

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**ТЯЖЁЛЫЕ НЕСТАБИЛЬНЫЕ ЧАСТИЦЫ
(гипероны и K -мезоны)****А. О. Вайсенберг****СОДЕРЖАНИЕ**

Введение	361
--------------------	-----

I. Экспериментальные методы

I. 1. Фотоэмульсионная камера	363
I. 2. Экспонирование фотоэмульсий	367
I. 3. Методы отождествления частиц в эмульсии	369
I. 4. Камеры Вильсона и спектрометры	381

II. Методы анализа наблюдений

II. 1. Анализ динамических условий распада	395
II. 2. Определение среднего времени жизни по времени пролёта	400

III. Нейтральные частицы

III. 1. Введение	402
III. 2. V_1^0 -частицы; нейтральные гипероны Λ^0	403
III. 3. V_2^0 -мезоны; η^0 -мезоны	410
IV. Заряженные гипероны	424
V. Заряженные K -мезоны. VI. Заряженные $V^\pm$ -частицы. VII. Генерация гиперонов и K -мезонов и их взаимодействие с ядрами. Цитированная литература.	

ВВЕДЕНИЕ

Изучение тяжёлых нестабильных частиц, начавшееся в 1947—1948 гг., достигло особенно больших успехов в течение последних трёх лет. В эти годы удалось значительно уточнить полученные в 1947—1951 гг. предварительные данные о свойствах тяжёлых нестабильных частиц и получить надёжные данные о новых частицах. Такие успехи оказались возможными по следующим причинам. Во-первых, происходило

дальнейшее уточнение измерений с камерами Вильсона, сопровождавшееся, по мере накопления материала, увеличением его статистической точности. Во-вторых, многими лабораториями был освоен метод фотоэмульсионной камеры, сделавший доступным рассмотрению большие объёмы фотоэмульсии и позволивший проследивать следы частиц на протяжении сантиметров. В-третьих, в 1953 г. начал работать брукхаузенский космотрон, давший пучок протонов с энергией 2,2, а затем и 3 Бэв. С помощью быстрых протонов на космотроне удалось получить пучок π -мезонов с энергией 1,37 Бэв. Эти пучки дали возможность генерировать в лаборатории все известные из исследований космического излучения тяжёлые нестабильные частицы. Таким образом, в 1953 г. космическое излучение перестало быть единственным источником тяжёлых нестабильных частиц, подобно тому как в 1948 г. оно перестало быть единственным источником π -мезонов.

Наконец, большое значение в получении новых данных о природе нестабильных тяжёлых частиц сыграло то, что исследования их свойств производились многими группами исследователей, использовавшими, в особенности при измерениях с эмульсиями, аналогичные и согласованные методы измерений. Это позволило объединить полученные результаты и увеличило их надёжность и точность.

В настоящий обзор вошли в первую очередь данные по тяжёлым нестабильным частицам, рассмотренные на Конференции в Баньере-де-Бигор (июнь 1953 г.) и на Падуанской конференции (апрель 1954 г.). Эти данные были дополнены результатами наиболее важных исследований, выполненных позднее. Рассмотрение основных работ доведено до апреля 1955 г.

В соответствии с установившейся терминологией в обзоре используются следующие феноменологические обозначения частиц и распадов: V -частицей называется нейтральная (V^0) или заряженная ($V^\pm$) частица, распадающаяся на лету в камере Вильсона или в эмульсии. Примеры распадов V -частиц (V -распады) приведены на рис. 18, 33, 36, 60, 61 и др. S -частицей называется заряженная частица, останавливающаяся в пластине, расположенной в камере Вильсона или в эмульсии. Примеры распадов S -частиц (S -распады) приведены на рис. 19 и 46. В зависимости от своей массы покоя заряженные и нейтральные тяжёлые нестабильные частицы разделяются на гипероны (частицы с массой, большей массы нейтрона) и K -частицы (частицы с массой, промежуточной между массами π -мезона и нейтрона). Дальнейшие детали, касающиеся классификации и обозначений, приведены в тексте.

Обзор состоит из четырёх частей. В первой части рассмотрены, в общих чертах, существующие экспериментальные методы наблюдения тяжёлых нестабильных частиц и методы анализа данных (главы I и II). Вторая часть обзора посвящена заряженным и нейтраль-

ным гиперонам (главы III и IV), третья — K -частицам (главы V и VI), в последней части (глава VII) рассмотрены данные о ядерном взаимодействии тяжёлых нестабильных частиц и об условиях их возникновения в ядерных взаимодействиях большой энергии.

I. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ

I.1. Фотоэмульсионная камера

Появление в 1948 г. электронночувствительных эмульсий имело решающее значение для применения фотометода к исследованию тяжёлых нестабильных частиц. В эмульсиях старого типа можно было исследовать лишь распад π -мезонов. Новые эмульсии позволили приступить к изучению распадов, в которых образуются релятивистские вторичные частицы ($\mu \rightarrow e$ -распад, распад K -мезонов).

После 1948 г. наиболее важным усовершенствованием в эмульсионном методе наблюдения тяжёлых нестабильных частиц и вообще редких явлений в космическом излучении является фотоэмульсионная камера. Она представляет собой блок из большого числа уложенных друг на друга эмульсий без подложки. Такая камера, подобно обычным однослойным эмульсиям, экспонируется в стратосфере с помощью шаров-пилотов и спускается на парашюте. После обнаружения камера демонтируется, каждый эмульсионный слой обрабатывается как обычный эмульсионный слой и рассматривается под микроскопом. При этом траектория, выходящая из данного слоя, может быть прослежена в следующем слое и т. д., от слоя к слою. Метод фотоэмульсионной камеры сделал доступным рассмотрению большие блски эмульсии и тем самым позволил проследивать траектории частиц на протяжении сантиметров. Такое усовершенствование методов наблюдения имело несколько важных последствий. Если раньше в одиночных фотоэмульсиях, как правило, удавалось наблюдать только окончание пробега тяжёлой нестабильной частицы, причём быстрые вторичные частицы, возникающие при её распаде, почти всегда покидали эмульсию, не затормозившись в ней, то в эмульсионной камере часто удаётся наблюдать звезду, в которой возникла тяжёлая нестабильная частица, весь путь этой частицы в эмульсии до полной остановки и вторичные частицы, возникающие при её распаде. Увеличение длины рассматриваемых следов сильно увеличило статистическую точность определения массы останавливающихся в эмульсии тяжёлых частиц известными методами пробег — рассеяние или пробег — плотность зёрен. В тех случаях, когда энергии вторичных частиц, возникающих при распаде, не слишком велики, они также останавливаются в эмульсионной камере, что чрезвычайно облегчает их идентификацию. Так, например, π -мезоны и знак их заряда могут быть опознаны по $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распаду или по характерным σ -звёздам, μ -мезоны — по $\mu \rightarrow e$ -распаду и т. п. Зна-

ние пробега известных частиц позволяет определить их энергию с большой точностью, ограниченной, в случае длинных следов, точностью, с которой известно соотношение пробег — энергия.

Возможности нового метода видны из двух фотографий τ -распада, приведённых на рис. 1 и 2. На одной из них (рис. 1) показан

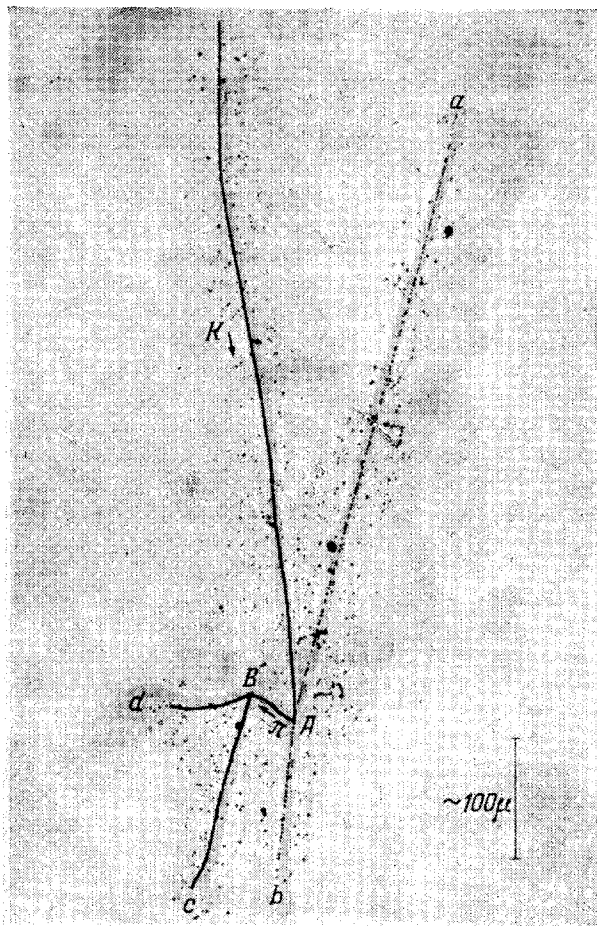


Рис. 1. Первый распад τ -мезона в электронночувствительной эмульсии (1949 г.). K — след мезона; π , a , b — следы трёх вторичных частиц¹.

первый, наблюденный Брауном, Камерини, Фоулером и др.¹ в 1949 г. распад τ -мезона в фотоэмульсии, второй снимок (рис. 2) представляет собой типичную картину распада τ -мезона, наблюдаемого в эмульсион-

ной камере (Дебенедетти, Гарелли и др.² в 1954 г.). Длина следа K , принадлежащего τ -мезону, на первом снимке несколько больше 3 мм и масса τ -мезона, измеренная по плотности зёрен и пробегу, равна $1080 \pm 160 m_e$. Из трёх π -мезонов, возникших при τ -распаде, оба положительно заряженных мезона покидают эмульсию, оставив в ней короткие следы, равные 2 мм и 0,12 мм, а третий, отрицательно заряженный π -мезон, захватывается ядром эмульсии в конце своего пробега и образует звезду. Второй снимок (рис. 2), полученный с помощью эмульсионной камеры из 40 слоёв эмульсии, даёт

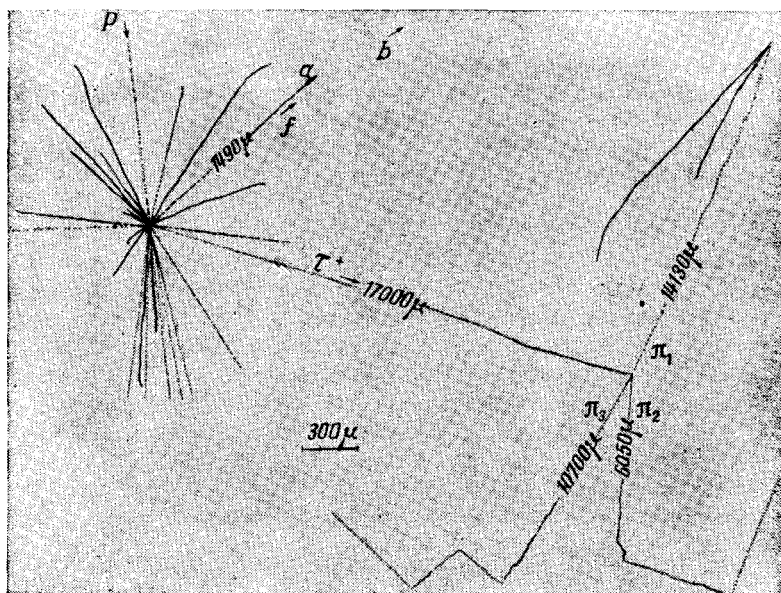


Рис. 2. Распад τ -мезона в эмульсионной камере (1954 г.). Два вторичных π -мезона испытывают $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распад, третий образует σ -звезду².

несравненно более полную картину рождения и распада τ -мезона и поведения вторичных частиц. На рисунке видна звезда типа $21 + 7p^*$), в которой родился τ -мезон. Его пробег в эмульсионной камере равен 17 мм. Две вторичные частицы, возникшие при распаде τ -мезона, останавливаются в эмульсии и дают после остановки характерный $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распад, что позволяет с уверенностью отождествить их с положительными π^+ -мезонами. Третья частица, не дойдя до остановки в эмульсии, образует двухлучевую σ -звезду, характер-

*) Обозначения бристольской группы: 21 — число сильно ионизирующих частиц («чёрные» и «серые» следы), 7 — число ливневых частиц; звезда образована протоном p .

ную для захвата ядром отрицательно заряженного π^- -мезона. Зная, что вторичные частицы являются π -мезонами и измерив их пробег, можно с большой точностью определить их кинетическую энергию Q , а следовательно, и массу мезона, равную трём массам π -мезона плюс масса, соответствующая энергии Q .

Рассмотренные достоинства метода эмульсионной камеры привели к тому, что в настоящее время исследования тяжёлых нестабильных частиц с одиночными эмульсиями почти не производятся. Так как продолжительное экспонирование эмульсионных камер в стратосфере и их обнаружение после спуска представляет собой технически трудную задачу, в последние годы некоторые лаборатории объединили свои усилия и провели в Италии (о. Сардиния) совместные экспедиции по подъёму эмульсионных камер в стратосферу. Первая такая экспедиция была проведена в мае — июле 1952³, вторая в июне — августе 1953 г.⁴ Некоторые детали техники подъёма эмульсий приведены ниже (см. раздел I, 2). Использувавшиеся во время второй Сардинской экспедиции фотоэмульсионные камеры состояли из 40 слоёв эмульсии Илфорд G5 с толщиной слоя 600 μ и поверхностью 15×10 и 15×15 см². Полный объём эмульсии в таких камерах равен 0,36 или 0,54 л. Между слоями эмульсии прокладывался слой тонкой папиросной бумаги толщиной 15 мг/см². Для облегчения прослеживания траекторий частиц от одного слоя к другому относительное положение слоёв фиксировалось с помощью узкого пучка рентгеновских лучей⁵. Аналогичный метод фиксирования относительного положения эмульсионных слоёв был применён ещё В. В. Алперсом в первых изготовленных им эмульсионных камерах⁶. Большие эмульсионные камеры были изготовлены бомбейской группой физиков. Их первые камеры^{7,8} имели 24 эмульсионных слоя, тогда как две последние камеры содержали 125 и 200 слоёв толщиной по 600 μ ⁹. Толщина этих камер (7,5 и 12 см эмульсии) была близка к линейным размерам поверхности эмульсии (15×15 см²). Объём эмульсии в этих камерах был равен 1,7 и 2,7 л, средний пробег частиц в них составляет 3,75 и 4,6 см, вместо 1,15 см в 24-слойных камерах, или 1,8 см в камерах Сардинской экспедиции. В качестве иллюстрации возможностей этих камер укажем, что Даниэль и Пал¹⁰ проследили испущенный из звезды τ -мезон через 90 эмульсионных слоёв: его пробег при этом был равен 8,7 см. В 1954 г. в Бристольской лаборатории были изготовлены камеры, состоящие из 80 — 90 слоёв эмульсии¹¹. В этой же лаборатории изготавливается¹² фотоэмульсионная камера, объём которой равен $36 \times 26 \times 15$ см³ = 14 литров, что в 5 раз больше объёма большой камеры бомбейских физиков⁹. Эта камера содержит 250 эмульсионных слоёв толщиной по 0,6 мм и весит больше 50 кг. Её предполагают поднять в стратосферу с помощью полиэтиленового цилиндрического баллона длиной 60 м и диаметром 15 м, наблюдение за которым будет производиться локационной установкой.

Изготовление и обработка фотоэмульсионной камеры и, в особенности, безошибочное прослеживание траектории частицы от слоя к слою связаны с большими трудностями, которые весьма сильно возрастают с увеличением числа слоёв*). Даже тщательно и плотно упакованные слои эмульсии имеют при экспонировании зазор, достигающий иногда до 0,1 мм. Поэтому точки выхода следа из слоя и входа в смежный слой не совпадают, а разделены неизвестным расстоянием, которое тем больше, чем менее круто идёт след (т. е., чем меньший угол он составляет с плоскостью эмульсии). Кроме того, возникающая при обработке эмульсии дисторсия делает невозможным одновременное совмещение входных и выходных точек для всех следов. Бомбейская группа указывает⁷, что следы релятивистских частиц в сильно облучённой эмульсии могут быть прослежены через много слоёв, если входные и выходные точки лежат вдоль линии следа на расстоянии, не большем 10—15 микрон. В первых эмульсионных камерах из 24 слоёв удалось добиться относительной юстировки соседних пластин при рассматривании их под микроскопом с точностью, не лучшей 50 μ . Этой точности было достаточно только для безошибочного прослеживания частиц с ионизацией, превышающей минимальную. Следует отметить, что вместо фиксирования относительного положения слоёв узким пучком рентгеновских лучей, производившегося в камерах Сардинской экспедиции, бомбейская группа воспользовалась имеющимися в облучённых в стратосфере эмульсиях следами первичных многозарядных частиц. Камеры со 125 и 206 слоями⁹ потребовали значительного усовершенствования методов относительной юстировки эмульсий и прослеживания траекторий. Вместо тонкой бумажной прокладки в этих камерах между слоями эмульсии помещалась сетка из нейлоновых нитей толщиной 18 μ , находящихся на расстоянии 1 см друг от друга. Нити перед установкой пропитывались в слабом растворе α -активного полония (30 μ кюри на 15 литров воды). Почернение от α -частиц P_{α} , испускаемых из нитей (пробег $\sim 25 \mu$), создавало на двух обращённых друг к другу поверхностях эмульсии общую координатную сетку. Положение линий этой сетки могло быть определено с точностью до 5 микрон. Относительное положение двух смежных эмульсионных слоёв на столике микроскопа могло быть фиксировано, благодаря наличию сетки с точностью до 20 μ . Этой точности, как указывалось выше, достаточно для прослеживания траекторий с минимальной ионизацией.

1.2. Экспонирование фотоэмульсий

Схема подъёмных устройств, использованных во второй Сардинской экспедиции 1953 г.⁴, приведена на рис. 3. Общий вес подъёмного устройства (без баллона) достигал 35 кг, из которых на долю

*) См. обзор А. А. Варфоломеева, УФН, том LVII, (1955).

контейнеров с фотоэмульсионными камерами приходилось около 10 кг. Баллон расширяющегося типа, наполненный водородом, был снабжён клапаном, который выпускал излишек газа, если устройство достигало слишком большой высоты и возникала опасность разрыва сильно расширившегося баллона. При потере высоты, вызванной утечкой или диффузией водорода из баллонов, срабатывало чувствительное к давлению балластное устройство, выбрасывавшее песок.

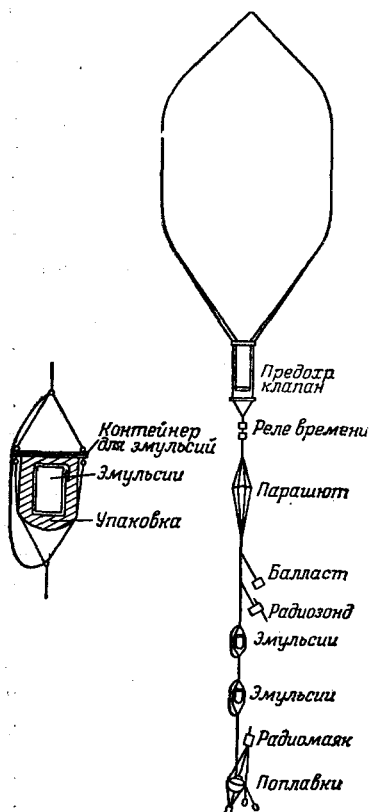


Рис. 3. Схема подъёмных устройств для экспонирования фотоэмульсионных камер в стратосфере.

устанавливалось, обнаружение поплавка производилось с помощью гидросамолёта и связанного с ним по радио небольшого судна, вышедшего в море заранее, с тем чтобы своевременно оказаться в районе падения. К поплавку были прикреплены пакеты медленно растворяющейся фосфоресцирующей краски, что позволяло обнаруживать поплавок ночью. Продолжительность подъёма баллонов до высоты 25—30 км составляла 1,5—2 часа, на этой

высоте баллон расширяющегося типа, наполненный водородом, был снабжён клапаном, который выпускал излишек газа, если устройство достигало слишком большой высоты и возникала опасность разрыва сильно расширившегося баллона. При потере высоты, вызванной утечкой или диффузией водорода из баллонов, срабатывало чувствительное к давлению балластное устройство, выбрасывавшее песок. Радиозонды, расположенные ниже балластных реле, передавали во время полёта сигналы давления. Полученные таким образом данные о высоте дополнялись результатами наземных наблюдений с аэрологическими теодолитами и телескопом. Реле времени, расположенное над парашютом, в конце полёта включало накали нихромовой проволоки, пережигавшей нейлоновую верёвку, прикрепляющую парашют к баллону. Подъёмы шаров-пилотов совершались с аэродрома на южной оконечности острова. Благодаря его небольшим размерам и удачному направлению ветров, эмульсии в большинстве случаев падали в море и удерживались на его поверхности поплавком. При этом контейнеры с фотоэмульсией находились в воде при относительно постоянной температуре, что является чрезвычайно существенным моментом во всей технике облучения: длительное нахождение эмульсий на суше под солнцем привело бы к их порче. На поплавке находился передатчик, сигналы которого пеленговались наземной станцией. После того как направление поисков

высоте баллоны находились в течение 5—9 часов. Всего было произведено 25 подъёмов, из которых около половины были полностью удачными. Экспонированные эмульсионные камеры были распределены между лабораториями, сотрудничавшими в организации экспедиции. Большая часть данных, опубликованных в 1953—1955 гг., была получена при исследовании эмульсионных камер Сардинской экспедиции 1953 г.

1.3. Методы отождествления частиц в эмульсии

1.3.1. Характеристика существующих методов. Здесь будут кратко рассмотрены современные методы отождествления частиц по их следам в фотоэмульсии. Отождествление частицы заключается в определении её заряда Z , массы m и кинетической энергии E . В принципе для определения этих трёх величин нужно произвести в фотоэмульсии три независимых измерения некоторых физических величин, зависящих от Z , m и E . Так как ионизация, создаваемая частицей, пропорциональна квадрату заряда, то следы однозарядных частиц в эмульсии легко отличимы от следов многозарядных частиц по своему виду, и для отождествления однократно заряженных частиц в эмульсии достаточно измерить не три, а любую пару величин, зависящих от m и E . Такими величинами являются, например, остаточный пробег частицы, останавливающейся в эмульсии (R), плотность зёрен в следе частицы (g), средняя длина промежутков между зёрнами ($\bar{l}$) или их число G , а также средний угол многократного рассеяния, испытываемого частицей в эмульсии ($\bar{\alpha}$).

Для частиц небольшой энергии, останавливающихся в эмульсии, параметром, который может быть измерен весьма точно, является остаточный пробег. В качестве второго параметра может быть взята любая из указанных выше величин или величины, связанные с ними известными соотношениями.

Измерения числа проявленных зёрен, длины промежутков и тем более среднего угла рассеяния являются чрезвычайно трудоёмкими задачами. Кроме того, на точность этих измерений могут влиять субъективные ошибки, вносимые наблюдателем. Поэтому в последнее время было предложено несколько способов измерения ионизации фотометрическими методами^{13—15}. Эти методы с успехом использовались для измерения масс тяжёлых нестабильных частиц, останавливающихся в эмульсии, когда вторым измеряемым параметром является остаточный пробег¹⁵.

Для частиц с большой кинетической энергией, не останавливающихся в эмульсии, измерение остаточного пробега R невозможно. Масса таких частиц определяется по плотности зёрен и среднему углу рассеяния. Ниже перечислены существующие методы отождествления частиц в эмульсии и области их применения.

Наименование метода	Обозначение	Область применения
Плотность зёрен — остаточный пробег	(g, R)	Сильно ионизирующие частицы, останавливающиеся в эмульсии
Средняя длина промежутков — остаточный пробег	$(\bar{l}, R)$	
Рассеяние — остаточный пробег	$(\bar{\alpha}, R)$	
Фотоэлектрическое измерение ионизации — остаточный пробег	(P, R)	
Средняя длина промежутков — рассеяние	$(\bar{l}, \bar{\alpha})$	Сильно ионизирующие частицы, не дошедшие до конца пробега в эмульсии
Плотность зёрен — рассеяние . .	$(g, \bar{\alpha})$	Частицы большой энергии, например ливневые частицы, первичные частицы, вызывающие звёзды, электроны большой энергии, вторичные частицы большой энергии, возникающие при распаде нестабильных частиц.

Большая часть методов определения массы медленных частиц, останавливающихся в эмульсии, требует измерения плотности зёрен, длины промежутков или фотоэлектрического измерения плотности почернения в следе. Эти величины зависят от условий проявления, что является их существенным недостатком. В отличие от этих методов, метод измерения массы $(\bar{\alpha}, R)$ не зависит от условий проявления, которые лишь в очень малой степени влияют на результаты измерения угла рассеяния.

1.3.2. Соотношение энергия — пробег. Пробег протонов в эмульсии для энергий от 1 до 40 Мэв был изучен экспериментально Баднером и др.¹⁶, Латесом и др.¹⁷, Ротблатом¹⁸ и другими исследователями. В результате этих измерений между энергией протона (в Мэв) и его пробегом в эмульсии (в μ) была

установлена следующая эмпирическая связь:

$$E = aR^n, \quad (1)$$

где a и n — постоянные, медленно меняющиеся с энергией.

Зная соотношение энергия—пробег для протонов, легко получить его для любых частиц с известными массой и зарядом. Действительно, теория даёт следующую зависимость ионизационных потерь $\frac{dE}{dx}$ от заряда Z и скорости частицы $\beta = \frac{v}{c}$:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{Z^2}{\beta^2} f(\beta, Z).$$

Интегрируя это выражение, получаем соотношение пробег — энергия в форме

$$R = \frac{\mu}{Z^2} F(\beta) = \frac{\mu}{Z^2} \varphi\left(\frac{E}{\mu}\right)$$

(μ — масса частицы, выраженная в массах протона), из которого следует, что величина $\frac{RZ^2}{\mu}$ зависит только от скорости частицы. Подставляя в соотношение энергия — пробег для протона (1) вместо R величину $\frac{RZ^2}{\mu}$, а вместо E — величину $\frac{E}{\mu}$, получаем соотношение энергия — пробег для частицы с массой μ и зарядом Z :

$$E = a\mu^{1-n} Z^{2n} R^n$$

или для однозарядной частицы:

$$E = a\mu^{1-n} R^n. \quad (2)$$

Произведя обработку своих данных методом наименьших квадратов, Браднер и др.¹⁶ получили следующие значения коэффициентов a и n для эмульсии Илфорд С2 в интервале энергий протонов 17 — 33 Мэв:

$$a = 0,251,$$

$$n = 0,581.$$

Для того чтобы перейти к электронночувствительной эмульсии Илфорд G5, используемой в эмульсионных камерах, следует значения пробегов для данной энергии уменьшить на 1%¹⁹. Обработав наиболее достоверные из существующих измерений пробегов протонов, Фай, Готтштейн и Гайн¹⁹ получили следующие значения коэффициентов a и n ($R > 700 \mu$) в эмульсии Илфорд G5:

$$\begin{aligned} a &= (0,281 \pm 0,005), \\ n &= (0,568 \pm 0,003). \end{aligned} \quad (3)$$

Это соотношение находится в согласии с результатами теоретиче-

ских вычислений Вигнера²⁰, которые могут быть выражены следующей формулой:

$$E = 0,2806 \cdot R^{0,563}. \quad (4)$$

Приведённые данные (3) дают представление о точности, с которой известно соотношение пробег — энергия для протонов с энергией до 40 Мэв (пробег 6,2 мм). Однако с точностью, определяемой коэффициентами (3), формула (4) может быть использована и для значительно больших пробегов, укладываемых в существующих эмульсионных камерах. Самой далёкой точкой в соотношении пробег — энергия для протонов²¹ является $E = 342,5$ Мэв, для которой получено $R = 92,68 \pm 0,25$ г/см³ для эмульсии с плотностью $3,81 \pm 0,01$ г/см². Вычисления энергии для этого пробега, произведённые по формуле (4), дают значение $E = 320$ Мэв, отличающееся от измеренного на 6%*).

Точность измерения пробегов в эмульсиях весьма велика: для больших пробегов она превосходит точность, с которой известно соотношение пробег — энергия. Так, например, пробеги для следов длиннее 0,5 мм, наклонённых к плоскости эмульсии не больше чем на 15°, могут быть измерены с точностью ~1% и лучшей. Относительная погрешность, вызываемая страглингом, для больших энергий может не учитываться: например, ошибка в измерении пробега, вызванная этой причиной, изменяется от 10 до 2% при изменении энергии протонов от 1 до 5 Мэв.

1.3.3. Отождествление частиц по плотности зёрен и пробегу. Из соотношения пробег — энергия (2), имеющего форму $\frac{E}{\mu} = a \left(\frac{R}{\mu} \right)^n$, следует, что для определения массы и энергии частицы знания пробега недостаточно. Необходимо произвести измерение ещё одной величины, зависящей от массы и энергии или от скорости. Такой величиной, является, например, удельная потеря энергии, выражение для которой можно получить, дифференцируя соотношение пробег — энергия:

$$\frac{dE}{dR} = an\mu^{1-n} R^{n-1} = an \left(\frac{R}{\mu} \right)^{n-1}. \quad (5)$$

Величина $\left(\frac{dE}{dR} \right)$ определяется по связанной с ней и легко измеримой плотности зёрен g , представляющей собой число зёрен, приходящееся на участок следа длиной 100 μ . Значение массы частицы получается непосредственно из (5):

$$\mu = \left(\frac{dE}{dx} \right)^{\frac{1}{1-n}} (an)^{\frac{1}{n-1}} R. \quad (6)$$

*) Более точные данные о соотношении пробег — энергия для протонов в эмульсии Илфорд G5 приведены в Рекомендациях по стандартизации в фотоэмульсиях²².

Из этого выражения следует, что если на некоторых участках следов двух частиц плотности зёрен одинаковы, то массы частиц пропорциональны остаточным пробегам.

Зная массу частицы и её пробег, можно по соотношению пробег — энергия определить и её кинетическую энергию.

Величина удельных потерь энергии определяется по однозначно связанной с ней плотности зёрен в следе. На рис. 4 приведена экспериментально установленная ²³ зависимость между плотностью зёрен g и удельной потерей

энергии $\frac{dE}{dx}$ для эмульсии

Илфорд G5. Этот график

начинается с минимальных

потерь энергии $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\min}$,

испытываемых в эмульсии

релятивистской частицей со

скоростью, близкой к скоро-

сти света. Минимальным поте-

рем энергии $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\min}$ соот-

ветствует минимальная плот-

ность зёрен $g_{\min}$. Из гра-

фика видно, что в элект-

ронночувствительной эмуль-

сии линейная зависимость

между g и $\frac{dE}{dx}$ сохраняет-

ся, начиная от $g_{\min}$ вплоть

до значений g , равных

$(3 \div 4) g_{\min}$.

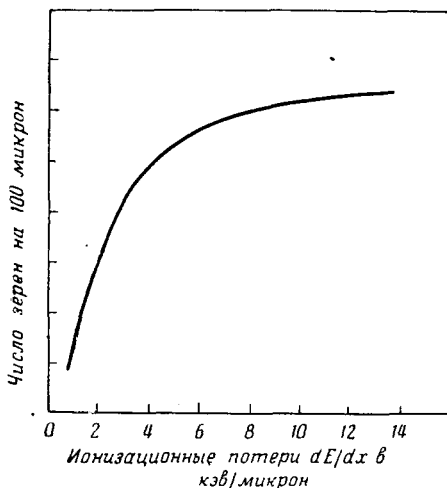


Рис. 4. Зависимость плотности зёрен g от потерь энергии $\frac{dE}{dx}$ для эмульсии Илфорд G5 ²³.

1.3.4. Методы счёта числа зёрен. Подсчёт числа зёрен в следе представляет собой простую задачу, если зёрна дискретны, а вуаль не слишком велика. Второе условие устанавливает для обычных эмульсий в качестве нижнего предела измеримой величины $g \sim 20$ зёрен по 100 микрон эмульсии, что соответствует среднему расстоянию между зёрнами в 5 микрон.

По мере увеличения ионизирующей способности частицы среднее расстояние между зёрнами уменьшается, отдельные зёрна перестают быть разрешимыми и сливаются в протяжённые сгустки (blobs). Пока число таких сгустков невелико по сравнению с числом зёрен ($g < 1,5 - 2 g_{\min}$), метод счёта зёрен остаётся применимым, при условии, что число зёрен n в каждом сгустке может быть оценено. В этих условиях такая оценка может быть сделана более или менее произвольным методом, если измерена длина сгустка l и известен средний диаметр зерна после проявления ($0,3 - 0,4 \mu$). Так, например, Фаулер и Перкинс ²⁴ считали, что $n = 2,4 l$. Чаше в этих

условиях применяется, однако, другой метод счёта, когда каждый сгусток считается за одно зерно (метод «счёта сгустков»). Этот метод имеет следующие преимущества перед непосредственным счётом зёрен:

- 1) более быстрый счёт,
- 2) уменьшение субъективных ошибок, связанных с наблюдателем и
- 3) при одном и том же числе отсчётов метод счёта сгустков даёт несколько лучшую статистическую точность, чем метод счёта зёрен.

На данном участке следа частицы число сгустков $g_{\text{сг}}$ несколько меньше числа зёрен $g_{\text{зёрен}}$. Между этими величинами существует следующее, почти очевидное соотношение ²⁵ $g_{\text{сг}} = g_{\text{зёрен}} \times e^{-\alpha g_{\text{зёрен}}}$, из которого видно, что для зёрен диаметром $\alpha = 0,3$ мм при $g_{\text{зёрен}} \approx 40$ зёрен на 100 микрон счёт зёрен и счёт сгустков даёт числа, отличающиеся на $\sim 12\%$.

1.3.5. Метод счёта числа или длины просветов. По мере того как частица приближается к концу пробега, возрастает её ионизирующая способность и увеличивается число сгустков. След сильно ионизирующей частицы в чувствительной эмульсии состоит из последовательности таких сгустков, разделённых разрывами. В этих условиях счёт зёрен невозможен, а определить число зёрен, основываясь на счёте сгустков, также весьма затруднительно, так как для больших сгустков пропорциональность между n и l нарушается. Это приводит к тому, что метод непосредственного счёта зёрен или сгустков оказывается применимым лишь к «тонким» следам слабо ионизирующих частиц. Так, например, при отождествлении возникающих при распаде K -частиц вторичных частиц, которые часто обладают большой энергией, как правило, используется метод счёта отдельных зёрен. Если же тяжёлая частица останавливается в эмульсии, то её ионизирующая способность велика, и в этих случаях используются другие методы измерения ионизирующей способности, как, например, метод счёта числа и длины просветов между сгустками зёрен, фотоэлектрические методы измерения ионизации или же измерение $\frac{dE}{dx}$ по числу δ -частиц, видимых в следе *).

На рис. 5 изображён видимый в поле зрения микроскопа характерный участок следа частицы, состоящей из зёрен и сгустков зёрен. Метод счёта просветов обычно используется для идентификации частиц, оставляющих следы подобного вида. В настоящее время существует несколько вариантов этого метода ^{26,27}, при которых измеряются либо интегральные характеристики следа (полное число просветов в следе, или число просветов, длина которых больше заданной, или полная длина просветов в следе), либо

*) Этот последний метод до сих пор применялся мало; он подробно рассмотрен в работе ²⁸.

дифференциальные характеристики (число просветов на единицу длины в следе, или длина просветов на единицу длины следа).

Все варианты этого метода измерения масс основаны на предположении, что ионизирующая способность частицы зависит только от её скорости. Поэтому, если следы частиц на каком-то участке имеют одинаковые дифференциальные характеристики, то массы



Рис. 5. Вид следа сильно ионизирующей частицы в эмульсии. Длина просветов равна $AB + CD + EF + \dots$

этих частиц пропорциональны остаточным пробегам подобно тому, как пропорциональны остаточным пробегам массы частиц с одинаковой плотностью зёрен.

Один из вариантов измерения массы интегральным методом счёта просветов используется группой политехнической школы^{26,31}. Он требует измерения полного числа просветов в следе и аналогичен перкинсовскому методу измерения массы частицы по полному числу зёрен в следе. Опыт показывает, что соотношение между полным числом просветов G и пробегом для протонов с достаточной точностью описывается соотношением, аналогичным соотношению пробег — энергия, а именно

$$G = aR^n,$$

где a и n — постоянные, зависящие от степени проявления пластинки. Так как число просветов на единицу длины $\frac{dG}{dR}$ зависит только от скорости частицы, т. е. $\frac{dG}{dR} = f\left(\frac{R}{\mu}\right)$,

то отсюда следует, что для частиц другой массы $G = a\mu^{1-n}R^n$, где μ — масса частиц в долях массы протона. На графике $\ln G$, $\ln R$ (см. рис. 6) эта зависимость для эталонных частиц (например, протоны) и частицы, масса которой измеряется, изобразится двумя параллельными линиями (пунктиром показаны пределы погреш-

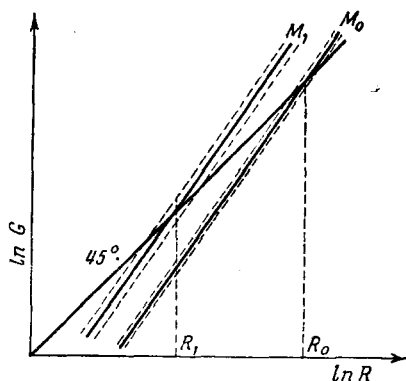


Рис. 6. Определение массы частицы по интегральному числу просветов. G — число просветов в следе с остаточным пробегом R ^{26, 31}.

ностей в определении этих линий). Пересекая эти две прямые прямой, идущей под углом 45° к координатным осям (метод Перкинса), получаем две точки (R_1, G_1) и (R_0, G_0) , для которых $\frac{R_0}{R_1} = \frac{G_0}{G_1} = \frac{\mu_0}{\mu}$. В качестве примера разрешающей способности этого метода приведём результаты определения масс для 40 протонов с пробегом от 4 до 10 мм и углом наклона к плоскости эмульсии $< \frac{10}{100}$. Приведённое на гистограмме рис. 7 распределение

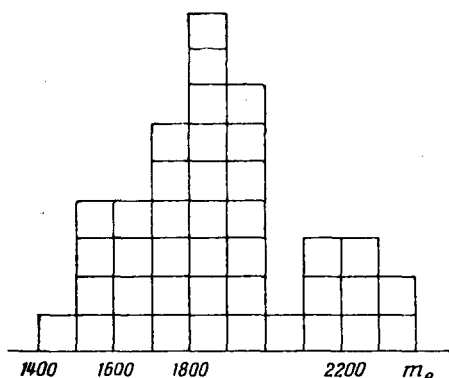


Рис. 7. Результаты измерения массы для 40 протонов методом интегрального числа просветов — пробег^{26, 31}.

масс характеризуется средним значением $1840 m_e$ и средним квадратичным отклонением $\sim 200 m_e$ ^{26, 31}.

Ритсон²⁹ усовершенствовал метод счёта просветов, сделав его автоматическим, чтобы обеспечить быстроту и точность наблюдений. Он подвёл к столику микроскопа механический привод, так что след двигался мимо окулярной нити с постоянной скоростью (100 μ в 4 минуты). В распоряжении наблюдателя было два счётчика, работавшие от источника импульсов. Один счётчик

работал непрерывно, другой только от кнопки, которая включалась на всё время, пока нить проходила просвет. Отношение показаний своих счётчиков непосредственно давало длину просветов, приходящихся на единицу длины следа. Барони и Кастаноли²⁹ использовали вариант этого метода для счёта величины $\bar{L}$.

1.3.6. Отождествление частиц по многократному рассеянию. Измерения среднего угла многократного кулоновского рассеяния, испытываемого частицей в эмульсии, дают возможность определить произведение $p\beta$ импульса частицы p на её скорость β . Такие измерения в эмульсии обычно заключаются в измерении проекции угла рассеяния на плоскость эмульсии*). Они могут быть выполнены несколькими методами. В угловом методе измерения угла рассеяния^{23, 32} след частицы разбивают на равные части (ячейки), обычно длиной t , кратной 100 μ , и измеряют углы между касательными к участкам следа в соседних ячейках.

*) Маббу-Штрюмберг разработал другой метод измерения рассеяния, в котором измеряется проекция угла рассеяния на плоскость, перпендикулярную плоскости эмульсии³⁰.

В настоящее время используется второй координатный метод измерения рассеяния, предложенный Фаулером^{23, 33}. Он называется также методом сагитты. Как и в угловом методе, след частицы разбивается на равные ячейки длиной t (рис. 8) и измеряется расстояние от оси x , определяемой направлением движения столика

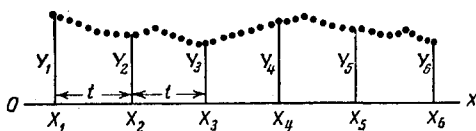


Рис. 8. Координатный метод измерения рассеяния.
 t — длина ячеек, на которые разбивается след³³.

микроскопа, до соответствующей точки следа. Разность двух соседних координат $s_i = y_i - y_{i-1}$ определяет наклон хорды, соединяющей начало и конец ячейки. Вторые разности $D_i = s_i - s_{i-1} = y_i - 2y_{i+1} + y_{i+2}$ являются мерой угла между двумя соседними хордами. По величинам D_1, D_2 и т. д. определяется среднее абсолютное значение второй разности $\bar{D} = \frac{1}{n} \sum_i |D_i|$, связанное

со средним углом отклонения частицы в эмульсии соотношением $\bar{D} = \bar{\alpha} \cdot t$.

Средний угол рассеяния однократно заряженной частицы следующим образом связан с произведением импульса на скорость ($p\beta$) частицы и с длиной ячеек t , на которые разбивается след^{23, 34}:

$$\alpha = \frac{K}{p\beta} \left(\frac{t}{100} \right)^{1/2}.$$

В этой формуле t измеряется в микронах, α в градусах, $p\beta$ — в Mev , а K — постоянная, медленно меняющаяся с энергией частицы и лежащая в пределах 22—28. Величина K , вычисленная на основании теории рассеяния Мольера, находится в согласии с экспериментальными определениями этого параметра, приведёнными для электронов и быстрых протонов известной энергии.

Величина $p\beta$ непосредственно определяет кинетическую энергию частицы в области сильно нерелятивистских и сильно релятивистских энергий ($p\beta = \frac{2E}{c}$ в первом и $p\beta = \frac{E}{c}$ во втором случае). Определив с помощью ионизационных измерений величину β или измерив пробег частицы и зная $p\beta$ из измерения рассеяния, можно определить массу и энергию исследуемой частицы.

Метод измерения массы и энергии частицы по рассеянию и остаточному пробегу, имеющий большее значение для выяснения природы останавливающихся в эмульсии тяжёлых нестабильных частиц, связан с трудностями, обусловленными быстрым увеличением

рассеяния по мере приближения частицы к концу своего пробега. Это ещё недавно заставляло разбивать след на несколько секций и определять средний угол рассеяния для каждой секции (разбитой в свою очередь на ячейки t). Разбиение следа на секции уменьшало статистическую точность измерения $\bar{\alpha}$, а получение среднего значения массы по значениям (α_i, R_i) в каждой секции требовало применения сложного метода уравнивания отсчётов³⁵.

В 1953 г. одновременно в нескольких лабораториях³⁶ был разработан усовершенствованный метод определения массы частиц по измерению рассеяния и пробега, получивший название «метода постоянной сагитты» и основанный на следующих соображениях. По мере приближения частицы к концу своего пробега в эмульсии её рассеяние увеличивается. Чтобы сохранить рассеяние на одну ячейку постоянным вдоль всего следа, необходимо, очевидно, разбивать след на ячейки, длина которых монотонно растёт по мере удаления от конца пробега. Закон, по которому должна меняться длина ячеек, чтобы среднее рассеяние в пределах ячейки оставалось постоянным вдоль всего следа, легко найти. Если $\bar{\alpha}$ — средний угол рассеяния для ячейки длиной 100 μ , то для ячейки любой длины (в 100 μ) средний угол рассеяния будет равен $\bar{\alpha}_t = \bar{\alpha} t^{1/2}$, и так как среднее значение второй разности $\bar{D} = \bar{\alpha}_t \cdot t$, то $\bar{D} = \bar{\alpha} \cdot t^{3/2}$. В нерелятивистском случае $\bar{\alpha} = \frac{\bar{D}}{t^{3/2}} = \frac{K}{p^3} = \frac{Kc}{2E}$. Подставляя $E = \frac{Kct^{3/2}}{2\bar{D}}$ в соотношение пробег — энергия $E = aM^1 - nR^n$, получаем:

$$\frac{Kt^{3/2}}{2\bar{D}} = bR^n M^{1-n}, \quad (7)$$

где b — постоянная.

Чтобы вторая разность оставалась постоянной вдоль всего следа, необходимо удерживать величину $Kt^{3/2}R^{-n}$ постоянной. Условие $Kt^{3/2}R^{-n} = \text{const}$ определяет «схему разбиения» следа на ячейки переменной длины. В пределах этой схемы можно использовать различные масштабы разбиения, определяющие конкретные длины ячеек. Оптимальная длина ячейки получается как компромисс между необходимостью иметь большое число ячеек для получения статистически достоверных результатов и необходимостью получить значительное отношение истинного рассеяния к рассеянию, вызванному посторонними причинами (отношение «сигнал : шум»). Численные таблицы схем разбиения для протонов, π - и τ -мезонов вычислены Фаем и др.¹⁹. Определив методом постоянной сагитты среднее значение второй разности для следов эталонных частиц (например, протонов или π -мезонов), можно, измерив $\bar{D}$ для исследуемой траектории, непосредственно получить массу частицы,

Действительно, из (7) следует $\bar{D}_0 = C_0 M_0^{n-1}$ и $\bar{D} = C_0 M^{n-1}$, откуда

$$\frac{M}{M_0} = \left(\frac{D_0}{D} \right)^{\frac{1}{1-n}}. \quad (8)$$

1.3.7. Точность измерения $p\beta$ по рассеянию. Точность измерения величины $p\beta$ методом рассеяния при условии исключения систематических ошибок ограничена уровнем «шумов» для величины второй разности $\bar{D}$. Эти шумы обусловлены следующими двумя основными причинами:

1. Проявленные зёрна асимметрично распределены вдоль траектории частицы, поэтому центр проявленного зерна не совпадает с траекторией.

2. Случайные нерегулярности в движении подвижного столика микроскопа.

Средняя ошибка, вызванная первой причиной, для релятивистских частиц в эмульсии Илфорд G5 составляет $\sim 0,07 \mu$. Величина второй ошибки является возрастающей функцией длины ячейки, благодаря чему уровень шумов в целом может быть выражен соотношением $\bar{D}_{NL} = kt^n$. В микроскопах Кука и Лейтца, специально предназначенных для рассматривания эмульсий, $n \sim 0,5$ и средняя ошибка, вызванная нерегулярностями в движении столика, $\sim 0,03 \mu$ для $t = 50 \mu$ и достигает $0,1 \mu$ для $t > 500 \mu$. Таким образом, в настоящее время $\bar{D}_{NL} \sim |0,05 - 0,10| \mu$, откуда для верхнего предела измеримого импульса $|\bar{D} \sim \bar{D}_{NL}|$ получаем:

$$(p\beta)_{\max} \approx t^{2/3} \text{ Мэв/с},$$

где t выражено в μ . Из этой формулы следует, например, что при длине ячейки 100μ максимальная измеримая величина $p\beta \sim 10^9 \text{ эв/с}$.

Применение специальных «бесшумных» микроскопов, подобных разработанному при участии Козикса микроскопа «Коришка», и применение специальных методов измерения, исключающих шумы, позволяют значительно увеличить этот предел, который для длинных следов может превышать 10^{10} эв/с ³⁶.

1.3.8. Ионизационные потери релятивистских частиц в эмульсии. Выше указывалось, что единственным методом отсчёда быстрой частицы, не останавливающейся в эмульсии, является измерение среднего угла многократного рассеяния, определяющего величину $p\beta$, и плотности зёрен, определяющей скорость частицы v . Для разрешения частиц с различными массами чрезвычайно важно поэтому с возможно большей точностью определить на опыте зависимость плотности зёрен от величины $p\beta$, или энергии или скорости быстрой частицы. Такие измерения были проделаны в последние годы многими исследователя-

ми^{23, 37-39}, воспользовавшимися следами быстрых частиц в фотоэмульсиях, облучённых в стратосфере. По величине рассеяния этих частиц определялась величина $p\beta$, а подсчёт числа зёрен или сгустков давал величину g . На рис. 9 и 10 приведены результаты

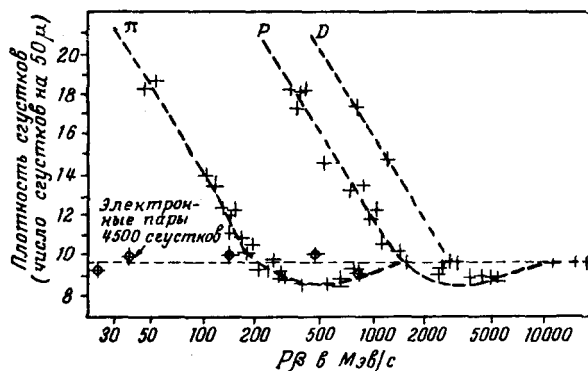


Рис. 9. Зависимость плотности сгустков g от $p\beta$ для релятивистских частиц в эмульсии³⁷.

Шапиро и Стайлера³⁷, измерявших длинные следы, дающие возможность точного определения величины $p\beta$. Все эти следы были обнаружены в одной пластинке Илфорд G5, экспонированной в течение 8 часов на глубине атмосферы 11 г/см². В этой работе

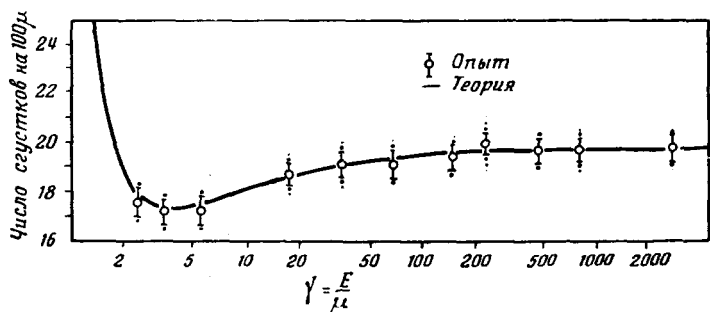


Рис. 10. Зависимость плотности сгустков от скорости для релятивистских частиц в эмульсии $\gamma = \frac{E}{mc^2} = \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right)$ ³⁷.

были промерены 43 следа вторичных частиц из ядерных расщеплений большой энергии, одиннадцать следов первичных частиц, вызвавших эти расщепления, и пять следов электронно-позитронных пар большой энергии. На рис. 9 приведена зависимость плотности зёрен от величины $p\beta$, на рис. 10 — от величины $\gamma = \frac{E}{mc^2}$, представляющей собой кинетическую энергию частицы, выраженную

в единицах энергии покоя mc^2 . При построении последней кривой для увеличения статистической точности ось γ была разбита на интервалы, содержащие приблизительно одинаковое число частиц. Из рассмотрения этих кривых следует, что плотность зёрен для всех частиц действительно описывается универсальной, в пределах точности измерений, кривой, зависящей только от параметра γ , т. е. от скорости частицы. По мере увеличения γ плотность зёрен сперва уменьшается, приблизительно обратно пропорционально β^2 , достигает минимума $g_{\min}$ при $\beta \sim 0,96$, а затем, в интервале $10 < \gamma < 100$, медленно возрастает, достигая при $\gamma \sim 100$ постоянного значения $g_{\text{пл}}$, сохраняющегося вплоть до $\gamma \sim 3000$. Величину насыщения можно характеризовать отношением $g_{\text{пл}}/g_{\min}$. По данным Шапиро и Стайлера³⁷

$$\alpha = \frac{g_{\text{пл}}}{g_{\min}} - 1 = 14 \pm 3\%.$$

По данным Войводица и Пиккупа³⁸ величина α близка к 10%. В настоящее время при определении ионизирующей способности релятивистских частиц по плотности зёрен принято указывать величину g^* , представляющую собой отношение измеренной плотности зёрен к плотности зёрен релятивистских частиц «на плато» («нормированная» плотность зёрен).

Наблюдаемое насыщение ионизационных потерь при $\gamma > 100$ находится в согласии с предсказаниями теории Ферми, учитывающей влияние поляризации среды, в которой движется частица, и с дальнейшими уточнениями этой теории²³.

1.4. Камеры Вильсона и спектрометры.

1.4.1. Основные типы установок. В этом разделе рассмотрены основные экспериментальные установки, в которых для изучения свойств тяжёлых нестабильных частиц используется камера Вильсона. Все эти установки управляются счётчиками Гейгера—Мюллера и могут быть разбиты на следующие типы:

1. Камеры Вильсона без пластин или с одной-двумя пластинами плотного вещества, помещённые в магнитное поле (магнитные камеры Вильсона).

2. Камеры Вильсона без магнитного поля, но с большим количеством пластин, дающие возможность опознавать частицы по ионизации, пробегу в пластинах, а также по многократному кулоновскому и ядерному рассеянию в них (многопластинные камеры Вильсона).

3. Установки, допускающие как магнитный анализ, так и анализ с помощью большого числа пластин.

Ниже будут кратко рассмотрены схемы, параметры и отличительные особенности основных установок, области их применения и типичные фотографии, полученные с их помощью.

Анализ работы магнитных камер Вильсона, используемых для исследования тяжёлых нестабильных частиц, был дан Блеккетом. Мы приводим взятую из его Вареннской лекции⁴⁰ таблицу основных параметров этих установок. (См. стр. 385). Схемы расположения камеры, магнита, поглотителей и управляющих счётчиков в некоторых типичных установках приведены на рис. 11—17.

1.4.2. Системы отбора тяжёлых нестабильных частиц. Управление камерой почти во всех работающих установках осуществляется системой счётчиков, разделённых свинцовыми поглотителями, выделяющей проникающие ливни большой энергии,

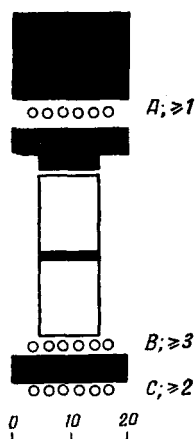


Рис. 11. Схема установки Манчестерской группы на Пик-де-Миди⁴¹.

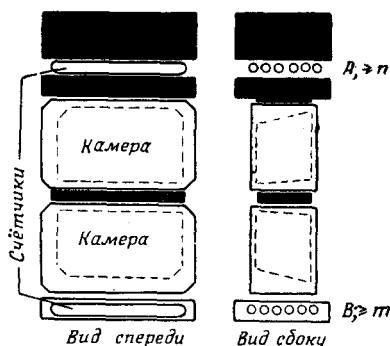


Рис. 12. Схема установки Пасаденской группы⁴².

как правило, большей 10 Бэв. Таким образом, существующие установки регистрируют тяжёлые нестабильные частицы, входящие в состав проникающих ливней. Почти во всех установках для регистрации ливней использовались совпадения импульсов в счётчиках Г.—М. Так, например, для расширения камеры в установке Манчестерской группы на Пик-де-Миди⁴¹ (рис. 11) необходимо было не менее чем шестикратное совпадение разрядов в трёх рядах счётчиков A , B и C : в ряду A должен был сработать не менее чем один счётчик, в ряду B — не менее трёх и в ряду C — не менее двух счётчиков (совпадения $A \geq 1$, $B \geq 3$, $C \geq 2$). Оценка показывает, что при таком управлении не меньше 80% срабатываний камеры на Пик-де-Миди вызваны ядерными взаимодействиями в свинце, имеющими среднюю энергию 20—40 Бэв. Установка Пасаденской группы^{42, 43} управлялась совпадениями (рис. 12) $A \geq n$, $B \geq m$, где в разных сериях опытов пары чисел (n, m) принимали значения (1, 3) или (2, 3). Способы выделения управляющих импульсов в остальных установках указаны на соответствующих рисунках.

Применение счётчиков Г.—М. для выделения проникающих ливней имеет тот недостаток, что прохождение нескольких частиц через один счётчик неотличимо от прохождения одной частицы. Поэтому некоторые исследователи ввели в систему управляющих счётчиков пропорциональные счётчики (Манчестерская группа на Юнгфрау-Йох ⁴⁴, Принстонская группа на Эхо-Лайк ⁴⁵ — рис. 13 и 14). В таких системах для возникновения импульса, управляющего расширением камеры, необходимо, чтобы импульс в пропорциональном

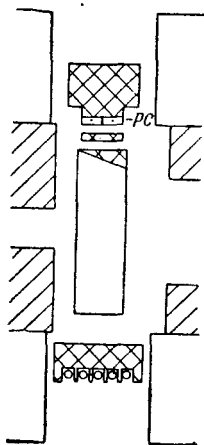


Рис. 13. Схема установки Манчестерской группы на Юнгфрау-Йох. Видны прорезы в полюсах магнита для освещения камеры. Два пропорциональных счётчика включены параллельно ⁴⁴.

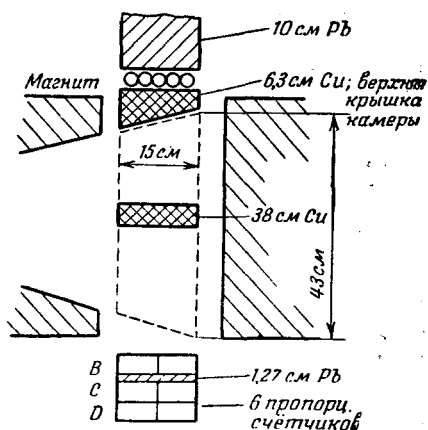


Рис. 14. Схема установки Принстонской группы ⁴⁵.

счётчике в заданное число раз превышал импульс минимальной ионизации от релятивистской частицы. Очевидно, что система с пропорциональными счётчиками позволяет осуществлять более гибкое управление камеры, так как число частиц в регистрируемом ливне может быть увеличено или уменьшено изменением величины минимального регистрируемого импульса от пропорциональных счётчиков.

В настоящее время ясно, что выделение проникающих ливней большой энергии не является единственно возможным или принципиально лучшим методом поиска тяжёлых нестабильных частиц. Такие ливни создаются главным образом протонами и нейтронами, спектр которых очень быстро падает с увеличением энергии. Так, например, на высоте 3—4 км число протонов и нейтронов с энергией, большей 10 Бэв, приблизительно в 50 раз меньше числа нуклонов с энергией от 1 до 10 Бэв. Если принять, что такие нуклоны примерно в 20 раз менее эффективны в смысле создания тяжёлых нестабильных

частиц, чем нуклоны первой группы (такое предположение согласуется с опытами на космотроне), то всё же получаем, что нуклоны с энергией 1—10 *Бэв* создают в 2,5 раза больше тяжёлых нестабильных частиц, чем более тяжёлые нуклоны. Поэтому система отбора, регистрирующая *K*-мезоны и гипероны из взаимодействий малых энергий, увеличила бы выход этих частиц. При этом, однако, возникает трудность, связанная с тем, что такая система отбора, выполненная обычными методами, отмечала бы также такие частые явления, как δ -частицы, связанные с быстрыми μ -мезонами, мягкие ливни и т. п. Это загрузило бы камеру Вильсона и свело бы на нет все преимущества возросшего выхода тяжёлых нестабильных частиц. Поэтому решение этой проблемы должно заключаться в разработке принципиально новых методов выделения тяжёлых нестабильных частиц, не связанных с регистрацией коррелированных частиц. Первая попытка в этом направлении была сделана Сальвини^{46—48}, поместившим в камеру Вильсона большой сцинтиллирующий кристалл. Отбирая сцинтилляционные импульсы, большие порогового значения, можно было сделать камеру Вильсона чувствительной к ядерным взаимодействиям умеренной энергии. Эта методика не была, однако, использована для отбора *V*-распадов. Баркер, Сард и Соверби⁴⁹ осуществили управление камерой Вильсона с помощью системы нейтронных счётчиков, надеясь таким образом повысить эффективность регистрации ядерных взаимодействий небольшой энергии. Этот метод не привёл к увеличению выхода *V*-частиц. Дальнейшие попытки разработать новые методы отбора были связаны с наблюдением остановившихся в пластинах *K*-частиц и будут рассмотрены в главе VI.

1.4.3. Выход *V*-частиц. Как видно из таблицы I, объёмы используемых для изучения *V*-частиц камер Вильсона лежат в пределах от 3,5 до 130 л. На первый взгляд может казаться, что увеличение размеров камер Вильсона должно сопровождаться пропорциональным возрастанием числа регистрируемых тяжёлых нестабильных частиц. Рассмотрение таблицы I показывает, однако, что между размерами камер и скоростью счёта *V*-частиц нет прямой пропорциональности. Сравним, например, обе установки Манчестерской группы, расположенные на Пик-де-Миди (2867 м) и на Юнгфрау-Йох (3460 м) (см. таблицу I и рис. 11 и 13). Камера Вильсона на Пик-де-Миди принадлежит к числу самых небольших: её объём (3,5 л) в 13 раз меньше объёма установки, расположенной на Юнгфрау-Йох. Несмотря на это, она регистрирует всего лишь в два раза меньше частиц, чем вторая установка, находящаяся к тому же на 600 м выше. Точно так же камера Политехнической школы объёмом 130 л регистрирует приблизительно столько же *V*-распадов, что и камера Манчестерской группы, расположенная в той же лаборатории на Пик-де-Миди. Причина такого несоответствия между размерами камер и числом наблюдаемых *V*-частиц лежит в системе

Таблица 1

Данные о магнитных камерах Вильсона, управляемых проникающими ливнями

Группа, высота	Размеры камеры (см)	Площадь горизон- тального сечения (см ²)	Телесный угол (сте- радиан)	Объем камеры (литры)	Поле (гаусс) и мощность	Прибли- тельное число V-частиц за неделю измерений	Время восста- новления	Максимальный измеримый импульс (Бэв/с)
Пик-де-Миди (2867 м)	25 (диаметр) × × 7 (глубина)	200	0,50	3,5	7500 (12 квт)	10	2 ¹ / ₂	10 для 10-см следов
Юнгфрау-Йох (3460 м)	50 × 50 × 18	900	0,36	45	6000 (30 квт)	20	4	4 для 25-см следов
Индиана (уро- вень моря)	55 × 27 × 12,5	340	0,11	18	7000 (40 квт)	2	4	50
[Принстон (3260 м)	40 × 40 × 15	600	0,38	24	5400 (30 квт)	20	2 ¹ / ₂	
Политехниче- ская школа (2867 м)	68 × 64 × 30	2040	0,40	130	2600 (250 квт)	12	6	15 для следов ~ 50 см
Пасадена (1600 м) (220 м) (220 м)	33 × 40 × 12 (2 камеры) 60 × 80 × 20 50 × 50 × 15 (1 камера)	400 1200 750	0,25 0,20 0,30	15 96 37	5000 (13 квт) 7200 4000	10 10	2	2—5 для длин- ных следов
Беркли (уровень моря)	50 × 40 × 12	480	0,20	24	8000 (15 квт)			

отбора по проникающим ливням. Действительно, частота фотографирования $\frac{1}{N_P}$ определяется суммой среднего времени ожидания проникающего ливня $\frac{1}{N_C}$ и времени восстановления камеры $T_R = \frac{1}{N_R}$:

$$\frac{1}{N_P} = \frac{1}{N_C} + \frac{1}{N_R}.$$

Отсюда следует, что при достаточно большом числе срабатываний управляющей системы N_C скорость фотографирования определяется временем восстановления камеры T . Так как N_C

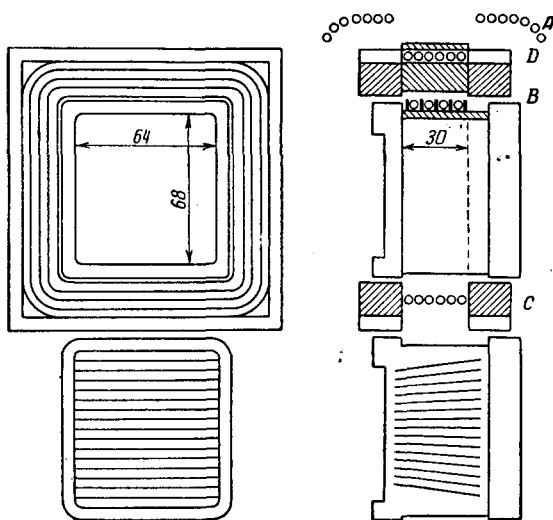


Рис. 15. Схема установки Политехнической школы ^{50, 51}.

очень быстро растёт с высотой (интенсивность проникающих ливней, отбираемых системой счётчиков, растёт с высотой по экспоненте, с длиной поглощения $z_0 \sim 120 \text{ г/см}^2$), то это приводит к тому, что при существующих системах отбора и при обычных временах восстановления $T_R \sim 2-6$ минут, по мере подъёма установки на большие высоты быстро наступает насыщение в частоте фотографирования N_P . Так, например, элементарный расчёт, приведённый в упомянутой выше лекции Блеккетта, показывает, что если число V -частиц, регистрируемых двумя камерами Вильсона с одинаковыми T_R , но с горизонтальными сечениями, отличающимися в 10 раз (200 и 2000 см^2), будут на уровне моря отличаться примерно в 10 раз, то отношение числа V -частиц, регистрируемых

этими двумя камерами, перенесёнными на высоту 3 км, будет равно всего лишь двум. Таким образом, увеличение размеров камер, работающих на больших высотах, приводит к далеко не пропорциональному увеличению скорости регистрации V -частиц. Увеличение размеров камер важно, однако, в других отношениях, так как позволяет наблюдать длинные следы V -частиц и продуктов их распада, что существенно для точного измерения импульсов частиц и углов между следами, для измерения времени жизни частиц по распределению точек распада в пространстве камеры, а также для исследования двойных распадов, когда одна из вторичных частиц также распадается, пройдя некоторый путь в камере. Этим объясняется стремление к увеличению размеров камер, а также появление установок со сдвоенными камерами, подобными установкам Пасаденской группы или группы Политехнической школы^{50, 51} (рис. 12 и 15).

Типичные случаи V^0 - и $V^\pm$ -распадов в магнитных камерах Вильсона приведены на рис. 31, 33, 60, 61.

1.4.4. Методы создания магнитного поля. Магнитное поле в существующих установках создаётся различными способами. В некоторых случаях применяется «безжелезный» способ создания магнитного поля с помощью двух коротких соленоидных катушек (катушки Гельмгольца), на оси которых в пространстве между катушками расположена камера Вильсона. Такой способ получения магнитного поля использован, например, в установке Политехнической школы, описанной ниже. Достоинствами метода двух соленоидных катушек являются возможность получения сильного однородного поля, сведения к минимуму количества тяжёлого вещества, окружающего камеру, и значительное облегчение условий фотографирования. Безусловным недостатком является большая мощность, рассеиваемая в соленоидных катушках, затрудняющая стабилизацию теплового режима камеры и удорожающая эксплуатацию. Например, соленоидные катушки установки Политехнической школы, создающие поле 2600 гаусс, потребляют мощность 200 *квт*. Применение железа в таких соленоидных катушках позволяет значительно уменьшить потребляемую мощность. При создании полей до 6000 гаусс применением железных полюсов и относительно лёгкого железного ярма можно достичь десятикратного снижения потребляемой мощности при приблизительно равном весе железа и меди⁴⁴. Так, например, магнит установки Манчестерской группы на Юнгфрау-Йох потребляет мощность 27 *квт* и создаёт магнитное поле 5200 гаусс для камеры размером $55 \times 55 \times 16$ см³ при общем весе меди и железа 6 и 8 т соответственно. На рис. 16 показано сечение электромагнита и положение камеры в электромагните Индианской группы⁵². Данные о параметрах этой установки приведены в таблице I. Аналогичный метод создания магнитного поля применён и в установке М. С. Козодаева и А. П. Филиппова⁵³.

Другим методом создания магнитного поля является использование постоянного магнита, подобно тому, как это было сделано в спектрометрах космического излучения Алиханяна и сотрудников⁵⁴⁻⁵⁶.

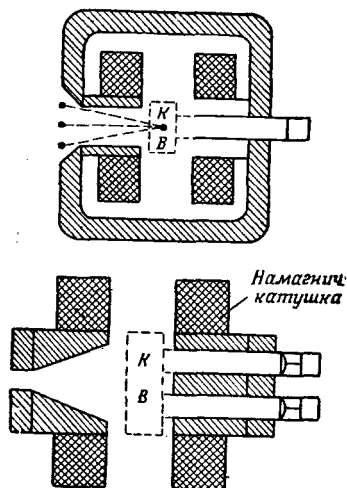


Рис. 16. Сечение электромагнита и камеры в установке Индийской группы⁵².

При полной стабильности поля во времени и отсутствии выделения тепла недостатком таких однажды намагниченных большим импульсом тока магнитов является невозможность менять величину и знак поля. Этот недостаток устранён в приборе Алиханова и Елисеева⁵⁷, где постоянный магнит, снабжённый намагничивающими катушками, имеет также мотор-генератор для перемагничивания. Разумеется, недостатком таких установок является большой объём дорогого магнитного сплава. Поэтому, например, в последней установке Алиханяна и сотрудников, где необходимо было получить большое поле в большом объёме и иметь возможность менять его величину, был использован электромагнит.

1.4.5. Точность измерения импульса в магнитных камерах

Вильсона. Представляет интерес оценить точность измерения импульса в существующих установках^{40, 58} и сравнить её с точностью измерения величины $p\beta$ в фотоэмульсии. Ошибки в измерении импульса в камерах Вильсона вызваны главным образом конвекцией газа в камере. Если эту ошибку удастся свести к минимуму стабилизацией теплового режима, то начинают играть роль ошибки, вызванные диффузией ионов в следе частицы и рассеянием частицы в газе камеры. Кроме того, всегда существует контролируемая систематическая ошибка, вызванная искажениями, вносимыми оптической системой. Ошибки, вызванные конвекцией газа, имеют особенное значение для следов частиц с большим импульсом (малая сэгитта), для которых ошибки из-за рассеяния невелики. Для уменьшения ошибок от конвекции газа во всех рассмотренных установках производилось тщательное термостатирование камер (до $0,1^\circ - 0,05^\circ$), которые окружались для этого оболочкой, по которой прогонялась термостатированная вода. Диффузия газов в следе имеет тем большее значение, чем короче след; для следов длиннее 10 см в обычных установках она не имеет существенного значения. Роль многократного рассеяния была подробно рассмотрена в работе⁵⁹.

Величины максимального измеримого импульса в существующих установках приведены в таблице I. Сравнение этих величин с макси-

мальной измеримой величиной $p\beta$ в эмульсиях показывает, что точности, достигаемые обоими методами, в настоящее время близки друг к другу.

1.4.6. Многопластинные камеры Вильсона. Многопластинные камеры Вильсона для исследования космического излучения применялись уже за несколько лет до возникновения проблемы тяжёлых нестабильных частиц. Так, например, Хазен⁶⁰ воспользовался в 1944 г. камерой Вильсона с 9 свинцовыми пластинами для исследования спектра электронов и фотонов на высоте 3 км по их каскадному размножению в свинце. После него Фреттер⁶¹ в 1946 г. использовал систему из двух камер: магнитной и многопластинной для определения масс заряженных частиц космического излучения по измерению их импульса и пробега.

Несмотря на то, что из-за отсутствия магнитного поля в многопластинной камере нельзя определить знак заряда частиц, она имеет ряд преимуществ по сравнению с камерой Вильсона в магнитном поле. Наличие большого числа пластин, пересекаемых частицей, позволяет, кроме ионизации, обычно оцениваемой в камере, измерять также пробеги частиц по числу пройденных пластин и многократное рассеяние частиц в пластинах. Комбинация любых двух из этих измерений даёт возможность оценить массу частицы. В тех случаях, когда масса частицы известна, наличие тонких пластин в камере позволяет установить весьма узкие пределы для её пробега, а следовательно, и для её энергии. Кроме того, в такой камере можно изучать ядерные взаимодействия в пластинах, различать проникающие частицы от электронов и фотонов большой энергии и оценивать энергии последних по величине вызываемых ими каскадных ливней. К этому следует добавить, что конструкция многопластинной камеры значительно проще конструкции магнитной камеры. Разделение камеры на большое число отсеков, ограниченных поверхностью пластин, улучшает её теплопроводность и препятствует возникновению конвекционных токов, захватывающих в магнитных камерах весь объём. Проблема освещения и стереоскопического фотографирования многопластинной камеры также значительно более проста, чем в случае магнитной камеры.

Подробное описание больших многопластинных камер Вильсона дано в работе М. И. Дайона и В. М. Фёдорова и в работе В. Г. Кириллова-Угрюмова и др.^{62, 63}, разработавших эти камеры для спектрометра Алагезской лаборатории.

На рис. 17 приведены схемы типичных установок с многопластинными камерами. Фреттер, Мей и Накада⁶⁴ работали с большой камерой длиной около 50 см на высоте 2700 м и на уровне моря (Калифорния). С помощью этой камеры был исследован распад нейтральных V^0 -частиц. Основные измерения были выполнены с семью свинцовыми пластинами, толщиной 1,25 см каждая, разделёнными расстоянием в 5 см. Расширение камеры происходило от сов-

падения импульса в одном и только одном из счётчиков верхнего ряда с импульсами в обоих счётчиках нижнего ряда. Эта установка интересна тем, что в течение большей части опытов над камерой была только тонкая крыша, и зарождение нейтральных V^0 -частиц происходило в свинцовых пластинах камеры, а система отбора не требовала большой энергии проникающих ливней.

Прямоугольная многопластинная камера группы Массачусетского технологического института (Бридж, Пейроу, Росси, Саффорд и др.) *)

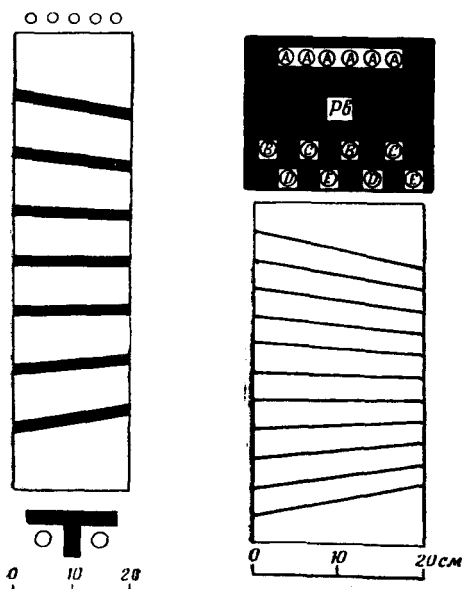


Рис. 17. Установки с многопластинной камерой. а — Фреттер и др.; б — группа М.Т.И. ^{64, 65, 66}.

была установлена на высоте 3250 м ^{65, 66}. Площадь вертикального сечения камеры 50×50 см², глубина освещённой области 18 см. При основных измерениях в камере помещались либо 11 свинцовых пластин толщиной 7,1 г/см² (0,64 см), покрытых с обеих сторон тонкими (0,8 см) стеклянными зеркалами для улучшения освещённости в камере, либо латунные пластины толщиной 1,25 см. Управление камерой производилось расположенной над ней системой из утопленных в свинце счётчиков, чувствительной к проникающим ливням. Для расширения камеры необходимо было пятикратное совпадение рядов по крайней мере в одном из счётчиков рядов. Практически все такие совпадения вызывались ядерными

взаимодействиями, происходившими в блоке свинца. Примерно в половине этих случаев следы проникающих частиц были видны в камере. Система отбора срабатывала в среднем 18 раз в час, время восстановления камеры было около 4 минут, откуда (см. I.4.3) следует, что происходило около 8 расширений камеры в час.

Для иллюстрации метода многопластинной камеры рассмотрим несколько снимков, полученных в таких камерах. На рис. 18 показан распад на лету V^0 -частицы, зародившейся в одной из пластин камеры ⁵⁰. Эта частица, повидимому, возникла в ядерном взаимодей-

*) Группа М.Т.И.

ствии в четвёртой пластине, вызванном идущей сверху вниз частицей с релятивистской ионизацией. Из пластины 4 выходят две сильно ионизующие частицы, останавливающиеся в пятой пластине, и нейтральная V^0 -частица, распадающаяся на лету между 5 и 6 пластинами на две заряженные вторичные частицы (1) и (2).

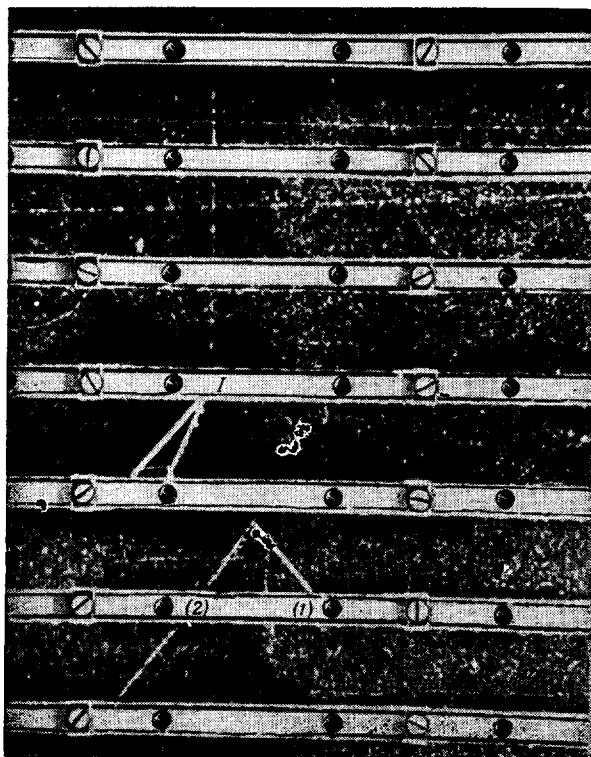


Рис. 18. V_1 -распад в многопластинной камере М.Т.И.

Если при распаде нейтральной V^0 -частицы не возникают никакие другие частицы, то траектория полёта V^0 -частицы должна лежать в плоскости следов 1, 2. Измерения, произведённые для этого снимка, показывают, что линия полёта V^0 -частицы составляет с плоскостью следов 1 и 2 угол (угол некомпланарности δ) около 1° , что находится в пределах ошибок измерений и подтверждает предположение о том, что заряженные частицы 1 и 2 были единственными частицами, возникшими при V^0 -распаде. Рассматриваемый снимок позволяет также определить природу вторичных частиц 1 и 2 по их пробегу и ионизации.

Другой пример распада нестабильной частицы, остановившейся в одной из пластин камеры (S -распад), показан на рис. 19. На снимке видны также следы продуктов распада: заряженной частицы

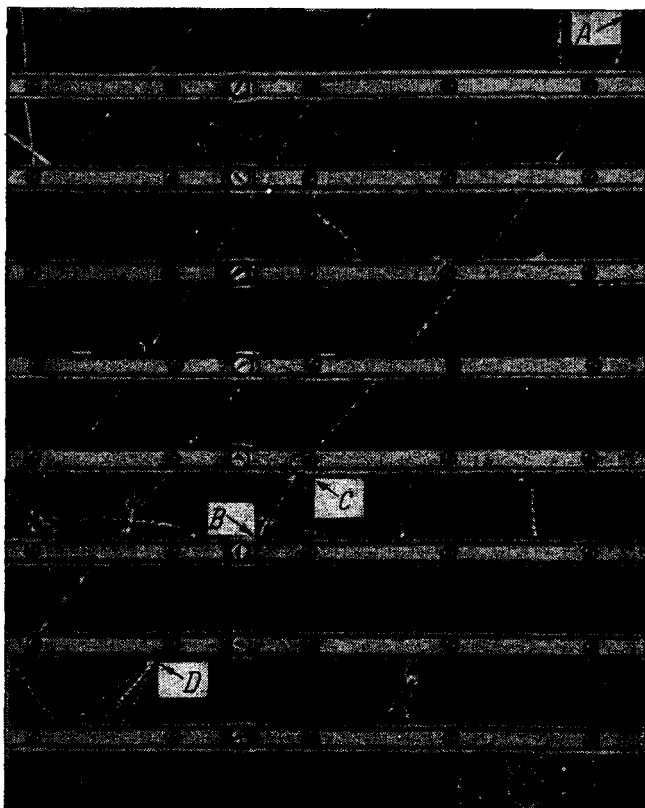


Рис. 19. S -распад в многопластинной камере М.Т.И. Кроме вторичной частицы (BC), при распаде частицы A возникает электронный каскад из трёх частиц (D). На этом снимке направление движения фотона (BD) противоположно направлению движения первичной частицы.

и электронного каскада, возникшего от γ -кванта, вылетевшего в противоположном направлении⁶⁷.

1.4.7. Магнитный спектрометр. Соединение магнитной и многопластинной камер в одной установке. Магнитный спектрометр Алиханяна, Алиханова и сотрудников^{54–56}, подробно описанный в работах авторов и в обзоре Алиханова⁶⁸, соединяет в себе возможности измерения импульса и остаточного пробега заряженных частиц. В одном из таких

магнитных спектрометров^{56 а,б}, установленном в лаборатории на г. Алагез (3250 м), магнитное поле в зазоре $100 \times 30 \times 12$ см создаётся электромагнитом и может достигать 19 000 гаусс. Для определения импульса частицы по её траектории в магнитном поле применяется телескоп из 10 рядов счётчиков малого диаметра, помещённый в магнитное поле, как это показано на рис. 20. Пролет частицы определялся по срабатыванию «ковров» из счётчиков, расположенных под поглотителями в нижней части спектрометра. Для определения ионизирующей способности частиц, проходящих через спектрометр, он был снабжён пропорциональными счётчиками⁶⁹.

Дальнейшее изменение конструкции спектрометра, осуществлённое в 1953 г.^{56в}, заключалось в том, что он был соединён с большой многопластинной камерой Вильсона. В усовершенствованном таким образом приборе импульс частиц попрежнему определялся годоскопической системой счётчиков, находящихся в

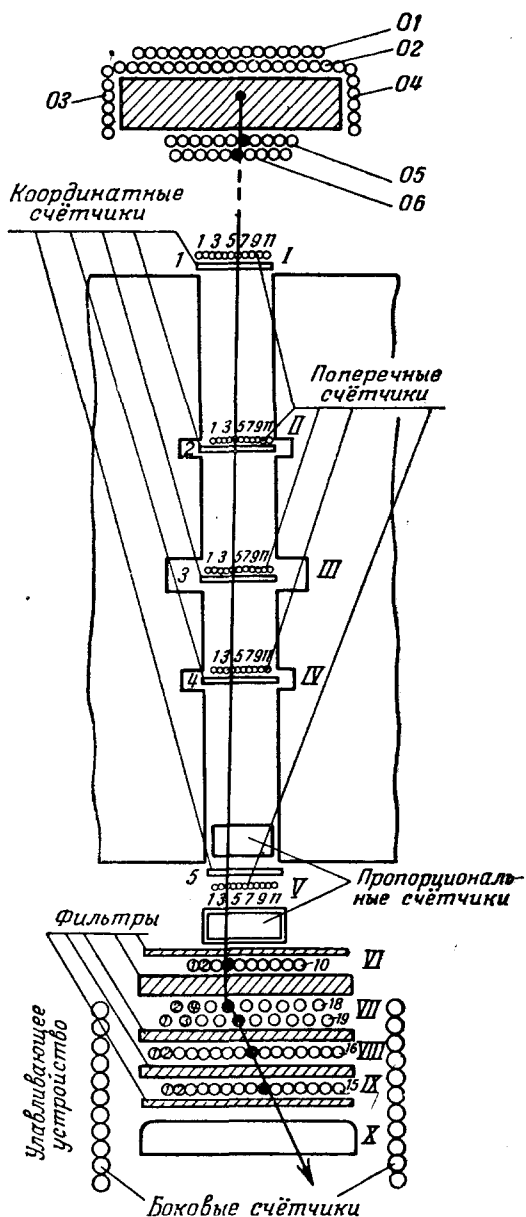


Рис. 20. Магнитный спектрометр космического излучения Алиханяна и сотрудников⁵⁶.

магнитном поле, тогда как анализ свойств первичной частицы на излёте и свойств вторичных частиц, возникающих при её распаде, производился с помощью многопластинной камеры, заменившей собой сложную систему поглотителей и счётчиков в обычной конструкции спектрометра.

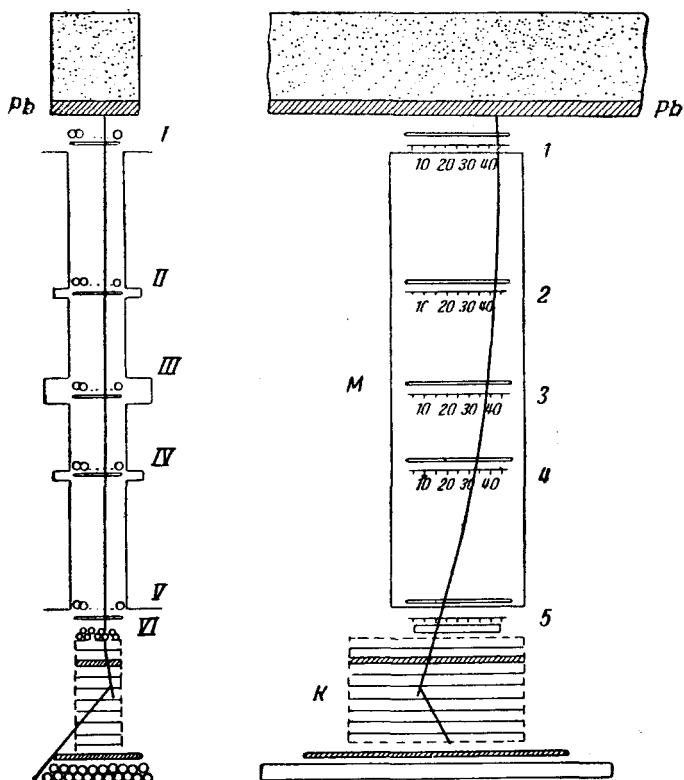


Рис. 21. Магнитный спектрометр, соединённый с многопластинной камерой⁶².

Схема изменённой таким образом установки приведена на рис. 21.

В 1954 г. в приборе было сделано ещё одно усовершенствование: блок вещества над спектрометром, в котором происходит генерация тяжёлых частиц, был заменён на многопластинную камеру⁶². В таком приборе можно наблюдать ядерное взаимодействие в пластинах верхней камеры, прохождение частицы, возникшей в этом взаимодействии, через магнитное поле и её остановку и распад в пластинах нижней камеры.

Другим типом установки, дающей возможность магнитного и многопластинного анализа, является установка, состоящая из магнитной камеры Вильсона, расположенной над многопластинной. Такой прибор, регистрировавший частицы, останавливающиеся в нижней камере, был использован М. С. Козодаевым и А. П. Филипповым при измерениях масс S -частиц, выполненных ими в Алагезской лаборатории в 1951—1953 гг.⁵³ С аналогичной установкой, управляемой проникающими ливнями, работает группа Политехнической школы *)^{50,51} на Пик-де-Миди (2850 м). Схема этой установки показана на рис. 15, параметры её магнитной камеры Вильсона приведены в таблице I. Верхняя камера Вильсона служит для измерения импульсов $V^\pm$ - и S -частиц. В нижней камере расположено 15 пластин (9 свинцовых и 6 графитовых). Они предназначены как для анализа вторичных частиц, возникающих при S -распадах, так и для анализа возникших от V -распадов вторичных частиц, проникающих в нижнюю камеру из верхней магнитной камеры. Установка управляется телескопом из счётчиков Г. — М., отбирающим проникающие ливни. «Крылья» А, состоящие из 14 счётчиков Г. — М., включённых на антисовпадения с основным телескопом, предохраняют установку от срабатывания от широких ливней.

II. МЕТОДЫ АНАЛИЗА НАБЛЮДЕНИЙ

II.1. Анализ динамических условий распада

При распадах V -частиц, наблюдаемых в камерах Вильсона, чаще всего возникают быстрые вторичные частицы, создающие ионизацию, близкую к минимальной. Схема таких распадов не может быть установлена непосредственным измерением массы и энергии вторичных частиц, так как подобные измерения либо не всегда удаётся выполнить, либо они могут быть произведены со слишком большой ошибкой. Поэтому для изучения V -распадов большое значение имеет анализ динамических условий распада, основанный на применении законов сохранения импульса и энергии. Такой анализ не требует знания массы частиц. Для него достаточно измерений импульсов частиц и углов между направлениями следов.

Характерным и простейшим примером такого анализа является проверка компланарности, которая была пояснена на стр. 391 на примере фотографии распада V_1^0 -частицы в многопластинной камере Вильсона (рис. 18). Такой анализ даёт возможность, даже не прибегая к измерениям импульсов, только по измеренным углам между следами частиц, сделать выбор между схемами распада на две или большее число вторичных частиц.

Приведём другие простейшие примеры динамического анализа.

*) Группа П. Ш.

Если нейтральная V^0 -частица распадается на две частицы, то составляющие импульса обеих вторичных частиц, перпендикулярные направлению полёта первичной частицы, должны уравниваться. С другой стороны, если при распаде частицы большой энергии возникают две частицы разной массы, например, протон и лёгкий мезон, то импульс, уносимый тяжёлой частицей, должен быть больше импульса лёгкой частицы. Таким образом, анализ импульсов вторичных частиц позволяет, не прибегая к измерениям масс, сделать выбор между некоторыми возможными схемами распада.

Здесь рассмотрены наиболее часто применяемые методы динамического анализа, вытекающие из законов сохранения энергии и импульса для распада на две частицы. Этот вопрос был подробно рассмотрен Подоланским и Арментеросом⁷⁰, которые предложили несколько способов анализа экспериментальных данных. Такой анализ должен не только выяснить, происходит ли распад на две или большее число частиц, но в случае распада на две частицы дать способы получения некоторых параметров распада.

Пусть частица с массой покоя M , заряженная или нейтральная, распадается на две частицы, массы покоя которых m_1 и m_2 :

$$M \rightarrow m_1 + m_2.$$

Диаграммы импульсов при таком распаде в системе центра масс (С. Ц.) и в лабораторной системе (Л. С.) приведены на рис. 22.

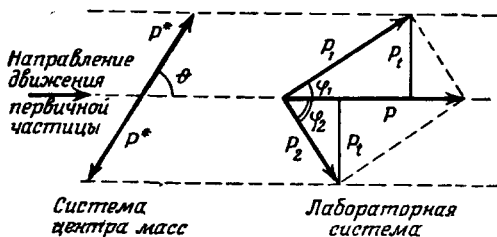


Рис. 22. Распад на две частицы в системе центра масс и в лабораторной системе.

Жирной чертой показано направление движения первичной частицы с массой M . В С. Ц. импульсы обеих вторичных частиц равны и антипараллельны. Обозначим их величину *) через P^* . Кинетическая энергия частиц m_1 и m_2 в С. Ц. (эту величину будем дальше называть энергией распада) равна:

$$Q = M - (m_1 + m_2),$$

*) Здесь и дальше используется система единиц России: скорость измеряется в долях скорости света, заряд — в зарядах электрона, энергия и импульс — в эв и эв/с соответственно.

а величина P^* может быть найдена из закона сохранения энергии, который в релятивистской форме для С. Ц. имеет вид

$$M = (P^{*2} + m_1^2)^{1/2} + (P^{*2} + m_2^2)^{1/2}. \quad (1)$$

Из (1) получаем:

$$P^* = \frac{1}{2M} \sqrt{[M^2 - (m_1^2 + m_2^2)]^2 - (2m_1 m_2)^2}.$$

В Л. С., где импульсы частиц M , m_1 и m_2 равны P , P_1 и P_2 , соответственно, законы сохранения энергии и импульса могут быть написаны в виде

$$(P^2 + M^2)^{1/2} = (P_1^2 + m_1^2)^{1/2} + (P_2^2 + m_2^2)^{1/2},$$

$$P^2 = P_1^2 + P_2^2 + 2P_1 P_2 \cos \varphi,$$

где $\varphi = \varphi_1 + \varphi_2$ (см. рис. 22) — угол разлёта вторичных частиц. Переход от С. Ц. к Л. С. совершается преобразованием Лоренца. Это преобразование не меняет составляющую импульса P_t , перпендикулярную направлению первичной частицы (поперечный импульс). Поэтому

$$P_t = P^* \sin \psi = P_1 \sin \varphi_1 = P_2 \sin \varphi_2. \quad (2)$$

а. Проверка изотропности распада и определение величины P^* . Распределение поперечных импульсов P_t при распаде на две частицы легко вычислить, если предположить, что распад изотропен, т. е. что любые направления испускания вторичных частиц равновероятны. В этом случае относительное число распадов $F(\vartheta^*) d\vartheta^*$, в которых вторичные частицы испущены под углом от ϑ^* до $\vartheta^* + d\vartheta^*$ к направлению движения первичной частицы, пропорционально телесному углу

$$d\omega = 2\pi \sin \vartheta^* d\vartheta^*,$$

т. е.

$$F(\vartheta^*) d\vartheta^* = \sin \vartheta^* d\vartheta^*. \quad (3)$$

Так как каждому значению ϑ^* согласно (2) соответствует своё значение P_t , то, переписав распределение (3) в переменной P_t , получаем распределение поперечных импульсов

$$W(P_t) dP_t = \frac{P_t}{P^* (P^{*2} - P_t^2)^{1/2}} dP_t. \quad (4)$$

Очевидно, что менее всего вероятны значения P_t , близкие к нулю (вторичные частицы с такими P_t вылетают в направлении движения первичной частицы или в противоположном направлении), и более всего вероятны значения P_t , близкие к P^* (такими значениями P_t обладают частицы, вылетающие перпендикулярно направлению движения первичной частицы $\vartheta^* \sim 90^\circ$).

Полученное распределение поперечных импульсов показано на рис. 23. Исследуя распределение поперечных импульсов для распадов определённого типа, можно установить, соответствует ли это распределение распаду на две частицы, и в случае соответствия определить величину P^* , являющуюся важной константой распада.

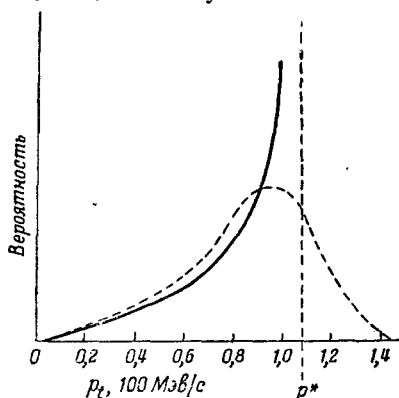


Рис. 23. Распределение поперечных импульсов P_t при распаде на две частицы. Сплошная кривая — уравнение (5), пунктир — то же, с учётом ошибок измерений.

Измеренное на опыте распределение будет, однако, отличаться от распределения (4) из-за того, что величина P_t измеряется с конечной ошибкой, равной ΔP . Поэтому действительное распределение имеет вид

$$W(P_t) dP_T = dP_T \int_0^{P^*} \left\{ \frac{P_t}{P^* (P^{*2} - P_t^2)^{1/2}} \right\} \exp \left\{ -\frac{(P_t - P_T)^2}{2\Delta P^2} \right\} dP_t. \quad (5)$$

Оно показано пунктиром на рис. 23 для случая $\Delta P_t = 15\%$. Сравнение обеих кривых показывает, что максимум измеренного распределения сдвинут на величину $\sim \Delta P$ от значения P^* в сторону меньших импульсов.

6. Динамический анализ с помощью параметров $\frac{1}{P}$, α , ϵ . Для дальнейшего анализа вводятся параметры $\frac{1}{P}$, α и ϵ . Первый из них равен обратному значению полного импульса распадающейся частицы, второй — отношению разности продольных импульсов к их сумме

$$\alpha = \frac{P_{1l} - P_{2l}}{P_{1l} + P_{2l}} = \frac{P_{1l} - P_{2l}}{P}, \quad (6)$$

а третий — отношению поперечного импульса к половине полного

импульса $(\varepsilon = 2 \frac{P_t}{P})$. Эти параметры значительно более удобны для анализа, чем величины самих углов и импульсов.

Можно легко доказать следующие зависимости:

$$\alpha = \frac{m_1^2 - m_2^2}{M^2} + 2P^* \cos \vartheta^* \left(\frac{1}{M^2} + \frac{1}{P^2} \right)^{1/2}, \quad (7)$$

$$\alpha = \frac{P_1^2 - P_2^2}{P^2}, \quad (8)$$

$$\alpha = -\sin(\varphi_1 - \varphi_2)/\sin(\varphi_1 + \varphi_2), \quad (9)$$

$$\varepsilon = 2P_t/P = 2 \sin \varphi_1 \sin \varphi_2 / \sin \varphi. \quad (10)$$

Как видно из этих равенств, параметры α и ε могут быть определены и без магнитного поля по измерениям углов между следами.

Обозначим максимальное значение ε через ε^* :

$$\varepsilon^* = \frac{2P^*}{P}.$$

Так как при изотропном распаде среднее значение $\cos \vartheta^* = 0$, то среднее значение α

$$\bar{\alpha} = \frac{m_1^2 - m_2^2}{M^2}.$$

Эти формулы поясняют физический смысл параметров $\bar{\alpha}$ и ε^* . Параметр α характеризует асимметрию распада. Если распад симметричен, т. е. если $m_1 = m_2$, то $\bar{\alpha} = 0$. Параметр ε^* является мерой, выделяющейся при распаде энергии. Если $\varepsilon^* = 0$, обе частицы возникают, имея нулевые скорости, и энергия распада $Q = 0$, а если $\varepsilon^* = 1$, то вся масса покоя первичной частицы переходит в кинетическую энергию движения частиц (это имеет место, например, при распаде нейтрального π^0 -мезона: $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$). Из уравнения (7) легко получить:

$$\frac{(\alpha - \bar{\alpha})^2}{(2P^* \cos \vartheta^*/M)^2} - \left(\frac{1/P}{1/M} \right)^2 = 1. \quad (11)$$

Имея в виду, что $\left(\frac{1}{M^2} + \frac{1}{P^2} \right)^{1/2} = \frac{1}{M\beta}$, получаем из (11):

$$\frac{(\alpha - \bar{\alpha})^2}{(2P^*/M\beta)^2} + \frac{P_t^2}{P^{*2}} = 1. \quad (12)$$

Полученные зависимости позволяют установить, соответствуют ли измеренные на опыте динамические параметры $\frac{1}{P}$, α и ε предполагаемой схеме распада. Так, например, если воспользоваться (11)

и отложить на графике зависимость $(\alpha - \bar{\alpha})$ от $\frac{1}{P} = \gamma M\beta$, то мы получим гиперболу, на которой должны лежать точки $(\alpha - \bar{\alpha})$, $\frac{1}{P}$ для всех распадов с данным γ^* .

Если изобразить графически зависимость $(\alpha - \bar{\alpha})$ от P_t , то это будет эллипс, уравнение которого определяется (12). Все точки, соответствующие измеренным на опыте значениям $(\alpha - \bar{\alpha})$ и P_t для данного типа распадов должны лежать на этом эллипсе (при $\beta = \text{const}$).

Уравнение (12) может быть написано в виде

$$\left(\frac{M\beta(\alpha - \bar{\alpha})}{2} \right)^2 + P_t^2 = P^{*2}.$$

Поэтому зависимость $\frac{1}{2} M\beta(\alpha - \bar{\alpha})$ от P_t изображается полукругом радиуса P^* . На этом графике угол, образованный радиусом P^* с осью $M\beta$, равен углу γ^* . Примеры динамического анализа с помощью некоторых из полученных зависимостей будут приведены ниже.

II.2. Определение среднего времени жизни по времени полёта

Средние времена жизни различных типов тяжёлых нестабильных частиц лежат в пределах $\sim 10^{-10} - 10^{-8}$ сек. Так, например, заряженные K -частицы и τ -мезоны живут относительно долго: их средние времена жизни имеют порядок $10^{-9} - 10^{-8}$ сек. Нейтральные K -мезоны и гипероны имеют значительно более короткие средние времена жизни, лежащие в пределах $\sim (1-5) \times 10^{-10}$ сек, которые не могут быть измерены прямыми методами, подобными методам, использованным для измерения времён жизни μ - или π -мезонов. В этом случае подходящим и доступным масштабом времени является время пролёта нестабильной частицы в камере Вильсона до её распада.

Так, например, частица, движущаяся со скоростью, равной половине скорости света, пролетает 10 см — расстояние порядка размера камеры — за время около 6×10^{-10} сек. Поэтому из распределения точек распада частиц в камере Вильсона (или фотоэмульсионной камере) можно получить представление о среднем времени жизни. На рис. 2, 18, 28, 31, 60, 61 и др. показаны типичные примеры образования и распада частицы в камере Вильсона и в фотоэмульсионной камере. В камере Вильсона образование частицы чаще всего происходит в блоке вещества над камерой, и наблюдению доступны лишь те участки следов тяжёлой частицы и продукта её распада, которые находятся в хорошо освещённой части камеры. В фотоэмульсионной камере, в отличие от камеры

Вильсона, весьма часто удаётся наблюдать как точку зарождения, так и точку распада частицы. В обоих случаях обозначим через l длину наблюдаемой части следа, пройденную частицей до распада. Если M — масса и P — импульс частицы, то время пролёта t (в системе частицы) будет равно:

$$t = \frac{lM}{P} = \frac{l}{c\beta\gamma}, \quad \text{где } \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}.$$

Таким образом, для определения времени пролёта до распада необходимо, кроме l , измерить импульс и массу частицы. После того как отобрано определённое количество распадов частиц данного типа и для каждой частицы определено время пролёта до распада t_i , можно по наблюдаемым значениям t_i определить среднее время жизни рассматриваемых частиц (τ). Для решения этой задачи необходимо, кроме времени t_i , измерить для каждого распада ещё и так называемое «потенциальное» время, или время, «доступное для наблюдения распада» (T_i). Под этим понимается время, потребное частице на прохождение всего пути, на котором мог бы быть обнаружен её распад. Если бы потенциальное время было значительно больше среднего времени жизни ($T_i = \infty$, или $T_i \gg \tau$), то величина τ определялась бы просто как среднее арифметическое из измеренных значений t_i : $\tau = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N t_i$. То, что частица до-

ступна наблюдению ограниченное время T_i , приводит к систематическому отбору преуменьшенных значений t_i , вследствие чего среднее время жизни не является средним арифметическим значением t_i .

Применяя метод функции «наибольшего правдоподобия», Барлет⁷¹ получил следующую формулу для вычислений τ по измеренным парам значений t_i и T_i :

$$\tau = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left(t_i + \frac{T_i}{\exp \frac{T_i}{\tau} - 1} \right).$$

Второй член в этом выражении даёт поправку, связанную с конечностью времени наблюдения за распадающейся частицей.

Этот же метод, несколько видоизменённый, может быть использован для определения среднего времени жизни по наблюдениям распадов в фотоэмульсионной камере⁷². Наблюдаемые в этих условиях распады можно разбить на следующие группы:

а) распад частицы после остановки ($T_i = \infty$, время распада больше времени замедления t_i^0);

б) распад на лету, при котором распадающаяся частица находилась в конце своего пробега и должна была бы остановиться в эмульсионной камере ($T_i = \infty$, время распада измеримо и равно времени пролёта);

с) распад на лету; продолжение следа частицы выходит из фотоэмульсионной камеры (в этом случае известно t_i и T_i).

Применение метода функции «наибольшего правдоподобия» приводит в этом случае⁷² к следующей формуле для определения τ :

$$\tau = \frac{1}{n_b + n_c} \left(\sum_1^{n_a} t_i^0 + \sum_1^{n_b} t_k + \sum_1^{n_c} \left(t_l + \frac{T_l}{\exp [T_l/\tau] - 1} \right) \right),$$

где n_a , n_b и n_c — числа распадов типа a , b и c .

Нижний предел измеримых методом времени пролёта средних времён жизни устанавливается тем, что след первичной частицы (или продукта её распада) должен быть достаточной длины для того, чтобы можно было измерить массу частицы. Полагая, что скорость распадающихся частиц близка к c и что минимальная длина необходимого для «опознания» частицы следа порядка миллиметров в фотоэмульсии и порядка сантиметров в камере Вильсона, получаем для нижнего предела измеримых интервалов времени значение 10^{-12} и 10^{-10} сек, соответственно. Верхний предел измеримого в фотоэмульсионной камере и в камере Вильсона времени жизни имеет порядок 10^9 сек; он задаётся для фотоэмульсионной камеры временем ионизационного торможения частицы в веществе эмульсии (времена значительно бóльшие, чем время торможения, плохо измеримы, так как лишь ничтожная часть частиц будет распадаться на лету), а для камеры Вильсона тем, что при $\tau \approx 10^{-9}$ сек точки распада будут почти равномерно распределены в камере и для установления определённого значения τ потребуется наблюдение чрезвычайно большого числа распадов.

III. НЕЙТРАЛЬНЫЕ ЧАСТИЦЫ

III.1. Введение

Данные о природе нейтральных нестабильных частиц были получены, главным образом, с помощью камер Вильсона при изучении характерных V -образных вилок, образуемых следами обеих заряженных частиц, возникающих при распаде нейтральной частицы. Уже на первых этапах этого изучения⁷³⁻⁷⁷ выяснилось, что кроме нейтральных частиц, распадающихся на протон и лёгкий мезон (V_1^0 -частицы), существуют нейтральные частицы, при распаде которых возникают два лёгких заряженных мезона (V_2^0 -мезоны).

В настоящее время установлено существование двух типов нейтральных частиц, распадающихся по схемам:

$$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^- \sim 37 \text{ Мэв}, \quad (1)$$

$$\vartheta^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- \sim 214 \text{ Мэв}. \quad (2)$$

Первая частица, тяжелее протона, получила название нейтрального гиперона (Λ^0 -частица). Вторая частица называется Ξ^0 -мезоном. Таким образом, Λ^0 - и Ξ^0 -частицы являются по старым обозначениям V_1^0 - и V_2^0 -частицами соответственно. Обратное неверно, так как могут существовать V_1^0 - и V_2^0 -частицы, схемы распада которых отличны от (1) и (2). Окончательное отождествление частиц, распадающихся по схемам (1) и (2), потребовало наблюдения большого числа V -распадов в камерах Вильсона: в общей сложности было зарегистрировано более 1000 V^0 -распадов. Это объясняется трудностью идентификации полурелятивистских протонов и π -мезонов в камере Вильсона, а также тем, что Ξ^0 -частицы в ряде установок регистрируются реже Λ^0 -частиц; поэтому для уверенного разделения своих типов частиц потребовалось наблюдение значительного числа V -распадов. Даже после того, как наличие протонов и π -мезонов среди вторичных частиц было надёжно установлено, нужны были значительные усилия, чтобы доказать, что эти частицы являются единственными частицами, возникающими при Λ^0 -распаде.

В последнее время распады Λ^0 - и Ξ^0 -частиц удалось наблюдать также в фотоэмульсиях, и в значительно большем числе в фотоэмульсионных камерах. В отличие от магнитной камеры Вильсона пробеги вторичных частиц — протона и π -мезона, возникающих при распаде Λ^0 -частицы, часто целиком укладываются в объёме фотоэмульсионной камеры. Это позволило при сравнительно небольшом числе наблюдавшихся распадов полностью подтвердить результаты, полученные ранее с камерами Вильсона, и с большей точностью определить энергию вторичных частиц и массу первичной частицы.

III.2. V_1^0 -частицы; нейтральные гипероны Λ^0

III.2.1. Данные Пасаденской группы. Вначале рассмотрим данные о V^0 -частицах, полученные с помощью камер Вильсона. Одно из наиболее подробных исследований свойств V^0 -частиц произведено Пасаденской группой⁷⁷ на высоте 1750 м с помощью установки из двух магнитных камер Вильсона, схема которой изображена на рис. 12. В 1953—1954 гг. эти исследования были продолжены на высоте 200 м с помощью аналогичной установки из двух магнитных камер Вильсона значительно большего размера⁷⁸. Параметры обеих установок приведены в таблице II.

На высоте 1750 м среди 23 000 снимков проникающих ливней авторы наблюдали 134 V^0 -распада. Для 87 V^0 -распадов оказалось возможным измерить импульс одной или обеих вторичных частиц. По импульсу и визуально оценённой ионизации в следе была произведена грубая оценка массы вторичных частиц: частицы были разбиты на две группы: «лёгкие» частицы с массой, меньшей $700 m_e$, и «тяжёлые» с массой, большей $700 m_e$. Результаты этих

оценок приведены в таблице II, из которой следует, что в подавляющем числе распадов вторичные положительные частицы принадлежат к группе «тяжёлых», а вторичные отрицательные частицы — к группе «лёгких» частиц.

Таблица II
Классификация масс вторичных частиц для 87 V^0 -распадов

	1) $m_- < 700$	2) $m_- > 700$	3) m_- не-классиф.
а) $m_+ < 700$ m_e . .	2	1	4
б) $m_+ > 700$ m_e . .	42	0	3
в) m_+ неклассиф.	29	0	6

Так, например, для 42 распадов из 45, в которых удалось оценить массы обеих вторичных частиц (эти данные в таблице обведены пунктиром), положительно заряженная частица «тяжёлая» и

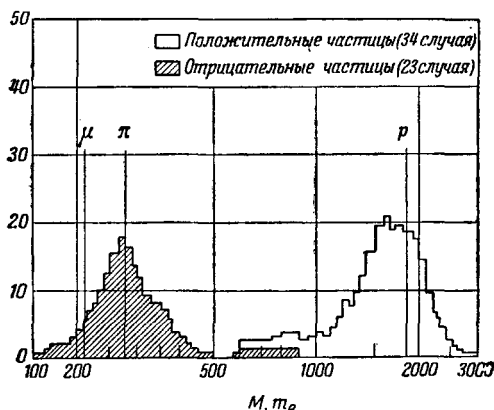


Рис. 24. Спектр масс вторичных частиц при V_1^0 -распадах⁷⁷. Всем измеренным значениям массы отвечают прямоугольники одинаковой площади. Их ширина соответствует интервалу масс, вычисленному по центральному значению измеренного импульса и по крайним пределам оценённой ионизации.

отрицательно заряженная частица «лёгкая». Кроме этого вывода, из таблицы II следует существование значительно меньшего числа V^0 -распадов, когда обе вторичные частицы «лёгкие»; это имеет место для двух из указанных 45 распадов. Таким образом, из этих предварительных оценок масс следует, что основная часть V^0 -частиц распадается на тяжёлую положительную частицу и лёгкий мезон (V_1 -частицы), и лишь небольшая часть V^0 -частиц распадается на два лёгких мезона (V_2^0 -мезоны).

57 вторичных частиц с промеренными импульсами обладали ионизацией, более чем в 2 раза превышающей минимальную ионизацию ($I > 2I_{\min}$), и для них можно было произвести более точные измерения масс, результаты которых приведены на рис. 24. Из при-

ведённых распределений следует, что большинство положительных частиц — протоны, а большинство лёгких — π -мезоны. Замечательной особенностью этого графика является резкий максимум для π -мезонов, демонстрирующий надёжность определения масс методом ионизация — импульс. В отличие от π -мезонов протоны не дают столь же резкого максимума, что, возможно, объясняется тем, что среди положительных частиц имеется небольшая примесь частиц более лёгких. Обратим также внимание на то, что массы двух отрицательных частиц лежат в интервале $500\text{--}1000\ m_e$.

Рассмотренные данные говорят о существовании по меньшей мере двух типов V^0 -частиц. При распаде частиц первого типа образуются протон и π^- -мезон. Для таких частиц была предложена следующая схема распада:

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

Проверка справедливости этой схемы может быть выполнена несколькими способами. Во-первых, зная массы и импульсы вторичных частиц, можно вычислить для каждого V_1^0 -распада значение энергии распада Q . Если бы эти измерения дали единственное значение Q , то это явилось бы лучшим подтверждением того, что при распаде действительно возникают только две вторичные частицы. Так как точные измерения Q требуют наблюдения очень редких случаев распада медленных частиц, то одновременно исследовались

ещё два критерия распада на две частицы, а именно компланарность и распределение поперечных составляющих импульса. Мы рассмотрим, главным образом, доказательства, основанные на измерениях Q , так как в настоящее время даже они позволяют сделать однозначные выводы. В работе Лейтона и сотрудников⁷⁷ были вычислены значения Q для таких распадов, когда $m_+ > 700\ m_e$ и $m_- < 700\ m_e$ (группа 1,6 из таблицы II) и менее определённых распадов, для которых измеренная величина $\alpha > +0,5$ (группа 1,в из таблицы II). Полученное распределение значений Q приведено на рис. 25. Измеренные значения Q лежат в пределах $5\text{--}100\ \text{Мэв}$ и имеют резко выраженный максимум вблизи $Q \sim 40\ \text{Мэв}$, и второй, значительно менее резкий максимум, вблизи $Q \sim 80\ \text{Мэв}$. Из этого распределения Пасаденская группа сделала вывод о существовании

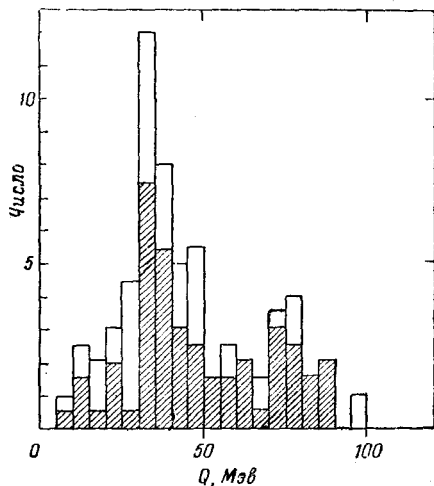


Рис. 25. Спектр значений Q для V_1^0 -распадов⁷⁷.

двух значений Q : $Q_1 = 35 \pm 3$ Мэв и $Q_2 = 75 \pm 5$ Мэв для распадов $V_1^0 \rightarrow p + \pi^- + Q$.

Этот вывод не был, однако, подтверждён другими исследованиями, в том числе и последующими измерениями этой группы⁷⁸,

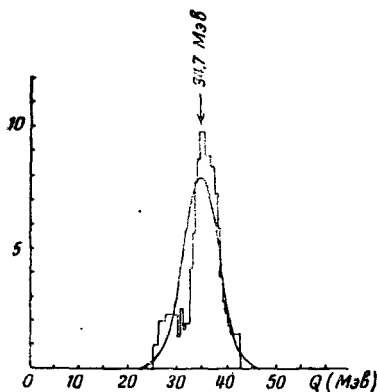


Рис. 26. Спектр значений Q для 19 V_1^0 -распадов по наиболее точным измерениям Пасаденской группы⁷⁸. Каждому распаду отвечает прямоугольник с основанием 5 Мэв и высотой, обратно пропорциональной квадрату вероятной ошибки.

которая в 1954 г. сообщила о 19 новых измерениях Q для V_1^0 -распадов, промеренных в установке с двумя большими камерами Вильсона на высоте 200 м. Для этих 19 распадов медленных V_1^0 -частиц вероятная ошибка в измерении Q не превосходила 5 Мэв.

Полученное распределение Q (см. рис. 26) не оставляет сомнения в том, что оно согласуется с единственным значением энергии распада, для которого получено среднее взвешенное значение $Q = 34,7 \pm 1$ Мэв. Тем не менее, сами авторы не считают вопрос о втором значении Q решённым, указывая, что их отбор создавал систематическое смещение отобранных случаев в сторону малых значений Q .

III.2.2. Данные Манчестерской группы на Пик-де-Миди. Подробные исследования свойств V_1^0 -частиц были произведены также Манчестерской группой^{79, 80} (Арментерсс, Баркер, Коатс, Ссверби). Схема установки приведена на рис. 11. В работе⁸⁰ они сообщили результаты анализа 22 V_1^0 -распадов, наблюдаённых с 1951 по 1953 гг., при которых все положительно заряженные вторичные частицы были сильно ионизирующими ($I \gg 2I_{\min}$). Во всех случаях, когда было возможно измерение импульса, масса этих частиц оказывалась большей $1000 m_e$. На рис. 27 приведена гистограмма значений Q для 22 V_1^0 -распадов: $V_1^0 \rightarrow p + \pi^-$. Средняя ошибка в определении Q близка к 8 Мэв. Полученное распределение Q хорошо согласуется с предположением о единственном значении Q , равном $42 \pm \frac{3}{2}$ Мэв, которое несколько больше значения $Q = 34,7 \pm 1$ Мэв, полученного Пасаденской группой.

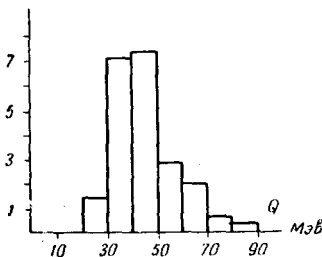


Рис. 27. Спектр значений Q для V_1^0 -распадов Манчестерской группы⁸⁰.

Эта гистограмма не даёт никаких указаний о наличии распадов с большим значением Q . Её несимметричная форма объясняется тем, что ошибки в определении Q пропорциональны величине Q . Таким образом, эти данные подтверждают, что при распаде V_1^0 -частицы образуются только две вторичные частицы — протон и π -мезон и что этот распад происходит с единственным значением энергии распада Q .

III.2.3. Данные группы М. Т. И. Эта группа (Бридж, Пейроу, Росси, Саффорд) в течение 1951—1953 гг. получила с помощью многопластинной камеры Вильсона данные о величине Q и о компланарности V_1^0 -распадов^{81, 82}. Типичный снимок V_1^0 -распада в многопластинной камере М. Т. И. был приведён на рис. 18. Наиболее важные данные о V_1^0 -распаде были получены по 27 распадам V_1^0 -частиц, возникших в ядерных расщеплениях в пластинах камеры Вильсона. Все измеренные этой группой значения Q для 22 распадов, отобранных по тому признаку, что одна из вторичных частиц — лёгкий мезон, а вторая частица имеет значительно большую массу, за исключением двух случаев ($Q = 17 - 24$ и $Q = 60 - 71$ Мэв) перекрываются в области 35—40 Мэв, и авторы считают, что это распределение согласуется с единственным значением $Q \sim 37$ Мэв, хотя и не могут полностью исключить предположение, что малая часть распадов происходит с большим значением Q . В 6 случаях тяжёлая положительная вторичная частица останавливалась в пластинах. При этом не было обнаружено вторичной частицы, выходящей из пластины вблизи места остановки. Это является ещё одним подтверждением того, что тяжёлые положительные вторичные частицы представляют собой протоны, а не тяжёлые мезоны. Ядерные взаимодействия, в которых возникли рассматриваемые V_1^0 -частицы, происходили в пластинах камеры Вильсона. Это позволило для всех 22 распадов измерить угол некомпланарности δ , который в 16 случаях оказался $\leq 2^\circ$, а в 6 случаях $\leq 5^\circ$. Столь малые углы некомпланарности исключают предположение о возможности распада на три частицы, например, распадов по схемам:

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

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

где нейтральными вторичными частицами являются нейтрино или π^0 -мезон.

III.2.4. Нейтральные гипероны в фотоэмульсии. Рассмотренные выше опыты свидетельствуют о том, что большинство наблюдаемых в камере Вильсона V_1^0 -распадов может быть объяснено распадом частицы одного типа, происходящим по схеме $V_1^0 \rightarrow p + \pi^+ \sim 37$ Мэв. Эта частица получила название нейтрального гиперона (Λ^0).

В магнитной камере Вильсона распад V -частиц чаще всего происходит в газе. В эмульсионной камере V -распад происходит в

плотном веществе эмульсии. (На рис. 28 приведён пример распада нейтрального гиперона в эмульсионной камере, исследованный Ясиным⁹⁵). В отличие от камеры Вильсона их наблюдение затруднено фоном, состоящим из большого числа двухлучевых звёзд, созданных нейтральными частицами в плотном веществе эмульсии. Наиболее надёжный приём выделения V^0 -распадов из таких звёзд заключается, повидимому, в следующем. Если построить распределение измеренных величин Q для всех V-образных следов, образованных парой протон — π -мезон в эмульсии, то величины Q для двухлучевых

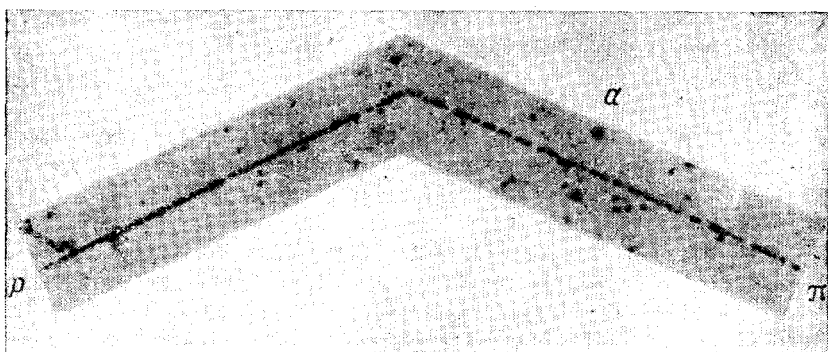


Рис. 28. Распад нейтрального гиперона в эмульсионной камере.

звёзд будут распределены в широком интервале значений, тогда как наличие V^0 -распадов окажется в появлении резкого максимума вблизи значения Q , соответствующего распаду нейтрального гиперона Λ^0 . Если существует несколько типов нейтральных V^0 -частиц, распадающихся на протон и мезон, но с другими значениями Q , на этой диаграмме появятся дополнительные максимумы.

Весьма тщательное определение величины Q для Λ^0 -распадов, наблюдавшихся в фотоэмульсии, было произведено Фридландером и др.⁸³ из Бристольской группы. Они исследовали 20 двухлучевых звёзд, созданных нейтральной частицей (звёзды типа $2 + 0n$) и образованных следами протона и π -мезона. Измеренные величины распределены в интервале значений от 0 до 90 Мэв , но образуют резкий максимум вблизи $35\text{—}39 \text{ Мэв}$. На последний интервал приходится девять из 11 распадов, когда обе частицы остановились в эмульсии. Среднее взвешенное значение Q по этим распадам равно

$$Q = 36,92 \pm 0,22 \text{ Мэв},$$

откуда для массы нейтрального гиперона получается значение

$$M = 2181 \pm 1 m_e,$$

если принять, что $M_p = 1833,13$ и $M_\pi = 272,5 m_e$.

Следует заметить, что приведённые здесь ошибки сильно преуменьшены: они были бы такими, если бы соотношение пробег — энергия, на основании которого вычислено Q , было известно точно. Между тем, как это видно из разделов 1, 2, 3, само соотношение пробег — энергия известно с точностью в несколько процентов.

На рис. 29 представлено распределение Q для всех распадов в эмульсиях и эмульсионных камерах, суммированных на Падуанской конференции⁸⁴. Эти значения Q вычислены в предположении,

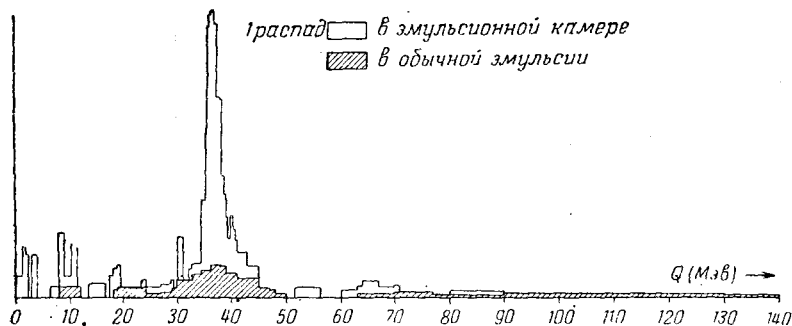


Рис. 29. Спектр значений Q для распадов нейтральных гиперонов в эмульсиях и эмульсионных камерах⁸⁴.

что распад V_1^0 -частиц происходит по схеме (p, π^-) . Заштрихованная и незаштрихованная части спектра относятся к значениям Q , полученным в одиночных пластинках и в фотоэмульсионных камерах соответственно. Каждому значению Q на гистограмме соответствует прямоугольник одинаковой площади; основание этого прямоугольника пропорционально погрешности определения Q (метод равных площадей).

Из гистограммы видно, что с полной определённости можно говорить только о единственном максимуме, соответствующем значению $Q = 37$ Мэв. Остальные максимумы статистически мало достоверны, и, по крайней мере, в настоящее время могут рассматриваться как фон, связанный своим происхождением двухлучевым звёздам, созданным нейтральными частицами, главным образом нейтронами.

Из рассмотренных данных, полученных в камере Вильсона и фотоэмульсиях, следует, таким образом, что если распады V_1^0 -частиц со значениями Q , отличными от ~ 37 Мэв, и существуют, то число их очень мало по сравнению с Λ^0 -распадами, для которых $Q \sim 37$ Мэв. Надёжное выделение V_1^0 -распадов с $Q > 37$ Мэв методом камеры Вильсона потребует поэтому накопления огромного числа V_1^0 -распадов. В то же время недавно начавшееся исследование V_1^0 -распадов с помощью фотоэмульсионных камер позволит

в более короткое время, благодаря значительно большей разрешающей способности этого метода, выяснить, является ли Λ^0 -частица, распадающаяся по схеме $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^- + \sim 37 \text{ Мэв}$, единственным нейтральным гипероном.

В заключение приводим таблицу наиболее точных значений энергии распада Q , полученных различными группами.

Таблица III

Автор	Метод	Число распадов	Q (Мэв)	Масса частицы
Лейтон и др. ⁷⁸	Магнитная камера	19	$34,7 \pm 1$	—
Бридж и др. ⁸²	Многopластинная камера Вильсона	22	37	—
Арментерос и др. ⁸⁰	Магнитная камера Вильсона	22	$42 \pm \frac{3}{2}$	—
Фридландер и др. ⁸³	Эмульсионная камера	9	$36,92 \pm 0,22$	$2181 \pm 1 m_e$

III.3. V_2^0 -мезоны; ϑ^0 -мезоны

При изучении V^0 -распадов в камере Вильсона наряду с распадами нейтральных гиперонов было обнаружено значительно меньшее число V^0 -распадов, когда одной из вторичных частиц является положительный лёгкий мезон. В течение долгого времени не удавалось установить схему таких V -распадов. В настоящее время ясно, что большая их часть представляет собой распад частицы с массой, близкой к $970 m_e$, на два π -мезона:

$$\vartheta^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \sim 214 \text{ Мэв}.$$

Этот тип V_2^0 -мезона получил название ϑ^0 -мезона.

Здесь рассмотрены наиболее надёжные доказательства существования таких частиц.

Среди V^0 -распадов наблюдалось также небольшое число распадов, которые не могут быть объяснены ни Λ^0 , ни ϑ^0 -распадами. Такие «аномальные» V^0 -распады рассмотрены в разделе III.3.6.

III.3.1. Данные Манчестерской группы на Пик-де-Миди. Эта группа (Арментерос, Баркер, Батлер, Коатс, Соверби) произвела анализ 14 V^0 -распадов⁸⁵, не являющихся V_1^0 -распадами, для которых ошибка в измерении импульса не превосходит 15—20%. Так как все вторичные частицы имели ионизацию, близкую к минимальной, то отличить протоны от π -мезонов часто

было невозможно. Поэтому для того, чтобы к исследуемым распадам не были примешаны V_1^0 -распады, требовалось, чтобы исследуемый распад, рассматриваемый как V_1^0 -распад, давал значение Q , не меньшее 100 Мэв. Этим с большим запасом исключались распады нейтральных гиперонов: $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^- + \sim 37$ Мэв. Так как большая часть отобранных таким образом частиц были быстрыми частицами, исследование полученных данных было выполнено динамическими методами (проверка на компланарность, P_t -распределение, график P_t , α), рассмотренными в разделе 1.5.1.

а) Проверка на компланарность. Такая проверка требует установления точки, где произошло образование V^0 -частицы; она могла быть выполнена лишь для 7 распадов из 14. Три V^0 -частицы, допускающие проверку на компланарность, возникли в свинце над камерой Вильсона и четыре V^0 -частицы — в свинцовой пластине, расположенной в камере. Для всех этих распадов точка, в которой возникла V^0 -частица (с точностью до нескольких градусов) действительно лежит в плоскости следов обеих вторичных частиц. Отклонения от компланарности очень невелики и находятся в пределах ошибок измерений углов. Углы некомпланарности δ равны $3,5 \pm 3$; 3 ± 2 ; 6 ± 3 ; 0 ± 2 ; 4 ± 2 ; 2 ± 2 ; $2 \pm 2^\circ$; они во много раз меньше углов между направлением полёта V^0 -частицы и следами вторичных частиц, откуда следует, что две заряженные частицы, возникающие при распаде, являются единственными распадными частицами (если при этих распадах и испускается третья — нейтральная частица, то уносимый ею импульс должен быть не менее, чем в 2,5 раза меньше импульса вторичных заряженных частиц). Таким образом, из проверки компланарности следует важный вывод о существовании отличной от нейтрального гиперона V^0 -частицы, распадающейся на два лёгких мезона.

б) Распределение поперечных импульсов. Распределение поперечных импульсов для 14 измеренных V_2^0 -распадов приведено на рис. 30. Пунктирная кривая даёт распределение P_t для распада на две частицы при значении $P^* = 200$ Мэв/с и средней ошибке в измерении импульса, близкой к 35 Мэв. Как видно из графика, между гистограммой и расчётной кривой существует прекрасное согласие. Отсюда следует, что большая часть

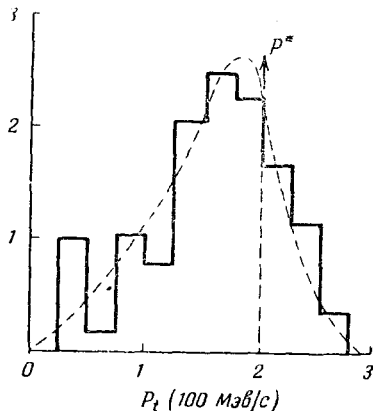


Рис. 30. Распределение поперечных импульсов для V_2^0 -распадов⁸⁸.

V_2^0 -распадов действительно происходит на две заряженные частицы и что величина импульса вторичных частиц в системе центра масс близка к $P^* = 200 \text{ Мэв}/c$.

в) График p_t , $A = \frac{1}{2} M\beta (\alpha - \alpha^*)$. Для дальнейшего анализа

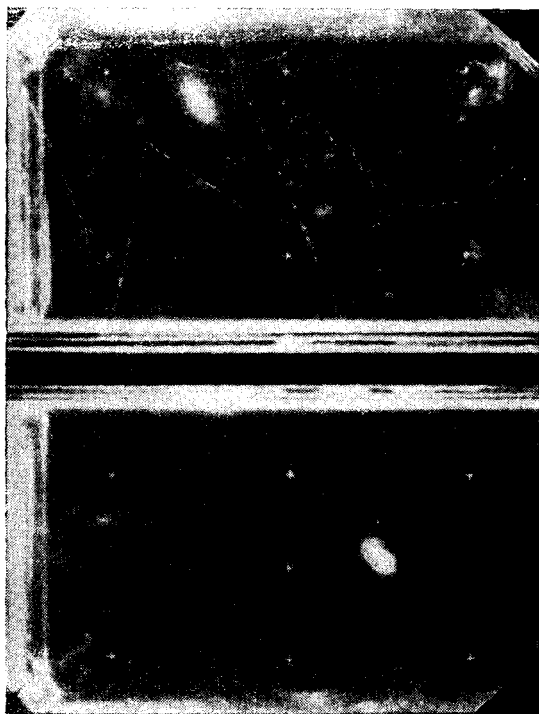


Рис. 31. V^0 -распад, интерпретируемый по схеме $V^0 \rightarrow \tau^- + \pi^+$. Положительная вторичная частица входит в свинцовую пластину, помещённую между камерами. Масса частицы, оценённая по ионизации и импульсу, близка к $350 m_e$. Масса отрицательной вторичной частицы лежит в пределах 450—1000 m_e и очень мало вероятно, чтобы она была лёгким мезоном. Этот распад интерпретируется как распад на K -мезон (например, τ -мезон) и π^+ -мезон ⁷⁷.

были выбраны два варианта распадов: распад на два π -мезона

$$V_2^0 \rightarrow \pi + \pi + Q_1 \quad (1)$$

и распад на τ - и π -мезоны

$$V_3^0 \rightarrow \tau + \pi + Q_2, \quad (2)$$

и произведён анализ значений p_t и $A = \frac{1}{2} M\beta (\alpha - \alpha^*)$, вычислен-

ных в предположении распада по схеме (1) или (2). Последняя схема распада была предложена Лейтоном и др.⁷⁷, которые обнаружили среди вторичных частиц при V^0 -распадах две отрицательные частицы с массой в интервале 500—1000 m_e (см. рис. 24). Фотография одного такого распада приведена на рис. 31.

Зависимость поперечного импульса p_t от параметра $A = \frac{1}{2} M\beta(\alpha - \alpha^*)$ в прямоугольной системе координат (p_t, A) изображается окружностью, радиус которой равен импульсу вторичных частиц в системе центра масс P^* (см. I.5.1).

На графиках рис. 32 нанесены эти окружности для схем (1) и (2); их радиус $P^* = 200$ Мэв/с, как это следует из анализа поперечных импульсов. Этому значению P^* отвечают $Q_1 = 208$ и $Q_2 = 143$ Мэв. Точки отвечают паре значений (p_t, A) для каждого распада. Из распределения точек около окружностей (цифры около точек указывают измеренную величину Q в Мэв) следует, что предположение о распаде по схеме (1) значительно лучше согласуется с опытными данными, чем предположение о распаде по схеме (2). Так, из 14 точек, отвечающих 14 наблюдаемым в работе Манчестерской группы

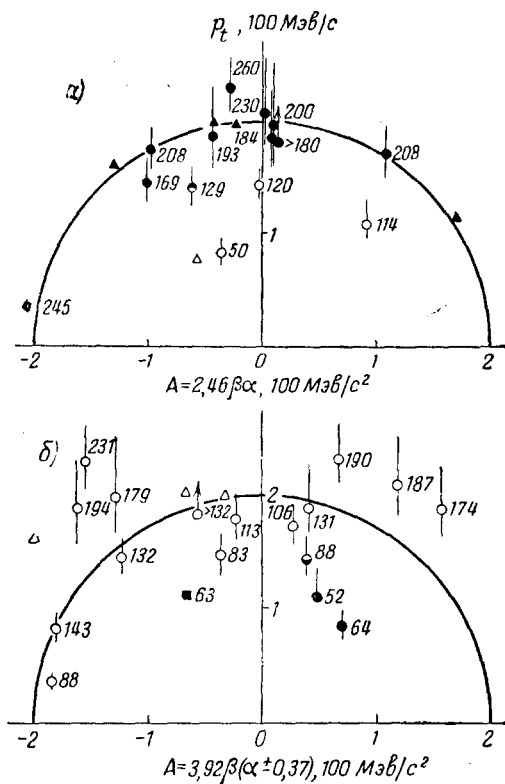


Рис. 32. График p_t, A для V^0 -распадов⁸⁵.

распадам, десять точек лежат вблизи окружности и имеют значения Q , близкие к 210 Мэв (230^{+80}_{-50} , 208^{+50}_{-40} , 169^{+30}_{-20} , 193^{+70}_{-20} , 260^{+65}_{-45} , 200^{+95}_{-55} , 184^{+70}_{-40} , 208^{+64}_{-40} , 245^{+140}_{-70} и 180). Разброс остальных точек может быть вызван неточностью измерений и, возможно, присутствием небольшого числа частиц, схема распада которых отличается от схемы $V^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \sim 210$ Мэв.

III.3.2. Данные Индианской группы. Значительное уточнение сведений о V_2^0 -распадах было достигнуто в работах Индианской группы (Томпсон и др.), выполненных на уровне моря⁸⁶⁻⁸⁸ (схема установки показана на рис. 16), которая исследовала 63 распада



Рис. 33. V_2^0 -распад в магнитной камере Вильсона⁸⁷.

весьма быстрых V^0 -частиц. Только две из 126 наблюдавшихся вторичных частиц были сильно ионизирующими ($I > 2I_{\text{min}}$). Импульсы вторичных частиц были измерены с точностью, которая значительно превосходила точность измерений Манчестерской группы.

Один такой распад, зарегистрированный в большой магнитной камере⁸⁷, приведён на рис. 33. Нейтральная частица, возникающая

в проникающем ливне, распадается, пройдя около $1/8$ длины освещённой части камеры. След a (длина 43 см) V-образной вилки (a, b) принадлежит положительно заряженной частице с измеренным импульсом $0,67 \pm 0,02$ Бэв/с и минимальной ионизацией, что исключает протон, который при том же импульсе ионизовал бы в 2,3 раза сильнее. Импульс отрицательной частицы b равен $0,094 \pm \pm 0,008$ Бэв/с, ее ионизирующая способность превышает минимальную в 2—3 раза, откуда следует, что эта частица π^- или μ^- -мезон. Величина Q , полученная для этого случая в предположении (π^+, π^-) -распада, равна 215 ± 7 Мэв.

Результаты динамического анализа распадов приведены на рис. 34. Вместо параметров (p_t, A) здесь использованы параметры (p_t, α) . Зависимость p_t от α для β , близкого к 1 (быстрые V^0 -частицы),

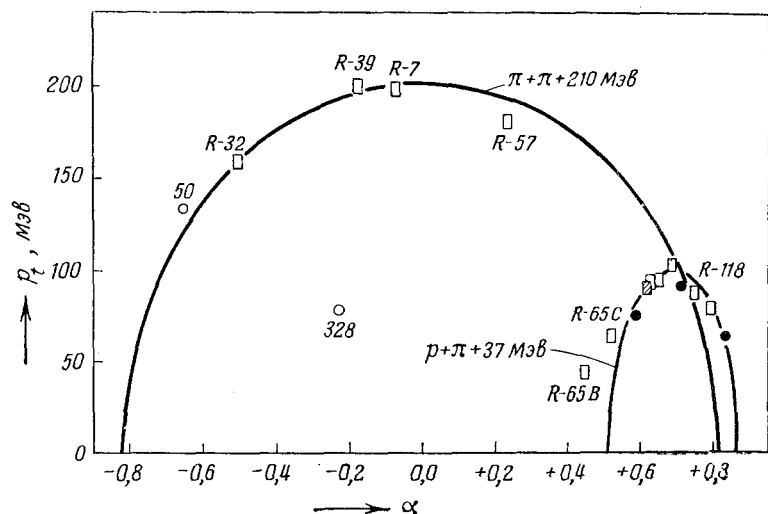


Рис. 34. График p_t, α для V^0 -распадов по данным Индианской группы⁸⁸.

изображается эллипсом. Большой эллипс на рис. 34 даёт зависимость $p_t(\alpha)$ для симметричного распада частицы с массой $971 m_e$ на два π -мезона:

$$\Lambda^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- \sim 214 \text{ Мэв} \quad (1)$$

$$(\alpha^* = 0).$$

Эллипс в правом углу графика соответствует зависимости (p_t, α) для несимметричного распада нейтрального гиперона

$$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^- \sim 37 \text{ Мэв} \quad (2)$$

$$(\alpha^* = 0,67).$$

Распад, показанный на рис. 33, соответствует случаю $R-118$ на рис. 34.

Расположение экспериментальных точек (p_t, α) для наиболее точно промеренных распадов относительно этих двух кривых показывает, что почти все распады действительно разбиваются на две группы, соответствующие распадам Λ^0 -частиц и Ξ^0 -мезонов.

В дальнейшем Томпсону и сотрудникам удалось в два с лишним раза увеличить число тщательно промеренных V_1^0 - и V_2^0 -распадов⁸⁹.

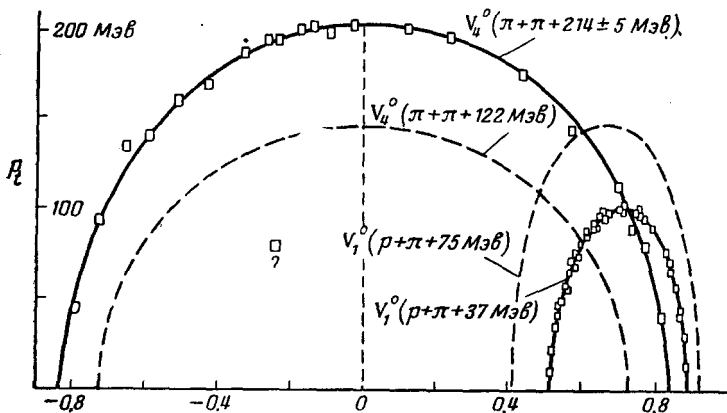


Рис. 35. График p_t, α для V_2^0 -распадов по последним данным Индианской группы⁸⁹.

Полученное разделение Λ^0 - и Ξ^0 -частиц показано на рис. 35, куда вошли и уточнённые данные рис. 34.

В работе⁸⁶ Индианская группа дала следующие значения массы и энергии распада V_2^0 -мезонов, распадающихся на два π -мезона (Ξ^0 -мезоны):

$$M_{\Xi^0} = (971 \pm 10) m_e,$$

$$Q_{\Xi^0} = (214 \pm 5) \text{ Мэв}.$$

Таким образом, масса Ξ^0 -мезона в пределах погрешностей измерений совпадает с массой τ -мезона.

III.3.3. Медленные V_2^0 -мезоны в многопластинной камере. Ядерные взаимодействия вторичных частиц. V_2^0 -частицы наблюдались также и в многопластинных камерах. Эти наблюдения позволяют отождествить вторичные частицы по ядерным взаимодействиям в пластинах и отличить, таким образом, μ -мезоны от π -мезонов. Группа М. Т. И. наблюдала среди 27 V^0 -распадов частиц, возникших в пластинах камеры, 4 V^0 -распада, отличных от V_1^0 ⁸². Наибольший интерес представляют распады

V_2^0 -частиц небольшой энергии. Один такой распад наблюдался Дайтоном и Виллардом⁹⁰. V_2^0 -мезон возник в ядерном взаимодействии, вызванном, повидимому, π -мезоном, который в свою очередь возник в проникающем ливне, вызвавшем расширение камеры. Масса одной из частиц, следы которых образуют V-образную вилку, оценённая по ионизации, рассеянию и пробегу в пластинах, оказывается меньше $900 m_e$, что указывает на π - или μ -мезон. Другая вторичная частица испытывает небольшое ядерное взаимодействие в предпоследней пластине и внезапное изменение ионизации и, вероятно, является π -мезоном. Этот распад обнаруживает компланарность в пределах экспериментальных ошибок, равных $\pm 10^\circ$. В предположении, что в данном случае имеет место распад

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

авторы получают $Q = (173 \div 198) \pm 11 \text{ Мэв}$, что находится в согласии со значением Q для ϑ^0 -распада.

Другой весьма похожий случай, обнаруженный позже, был доложен Бриджем на конференции в Баньер-де-Бигор⁹¹. Для этого случая в предположении распада на два π -мезона был получен нижний предел величины $Q = 155 \text{ Мэв}$, что согласуется со значением Q при ϑ^0 -распаде.

Группа Политехнической школы также сообщила о наблюдении нескольких V_2^0 -распадов в нижней, многопластинной камере своей установки. В трёх случаях они наблюдали ядерное взаимодействие положительных и отрицательных вторичных частиц в пластинах камеры. Рейнольдс сообщил о двух случаях ядерного взаимодействия вторичных частиц при V_2^0 -распаде⁹².

III.3.4. V_2^0 -мезоны в фотоэмульсиях. Число V_2^0 -частиц, зарегистрированных в фотоэмульсиях, очень невелико. Лал, Пал и Питерс⁹³ наблюдали в фотоэмульсионной камере двухлучевую «вилку» с совершенно чистой вершиной, образованную двумя π -мезонами. Один из них останавливается в эмульсии и распадается на μ -мезон, пробег другого равен $1,2 \text{ см}$. Из измерения рассеяния и плотности зёрен следует, что его масса $< 450 m_e$. Предполагая, что в данном случае имеет место распад по схеме

$$V \rightarrow \pi + \pi + Q,$$

авторы получают $Q = 132 \pm 17 \text{ Мэв}$. Это не согласуется со значением Q для ϑ^0 -распадов, равным $(214 \pm 5) \text{ Мэв}$. Аналогичная вилка с чистой вершиной была обнаружена в фотоэмульсионной камере Корато, Дилворт и Скарси⁹⁴. Одна из частиц вилки отождествлена как π^- -мезон по σ -звезде в конце пробега, равного 1825 ± 70 ($E = 8,76 \pm 0,20 \text{ Мэв}$). Вторая частица прослеживается в трех эмульсиях на пути 16 мм и выходит из эмульсии. Измерения рассеяния

дают для этой частицы $p\beta = 960^{+180}_{-140}$ Мэв. Предполагая, что вторая частица также является π -мезоном, т. е. распад по схеме $\vartheta^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$, авторы получают значение $Q = 220^{+35}_{-30}$, которое находится в согласии с величиной Q при ϑ^0 -распаде.

Третий пример ϑ^0 -распада обнаружен Ясиным⁹⁵ и показан на рис. 36. Вершина двухлучевой вилки A с углом раствора 146° находится на расстоянии $\sim 100 \mu$ от звезды C , и плоскость вилки

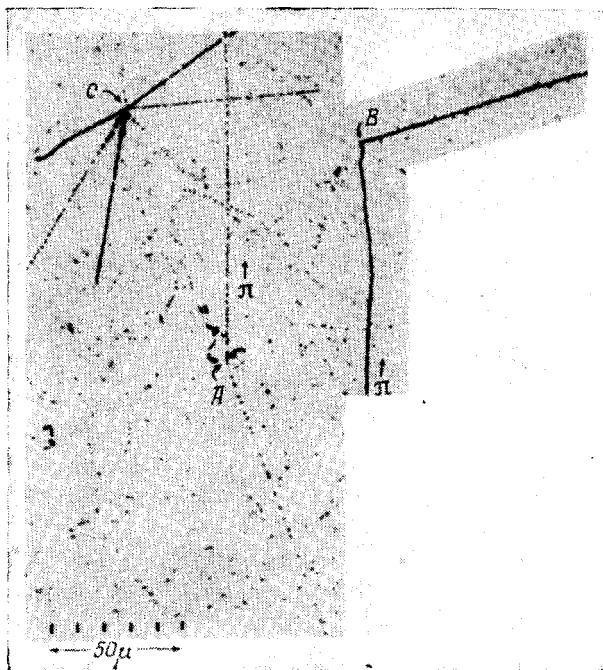


Рис. 36. V_2^0 -распад в эмульсионной камере. Отрицательный мезон, возникающий при распаде (пробег 3,1 мм), останавливается в эмульсии, образуя в B двухлучевую звезду. Вычисленное направление полёта ϑ^0 -мезона с точностью до ошибок измерения $\sim 2^\circ$ проходит через C — центр расщепления, в котором, вероятно, возникла ϑ^0 -частица. Если допустить, что обе вторичные частицы π -мезоны, то $Q = 202 \pm 11$ Мэв, и масса ϑ^0 -мезона $= 950 m_e$ ⁹⁵.

компланарна с центром звезды с точностью 2° . Один из следов вилки принадлежит π^- -мезону (продолжение его следа см. в правой части рис. 36), образующему в конце пробега ($R = 3,1$ мм) в точке B однолучевую σ -звезду. Второй след принадлежит лёгко-

му (μ - или π)-мезону, отождествлённому по измерению рассеяния и плотности зёрен, который покидает эмульсию, пройдя в ней 54 мм. В предположении распада по схеме $\Xi^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$

$$Q = 202 \pm 11 \text{ Мэв.}$$

III.3.5. Среднее время жизни нейтральных частиц. Среднее время жизни нейтральных гиперонов определялось многими авторами, измерявшими время пролёта нейтральных частиц от точки зарождения до точки распада. Этот единственно возможный в настоящее время метод описан в I.5.2. Он требует анализа очень большого числа Λ^0 -распадов, из которых необходимо выделить наиболее ценные для определения среднего времени жизни распады медленных Λ^0 -частиц, допускающие определение времени пролёта. Так, например, Пейдж и Ньют⁹⁶ нашли 26 подходящих Λ^0 -распадов среди 200 V-распадов. Пейдж⁹⁷ дополнительно обнаружил 23 подходящих Λ^0 -распада среди 357 V-распадов. В таблице IV приведены измеренные значения средних времён жизни

Т а б л и ц а IV
Среднее время жизни нейтральных гиперонов

Авторы	Число Λ^0 -распадов	Ср. время жизни (в 10^{-10} сек)
Алфорд и Лейтон (1953) ⁹⁸ . . .	74	$2,5 \pm 0,7$
Бридж и др. (1953) ⁹⁸	21	$3,5 \pm 1,2$
Дейчман и др. (1953) ^{100, 101} . .	22	$4,8 \pm 2,6$ $-1,3$
Гейтер (1954) ¹⁰²	21	$4,0 \pm 3,1$ $-1,2$
Пейдж и Пьют (1954) ⁹⁶	26	$3,7 \pm 3,9$ $-1,3$
Пейдж (1954) ⁹⁷	23	$3,6 \pm 1,1$ $-0,7$
$T_{\Lambda^0} = (3,7^{+0,6}_{-0,5}) \times 10^{-10} \text{ сек}$		

нейтральных гиперонов. Как видно из этой таблицы, значения средних времён жизни, полученные в разных опытах, в которых отбирались нейтральные гипероны различных энергий, находятся в хорошем согласии. Среднее взвешенное значение T_{Λ^0} , полученное Пейдж⁹⁷

по данным этой таблицы, равно:

$$T_{\Lambda^0} = (3,7 \pm_{0,5}^{0,6}) \times 10^{-10} \text{ сек.}$$

Указанные здесь ошибки имеют статистический характер. Систематические ошибки в измерениях Пейджа и Ньюта оценены авторами, которые считают, что они в 2—3 раза меньше статистических ошибок. Среди 23 Λ^0 -распадов, использованных Пейджем⁹⁷,



Рис. 37. Редкий случай распада нейтрального гиперона в магнитной камере Вильсона: протон остановился в газе камеры⁹⁷.

имеется один, повидимому, уникальный случай, когда испущенный при Λ^0 -распаде медленный протон остановился в газе камеры Вильсона (пройдя путь 9,1 см). Эта фотография воспроизведена на рис. 37. Энергия распада для этого случая равна $34,5 \pm_{4,5}^{6,5} \text{ Мэв}$. Время пролёта Λ^0 -частицей камеры до распада (в системе частиц) близко к $1 \times 10^{-9} \text{ сек.}$

Одна из первых оценок среднего времени жизни ϑ^0 -частиц была выполнена Дейчманом^{100, 101}, который отобрал среди 46 V^0 -распадов в большой многопластинной камере Вильсона 9 V_2^0 -распадов, для которых $Q > 150$ Мэв. Астбари сообщил на конференции в Баньер-де-Бигор¹⁰⁴ о произведённых Манчестерской группой на Юнгфрау-Йох измерениях среднего времени жизни по 11 распадам медленных V_2^0 -частиц, Гейтер¹⁰² отобрал среди 50 распадов 8 распадов медленных ϑ^0 -частиц и измерил их среднее время жизни. Последнее опубликованное в литературе измерение было произведено Пейджем¹⁰³, отобравшим 14 ϑ^0 -распадов среди 327 V^0 -распадов. Примесь распадов других нейтральных частиц среди всех этих распадов, по которым определялось среднее время жизни ϑ^0 -частиц, не превышает 10%. Большинство посторонних V^0 -частиц в этой примеси составляют Λ^0 -частицы, о которых известно, что их среднее время жизни имеет тот же порядок, что и среднее время жизни ϑ^0 -частиц. Поэтому можно считать, что ошибка в определении среднего времени жизни ϑ^0 -частиц, вызванная несовершенством их отбора, незначительна. Данные, полученные перечисленными авторами, приведены в таблице V.

Таблица V

Среднее время жизни ϑ^0 -мезонов

Авторы	Число ϑ^0 -распадов	Ср. время жизни (в 10^{-10} сек)
Дейчман (1953) ^{100, 101}	9	$2,5 \pm 1,5$
Астбари (1953) ¹⁰⁴	11	$1,7^{+2}_{-0,6}$
Бридж (1953) ⁹⁹	6	$0,9^{+1,6}_{-0,7}$
Гейтер (1954) ¹⁰²	8	$1,2^{+0,8}_{-0,3}$
Пейдж (1955) ¹⁰³	14	$0,7^{+0,3}_{-0,2}$
$T_{\vartheta^0} = (1,5^{+0,4}_{-0,3}) \times 10^{-10}$ сек		

Среднее взвешенное из приведённых значений равно:

$$T_{\vartheta^0} = 1,5^{+0,4}_{-0,3}$$

что приблизительно в 2,5 раза меньше среднего времени жизни нейтральных гиперонов.

III.3.6. Аномальные V_2^0 -распады. Большинство наблюдавшихся V^0 -распадов может быть понято как распад нейтрального гиперона ($\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^- \sim 37 \text{ Мэв}$) и Ξ^0 -мезона ($\Xi^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0 \sim 214 \text{ Мэв}$). Мы встречались уже, однако, с V^0 -распадами, которые не могут быть ни Λ^0 -, ни Ξ^0 -распадами. Так, например, Пасаденская группа⁴² пыталась часть распадов, отличных от Λ^0 - и Ξ^0 -распадов, интерпретировать по схеме

$$V_3^0 \rightarrow \tau^\pm + \pi^\pm.$$

Томпсон и др. сообщили о двух V_2^0 -распадах с аномально низкими значениями $Q = 86 \pm 6$ и 50 Мэв .

Известны также точно измеренные V_1^0 -распады со значениями Q , значительно большими и значительно меньшими 37 Мэв . О таких V_1^0 -распадах сообщала Пасаденская группа, измерившая $Q = 10 \pm 3$, 72 ± 10 и $79 \pm 15 \text{ Мэв}$ ⁴³, группа М.Т.И. (см. II.2.3.) и другие исследователи. Известные к моменту Падуанской конференции данные о 17 аномальных V^0 -распадах были рассмотрены Астбери¹⁰⁵. Недавно Ван-Линт, Андерсон, Коуэн, Лейтон и Йорк сообщили о шести новых V_2^0 -распадах, для которых энергия Q значительно меньше 214 Мэв ¹⁰⁶.

Эти 23 аномальные V^0 -распада зарегистрированы по наблюдениям в магнитных камерах Вильсона. Выше мы видели, каких усилий потребовало уверенное отождествление Λ^0 - и Ξ^0 -распадов: было наблюдеено больше тысячи V^0 -распадов и промерено несколько сотен следов вторичных частиц. Большое число наблюденных распадов позволило применить методы динамического анализа. Поэтому ясно, что имеющиеся в настоящее время 23 более или менее точно промеренные аномальные случаи V^0 -распадов совершенно недостаточны для отождествления чрезвычайно редких V^0 -частиц, отличных от Λ^0 - и Ξ^0 -частиц. Положение осложняется тем, что при большом числе промеренных следов вторичных частиц можно ожидать, даже в предположении гауссовского распределения ошибок, что несколько значений измеренных импульсов окажутся за пределами 2—4 стандартных отклонений. При существующей точности измерений импульса это приводит к тому, что значительная часть распадов, кажущихся аномальными, представляет собой обычные Λ^0 - и Ξ^0 -распады. Несмотря на это, имеет смысл рассмотреть такие распады с целью выяснить, какие новые гипотетические схемы распадов V^0 -частиц могут быть выдвинуты для объяснения полученных данных.

Упомянутые 23 аномальных распада были интерпретированы в тех случаях, когда данные о массе вторичных частиц допускали

это либо как V_1^0 , либо как V_2^0 , либо как V_3^0 -распады. Соответственно такой интерпретации были вычислены значения $Q_{V_1^0}$, $Q_{V_2^0}$ и $Q_{V_3^0}^{105}$. Вычисленные значения $Q_{V_2^0}$ лежат в пределах 27—148 Мэв, т. е. меньше энергии распада ϑ -мезона, равного $Q = 214$ Мэв, и не согласуются с предположением о единственном значении Q , отличном от 214 Мэв. Они могли бы быть объяснены наличием двух новых типов V_2^0 -частиц, распадающихся по схемам

$$\begin{aligned} V_2^0 &\rightarrow \pi^+ \pi^- \sim 50 \text{ Мэв}, \\ V_2^0 &\rightarrow \pi^+ \pi^- \sim 110 \text{ Мэв}. \end{aligned}$$

Значения $Q_{V_3^0}$ также лежат в широком интервале энергий и большая часть этих энергий распада заключена в интервале 30—90 Мэв. Таким образом, эти вычисления не согласуются и с предположением о единственном значении Q при V_3^0 -распаде, хотя некоторые аномальные распады можно объяснить таким способом. Можно попытаться объяснить некоторые из приведённых случаев распадом на три частицы. При рассмотрении схем распада τ -мезонов будут приведены доказательства аномального распада τ -мезона (см. II.1.3), при котором наряду с тремя заряженными π -мезонами возникает четвёртая, нейтральная частица, повидимому γ -квант¹⁰, уносящая значительную часть энергии распада. Можно предположить, что и распад ϑ^0 -частицы происходит в некоторых случаях по схеме

$$\vartheta^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma + Q. \quad (1)$$

Такие распады должны давать кажущееся значение Q , меньшее 214 Мэв. На 40 τ -распадов в эмульсии наблюдался один τ -распад типа $\tau \rightarrow 3\pi + \gamma$ и так как до сих пор наблюдали порядка сотни ϑ^0 -распадов, то можно ожидать, что некоторое число аномальных V_2^0 -распадов может быть объяснено таким образом. Разумеется, распад на три частицы нарушает компланарность, но для большинства аномальных V_2^0 -распадов компланарность не установлена, либо установлена с большой неточностью; в остальных немногих случаях наблюдается резкая некомпланарность.

Кроме гипотезы (1), может быть предложена аналогичная ей гипотеза о другом альтернативном распаде ϑ^0 -мезона на π - и μ -мезоны и нейтрино

$$\vartheta^0 \rightarrow \pi^+ \mu^- + \nu. \quad (2)$$

Обе эти гипотезы достаточно широки, чтобы объяснить значительное число из аномальных V_2^0 -распадов. В качестве гипотезы о распаде на 3 частицы можно допустить также существование τ^0 -частицы — нейтрального τ -мезона, распадающегося по схеме

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

Эта схема могла бы объяснить те V_2^0 -распады, для которых $Q < 80$ Мэв. Мы привели наиболее простые из возможных в настоящее время объяснений аномальных V_2^0 -распадов. Статистическая достоверность имеющихся данных далеко недостаточна для проверки приведённых гипотез. Они смогут быть подтверждены или опровергнуты лишь после того, как число таких распадов возрастёт по меньшей мере на порядок, что даст возможность исследовать такие распады с помощью обычных динамических методов, сыгравших такую важную роль в отождествлении Λ^0 - и Ξ^0 -частиц. Повидимому, решение этих вопросов, даже при привлечении опытов на ускорителях, потребует продолжительных наблюдений. Можно надеяться, что в решении этой проблемы значительную роль сыграют индивидуальные наблюдения в больших эмульсионных камерах, в которых удастся наблюдать остановку вторичных частиц, возникающих при аномальных V^0 -распадах.

IV. ЗАРЯЖЕННЫЕ ГИПЕРОНЫ

IV.1. Введение

В течение 1953—1955 гг. происходило постепенное накопление данных, получаемых в космическом излучении и на космотроне и свидетельствующих о существовании не только нейтральных, но и заряженных частиц тяжелее протонов. Эти частицы получили название заряженных гиперонов. В 1953—1954 гг. Алиханян и сотрудники сообщили о наблюдении нескольких положительно заряженных нестабильных частиц тяжелее протона^{107, 108}. Частицы прошли магнитное поле масс-спектрометра и распались в медных пластинах камеры Вильсона, расположенной под спектрометром. Масса двух таких частиц, измеренная по импульсу и пробегу в пластинах камеры, оказалась равной $2230 \pm 150 m_e$ в одном случае и в пределах 1460—3200 m_e — во втором¹⁰⁷. В 1953 г. Йорк, Лейтон и Бжорднеруд на своей установке, схема которой приведена на рис. 12, обнаружили, что две быстрые заряженные частицы, возникшие в свинцовой пластине между камерами и распадающиеся на лету в газе нижней камеры, сбрасывают при распаде заряженные вторичные частицы, масса которых близка к массе протона (см. спектр масс на рис. 62). Они предположили, по аналогии с распадом нейтрального гиперона, что оба эти распада представляют собой распад тяжёлой частицы на протон и π -мезон: $Y^+ \rightarrow p + \pi^0$, и высказали гипотезу о существовании альтернативной схемы распада этих частиц: $Y^\pm \rightarrow p + \pi^\pm$.

Бонетти и др.¹⁰⁹ в 1953 г. обнаружили распад остановившейся в эмульсии частицы, для которой измерение массы по рассеянию и пробегу, выполненное методом пестяжной сагитты, дало значение $2210 \pm 250 m_e$. Детальные измерения следа вторичной частицы

не могли быть выполнены (длина следа всего 120 μ , частица выходит из эмульсии), и можно было лишь утверждать, что вторичная частица тяжелее электрона.

Вслед за этими первыми работами вскоре появилось значительное число работ, в которых сообщалось о наблюдении заряженных гиперонов, при распаде которых возникает либо протон, либо лёгкий мезон.

IV.2. Измерения массы

В таблице VI суммированы данные о всех известных из литературы к началу 1955 г. распадах заряженных гиперонов¹¹¹. В столбце 7 этой таблицы приведены значения масс и указан метод измерений. Следы большинства гиперонов имеют небольшую длину (меньшую 1 см), поэтому ошибка индивидуальных определений массы в большинстве случаев велика. В то же время различие методов измерений и большой разброс данных лишает получения средних взвешенных значений. Все измеренные значения масс, как видно из таблицы, лежат в пределах $\sim 1800 - 2800 m_e$. Значительно более точные значения масс, полученные на основании схемы распада и энергии возникающих при распаде частиц, согласуются, как будет показано ниже, с этими оценками массы.

IV.3. Заряженные гипероны, образующиеся при распаде протон

В своей второй статье Бонетти и др.¹¹⁰ сообщили о двух новых распадах заряженных гиперонов, из которых один аналогичен описанному выше.

В другом распаде вторичной частицей является протон, останавливающийся в эмульсии. После этого удалось наблюдать не менее пяти аналогичных распадов. Один из них наблюдался при облучении пачки фотоэмульсий протонами с энергией ~ 35 эв на космическом троне¹¹².

Этот распад показан на рис. 38. Заряженный гиперон (след Y^+) возник в образованной протоном (след P) звезде, состоящей из трёх «чёрных» и трёх «тонких» следов. В точке A гиперон Y^+ распадается, и возникший при его распаде протон останавливается в смежной эмульсии, пройдя путь 1,78 мм. Данные о пяти распадах остановившегося заряженного гиперона на протон приведены в таблице VI (распады $Y\text{-GeMi}_3$, $Y\text{-Pd}_2$, $Y\text{-Br}_7$, $Y\text{-Br}_{11}$, $Y\text{-R}_6$; космический гиперон в таблицу не включён). Из таблицы видно, что вторичные протоны во всех пяти распадах имеют чрезвычайно близкие пробеги (1,67, 1,67, 1,67, 1,68 и 1,60 мм эмульсии). Это показывает, что заряженные гипероны распадались после полного замедления и что при распаде возникали только две вторичные частицы.

По аналогии с распадом нейтрального гиперона: $\Lambda_0 \rightarrow p + \pi^-$, была предложена следующая схема распада заряженного гиперона:

$$Y^+ \rightarrow p + \pi^0 + Q.$$

Величины Q , вычисленные в предположении распада по этой схеме, приведены в таблице VI. Среднее взвешенное значение Q по рас-

смотренным шести распадам равно $116 \pm 0,7 \text{ Мэв}$; такому значению Q отвечает масса Y^+ -частицы, равная $2333 \pm 1,5 m_e$.

Рассмотренные шесть распадов не дают никаких положительных указаний о природе нейтральных вторичных частиц.

Фридландер и др.¹¹² произвели поиск электронной пары, которая могла бы возникнуть от конверсии γ -кванта, образовавшегося при распаде π^0 -мезона. Такая пара не была обнаружена для обоих наблюдававшихся ими распадов ($Y\text{-Br}_7$; $Y\text{-Br}_{11}$, таблица VI), хотя вероятность её обнаружения в случае $Y\text{-Br}_7 \sim 12\%$. Нахождение таких пар могло бы решить вопрос о природе нейтральной частицы, возникающей при распаде заряженного гиперона: если эта частица γ -квант, то направление пары обратно направлению протона; если же нейтральная частица π^0 -мезон, то направление пары составит с направлением протона угол, в большинстве случаев близкий к 162° .

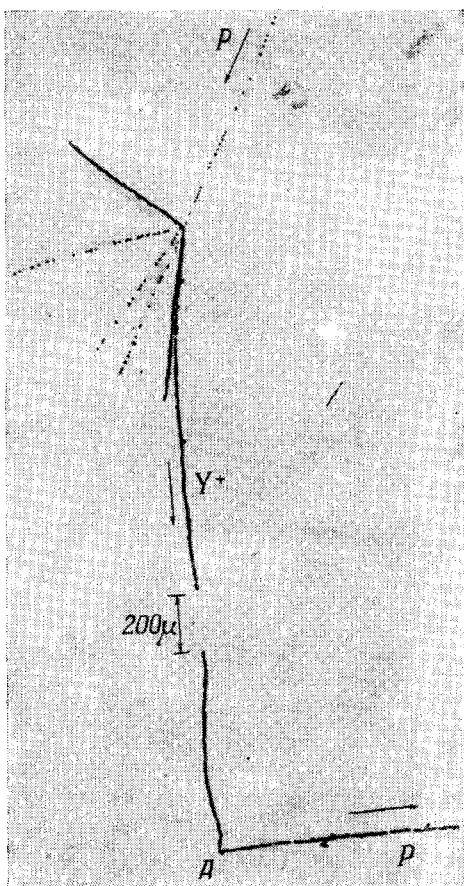


Рис. 38. Распад заряженного гиперона на протон, останавливающийся в эмульсии¹¹².

Кроме шести распадов остановившихся гиперонов, наблюдались также четыре распада на лету, при которых возникают протоны

Таблица VI

Первичная частица										Вторичная частица												
Частица	Ссылка	L (мм)	n	β_e	β_d	M (m_e)	t_r (S)	T_r	Звезда	L (мм)	n	θ	β ($M_{\text{эв}}/c$)	E ($M_{\text{эв}}$)	β_e	β_e^*	P_t ($M_{\text{эв}}/c$)	P^* ($M_{\text{эв}}/c$)	J/J_0	M (m_e)	Q ($M_{\text{эв}}$)	Примечание
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23
Y-Bo ₁	Конференция в Баньер-де-Бигор Phys. Rev. 92, 438 (1953)	19	ФЭК		распад 118 ± 5 $M_{\text{эв}}/c$	2200^{+600}_{-400} (α, R) 2500 ± 380 (g, R)	$2,08 \cdot 10^{-10}$	∞	$13 + 10 \alpha$ (τ)	14			160 ± 13	103 ± 9					1,26	330 ± 60	135 ± 35	
Y-Bo ₂	То же	8			на лету	2460 ± 500 (α, g)		∞	$17 + 6p$	0,572									$1,25 \pm 0,1$		110 ± 25	
Y-Bo ₃	» »	5,4			» »	2610^{+300}_{-250} (α, g)			$24 + 6p$	12,450										1950 p	129 ± 11	
Y-Bo ₄	» »	24			» »	2775 ± 185 (α, g)			$17 + 12p$	0,824										p	225 ± 25	
Y-Bo ₅	» »	4,22			» »	2470 ± 300 (α, g)			$1 + 2$	116											212 ± 22	
Y-Br ₁	Падуанская конференция (1954)	4,72	1 ФЭК		$0,26 \pm 0,01$	2750 ± 500	$5,8 \cdot 10^{-11}$		$26 + 14p$	~ 13	11 ФЭК	$145^\circ 5$	85 ± 5 $1/10$		$0,68 \pm 0,01$	$0,78 \pm 0,01$	72 ± 2	176 ± 6	$1,34 \pm 0,02$		100 ± 6	
Y-Br ₄	То же	4,4	ФЭК		$0,6 \pm 0,2$	2500 ± 500	$\sim 1 \cdot 10^{-11}$		$9 + 8p$	3/эм. слой 2,5 см	8 ФЭК	$24^\circ 4$	160 ± 20						$0,98 \pm 0,5$		36 ± 10	
Y-Br ₃	» »	15	1		($J/J_0 = 1,9$)	2200 ± 300			$15 + 16$	1/эм. слой	16								$1,15 \pm 0,05$		65 ± 20	
Y-Br ₅	» »	9			$0,54 \pm 0,02$	2350 ± 350	$4 \cdot 10^{-11}$		$19 + 3n$ (K)	0,7/эм. слой		46°	180						~ 1		> 85	
Y-GeMi ₁	Nuovo Cimento, 10, 345 (1953)	15,76	2		в покое	2210 ± 250 (α, R)	$2,14 \cdot 10^{-10}$	∞		0,12	1								~ 1			тяжёлые электроны
Y-GeMi ₂	Конференция в Баньер-де-Бигор Nuovo Cimento, 10, 1736 (1953)	1,25	1		в покое	2340 ± 700	$3,45 \cdot 10^{-11}$	∞		0,25									~ 1			
Y-GeMi ₃	То же	0,9	1		» »	2300 ± 800	$2,72 \cdot 10^{-11}$	∞		1,670				$18,7 \pm 2$						2030^{+530}_{-480} (α, R) 1840 ± 670 (g, R) p	115 ± 3	
Y-GeMi ₄	Падуанская конференция (1954)	0,6	1		на лету				$3 + 1n$	0,1	1								~ 1			
Y-GeMi ₅	То же	5,82	6 ФЭК		в покое	2300 ± 600	$1 \cdot 10^{-11}$	∞	$27 + 5n$	0,7 эм. слой									~ 1			
Y-GeMi ₆	» »	0,6	1 ФЭК	$0,31 \pm 0,02$	$0,31 \pm 0,02$	2700 ± 1350 (α, g)	$7 \cdot 10$	∞	$K -$	4 эм. слой	7	32°	204 ± 21 (α)	133	0,86	0,77	126	167 ± 20	$1,07 \pm 0,02$		95 ± 21	
Y-GeMi ₇	» »	4,14	2 ФЭК	$0,23 \pm 0,02$	$0,19 \pm 0,02$	2700 ± 600 (α, g)	$5,6 \cdot 10$	∞	$7 + 1n$	2,2 эм. слой	5	23°	166 ± 17 (α)	104	0,82	0,75	79	160 ± 20	$1,1 \pm 0,02$		90 ± 20	
Y-Jt ₁	» »	0,8		0,20	0,20	2500 ± 900	$1,4 \cdot 10$			0,9		$90^\circ + 1$		53 ± 20					$1,6 \pm 0,1$	300 ± 75	72 ± 20	
Y-Pd ₁	Конференция в Баньер-де-Бигор Nuovo Cimento, 10, 1207 (1953)	3,25	1		0,23	2100 ± 400	$4,6 \cdot 10$		$11 + 1n$	4,3	1	14°		70						286 ± 30	131 ± 24	
Y-Pd ₂	Падуанская конференция (1954)	0,95	1 ФЭК		в покое	1840	$2,9 \cdot 10$	∞	$5 + 1n$	1,68				$18,5 \pm 0,03$						2200^{+600}_{-406} p	116 ± 2	
Y-Pd ₃	То же	15	8 ФЭК		$0,371 \pm 0,007$	1900 ± 250	$1,4 \cdot 10$		$11 + 3n$	28,7	10	26°		$97,7 \pm 1,2$						p	125 ± 30	
Y-Rc ₁	» »	1,8	1 ФЭК	0,29	0,29	2390 ± 500 (α, g)	$2,1 \cdot 10$		$25 \pm 5n$	0,7 эм. слой		$43^\circ 13$	195 ± 30 (J/J_0)	132 ± 30	$0,855 \pm 0,13$	$0,806 \pm 0,13$	155 ± 3	191 ± 35	$1,015 \pm 0,05$		116 ± 50	
Y-Ro ₁	» »	4,29	0 ФЭК	0,219	в покое	1480 ± 500 (α, R) 3000 ± 500 (g, R)	$0,79 \cdot 10$	∞	$1 + 0n$	12	1 ФЭК		50						1			
Y-Ro ₂	» »	31,97	22 ФЭК	0,4	0,17	3400 2100 ± 150 (g, R)	$3 \cdot 10$		> 8	7,2	7	55°	170 ± 30		$0,821 \pm 0,04$				$1,25 \pm 0,08$			
Y-Ws ₁	Rhys. Rev. 92, 838 (1953)	3,7			в покое	2860 ± 860	$0,74 \cdot 10^{-10}$	∞		2,2			150 ± 35							330 ± 90	114 ± 32	
Y-Ww ₁	Падуанская конференция (1954)	2,9			0,33	1900^{+450}_{-300}	$2,9 \cdot 10^{-11}$		$17 + 10p$	3		22°	186 ± 30	122						2000^{+450}_{-300} p	146 ± 40	
Данные, опубликованные после Падуанской конференции																						
Y-Go ₁	Nuovo Cimento, 1953, 2, 284	1,6	3 э. к.		на лету				$28 + 29p$ (τ -мезон)	23,1	34									271^{+185}_{-106}	135^{+15}_{-19} 97^{+12}_{-15}	если $\pi^+ + n$ если $\mu^+ + n$
Y-Br ₃	Nuovo Cimento, 1953, 3, 482	14,6	1 э. к.		$0,61 \pm 0,02$	2500 ± 250 (α, g)	$0,54 \cdot 10^{-10}$	$1,84 \cdot 10^{-10}$	$12 + 7p$	8,3	10	$42,4$		99 ± 14 по ионизации							60 ± 11 59 ± 11	если $Y \rightarrow \pi + \pi$ если $Y \rightarrow \Lambda^0 + \pi$
Y-Br ₇	То же	3,6	4 э. к.		после ост.	2100 ± 300	$7,2 \cdot 10^{-11}$		$1 + 0n$	1,67	3			$18,77 \pm 0,19$							$115,8 \pm 1,0$	
Y-Br ₈	» »	13,86	1 э. к.		$0,11 \pm 0,05$	2500^{+440}_{-320} изменение ионизации	$1,8 \cdot 10^{-10}$	$1,90 \cdot 10$	$25 + 2p$	62,9	70	112 ± 1		$87,4 \pm 3,5$ по ионизации							115 ± 7	
Y-Br ₉	» »	8,79	9 э. к.		$0,245 \pm 0,005$	> 1840 изменение ионизации	$0,02 \cdot 10^{-10}$	$0,86 \cdot 10$	$13 + 0p$	22,9	9	$54,7 \pm 2$		$107,9 \pm 10$ по ионизации							$103 \pm 10,5$	
Y-Br ₁₁	» »	2,01	2 э. к.		после ост.	~ 2000	$4,8 \cdot 10^{-11}$	∞	$15 + 3n$	1,602	2			$18,32 \pm 0,32$							$113,5 \pm 1,7$	
Y-Br ₆	Phil. Mag., 1954, № 3, 855	17,5	э. к.		на лету	1850 ± 250 (α, g)			$19 + 3p$ (K -мезон)	5,0 эм. слой			190 ± 10						$1,02 \pm 0,02$		116 ± 5	
Y-T ₀	Nuovo Cim., 1955, № 6					2300^{+270}_{-640} (α, g)			$11 + 14\alpha$	16,59		$147^\circ 16' \pm 15$		$30,54 \pm 0,86$							97 ± 15 107 ± 15	если $Y^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$ если $Y^- \rightarrow n + \pi^-$
Y-R ₀	Nuovo Cim., 1954, № 3, 464	1,25				2800^{+1500}_{-900} (α, R) 2670 ± 500 (g, R)			p (17,3) 10 K-мезон	$1,675 \pm 0,37$										$> \text{массы}$ π -мезона	117 ± 13	

(таблица VI). Спектр значений Q , вычисленных для всех распадов на протон, по данным Падуанской конференции, приведён на гистограмме рис. 39.

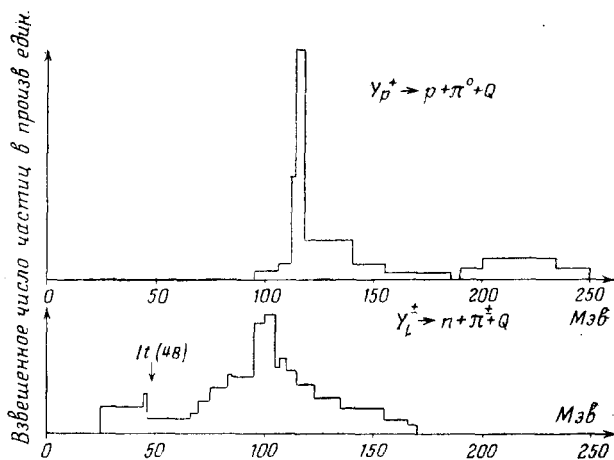


Рис. 39. Спектр значений Q при распаде заряженных гиперонов ^{111} .

IV.4. Заряженные гипероны, дающие при распаде лёгкий мезон

Кроме распада на протон, были обнаружены распады заряженных гиперонов как после остановки, так и на лету, при которых возникают лёгкие мезоны. Идентификация этих лёгких мезонов, имеющих значительную энергию, связана с трудностями, совершенно аналогичными трудностям при идентификации лёгких мезонов от K -распада. В некоторых случаях масса лёгкого мезона могла быть измерена. Полученные в этих случаях значения масс равны (см. таблицу VI) 330 ± 60 ; 271^{+195}_{-106} ; 300 ± 75 ; 286 ± 30 ; $330 \pm 90 m_e$ и свидетельствуют о возникновении π -мезонов при таких распадах.

Дебенедетти и др. (1955)¹¹⁴ сообщили о распаде отрицательно заряженного гиперона, при котором возникает отрицательный π^- -мезон. Эта фотография, являющаяся единственным определённым случаем распада отрицательного гиперона в эмульсии, воспроизведена на рис. 40. Масса заряженного гиперона, возникшего в звезде $11+14\alpha$, равна $2300^{+270}_{-640} m_e$; (g, α). Он распадается на лету в точке А, испуская лёгкий мезон, который останавливается в эмульсии, образуя σ -звезду, характерную для захвата π^- -мезона. Детали этого распада приведены в таблице VI. Совместно с распадом отрицательного гиперона, обнаруженного в камере Вильсона космотронной

группой ^{173} , этот распад свидетельствует о том, что наряду с распадом $Y^+ \rightarrow p + \pi^+ + Q$ существует и распад $Y^- \rightarrow p + \pi^- + Q$.

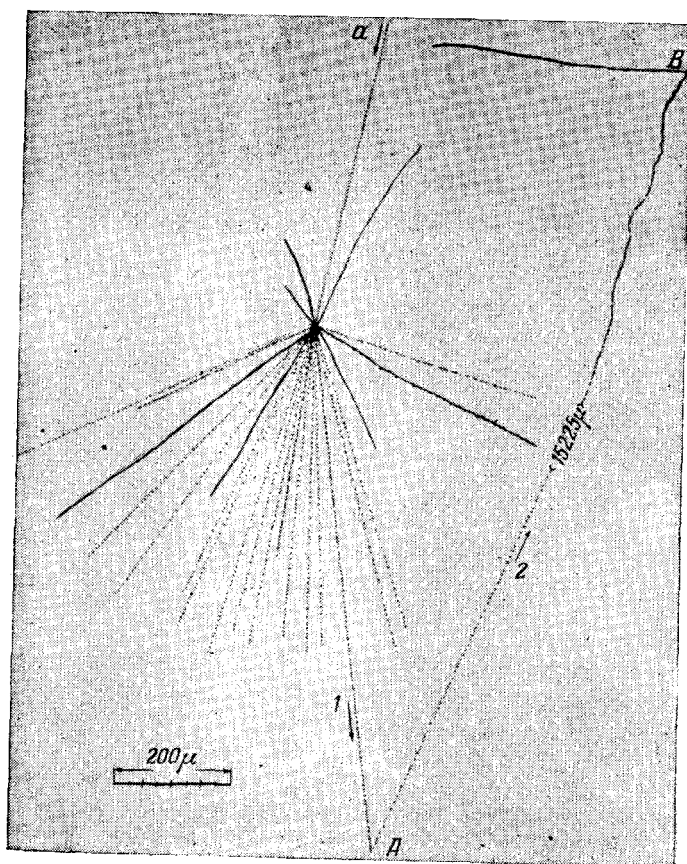


Рис. 40. Распад на лету отрицательного гиперона. Вторичная частица является π^- -мезоном и образует характерную σ -звезду ^{114} .

Приведённые данные о распаде гиперонов могут быть, таким образом, описаны следующими схемами:

$$Y_p^+ \rightarrow p + \pi^0 + Q_1, \quad (1)$$

$$Y_L^\pm \rightarrow p + \pi^\pm + Q_2. \quad (2)$$

Если частицы Y_p и Y_L , распадающиеся по схемам (1) и (2), имеют одну и ту же массу, то

$$Q_1 - Q_2 = p - p + (\pi - \pi^0),$$

откуда следует, что $Q_1 = Q_2 + \sim 6$ Мэв. Поэтому точное определение величин Q_1 и Q_2 должно помочь в решении вопроса о тождественности заряженных гиперонов, образующих при распаде протон и заряженный π -мезон.

На рис. 39 приведены гистограммы значений Q , построенные по данным Падуанской конференции для распадов, которые можно было отнести либо к схеме (1), либо к схеме (2). Максимумы распределений Q_1 и Q_2 действительно смещены на величину, меньшую 10 Мэв, что является доводом в пользу гипотезы о двух конкурирующих распадах частицы Y с массой, близкой к $2300 m_e$.

Далеко не все распады, обнаруженные в эмульсии, могут быть объяснены схемами (1) и (2) со значениями $Q_1 \cong 116$ и $Q_2 \cong 110$ Мэв. Так, например, для двух распадов на протон получены значения $Q = 212 \pm 22$ и 225 ± 25 Мэв (см. таблицу VI, распады Bo_5 и Bo_4 и рис. 39). При распаде на лёгкий мезон получены значения $Q = 36 \pm 10$, 72 ± 20 , 65 ± 20 и 60 ± 11 Мэв (см. таблицу VI, распады $B\pi_4$, $J\pi_1$, $B\pi_3$) и гистограмма значений Q для Y_L -распада обнаруживает разброс, значительно превосходящий разброс в случае Y_P -распадов. Его можно было бы объяснить гипотезой о распаде на три частицы. Низкие значения $Q \sim 60-70$ Мэв могут быть поняты, если допустить, что существует ещё один тип заряженного гиперона, распадающийся на нейтральный гиперон Λ^0 и π -мезон:

$$Y \rightarrow \Lambda^0 + \pi + \sim (60-70) \text{ Мэв.} \quad (3)$$

IV.5. Каскадные распады в камере Вильсона

В камере Вильсона обнаружено 5 распадов, которые могут быть интерпретированы по схеме (3)¹¹⁵⁻¹¹⁸. Они обнаруживаются по характерным двойным распадам заряженного (Y) и нейтрального (Λ^0) гиперона (каскадный распад). Первый случай каскадного распада был обнаружен Манчестерской группой на Пик-де-Миди в 1951 г.¹¹⁵. Один из трёх каскадных распадов, обнаруженных Пасаденской группой¹¹⁷, приведён на рис. 41. Отрицательно заряженная Y^- -частица распадается в верхнем левом углу камеры, образуя мезон, который идёт направо вверх, и нейтральную V^0 -частицу, которая распадается, пройдя 1,6 см от точки распада Y^- . Трудность интерпретации распадов такого типа, как каскадных распадов, заключается в том, что неточности в измерении углов между следами не позволяют исключить возможность того, что эти распады могут быть образованы двумя частицами Y^- и Λ^0 , зародившимися в общем ядерном взаимодействии и испущенными в близких направлениях. Распад, показанный на рис. 41, исключает такую возможность, так как углы измерены достаточно точно, чтобы утверждать, что следы Y^- и Λ^0 -частиц не исходят из общей точки.

Импульс возникающей при Λ^0 -распаде положительной частицы равен 730 ± 100 Мэв/с, ионизация составляет $(2,35 \pm 0,26) I_{\min}$, откуда для массы следует значение $2050 \pm 350 m_e$, близкое к массе протона. По измеренному импульсу отрицательной частицы (295 ± 40 Мэв/с), её ионизации ($1,25 \pm 0,14$) и углу между следами вилки ($6,5^\circ \pm 1$) получено значение $Q = 40 \pm 13$ Мэв. Эти

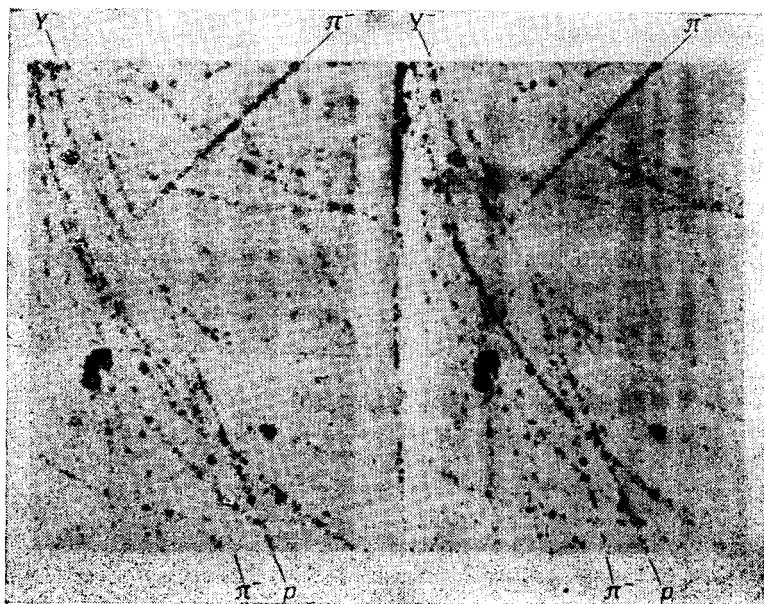
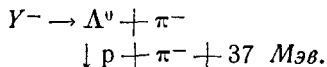


Рис. 41. Каскадный распад отрицательно заряженного гиперона в магнитной камере Вильсона ¹¹⁷.

данные позволяют с уверенностью отождествлять наблюдаемый V^0 -образный след с распадом нейтрального гиперона $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^- + \sim 37$ Мэв.

Возникший при распаде Y^- -частицы лёгкий мезон имеет импульс 69 ± 10 Мэв/с и ионизацию $3,4 I_{\min}$, что позволяет отождествить его с π -мезоном, который при том же импульсе имел бы ионизацию $3,7 I_{\min}$. Таким образом, рассматриваемый каскадный распад может быть описан следующей схемой:



Величина Q для распада $Y^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^- + Q$ равна 67 ± 12 Мэв, откуда для массы каскадно распадающегося гиперона получаем $M \cong 2600 \pm 34 m_e$.

IV.6. Среднее время жизни заряженных гиперонов

Среднее время жизни заряженных гиперонов было оценено по времени их пролёта в фотоэмульсии. Из 30 распавшихся в эмульсии гиперонов (см. таблицу VI) 23 распались на лету и только 7 после остановки. Отсюда следует, что их среднее время жизни сравнимо со средним временем пролёта в эмульсионной камере, имеющим порядок $10^{-11} - 10^{-10}$ сек. Амальди Кастаньоли и др.^{119, 120} оценили среднее время жизни, распространив метод времени пролёта, разработанный для камеры Вильсона, на измерения в эмульсионной камере (см. I.5.2.). Величина среднего времени жизни, полученная ими по анализу десяти распадов, равна $(2,9^{+4,8}_{-1,1}) \cdot 10^{-10}$ сек. Это значение вычислено в предположении, что все типы гиперонов имеют одинаковое время жизни.

(Окончание в следующем выпуске)

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. R. Braun, V. Camerini, P. H. Fowler, H. Muirhead, C. Powell, D. Ritson, *Nature* **163**, 82 (1949).
2. A. Debenedetti, C. M. Garelli, L. Tallone, M. Vigone, *Nuovo Cim.* **12**, 3, 466 (1954).
3. C. Powell, *Naturwiss. Rundschau* **10**, 357 (1953).
4. I. Davies, C. Franzinetti, *Suppl. Nuovo Cim.* **12**, № 2, 480 (1954).
5. P. Fowler, *Proc. Bagneres Conf.* (1953), стр. 62.
6. В. В. Аллерс, Отчёт АН СССР, 1952.
7. S. Biswas, E. George, D. Lal и др., *Proc. Bagneres Conf.* (1953), стр. 67.
8. D. Lal, Y. Pal, B. Peters, *Proc. Indian Acad. Sc.* **A38**, 277 (1953).
9. R. Daniel, G. Friedmann, D. Lal и др., *Proc. Indian Acad. Sci.* **A40**, № 4, 151 (1954).
10. R. Daniel, Y. Pal, *Proc. Indian Acad. Sci.* **A40**, № 3, 114 (1954).
11. M. Friedlander, D. Keefe, M. G. K. Menon, *Nuovo Cim.* **1**, № 3, 482 (1955).
12. *Atomics and atomic technology* **6**, № 4 (1955).
13. D. Morellet, *Proc. Bagneres Conf.* (1953), стр. 69.
14. C. Marboux, D. Morellet, *Suppl. Nuovo Cim.* **12**, № 2, 405 (1954).
15. S. Friesen, L. Stigmark, *Arkiv fysik* **8**, № 2, 121 (1954).
16. H. Bradner, F. Smith, W. Barkes, A. Bishop, *Phys. Rev.* **77**, 462 (1950).
17. C. Lattes, P. Fowler, P. Cüer, *Proc. Phys. Soc.* **A59**, 883 (1947).
18. J. Rotblat, *Nature* **165** (1950); **167**, 550 (1951).
19. H. Fay, K. Gottstein, K. Hain, *Suppl. Nuovo Cim.* **11**, № 2, 234 (1954).
20. L. J. Vigneron, *Journ. de Phys. et le Rad.* **14**, 145 (1953).
21. A. Heinz, *Bull. Am. Phys. Soc.* **29**, № 4, 22 (1954).
22. *Suppl. Nuovo Cim.* **XII**, № 2, 474 (1954).
23. L. Voyvodic, *Progress in cosmic ray physics*, Amsterdam, 1954, стр. 2.
24. P. H. Fowler, D. H. Rerkins, *Fundamental Mechanism of Photographic Sensitivity*, London, 1951 (Butterworths Scientific Publications).

25. R. P. Daniel, D. H. Rerkins, *Phil. Mag.* **1146**, 221, 351 (1954).
26. A. Orkin-Lecourtois, G. Layas, Hoang-Tchang-Fong, *Suppl. Nuovo Cim.* **XII**, № 2, 398 (1954).
27. G. Baroni, C. Castagnoli, *Nuovo Cim.* **12**, № 2, 364 (1954).
28. A. Daiton, P. Fowler, *Phil. Mag.* **1146**, 221, 414 (1954).
29. D. M. Ritson, *Phys. Rev.* **91**, 1572 (1953).
30. C. Mabboux-Stromberg, *Ann. Phys.* **9**, 441 (1954).
31. A. Orkin-Lecourtois, T. F. Hoang, D. Morellet, G. Kayas, *J. de Phys. et le Rad.* **16**, № 3, 165 (1955).
32. Y. Goldschmidt-Clermon и др., *Proc. Roy. Soc.* **61**, 138 (1948).
33. P. H. Fowler, *Phil. Mag.* **41**, 169 (1950).
34. Росси и Грейзен, Взаимодействие космических лучей с веществом, 1948.
35. В. В. Чавчанидзе, *ЖЭТФ* **23**, 503 (1952).
36. R. Levi-Setti, *Suppl. Nuovo Cim.* **XI**, № 2, 207 (1954).
37. M. Schapiro, B. Stiller, *Proc. Bagneress Conf.* (1953), стр. 84.
38. L. Voyvodic, E. Pickup, *Phys. Rev.* **85**, 91 (1952).
39. L. Voyvodic, *Phys. Rev.* **86**, 1046 (1952).
40. P. Blackett, *Suppl. Nuovo Cim.* **11**, № 2, 264 (1954).
41. C. C. Butler, *Progress in cosmic ray physics*, Amsterdam, 1952.
42. R. B. Leighton, S. D. Wanlas, C. D. Anderson, *Phys. Rev.* **89**, № 1, 148 (1953).
43. C. York, R. Leighton, E. Bjørnerud, *Phys. Rev.* **95**, № 1, 159 (1954).
44. J. A. Newth, *Suppl. Nuovo Cim.* **11**, № 2, 297 (1954).
45. I. Ballam и др., *Phys. Rev.* **91**, 4, 1019 (1953).
46. G. Salvini, Y. Kim, *Phys. Rev.* **85**, 921 (1951).
47. G. Salvini, G. Reynolds, *Phys. Rev.* **83**, 198 (1951).
48. G. Salvini, *Nuovo Cim.* **VIII**, № 10, 798 (1952).
49. K. H. Barker, R. D. Sard, M. Sowerby, *Phil. Mag.* **44**, 46 (1953).
50. Ch. Reyrou, *Suppl. Nuovo Cim.* **XI**, № 2, 322 (1954).
51. B. Gregory, A. Lagarrigue, L. Leprince-Ringuet, F. Muller, Ch. Reyrou, *Nuovo Cim.* **XI**, № 3, 292 (1954).
52. R. Thompson, A. Buskirk, H. Cohn, C. Karzmark, *Proc. Bagneress Conf.*, стр. 4, 1953.
53. М. С. Козодаев и А. И. Филиппов, *ЖЭТФ*, в печати.
54. А. И. Алиханян, А. И. Алиханов, А. О. Вайсенберг, *ЖЭТФ* **18**, 301 (1948).
55. А. Алиханян, А. Алиханов, В. Морозов, Г. Мухелишвили, А. Хримян, *ЖЭТФ* **18**, 673 (1948).
- 56а. А. Алиханян, А. Дадаян, Н. Шостакович, Г. Акопян, М. Дайон, *ДАН СССР* **80**, 37 (1951).
- 56б. А. Алиханян, А. Дадаян, Н. Шостакович, *ДАН СССР*, **82**, 693 (1952).
- 56в. А. Алиханян, В. Кириллов-Угрюмов, Н. Шостакович, В. Фёдоров, *ДАН СССР* **92**, № 2, 225 (1953).
57. А. Алиханов и Г. Елисеев, *ЖЭТФ* **21**, 1009 (1951); *ЖЭТФ* **25**, 368 (1953).
58. K. H. Barker, *Suppl. Nuovo Cim.* **XI**, № 2, 309 (1954).
59. H. A. Bethe, *Phys. Rev.* **70**, 821 (1946).
60. W. E. Hasen, *Phys. Rev.* **65**, 67 (1944).
61. W. B. Fretter, *Phys. Rev.* **70**, 625 (1946).
62. М. И. Дайон, В. М. Фёдоров, *ЖТФ* **25**, 5, 771 (1955).
63. В. Р. Кириллов-Угрюмов, В. М. Фёдоров и Б. Н. Дерягин, *ЖЭТФ* **28**, вып. 6 (1955).
64. W. Fretter, M. May, M. Nakada, *Phys. Rev.* **89**, 168 (1953).

65. H. Bridge, C. Reyrout, B. Rossi, K. Safford, *Phys. Rev.* **90**, 5, 921 (1953).
66. B. Rossi, H. Bridge, M. Annis, *Rend. Lincei II*, 73 (1951).
67. H. Bridge и др., *Phys. Rev.* **91**, 4, 1024 (1953).
68. А. И. Алиханов, Тяжёлые мезоны, УФН 50, 481 (1953).
69. В. Харитонов, Г. Марикян, А. Алиханян, ДАН СССР **80**, 201 (1951).
70. J. Podolanski, R. Armenteros, *Phil. Mag.* **45**, 13 (1954).
71. M. S. Bartlett, *Phil. Mag.* **44**, 249 (1953).
72. C. Castagnoli, G. Cortini, C. Franzinetti, *Suppl. Nuovo Cim.* XII, № 2, 297 (1954).
73. G. D. Rochester, C. C. Butler, *Nature* **160**, 855 (1947).
74. R. Armenteros и др., *Nature* **176**, 501 (1951).
75. R. Armenteros и др., *Phil. Mag.* **42**, 113 (1951).
76. W. Fretter, *Phys. Rev.* **82**, 294 (1951).
77. R. Leighton, S. Wanlass, C. Anderson, *Phys. Rev.* **89**, 1, 148 (1953).
78. V. Lint, G. Trilling, R. Leighton, C. Anderson, *Phys. Rev.* **95**, № 1, 295 (1954).
79. R. Armenteros, Barker, Coates, Solwerley, *Phil. Mag.* **44**, 861 (1953).
80. R. Armenteros, *Proc. Bagneres Conf.* (1953), стр. 16.
81. H. Bridge, C. Peyron, B. Rossi, *Phys. Rev.* **91**, 362 (1953).
82. H. Bridge, B. Rossi, *Proc. Bagneres Conf.* стр. 21, 1953.
83. Friedlander и др., *Phil. Mag.* **45**, 533 (1954).
84. C. Castagnoli, M. Friedlander, M. Merlin, M. Teucher, *Suppl. Nuovo Cim.* XII, № 2, 461 (1954).
85. K. Barker, *Proc. Roy. Soc.* **1146**, 221, 328 (1954).
86. K. Thompson, A. Buskirk, H. Cohn, C. Karzmark, R. Rediker, *Proc. Bagneres Conf.*, стр. 30.
87. R. Thompson, A. Buskirk, L. Etter, C. Karzmark, R. Rediker, *Phys. Rev.* **90**, 329 (1953).
88. R. Thompson, A. Buskirk, L. Etter, C. Karzmark, R. Rediker, *Phys. Rev.* **90**, 6, 1122 (1953).
89. Фукуда Хирочи, Караку **24**, № 1, 2 (1954).
90. B. Dayton, D. Willard, *Phys. Rev.* **91**, 2, 348 (1953).
91. H. Bridge, *Proc. Bagneres Conf.*, стр. 40.
92. G. Reinolds, *Proc. Bagneres Conf.*, стр. 42.
93. D. Lal, Y. Pal, B. Peters, *Phys. Rev.* **92**, 438 (1953).
94. M. DiCorato, C. Dilworth, L. Scarsi, *Suppl. Nuovo Cim.* XII, № 2, 285 (1954).
95. M. Yasin, *Phil. Mag.* **45**, 413 (1954).
96. D. Page, J. Newth, *Phil. Mag.* **45**, 38 (1954).
97. D. Page, *Phil. Mag.* **45**, 863 (1954).
98. W. Afford, R. Leighton, *Phys. Rev.* **90**, 622 (1953).
99. H. Bridge, C. Reyrout, B. Rossi, R. Safford, *Phys. Rev.* **91**, 2, 362 (1953).
100. M. Deutschmann, *Proc. Bagneres Conf.*, стр. 48.
101. M. Deutschmann, *Zeits. Naturfor.* **70**, 142 (1952).
102. D. B. Gayther, *Phil. Mag.* **45**, 570 (1954).
103. D. Page, *Phil. Mag.* **46**, 103 (1955).
104. I. P. Astbury, *Proc. Bagneres Conf.*, стр. 52.
105. I. P. Astbury, *Suppl. Nuovo Cim.* XII, № 2, стр. 317 (1954).
106. V. Lint, C. Anderson и др., *Phys. Rev.* **94**, 6, 1732 (1954).
107. А. Алиханян, В. Кириллов-Угрюмов, Н. Шостакович, В. Фёдоров, Г. Мерзон, ДАН СССР **92**, 719 (1953).

108. А. Алиханян, М. Дайон, Н. Шостаковичи др., ДАН СССР 99, 3, 361 (1954).
 109. A. Bonetti, R. Levi Setti, M. Ronetti, G. Tomasini, Nuovo Cim. 10, 345 (1953).
 110. A. Bonetti и др., Nuovo Cim. 10, 1736 (1953).
 111. P. Astbury, A. Bonetti, M. Ceccarelli, N. Dallaporta, C. Franzinetti, M. Friedlander, G. Tomasini, Suppl. Nuovo Cim. XII, № 2, 448 (1954).
 112. W. Fry, M. Swami, Phys. Rev. 96, 3, 809 (1954).
 113. M. Friedlander и др., Nuovo Cim. 3, 482 (1955).
 114. A. Debendetti и др., Nuovo Cim. 6, 952 (1954).
 115. R. Armenteros, K. Barker, C. Butler, A. Cachon, C. M. York, Phil. Mag. 43, 597 (1952).
 116. C. Anderson, E. Cowan, R. Leighton, V. Van Lint, Phys. Rev. 92, 1089 (1953).
 117. E. W. Cowan, Phys. Rev. 94, 1, 161 (1954).
 118. R. Armenteros, B. Gregory, A. Lagarrigue, L. Leprince-Ringuet, F. Muller, Ch. Reyrou, Suppl. Nuovo Cim. XII, № 2, 327 (1954).
-