стратосфере (*μ-мезоны* образуются при распаде *π-мезонов*; § 99).

Мезоны космических лучей достигают уровня моря с самыми разнообразными энергиями: от малых значений до 10 млрд. *эв*. и более. Мезоны с энергиями меньше 300 *Мэв* задерживаются наряду с электронами и позитронами слоем свинца 10 *см* и входят в состав мягкой компоненты; их весьма условно называют медленными¹⁾. Средняя энергия быстрых мезонов, входящих в состав жесткой компоненты, на уровне моря составляет приблизительно 3000 *Мэв*.

Исследования Виллиамса в 1940 г., подтвержденные и уточненные в последующие годы другими экспериментаторами, показали, что *μ-мезоны* являются нестабильными частицами и распадаются, подчиняясь статистическому закону радиоактивных превращений,

¹⁾ Скорость мезона при $E=300$ *Мэв* равна скорости электрона, имеющего кинетическую энергию 1,5 *Мэв*, и только на 3% меньше скорости света.

на электрон (или в случае μ^+ -мезона на позитрон) и нейтрино.

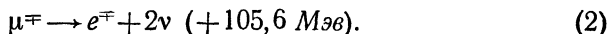
При распаде быстрых отрицательных и положительных μ -мезонов с энергией порядка миллиардов электроновольт возникают сверхбыстрые электроны и позитроны, уносящие (вместе с нейтрино) энергию распавшегося мезона; тормозные фотоны, создаваемые этими электронами, дают начало каскадному образованию электронно-позитронных пар (§ 97).

В 1948 г. Г. Б. Жданов и А. А. Хайдаров установили, что электроны и позитроны, образовавшиеся при распаде мезонов, почти утративших скорость («остановившихся» мезонов), имеют широкий спектр энергии. Их средняя энергия равна приблизительно $35 Mэв$, что соответствует $1/3$ энергии покоя мезона (для электрона $m_{э}^0 c^2 = 0,51 Mэв$, а для мезона

$$m_{мез}^0 \approx 207 m_{э}^0 \quad \text{и} \quad m_{мез}^0 c^2 \approx 106 Mэв).$$

Это означает, что при распаде мезона, кроме легкой заряженной частицы, возникает не одно (как при β -превращении), а два нейтрино. Если бы распад остановившегося мезона сопровождался, как предполагалось вначале, излучением одного нейтрино, то при одновременном сохранении энергии $106 Mэв$ и при равенстве импульсов двух частиц — электрона и нейтрино — энергия всех электронов распада была бы одинакова и равна $53 Mэв$.

Выброс двух нейтрино с антипараллельными ориентациями спинов обеспечивает при распаде μ -мезона сохранение спина $1/2$:



Измерения показали, что среднее время жизни остановившихся мезонов $\tau = 2,15 \cdot 10^{-6}$ сек.

Схема опытов по измерению времени жизни мезонов показана на рис. 376. Медленные мезоны улавливаются пластинкой свинца P , которая заключена между двумя рядами счетчиков Гейгера A и B . На рисунке толстой линией изображена траектория μ^+ -мезона, испытавшего распад в точке D с возникновением позитрона, траектория которого изображена тонкой линией. Когда мезон пронизывает один из счетчиков верхнего ряда A , то создаваемый при этом электрический импульс запускает «радиочасы», которые останавливаются импульсом любого из счетчиков второго ряда B . Измеренное таким образом время за вычетом промежутка, потребовавшегося для прохождения мезона и позитрона через пластинку, равно, очевидно, времени, в течение которого осуществляется распад остановившегося мезона.

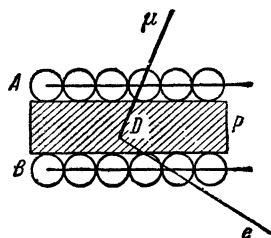


Рис. 376. Схема опытов по измерению времени жизни мезона.

В таких опытах используют *радиочасы* различных устройств. Например, иногда применяют прибор, в котором первый импульс тока от счетчиков *A* подключает к электронному осциллографу особый ламповый генератор, создающий высокочастотные колебания; второй импульс от счетчиков *B* безынерционно отключает от осциллографа цепь высокочастотных колебаний. В других радиочасах при первом импульсе начинается зарядка конденсатора определенной

емкости током определенной величины, а при втором импульсе зарядка прекращается. Измерение напряжения, возникающего на пластинах конденсатора, позволяет вычислить с большой точностью интервал времени между упомянутыми импульсами.

Итог одной из серий подобных измерений времени распада остановившихся мезонов представлен на рис. 377. Здесь по оси абсцисс отложены в микросекундах наблюдаемые промежутки времени между остановкой

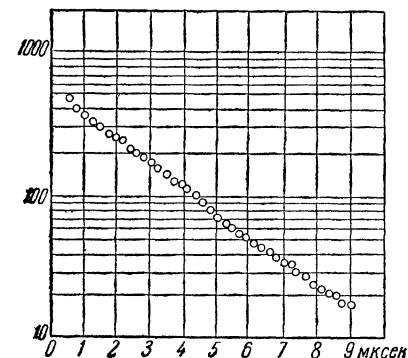


Рис. 377. Время жизни остановившихся мезонов.

(или почти полным замедлением мезона) и выбросом электрона, а на оси ординат в логарифмическом масштабе указано число мезонов, «проживших» после остановки дольше времени t , которое определяется абсциссами изображенных на рисунке кружков. Мы видим, что логарифм числа нераспавшихся за время t мезонов уменьшается со временем линейно, как это и должно быть по статистическому закону радиоактивного распада. Тангенс угла наклона прямой на рис. 377 определяет константу спонтанного распада мезонов или, что то же, величину $\frac{1}{\tau}$, где τ — средняя продолжительность жизни мезона:

$$\frac{1}{\tau} = - \frac{\Delta \ln N}{\Delta t}, \quad \tau = \frac{N}{-\frac{\Delta N}{\Delta t}}.$$

Если бы быстро движущиеся мезоны обладали тем же средним временем жизни, которое наблюдается для остановившихся мезонов, то средний пробег мезонов в атмосфере при их скорости, близкой к скорости света, не превышал бы 600 м ($l = ct = 3 \cdot 10^{10} \cdot 2 \cdot 10^{-8} \text{ см} = 6 \times 10^4 \text{ см}$). В действительности пробег мезонов в атмосфере во много раз больше. Это объясняется увеличением длительности всех периодических процессов (замедлением времени) для движения с большими скоростями, как это следует из теории относительности

[формула (14) § 5]:

$$t = \frac{t_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Соответственно возрастает и *среднее время жизни любой нестабильной частицы, когда ее скорость приближается к скорости света.*

Движение с большими скоростями как бы повышает устойчивость нестабильных частиц. Мы сталкиваемся здесь с эффектом, который вызывается теми же причинами, как и поперечный эффект Доплера; поэтому и здесь для пояснения можно воспользоваться соображениями (заменяющими представление о замедлении времени), аналогичными приведенным в § 83. В данном случае нужно учесть, что по квантовым законам *среднее время пребывания частицы на возбужденном энергетическом уровне обратно пропорционально* так называемой *ширине энергетического уровня* ΔE . В стационарных состояниях с наименьшей энергией, т. е. в совершенно устойчивых состояниях, энергия уровня имеет некоторое вполне определенное значение, т. е. стационарный энергетический уровень нижнего квантового состояния имеет нулевую «ширину» ($\Delta E = 0$ и $\tau = \infty$). Во всех квантово-возбужденных состояниях возможен некоторый разброс допустимых для такого состояния значений энергии, т. е. уровень обладает определенной «шириной» ΔE , которая по формуле (22) § 73 связана со средним временем жизни возбужденного состояния частицы соотношением

$$\tau \Delta E = \frac{h}{2\pi}. \quad (3)$$

Когда частица движется со скоростью v , близкой к скорости света c , то масса и полная энергия E частицы возрастают в отношении единицы к $\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$, но (как пояснено в § 83) квантовопревращаемая часть энергии частицы E_n и, следовательно, *ширина энергетических уровней* ΔE в той же пропорции уменьшаются. Поэтому и в соответствии с формулой (3) среднее время жизни τ в возбужденном состоянии при движении частицы со скоростью v превышает среднее время жизни τ_0 в том же возбужденном состоянии для остановившейся частицы в отношении $\frac{m}{m_0} = \frac{E}{E_0}$:

$$\tau = \tau_0 \frac{E}{E_0}. \quad (4)$$

Энергия быстрых мезонов в космических лучах на уровне моря имеет порядок 3000 Мэв , тогда как энергия покоя мезона составляет приблизительно 100 Мэв . Поэтому для быстрых мезонов космических лучей среднее время жизни в 30 раз превышает время жизни остановившегося мезона:

$$\tau \approx 30\tau_0 \approx 6 \cdot 10^{-5} \text{ сек.}$$

В связи с этим средний пробег мезонов в атмосфере равен 18 км ($l = c\tau = 3 \cdot 10^{10} \cdot 6 \cdot 10^{-5} = 18 \cdot 10^5 \text{ см}$), т. е. на пути 1 км только 5% мезонов претерпевают распад. Этот расчет подтверждается измерениями интенсивности жесткой компоненты космических лучей и сопоставлением числа быстрых μ -мезонов в стратосфере с числом мезонов, наблюдаемых на уровне моря.

При распаде быстрых μ -мезонов часть их большой энергии движения (в среднем $\frac{1}{3}$) передается электроном или позитроном распада ($\frac{2}{3}$ энергии уносят нейтрино). До момента распада быстрые мезоны в процессе ионизации воздуха сообщают некоторым из выбитых ими электронов (δ -электронам) очень большую энергию, нередко большую, чем получают в среднем электроны распада. Мезон с энергией 2000 $Mэв$ может сообщить δ -электрону максимально энергию 400 $Mэв$, но при энергии мезона 5000 $Mэв$ энергия δ -электрона может достигать 2000 $Mэв$.

Существование и неустойчивость мезонов были предсказаны до их открытия волномеханической теорией внутриядерных сил, предложенной японским физиком Юкава в 1935 г. (В теории Юкава были развиты идеи, высказанные Д. Д. Иваненко и независимо И. Е. Таммом в 1934 г.) Подобно квантам электромагнитного поля (фотонам), проявляющимся при взаимодействии электрона с ядром, в квантовомеханической теории ядерных сил, поясненной подробнее в § 112, выявляются свойства квантов поля внутриядерных сил (мезонов). В теории Юкава предусматривалось, что: 1) мезоны могут иметь заряд электрона или позитрона; 2) их масса покоя в 160—200 раз больше массы электрона; 3) мезоны неустойчивы и должны спонтанно распадаться на электрон (или позитрон) и нейтрино; 4) среднее время жизни мезона составляет по порядку величины миллионную долю секунды.

В 1937 г., когда были опубликованы результаты первых, сделанные Андерсоном, наблюдений мезонов, все физики склонны были отождествить μ -мезоны с «частицами Юкава». Однако в последующие годы (в особенности после опытов Конверси в 1947 г.) обнаружилось, что у μ -мезонов отсутствует как раз основное свойство «частиц Юкава»: *они в отличие от «частиц Юкава» не чувствительны к полю ядерных сил*. Если бы μ -мезоны играли ту роль во взаимодействии между нуклонами, которую приписывает мезонам теория Юкава, то вероятность захвата μ -мезонов ядрами в свинце и в других плотных веществах, как показывают вычисления, в 10^{12} раз превышала бы вероятность их спонтанного распада, т. е. распад мезонов в плотных веществах практически не наблюдался бы. В действительности положительные μ -мезоны никогда не захватываются ядрами атомов, а отрицательные μ -мезоны, хотя иногда и захватываются ядрами, но несоизмеримо реже, чем это должно было бы происходить для частиц Юкава.

Захват отрицательных μ -мезонов ядрами происходит в две стадии. Вначале медленный мезон захватывается кулоновскими силами ядра на стационарную боровскую орбиту, радиус которой вследствие большой массы мезона примерно в 200 раз меньше радиуса соответствующей электронной орбиты. В течение очень короткого времени μ -мезон переходит на ближайшую к ядру орбиту. Атомы с μ -мезоном называют *мезоатомами*. Мезоатомы неустойчивы,

и их среднее время жизни определяется либо средним временем жизни мезона, либо вероятностью захвата мезона ядром. В случае захвата мезона ядром один из ядерных протонов превращается в нейтрон с испусканием нейтрино (как при β^+ -превращении):



Вероятность захвата мезона ядром возрастает пропорционально четвертой степени атомного номера Z ; поэтому оказывается, что при $Z > 10$ (например, в железе, латуни и т. д.) отрицательные мезоны мезоатомов почти всегда захватываются ядром, тогда как в мезоатомах легких элементов захвата не происходит и наблюдается выброс электрона, возникшего вследствие распада мезона.

§ 99. π-мезоны

В 1947 и 1948 гг. Поуэлл, Окиалини и вслед за ними другие физики обнаружили в космических лучах присутствие мезонов, отличающихся от μ -мезонов свойством сильного взаимодействия с атомными ядрами, т. е. действительно аналогичных «частицам Юкава» (§ 98). Этот род мезонов стали называть π-мезонами (или пионами). Как и μ -мезоны, π-мезоны имеют заряд электрона (π^- -мезоны) или позитрона (π^+ -мезоны). Масса покоя π-мезонов приблизительно в $\frac{1}{3}$ раза больше массы покоя μ -мезонов:

$$m_{\mu^\mp} = 206,7 m_e, \quad \text{спин} = \frac{1}{2},$$

тогда как

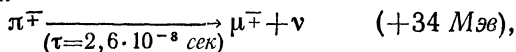
$$m_{\pi^\mp} = 273,2 m_e, \quad \text{спин} = 0.$$

В 1950 г. были открыты π-мезоны, не имеющие заряда, нейтральные π^0 -мезоны, которые иногда называли также *нейтретто*. Их масса покоя на несколько масс электрона меньше массы заряженных π-мезонов:

$$m_{\pi^0} \approx 264,2 m_e, \quad \text{спин} = 0.$$

(Существование нейтральных μ -мезонов не обнаружено.)

Как и μ -мезоны, π-мезоны являются неустойчивыми частицами и спонтанно распадаются с весьма малым средним временем жизни. При распаде заряженных π-мезонов образуются μ -мезоны и испускается нейтрино; нейтральные π-мезоны распадаются на два γ -фотона:



$$\pi^0 \xrightarrow{(\tau \approx 10^{-14} \text{ сек})} 2\gamma \quad (E_\gamma = h\nu = \frac{1}{2} m_\pi c^2 = 67,5 \text{ Мэв}).$$

Распад остановившихся π-мезонов приводит к образованию медленных μ -мезонов, обладающих во всех случаях энергией около 4 Мэв (при энергии нейтрино 30 Мэв); последнее обстоятельство