

Н. А. ДОБРОТИН

КОСМИЧЕСКИЕ
ЛУЧИ

Н. А. ДОБРОТИН

КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ

*Допущено Главным управлением университетов,
экономических и юридических вузов
Министерства высшего образования
в качестве учебного пособия
для государственных университетов*

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
ТЕХНИКО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
МОСКВА 1954

АННОТАЦИЯ

В книге излагаются основные положения современной физики космических лучей. Главное внимание уделяется качественной характеристике рассматриваемых явлений, без детального описания экспериментальных установок, а также контрольных опытов и расчетов.

Книга предназначена для физиков-неспециалистов по космическим лучам и может служить введением к чтению оригинальной журнальной литературы.

Н. А. Добротин, Космические лучи.

Редактор *В. А. Лешковцев*.

Технический редактор *С. Н. Ахламов*.

Корректор *Л. О. Сеченко*.

Сдано в набор 30/VII 1954 г. Подписано к печати 20/XI 1954 г. Бумага 60×92/32.
Физ.-печ. л. 21,8 + 1 вкладка. Условн. печ. л. 22,25. Уч.-изд. л. 22,41. Тираж 10 000 экз. Т-08442.
Цена книги 8 руб. 20 коп. Заказ № 1559.

Государственное издательство технико-теоретической литературы
Москва, Б. Калужская, 15

Министерство культуры СССР. Главное управление полиграфической промышленности.
4-я тип. им. Евг. Соколовой. Ленинград, Измайловский пр., 29.

ОГЛАВЛЕНИЕ

| | |
|-------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Предисловие | 6 |
| Глава I. Общая характеристика основных свойств космических лучей | 9 |
| § 1. Открытие космических лучей и некоторые свойства их частиц | 9 |
| § 2. Основные этапы истории физики космических лучей | 16 |
| Глава II. Изучение основных количественных характеристик космического излучения | 21 |
| § 1. Зависимость интенсивности космических лучей от высоты | 21 |
| § 2. Измерение абсолютного числа частиц космических лучей | 25 |
| § 3. Интенсивность мягкой и жесткой компонент космического излучения | 29 |
| Глава III. Торможение заряженных частиц и поглощение фотонов высокой энергии | 33 |
| § 1. Ионизация и образование δ -электронов | 34 |
| § 2. Фотоэффект | 39 |
| § 3. Эффект Комптона | 40 |
| § 4. Тормозное излучение | 42 |
| § 5. Образование электронно-позитронных пар | 44 |
| § 6. Общая картина потерь энергии электронами и поглощения фотонов | 47 |
| Глава IV. Мягкая компонента космического излучения | 50 |
| § 1. Каскадная теория | 50 |
| § 2. Экспериментальная проверка каскадной теории | 57 |
| § 3. Происхождение мягкой компоненты на малых высотах | 62 |
| Глава V. μ -мезоны | 68 |
| § 1. Открытие μ -мезонов | 68 |
| § 2. Методы определения масс заряженных частиц | 70 |
| § 3. μ -мезоны жесткой компоненты | 75 |
| § 4. Общие характеристики жесткой компоненты | 78 |
| § 5. Распад μ -мезонов | 82 |
| § 6. Изучение распада остановившихся μ -мезонов | 89 |
| § 7. Механизм распада μ -мезонов | 93 |
| § 8. Спин μ -мезона | 96 |

| | |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| Глава VI. Сильно ионизирующие частицы и ядерные расщепления, вызываемые космическими лучами | 98 |
| § 1. Толчки в ионизационных камерах | 98 |
| § 2. Импульсы ионизации в пропорциональных счетчиках | 101 |
| § 3. Другие методы регистрации сильно ионизирующих частиц | 103 |
| § 4. Метод толстослойных фотопластинок | 104 |
| § 5. Определение массы частиц по их следам в эмульсии толстослойных фотопластинок | 109 |
| § 6. Ядерные расщепления, вызываемые космическими лучами | 111 |
| § 7. Переходный эффект и природа частиц, вызывающих звезды | 120 |
| § 8. О распадающихся частицах, генерирующих ядерные расщепления | 123 |
| Глава VII. Элементарные частицы различных типов и их свойства | 126 |
| § 1. Ядерные взаимодействия μ -мезонов | 126 |
| § 2. Открытие π -мезонов и их свойства | 132 |
| § 3. Открытие нейтральных π^0 -мезонов | 143 |
| § 4. Время жизни π^0 -мезонов | 151 |
| § 5. Исследования состава космического излучения методом масс-спектрометра | 155 |
| § 6. V^0 -частицы | 161 |
| § 7. Заряженные V - или k -частицы | 170 |
| § 8. τ -частицы | 175 |
| § 9. Изучение состава частиц космических лучей с малыми энергиями с помощью фотопластинок | 178 |
| § 10. Общая характеристика проблемы элементарных частиц | 181 |
| Глава VIII. Первичное космическое излучение и геомагнитные эффекты | 183 |
| § 1. Теория геомагнитных эффектов | 183 |
| § 2. Определение природы и энергии первичных частиц космических лучей на основе изучения широтного эффекта | 188 |
| § 3. Определение знака заряда первичных частиц космических лучей (восточно-западная асимметрия) | 195 |
| § 4. Изучение природы первичных частиц космических лучей | 198 |
| § 5. Многозарядные частицы в первичном космическом излучении | 202 |
| § 6. Состав и энергетический спектр многозарядных частиц | 209 |
| Глава IX. Широкие атмосферные ливни | 215 |
| § 1. Открытие широких атмосферных ливней | 215 |
| § 2. Состав широких атмосферных ливней | 218 |
| § 3. Распределение широких атмосферных ливней по плотностям ливневых частиц | 222 |
| § 4. Пространственное распределение ливневых частиц | 227 |
| § 5. Структура «сверхшироких» атмосферных ливней | 231 |
| § 6. Природа проникающих частиц широких атмосферных ливней | 233 |
| § 7. Ядерные расщепления и сильно ионизирующие частицы в широких атмосферных ливнях | 235 |
| Глава X. Электронно-ядерные ливни и общая картина процессов, происходящих в космических лучах | 239 |
| § 1. Открытие электронно-ядерных ливней | 239 |
| § 2. Природа частиц электронно-ядерных ливней | 245 |

| | |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------------|
| § 3. Электронно-фотонная компонента, образованная в электронно-ядерных ливнях | 248 |
| § 4. Образование ядерных расщеплений в атмосфере первичными протонами различных энергий | 251 |
| § 5. Поглощение частиц, генерирующих электронно-ядерные ливни | 253 |
| § 6. Высотный ход в атмосфере и поглощение в плотных веществах частиц, генерирующих электронно-ядерные ливни | 261 |
| § 7. Ядерно-каскадный процесс в широких атмосферных ливнях | 264 |
| § 8. Картина элементарного акта взаимодействия частиц при высоких и сверхвысоких энергиях | 268 |
| § 9. Общая картина процессов, вызываемых космическими лучами в атмосфере | 280 |
| Глава XI. Изменение интенсивности со временем и происхождение космического излучения | 286 |
| § 1. Непрерывная регистрация интенсивности космического излучения | 286 |
| § 2. Непериодические изменения интенсивности космического излучения | 287 |
| § 3. Периодические вариации интенсивности космического излучения | 293 |
| § 4. Происхождение космических лучей | 297 |
| Приложения | 308 |
| I. Некоторые постоянные | 308 |
| II. Переводные коэффициенты | 308 |
| III. Основные соотношения | 309 |
| Литература | 310 |

ПРЕДИСЛОВИЕ

Первичные космические лучи представляют собой поток заряженных частиц, главным образом протонов, приходящих на Землю из мирового пространства. Некоторая доля их обладает высокими и сверхвысокими энергиями, вплоть до 10^{17} — 10^{18} эв. При своем прохождении через земную атмосферу частицы высоких энергий вызывают образование большого числа вторичных частиц различных типов.

Первое время после открытия повышенной ионизации в верхних слоях атмосферы предполагалось, что космические лучи по своей природе и свойствам подобны γ -лучам радиоактивных веществ и отличаются от них только численным значением коэффициента поглощения. Однако уже в 1929 г. Д. В. Скобельцын обнаружил, что сравнительно часто заряженные частицы космических лучей появляются группами, пучками. В дальнейшем это явление было хорошо изучено и в настоящее время известно под названием «ливней». Тем самым впервые было показано, что в космических лучах происходят такие процессы, которые не имеют себе аналогов в γ -лучах, испускаемых радиоактивными элементами, и вообще в области меньших энергий.

В последние годы в космических лучах были обнаружены специфические ядерные расщепления и взрывы («звезды»), каскадные электромагнитные и ядерные процессы, электронно-ядерные ливни, впервые открыт ряд новых частиц (позитрон, μ - и π -мезон, а также мезоны других типов) и т. д. Стала ясной большая роль ядерных процессов в космических лучах и тем самым была установлена тесная связь между физикой космических лучей и физикой атомного ядра. Эта связь особенно отчетливо видна на примере проблемы ядерных сил. Заряженные и нейтральные π -мезоны, играющие весьма большую роль в образовании вторичных частиц в космических лучах, по современным представлениям и обуславливают силы, действующие между нуклонами в атомных ядрах.

Основным содержанием физики космических лучей является изучение процессов, происходящих при высоких и сверхвысоких энергиях, и свойств элементарных частиц. Этим и объясняется то значение, которое в настоящее время приобрел этот раздел науки.

Блестящие успехи техники ускорителей позволяют физикам уже сейчас получать в лабораторных условиях частицы с энергиями, превышающими миллиард электрон-вольт. Можно надеяться, что в бли-

жайшее время будут получены частицы с еще большими энергиями. Образование «звезд», π -мезонов и некоторые другие процессы, ранее наблюдавшиеся только в космических лучах, удобнее изучать с помощью ускорителей. Однако наличие в составе космических лучей частиц, энергия которых далеко превосходит все то, что в настоящее время удастся получить с помощью ускорителей, позволяет утверждать, что физика космических лучей, во всяком случае на ближайшее время, сохранит за собой роль одного из наиболее важных разделов науки о строении и свойствах вещества и элементарных частиц.

Открытие в космических лучах частиц сверхвысоких энергий и, особенно, обнаружение в составе первичного излучения многозарядных частиц с несомненностью показывают, что первичные частицы получают свою энергию не за счет какого-то одного акта (например, аннигиляции частиц), а в результате постепенного ускорения в электромагнитных полях космического пространства. Тем самым вопрос о происхождении космических лучей превращается в астрофизическую проблему, не связанную непосредственно с вопросом о свойствах частиц высоких энергий и процессах, вызываемых такими частицами. Вместе с тем сейчас ясно, что изучение первичных космических лучей дает очень большой материал и для решения космогонических вопросов.

Настоящая книга содержит обзор основных экспериментальных данных по космическим лучам. Большой размах работ и обилие накопленных фактов заставили автора ограничиться изложением только наиболее существенных вопросов. При этом основное внимание было уделено качественной характеристике явлений, так как создание полной количественной теории процессов, происходящих при высоких и сверхвысоких энергиях, — дело будущего. Что же касается общих качественных характеристик процессов прохождения первичных частиц высокой энергии через вещество и образования ими вторичных частиц, то этот вопрос в настоящее время, после открытия электронно-ядерных ливней и ядерно-каскадного процесса, можно считать в основном выясненным. Это дает возможность рассмотреть явления в космических лучах с единой точки зрения и нарисовать цельную и, как мы полагаем, в основных чертах правильную картину прохождения частиц высокой энергии через вещество. Попытка дать такую картину и сделана в этой книге.

Физика космических лучей представляет собой один из наиболее быстро развивающихся разделов современной науки. Поэтому неизбежно какая-то часть материала книги должна устареть даже до ее выхода в свет. В связи с этим автор стремился излагать самые последние и еще непроверенные работы лишь в тех случаях, когда они оказывают большое влияние на рассмотрение существа вопроса, а не на его детали. При этом всегда делались соответствующие оговорки. В тех же случаях, когда без ущерба для дела можно

было ограничиться хорошо проверенными материалами, автор использовал их, отдавая предпочтение не столько «свежести» работ, сколько их достоверности.

Автор стремился также отразить большую, а в таких вопросах, как, например, широкие атмосферные ливни, ведущую роль советской науки в решении важнейших проблем физики космических лучей. Следует указать, что в иностранных обзорах по космическим лучам, в том числе и в последней книге Б. Росси «Частицы больших энергий», работы советских физиков почти полностью замалчиваются.

Книга предназначена главным образом для физиков, не являющихся специалистами по космическим лучам, аспирантов, студентов физических факультетов. В связи с этим автор старался при рассмотрении того или иного вопроса выделить главные моменты, опуская описание деталей экспериментальных установок, контрольных опытов, расчеты и формулы, которые для неспециалистов по космическим лучам могут лишь затруднить ознакомление с материалом.

Если книга поможет распространению знаний о космических лучах и пробудит интерес к этой области науки у начинающих физиков — автор будет считать свою задачу решенной.

При редактировании книги большую помощь оказали С. Н. Вернов, В. И. Векслер, Н. Л. Григоров, Г. Т. Зацепин, А. И. Алиханян и мои товарищи по лаборатории. Особенно большую помощь мне оказала М. И. Третьякова, взявшая на себя труд по изготовлению рисунков и всей подготовки книги к печати. Всем этим товарищам автор выражает свою глубокую благодарность.

15 апреля 1954 г.

Н. Добротин

ГЛАВА I

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ОСНОВНЫХ СВОЙСТВ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

§ 1. Открытие космических лучей и некоторые свойства их частиц

История физики космических лучей представляет собой характерный для науки вообще и физики в частности пример борьбы теорий, мнений и гипотез. Неоднократно казалось, как это было, например, перед открытием мезонов, что тщательно проверенные результаты нескольких серий опытов противоречат друг другу. И каждый раз выяснялось, что эти противоречия обусловлены приближенным, упрощенным характером наших интерпретаций опытов, не учитывавших всю глубину явления.

По существу, физика космических лучей ведет свое начало с 1927 г., когда Д. В. Скобельцын с помощью камеры Вильсона, помещенной в магнитное поле, открыл следы частиц космических лучей [1]. Правда, само открытие проникающего излучения, идущего извне атмосферы и способного ионизовать газы, было сделано значительно раньше, но изучение его носило феноменологический характер.

Еще Эльстер и Гейтель [2] при изучении электропроводности газов заметили, что даже в отсутствии внешнего источника ионизации в ионизационной камере всегда наблюдается слабый ток. Величина этого тока уменьшается при окружении ионизационной камеры свинцом для защиты от радиоактивных излучений Земли и окружающих предметов. Однако и после этого остается ток заметной величины. Для проверки предположения о том, что остаточный ток в камере полностью определяется радиоактивностью, Гессом и некоторыми другими физиками в 1911—1914 гг. были предприняты опыты с поднятием ионизационных камер на высоту в несколько тысяч метров [3]. Ионизационный ток от радиоактивных излучений на высоте в несколько тысяч или даже сотен метров должен быть значительно меньше, чем на уровне моря. Излучение почвы экранируется слоем воздуха, а эманация, как тяжелый газ, должна быть сосредоточена в самых нижних слоях атмосферы. Однако опыты показали, что при подъеме вверх ток в камере сначала действительно падает, но

затем снова начинает расти. На высоте 5000 м ионизация оказалась в три раза больше, чем у поверхности Земли.

Особенно убедительно это было показано в 1914 г. Кольхерстером [4]. Он построил ионизационную камеру, соединенную со специальным электрометром, показания которого не зависели от давления, температуры и других условий измерений. Совершив ряд подъемов на воздушных шарах с этим прибором, Кольхерстер нашел, что ионизация в камере на высоте 9 км примерно в 10 раз больше, чем на уровне моря.

На основании этих опытов было высказано предположение о том, что на Землю из мирового пространства или верхних слоев атмосферы падает проникающее излучение, вызывающее ток в ионизационной камере.

Для выяснения свойств этого излучения Миллиkenом и некоторыми другими физиками в 1922—1925 гг. были поставлены опыты по определению коэффициента поглощения высотного излучения [5]. Оказалось, что найденный ими коэффициент поглощения этого излучения в свинце близок к коэффициенту поглощения γ -лучей радиоактивных веществ. На этом основании Миллиkenом было высказано утверждение, что высотное излучение имеет земное происхождение и является лучами радиоактивных веществ, некоторое количество которых по каким-то причинам находится в верхних слоях атмосферы.

Такое объяснение удержалось до 1925 г., когда Л. В. Мысовский и его сотрудники произвели измерения коэффициента поглощения высотного излучения в воде [6]. Оказалось, что для высотного излучения коэффициент поглощения $\mu_{\text{H}_2\text{O}} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{г}$, а для γ -лучей Ra $\mu_{\text{H}_2\text{O}} = (3 - 4) \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{г}$.

Эти опыты в противоположность данным Милликена не только показали, что поглощение высотного излучения в легких веществах значительно меньше, чем поглощение γ -лучей, но и что для высотного излучения поглощение в 1 г вещества сильно зависит от природы этого вещества.

Особенно наглядно различие коэффициентов поглощения в легких веществах для γ -лучей и высотного излучения видно из опытов, произведенных Миллиkenом и Камероном в 1926 г. [7]. Милликен и Камерон измеряли поглощение высотного излучения в воде горных озер, расположенных на высотах 4500, 3500 и 1600 м. Полученные ими результаты представлены на рис. 1. Из этого рисунка видно, что если учесть поглощение высотного излучения в слоях воздуха между озерами, то все данные хорошо ложатся на одну кривую. Соответствующий ей коэффициент поглощения $\mu \approx 2,0 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{г}$.

Опыты по изучению поглощения в воде показали, что высотное излучение попадает в средние слои атмосферы сверху и что оно обладает специфическими свойствами, существенно отличающимися его от γ -лучей радиоактивных веществ.

В 1927 г. Д. В. Скобельцын изучал с помощью камеры Вильсона*) в магнитном поле эффект Комптона от γ -лучей, испущенных радиоактивными препаратами [1]. При этом он обнаружил на своих фотографиях небольшое число следов частиц, совершенно не искривленных магнитным полем и ионизиющих так, как ионизируют релятивистские частицы. Считая, что частицы, вызывающие эти следы,

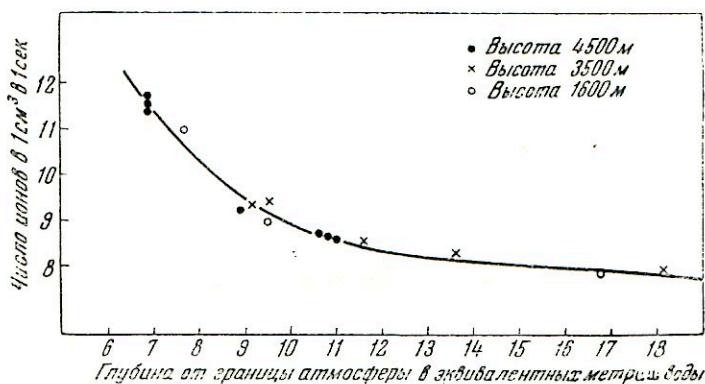


Рис. 1. Поглощение космического излучения в воде горных озер.

являются электронами, Д. В. Скобельцын оценил, что их энергия больше $2 \cdot 10^7$ эв, т. е. значительно превосходит энергию частиц, испускаемых радиоактивными веществами. На этом основании он совершенно правильно приписал эти частицы космическим лучам. Подсчеты показали, что средняя ионизация, соответствующая неискривленным следам частиц в камере Вильсона, во всяком случае

*) Камера Вильсона представляет собой прибор, с помощью которого можно делать видимыми следы заряженных ионизирующих частиц, движущихся с большими скоростями. Рабочий объем камеры Вильсона наполняется каким-либо газом (часто аргоном) и насыщающими парами воды или спирта. Заряженные частицы, проходя через рабочий объем камеры Вильсона, ионизируют молекулы газа и оставляют на своем пути цепочки положительных и отрицательных ионов. Если в этот момент произвести адиабатическое расширение рабочего объема, то вследствие понижения температуры пары жидкости будут конденсироваться на ионах, образованных частицами, и в рабочем объеме камеры на короткое время появятся полоски из капелек тумана, воспроизводящие следы частиц. При соответствующем освещении эти следы можно фотографировать.

Около камеры можно расположить один или несколько счетчиков и управлять расширительным механизмом камеры с помощью усилителя, срабатывающего от разрядов в счетчиках. Камера Вильсона, управляемая счетчиками, срабатывает только при прохождении частиц через счетчики.

В настоящее время камера Вильсона является одним из наиболее замечательных физических приборов, позволяющих изучать свойства отдельных электронов, протонов и других заряженных частиц, и широко применяется при исследовании космических лучей.

близка к ионизации, регистрируемой ионизационной камерой (за вычетом фона от радиоактивных излучений).

До открытия Скобельцына высотное излучение рассматривалось главным образом как фактор, обуславливающий дополнительную ионизацию атмосферы. После же обнаружения частиц, вызывающих эту ионизацию, основное внимание стало уделяться изучению их природы и свойств. Тем самым работа Скобельцына явилась началом физики космических лучей.

В дальнейшем много сведений о свойствах частиц космических лучей было получено с помощью счетчиков *), включаемых в радиотехнические схемы, выделяющие случаи одновременных разрядов в двух или нескольких счетчиках (схема совпадений **).

С помощью схемы совпадений в 1933 г. Росси особенно наглядно показал наличие очень высокой проникающей способности у частиц космических лучей [9]. Схема его опыта представлена на рис. 2. Три счетчика (1, 2, 3), включенные в схему совпадений, были помещены на одной вертикали друг под другом так, что расстояние между крайними счетчиками равнялось 100 см. Счетчики были полностью окружены свинцом, который заполнял также весь промежуток между ними. Установка регистрировала заметное число совпадений. Но если средний счетчик 2 был выдвинут за пределы телесного угла, выделяемого счетчиками 1 и 3, в положение, указанное на рис. 2 пунктиром, то число совпадений уменьшалось во много раз. Это показывает, что

в установке Росси основная часть совпадений вызывалась одиночными заряженными частицами, проходившими через 100 см свинца.

Как известно, релятивистская частица с минимальной ионизацией расходует при прохождении 1 г/см^2 Рb немного больше 1 Мэв.

*) Счетчик представляет собой металлическую или стеклянную трубку, покрытую изнутри проводящим слоем, по оси которой натянута металлическая нить. При подборе определенного давления газа в счетчике и напряжения между цилиндром и нитью ионизирующая частица, проходящая через счетчик, вызывает в нем разряд. Этот разряд может быть оборван либо с помощью большого сопротивления, включаемого в цепь счетчика, либо, при надлежащем составе газа, за счет процессов, происходящих в самом разряде. Таким образом, счетчик регистрирует каждую проходящую через него ионизирующую частицу в виде кратковременного импульса.

**) Подавая импульсы от двух счетчиков на две сетки многосетчатой радиолампы, Боте и Кольхерстер в 1929 г. впервые осуществили схему совпадений, позволяющую регистрировать случаи одновременного прохождения одной частицы космических лучей через два счетчика [8]. В дальнейшем схемы совпадений были значительно усовершенствованы и в настоящее время они являются одним из наиболее эффективных средств исследования космических лучей.

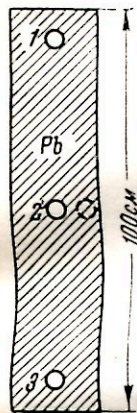


Рис. 2. Схема опыта по определению проникающей способности космических лучей.

Таким образом, частицы, вызывающие совпадения в опыте Росси, должны были иметь энергию больше 10^9 эв.

О еще более высокой проникающей способности частиц космических лучей говорят опыты, в которых они регистрировались на больших глубинах в воде или под землей. В последнее время космические лучи удалось обнаружить в шахтах под слоем грунта, соответствующим по массе слою воды толщиной 3000 м.

Картина прохождения частиц сквозь такие большие слои вещества в этих опытах (в противоположность опыту Росси) остается невыясненной. Но тем не менее подземные измерения наглядно показывают огромную проникающую способность по крайней мере некоторых частиц космических лучей. Хотя интенсивность их на таких глубинах несравненно меньше, чем на уровне моря, все же современная техника измерений позволила установить там наличие частиц космических лучей достаточно надежно.

Для понимания свойств космического излучения очень большое принципиальное значение имело открытие в 1929 г. Д. В. Скобелевским ливней частиц космических лучей [10].

С помощью своего метода камеры Вильсона в магнитном поле Д. В. Скобелевский изучал образование комптон-электронов γ -лучами. При этом он обнаружил, что сравнительно часто на одной фотографии наблюдается два или три следа частиц космических лучей. Если считать, что появление на одной фотографии следов нескольких частиц определяется статистическими флуктуациями, то число таких групп $N(n)$ из n частиц будет определяться формулой Пуассона:

$$N(n) = N \frac{\bar{n}^n e^{-\bar{n}}}{n!},$$

где \bar{n} — среднее число частиц, приходящихся на одну фотографию, и N — полное число фотографий.

Сравнение распределения, вычисленного по формуле Пуассона, с наблюдаемым показывает, что группы частиц космических лучей, или ливни, как их принято теперь называть, встречаются гораздо чаще, чем если бы частицы были независимы друг от друга. А это свидетельствует о существовании генетической связи между частицами.

Спустя четыре года после Д. В. Скобелевского Блеккету и Оккианини [11], а затем и многим другим авторам удалось с помощью камеры Вильсона, управляемой совпадением разрядов от нескольких счетчиков, получить фотографии ливней из большого числа частиц.

На рис. 3 приведены примеры подобных фотографий, полученных на высоте 3860 м над уровнем моря. В этих опытах над камерой находился блок свинца толщиной 20 см. Внутри камеры помещались пластины из графита и свинца.

Как будет видно из дальнейшего, большие успехи в изучении ливней были достигнуты с помощью счетчиков, включенных в различные схемы совпадений, с помощью ионизационных камер, регистри-

рующих отдельные толчки или импульсы, а в самое последнее время — с помощью толстослойных фотопластинок.

Значение открытия ливней прежде всего заключается в том, что впервые было показано наличие в космических лучах таких процессов, которые не имеют аналога в области меньших энергий. Тем самым изучение космических лучей превратилось в одну из наиболее актуальных и интересных глав современной физики.

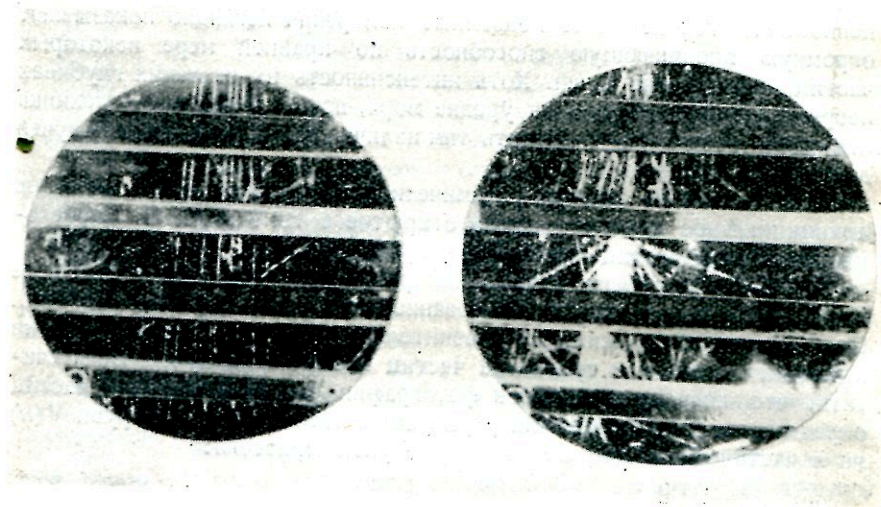


Рис. 3. Фотографии ливней частиц космических лучей в камере Вильсона, перегороденной пластинами.

Используя камеру Вильсона, управляемую счетчиками и помещенную в магнитное поле, Андерсон открыл в 1932 г. в составе космических лучей позитроны — частицы с массой, равной массе электрона, но обладающие положительным электрическим зарядом [12]. В опытах Андерсона внутри камеры Вильсона помещалась свинцовая пластина. По изменению кривизны следа частицы при прохождении ее через пластину можно было определить направление ее движения, а по знаку кривизны установить знак заряда частицы. Найденная Андерсоном частица (рис. 4) имела положительный заряд; однако она не могла быть протоном, так как пробег протона с такой кривизной в использованном магнитном поле был бы несравненно меньше пробега частицы, найденной Андерсоном. Кроме того, если бы эта частица была протоном, то созданная ею ионизация оказалась бы значительно больше ионизации, установленной по снимку. Поэтому для объяснения свойств частицы, вызвавшей найденный след, необходимо было допустить, что она обладает малой массой и положительным

электрическим зарядом, т. е. является положительным электроном или позитроном, как теперь называют такие частицы.

В дальнейшем на фотографиях ливней было обнаружено большое число пар электрон—позитрон, выходящих из одной точки, следы которых изогнуты магнитным полем в разные стороны. Количественные характеристики процесса образования пар, которые будут рассмотрены нами ниже, оказались в хорошем согласии с формальной теорией «дырок» Дирака.

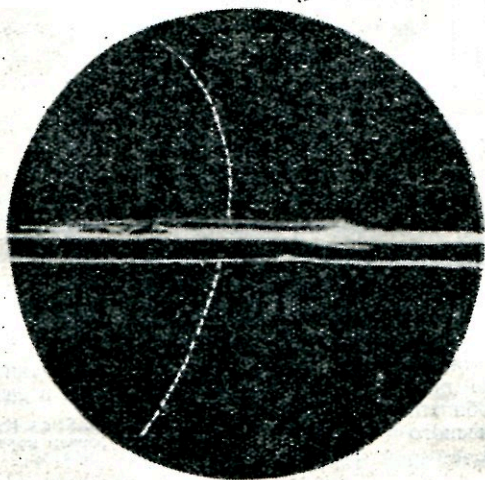


Рис. 4. Первая фотография следа позитрона, полученная Андерсоном (частица двигалась снизу вверх). Импульс частицы при вхождении в пластину равен 63 Мэв/с , после прохождения свинцовой пластины толщиной 6 мм — 23 Мэв/с .

Для последующего развития физики космических лучей большое значение имело разделение их на мягкую и жесткую компоненты. В основе этого разделения лежит опыт по определению проникающей способности частиц космического излучения (рис. 5). Два счетчика, расположенных по вертикали друг под другом, включены в схему совпадений. Между ними помещается свинцовый фильтр толщиной d . Опыт состоит в определении зависимости числа совпадений S от толщины свинцового фильтра. Оказывается, что эта зависимость может быть представлена кривой, изображенной на рис. 6. По оси ординат здесь отложено число совпадений, по оси абсцисс — толщина свинца между счетчиками. При увеличении толщины свинца от 0 до $8\text{—}10 \text{ см}$ число совпадений уменьшается сравнительно быстро. Но при переходе к большим толщинам свинца коэффициент поглощения космического

излучения сильно уменьшается и дальнейшее увеличение толщины фильтра приводит лишь к очень медленному уменьшению числа совпадений.

На этом основании естественно разделить космические лучи на мягкую компоненту, поглощаемую 8—10 см Рb, и проникающую или жесткую компоненту, проходящую через этот фильтр.

Соотношение между интенсивностями обеих компонент зависит от высоты места наблюде-

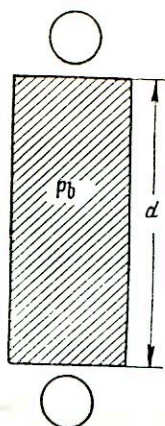


Рис. 5. Схема опыта по определению проникающей способности частиц космического излучения.

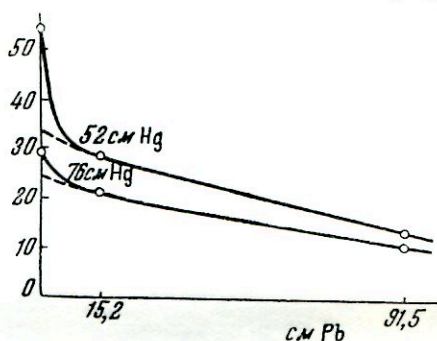


Рис. 6. Кривые поглощения частиц космических лучей в свинце.

76 см Нг — уровень моря, 52 см Нг — высота 3200 м над уровнем моря.

ния, а также, в некоторой мере, и от других условий опыта. На уровне моря на долю мягкой компоненты приходится около $\frac{1}{3}$ и на долю жесткой — около $\frac{2}{3}$ от полной интенсивности космических лучей. Ниже будут приведены более точные количественные характеристики интенсивности космического излучения.

Как выяснилось в дальнейшем, феноменологическое разделение частиц космических лучей на мягкую и жесткую компоненты в основном совпадает с разделением их по природе частиц. На уровне моря и малых высотах мягкая компонента состоит главным образом из электронов, позитронов и фотонов, тогда как жесткую компоненту составляют частицы большей массы — мезоны и протоны, не испытывающие потерь энергии на образование тормозного излучения.

§ 2. Основные этапы истории физики космических лучей

С середины тридцатых годов началось особенно интенсивное исследование космических лучей. Число работ, посвященных их изучению, продолжает все время увеличиваться.

В связи с этим для удобства рассмотрения историю физики космических лучей условно, и, конечно, с известным произволом, можно

разделить на несколько периодов. К первому периоду следует отнести первоначальные работы, приведшие к открытию самого факта существования излучения, попадающего на Землю из мирового пространства, и доказательству того, что космическое излучение по своим свойствам отличается от излучений радиоактивных веществ. Этот этап завершился уже упоминавшейся работой Д. В. Скобельцына, открывшего ионизирующие частицы высоких энергий (1927 г.).

Второй этап представляет собой период накопления экспериментальных данных, характеризующих космическое излучение. В этот период было показано, что зависимость интенсивности космических лучей от высоты представляется кривой с максимумом. Максимум приходится на высоту примерно в 20 км. Довольно подробно была изучена характерная особенность космического излучения — образование вторичных, третичных и т. д. частиц. Из этих вторичных частиц и состоит упоминавшийся выше ливни. Поглощение частиц и образование вторичных частиц зависит от вещества, в котором происходят эти процессы. Поэтому при переходе космических лучей, например, из воздуха в свинец происходит существенное изменение числа частиц, обуславливающее своеобразные, так называемые переходные эффекты. Была обнаружена также зависимость интенсивности космических лучей от давления и температуры атмосферы (барометрический и температурный эффекты).

Особенно существенным было открытие в этот период зависимости интенсивности космических лучей от широты места наблюдения. Оказалось, что на уровне моря интенсивность космического излучения в районе экватора примерно на 10% меньше, чем в средних и высоких широтах. При переходе к большим высотам общая картина остается такой же, как и на уровне моря, но величина эффекта значительно возрастает.

Наличие такого геомагнитного эффекта доказывает, что первичные частицы космических лучей за пределами земной атмосферы отклоняются магнитным полем Земли и, следовательно, являются электрически заряженными частицами. Тем самым было окончательно доказано внеземное происхождение космических лучей.

В этот же период было обнаружено, что космические лучи могут вызывать ядерные расщепления, в частности в эмульсии фотопластинок, и резкие толчки ионизации в ионизационных камерах (как впоследствии выяснилось, обусловленные сильно ионизирующими частицами из ядерных расщеплений и ливнями из релятивистских частиц).

Завершающим этапом второго периода можно считать разделение космического излучения на мягкую и жесткую компоненты.

Третий период в изучении космических лучей начался с 1937 г., когда Андерсоном и Ниддермейером были открыты так называемые μ -мезоны — частицы с массой, примерно в 200 раз превышающей массу электрона, и выяснилось, что жесткая компонента, по крайней

мере на малых высотах, в основном состоит из мезонов. Вскоре после открытия мезонов было установлено и их наиболее интересное свойство — спонтанный распад. Оказалось, что μ -мезон представляет собой неустойчивую, радиоактивную частицу, распадающуюся со средним временем жизни около 2μ сек. (в системе координат, связанной с мезоном). При распаде мезонов образуются электроны (или соответственно позитроны).

Почти одновременно с открытием мезонов, работами ряда теоретиков (Баба, Гайтлера, Л. Д. Ландау, Ю. Б. Румера, А. А. Соколова, Д. Д. Иваненко и др. [13—15]) была создана каскадная, или лавинная, теория, описывающая свойства частиц мягкой компоненты, исходя из чисто электромагнитных взаимодействий. Как мы увидим ниже, лавинная теория, рассматривая испускание квантов тормозного излучения электронами и позитронами и образование электронно-позитронных пар квантами при их движении через вещество, сумела объяснить переходные эффекты, свойства ливней и т. п. Первичное излучение считалось в это время состоящим в основном из электронов и позитронов.

В связи с этим для третьего периода развития физики космических лучей характерны попытки рассматривать все процессы, происходящие при прохождении космических лучей через вещество, на основе электромагнитного взаимодействия частиц. Известный обзор Эйлера и Гейзенберга «К теории космического излучения» [16], относящийся к 1938 г., начинается словами: «Сложные явления, которым обязаны своим возникновением космические лучи, за последние годы настолько упорядочены и разъяснены, что на основании существующей теории можно обрисовать связную, хотя еще и не во всех деталях правильную, картину этих явлений».

Однако экспериментальные данные, накапливавшиеся в этот период в значительной мере благодаря работам советских физиков (изучение различных форм и роли ядерных расщеплений, вызываемых космическими лучами; заметная доля сравнительно медленных протонов; образование вторичных мезонов; «аномалии» с точки зрения каскадной теории в широких атмосферных ливнях; возражения против присутствия электронов и фотонов в составе первичного излучения; образование мягкой компоненты в стратосфере и др.), все яснее показывали, что на основе электромагнитного взаимодействия нельзя объяснить даже основные свойства космического излучения. Эти данные противоречили исходной точке зрения ряда физиков (в частности, Эйлера и Гейзенберга), согласно которой ядерные процессы играют в космических лучах второстепенную, подчиненную роль.

Четвертый период в развитии физики космических лучей, начало которого следует отнести к 1945—1946 гг., характеризуется как раз выявлением определяющей роли ядерных взаимодействий, обуславливающих развитие основных процессов образования вторичных частиц. В ряде работ советских физиков был открыт особый тип ливней —

так называемые электронно-ядерные ливни, образуемые при взаимодействии частиц большой энергии с атомными ядрами. При таких ядерных взаимодействиях возникают ливни, в состав которых входят не только электроны, позитроны и фотоны, но и протоны, нейтроны и мезоны особого типа, способные вызывать новые акты ядерного взаимодействия и образование новых электронно-ядерных ливней. При достаточно большой энергии первичной частицы последовательное каскадное образование электронно-ядерных ливней будет происходить много раз (ядерно-каскадный процесс). В результате в атмосфере образуются ливни из многих миллионов частиц, покрывающие площади в десятки тысяч квадратных метров и более (широкие атмосферные ливни).

На основе данных по электронно-ядерным ливням и ядерно-каскадному процессу оказалось возможным нарисовать, повидимому, правильную общую схему прохождения первичных частиц высоких и сверхвысоких энергий через атмосферу.

Главной задачей дальнейшей работы в этом направлении является развитие этой качественной картины в количественную теорию взаимодействия частиц очень высоких энергий с веществом.

Последний период, начало которого следует отнести к 1950—1951 гг., характеризуется открытием в космических лучах целого ряда неизвестных ранее элементарных частиц и интенсивной работой по изучению их свойств.

Систематическое изучение состава космических лучей было начато в 1946 г. А. И. Алихановым, А. И. Алиханяном и их сотрудниками [17]. К тому времени считалось, что в космических лучах имеются следующие элементарные частицы: электроны, позитроны, фотоны, протоны, нейтроны, нейтрино и положительно и отрицательно заряженные мезоны с массой, примерно в 200 раз превышающей массу электрона (μ -мезоны). Но уже в 1947 г. были открыты положительно и отрицательно заряженные мезоны с массой, примерно в 275 раз большей массы электрона (π -мезоны). В 1950 г. были окончательно подтверждены высказывавшиеся немного ранее предположения о существовании нейтральных мезонов (π^0 -мезоны) с массой, близкой к массе заряженных π -мезонов.

В 1951 г. было установлено наличие в космических лучах тяжелых нейтральных частиц с массой, большей массы нейтрона. Повидимому, совокупность полученных данных трудно истолковать, исходя из представлений о существовании только одного типа таких нейтральных частиц. Большинство авторов склоняется к тому, что наряду с нейтральными частицами с массой около 2200 электронных масс надо допустить существование по крайней мере еще одного типа нейтральных частиц с массой около 800 электронных масс. Получены также очень веские данные о существовании нескольких типов заряженных частиц с массами, промежуточными между массой протона и π -мезона. Все эти частицы являются нестабильными, спонтанно

распадающимися с временами жизни (в системе координат, связанной с частицей) от 10^{-14} сек. (π^0 -мезоны) до 10^{-8} сек. (заряженные π -мезоны).

Заряженные π -мезоны распадаются на μ -мезоны соответствующего знака заряда и нейтрино, нейтральные π^0 -мезоны — на два γ -кванта. Распад остальных вновь открытых частиц изучен еще совершенно недостаточно. Точно так же неизвестно и большинство других свойств этих частиц. Но во всяком случае можно утверждать, что в результате изучения космических лучей удалось открыть большое число неизвестных ранее элементарных частиц и тем самым значительно расширить наши данные о формах существования материи.

Заряженные и нейтральные π -мезоны получают сейчас искусственным путем с помощью ускорителей, что чрезвычайно облегчает их изучение.

В недавних работах, выполненных с пучком частиц, ускоренных на «космотроне» (Брукхавенская лаборатория в США), сообщается о получении нейтральных частиц с массой, большей массы π^0 -мезона, вероятно тех же типов, которые были открыты в космических лучах. В связи с этим можно думать, что дальнейшее изучение таких частиц пойдет еще быстрее, чем до настоящего времени.

ГЛАВА II

ИЗУЧЕНИЕ ОСНОВНЫХ КОЛИЧЕСТВЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

§ 1. Зависимость интенсивности космических лучей от высоты

Детальное изучение зависимости интенсивности космического излучения от высоты началось в конце двадцатых и начале тридцатых годов. Был проведен цикл полетов советских и иностранных стратостатов до высоты 20 и более километров (Г. А. Прокофьев, А. В. Вериго, И. Д. Усыкин, Пикар и др.), в значительной мере посвященных этому вопросу. С. Н. Верновым была предложена и разработана автоматическая аппаратура, регистрирующая различные данные по космическим лучам и передающая эти данные по радио. Этот метод оказался особенно эффективным, и им широко пользуются не только советские, но и иностранные ученые. Поднимая портативную автоматическую аппаратуру с помощью шаров-зондов, удалось произвести исследования до высот в 35 км, а в последнее время американские физики, используя ракеты типа V-2, производили измерения за пределами атмосферы.

Для частиц высокой энергии при их взаимодействии с веществом характерна большая вероятность образования вторичных частиц. Поэтому, когда первичные частицы попадают в атмосферу из мирового пространства, то они как бы «обрастают» вторичными частицами и общее число частиц увеличивается. Но на больших глубинах в атмосфере в связи с уменьшением энергии частиц начинает преобладать не образование новых частиц, а поглощение уже имеющихся. В результате суммарная кривая высотного хода имеет отчетливо выраженный максимум.

При детальном изучении высотной зависимости интенсивности космических лучей следует различать два возможных подхода.

1. Можно исследовать зависимость от высоты (давления воздуха) числа частиц космических лучей, идущих в данном направлении (например, с помощью вертикального «телескопа» из двух или нескольких счетчиков, расположенных друг под другом).

2. С помощью ионизационной камеры или одиночного счетчика можно изучать высотный ход глобальной интенсивности космических лучей, попадающих в регистрирующий прибор по всем направлениям.

Естественно, что высотные кривые для обоих случаев будут существенно различными.

Предполагая, что за пределами атмосферы частицы космических лучей распределены изотропно, а вторичные частицы, образованные в атмосфере, сохраняют направление первичных, Гросс рассмотрел соотношение между высотными зависимостями обоих типов и получил следующее соотношение [1]:

$$\psi(x) = i(x) - x \frac{di(x)}{dx}.$$

Здесь x — толщина слоя воздуха от границы атмосферы до места наблюдения, $\psi(x)$ — высотный ход интенсивности в вертикальном направлении, а $i(x)$ — высотный ход глобальной интенсивности, отнесенной к единице телесного угла.

Это выражение и дает связь между интенсивностью космических лучей в вертикальном направлении и глобальной интенсивностью. Как и следовало ожидать, формула Гросса показывает, что высотный ход для глобальной интенсивности и интенсивности по вертикальному направлению не совпадает. Из этой формулы видно, что максимум для глобальной интенсивности должен находиться выше над уровнем моря, чем для интенсивности по вертикальному направлению. Качественно это заключение вполне понятно, поскольку частицы, идущие наклонно, проходят в атмосфере больший путь и, следовательно, успевают сильнее размножиться, чем частицы, идущие вертикально.

Из этого рассмотрения можно заключить также, что максимум для интенсивности в вертикальном направлении должен быть выражен более резко, чем для глобальной интенсивности. Разница между обеими кривыми на больших глубинах в атмосфере меньше, чем в верхних слоях.

Первые опыты по определению высотного хода интенсивности в вертикальном направлении были произведены Пфотцером [2]. В дальнейшем значительно более надежные и обстоятельные измерения были выполнены Л. Т. Барадзей [3]. На рис. 7 приведены данные, полученные Л. Т. Барадзей.

На рис. 8 приведены соответствующие данные по измерениям глобальной интенсивности с помощью ракет [4]. Как и следовало ожидать, за пределами атмосферы интенсивность космических лучей остается постоянной и равна 0,12 частицы на 1 см^2 в 1 секунду в единице телесного угла.

Из приведенных данных видно, что максимум интенсивности в вертикальном направлении достигается на высоте $\sim 15 \text{ км}$ (давление — 90 мм Hg). Интенсивность в максимуме в три с лишним раза (больше, чем за пределами атмосферы, и в 30 раз больше, чем на

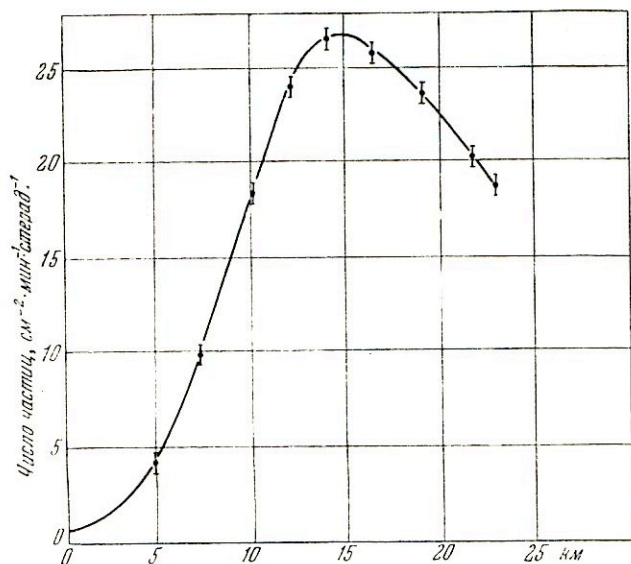


Рис. 7. Высотный ход вертикальной интенсивности космических лучей.

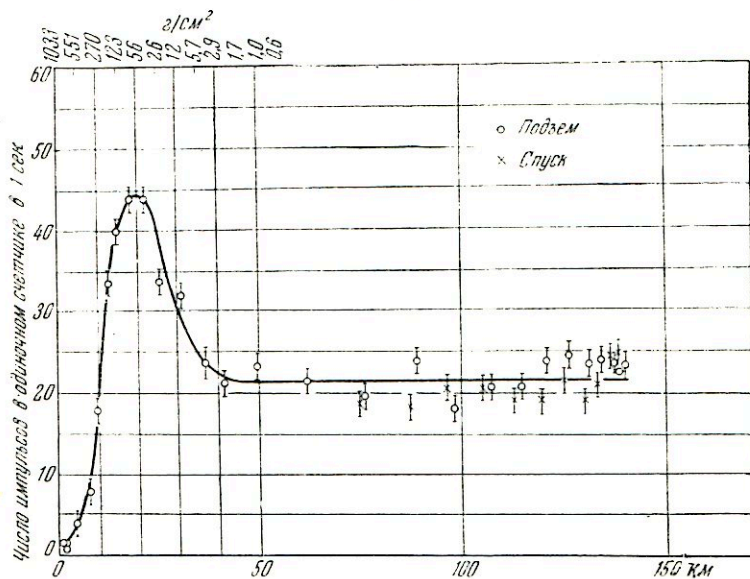


Рис. 8. Высотный ход глобальной интенсивности космических лучей.

уровне моря. В максимуме на единицу телесного угла в вертикальном направлении в 1 минуту на 1 см^2 приходится 27 частиц.

Максимум глобальной интенсивности приходится на высоту 20—22 км (давление ~ 30 мм Hg). Глобальная интенсивность в максимуме в два раза больше, чем за пределами атмосферы, и в 50 раз больше, чем на уровне моря.

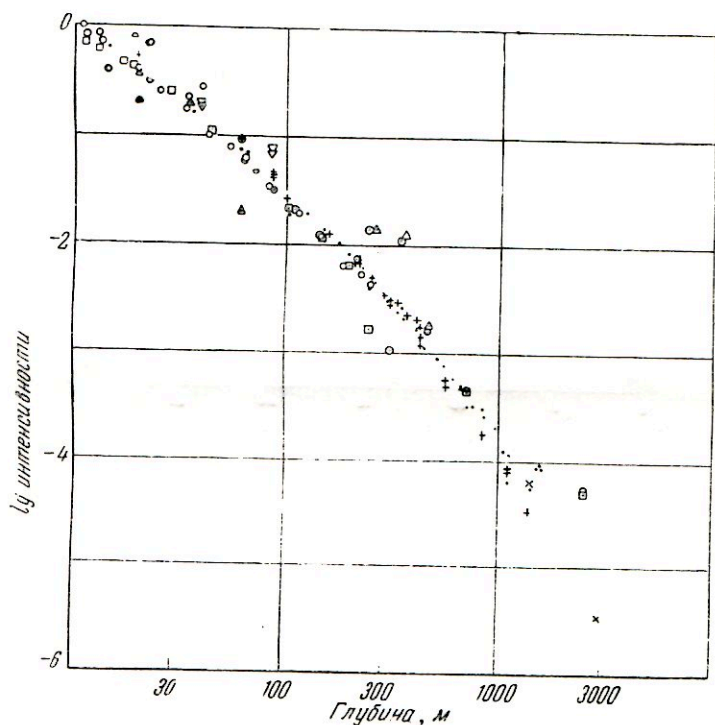


Рис. 9. Интенсивность космических лучей на различных глубинах под землей.

Различные условные знаки относятся к данным разных авторов.

Как видно из сопоставления кривых рис. 7 и 8, выводы, полученные на основании пересчета Гросса, полностью оправдываются. Тем самым, по крайней мере приближенно, подтверждаются предположения об изотропности излучения за пределами атмосферы и о сохранении вторичными частицами направления движения породивших их первичных частиц, сделанные при выводе формулы пересчета.

Огромная проникающая способность частиц жесткой компоненты приводит к тому, что даже на очень больших глубинах под землей удается обнаруживать частицы космических лучей. На рис. 9 приве-

дена сводка данных, полученных разными авторами при измерениях на больших глубинах под землей в основном с помощью счетчиков [5]. По оси ординат отложен десятичный логарифм интенсивности космических лучей, по оси абсцисс — глубина в логарифмическом масштабе (глубина выражена в числе метров воды, эквивалентных по массе слою вещества, пройденному частицами космических лучей).

Полная кривая высотного хода интенсивности космических лучей от границы атмосферы до максимальных глубин, где они практически целиком поглощены, дает возможность определить суммарную энергию, приносимую космическими лучами.

Известно, что энергия, которую в среднем затрачивает ионизирующая частица на образование одной пары ионов, практически не зависит от скорости частицы. Например, для аргона эта величина равна 26 эв. Поэтому, измерив с помощью ионизационной камеры ионизацию на разных высотах, начиная от границы атмосферы и кончая максимальными глубинами под землей (и определив площадь, ограничиваемую высотной и глубинной кривыми), мы можем найти полную энергию, приносимую космическим излучением. При этом подсчете неучтенной окажется только энергия, переходящая непосредственно в тепло, энергия, уносимая нейтрино, и энергия, которую затрачивают частицы космических лучей на вырывание нуклонов из атомных ядер при их расщеплениях. Но, как будет видно из дальнейшего, эта доля энергии оказывается сравнительно небольшой и приближенно может быть учтена. Произведенное этим методом определение полной энергии космического излучения дает величину $3,2 \cdot 10^{-3}$ эрг \cdot см⁻² \cdot сек⁻¹, или около 0,03 вт на площадь в 1 гектар. Эта величина сравнима с энергией видимого света звезд. Малое значение полной энергии, разумеется, несколько не противоречит огромной энергии, приходящейся в среднем на одну частицу космических лучей, поскольку само число частиц является ничтожным, а также и большой роли космических лучей в космогонии.

§ 2. Измерение абсолютного числа частиц космических лучей

Изучение поглощения и измерение абсолютного числа частиц космических лучей может быть осуществлено как с помощью ионизационной камеры, так и с помощью счетчиков. Весьма удобной для этого является установка, аналогичная «телескопу», из двух или нескольких счетчиков, представленная на рис. 5. Помещая между счетчиками различные фильтры, можно получить кривые поглощения частиц космических лучей в различных веществах.

Для одновременного измерения интенсивности мягкой и жесткой компонент часто пользуются установкой, схема которой представлена на рис. 10.

Счетчики группы 3 соединены параллельно и перекрывают весь телесный угол, стягиваемый счетчиками 1 и 2. Тогда при наличии надлежащего свинцового фильтра между 2 и 3 совпадения (1, 2, 3) будут вызываться только частицами жесткой компоненты, а совпадения (1, 2), не сопровождаемые разрядом в счетчиках 3, — частицами мягкой компоненты. Для устранения возможных просчетов в счетчиках 3 за счет промежутков между ними из-за конечной толщины их стенок они обычно располагаются в два слоя, как показано на рис. 10. Эффективность такой установки проверяется в опыте с вынутым фильтром. Тогда число совпадений (1, 2, 3) должно равняться числу совпадений (1, 2).

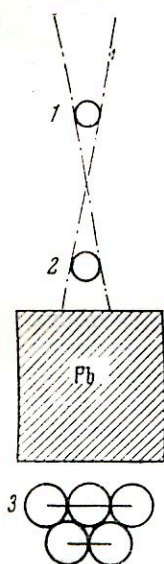


Рис. 10. Расположение счетчиков и фильтра при одновременных измерениях полной интенсивности и интенсивности жесткой компоненты космических лучей.

При точных измерениях интенсивности мягкой компоненты необходимо учитывать осложняющие обстоятельства, связанные с наличием заметного числа электронно-фотонных ливней и рассеяния частиц мягкой компоненты в стенках счетчиков.

Влияние ливней видно из следующего: если средний счетчик 2 тройного «телескопа» (рис. 11) выдвинут за пределы телесного угла, стягиваемого счетчиками 1 и 3, в положение 2', изображенное пунктиром, то число тройных совпадений при этом уменьшится, но отнюдь не до нуля. Это объясняется тем, что на установку падают не только одиночные частицы, которые не могут вызвать тройного совпадения с выдвинутым счетчиком, но и группы частиц, изображенные на рис. 11 пунктиром. Даже на уровне моря и небольших высотах число тройных совпадений с выдвинутым средним счетчиком может достигать 10—15% от полного числа совпадений, вызываемых частицами мягкой компоненты.

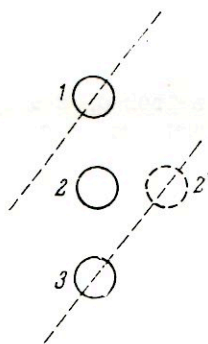


Рис. 11. «Телескоп» из счетчиков, регистрирующий тройные совпадения.

При выдвинутом среднем счетчике (положение 2') «телескоп» может срабатывать от боковых ливней, пути частиц которых показаны пунктиром.

Как и следовало ожидать, влияние таких ливней при измерениях с жесткой компонентой сказывается значительно меньше.

При измерениях с «телескопом» на полученные данные об интенсивности мягкой компоненты влияет также рассеяние частиц в стенках счетчиков. Частица, идущая в заданном телесном угле (сплошная линия на рис. 12), рассеивается в стенках верхнего счетчика и не попадает в нижний. Частично это компенсируется тем, что частицы, идущие вне телесного угла, вырезаемого телескопом (пунктирная

линия на рис. 12), после рассеяния в верхнем счетчике попадают в нижний. Но, как будет видно из дальнейшего, число частиц, идущих в вертикальном направлении, больше, чем число частиц, идущих в наклонном направлении. Поэтому компенсация оказывается неполной.

Необходимо отметить, что на точность измерений интенсивности мягкой и жесткой компонент влияет также неопределенность в законе, по которому производится экстраполяция кривой поглощения жесткой компоненты к нулевой толщине фильтра (пунктирные линии на рис. 6). Однако поглощение жесткой компоненты мало и ошибка, которая делается при этом, повидимому, не превышает нескольких процентов *).

Для количественной характеристики интенсивности космического излучения необходимо знать угловое распределение направлений движения его частиц. Эти данные проще всего могут быть получены из измерений, в которых «телескоп» из двух или нескольких счетчиков ставится в наклонное положение под заданным углом к вертикали.

Оказалось, что на уровне моря и на небольших высотах угловая зависимость может быть приближенно представлена формулой $J_{\theta} = J_0 \cos^2 \theta$, где J_0 и J_{θ} — интенсивности в вертикальном направлении и под углом θ к вертикали **). Если не считать самых больших углов ($\theta \sim 90^\circ$), то угловое распределение направлений движения частиц мягкой и жесткой компонент оказывается близким ***). Таким образом, на малых высотах космические лучи идут, в основном, не удаляясь сильно от вертикали. Напротив, как показали обстоятельные исследования С. Н. Вернова и А. М. Куликова [9], в верхних слоях атмосферы, где поглощение частиц, летящих наклонно, еще не выделило вертикального направления, угловое распределение становится более размытым и на границе атмосферы превращается в изотропное.

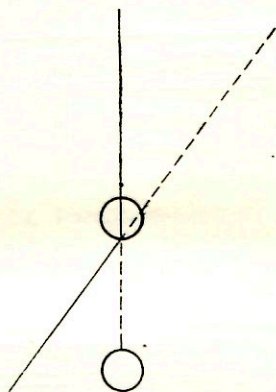


Рис. 12. Влияние рассеяния частиц в стенках счетчика на измерения с «телескопом».

*) Подробно условия измерения интенсивности мягкой и жесткой компонент и введения соответствующих поправок рассмотрены в работе С. А. Азимова и др. [6].

***) По данным последней работы Н. М. Кочаряна и др. [7], выполненной на высоте 320 м над уровнем моря с помощью масс-спектрометра А. И. Алиханова и А. И. Алиханяна [8], в интервале углов с вертикалью от 0 до 45° показатель степени n в формуле $J = J_0 \cos^n \theta$ больше 2. Оказалось, что для мезонов с импульсами, большими $8 \cdot 10^8$ эв/с, $n = 3,8 \pm 1$.

****) Угловое распределение для протонов и других ядерно-активных частиц космических лучей, как будет показано ниже, оказывается существенно иным. Эти частицы значительно реже сосредоточены вокруг вертикали.

Подсчитаем теперь число совпадений N , которое будут регистрировать два счетчика, расположенных на определенном расстоянии по вертикали друг над другом (рис. 13). Обозначим длину каждого счетчика через l , диаметр через a и расстояние между осями через d . Рассмотрим две элементарные площадки ds_1 и ds_2 в горизонтальных плоскостях осевых сечений счетчиков. Угол между вертикалью и прямой, соединяющей обе площадки, будет θ .

В пределах телесного угла, стягиваемого выделенными элементарными площадками, будем считать интенсивность постоянной. Тогда

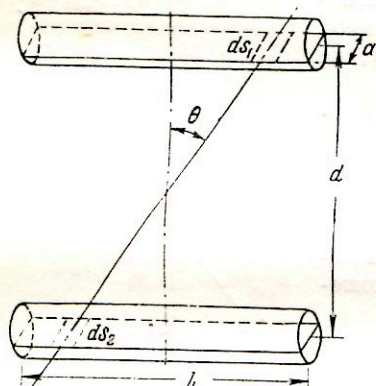


Рис. 13.

$$dN = J_{\theta} \frac{ds_1 \cos \theta \cdot ds_2 \cos \theta}{r^2}.$$

Заменяв $J_{\theta} = J_0 \cos^2 \theta$ и проинтегрировав по сечению каждого из счетчиков, получим:

$$N = \frac{1}{4} J_0 a^2 \left[\frac{l^2}{l^2 + d^2} + \frac{3l}{d} \operatorname{arctg} \frac{l}{d} \right].$$

Для изотропного углового распределения (т. е. при $J_{\theta} = J_0 = \text{const}$) мы получили бы:

$$N = J_0 \frac{a^2 l}{d} \operatorname{arctg} \frac{l}{d}.$$

J_0 — интенсивность в вертикальном направлении или число частиц, про-

ходящих через 1 см^2 в единицу времени в единице телесного угла в вертикальном направлении.

Используя эту формулу с учетом необходимых предосторожностей относительно боковых ливней и рассеяния в стенках счетчиков, можно определить значение константы J_0 . Численное значение J_0 будет приведено ниже.

Другой метод определения абсолютной интенсивности космических лучей состоит в использовании ионизационной камеры или одиночного счетчика. Главной трудностью при этом является правильный учет фона. Фон в ионизационной камере и в одиночном счетчике создается радиоактивными загрязнениями окружающих предметов и стенок прибора. Для ионизационной камеры введение поправки на фон затрудняется еще тем обстоятельством, что небольшое число α -частиц, вылетающих из стенок камеры, дает весьма существенный вклад в общую ионизацию. Поэтому при измерениях с ионизационной камерой и одиночным счетчиком точное определение фона является весьма существенной и вместе с тем достаточно трудной задачей.

Эти трудности можно в значительной мере обойти, если воспользоваться так называемой круговой установкой, схема которой изображена на рис. 14. Установка состоит из группы больших параллельно

соединенных счетчиков 2, расположенных по поверхности полуцилиндра, и маленького счетчика 1, находящегося на оси цилиндра. Счетчики 1 и 2 включены в схему совпадений. Счетчики 2 должны быть достаточно длинными, чтобы перекрывать практически всю полусферу вокруг центрального счетчика. Такая установка регистрирует каждую заряженную частицу, проходящую через центральный счетчик и обладающую достаточной энергией для прохождения через стенки счетчиков. Это обстоятельство позволяет сделать размеры центрального счетчика достаточно малыми, для того чтобы можно было пренебречь вероятностью одновременного прохождения через него двух или нескольких ливневых частиц. Вместе с тем для круговой установки не играет роли и рассеяние. Для измерения интенсивности жесткой компоненты между центральным и периферическими счетчиками или над всей установкой может быть помещен соответствующий фильтр. Таким образом, круговая установка в известной мере сочетает в себе преимущества «телескопа» и одиночного счетчика или ионизационной камеры. От «телескопа» она отличается главным образом тем, что измеряет глобальную интенсивность, а не интенсивность по определенному направлению, а от ионизационной камеры и одиночного счетчика — отсутствием фона.

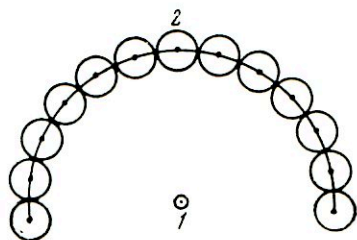


Рис. 14. Расположение счетчиков в круговой установке.

Подробный анализ условий работы круговой установки и измерения с ней на небольших высотах над уровнем моря проведены в работе С. А. Азимова [10].

§ 3. Интенсивность мягкой и жесткой компонент космического излучения

Для количественной характеристики интенсивности космических лучей обычно пользуются следующими величинами:

1. Интенсивность по заданному направлению J_θ представляет собой число частиц, падающих в единицу времени в единице телесного угла на единичную площадку, перпендикулярную данному направлению. Частным случаем будет вертикальная интенсивность J_0 . J_θ обычно измеряется в $см^{-2} \cdot мин^{-1} \cdot стерад^{-1}$.

2. Поток частиц J_s представляет собой число частиц, пересекающих единичную горизонтальную площадку в единицу времени. J_s измеряется в $см^{-2} \cdot мин^{-1}$;

$$J_s = \int J_\theta \cos \theta d\omega.$$

3. Глобальная интенсивность J_p представляет собой число частиц, проходящих в единицу времени через сферу с единичным сечением.

J_p измеряется в $см^{-2} \cdot мин^{-1}$;

$$J_p = \int J_\theta d\omega.$$

Пересчет от измерений со счетчиками к ионизационным данным может быть сделан, исходя из среднего пути частицы в камере и удельной ионизации частицы. Основное затруднение в этом пересчете состоит в оценке роли медленных сильно ионизирующих частиц и учете вторичных эффектов, вызываемых регистрируемыми частицами (δ -электроны). В принципе из этого сопоставления можно установить долю ионизации, обуславливаемую тяжелыми сильно ионизирующими частицами. Однако достигнутая в настоящее время точность оценки всех участвующих факторов даже для стратосферы, где измерения являются более надежными, недостаточна для получения точных количественных данных. Поэтому для характеристики интенсивности космических лучей обычно пользуются результатами, найденными с помощью счетчиков.

В настоящее время для уровня моря можно принять [11]:

Жесткая компонента

Мягкая компонента

$$J_0 = 0,50 \text{ см}^{-2} \cdot \text{мин}^{-1} \cdot \text{стерад}^{-1}; \quad J_0 = 0,20 \text{ см}^{-2} \cdot \text{мин}^{-1} \cdot \text{стерад}^{-1};$$

$$J_s = 0,75 \text{ см}^{-2} \cdot \text{мин}^{-1}; \quad J_s = 0,30 \text{ см}^{-2} \cdot \text{мин}^{-1};$$

$$J_p = 1,0 \text{ см}^{-2} \cdot \text{мин}^{-1}; \quad J_p = 0,42 \text{ см}^{-2} \cdot \text{мин}^{-1}.$$

Отсюда

$$\frac{J_0 \text{ мягк}}{J_0 \text{ жестк}} = 0,40, \quad \frac{J_0 \text{ мягк}}{J_0 \text{ полн}} = 0,28.$$

В эти данные не входят частицы с пробегом меньшим $2,5 \text{ г/см}^2$ (для электронов это соответствует энергии 5 Мэв). Но в воздухе на уровне моря число таких частиц, по видимому, пренебрежимо мало.

Полный ионизационный эффект, вызываемый космическими лучами в воздухе на уровне моря, составляет примерно 120 пар ионов в 1 см^3 в 1 мин .

Высотный ход мягкой и жесткой компонент оказывается существенно различным. На рис. 15 приведены данные, полученные Л. Т. Барадзей [3] с помощью вертикального «телескопа», между счетчиками которого помещалось 8 см свинца (кривая 1). Для сравнения на том же рисунке показаны результаты измерений без свинца (кривая 2), уже использовавшиеся нами при построении графика, приведенного на рис. 7. Разность между обеими кривыми дает интенсивность мягкой компоненты (кривая 3).

Как видно из рис. 15, мягкая компонента растет с высотой места наблюдения значительно быстрее, чем жесткая. Уже на высоте около 4 км интенсивности обеих компонент становятся примерно равными.

Вертикальная интенсивность жесткой компоненты от уровня моря до максимальных высот возрастает в 15 раз. Начиная с высоты 20 км, интенсивность жесткой компоненты остается приблизительно постоянной. Как будет видно из дальнейшего, это постоянство определяется наложением двух факторов — поглощением первичных проникающих частиц и образованием вторичных мезонов.

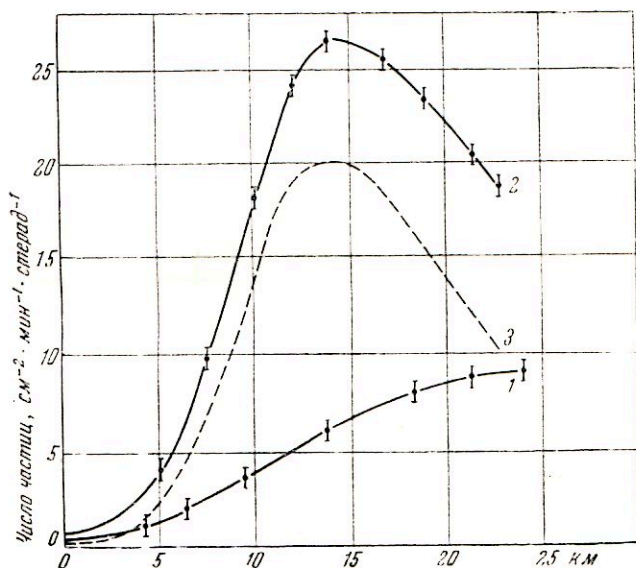


Рис. 15. Вертикальная интенсивность жесткой компоненты (кривая 1), мягкой компоненты (кривая 3) и всей ионизирующей компоненты (кривая 2) космических лучей в зависимости от высоты (геомагнитная широта 51° N).

В области 15 км интенсивность мягкой компоненты примерно в три раза больше интенсивности жесткой. Для больших высот это отношение снова падает и за пределами атмосферы, повидимому, становится равным нулю (если в составе первичного излучения и имеются электроны или фотоны, то число их, как мы увидим ниже, ничтожно мало).

Вертикальная интенсивность мягкой компоненты от уровня моря до высоты 15 км возрастает примерно в 100 раз.

Необходимо, однако, отметить, что на больших высотах феноменологическое разделение на мягкую и жесткую компоненты теряет ту определенность, которую оно имело на уровне моря. Коэффициент

поглощения для частиц жесткой компоненты увеличивается за счет появления заметного числа частиц проникающего типа, поглощающихся вследствие неионизационных потерь энергии, и проникающих частиц, обладающих сравнительно малыми энергиями. С другой стороны, в стратосфере существенную роль начинает играть образование ливней проникающими частицами, что создает некоторую неопределенность условий измерения с помощью «телескопа». Поэтому разделение частиц космического излучения на мягкую и жесткую компоненты в стратосфере по их проникающей способности в меньшей степени соответствует разделению их по природе частиц, чем это имело место на уровне моря. Само понятие мягкая и жесткая компоненты становится в этом случае в значительной мере условным.

ГЛАВА III

ТОРМОЖЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ И ПОГЛОЩЕНИЕ ФОТОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

При прохождении заряженных частиц и фотонов высокой энергии через вещество имеют место следующие процессы, обуславливаемые электромагнитным взаимодействием заряженных частиц с электронами и ядрами атомов среды *).

1. Заряженная частица постепенно тормозится за счет потери энергии на отрыв электронов от атомов (ионизация и образование δ -электронов) и возбуждение атомов.

2. Фотон может вырвать электрон из атома, передав ему при этом всю свою энергию (фотоэффект).

3. При взаимодействии фотона и электрона может произойти рассеяние фотона с передачей электрону части энергии фотона (эффект Комптона).

4. При взаимодействии с ядром атома заряженная частица может резко затормозиться, испустив при этом квант тормозного излучения (испускание тормозного излучения).

5. Фотон высокой энергии в поле ядра атома может образовать электронно-позитронную пару, передав при этом электрону и позитрону всю свою энергию (образование пар).

Помимо этого может происходить и взаимодействие частиц и квантов с атомными ядрами за счет ядерных сил. Но эти эффекты будут рассмотрены нами впоследствии. Сейчас же кратко, в той мере, в какой это понадобится нам для рассмотрения свойств частиц мягкой и жесткой компонент космических лучей, охарактеризуем процессы, обусловленные электромагнитным взаимодействием.

*) Частицы, движущиеся со скоростью, превышающей фазовую скорость света в данной среде, испытывают дополнительное торможение, связанное с испусканием излучения с непрерывным спектром, открытого и изученного П. А. Черенковым, С. И. Вавиловым, И. Е. Таммом и И. М. Франком (так называемое черенковское излучение) [1]. Однако даже для релятивистских частиц, у которых потери энергии на ионизацию минимальны, а выход черенковского излучения относительно велик, доля черенковского излучения в суммарном балансе потерь энергии заряженной частицей ничтожно мала. Поэтому мы не рассматриваем здесь этого эффекта, несмотря на его большой принципиальный интерес.

§ 1. Ионизация и образование δ -электронов

Рассмотрение процесса кулоновского взаимодействия частицы, имеющей единичный заряд e и движущейся со скоростью v , со свободным электроном приводит к следующему выражению для энергии Q , передаваемой частицей электрону:



$$Q(b) = \frac{2e^4}{mv^2} \frac{1}{b^2 + a^2}; \quad a = \frac{e^2(M+m)}{Mmv^2}.$$

Здесь M и m — массы частицы и электрона, а b — «параметр удара» (рис. 16), характеризующий столкновение.

Для тяжелых релятивистских частиц $a = \frac{e^2}{mc^2} \sim 10^{-13}$ см. Но и для электронов в подавляющем большинстве случаев $b > a$ и $Q(b) \sim \frac{1}{b^2}$. Энергия, потерянная частицей на пути dx , будет в этом случае равна

$$-dE = \int_0^{\infty} 2\pi dx nb Q(b) db,$$

где n — число электронов в единице объема.

Подставив сюда выражение для $Q(b)$, получим расходящийся интеграл. Парадокс объясняется тем, что при таком рассмотрении нельзя считать электроны свободными. Учет наличия связей электронов в атоме приводит к тому, что интегрирование по b от 0 до ∞ теряет физический смысл. Электрон можно рассматривать как свободный лишь в областях малых b , для которых передаваемая ему энергия велика по сравнению с энергией связи его в атоме. Для области «далеких соударений» необходимо учитывать распределение электронов по их энергиям связи в атомах.

Соответствующие расчеты приводят к следующему выражению для средней потери энергии частицей с зарядом ze , движущейся со скоростью v , на единице пути:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi n z^2 e^4}{mv^2} \left[\ln \frac{mv^2 Q_{\text{макс}}}{J^2(Z)(1-\beta^2)} - (\beta^2 - 1) \right].$$

$J(Z)$ есть «средняя энергия возбуждения» электронов в атоме с данным Z ; для водорода $J(Z) = 13,5$ эв, для тяжелых атомов $J(Z) = 13,5Z$ эв. $Q_{\text{макс}}$ есть максимальная энергия, которую летящая частица может передать электрону. Применение законов сохранения энергии и импульса при упругом соударении для релятивистского случая дает следующее выражение для $Q_{\text{макс}}$:

$$Q_{\text{макс}} = \frac{2mc^2\beta^2 M^2}{\left(m^2 + M^2 + \frac{2mM}{\sqrt{1-\beta^2}}\right)(1-\beta^2)},$$

где M — масса частицы. Отсюда видно, что dE/dx очень слабо зависит от M . Так, например, минимальные ионизационные потери в алюминии для релятивистского электрона составляют $1,8 \text{ Мэв}/(z_{\text{Al}}/c.m^2)$, а для релятивистского протона $1,65 \text{ Мэв}/(z_{\text{Al}}/c.m^2)$. Таким образом, для данной среды потери энергии или удельная ионизация, создаваемая движущейся частицей, являются функцией только ее заряда и скорости.

Детальное квантовомеханическое рассмотрение картины передачи энергии от ионизирующей частицы атому показывает (см., например, Г. Бете, Квантовая механика простейших систем, ОНТИ, 1935), что соотношение между энергией, идущей на возбуждение атомов и на их ионизацию, практически не зависит от энергии ионизирующей частицы. Поэтому между потерей энергии dE/dx заряженной частицей и числом образованных ею пар ионов n существует простое соотношение

$$\frac{dE}{dx} dx = an dx,$$

где a — величина, постоянная для данного вещества (a есть средняя энергия, расходуемая на образование одной пары ионов). Для воздуха $a = 33 \text{ эв}$, для аргона $a = 25,4 \text{ эв}$. Следовательно, зная dE/dx , легко определить n и наоборот.

В выражение для dE/dx зависимость от свойств поглощающей среды входит только через $J(Z)$. Так как $J(Z)$ входит в выражение dE/dx под знаком логарифма, то dE/dx , отнесенное к поглощающему слою в $1 \text{ г}/c.m^2$, почти не зависит от Z . Например, для релятивистских протонов минимальные потери энергии на ионизацию в воздухе составляют $1,8 \text{ Мэв}/(z_{\text{возд}}/c.m^2)$, в алюминии — $1,65 \text{ Мэв}/(z_{\text{Al}}/c.m^2)$ и в свинце $1,2 \text{ Мэв}/(z_{\text{Pb}}/c.m^2)$.

Для нерелятивистского случая при $\beta \ll 1$ удельная ионизация обратно пропорциональна квадрату скорости или энергии частицы. В области больших энергий ионизационные потери медленно растут с энергией. Физически рост ионизационных потерь с энергией обусловлен лоренцовым сжатием поля релятивистской частицы, что, грубо говоря, приводит к увеличению предельного параметра удара. Вместе с тем электрическое поле частицы, движущейся в среде, вызывает поляризацию атомов среды, мимо которых она пролетает. Возникает экранировка поля частицы, уменьшающая эффективный параметр удара, при котором происходит ионизация атомов среды. Этот эффект, впервые оцененный Ферми [2], ограничивает рост потерь энергии с увеличением энергии. Величина поправки Ферми зависит от плотности среды: для газов она несравненно меньше, чем для плотных веществ.

Графически зависимость потерь энергии (удельной ионизации) от энергии частицы представлена на рис. 17*).

*) Кривые потерь энергии на ионизацию различными частицами в разных средах приведены в конце книги (см. приложение IV).

Величина потери энергии заряженной частицей на ионизацию и зависимость этой величины от энергии частицы в последнее время неоднократно определялись экспериментально. При этом использовался метод счета капель вдоль следа частицы в камере Вильсона или определение числа пар ионов, образованных частицей в ионизационной камере или пропорциональном счетчике. Последний метод, в частности, был применен В. Харитоновым [3]. Результаты этих экспериментов хорошо подтверждают выводы теории [4, 5].

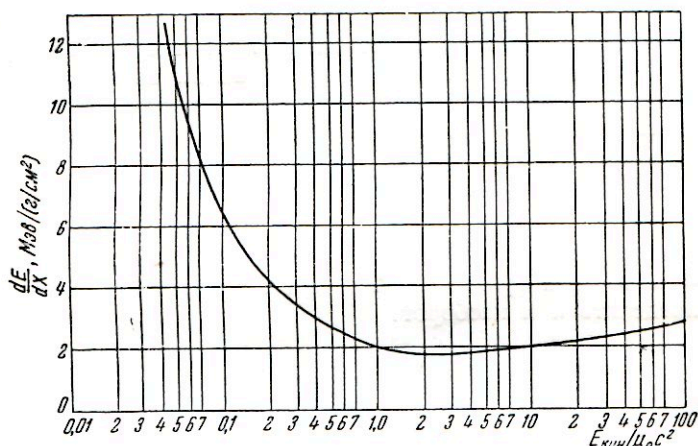


Рис. 17. Полные ионизационные потери энергии для частиц тяжелее электронов в воздухе в зависимости от энергии.

При столкновении заряженной частицы с электроном в случае достаточно малого параметра удара электрон может получить такую энергию, что будет сам вызывать ионизацию других атомов. Такие электроны называются δ -электронами. Выражение для максимальной энергии, которую может получить δ -электрон при выбивании частицей с массой M , было приведено выше. Следует подчеркнуть, что число δ -электронов существенно зависит от их энергии. Приблизительно энергия δ -электрона $Q \sim \frac{1}{b^2}$, где b есть «параметр удара». Отсюда

$$2\pi b db \sim \frac{dQ}{Q^2}.$$

$2\pi b db$ есть площадь кольца вокруг электрона, в которое должна попасть налетающая частица, чтобы сообщить электрону энергию Q . Другими словами, $2\pi b db$ является вероятностью образования δ -электрона с энергией Q . Поэтому энергетический спектр δ -электронов $N(Q)dQ \sim \frac{dQ}{Q^2}$ и, следовательно, число δ -электронов быстро растет

с уменьшением их энергии. Предельным случаем образования δ -электрона с очень малой энергией является обычная ионизация атомов. При этом δ -электрон получает столь малую энергию, что ее хватает только на вырывание электрона из атома, но сам он уже не может вызывать вторичную ионизацию. Поэтому нет принципиальной разницы в механизме образования δ -электронов и обычной ионизации атомов.

Если ионизирующая частица проходит через тонкий слой вещества, то число образованных ею ионов подвержено статистическим флуктуациям. Еще большим флуктуациям подвержено число электронов, выбитых с заметной начальной энергией, поскольку общее число таких электронов очень мало. Соответственно с этим потери энергии ионизирующей частицей колеблются вокруг некоторой наиболее вероятной величины.

Расчет флуктуаций в потере энергии заряженной частицей был произведен Л. Д. Ландау [6]. Полученные им результаты графически

представлены на рис. 18. По оси ординат здесь отложена величина, характеризующая вероятность данной потери энергии, по оси абсцисс — величина, характеризующая величину потери энергии. Детальная форма кривой зависит от энергии частицы и от количества вещества в поглощающем слое. Однако общий характер ее остается неизменным для всех случаев. Из рис. 18 видно, что распределение потерь энергии вокруг наиболее вероятных потерь, соответствующих максимуму кривой рис. 18, существенно несимметрично. Эта асимметрия обуславливается выбиванием δ -электронов, приводящим к большим потерям энергии. Из кривой видно, что с малой вероятностью осуществляются случаи очень больших потерь энергии вплоть до $Q_{\text{макс}}$, вызванных выбиванием δ -электронов высоких энергий при столкновениях с малыми параметрами удара.

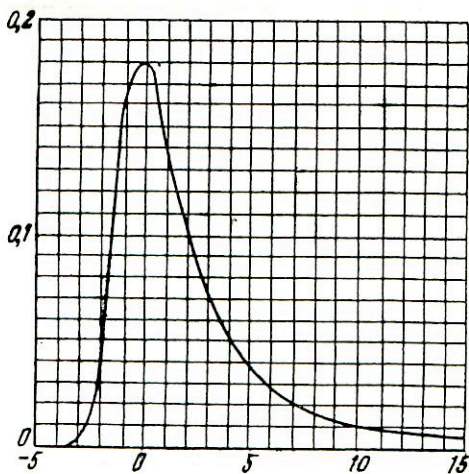


Рис. 18. Кривая флуктуации в потере энергии заряженной частицей на ионизацию.

Сопоставление расчетов Л. Д. Ландау с экспериментом удобнее всего проводить для частиц жесткой компоненты, поскольку для них различные осложняющие обстоятельства играют меньшую роль. В опытах измеряется распределение по величине не потерь энергии,

к которым собственно относятся расчеты Ландау, а распределение величин ионизационных толчков, создаваемых частицами в измерительном приборе. Если δ -электрон, образованный частицей в регистрирующем приборе, обладает настолько большой энергией, что его пробег не укладывается в приборе, то для таких случаев нет пропорциональности между потерей энергии частицей и величиной созданного ею ионизационного толчка. Поэтому кривая распределения ионизационных толчков по величине несколько отличается от кривой распределения потерь энергии [7], и это обстоятельство приходится учитывать при сравнении теории и эксперимента.

Результаты опытов, проведенных на уровне моря [8] и малых высотах [9], для частиц жесткой компоненты в общем согласуются с выводами теории.

Асимметрия распределения потерь энергии приводит к необходимости различать вероятную потерю энергии, соответствующую максимуму кривой рис. 18, и среднюю потерю энергии, для которой соответствующая ордината делит пополам площадь, ограниченную кривой рис. 18. Средняя потеря энергии всегда больше вероятной. Из сказанного ясно, что отношение $\Delta E_{\text{ср}}/\Delta E_{\text{вер}}$ зависит от параметров, характеризующих частицу и среду (скорость частицы, количество поглощающего вещества, его атомный номер). В качестве примера укажем, что для мезона с энергией $3 \cdot 10^9$ эв при прохождении через 1 г/см^2 легкого вещества $\Delta E_{\text{ср}}/\Delta E_{\text{вер}} = 1.4$. При подсчете потерь энергии в очень малом количестве поглощающего вещества характерной величиной являются вероятные потери; для очень большого количества поглощающего вещества такой величиной являются средние потери.

Практически очень часто (например, в ионизационных камерах с давлением газа в несколько атмосфер) осуществляется промежуточный случай.

Соответственно вероятной и средней потерям энергии, определяемым максимумом и средней ординатой флуктуационной кривой Ландау, можно вывести пропорциональные им величины вероятной и средней ионизации. Как уже указывалось выше, коэффициент пропорциональности представляет собой среднюю потерю энергии на одну пару ионов в данном веществе. (При этом не учитывается различие флуктуационных кривых для потери энергии и ионизации.)

Для воздуха при нормальных условиях и релятивистских мезонов с энергией, соответствующей минимуму кривой, представляющей зависимость dE/dx от E ,

$$J_{\text{вер}} = 50 \text{ пар ионов на } 1 \text{ см пути;}$$

$$J_{\text{ср}} = 70 \text{ пар ионов на } 1 \text{ см пути.}$$

Для аргона эти величины соответственно равны: $J_{\text{вер}} = 65$ пар ионов, $J_{\text{ср}} = 90$ пар ионов.

Как мы уже говорили, экспериментальные данные хорошо согласуются с теоретическими.

При пользовании этими цифрами необходимо обращать особое внимание на вопрос о том, о какой величине в данном случае идет речь. Практически при точных измерениях и расчетах этот вопрос всегда остается несколько неопределенным из-за самого характера понятий средняя или вероятная ионизация.

§ 2. Фотоэффект

Фотон, взаимодействуя с находящимся в атоме электроном, может передать ему всю свою энергию и полностью поглотиться. При этом электрон выбрасывается за пределы атома. Такой процесс вырывания электронов фотонами из атомов называется фотоэффектом.

Из законов сохранения энергии и импульса следует, что фотоэффект не может происходить на свободном электроне. Действительно, в таком случае энергия и импульс электрона после акта фотоэффекта должны равняться соответствующим величинам для фотона, т. е. должны выполняться равенства

$$h\nu = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - m_0 c^2, \quad \frac{h\nu}{c} = \frac{m_0 \beta c}{\sqrt{1-\beta^2}}.$$

Легко видеть, что эти равенства несовместимы и, следовательно, для фотоэффекта существенно наличие связи электрона в атоме, обуславливающей передачу части импульса фотона ядру атома.

В связи с этим вероятность фотоэффекта быстро падает с увеличением энергии фотона по сравнению с энергией связи электрона в атоме и с переходом от тяжелых элементов с большой энергией связи к легким элементам. Этим же обстоятельством объясняется и то, что при фотоэффекте электроны в основном вырываются с *K*-оболочек.

Для энергии фотонов, близкой к энергии связи электронов в атоме, зависимость вероятности фотоэффекта от энергии (длины волны) фотона и атомного номера среды приближенно выражается формулой

$$\sigma_{\text{фот}} = A\lambda'^2 Z^5$$

(λ — длина волны света: $\lambda = \frac{hc}{E}$). Для энергий фотонов, значительно превосходящих энергию связи электронов, зависимость от длины волны оказывается более слабой:

$$\sigma_{\text{фот}} = B\lambda Z^5.$$

Графически зависимость вероятности фотоэффекта от энергии фотона для свинца и меди представлена на рис. 19. По оси

ординат здесь отложено эффективное сечение для фотоэффекта, по оси абсцисс — энергия фотона в единицах «энергии покоя» электрона.

Как видно из приведенных данных, в области космических лучей фотоэффект связывается лишь при поглощении квантов в свинце,

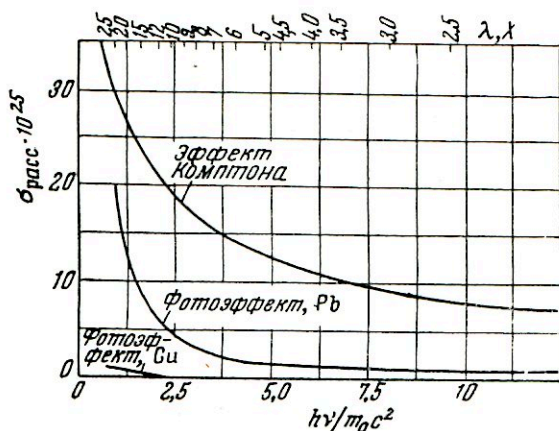


Рис. 19. Зависимость вероятности фотоэффекта и эффекта Комптона от энергии фотона.

где в результате каскадных процессов образуется много фотонов с малыми энергиями. Для легких элементов фотоэффектом можно полностью пренебречь.

§ 3. Эффект Комптона

Помимо фотоэффекта, при взаимодействии фотонов с электронами наблюдается также эффект Комптона, который можно рассматривать как упругое столкновение фотона со свободным электроном. В результате такого столкновения происходит передача части энергии фотона электрону с соответствующим изменением направления движения фотона. Энергия связи электрона в атоме при этом не играет роли, поэтому эффект Комптона может происходить и на свободных электронах.

Углы, характеризующие направления движения фотона и электрона после взаимодействия, и изменение энергии фотона можно определить с помощью законов сохранения энергии и импульса. Для изменения длины волны фотона при эффекте Комптона получается следующее выражение:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0c} (1 - \cos \theta),$$

где λ и λ' — длины волн, а θ — угол между направлениями движения фотона до и после взаимодействия. Из этого соотношения видно, что

изменение длины волны фотона в эффекте Комптона не зависит от энергии фотона.

При рассеянии фотона на 90°

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0c} = 3,85 \cdot 10^{-11} \text{ см} = 3,85X.$$

Эта величина называется комптоновской длиной волны. Поскольку при эффекте Комптона энергия связи электрона в атоме не играет никакой роли, вероятность эффекта не зависит от атомного номера рассеивающего вещества. Поэтому поглощение γ -лучей за счет эффекта Комптона определяется лишь числом электронов в рассеивателе.

Квантовая механика позволяет рассчитать зависимость эффективного сечения эффекта Комптона от энергии фотона и найти абсолютную величину эффективного сечения. Существенно отметить, что при этом приходится пользоваться представлением о промежуточных состояниях с отрицательными энергиями.

Расчеты, проведенные Клейном и Нишиной [10], а также И. Е. Таммом [11], приводят к следующему выражению для эффективного сечения эффекта Комптона:

$$\sigma_{\text{компт}} = \frac{2\pi e^4}{m_0^2 c^4} \left\{ \frac{1+\varepsilon}{\varepsilon^2} \left[\frac{2(1+\varepsilon)}{1+2\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon} \ln(1+2\varepsilon) \right] + \frac{1}{2\varepsilon} \ln(1+2\varepsilon) - \frac{1+3\varepsilon}{(1+2\varepsilon)^2} \right\},$$

где ε — энергия фотона в единицах $m_0 c^2$ ($\varepsilon = \frac{h\nu}{m_0 c^2}$).

Для больших энергий фотонов, при которых $\varepsilon \gg 1$, это выражение принимает более простой вид:

$$\sigma_{\text{компт}} = \frac{\pi e^4}{m_0^2 c^4} \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{1}{2} + \ln 2\varepsilon \right).$$

Следовательно, для γ -лучей с большой энергией квантов вероятность эффекта Комптона в первом приближении обратно пропорциональна энергии кванта. Зависимость $\sigma_{\text{компт}}$ от ε представлена верхней кривой рис. 19.

Уже первые опыты по проверке формулы Клейна — Нишины — Тамма, произведенные Д. В. Скобельцыным [12], а впоследствии и другими авторами, показали ее пригодность для количественного описания эффекта Комптона.

Из приведенных данных видно, что при поглощении фотонов в космических лучах даже у тяжелых элементов эффект Комптона играет значительно большую роль, чем фотоэффект.

§ 4. Тормозное излучение *)

При прохождении заряженной частицы вблизи ядра атома между ними возникает взаимодействие, обусловливаемое кулоновскими силами. Это взаимодействие приводит к изменению скорости движения частицы по величине и направлению, что в свою очередь связано с испусканием кванта. Такое излучение называется тормозным.

Как известно, излучение пропорционально квадрату ускорения движущегося заряда. В свою очередь ускорение обратно пропорционально массе частицы. Поэтому интенсивность тормозного излучения обратно пропорциональна квадрату массы частицы. Это приводит к тому, что в космических лучах для мезонов и, особенно, протонов тормозным излучением в большинстве случаев можно пренебречь. Но для быстрых электронов и позитронов испускание тормозного излучения является основным процессом, определяющим их проникающую способность. Поэтому мы рассмотрим этот процесс несколько подробнее, чем фотоэффект и эффект Комптона.

Вероятность излучения электроном с энергией $E \gg m_0c^2$ фотона с энергией E' при прохождении слоя толщиной 1 см вещества с атомным номером Z и n атомами в 1 см^3 равна

$$W_e(E, E') dE' = 4n\alpha Z^2 r_0^2 \frac{dE'}{E'} \left\{ \left[1 + \left(1 - \frac{E'}{E} \right)^2 \right] \Phi_1 - \left(1 - \frac{E'}{E} \right) \Phi_2 \right\},$$

где $\alpha = \frac{e^2}{hc} = \frac{1}{137}$ и $r_0 = \frac{e^2}{m_0c^2}$ — «классический радиус электрона».

Функции Φ_1 и Φ_2 описывают экранирование электрического поля ядра атома полем орбитальных электронов. Экранирование существенным образом зависит от энергии первичного электрона. С ростом его энергии вследствие лоренцова сокращения поля происходит увеличение эффективного параметра удара и при энергиях, для которых выполняется соотношение $E \gg \frac{68}{Z^{1/3}} \text{ Мэв}$, эффективный параметр удара становится больше размеров атома, и экранирование можно считать предельным.

Для этого случая на основании статистического рассмотрения атома по Томасу — Ферми следует:

$$\Phi_1 = \ln(191Z^{-1/3}) \quad \text{и} \quad \Phi_2 = -\frac{2}{3} \ln(191Z^{-1/3}) + \frac{1}{9}.$$

При этом

$$W_e(E, E') dE' = 4n\alpha Z^2 r_0^2 \frac{dE'}{E'} \times \\ \times \left\{ \left[1 + \left(1 - \frac{E'}{E} \right)^2 - \frac{2}{3} \left(1 - \frac{E'}{E} \right) \right] \ln(191Z^{-1/3}) + \frac{1}{9} \left(1 - \frac{E'}{E} \right) \right\}.$$

*) Подробнее об испускании тормозного излучения и образовании электронно-позитронных пар см. в книгах: С. З. Беленький, Лавинные процессы в космических лучах, Гостехиздат, 1948; В. Гайтлер, Квантовая теория излучения, Гостехиздат, 1940.

Легко видеть, что выражение в квадратных скобках близко к единице при любых возможных соотношениях между E и E' . Поэтому приближенно имеем:

$$W_e(E, E') dE' = 4n\alpha Z^2 r_0^2 \ln(191 Z^{-1/2}) \frac{dE'}{E'}$$

Положим $4n\alpha Z^2 r_0^2 \ln(191 Z^{-1/2}) = \frac{1}{t_0}$ (t_0 имеет размерность длины).

Тогда

$$W_e(E, E') dE' = \frac{1}{t_0} \frac{dE'}{E'}$$

Для того чтобы вычислить потерю энергии электронов на тормозное излучение на пути в 1 см, надо полученное выражение умножить на энергию излученного фотона и проинтегрировать по E' . При этом находим:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{торм}} = \int_0^E W_e(E, E') E' dE' = \frac{E}{t_0} \text{ и } \frac{1}{E} \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{торм}} = \text{const.}$$

Это означает, что в рассматриваемом нами приближении (полное экранирование, т. е. большая энергия электронов) относительные потери энергии на излучение есть величина постоянная, не зависящая от энергии частицы. Другими словами, число излученных фотонов с энергией в интервале от E' до $E' + dE'$ обратно пропорционально E' . Фотонов с большими энергиями испускается мало, фотонов с малыми энергиями — много. Суммарная энергия, передаваемая фотонам на пути в 1 см, равна

$$W_e(E, E') E' dE' = \frac{dE'}{t_0}$$

и не зависит от E . Следовательно, вероятность передачи фотону тормозящимся электроном энергии в интервале от нуля до $E/2$ равна вероятности передачи энергии в интервале от $E/2$ до E .

При неполном экранировании положение оказывается более сложным, так как относительная потеря энергии $\frac{1}{E} \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{торм}}$ зависит от E и слабо возрастает с увеличением E . Вероятность излучения различной доли энергии электроном на радиационной единице длины *) представлена на рис. 20.

Вследствие того что энергия излучения с равной вероятностью распределяется между квантами с большой и малой энергиями, возникает очень большой разброс пробегов электронов высокой энергии. Электрон может передать значительную часть своей энергии кванту и сразу затормозиться. Эта особенность резко отличает картину поглощения электронов от поглощения тяжелых частиц, замедляю-

*) На длине, равной t_0 .

щихся за счет потерь энергии на ионизацию. При ионизационном торможении поглощение частиц можно охарактеризовать их пробегом в веществе, тогда как при наличии радиационных потерь пробег частиц в веществе подвержен сильным флуктуациям и из величины пробега нельзя определить энергию частиц.

Необходимо также подчеркнуть сильную зависимость величины потерь энергии на излучение от природы вещества, в котором происходит излучение. Как мы видели выше, потери энергии на 1 г/см^2

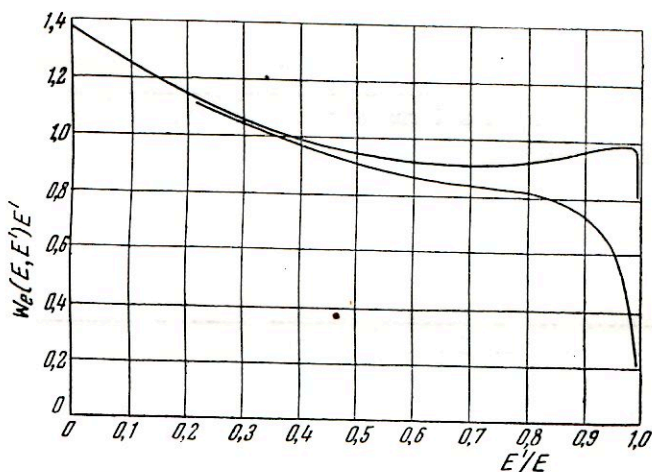


Рис. 20. Дифференциальное эффективное сечение тормозного излучения на радиационной единице длины в свинце для электронов с энергиями 10^{10} (верхняя кривая) и 10^8 эв.

вещества для быстрых протонов в воздухе и свинце отличаются всего примерно в полтора раза. Напротив, поскольку введенная выше величина t_0 обратно пропорциональна nZ^2 , потеря энергии на излучение, отнесенная к одному электрону, будет приблизительно пропорциональна Z . Поэтому картина поглощения электронов в легком и тяжелом веществах оказывается существенно различной. Подробное сопоставление поглощения электронов в разных веществах будет проведено ниже.

§ 5. Образование электронно-позитронных пар

Кванты γ -лучей могут при определенных условиях создавать электронно-позитронные пары. Сущность этого явления заключается в том, что фотон с энергией $h\nu > 2m_0c^2$ в поле атомного ядра образует два противоположно заряженных электрона — электронно-позитронную пару.

Квантовая электродинамика, предсказавшая существование позитронов, трактует этот эффект таким образом, что фотон вырывает

электрон с уровня отрицательной энергии и образует обычный электрон с положительной энергией и «дырку» в сплошном фоне состояний с отрицательной энергией, занятых электронами. Эта «дырка» и является позитроном.

Теория явления вытекает из релятивистского волнового уравнения Дирака и достаточно хорошо оправдывается на опыте. Ниже мы приводим ряд выводов теории, необходимых для рассмотрения процессов, происходящих в мягкой компоненте космических лучей.

Будем считать, что энергии электронов и фотонов значительно больше m_0c^2 . Тогда вероятность образования фотоном с энергией E' в поле ядра с зарядом Z пары, состоящей из позитрона с энергией E и электрона с энергией $E' - E$, отнесенная к 1 см вещества, содержащему n атомов, будет равна

$$W_p(E', E) dE = 4n\alpha Z^2 r_0^2 \frac{dE}{E'} \left\{ \left[\left(\frac{E}{E'} \right)^2 + \left(1 - \frac{E}{E'} \right)^2 \right] \Phi_3 + \frac{E}{E'} \left(1 - \frac{E}{E'} \right) \Phi_4 \right\}.$$

Здесь попрежнему $\alpha = \frac{e^2}{hc}$ и $r_0 = \frac{e^2}{m_0c^2}$, а Φ_3 и Φ_4 отражают влияние экранирования. При полном экранировании, т. е. для больших энергий, приближенно имеем:

$$W_p(E', E) dE \approx \frac{1}{t_0} \frac{dE}{E'};$$

t_0 имеет прежнее значение. Из этого соотношения следует, что энергия фотона с равной вероятностью распределяется между электроном и позитроном. Вероятность поглощения фотона на пути в 1 см за счет образования пар

$$\left[\frac{dN_\gamma(E')}{dx} \right]_p = \int_0^{E'} W_p(E', E) dE = \frac{1}{t_0}$$

и, следовательно, в нашем приближении не зависит от энергии фотона E' . При малых энергиях фотонов пары не образуются вообще и $\left[\frac{dN_\gamma(E')}{dx} \right]_p = 0$. Поэтому величина $\left[\frac{dN_\gamma(E')}{dx} \right]_p$ в зависимости от E' сначала растет с увеличением E' и только при больших E' достигает постоянного значения.

Так как фотон при образовании пары исчезает, то уменьшение числа фотонов определяется одноактным процессом, подобным, например, распаду атомов радиоактивного вещества и кривая поглощения фотонов является экспонентой.

Выше мы видели, что

$$-\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{фотм}} = \frac{E}{t_0},$$

где

$$t_0 = \frac{1}{4\pi n Z^2 r_0^2 \ln(191 Z^{-1/3})}$$

имеет размерность длины; поэтому можно положить $dx = t_0 dt$. Тогда

$$-\frac{1}{E} \left(\frac{dE}{dt} \right)_{\text{торм}} = 1.$$

С другой стороны,

$$-\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{иониз}} = 2\pi n Z r_0^2 \frac{mc^2}{\beta^2} \ln f(\beta, Z).$$

Это выражение можно переписать в такой форме:

$$-\frac{1}{E} \left(\frac{dE}{dt} \right)_{\text{иониз}} = \frac{\varepsilon}{E},$$

где ε — некоторая величина с размерностью энергии, зависящая от Z и в значительно меньшей степени от E .

При $E = \varepsilon$

$$\left(\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} \right)_{\text{торм}} = \left(\frac{1}{E} \frac{dE}{dt} \right)_{\text{иониз}},$$

т. е. потери энергии электроном на излучение на единице пути в данном веществе равны потерям энергии на ионизацию. В связи с этим величина ε , характерная для каждого вещества, носит название критической энергии. $\varepsilon = \left(\frac{dE}{dt} \right)_{\text{иониз}}$, т. е. критическая энергия равна потере энергии на ионизацию при прохождении электроном пути t_0 в данном веществе. Более точное рассмотрение этого вопроса и учет того обстоятельства, что экранирование является полным только для бесконечно больших энергий, показывает, что это равенство является приближенным и для вычисления значения ε необходимы специальные расчеты. В табл. 1 указаны значения критических энергий для некоторых веществ.

Таблица 1

| Вещество | ε , Мэв | t_0 | |
|----------|------------------------|-------------------|------------------------------------------|
| | | г/см ² | см |
| Воздух | 72 | 34,2 | 26 · 10 ³ (на уровне моря) |
| Al | 37,2 | 22,7 | 8,4 |
| Fe | 18,4 | 12,5 | 1,65 |
| Pb | 6,4 | 5,2 | 0,46 |

Величина $t_0 = \frac{1}{4\pi\alpha Z^2 r_0^2 \ln(191Z^{-1/3})}$ называется радиационной, лавинной или каскадной единицей длины. В таблице приведены значения t_0 в граммах на 1 см^2 и в сантиметрах для некоторых веществ*).

Выше мы видели, что $-\left[\frac{dN_\gamma(E')}{dt}\right]_p = 1$ и $-\left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{торм}} = E$. Это значит, что вероятности образования пар фотонами и испускания фотонов тормозного излучения электронами, отнесенные к одной радиационной единице, не зависят от вещества.

Из второго выражения следует, что $\left(\frac{dE}{E}\right)_{\text{торм}} = -dt$. Отсюда $E = E_0 e^{-t}$. Таким образом, электрон при прохождении одной радиационной единицы длины в среднем уменьшает свою энергию за счет испускания тормозного излучения в e раз. Так как $-\left(\frac{dE}{dt}\right)_p = 1$, то при $dt = 1$ $-dE = 1$. Это означает, что фотон в среднем образует одну пару (теряет свою энергию) также при прохождении одной радиационной единицы длины и, следовательно, число фотонов уменьшается в e раз при прохождении одной t единицы поглотителя.

§ 6. Общая картина потерь энергии электронами и поглощения фотонов

На рис. 21 приведена зависимость относительных потерь энергии электроном от величины его энергии. Кривые 1 и 2 относятся к ионизационным потерям в свинце и в воздухе, кривые 3 и 4 — к потерям на излучение в свинце и в воздухе.

В соответствии с приведенными ранее формулами из рис. 21 видно, что энергия, при которой потери на излучение становятся преобладающими, для воздуха значительно выше, чем для свинца, и что

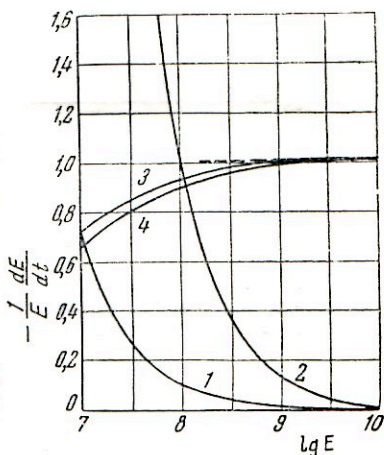


Рис. 21. Относительная потеря энергии на ионизацию $-\frac{1}{E} \left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{иониз}}$ на излучение $-\frac{1}{E} \left(\frac{dE}{dt}\right)_{\text{изл}}$ на радиационной единице длины для электронов в воздухе и свинце.

*) Испускание квантов тормозного излучения и образование пар происходит не только в поле ядра атома, но и в поле атомных электронов. В связи с этим при точных расчетах в выражении для t_0 надо брать не Z^2 , а $Z(Z+1)$. Для тяжелых элементов это обстоятельство не играет заметной роли, но для воздуха поправка к величине радиационной единицы превышает 10%. Значения t_0 в табл. 1 приведены с учетом этой поправки.

при больших энергиях потери энергии на излучение не зависят от энергии.

Выше мы видели, что вероятность эффекта Комптона в противоположность эффекту образования пар быстро падает с увеличением энергии фотона. На рис. 22 приведены зависимости вероятностей для обоих процессов в воздухе от энергии фотонов. Как видно из рисунка, суммарный коэффициент поглощения фотонов (кривая 3) остается

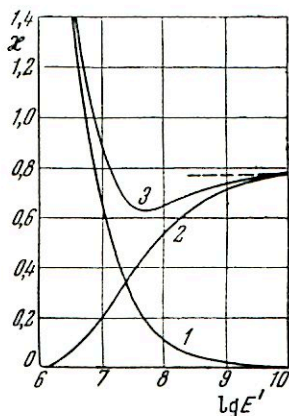


Рис. 22. Зависимость коэффициента поглощения фотонов в воздухе от их энергии. Кривая 1 относится к эффекту Комптона, кривая 2 — к образованию пар. Кривая 3 дает полный коэффициент поглощения на радиационной единице длины.

По оси ординат отложены коэффициенты поглощения, рассчитанные на радиационную единицу воздуха. E' дано в электрон-вольтах.

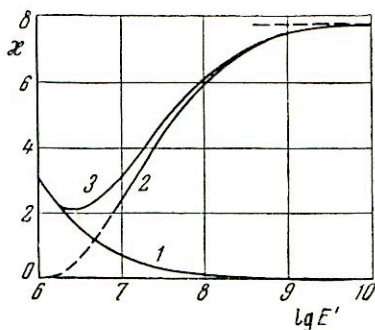


Рис. 23. Зависимость коэффициента поглощения фотонов в свинце от их энергии. Кривая 1 относится к эффекту Комптона, кривая 2 — к образованию пар, кривая 3 — полный коэффициент поглощения на радиационной единице длины.

По оси ординат отложены коэффициенты поглощения, рассчитанные на радиационную единицу свинца. E' дано в электрон-вольтах.

приблизительно постоянным от самых высоких энергий и до энергии $\sim 10^7$ эв, т. е. до величины, значительно меньшей критической энергии в воздухе.

Очевидно, что образование пар не может происходить при энергиях квантов, меньших $2m_0c^2$. Поэтому эффективное сечение этого процесса равно нулю при энергии кванта $1 \cdot 10^6$ эв и постепенно увеличивается при переходе к большим энергиям до тех пор, пока не достигнет насыщения. Как мы видели, критическая энергия в свинце равна 6,4 Мэв, т. е. превосходит пороговую энергию для образования пар всего в несколько раз. Это приводит к тому, что в тяжелых элементах для энергий, близких к критическим, рост вероятности образования пар не компенсирует падение вероятности эффекта Комптона. В результате суммарное эффективное сечение для поглощения

фотонов в тяжелых элементах имеет довольно резко выраженный минимум в области критической энергии. На рис. 23 представлена зависимость поглощаемости фотонов в свинце от их энергии. Как видно из рисунка, коэффициент поглощения для энергии, близкой к критической, примерно в три раза меньше его предельного значения для больших энергий. Это обстоятельство приводит к различию в поведении фотонов в легких и тяжелых элементах и существенно осложняет теорию последовательного образования пар в тяжелых элементах.

Применение описанных закономерностей к изучению взаимодействия частиц космического излучения с веществом будет рассмотрено в следующих главах.

ГЛАВА IV

МЯГКАЯ КОМПОНЕНТА КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

§ 1. Каскадная теория

Как уже упоминалось, мягкая компонента космических лучей, по крайней мере на малых высотах, состоит в основном из электронов, позитронов и фотонов. Поэтому рассмотренные в предыдущей главе эффекты образования пар и испускания тормозного излучения обуславливают свойства мягкой компоненты в целом. Каскадная, или лавинная теория, задачей которой является решение вопроса об изменении числа фотонов и электронов при их прохождении через вещество, основана на применении квантовой электродинамики для вычисления вероятности образования пар и испускания квантов тормозного излучения, а также учета потерь энергии электронами на ионизацию. Эффект Комптона учитывается только уточненными вариантами каскадной теории для области сравнительно малых энергий.

В дальнейшем мы ограничимся областью больших энергий и будем учитывать для фотонов только процесс образования пар (пренебрегая эффектом Комптона и поглощением фотонов за счет ядерного и обычного фотоэффекта), а для электронов только испускание тормозного излучения (пренебрегая потерями энергии на ионизацию).

Обозначим через $P(t, E)dE$ число электронов с энергией в интервале от E до $E+dE$ на глубине поглотителя, равной t (в радиационных единицах), и через $\Gamma(t, E')dE'$ соответственно число фотонов. Увеличение числа электронов (и позитронов) за счет образования пар учитывается следующим выражением:

$$\left(\frac{\partial P}{\partial t}\right)_p = 2 \int_E^{\infty} \Gamma(t, E') W_p(E', E) dE'.$$

Количество электронов в данном интервале энергий будет увеличиваться также за счет того, что электрон с энергией $E' > E$ может испустить фотон с энергией $E' - E$ и перейти в рассматриваемый интервал энергий. Число таких частиц равно

$$\left(\frac{\partial P}{\partial t}\right)_{\text{торм}} = \int_E^{\infty} P(t, E') W_e(E', E' - E) dE'.$$

С другой стороны, число электронов с данной энергией будет уменьшаться за счет того, что эти электроны будут испускать тормозное излучение и переходить в область меньших энергий. Для этого процесса имеем:

$$-\left(\frac{\partial P}{\partial t}\right)_{\text{торм}} = \int_0^E P(t, E) W_e(E, E') dE'.$$

Полное изменение числа электронов определяется уравнением

$$\begin{aligned} \frac{\partial P(t, E)}{\partial t} = & 2 \int_E^\infty \Gamma(t, E') W_p(E', E) dE' + \\ & + \int_E^\infty P(t, E') W_e(E', E - E) dE' - \int_0^E P(t, E) W_e(E, E') dE'. \end{aligned}$$

Увеличение числа фотонов за счет образования их электронами высоких энергий равно

$$\left(\frac{\partial \Gamma}{\partial t}\right)_e = \int_E^\infty P(t, E') W_e(E', E) dE'.$$

Уменьшение числа фотонов за счет образования пар учитывается выражением

$$-\left(\frac{\partial \Gamma}{\partial t}\right)_p = \int_0^E \Gamma(t, E) W_p(E, E') dE'.$$

Полное изменение числа фотонов определяется уравнением

$$\frac{\partial \Gamma(t, E)}{\partial t} = \int_E^\infty P(t, E') W_e(E', E) dE' - \int_0^E \Gamma(t, E) W_p(E, E') dE'.$$

Приведенные интегродифференциальные уравнения характеризуют изменение числа электронов и фотонов высоких энергий при их прохождении через вещество. В области меньших энергий, особенно важной для тяжелых элементов, необходимо эти уравнения дополнить членами, учитывающими потерю энергии на ионизацию и поглощение фотонов за счет эффекта Комптона. Однако учет этих членов вносит значительные осложнения.

Решение уравнений для $\frac{\partial P(t, E)}{\partial t}$ и $\frac{\partial \Gamma(t, E)}{\partial t}$ и определение зависимости числа частиц и фотонов от t составляет основную задачу каскадной, или лавинной теории.

Первые наброски этой теории были даны в работах Бете — Гайтлера и Карлсона — Оппенгеймера в 1937 г. В дальнейшем она была

весьма успешно развита в работах советских теоретиков Л. Д. Ландау и Ю. Б. Румера [1], И. Е. Тамма и С. З. Беленького [2—3] и, особенно, в последних работах С. З. Беленького [4]. Вопросами каскадной теории, в частности, рассмотрением флуктуаций в каскадных процессах занимался также Л. Яноши [5—8]. Однако надо отметить, что теория флуктуаций в каскадных процессах является крайне трудной и до сих пор еще далеко не разработана.

При знакомстве с каскадной теорией следует иметь в виду, что в зарубежных обзорах до сих пор цитируются работы, в которых не учитывались потери энергии частицами на ионизацию, эффект Комптона и др. Поэтому некоторые выводы из таких работ, как, например, энергетический спектр частиц, полученный Арли [9], являются грубо ошибочными. Напротив, советские теоретические работы выполнены с учетом различных поправочных факторов, и, как мы увидим ниже, полученные в них результаты подтверждаются на опыте.

Подробное рассмотрение каскадной теории выходит далеко за рамки настоящей книги*). Поэтому мы ограничимся здесь изложением ее основных положений и выводов.

Для решения основных уравнений каскадной теории Л. Д. Ландау и Ю. Б. Румер предложили использовать преобразование Лапласа и Меллина:

$$P(t, s) = \int_0^{\infty} E^s P(t, E) dE, \quad \Gamma(t, s) = \int_0^{\infty} E^s \Gamma(t, E) dE.$$

С помощью этих выражений в основные уравнения вместо переменной E вводится новая переменная s . Решения получающихся уравнений можно записать в следующем виде:

$$P(t, s) = a_1 e^{\lambda_1 t} + a_2 e^{\lambda_2 t},$$

$$\Gamma(t, s) = b_1 e^{\lambda_1 t} + b_2 e^{\lambda_2 t}.$$

Коэффициенты $a_1, a_2, b_1, b_2, \lambda_1, \lambda_2$ являются функциями s , которые должны быть выбраны так, чтобы удовлетворить граничным условиям и соотношениям, имеющимся между этими коэффициентами. Переходя затем от параметра s к E , получаем искомые функции $P(t, E)$ и $\Gamma(t, E)$.

Для частного случая граничных условий, когда при $t = 0$ имеется один электрон с энергией E_0 , число частиц на глубине t с энергией, большей E , определяется следующим выражением:

$$N(t, E) = \frac{H(s) e^{ys + \lambda_1'(s)t}}{s \sqrt{2\pi \lambda_1''(s)t}}.$$

*) См., например, книгу: С. З. Беленький, Лавинные процессы в космических лучах, Гостехиздат, 1948.

Здесь $y = \ln \frac{E_0}{E}$ и $H(s)$, $\lambda_1'(s)$, $\lambda_1''(s)$ табулированы для разных значений s ; в свою очередь величина s связана с y и t определенным соотношением. Таким образом, для данного значения первичной энергии E_0 и некоторой минимальной регистрируемой энергии E формулы каскадной теории позволяют определить для данной глубины t значение параметра s и по нему найти $N(t, E)$.

Кривая $N(t, E)$ имеет максимум, расположенный на глубине $t_{\text{макс}} = \ln \frac{E_0}{E}$. Число частиц в максимуме

$$N_{\text{макс}}(E) = \frac{0,137}{\sqrt{\ln \frac{E_0}{E}}} \frac{E_0}{E}.$$

В каскадной теории степень развития электронно-фотонной лавины характеризуется значением параметра s . При $s = 1$ лавина находится в максимуме; при $s > 1$ лавина перешла за максимум и затухает; при $s < 1$ лавина находится в начале своего развития.

Наличие максимума в числе частиц физически совершенно очевидно. Электрон высокой энергии при взаимодействии с ядром атома испускает квант тормозного излучения, который в свою очередь образует пару. Каждая из частиц этой пары испускает новый квант и т. д. Процесс размножения частиц идет до тех пор, пока энергия частиц не упадет до выбранного минимального значения E или до критической энергии ϵ . При дальнейшем движении частиц в веществе число их будет уменьшаться и образовавшаяся лавина — затухать. Аналогичное положение имеет место, конечно, и для фотонов. Поскольку эффективные сечения для образования пар и испускания тормозного излучения сравнительно близки друг к другу, отношение числа фотонов и электронов в лавине остается приблизительно постоянным. Схематически процесс развития лавины в веществе представлен на рис. 24.

Из сказанного ясно, что резко выраженный максимум в числе частиц будет наблюдаться только в том случае, если на данное вещество падают частицы с одной определенной энергией. Если же первичные частицы распределены по спектру энергий, то максимумы для каждой энергии будут получаться на разных глубинах и суммарная кривая окажется расплывчатой. При степенном виде спектра первичных энергий суммарная кривая вообще не будет давать максимума.

Приведенные рассуждения относились к частицам с энергиями выше критических. В этом случае потери энергии заряженными частицами на ионизацию и эффект Комптона для фотонов несущественны, а экранирование можно считать полным.

При этом учет ионизационных потерь эффекта Комптона и неполного экранирования не приводит к изменению общей картины размножения частиц в веществе. Для случая, когда предельная энергия

регистрируемых частиц равна нулю, $t_{\text{макс}} = \tau \ln \frac{E_0}{\varepsilon}$ и $N_{\text{макс}} = \frac{0,3}{\sqrt{\ln \frac{E_0}{\varepsilon}}} \frac{E_0}{\varepsilon}$,

где ε — критическая энергия.

У тяжелых элементов необходимо учитывать зависимость коэффициента поглощения фотонов от их энергии, представленную на

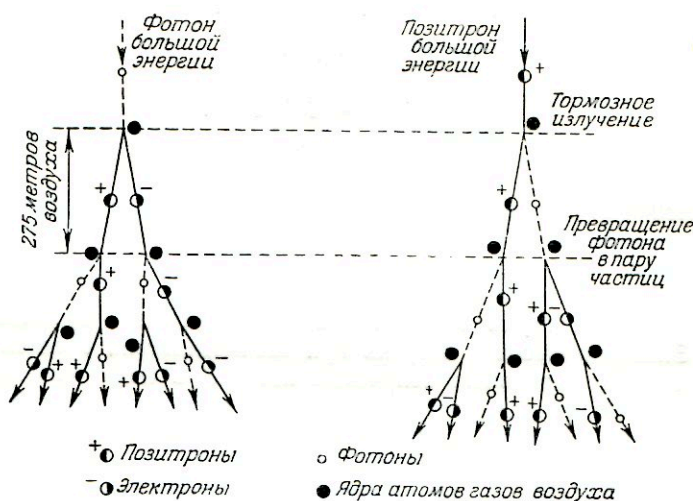


Рис. 24. Схема образования каскадного ливня.

рис. 23. Это приводит к тому, что и положение максимума и число частиц в максимуме зависят от первичной энергии несколько сильнее, чем у легких элементов, когда коэффициенты поглощения для электронов и фотонов являются постоянными величинами. Теория приводит к следующим выражениям:

$$t_{\text{макс}} = k_1 \left(\frac{E_0}{\varepsilon} \right) \ln \frac{E_0}{\varepsilon}, \quad N_{\text{макс}} = \frac{k_2 \left(\frac{E_0}{\varepsilon} \right) E_0}{\sqrt{\ln \frac{E_0}{\varepsilon}}} \cdot \varepsilon.$$

Значения k_1 и k_2 для свинца указаны в табл. 2.

*) Кроме зависимости коэффициента поглощения фотонов от их энергии для тяжелых элементов необходимо учитывать еще и рассеяние частиц. Однако специальные расчеты, проведенные С. З. Бельским и Б. И. Максимовым [10], показали, что влияние рассеяния невелико. Так, для энергии первичной частицы в 10^9 эв учет рассеяния приводит к увеличению числа частиц в максимуме каскадной кривой всего на $2,5\%$.

Таблица 2

| $E_0, \text{эв}$ | E_0/ε | $k_1 (E_0/\varepsilon)$ | $k_2 (E_0/\varepsilon)$ |
|-------------------|-------------------|-------------------------|-------------------------|
| $5 \cdot 10^8$ | 71,5 | 1,4 | 0,172 |
| $1 \cdot 10^9$ | 143 | 1,33 | 0,180 |
| $1 \cdot 10^{10}$ | 1430 | 1,3 | 0,200 |

На рис. 25 приведены каскадные кривые для свинца при различных начальных энергиях электронов, рассчитанные Г. Т. Зацепиным по формулам С. З. Беленького. Энергетический спектр лавинных частиц в области, лежащей за максимумом, практически не зависит от энергии первичной частицы. Поэтому наклон каскадных кривых в этой области одинаков для первичных частиц различной энергии. Эта часть каскадной кривой представляется экспонентой $e^{-0,3t}$. Таким образом, для уменьшения числа лавинных частиц в e раз необходимо увеличить толщину фильтра примерно на три t -единицы.

Вся энергия первичной частицы в конечном счете расходуется на ионизацию, производимую заряженными частицами. Поэтому должно иметь место соотношение

$$E_0 = \int_0^{\infty} N(t) \varepsilon dt,$$

где ε — энергия, расходуемая на ионизацию на пути в одну радиационную единицу (критическая энергия)*). Поскольку ε не зависит от энергии частиц и, следовательно, от t , можно написать:

$$\int_0^{\infty} N(t) dt = \frac{E_0}{\varepsilon}.$$

*) При этом считается, что ионизация, создаваемая частицами, не зависит от их пробега, т. е. что все частицы являются релятивистскими.

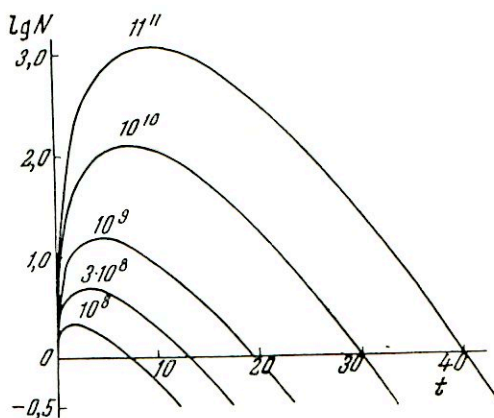


Рис. 25. Каскадные кривые для свинца при различных начальных энергиях электронов. N — полное число заряженных частиц на данной глубине, t — глубина (в радиационных единицах).

Впервые энергетический спектр лавинных электронов с точностью, достаточной для сравнения с экспериментом, был вычислен И. Е. Таммом и С. З. Беленьким [2, 3]. Оказалось, что по мере перехода к большим толщинам относительное число частиц высоких энергий падает и лавина обогащается частицами малых энергий. Часто, следуя указанным авторам, для характеристики распределения электронов по энергиям усредняют спектр лавинных электронов по глубине, вводя так называемый «равновесный спектр» частиц, определяемый выражением

$$P(E) = \int_0^{\infty} P(t, E) dt.$$

В каскадной теории показывается, что равновесный спектр совпадает со спектром электронов в максимуме лавины. На рис. 26 приведен равновесный спектр для свинца в случае, когда энергия первичной частицы $E_0 \gg E$. Из этого рисунка вытекает, что в максимуме лавины около 80% частиц имеют энергию ниже критической и около 50% частиц — энергию ниже 0,3 от критической. В начале развития лавины, до максимума, доля частиц высоких энергий больше; в области больших толщин свинца, за максимумом, доля частиц высоких энергий еще несколько меньше, чем для максимума.

Спектр лавинных фотонов еще богаче фотонами малых энергий, чем спектр электронов.

§ 2. Экспериментальная проверка каскадной теории

Образование ливней при попадании частиц высокой энергии в свинец было обнаружено Росси еще в 1933 г., вскоре после открытия ливней Д. В. Скобельцыным. Над группой счетчиков, включенных на совпадения, Росси помещал пластины свинца различной толщины (рис. 27) [11]. Число совпадений, зарегистрированных такой установкой, возрастает при увеличении толщины свинца до 1,5—2 см и затем снова падает. Таким образом, при толщине свинца в несколько радиационных единиц наблюдается максимум числа ливней. На рис. 28 представлена типичная переходная кривая из воздуха в свинец для ливней или, как ее иногда называют, кривая Росси. Высота максимума этой кривой и его положение существенно зависят от геометрических условий опыта. При уменьшении площади счетчиков и переходе к установке с большей кратностью совпадений (например, от тройных совпадений к шестикратным) выделяются ливни из большого числа частиц, образуемые первичными частицами более высоких энергий.

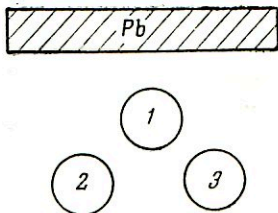


Рис. 27. Схема опыта по наблюдению ливней.

Естественно, что максимум числа ливней сдвигается при этом в сторону больших толщин свинца и сам максимум выражен еще более отчетливо. (Абсолютное число совпадений, регистрируемых в единицу времени, при этом, конечно, резко падает.) Так, например, в опытах

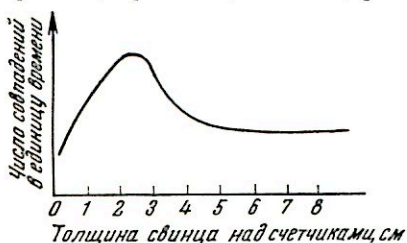


Рис. 28. Переходная кривая России.

Л. Х. Эйдуса и др. [12], выполненных на высоте 3860 м над уровнем моря при регистрации шестикратных совпадений счетчиков, площадью 24 см² каждый, максимум был обнаружен при толщине свинца в 3 см. Таким образом, основные выводы каскадной теории о размножении электронов и фотонов и о характере этого размножения согласуются с экспериментальными результатами.

Однако более точное сравнение данных о ливнях под свинцом с формулами каскадной теории является настолько неопределенным, что не может служить количественной проверкой теории.

Для такой проверки удобнее сопоставлять с теоретическими расчетами данные по суммарному изменению интенсивности мягкой компоненты при ее попадании, например, из воздуха в свинец.

Впервые эффекты, возникающие при переходе космических лучей из одной среды в другую, были открыты Л. В. Мысовским и его сотрудниками в 1928 г. при изучении поглощения космического излучения во льду и в свинце [13]. В дальнейшем переходные эффекты подробно исследовались различными авторами главным образом с помощью ионизационных камер.

На рис. 29 представлены переходные кривые, полученные Шиндлером [14]. Опыты Шиндлера были произведены с весьма чувствительной аппаратурой дифференциального типа. Две ионизационные камеры включались навстречу друг другу и измерялась разность ионизационных токов в них. Для защиты от γ -лучей обе камеры снизу и с боков закрывались постоянными толстыми свинцовыми

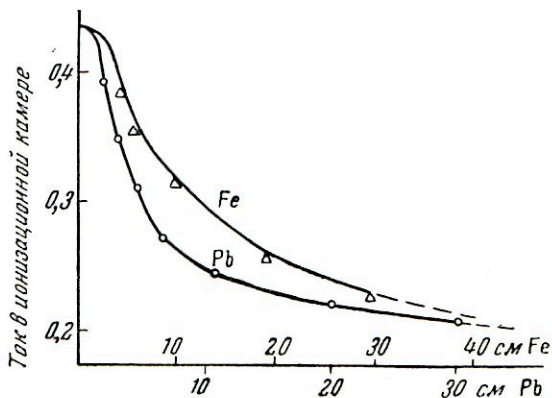


Рис. 29. Поглощение космических лучей в свинце и железе (на уровне моря).

По оси абсцисс отложена толщина фильтра над ионизационной камерой, по оси ординат — сила тока в камере.

фильтрами, а исследуемый поглотитель помещался над одной из камер сверху, закрывая конус с углом раствора в 60° .

Наиболее характерной особенностью кривых Шиндлера является отсутствие сколько-нибудь заметного переходного максимума, предсказываемого каскадной теорией. Кроме того, площадь, ограничиваемая кривой для фильтра из железа, значительно больше соответствующей площади для фильтра из свинца. Аналогичные результаты были получены Юнгом и Стритом на высоте 4350 м [15]. Эти опыты, казалось, резко противоречили каскадной теории, что, несомненно, задержало ее дальнейшее развитие.

Однако подробный анализ выводов каскадной теории и условий постановки опытов по переходному эффекту, проведенный С. Н. Верновым [16], показал, что это противоречие является кажущимся и объясняется неправильной постановкой опытов в работах указанных авторов. Действительно, как мы уже показали, каскадная теория с учетом ионизационных потерь и зависимости эффективного сечения образования пар фотонами от их энергии устанавливает, что после прохождения нескольких радиационных единиц 80% всех электронов имеют энергии ниже критической. Для свинца критическая энергия равна $6,4$ Мэв. Таким образом, подавляющая часть электронов, выходящих из сравнительно небольшой толщины свинца, имеет энергию в несколько Мэв. Но для электронов столь малых энергий должно очень сильно сказываться рассеяние в самом фильтре и поглощение в стальных стенках ионизационной камеры. Электроны малых энергий, выходящие из свинца, распределены очень широко по углам вылета. А в опытах Шиндлера свинцовый фильтр закрывал только малую часть полной сферы. Поскольку угловое распределение космического излучения в воздухе пропорционально $\cos^2 \vartheta$, где ϑ — угол с вертикалью, рассеяние в фильтре не компенсируется наличием наклонных частиц в воздухе (этот эффект схематически показан на рис. 12).

Критическая энергия в железе значительно выше, чем в свинце. Поэтому поглощение частиц, выходящих из свинца, в железных стенках камеры не компенсировалось их размножением в самих стенках. В результате установка Шиндлера регистрировала под фильтрами значительно заниженную интенсивность космических лучей.

Для устранения этих дефектов и получения результатов, сравнимых с выводами каскадной теории, необходимо было производить опыты с ионизационными камерами с минимальной толщиной стенок и в таких условиях, когда рассеяние не искажало бы результатов измерений. Такие опыты были выполнены О. Н. Вавиловым [17].

В опытах О. Н. Вавилова использовалась плоская ионизационная камера, высота которой была во много раз меньше ее ширины и длины (рис. 30). Над камерой помещался свинцовый фильтр, размеры которого значительно превосходили размеры камеры. Для того чтобы учитывать электроны, вылетающие из фильтра под углами, большими

90° к направлению движения первичных электронов, под камерой также ставился свинцовый фильтр. Оказалось, что электроны, вылетающие из свинца снизу вверх и образующие так называемый «обратный ток», составляют заметную долю всех электронов мягкой компоненты в свинце. В условиях опытов Вавилова помещение свинца под ионизационной камерой увеличивало ток на 40% от интенсивности мягкой компоненты в воздухе. Величина обратного тока зависит от толщины подкладываемого свинца и достигает насыщения при

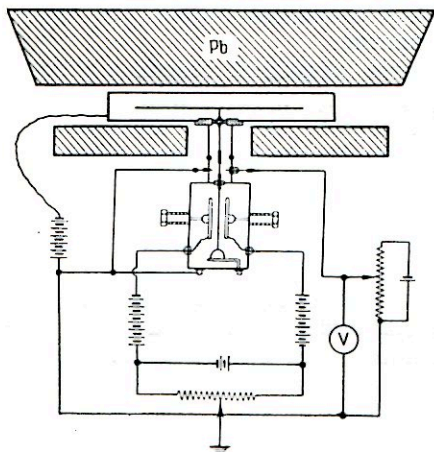


Рис. 30. Схема установки в опытах О. Н. Вавилова по изучению переходного эффекта.

Из этих результатов видно, что правильная постановка опыта с учетом влияния рассеяния и поглощения электронов в стенках камеры приводит к переходной кривой с резко выраженным максимумом, как и предсказывает теория.

В дальнейшем эти опыты были повторены О. Н. Вавиловым на Памире с еще более тонкостенной камерой, а также с одиночным счетчиком, и дали аналогичные результаты.

Таким образом, форма переходной кривой из воздуха в свинец для мягкой компоненты соответствует предсказаниям теории. Сделав некоторые наиболее вероятные допущения о спектре частиц мягкой компоненты в воздухе, О. Н. Вавилов получил вполне удовлетворительное согласие своих экспериментальных кривых с теоретическими. Но точное количественное сравнение теории с экспериментом в настоящее время невозможно главным образом из-за того, что данные о спектре электронов мягкой компоненты в воздухе еще недостаточно надежны, а также в силу некоторых приближений, которые делаются в теории. Тем не менее, в настоящее время нельзя сомневаться в том, что каскадная теория, основывающаяся на чисто электромагнитном

толщине в 1—2 см. Для уменьшения поглощения в стенках камеры электронов малой энергии, выходящих из свинца, стенки камеры были сделаны из дюралю толщиной 0,4 мм. Результаты опытов после введения поправок на неполное закрытие камеры свинцом и на поглощение частиц в стенках камеры показаны на рис. 31 (кривая I). Измерения производились на высоте 4200 м на леднике Эльбруса, где влияние радиоактивности пренебрежимо мало. Для сравнения на рис. 31 приведены также упоминавшиеся выше данные Юнга и Стрита, полученные почти на той же высоте.

взаимодействии электронов с веществом, хорошо описывает поведение мягкой компоненты. Отклонения, возникающие за счет процессов, не учитываемых теорией, могут иметь место только при очень высоких энергиях электронов и фотонов. Но относительное число таких частиц весьма невелико и в суммарной картине, характеризующей мягкую компоненту, они не играют сколько-нибудь заметной роли. В связи с этим можно считать, что энергетический спектр мягкой компоненты в воздухе на не очень больших высотах во всяком случае близок к равновесному каскадному спектру.

Получение γ -квантов высокой энергии с помощью ускорителей открыло новые возможности для сравнения выводов каскадной теории с экспериментом. В работе [18] были получены переходные кривые в свинце, меди, алюминии и угле для излучения, создаваемого синхротроном с максимальной энергией в 330 Мэв. Измерения проводились с ионизационной камерой на установке, близкой к установке О. Н. Вавилова.

Результаты этих измерений были тщательно сопоставлены с каскадной теорией В. Я. Файнбергом [19]. С помощью методов, развитых С. З. Бельским, он вычислил характеристики переходных кривых с учетом зависимости эффективного сечения образования пар и эффекта Комптона от энергии γ -квантов для заданного вида их энергетического спектра.

Сравнение вычисленных характеристик каскадных кривых с найденными на опыте показало наличие удовлетворительного согласия. Эти данные также подтверждают, что современная каскадная теория достаточно хорошо описывает свойства электронов и фотонов высоких энергий.

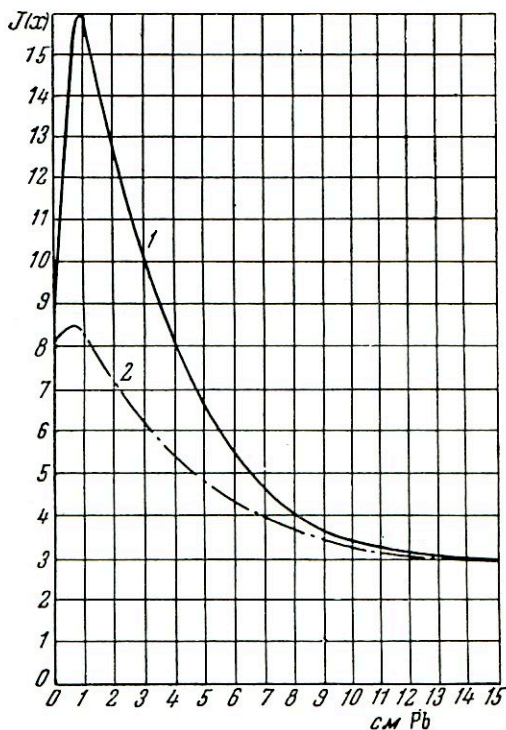


Рис. 31. Переходные кривые: 1 — получена О. Н. Вавиловым, 2 — получена Юнгом и Стритом.

По оси абсцисс отложена толщина свинца над камерой, по оси ординат — ионизационный ток в произвольных единицах.

§ 3. Происхождение мягкой компоненты на малых высотах

В главе VIII будет показано, что электроны, позитроны и фотоны не входят в состав первичного излучения. Частицы мягкой компоненты представляют собой вторичные частицы, образованные в земной атмосфере. В верхних слоях атмосферы образование фотонов, а следовательно, и электронов и позитронов, обуславливается ядерными взаимодействиями. В нижних же слоях атмосферы основную роль играют другие процессы возникновения частиц мягкой компоненты. На уровне моря и малых высотах мягкую компоненту по ее происхождению можно разбить на три части: 1) электроны распада, 2) δ -электроны, 3) неравновесная мягкая компонента.

Рассмотрим кратко каждую из этих частей.

1) Электроны распада. В главе I мы уже упоминали, что жесткая компонента космического излучения на малых высотах состоит из μ -мезонов — частиц с массой, примерно в 200 раз превышающей массу электрона, и спонтанно распадающихся подобно радиоактивным атомам с выделением электронов или позитронов. Среднее время жизни μ -мезона в системе координат, связанной с самим мезоном, $\tau_0 \approx 2 \cdot 10^{-6}$ сек., а в лабораторной системе координат $\tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$. Пробег мезонов L , определяемый их распадом, равен

$$L = \frac{\tau_0}{\mu} p,$$

где μ — масса мезона и p — его импульс.

Электроны и позитроны, получающиеся в результате распада в атмосфере мезонов, обладающих большими энергиями, также имеют высокие энергии и размножаются в соответствии с каскадной теорией. Эта часть мягкой компоненты, получающаяся за счет распада мезонов, и называется электронами распада.

Подсчитаем число электронов распада, приходящихся в атмосфере на один мезон. Обозначим через E энергию, которую в среднем один мезон при своем распаде на пути в одну t -единицу передает электрону, и через ε — энергию, теряемую электроном и каждым из продуктов его размножения на ионизацию на пути в одну t -единицу (по определению ε является критической энергией). Пусть N есть число электронов распада вместе с продуктами размножения, приходящихся на один мезон. Тогда условие равновесия будет иметь следующий вид: $N\varepsilon = E$. Полная энергия релятивистской частицы равна $\sqrt{\mu^2 c^4 + p^2 c^2}$, где p — импульс частицы. Обозначим через α долю энергии, передаваемую при распаде мезона электрону (позитрону). Согласно современным представлениям о механизме распада мезона на электрон и два нейтрино $\alpha = 1/3$. Тогда энергия, переданная при распаде мезона электрону, будет равна

$$E = \alpha \sqrt{\mu^2 c^4 + p^2 c^2}.$$

Вероятность распада мезона на пути в 1 см

$$W = \frac{1}{L} = \frac{\mu}{p\tau_0}.$$

Следовательно, энергия, которую в среднем мезон передает за счет распада электрону на пути в 1 см, равна $\frac{\mu\alpha}{p\tau_0} \sqrt{\mu^2c^4 + p^2c^2}$, а на пути в одну t -единицу —

$$E = \frac{\mu\alpha t}{p\tau_0} \sqrt{\mu^2c^4 + p^2c^2} = N\varepsilon.$$

Отсюда получаем число электронов распада вместе с продуктами размножения, приходящихся в среднем на один мезон:

$$N = \frac{\mu\alpha t}{\varepsilon\tau_0} \frac{\sqrt{\mu^2c^4 + p^2c^2}}{p}.$$

Из этого выражения следует, что относительное число электронов распада, приходящихся на один мезон, растет с высотой места наблюдения пропорционально увеличению длины t -единицы, т. е. обратно пропорционально давлению воздуха.

Если рассматривать только мезоны с энергиями, значительно большими 10^8 эв, для которых $pc \gg \mu c^2$, то $N = \frac{\mu t \alpha c}{\varepsilon \tau_0}$.

Из этой формулы видно, что спектр электронов распада не зависит от спектра распадающихся мезонов. Вероятность распада мезона обратно пропорциональна его энергии и поэтому энергия, получаемая электронами распада, не зависит от того, какими мезонами они образуются (при условии, что $pc \gg \mu c^2$).

Для уровня моря $t = 2,6 \cdot 10^4$ см и $N = 0,2$. Другими словами, на уровне моря электроны распада вместе с продуктами своего размножения должны составлять 20% от интенсивности жесткой компоненты.

Экспериментально число электронов распада должно определяться в таких условиях, когда на результаты измерений не влияет наличие электронов от других процессов (например, δ -электронов, выбитых мезонами из атомов за счет прямого соударения). Для этого интенсивность мягкой компоненты измеряется на двух высотах, причем на большей высоте над установкой помещается фильтр, эквивалентный по поглощению слою воздуха между обоими пунктами наблюдений. Толщина фильтра и, следовательно, разность высот должна быть достаточной для полного поглощения в нем «электронов распада» и продуктов их размножения. Число δ -электронов и электронов от всех других возможных процессов взаимодействия генерирующих частиц с веществом для обоих пунктов наблюдения одинаково. Вся разность интенсивностей мягкой компоненты будет обусловлена электронами распада, образовавшимися на пути, определяемом разностью высот обоих пунктов наблюдения.

Первые наблюдения такого типа были произведены в 1939 г. К. И. Алексеевой с фильтром из дерева [20]. Хотя исследования производились с телескопической установкой, в которой могли сказываться боковые ливни, полученные результаты указывали, что число электронов распада меньше, чем в случае, если бы мезоны распадались на две частицы, как это считалось общепринятым в то время.

В дальнейшем аналогичные измерения производились рядом авторов. Наиболее обстоятельные данные были получены С. Азимовым, В. Вишневым и К. Рыжковой с помощью круговой установки [21]. В этих измерениях фильтром служили уголь и вода. Полученные результаты, согласно которым электроны распада на высоте 2000 м над уровнем моря составляют $\sim 10^0\%$ от интенсивности жесткой компоненты, также показывают, что число электронов распада меньше, чем следовало ожидать, если принять $\alpha = 1/2$ и даже $\alpha = 1/3$. Однако расхождение с теоретическим значением для числа электронов распада не настолько велико, чтобы из него можно было делать далеко идущие выводы.

2) δ -электроны. Вторым процессом, приводящим к появлению мягкой компоненты за счет энергии жесткой компоненты, является выбивание мезонами δ -электронов из атомов путем прямого соударения.

Мы уже указывали, что энергетический спектр δ -электронов для той области, где энергия δ -электрона существенно меньше максимальной энергии, передаваемой мезоном электрону *) при соударении, определяется выражением **)

$$N(E) dE = A \frac{dE}{E^2}.$$

*) Для ориентировки приведем следующие данные:

| | | | |
|----------------------------------------------------------|----------------|----------------|---------------------|
| Энергия мезона, эв | $2 \cdot 10^9$ | $5 \cdot 10^9$ | $2 \cdot 10^{10}$ |
| Максимальная энергия выбитого им электрона, эв | $4 \cdot 10^8$ | $2 \cdot 10^9$ | $1,5 \cdot 10^{10}$ |

**) Более точное выражение для $N(E) dE$ имеет следующий вид:

$$N(E) dE = \frac{A dE}{E^2} F(E, E'),$$

где $F(E, E')$ — функция энергии E' частицы, выбивающей δ -электрон, и энергии E δ -электрона. При больших энергиях E' вид этой функции существенно зависит от спина частицы. С уменьшением E' $F(E, E')$ приближается к 1.

Энергия, которую мезон передает δ -электронам на единице пути, равна $E_\delta = \int_{E_1}^{E_{\text{макс}}} EN(E) dE = A \ln \frac{E_{\text{макс}}}{E_1}$; E_1 — некоторая минимальная энергия, передаваемая мезоном электрону.

В случае равновесия мезонов жесткой компоненты с выбиваемыми ими δ -электронами *) мезон на единице пути создает столько же δ -электронов, сколько их поглощается. На пути в одну t -единицу электрон теряет на ионизацию энергию ϵ , а все δ -электроны теряют энергию E_δ . Поэтому число δ -электронов с энергией, большей E_1 , находящихся в равновесии с одним мезоном, будет равно

$$N_\delta (> E_1) = \frac{E_\delta}{\epsilon} = \frac{A}{\epsilon} \ln \frac{E_{\text{макс}}}{E_1}.$$

Детальное рассмотрение процесса взаимодействия мезона с электроном позволяет определить значение постоянной A . Если определять число выбитых δ -электронов на пути в одну t -единицу, то, пренебрегая взаимодействием за счет спинов мезона и электрона, можно получить следующее приближенное выражение для A :

$$A = \frac{\epsilon}{L_{\text{иониз}}},$$

где ϵ — критическая энергия, а $L_{\text{иониз}}$ — так называемый ионизационный логарифм

$$L_{\text{иониз}} = \ln \frac{E_\mu^3}{m_0 c^2 J^2(Z)};$$

E_μ — энергия мезона, а $J(Z)$ — ионизационный потенциал атома.

Таким образом,

$$N_\delta (> E_1) = \frac{\ln \frac{E_{\text{макс}}}{E_1}}{\ln \frac{E_\mu^3}{m_0 c^2 J^2(Z)}}.$$

Для малых энергий $E_{\text{макс}}$ пропорционально квадрату энергии мезона; для больших энергий зависимость $E_{\text{макс}}$ от E_μ более слабая. Так как $E_{\text{макс}}$ входит в выражение для числа δ -электронов под знаком логарифма, то число δ -электронов очень слабо зависит от спектра мезонов и растет с высотой места наблюдения приблизительно пропорционально интенсивности жесткой компоненты.

Если положить $E_\mu \sim 10^9$ эв, $E_1 \sim 10^5$ эв (электроны меньших энергий обычно не регистрируются), то для $N_\delta (> E)$ получим значение,

*) Равновесие между мезонами и образуемыми ими электронами в атмосфере достигается, поскольку пробеги мезонов значительно больше пробегов электронов.

близкое к 0,15. Конечно, подобная оценка числа δ -электронов не может претендовать на большую точность. Но она все же показывает, что δ -электроны вносят весьма заметный вклад в интенсивность мягкой компоненты на малых высотах.

Если рассматривать образование δ -электронов не мезоном с зарядом e , а частицей с зарядом ze , то параметр удара b , при котором происходит выбивание δ -электрона, будет пропорционален z , а число выбитых δ -электронов пропорционально z^2 . Поэтому α -частица будет образовывать на своем пути в четыре раза больше δ -электронов, чем протон, движущийся с той же скоростью.

Из приведенных выше формул для вероятности испускания квантов тормозного излучения видно, что эта вероятность не зависит от энергии частицы. Однако полная излученная энергия определяется суммой энергий всех образованных квантов и, следовательно, растет с увеличением энергии излучающей частицы. Поэтому при достаточно больших энергиях потери энергии μ -мезонов на тормозное излучение могут оказаться сравнимыми с потерями энергии на ионизацию, несмотря на то, что эффективное сечение для испускания тормозного излучения мало (обратно пропорционально квадрату массы частицы).

Умножив выражение для вероятности испускания кванта тормозного излучения на энергию кванта E' , проинтегрировав по E' от нуля до E и подставив численные значения соответствующих величин, получим следующее приближенное выражение для потери энергии μ -мезонами на излучение:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{торм}} \approx 1 \cdot 10^{-6} E \text{ г/см}^2$$

(E выражено в электрон-вольтах). Коэффициент $1 \cdot 10^{-6}$ относится к образованию тормозного излучения в веществах с малым атомным номером (грунт; $Z \approx 10 - 15$). Для веществ с большим Z он должен быть увеличен в отношении атомных номеров. Отсюда видно, что при энергиях мезонов 10^{12} эв и выше потери энергии на тормозное излучение для частиц жесткой компоненты становятся сравнимыми с потерями энергии на ионизацию.

При больших энергиях μ -мезонов заметная энергия может быть передана электронно-позитронным парам, непосредственно образуемым μ -мезоном при взаимодействии его электромагнитного поля с кулоновским полем ядра атома. Расчеты, аналогичные вычислению потерь энергии на тормозное излучение, приводят к следующему выражению для потери энергии μ -мезоном на образование пар в веществах с малым атомным номером:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{пар}} \approx 1,6 \cdot 10^{-6} E \text{ г/см}^2$$

(E выражено в электрон-вольтах). Отсюда видно, что при больших энергиях μ -мезонов потери энергии на образование пар превосходят потери энергии на ионизацию и тормозное излучение.

Однако число μ -мезонов с такими энергиями в жесткой компоненте на уровне моря и на больших высотах очень мало и поэтому роль таких эффектов в образовании суммарной мягкой компоненты, возникающей при взаимодействии μ -мезонов с веществом, совершенно незначительна.

3) Неравновесная мягкая компонента. Выше мы видели, что на уровне моря мягкая компонента составляет около 40% от интенсивности жесткой компоненты. Подавляющую часть мягкой компоненты на уровне моря можно объяснить за счет электронов распада и δ -электронов. Следовательно, мягкая компонента на уровне моря целиком или почти целиком обусловлена мезонами и находится в равновесии с ними.

Но уже при переходе к высотам в несколько километров над уровнем моря положение существенно меняется. Число δ -электронов растет пропорционально интенсивности жесткой компоненты, а число «электронов распада» — пропорционально интенсивности жесткой компоненты и обратно пропорционально давлению воздуха. Исходя из этого, можно было бы ожидать, что при переходе к высоте 3900 м (давление 480 мм Hg) отношение интенсивностей мягкой и жесткой компонент увеличится не более чем в 1,6 раза и будет меньше 65%. Между тем измерения высотного хода относительной интенсивности мягкой компоненты, проведенные рядом авторов, наглядно устанавливают наличие более быстрого изменения числа электронов и фотонов с высотой. Так, по измерениям С. А. Азимова с круговой установкой [22], отношение $N_{\text{мягк}}/N_{\text{жестк}}$ на высоте 900 м над уровнем моря составляет $44 \pm 5\%$, на высоте 3860 м $111 \pm 5\%$ и на высоте 4700 м $113 \pm 3\%$.

Отсюда следует, что уже на малых высотах над уровнем моря к электронам распада и δ -электронам добавляются электроны и фотоны, не связанные непосредственно с мезонами жесткой компоненты. Эта часть мягкой компоненты обычно называется неравновесной мягкой компонентой. Высотный ход ее изучен не так обстоятельно, как высотный ход суммарной мягкой или жесткой компоненты, но, повидимому, он может быть представлен в виде экспоненциальной кривой $J = J_0 e^{-\mu p}$ с показателем $1/\mu$, близким к 120 г/см^2 (p — давление воздуха). На уровне моря доля неравновесной мягкой компоненты невелика. На высоте 4000 м она приближается к половине всей мягкой компоненты и на больших высотах в стратосфере становится преобладающей.

Вопрос о происхождении неравновесной мягкой компоненты будет рассмотрен нами ниже.

ГЛАВА V

μ -МЕЗОНЫ

§ 1. Открытие μ -мезонов

Различие в проникающей способности частиц мягкой и жесткой компонент может быть вызвано либо разной энергией частиц, либо различием их природы. После открытия ливней и явления образования пар вряд ли можно было сомневаться в том, что мягкая компонента, по крайней мере в основном, состоит из электронов и фотонов. Большая вероятность испускания квантов тормозного излучения для электронов и образования пар для фотонов приводит к тому, что проникающая способность электронов и фотонов не может быть достаточно большой. Во всяком случае, с помощью этих частиц нельзя объяснить результаты опытов, подобных тому, схема которого представлена на рис. 2. Если считать, что проникающие частицы являются электронами, то необходимо допустить, что, начиная с некоторой, повидимому, не очень высокой энергии, эффективное сечение для испускания тормозного излучения резко падает. Но теория не дает никакого указания на возможность подобного эффекта.

С другой стороны, проникающие частицы не могут быть протонами или α -частицами. Исходя из коэффициента поглощения жесткой компоненты, можно определить количество протонов с ионизацией, в несколько раз большей релятивистской, которые должны находиться в равновесии с быстрыми частицами. Оказывается, как это было показано В. И. Векслером и Б. М. Исаевым в опытах с пропорциональными счетчиками [1], а также Андерсоном и Ниддермейером с помощью камеры Вильсона [2], наблюдаемое число сильно ионизирующих частиц в космических лучах значительно меньше, чем в случае, если бы вся проникающая компонента состояла из протонов. Наличие в составе жесткой компоненты почти 50% отрицательно заряженных частиц, установленное опытами с камерой Вильсона в магнитном поле, приводило бы, с этой точки зрения, к предположению о существовании сравнительно устойчивого «антипротона».

Таким образом, как представления о протонной, так и представления об электронной природе частиц проникающей компоненты наталкивались на большие трудности.

Весьма значительную роль в решении этой проблемы сыграли опыты Андерсона и Нидермейера, выполненные в 1937 г. [2]. Установка, применявшаяся в этих опытах, состояла из управляемой камеры Вильсона, помещенной в магнитное поле. Внутри камеры находилась платиновая пластина толщиной 1 см (платина была использована в связи с ее большой плотностью). Установка позволяла измерять кривизну следа частицы до и после прохождения через платиновую

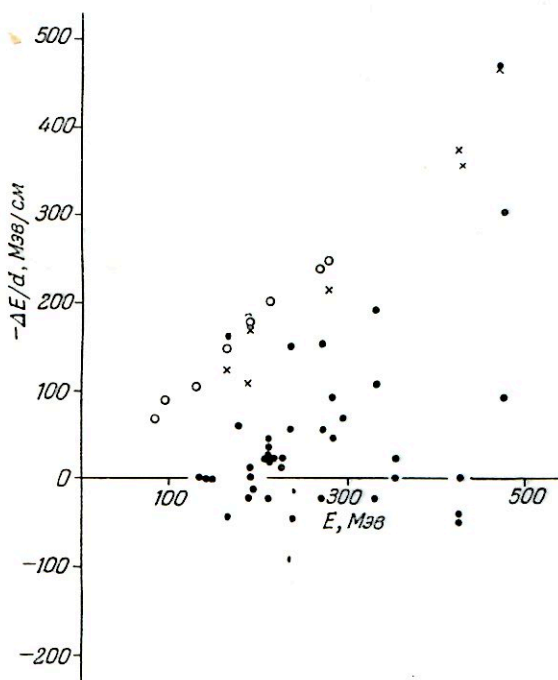


Рис. 32. Потери энергии быстрых частиц в 1 см платины.

По оси ординат отложено уменьшение энергии частицы при прохождении через пластину. ● — одиночные частицы, ○ — ливневые частицы; × — частицы, образующие ливни.

пластину и определять потерю энергии частицей в платине. Результаты измерений приведены на рис. 32. Точки относятся к одиночным частицам, кружки — к частицам, появившимся в камере в сопровождении с другими частицами, крестики — к частицам, образовавшим в пластине вторичные частицы.

Из рис. 32 видно, что частицы в отношении испытываемых ими потерь энергии резко разделяются на два класса. Одиночные частицы как больших, так и малых энергий теряют при прохождении через платиновую пластину малую долю своей энергии, ливневые — большую

долю*). Особенно существенно в этом результате то, что разделение по большим и малым относительным потерям происходит не по энергиям частиц, а по тому, являются ли эти частицы одиночными или ливневыми. Полученный результат прямо указывает на то, что частицы жесткой компоненты не являются электронами. Вместе с тем отсутствие большого числа медленных протонов показывает, что жесткая компонента не может состоять и из протонов. Следовательно, эти выводы можно рассматривать как указание на то, что жесткая компонента должна быть образована частицами с массами, промежуточными между массой электрона и протона.

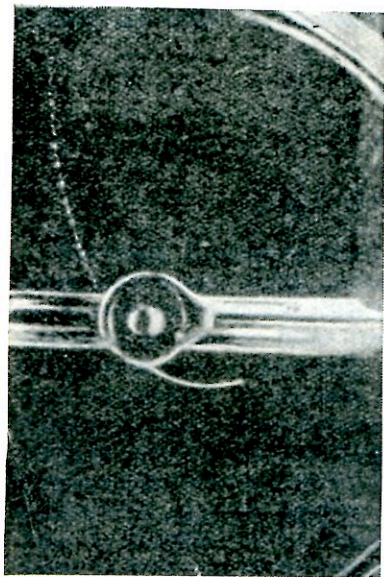


Рис. 33. След частицы с массой, близкой к $200m_0$, двигавшейся сверху вниз.

Непосредственное доказательство существования таких частиц было найдено Андерсоном и Нидермейером в 1938 г. [3]. С помощью камеры Вильсона в магнитном поле они получили фотографию, показанную на рис. 33. Широкая белая горизонтальная полоса в середине снимка — один из управляющих счетчиков, помещенный внутри рабочего объема камеры. На снимке виден след частицы, двигавшейся сверху вниз и обладающей в верхней половине камеры сравнительно большой энергией (малая кривизна в магнитном поле и малая ионизация), но потерявшей в стенках счетчика почти всю свою энергию и

остановившейся в газе нижней половины камеры. Тщательная обработка этой фотографии показала, что след вызван частицей, масса которой, несомненно, имеет промежуточное значение между массой протона и электрона и, вероятно, близка к $200m_0$, где m_0 — масса покоя электрона. Такие частицы были названы мезонами или мезотронами (от греческого слова μέσος, что значит средний, промежуточный).

§ 2. Методы определения масс заряженных частиц

В связи с большим значением для физики космических лучей вопроса о массах «элементарных» частиц вообще и мезонов в частно-

*) Отрицательные значения потерь энергии для некоторых частиц, представленные на рис. 32, обусловлены неточностями в измерении потерь энергии.

сти рассмотрим кратко методы определения массы движущихся заряженных частиц.

Масса покоя заряженной частицы может быть определена по значению двух из следующих трех величин: 1) скорости движения частицы v или отношению β скорости движения частицы к скорости света; 2) импульса частицы p ; 3) энергии частицы E .

Рассмотрим последовательно указанные способы. Выше мы видели, что потеря энергии на ионизацию частицей с единичным зарядом определяется формулой

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi n e^4}{c^2 \beta^2 m_0} \left[\ln \frac{m_0 c^2 \beta^2 Q_{\text{макс}}}{J(Z)(1-\beta^2)} - \beta^2 + 1 \right],$$

где m_0 — масса электрона, $J(Z)$ — средняя энергия возбуждения электронов в атоме с данным Z , $Q_{\text{макс}}$ — максимальная энергия, которую заряженная частица может передать электрону. Для тяжелых частиц ($M \gg m_0$) $Q_{\text{макс}}$ не зависит от массы частицы и, следовательно, dE/dx есть функция таких величин, как число n электронов в единице объема поглощающей среды, $J(Z)$, постоянных e , c , m_0 и скорости частицы β . Таким образом, для данной среды dE/dx определяется только скоростью β , и, определив удельную ионизацию, создаваемую частицей, можно вычислить β .

Практически удобно пользоваться кривой, представляющей зависимость

$$dE/dx \text{ от величины } \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{p}{m_0 c},$$

где p — импульс частицы. Эта зависимость представлена кривой 1 на рис. 34.

Импульс частицы может быть измерен по кривизне траектории частицы в магнитном поле. При движении частицы перпендикулярно к магнитным силовым линиям имеет место следующее хорошо известное соотношение:

$$H\rho = \frac{pc}{ze} = \frac{M\beta c^2}{ze\sqrt{1-\beta^2}},$$

где H — напряженность магнитного поля, ρ — радиус кривизны траектории частицы, p — импульс частицы, ze — ее заряд и M — масса. Для частицы с одиночным зарядом $pc = 300 H\rho$, где pc выражено в электрон-вольтах, а $H\rho$ — в эрстед · см.

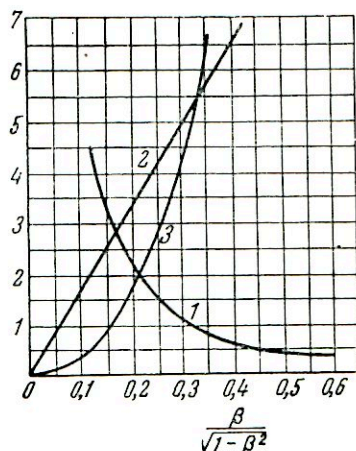


Рис. 34. Зависимость $\frac{dE}{dx}$ (кривая 1), $\frac{H\rho}{M/m_0}$ (кривая 2) и $\frac{R}{M/m_0}$ (кривая 3) от величины $\frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}$.

По оси ординат отложены $\frac{dE}{dx}$

в 10^4 эв/см, $\frac{H\rho}{M/m_0}$ в 10^2 эрстед · см и $\frac{R}{M/m_0}$ в 10^{-1} с.м.

Зависимость $H\rho$ от скорости частицы определяется следующим выражением:

$$\frac{H\rho}{M/m_0} = \frac{m_0 c^2}{ze} \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}.$$

Для однократно заряженной частицы она также представлена на рис. 34 (кривая 2).

Энергия частицы E может быть определена по ее пробегу R в веществе. Практически оказывается удобным также представить R в функции скорости или, точнее, величины β частицы. Считая, что пробег частицы определяется только потерями энергии на ионизацию, и пренебрегая зависимостью от β члена в квадратных скобках в выражении для $\frac{dE}{dx}$, имеем:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{a}{\beta^2}.$$

Отсюда

$$R = A \int_0^E \beta^2 dE.$$

Как известно, для релятивистской частицы энергия E связана с импульсом частицы p следующим соотношением:

$$E = \sqrt{(pc)^2 + M^2 c^4},$$

где $p = \frac{M\beta c}{\sqrt{1-\beta^2}}$. Выразив dE через β и выполнив интегрирование, получаем:

$$\frac{R}{M/m_0} = f\left(\frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}\right).$$

Эта зависимость также представлена на рис. 34 (кривая 3).

Из сказанного видно, что масса частицы может быть определена следующими методами: а) по ионизации и кривизне траектории в магнитном поле; б) по ионизации и пробегу частицы в веществе, в) по пробегу и кривизне траектории; г) по изменению кривизны траектории при прохождении частицей заданного слоя вещества. Наконец, масса частицы может быть определена по картине упругого столкновения ее с электроном, а также на основании изучения рассеяния частицы, например при движении ее в эмульсии фотопластины.

Рассмотрим кратко основные преимущества и недостатки этих методов.

Измерив ионизацию, создаваемую частицей [по числу капелек вдоль следа в камере Вильсона или с помощью импульсной ионизационной камеры (см., например, [4]), а также пропорционального счетчика (см., например, [5, 6])], по кривой 1 рис. 34 легко найти соответствующее значение $\beta/\sqrt{1-\beta^2}$; по этой величине находим зна-

чение $H\rho/(M/m_0)$ и, подставив измеренное значение величин ρ и H , определяем M .

Недостатком этого метода является то, что для надежного измерения ионизации необходимо, чтобы след частицы был диффузным (такие следы получаются, если камера Вильсона срабатывает с некоторым запаздыванием по отношению к прохождению через нее частицы и ионы успевают несколько продиффундировать в стороны от места их образования). Напротив, для точного определения кривизны нужно, чтобы след был бы тонким и четким. Противоречивость этих требований приводит к значительным ошибкам в определении масс частиц. Как и все методы, в которых производится измерение ионизации, создаваемой частицей, этот метод может быть использован лишь тогда, когда скорость частицы значительно меньше скорости света. Вместе с тем, для таких малых скоростей, при которых ионизация превышает минимальную ионизацию, создаваемую релятивистской частицей, в 10 и больше раз, определение ионизации методом камеры Вильсона также сопряжено с большими ошибками.

Если помимо ионизации известен пробег частицы, то масса ее легко определяется с помощью кривых 1 и 3 рис. 34. Однако практически при работе с камерой Вильсона этот способ может быть использован лишь в тех сравнительно редких случаях, когда частица останавливается в газе камеры. При этом ионизация, создаваемая такой короткопробежной частицей, в большинстве случаев оказывается настолько большой, что отдельные капли сливаются между собой и точность измерения ионизации оказывается незначительной.

Как мы увидим ниже, этот способ более удобен при работе методом фотопластинок, когда частица движется в плотном веществе и, следовательно, может быть измерен значительно больший участок ее пробега.

Практически наиболее удобным является метод определения массы частицы по пробегу и кривизне траектории в магнитном поле. Отношение $H\rho/R$ не зависит от массы частицы; по величине этого отношения легко определить соответствующее значение $\beta/\sqrt{1-\beta^2}$ и затем с помощью кривых 2 или 3 рис. 34 — массу частицы.

Часто при работе этим методом используют две камеры Вильсона. Одна из них, верхняя, находится в магнитном поле, и с ее помощью измеряется кривизна следа частицы. Вторая камера ставится под первой, вне магнитного поля. В рабочий объем этой камеры помещается ряд пластин плотного вещества. По остановке частицы в одной из этих пластин определяется ее пробег (с точностью до толщины пластины). При использовании этого метода существенным является предположение о том, что частица останавливается в пластине только вследствие потерь энергии на ионизацию. Если же в действительности частица остановилась, например, в результате ядерного взаимодействия, то пробег ее получится преуменьшенным,

а масса завышенной. При правильной постановке опыта этот метод может дать более надежные результаты, чем методы, рассмотренные выше.

Кривизну траектории частицы можно измерять не только по следу частицы в камере Вильсона, но и с помощью счетчиков. А. И. Алихановым, А. И. Алиханяном и их сотрудниками [7, 8] был разработан метод определения масс частиц космических лучей, в котором траектория частицы в магнитном поле и ее пробег в веществе определяются не с помощью камер Вильсона, а с помощью так называемого годоскопа. Годоскоп представляет собой систему из большого числа счетчиков, каждый из которых соединен со своей неоновой лампочкой, вспыхивающей в том случае, если разряд в данном счетчике происходит одновременно с разрядом в нескольких управляющих счетчиках. Фотографируя вспышки неоновых лампочек, можно судить о траектории частицы и кривизне ее следа в магнитном поле, а также и о пробеге и таким путем определять массу частицы.

Установка А. И. Алиханова и А. И. Алиханяна называется обычно масс-спектрометром. Она будет подробно рассмотрена в главе VII.

При прохождении частицей определенного слоя вещества ее энергия уменьшается вследствие потерь на ионизацию. В связи с этим уменьшается и импульс частицы. Легко показать, что $\Delta(H\rho)/\Delta x$ есть функция только $\beta/\sqrt{1-\beta^2}$. По соответствующему графику этой функции можно найти $\beta/\sqrt{1-\beta^2}$ и затем с помощью кривой 2 (рис. 34) по величине $H\rho/(M/m_0)$ определить массу частицы. Таким образом, для использования этого метода необходимо измерить кривизну следа частицы до и после прохождения определенного количества вещества (например, через пластину, помещенную внутри камеры Вильсона). В принципе этот метод может быть использован для частиц не только средних, но и сравнительно больших энергий. Однако практически малая разность кривизны не может быть измерена с достаточной точностью. Поэтому таким методом можно определять массу частиц в довольно ограниченном интервале импульсов.

В тех случаях, когда в газе камеры Вильсона, находящейся в магнитном поле, произошло столкновение частицы с электроном и δ-электрон получил достаточную энергию, массу частицы можно определить из рассмотрения картины ее соударения с электроном. Применяя к этому соударению законы сохранения импульса и энергии, легко получить следующее выражение для энергии E выбитого δ-электрона:

$$E = \frac{2m_0c^2 (pc \cos \vartheta)^2}{[(p^2c^2 + M^2c^4)^{1/2} + m_0c^2]^2 - (pc \cos \vartheta)^2}.$$

Здесь p — импульс налетевшей частицы, ϑ — угол вылета δ-электрона, M и m_0 — массы частицы и электрона. Измерив на фотографии в камере Вильсона ϑ и E (по пробегу δ-электрона) и p (по кривизне следа частицы), можно определить массу частицы.

Этот способ является особенно удобным, так как не требует измерения таких величин, как ионизация и пробег. Но зато вероятность получения фотографии со следом δ-электрона, выбитого под углом, удобным для измерения, и обладающего достаточно большим пробегом, мала, а для выделения таких фотографий не могут быть использованы какие-либо специальные схемы управления камерой. Основная неточность в определении массы этим методом определяется ошибкой в измерении импульса частицы.

Из приведенного краткого описания методов определения масс частиц видно, что все эти методы обладают теми или иными недостатками. При определении кривизны следа необходимо считаться с возможностью искажения траектории частицы вследствие рассеяния; пробег частицы может оказаться укороченным из-за неионизационных потерь энергии; измерения ионизации вообще сопряжены со сравнительно большими ошибками. Поэтому для доказательства существования частиц с какими-либо новыми значениями масс, особенно по малому числу случаев, весьма существенно использовать для одного и того же следа несколько независимых методов определения массы частицы, вызвавшей этот след.

В этом отношении первая фотография следа мезона, полученная Андерсоном и Ниддермейером и приведенная на рис. 33, оказалась очень удачной. По этой фотографии были определены следующие величины: 1) пробег в газе, 2) кривизна следа после выхода частицы из стенок счетчика, 3) удельная ионизация в нижней половине камеры, 4) кривизна следа в верхней половине камеры.

Комбинируя эти данные, можно было получить несколько значений для массы частицы. Все они удовлетворительно согласуются между собой и с полной несомненностью доказывают существование частиц с массой, близкой к $200 m_0$. Эти мезоны в отличие от других мезонов, которые были открыты в космических лучах позднее, получили название μ-мезонов.

§ 3. μ-МЕЗОНЫ ЖЕСТКОЙ КОМПОНЕНТЫ

Для систематического изучения вопроса о массах частиц жесткой компоненты наиболее удобным является определение кривизны следа в магнитном поле и пробега в пластинках плотного вещества.

Первая обстоятельная работа этим методом с использованием камеры Вильсона была выполнена на уровне моря Фреттером в 1946 г. [9]. Установка Фреттера состояла из двух камер Вильсона, расположенных одна под другой (рис. 35). Над камерами имелся блок свинца толщиной в 30 см для выделения частиц жесткой компоненты. Верхняя камера помещалась в магнитном поле между полюсами электромагнита. В нижней камере, находившейся вне магнитного поля, устанавливалось восемь пластин свинца толщиной по 1,27 см каждая. Установка управлялась совпадениями разрядов в счетчиках 1—3 при

обязательном отсутствии разряда в счетчиках 4 («антисовпадения»)*. Частицы, прошедшие из верхней камеры в нижнюю, останавливались в одной из пластин свинца. Тем самым определялся пробег для частиц, величина импульса которых измерялась по кривизне следа в верхней камере.

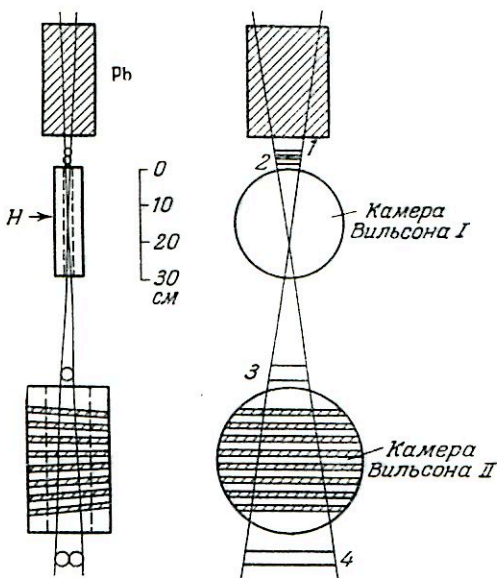


Рис. 35. Установка Фреттера по определению масс частиц жесткой компоненты.

частиц жесткой компоненты. Каждый квадратик на рисунке соответствует одной зарегистрированной частице. Как видно из рис. 37, зарегистрированные частицы хорошо группируются вокруг среднего значения массы, близкого к $215m_0$ **).

*) Такие схемы «антисовпадений» довольно часто используются в работах по космическим лучам. С помощью соответствующего радиотехнического устройства выделяются случаи, когда одновременный разряд в нескольких «совпадательных счетчиках» (например, 1 и 2 на рис. 35) не сопровождается разрядом в одном или нескольких других счетчиках (например, 3). При одновременном разряде во всех группах счетчиков (в том числе и в счетчиках 3) схема не срабатывает. Срабатывание такой антисовпадательной установки означает, что частица, вызвавшая совпадения в счетчиках 1 и 2, не попала в счетчик 3 (например, поглотилась в фильтре, отделяющем счетчик 3 от остальных счетчиков установки).

***) А. И. Алиханов и Г. П. Елисеев считают, что результаты других опытов, выполненных ими с той же установкой на уровне моря, показывают наличие в составе жесткой компоненты небольшого числа мезонов с большими массами. Вопрос о мезонах других типов с массами, большими массы μ -мезона, как наблюдаемых в космических лучах, так и получаемых с помощью ускорителей, будет рассмотрен в главе VII.

Результаты измерений приведены на рис. 36. Как видно из этого рисунка, нанесенные черточки (соответствующие обнаруженным частицам) группируются вокруг кривой, дающей зависимость $1/R$ от $H\rho$ для частиц с массой $200m_0$.

На рис. 37 приведено распределение по массам частиц жесткой компоненты в области масс, меньших $450m_0$, полученное на уровне моря А. И. Алихановым и Г. П. Елисеевым [10] с помощью масс-спектрометра. В опыте, в котором были получены эти результаты, над всей установкой помещался блок свинца толщиной 50 см для выделения

Аналогичные весьма тщательные опыты с масс-спектрометром на высоте 1000 м над уровнем моря были произведены Н. М. Кочаря-

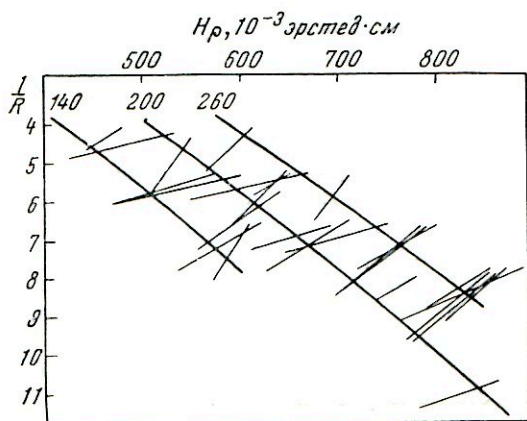


Рис. 36. Результаты измерений Фреттера.

По оси абсцисс отложено H_p , по оси ординат — величина, обратная пробегу частицы. Кривые представляют рассчитанное соотношение пробег—импульс для мезонов масс 140, 200, 260 m_0 . Каждая черточка соответствует данным для индивидуальной частицы; горизонтальная проекция отрезка дает возможную ошибку в H_p , вертикальная — в пробеге.

ном с сотрудниками [11]. По их данным среднее значение массы μ -мезонов жесткой компоненты составляет $(211 \pm 4) m_0$.

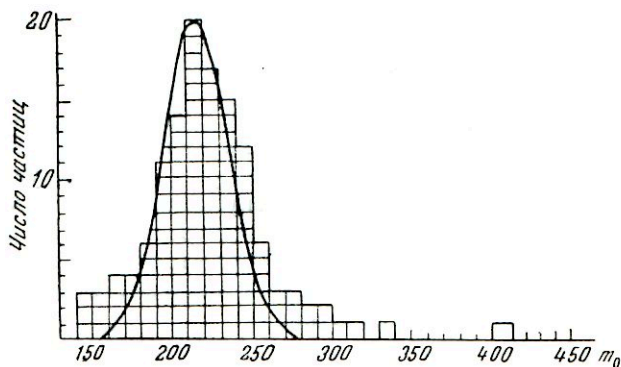


Рис. 37. Спектр масс частиц с массами до $450 m_0$ на уровне моря.

Таким образом, результаты, полученные разными авторами с помощью различных методов, показывают, что на уровне моря и малых

высотах подавляющая доля частиц жесткой компоненты состоит из μ -мезонов с массами, близкими к $200m_0$.

Весьма обстоятельные данные по массам мезонов были получены в самое последнее время с помощью ускорителей заряженных частиц. Используя пучки протонов и других частиц, ускоренных до энергий $3 \cdot 10^8$ эв и выше, удается получить большое число медленных мезонов в таких условиях, в которых определение их массы может быть выполнено с большей точностью, чем в космических лучах (сравнительно интенсивный пучок мезонов выходит из малого объема и движется в сильном магнитном поле в вакууме. Пробег их легко может быть определен в эмульсии фотопластинок). Из этих опытов также следует, что масса μ -мезонов равна $(212 \pm 4)m_0$.

Поскольку масса μ -мезона значительно больше массы электрона, а потери энергии на тормозное излучение обратно пропорциональны квадрату массы частицы, μ -мезоны практически не теряют энергии на излучение. Этим и объясняется их несравненно большая проникающая способность, чем у электронов.

С другой стороны, масса μ -мезона почти в 10 раз меньше массы протона. Поэтому участок пути, на котором μ -мезоны обладают повышенной ионизацией, будет в 10 раз меньше, чем у протонов. Следовательно, то, что жесткая компонента состоит из мезонов, а не из протонов, объясняет и сравнительно малое число сильно ионизирующих одиночных частиц в космических лучах.

Электрический заряд мезона, естественно, не мог быть измерен с той точностью и теми методами, которыми он измерялся для электронов и позитронов. Тем не менее, определенные заключения о величине заряда мезона могут быть сделаны по удельной ионизации, вызываемой релятивистскими мезонами.

Как видно из приведенной выше формулы для dE/dx , величина удельной ионизации пропорциональна квадрату заряда частицы. Подсчитывая число капель на следе частицы в камере Вильсона или определяя величину удельной ионизации с помощью ионизационной камеры, удалось показать, что потеря энергии мезонами вполне соответствует заряду, близкому к заряду электрона. Как мы увидим ниже, μ -мезоны спонтанно распадаются с испусканием одного заряженного электрона (или позитрона). На основании этих данных, а также на основании общих соображений представляется чрезвычайно вероятным, что заряд мезона по абсолютной величине в точности равен заряду других элементарных частиц.

§ 4. Общие характеристики жесткой компоненты

Уже первые опыты с камерой Вильсона свидетельствовали о том, что имеются положительно и отрицательно заряженные μ -мезоны. Дальнейшее более подробное изучение этого вопроса показало, что число положительно заряженных частиц в составе жесткой компо-

ненты несколько больше, чем отрицательных. На уровне моря $\frac{N_{\mu^+}}{N_{\mu^-}} \approx 1,25$. С увеличением высоты этот «положительный избыток» несколько возрастает и на высоте 10 км $\frac{N_{\mu^+}}{N_{\mu^-}}$ достигает значения 1,5 [12].

Распределение мезонов по энергиям или импульсам может быть получено из опытов, в которых измеряется отклонение частиц в магнитном поле, или путем измерений пробегов частиц с помощью соответствующего телескопа из счетчиков. Рассматривая данные по спектру импульсов или спектру энергий мезонов, следует иметь в виду,

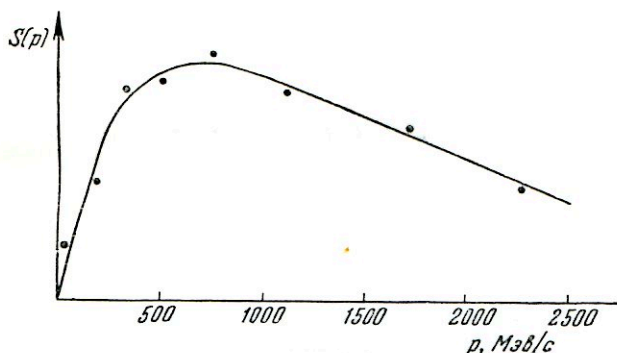


Рис. 38. Дифференциальный спектр импульсов μ -мезонов на уровне моря.

По оси абсцисс отложен импульс мезонов, по оси ординат — число мезонов в заданном интервале импульсов.

что мезоны надежно отделяются от частиц мягкой компоненты только в области больших энергий и пробегов, т. е. начиная с пробегов в 10 см Рв и выше (энергия μ -мезонов $\sim 2 \cdot 10^8$ эв). При меньших энергиях отделение мезонов от электронов обычными методами становится менее однозначным*). Вследствие этого энергетический спектр мезонов в области малых энергий установлен менее надежно, чем в области больших энергий.

Имеющиеся экспериментальные данные показывают, что на уровне моря в области энергий $(5-6) \cdot 10^8$ эв наблюдается довольно резко выраженный максимум числа мезонов. На рис. 38 представлен дифференциальный спектр импульсов мезонов на уровне моря по данным, полученным с камерой Вильсона в магнитном поле [13]**).

*) О результатах, полученных методом так называемых «запаздывающих совпадений», см. ниже.

**) Для энергий, при которых $E_{\text{кин}} > Mc^2$, выполняется соотношение $E_{\text{кин}} \approx E_{\text{полн}} \approx pc$.

На рис. 39 приведен дифференциальный спектр импульсов μ -мезонов, полученный на высоте 3250 м над уровнем моря А. И. Алихановым, А. И. Алиханяном и А. О. Вайсенбергом [14] с помощью масс-спектрометра. В области малых импульсов кривая проведена

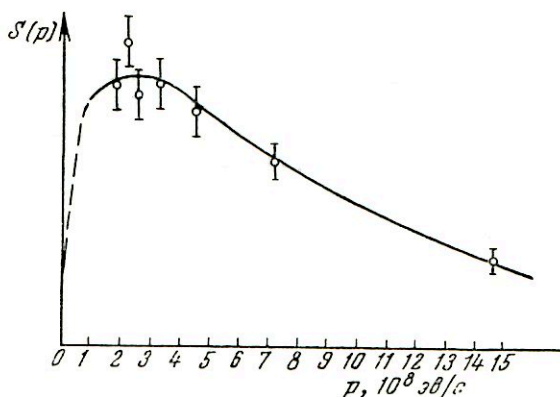


Рис. 39. Дифференциальный спектр импульсов μ -мезонов на высоте 3250 м.

пунктиром, поскольку отделение мезонов от электронов для таких малых импульсов не является достаточно надежным.

Для больших энергий дифференциальный спектр импульсов мезонов хорошо представляется формулой

$$N(p) dp \approx \frac{1}{p^{\gamma+1}} dp,$$

а энергетический спектр —

$$N(E) dE \approx \frac{1}{E^{\gamma+1}} dE,$$

где γ — почти постоянная величина. Интегральный энергетический спектр имеет вид:

$$N(> E) \approx \frac{1}{E^{\gamma}}.$$

Для области энергий вплоть до 10^{10} эв γ близко к 1,8.

Опыты, проведенные на горах, показали, что вплоть до средних высот над уровнем моря показатель степени γ в энергетическом спектре остается приблизительно постоянным, но происходит смещение максимума спектра в область меньших энергий за счет появления заметного числа медленных мезонов. Для высоты 4000 м над уровнем моря максимум в спектре лежит уже при энергиях $\sim 2 \cdot 10^8$ эв. Таким образом, средняя энергия μ -мезонов падает с увеличением высоты места наблюдения, и наоборот, прохождение μ -мезонов через фильтр повышает их среднюю энергию и увеличивает жесткость излучения

(коэффициент поглощения жесткой компоненты несколько уменьшается с увеличением толщин фильтра).

Существенно отметить, что в составе жесткой компоненты имеется заметная доля протонов различных энергий. Впервые это обстоятельство было выяснено в серии опытов А. И. Алиханова, А. И. Алиханяна и их сотрудников [15].

Количественно вопрос об отношении числа протонов различных энергий к числу мезонов еще не решен. Несомненно, однако, что это отношение сильно зависит от высоты места наблюдения. По данным А. И. Алиханова, А. И. Алиханяна и др., на уровне моря и небольших высотах протоны с энергиями 10^8 эв и выше, повидимому, составляют лишь несколько процентов от числа мезонов. При переходе к высотам порядка 10 км доля протонов быстро растет. В верхних слоях атмосферы проникающие заряженные частицы в основном являются протонами.

В заключение отметим, что существование частиц с массой, промежуточной между массой электрона и протона, в известном смысле было теоретически предсказано японским физиком Юкава на основании соображений о природе ядерных сил [16]. Как известно, ядерные силы, обуславливающие взаимодействие протонов и нейтронов в ядрах, представляют собой особый класс специфических короткодействующих сил, не сводимых к электромагнитным силам. Подобно тому как электрические силы, описываемые законом Кулона, можно рассматривать как результат обмена между зарядами нейтральными частицами нулевой массы, так и ядерные силы можно сопоставить со специфическим полем заряженных и нейтральных частиц. Исходя из соотношения неопределенностей $\Delta p \Delta q \sim \hbar$, можно оценить порядок величины массы этих частиц. Полагая, что неопределенность в импульсе частицы в атомном ядре имеет величину порядка самого импульса, т. е. $\Delta p \sim p \approx Mc$, где M — масса частицы, а неопределенность в координате приближается к радиусу действия ядерных сил, т. е. $\Delta q \approx r \approx 10^{-13}$ см, получаем:

$$\frac{M}{m_0} \approx \frac{\hbar}{rcm_0} \approx 300.$$

Таким образом, с ядерным взаимодействием должно быть сопоставлено поле частиц с массами, промежуточными между массой протона и электрона.

Естественно, что после открытия μ -мезонов они стали отождествляться с гипотетическими частицами Юкавы. Дальнейшая разработка этих представлений привела к попытке объяснить β -распад за счет нестабильности самого мезона. Ниже мы увидим, в какой мере действительные свойства μ -мезонов соответствуют исходным предположениям теории Юкавы.

§ 5. Распад μ-мезонов

Как мы уже указывали, в 1926 г. Л. В. Мысовский [17] обнаружил зависимость интенсивности космического излучения от давления воздуха (барометрический эффект). Он интерпретировал это явление как результат поглощения космического излучения в атмосфере, масса которой над местом наблюдения меняется в соответствии с давлением. Из своих опытов Л. В. Мысовский получил численное значение барометрического коэффициента. Оказалось, что при увеличении давления воздуха на 1 мм Hg интенсивность космических лучей уменьшается на 0,345%.

Однако дальнейшее изучение этого вопроса показало, что открытое Л. В. Мысовским явление имеет более сложный характер. Если бы барометрический эффект можно было полностью объяснить изменением массы столба воздуха над местом наблюдения, то такой же эффект должен был бы наблюдаться при помещении (или удалении) над регистрирующим прибором дополнительного фильтра из вещества, близкого по своему составу к воздуху, с массой, соответствующей изменению давления воздуха. Проведенные же опыты показали, что это не имеет места. Прямые измерения коэффициента поглощения и попытка компенсировать изменение барометрического давления изменением толщины деревянного фильтра над прибором показали, что коэффициент поглощения космического излучения в воздухе примерно в 1,5 раза больше, чем в дереве или угле.

К аналогичному заключению приводит сопоставление высотного хода с поглощением в плотном фильтре.

На рис. 40 представлена кривая высотного хода жесткой компоненты космических лучей и данные по поглощению ее в графите на разных высотах, полученные позднее Росси [18]. Измерения выполнены с помощью телескопа с фильтром в 12,7 см Pb между счетчиками. По оси ординат в логарифмическом масштабе отложено число зарегистрированных частиц жесткой компоненты, по оси абсцисс — давление воздуха, выраженное в $г/см^2$. Сплошная линия на рис. 40 представляет измерения, проведенные без угля. На высотах, соответствующих давлению воздуха $\sim 615, 700$ и $855 г/см^2$, над установкой помещался угольный фильтр толщиной $87,2 г/см^2$. Результаты, полученные с фильтром, представлены черными точками. Так как все точки, полученные с угольным фильтром, лежат значительно выше кривой высотного хода, то частицы жесткой компоненты поглощаются в воздухе сильнее, чем в угле. Такое anomальное поглощение частиц космических лучей в воздухе было объяснено еще до получения этих результатов в 1938 г. Куленкампом [19] на основе представления о спонтанном распаде μ-мезона.

Частица, движущаяся со скоростью света, проходит 1 км пути за 3,3 мксек., а эквивалентный километровой столбу воздуха слой воды толщиной порядка 1 м — за время, в тысячу раз меньшее.

Поэтому, если частицы жесткой компоненты спонтанно распадаются со средним временем жизни порядка микросекунд, независимо от их взаимодействия с веществом, подобно тому как распадаются атомы радиоактивных веществ, то распад частиц жесткой компоненты будет приводить к значительному уменьшению их числа в воздухе, но не будет сказываться на поглощении в плотных фильтрах.

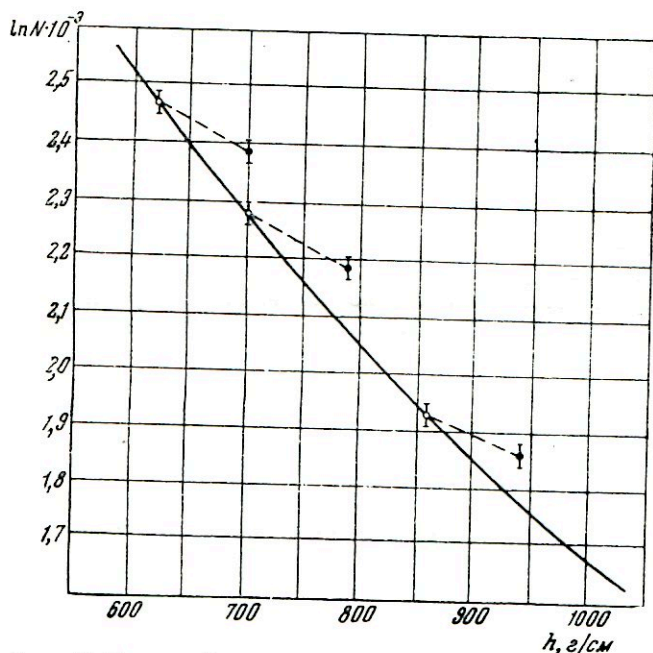


Рис. 40. Высотный ход жесткой компоненты космических лучей и поглощение ее в угле.

По оси абсцисс отложено давление воздуха, по оси ординат — число зарегистрированных частиц жесткой компоненты в логарифмическом масштабе.

Как известно, спонтанный радиоактивный распад описывается экспоненциальной формулой

$$N = N_0 e^{-\lambda t} = N_0 e^{-t/\tau}.$$

Здесь N_0 и N — число частиц в начальный момент времени и спустя время t , λ — константа распада и τ — среднее время жизни данных частиц (время, за которое число их уменьшается в e раз).

При сопоставлении формулы, описывающей радиоактивный распад, с результатами экспериментов для частиц, движущихся со скоростями, близкими к скоростям света, необходимо учитывать релятивистское преобразование времени

$$T = \frac{T_0}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

(T_0 — время в системе координат, в которой частица покоится, T — время в системе координат, по отношению к которой частица движется со скоростью $v = \beta c$). Поскольку полная энергия частицы

$$E = \frac{Mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad \text{то} \quad \tau = \tau_0 \frac{E}{Mc^2}.$$

Таким образом, среднее время жизни μ -мезона с энергией 10^9 эв будет примерно в 10 раз больше, чем среднее время жизни медленного μ -мезона.

Вместо среднего времени жизни распад μ -мезона можно характеризовать «распадным пробегом» L , т. е. путем, при прохождении которого число μ -мезонов уменьшается за счет распада в e раз. Очевидно, что $L = v\tau$, где v — скорость μ -мезона. Отсюда $L = \frac{vc\tau_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$ и $LM = p\tau_0$, где p — импульс μ -мезона, или $L = \tau_0 \frac{p}{M}$. Следовательно, распадный пробег μ -мезона пропорционален его импульсу. Поэтому опыты по количественному изучению распада μ -мезонов должны осуществляться так, чтобы выделять μ -мезоны с определенными энергиями или импульсами.

Пусть на некоторой высоте h_0 (рис. 41) наблюдается N_0 мезонов, а на высотах h_1 и h_2 — N_1 и N_2 соответственно. Обозначим разность высот $h_0 - h_1$ через z_1 и $h_0 - h_2$ через z_2 . Будем считать, что изменение числа мезонов вызывается только их распадом (пренебрегаем поглощением). Тогда $N_1 = N_0 e^{-z_1/L}$ и $N_2 = N_0 e^{-z_2/L}$.

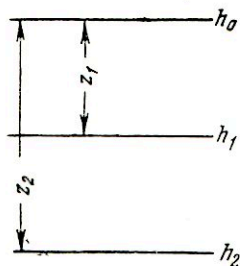


Рис. 41.

Отсюда $L = \frac{z_2 - z_1}{\ln \frac{N_1}{N_2}}$. Измеряя на двух высотах

число μ -мезонов с определенным импульсом, мы находим L и τ_0/M . При этом опыт должен быть поставлен так, чтобы исключить поглощение мезонов за счет всех других процессов, кроме распада.

Из многочисленных экспериментов такого рода, проведенных различными авторами, рассмотрим опыты Росси, выполненные в 1942 г. [20]. Схема установки Росси представлена на рис. 42. Установка регистрировала четырехкратные совпадения на счетчиках $ABCD$ и совпадения $ABCD$ при отсутствии разрядов хотя бы в одном из счетчиков E или F (антисовпадения $ABCD - EF$). Совпадения $ABCD$ вызывались проникающими частицами, прошедшими через фильтр в 196 г/см^2 свинца, помещавшийся между счетчиками B и C , антисовпадения ($ABCD - EF$) — проникающими частицами, прошедшими через 196 г/см^2 свинца, но застрявшими в фильтре K толщиной в 115 г/см^2 Pb , расположенном между счетчиками D и F .

Для определения незначительного фона, обусловленного всякими побочными причинами, производились контрольные измерения без

фильтра K . Счетчики E служили для выключения ливневых случаев. Над установкой ставился железный фильтр S переменной толщины. Опыты были произведены на высоте 3240 м (давление воздуха 708 г/см²) и 1616 м (давление 857 г/см²). Результаты этих опытов приведены на рис. 43. Каждое измерение представлено на рис. 43 прямоугольником, длина которого характеризует неопределенность в импульсе мезонов, обусловливаемую конечной толщиной фильтра K , а высота — статистической ошибкой в измерении числа антисовпадений. Верхняя кривая относится к опытам на высоте 3240 м, нижняя — к высоте 1616 м.

Поглощение в слое воздуха между двумя высотами компенсируется поглощением в железном фильтре, и поэтому, если бы распад отсутствовал, обе кривые, проведенные через «прямоугольники ошибок», совпадали. Несовпадение кривых для разных высот свидетельствует о распаде μ -мезонов, вызывающих антисовпадения ($ABCD$ — EF).

По полученным данным с помощью приведенных выше формул легко определить L . Оказалось, что для μ -мезонов, импульсы которых лежат в интервале от $4,5 \cdot 10^8$ до $5,85 \cdot 10^8$ эв/с, т. е. для μ -мезонов со средним значением импульса $5,15 \cdot 10^8$ эв/с, $L_a = (4,25 \pm 0,45) \cdot 10^5$ см. Для мезонов, импульсы которых лежат в интервале от $9,0 \cdot 10^8$ до $10,4 \cdot 10^8$ эв/с, т. е. для среднего значения импульса $9,7 \cdot 10^8$ эв/с, $L_b = (8,5 \pm 1,9) \cdot 10^5$ см.

Эти результаты прежде всего показывают, что в пределах ошибок опыта действительно

$$\frac{L_a}{L_b} = \frac{p_a}{p_b},$$

т. е. формулы релятивистского преобразования времени подтверждаются экспериментом.

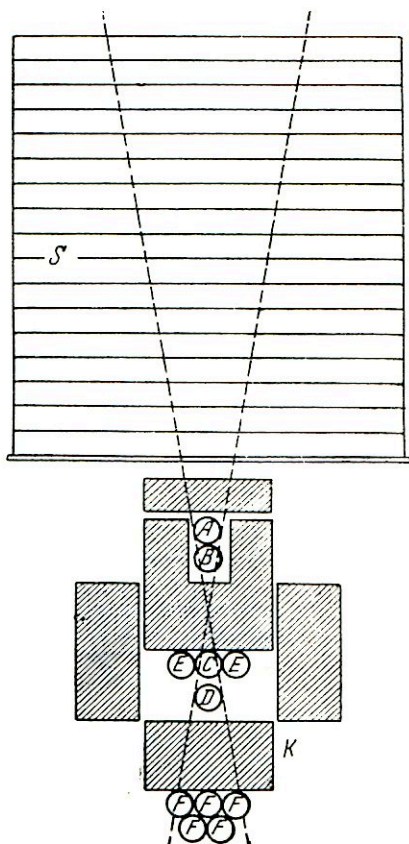


Рис. 42. Схема опыта по изучению распада μ -мезонов.

Полагая, что $M = 1,07 \cdot 10^8$ эв/с², находим для τ_0 значение $(2,5 \pm 0,2) \cdot 10^{-6}$ сек. Ниже мы увидим, что опыты по непосредственному определению τ_0 для остановившихся или движущихся с очень малыми скоростями μ -мезонов дают значение τ_0 , близкое к указанному.

Несмотря на большую простоту и наглядность опытов по сравнению поглощения частиц жесткой компоненты в слое воздуха и в плотном фильтре, доказывающих существование спонтанного распада μ -мезонов, некоторым принципиальным недостатком таких опытов является очень большая разность плотностей воздуха и фильтра.

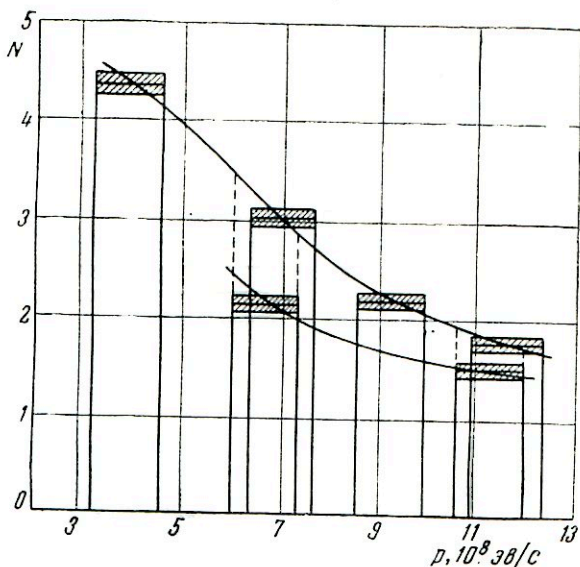


Рис. 43. Результаты опытов Росси по изучению распада μ -мезонов.

N — число антисовпадений ($ABCD - EF$), зарегистрированных при разных толщинах фильтра S , p — импульс мезона.

В связи с этим на результатах компенсационных опытов может сказаться упоминавшийся выше эффект Ферми, и для его исключения необходима количественная оценка величины этого эффекта. Поскольку распад μ -мезонов является очень важным и принципиальным фактом, желательно дать доказательство существования этого эффекта и другими методами. Ниже мы кратко остановимся на описании опытов, в которых вместо плотного фильтра используется разница в плотностях атмосферы на различных высотах.

Такое исследование было весьма тщательно выполнено С. Н. Верновым, Л. Т. Барадзей и Ю. А. Смородиным [21]. В этих опытах с помощью телескопа из трех счетчиков на разных высотах, вплоть до самых верхних слоев атмосферы, измерялось число частиц жесткой

компоненты, идущих в вертикальном направлении и под углом 60° к вертикали. Результаты измерений приведены на рис. 44.

Будем для простоты рассуждения считать (хотя это и не является обязательным), что μ -мезоны образуются на определенной высоте в тонком слое атмосферы при некотором давлении p_0 . Тогда масса воздуха, пройденного μ -мезонами от места их образования до высоты

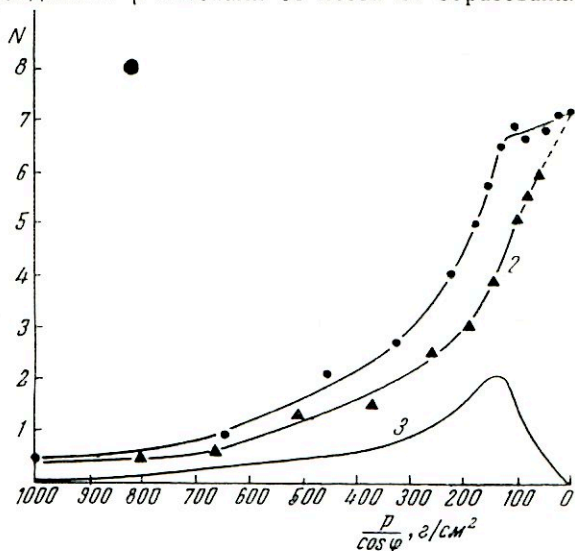


Рис. 44. Высотный ход интенсивности проникающего излучения под зенитными углами 0 и 60° в зависимости от величины

$$x = \frac{p}{\cos \varphi} \text{ г/см}^2.$$

N — число проникающих частиц, падающих на 1 см^2 в 1 мин. в единице телесного угла, p — давление в г/см^2 , φ — угол между осью телескопа и вертикалью. Кривая 1 — $\varphi = 0^\circ$, кривая 2 — $\varphi = 60^\circ$, кривая 3 равна разности кривых 1 и 2 .

наблюдения с давлением p , будет пропорциональна $\frac{p-p_0}{\cos \varphi}$. Если бы поглощение μ -мезонов определялось только количеством пройденного вещества, то кривые, снятые под разными углами, совпадали бы между собой. Напротив, уменьшение давления с высотой приводит к тому, что при одинаковом $\frac{p-p_0}{\cos \varphi}$ геометрические пути, пройденные μ -мезонами, будут различными и наличие спонтанного распада приведет к разнице в числе зарегистрированных мезонов, как это и получилось в описываемых опытах. Таким образом, эти опыты доказывают существование спонтанного распада μ -мезонов независимо от количественной оценки величины эффекта Ферми,

Экстраполяция кривых 1 и 2 к границе атмосферы (пунктир на рис. 44) показывает, что обе кривые стремятся к одной точке. Это является следствием не только того очевидного факта, что распадающиеся частицы не могут входить в состав первичного излучения, но также и того, что на наших широтах в соответствии с выводами теории геомагнитных эффектов интенсивность первичного излучения под углами 0 и 60° к вертикали одинакова.

Кривая 3 (рис. 44) представляет собой разность кривых 1 и 2 и дает число распадающихся частиц на разных высотах. Из вида этой кривой следует, что μ-мезоны в основном образуются первичным излучением в атмосфере на глубинах, соответствующих ~ 100 г/см².

Количественная обработка данных о времени распада μ-мезонов, полученных в этих опытах, приводит к результатам, согласующимся с данными других методов и, в частности, опытов с компенсацией воздуха плотным фильтром.

Выше мы уже указывали, что значительная часть барометрического эффекта космических лучей должна быть объяснена распадом μ-мезонов жесткой компоненты. Тщательные наблюдения за интенсивностью космических лучей показали, что кроме барометрического существует еще и температурный эффект. При увеличении температуры атмосферы на 1°С интенсивность космических лучей падает примерно на 0,20%. Поскольку изменение температуры, вообще говоря, не связано с изменением массы слоя воздуха, проходимого частицами космических лучей, температурный эффект должен быть полностью объяснен распадом μ-мезонов.

Будем считать, что μ-мезоны образуются в определенном, узком слое атмосферы, где давление достигает некоторой заданной величины порядка 100 г/см². Если атмосфера находится в термодинамическом равновесии, то изменение давления или температуры будет приводить к изменению высоты слоя, в котором происходит образование μ-мезонов. Увеличение давления и температуры вызовет поднятие этого слоя и, следовательно, увеличение пути, проходимого μ-мезонами, и числа распавшихся μ-мезонов. Однако при отклонении атмосферы от термодинамического равновесия изменения давления и температуры будут сказываться на распаде μ-мезонов и без смещения точки генерации. Представим себе (рис. 45), что при неизменном положении слоя генерации некоторая масса воздуха перемещается из положения *a* в положение *b*. Раньше μ-мезоны проходили основную часть своего пути с энергией $E - \Delta E$, где ΔE — потеря энергии в слое *a*, и распадались со средним временем жизни $\tau = \tau_0 \frac{E - \Delta E}{Mc^2}$. После перемещения этого слоя в положение *b* μ-мезоны будут проходить через атмосферу с энергией E и распадаться со средним временем $\tau = \tau_0 \frac{E}{Mc^2}$. Таким образом, изменение давления и температуры воздуха сказывается на распаде μ-мезонов не только за счет положения

слоя генерации, но и за счет перераспределения воздушных масс. Этим обстоятельством и объясняется то, что изменение температуры нижних слоев атмосферы, конечно, не всегда сопровождающееся изменением состояния всей атмосферы, влияет на интенсивность жесткой компоненты. Подробный анализ обоих явлений произведен в работе Е. Л. Фейнберга [22].

Из сказанного ясно, что хотя барометрический и температурный эффекты могут быть объяснены, только исходя из представления о распаде μ -мезонов, количественная обработка этих эффектов и получение точного численного значения постоянной распада мезонов оказываются весьма затруднительными. Поэтому имеющееся согласие по порядку величины между константой распада, полученной из температурного и барометрического эффектов со значением, полученным другими методами, следует признать вполне удовлетворительным.

§ 6. Изучение распада остановившихся μ -мезонов

Выше мы видим, что изучение аномального поглощения мезонов в воздухе дает возможность установить факт распада и определить τ_0/M . Камера Вильсона и разработанные в последнее время фотопластинки с высокочувствительной эмульсией позволяют изучить картину элементарного акта распада.

На рис. 46 приведена типичная фотография следа μ -мезона и частицы, возникающей в результате его распада, полученная Вильямсом и Робертсом [23]. Медленный, сильно ионизирующий μ -мезон распался в газе камеры и под большим углом к направлению своего движения испустил одну заряженную релятивистскую частицу. Поскольку распад в соответствии с законами сохранения происходит с образованием по крайней мере двух частиц, остальные частицы, очевидно, являются ненонизирующими. Рассмотренные нами ниже опыты по выяснению природы ионизирующих продуктов распада μ -мезонов показывают, что эти частицы являются позитронами (или электронами). При распаде остановившихся или очень медленных μ -мезонов позитроны и электроны распределены по углам изотропно. При распаде быстрых μ -мезонов углы получаются малыми из-за релятивистского

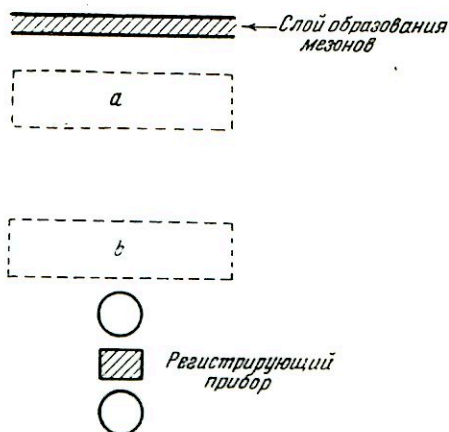


Рис. 45. К выяснению влияния распределения воздушных масс на распад мезонов.

преобразования вектора скорости при переходе от системы координат, связанной с движущимся мезоном, к лабораторной системе координат. Так как быстрый μ -мезон и частица, получившаяся при распаде, ионизируют одинаково, то наблюдать элементарный акт распада быстрого μ -мезона становится практически невозможным. В связи с этим для изучения механизма распада μ -мезонов особенно большое

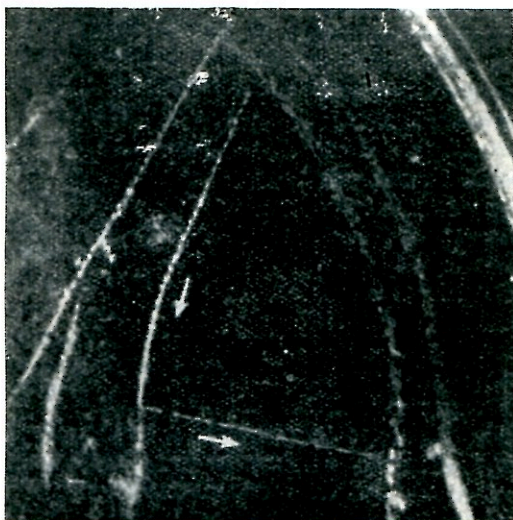


Рис. 46. Распад μ -мезона в камере Вильсона.

Направление движения μ -мезона указано стрелкой.

значение имеют опыты с медленными или даже остановившимися мезонами.

Наиболее точные и надежные данные по распаду медленных мезонов и по определению τ_0 были получены методом так называемых «запаздывающих совпадений». Сущность его состоит в следующем. Два счетчика включаются в такую радиотехническую схему, которая выделяет случаи, когда разряд в одном счетчике запаздывает на определенный промежуток времени относительно разряда в другом счетчике. Поскольку скорости даже медленных частиц как мягкой, так и жесткой компоненты космических лучей, способных пройти через стенки счетчиков, по крайней мере сравнимы со скоростью света, время, в течение которого частицы проходят из одного счетчика в другой, очень мало. Запаздывание импульсов в усилителе подбирается таким, чтобы установка не регистрировала случая прямого прохождения частицы через оба счетчика. И лишь тогда, когда μ -мезон проходит через один из счетчиков, останавливается в фильтре

между ними и распадается спустя время порядка микросекунды так, что электрон или позитрон распада проходит через другой счетчик (рис. 47), установка регистрирует запаздывающее совпадение.

Помимо таких случаев установка может регистрировать и случайные «запаздывающие совпадения», когда через оба счетчика проходят две независимые частицы в такие моменты времени, которые случайно соответствуют сдвигу импульсов в усилителе. Но число таких совпадений легко оценивается, подобно тому как это делается в опытах с обычными совпадениями, исходя из продолжительности импульсов и числа разрядов в счетчике, и определяется в контрольных опытах (например, при раздвижении счетчиков). Минимальный сдвиг импульсов во времени, при котором не регистрируются прохождения быстрых частиц через оба счетчика, определяется разбросом времен развития разряда в счетчике. В обычных условиях этот разброс не превышает десятых долей микросекунды, т. е. значительно меньше среднего времени жизни μ -мезона. Поэтому, осуществив радиотехническую схему с минимальным сдвигом импульсов в 1 μ сек., можно надежно регистрировать запаздывающие совпадения, вызываемые распадом

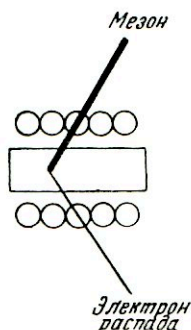


Рис. 47. Схема опыта с «запаздывающими совпадениями».

остановившихся мезонов.

Меняя величину сдвига импульсов во времени или сразу регистрируя с помощью соответствующих устройств число совпадений при различных сдвигах, можно получить всю кривую распада μ -мезонов. Очевидно, что этот метод в отличие от рассмотренных выше дает τ_0 , а не τ_0/M . Таким образом, метод запаздывающих совпадений является наиболее непосредственным и самым точным методом определения постоянной распада μ -мезонов.

Из большого числа работ по определению τ_0 методом запаздывающих совпадений рассмотрим опыты Росси и Нересона [24]. Схема установки представлена на рис. 48. Счетчики I и II вклю-

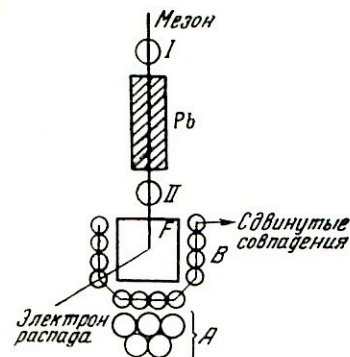


Рис. 48. Схема опыта с «запаздывающими совпадениями» для измерения времени жизни мезонов.

чены в обычные ветви схемы совпадений, счетчики A — в ветвь антисовпадений и счетчики B — в запаздывающую ветвь совпадений. Таким образом, установка регистрировала антисовпадения (I, II B_{запад} — C). Свинцовый блок Pb устранил частицы мягкой компоненты. Некоторое количество μ -мезонов проходило через свинец и счетчики I и II, останавливалось в фильтре F и распадалось. В тех случаях, когда позитрон

распада выходил из F и попадал в один из счетчиков B , установка срабатывала. Радиотехническое устройство было осуществлено таким образом, что амплитуда импульса на выходе усилителя зависела от сдвига во времени между совпадающим импульсом I, II и импульсом в счетчиках B . Измеряя на выходе распределение импульсов по величине, можно сразу получить дифференциальную кривую распада μ -мезонов.

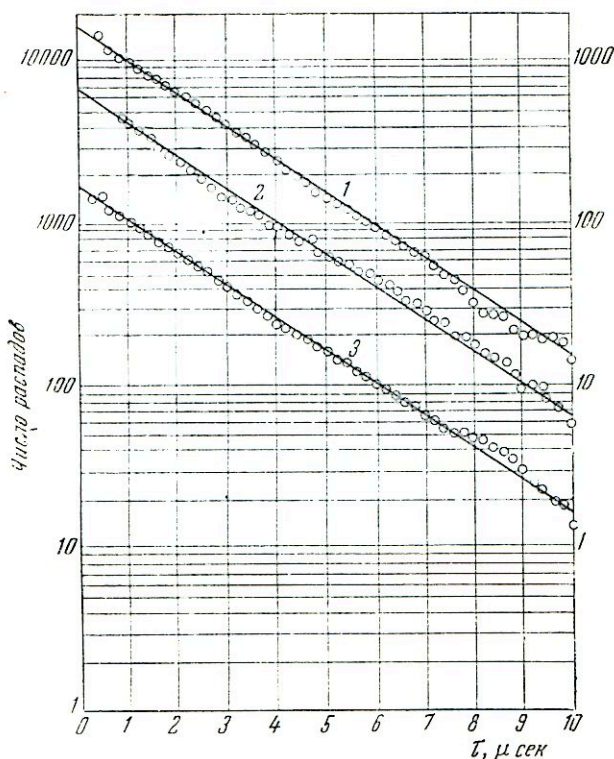


Рис. 49. Интегральные кривые распада мезонов, полученные для поглотителей из свинца (1), алюминия (2) и латуни (3).

По оси абсцисс отложен сдвиг во времени между разрядами в счетчиках I, II и B , по оси ординат — число зарегистрированных запаздывающих совпадений в логарифмическом масштабе.

Полученные результаты приведены на рис. 49. Измерения проводились с фильтрами из свинца, латуни и алюминия. Во всех случаях получались прямые, параллельные друг другу.

То, что экспериментальные точки хорошо ложатся на экспоненциальную кривую $N_t = N_0 e^{-t/\tau_0}$ и константа распада τ_0 не зависит от вещества, в котором распадаются мезоны, показывает, что распад мезонов действительно имеет спонтанный характер. Из наклона пря-

мых рис. 49 легко определить τ_0 . Оказалось, что $\tau_0 = (2,15 \pm 0,07) \times 10^{-6}$ сек. Это значение не противоречит тому, которое было получено из опытов по распаду быстрых μ -мезонов, т. е. $(2,5 \pm 0,2) \cdot 10^{-6}$ сек. Возможно, что небольшая разница между обоими значениями объясняется тем, что в опытах с быстрыми μ -мезонами некоторую роль играли нераспадающиеся проникающие частицы (протоны).

Метод запаздывающих совпадений позволяет однозначно выделить медленные мезоны среди всех других частиц. Поэтому им можно воспользоваться для решения вопроса о зависимости числа медленных мезонов от высоты места наблюдения. Данные, полученные Росси [25], Г. Б. Ждановым [26] и другими авторами с помощью установок, аналогичных описанной выше, находятся в хорошем согласии друг с другом. Оказалось, что высотный ход медленных мезонов практически не зависит от выделяемого интервала пробегов. Это означает, что дифференциальный спектр пробегов мезонов вплоть до 100 г/см^2 воздуха мало зависит от высоты.

Кривая высотного хода приближенно может быть представлена в виде экспоненты $J = J_0 e^{-\mu p}$, где p — давление воздуха и коэффициент поглощения $\mu \approx (3,5 - 4) \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{г}$. Следовательно, число медленных μ -мезонов растет с высотой значительно быстрее, чем число мезонов с высокими энергиями, но, как мы увидим ниже, не так быстро, как число ядерных расщеплений, нейтронов и некоторых других факторов в космических лучах.

§ 7. Механизм распада μ -мезонов

С помощью метода запаздывающих совпадений можно с успехом изучать свойства частиц, возникающих при распаде μ -мезонов, и тем самым получить существенные данные о механизме их распада. Схема установки, использованной для этой цели Г. Б. Ждановым и А. А. Хайдаровым [27], представлена на рис. 50*). Здесь I , II и III — группы параллельно соединенных счетчиков. Группы II и III включены в запаздывающие ветви усилителя совпадений с интервалом запаздываний от 1,2 до 3,5 $\mu\text{сек}$. Медленные μ -мезоны, попадая на установку, проходят через счетчики I , останавливаются и распадаются в фильтре d , расположенном между счетчиками I и II . Некоторая доля частиц от распада μ -мезонов выходит в соответ-

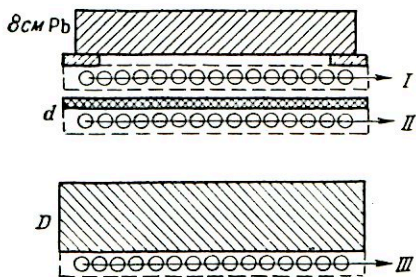


Рис. 50. Установка для изучения спектра пробегов электронов распада.

*) Аналогичная работа тем же методом запаздывающих совпадений одновременно с Г. Б. Ждановым выполнена Штейнбергером [28].

вующем направлении и попадает в запаздывающие счетчики II и III, вызывая срабатывание всей установки. Между счетчиками II и III помещается фильтр D переменной толщины. Меняя толщину этого фильтра, можно определить пробег продуктов распада μ -мезонов.

Если считать, как это было общепринято до проведения описываемых опытов, что μ -мезон распадается на один электрон (или позитрон) и одно нейтрино, то из законов сохранения энергии и импульса следует, что все электроны распада от остановившихся μ -мезонов будут обладать одной определенной энергией, равной $\frac{Mc^2}{2} = 54 \text{ Мэв}$.

В идеальных условиях интегральная кривая распределения этих электронов по пробегам должна иметь резкий обрыв при толщине фильтра, соответствующего пробегу электрона с энергией 54 Мэв. Практически, однако, этот обрыв несколько размывается за счет отклонения геометрических условий опыта от идеальных, наличия рассеяния в фильтре, потерь энергий электронами на испускание квантов тормозного излучения, обратной конверсии фотонов в электроны и аннигиляции позитронов.

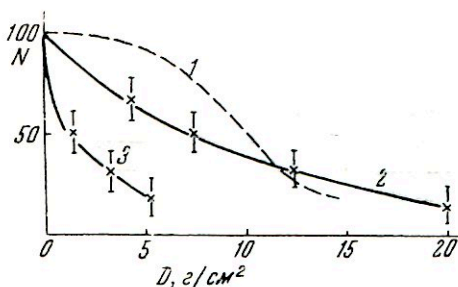


Рис. 51. Кривые поглощения электронов распада в фильтре D :

1 — расчетная кривая, 2 — экспериментальная кривая для графита, 3 — экспериментальная кривая для свинца, N — число запаздывающих совпадений в произвольных единицах.

Полученные данные представлены на рис. 51. Кривая 1 дает ожидаемую зависимость числа запаздывающих совпадений от толщины фильтра D с учетом всех указанных поправок для электронов с энергией 54 Мэв. Кривая 2 представляет экспериментальные результаты, полученные Г. Б. Ждановым.

Как видно из рисунка, расхождение между теоретической и экспериментальной кривыми настолько велико, что его нельзя объяснить никакими поправками.

Кривая 3 получена с фильтром D из свинца. Разница между кривыми 2 и 3 показывает, что для продуктов распада μ -мезонов очень существенно рассеяние и неионизационные потери. Если считать, что все μ -мезоны распадаются по одной схеме, то из сказанного следует, что все заряженные продукты распада мезонов являются электронами или позитронами. Средняя энергия этих частиц, оцененная по кривой 2, оказывается близкой к 35 Мэв, т. е. равна примерно $\frac{Mc^2}{3}$.

Эти результаты показывают, что μ -мезоны распадаются не на две легкие частицы, а более сложным образом. Наиболее вероятное предположение состоит в том, что μ -мезоны распадаются на несколько (скорее всего на 3) легких частиц.

В связи с этим существенно выяснить вопрос — не являются ли нейтральные частицы, возникающие при распаде мезонов, фотонами. Соответствующие данные можно получить, дополняя установку, изображенную на рис. 50, специальными группами счетчиков, предназначенными для регистрации конверсии искомых фотонов в электроны. Опыты, проведенные рядом авторов [29, 30], показали, что если фотоны и возникают при распаде μ -мезонов, то энергия их настолько мала, что они не играют сколько-нибудь существенной роли в общем энергетическом балансе при распаде μ -мезонов.

На основании этих данных в настоящее время представляется наиболее вероятным, что μ -мезон распадается на электрон (или позитрон) и два нейтрино $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + 2\nu$.

Аналогичные выводы о механизме распада мезонов следуют и из опытов с камерой Вильсона. Большим недостатком камеры Вильсона

для подобного рода исследований является весьма малая статистическая точность получаемых результатов. Но зато эти данные отличаются несравненно большей наглядностью, чем опыты со счетчиками, и дают возможность производить непосредственные измерения энергии.

Наиболее обстоятельное исследование, подтверждающее выводы, полученные методом «запаздывающих совпадений», было выполнено

Андерсоном и др. [31]. В этих опытах камера Вильсона «падающего» типа *) помещалась в магнитное поле напряженностью 7250 эрстед

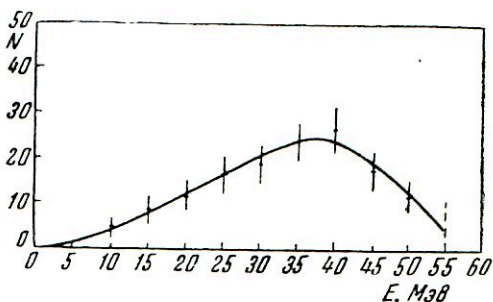


Рис. 52. Дифференциальный энергетический спектр электронов распада.

N — число электронов, приходящихся на заданный интервал энергии, E — энергия электронов.

*) «Падающая» камера Вильсона помещается между близко расположенными полюсами электромагнита и при срабатывании управляющих счетчиков начинает падать из межполюсного пространства. Фотографирование следов производится во время падения камеры, когда она выпала из межполюсного пространства, но еще не упала на специальную пружинящую подставку. При свободном падении камеры следы размываются мало, и это позволяет получать достаточно четкие следы, несмотря на сравнительно большую задержку с фотографированием. Преимуществом камеры такого типа является возможность использовать малые зазоры между полюсами электромагнита, недостатком — большая сложность установки.

и управлялась системой счетчиков, включенных в совпадательные и антисовпадательные ветви усилителя. Внутри камеры находилась графитовая пластина, в которой в большинстве случаев и происходил распад μ-мезонов. Всего с помощью этой установки было зарегистрировано 75 случаев распада μ-мезонов. Полученный дифференциальный энергетический спектр электронов распада представлен на рис. 52. Как видно из рисунка, спектр электронов распада, в хорошем согласии с данными, полученными методом запаздывающих совпадений, оказался весьма размытым со средней энергией, близкой к 35 Мэв.

§ 8. Спин μ-мезона

Вывод о распаде μ-мезонов на электрон и два нейтрино позволяет высказать определенное заключение и о спине мезона. По современным представлениям, основывающимся главным образом на данных по β-распаду, спин нейтрино, так же как и спин электрона и позитрона, равен $\frac{1}{2} \hbar$. Поэтому спин μ-мезона должен быть равен $\frac{1}{2} \hbar$ или $\frac{3}{2} \hbar$, а не нулю или \hbar , как считалось раньше, когда предполагалось, что он распадается на электрон и одно нейтрино.

Вероятность того, что частица с зарядом e , движущаяся с энергией E , при прохождении 1 см вещества с атомным номером Z и числом атомов n передает электрону энергию E' , дается следующей формулой:

$$W(E, E') dE' = 2\pi n Z \frac{e^4}{\xi^2 m_0 c^2} \frac{dE'}{(E')^2} F(E, E', s),$$

где s — спин частицы. Когда $\frac{E'}{E} \ll 1$, функция F близка к единице.

Но когда движущаяся частица, например μ-мезон, передает электрону большую энергию, то F зависит от массы частицы и ее спина. Таким образом, число δ-ливней, образованных μ-мезонами больших энергий, зависит от значения спина μ-мезона. Поэтому, анализируя случаи образования δ-электронов высоких энергий μ-мезонами и сравнивая результаты этого анализа с опытом, можно в принципе решить вопрос о спине μ-мезонов.

Однако как с теоретической, так и с экспериментальной точек зрения вопрос о спине μ-мезона является весьма трудным. При сопоставлении теории с экспериментом приходится сравнивать с результатами распада абсолютное число толчков в ионизационной камере, вызванных δ-ливнями от μ-мезонов. При этом необходим точный учет переходного эффекта в стенках камеры, чувствительности установки и ряда других факторов.

Наиболее обстоятельный анализ этого вопроса проведен С. З. Беленьким [32] *). В результате С. З. Беленький приходит к выводу, что экспериментальные результаты по ливням, вызываемым δ -электронами высоких энергий, выбитых μ -мезонами, лучше согласуются с расчетами, если принять, что спин мезона равен нулю или $\frac{1}{2} \hbar$, а не \hbar или $\frac{3}{2} \hbar$. На этом основании в настоящее время принимается, что спин μ -мезона равен $\frac{1}{2} \hbar$. Однако полностью вопрос о спине μ -мезона еще нельзя считать решенным.

*) При пользовании статьей С. З. Беленького необходимо учитывать то обстоятельство, что она написана до открытия непрерывного характера энергетического спектра электронов распада от остановившихся μ -мезонов, и расчеты произведены в предположении, что μ -мезоны распадаются на две, а не на три частицы.

ГЛАВА VI

СИЛЬНО ИОНИЗУЮЩИЕ ЧАСТИЦЫ И ЯДЕРНЫЕ РАСЩЕПЛЕНИЯ, ВЫЗЫВАЕМЫЕ КОСМИЧЕСКИМИ ЛУЧАМИ

В предыдущих главах неоднократно указывалось, что в составе космических лучей наряду с мезонами, электронами и фотонами имеются также и более тяжелые частицы различных энергий. К тяжелым частицам относятся протоны, нейтроны, дейтроны, α -частицы и т. д.

Если частица движется со скоростью, значительно меньшей скорости света, то она ионизирует соответственно сильнее, чем релятивистская частица. Участок пробега, на котором заряженная частица ионизирует сильнее, чем релятивистская частица, пропорционален массе частицы. Поэтому тяжелые заряженные частицы на сравнительно большом отрезке своего пути являются сильно ионизирующими. Это обстоятельство и позволяет выделить их среди других частиц космических лучей.

§ 1. Толчки в ионизационных камерах

Для изучения тяжелых сильно ионизирующих частиц в космических лучах используются ионизационные камеры, пропорциональные счетчики (в том числе счетчики, наполненные BF_3 для выделения медленных нейтронов), камеры Вильсона и специальные фотопластинки с толстым эмульсионным слоем.

Сильно ионизирующая частица, попадая в ионизационную камеру, вызывает в ней толчок ионизации, величина которого определяется числом пар ионов, образованных частицей в газе камеры. Аналогичный ионизационный толчок получается и в том случае, если на камеру падает ливень из многих релятивистских частиц.

На рис. 53 приведен образец осциллографической записи тока в двух ионизационных камерах на движущейся ленте, полученной на высоте 3860 м над уровнем моря в работе [1]. Небольшие колебания тока обусловлены флуктуациями в числе релятивистских частиц, попавших в камеру за время собирания ионов, а резкий выброс — толчок, вызванный, по всей вероятности, появлением в объеме камеры одной или нескольких сильно ионизирующих частиц.

Отличить толчки, вызванные ливнями, от толчков, вызванных тяжелыми частицами, можно, исследуя форму импульса толчка, окружая

камеру счетчиками, включенными в годоскоп для определения числа счетчиков, сработавших одновременно с толчком в камере, а также из сопоставления числа толчков в различных камерах.

Представим себе для простоты рассуждения две плоские ионизационные камеры, расположенные в горизонтальной плоскости и отличающиеся друг от друга своими размерами в этой плоскости. Если толчки в этих камерах создаются тяжелыми частицами, то средняя величина толчка в большой и малой камерах будет почти одинакова, но число толчков в большой камере будет больше, чем в малой, во столько раз, во сколько площадь ее больше площади малой камеры.

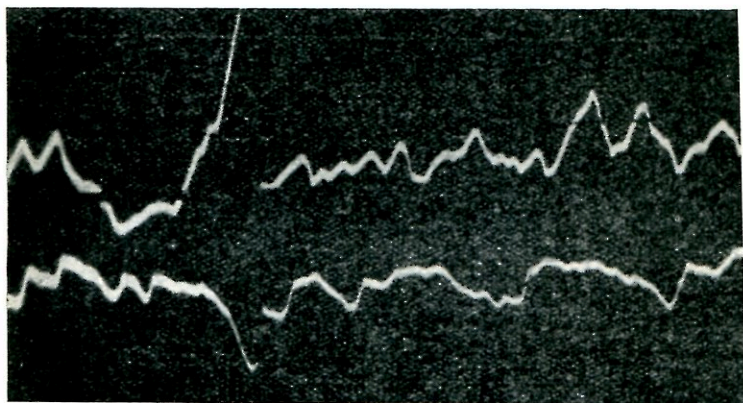


Рис. 53. Образец оциллографической записи тока в двух ионизационных камерах.

Лента движется справа налево,

Напротив, если толчки создаются ливнями из релятивистских частиц, поперечные размеры которых больше размеров камеры, то число толчков в обеих камерах будет одинаковым, но средние величины толчков будут относиться как площади камер.

Используя это рассуждение и сопоставляя данные, полученные различными наблюдателями, Д. В. Скобельцын впервые показал [2], что на уровне моря большая часть толчков в незащищенной ионизационной камере создается ливнями. Но уже на высоте в несколько тысяч метров соотношение получается обратным, и подавляющее число толчков оказывается вызванным тяжелыми частицами.

Соотношение между толчками, вызванными тяжелыми частицами, и толчками, вызванными ливнями, зависит не только от высоты места наблюдения, но и от давления газа в камере, условий рекомбинации ионов, объема камеры, толщины ее стенок и других причин. В камерах высокого давления основная часть толчков даже на больших высотах создается ливнями. Напротив, по оценкам Росси [3], в тонкостенной

ионизационной камере с давлением в несколько атмосфер на высоте 3000—4000 м около 98% всех толчков создается сильно ионизирующими тяжелыми частицами.

На рис. 54 приведено распределение толчков по величине по данным Кармайкла, полученным на уровне моря. Аналитически эти данные могут быть представлены с помощью формулы $N(>J) = N_0 J^{-k}$, где $k=4$ в области малых толчков. Результаты, полученные Кармайклом, показывают, что в области больших толчков k принимает значение, равное примерно 1,5. Однако вопрос о наличии

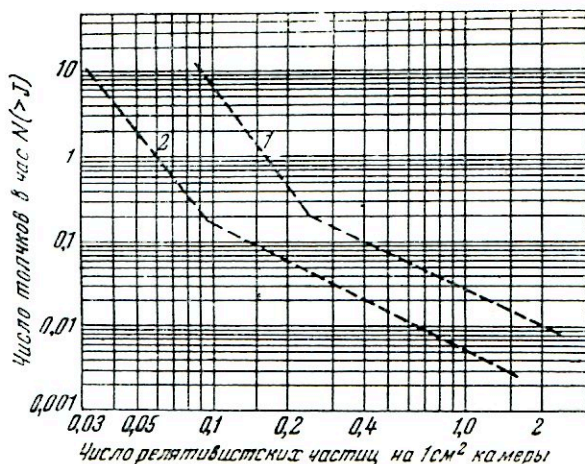


Рис. 54. Распределение толчков в ионизационной камере по величине.

По оси абсцисс отложена величина ионизации в произвольных единицах, по оси ординат — число толчков в 1 час с ионизацией большей некоторой заданной, кривая 1 получена с малой камерой, кривая 2 — с большой.

такого излома в спектре толчков и о его природе нельзя считать решенным.

Следует отметить, что, как правило, данные по числу толчков от тяжелых частиц в одиночной ионизационной камере относятся к толчкам с ионизацией, превышающей $2,0 \cdot 10^5$ пар ионов, поскольку толчки меньшей величины в основном вызываются α -частицами от радиоактивных загрязнений стенок и газа камеры.

Высотный ход толчков от сильно ионизирующих частиц может быть представлен в виде экспоненты $N(>J) = N_0 e^{-\mu x}$, где $\frac{1}{\mu} \sim 140$ г/см² воздуха.

Изучение с помощью ионизационных камер вопроса о поглощении частиц, вызывающих толчки, связано с существенными трудностями.

Дело в том, что при помещении фильтра над камерой в нем образуются ливни, создающие толчки и тем самым маскирующие переходный эффект для тяжелых частиц. Вместе с тем, малые энергии ливневых электронов в области максимума или за максимумом каскадной кривой приводят к тому, что переходный эффект для ливней сильно зависит от условий эксперимента (толщины стенок камеры, расположения и размеров фильтра и т. п.) и не может быть учтен количественно с достаточной степенью точности. То обстоятельство, что при наличии фильтра над ионизационной камерой тяжелые частицы могут появляться одновременно с ливнями, затрудняет выделение таких частиц по форме импульса. В связи с этими трудностями изучение переходных эффектов для тяжелых частиц с помощью ионизационных камер не привело к однозначному решению вопроса.

§ 2. Импульсы ионизации в пропорциональных счетчиках

Пропорциональный счетчик отличается от ионизационной камеры наличием газового усиления, получающегося за счет развития лавины электронов в самом счетчике. В результате при работе с пропорциональным счетчиком можно использовать радиотехнические усилители с меньшим усилением, чем в опытах с ионизационными камерами. Однако принципиальной разницы, с точки зрения регистрации тяжелых частиц, между этими двумя приборами нет. Некоторое преимущество у пропорционального счетчика получается лишь в том случае, если в установке имеется два или несколько пропорциональных счетчиков, включенных в схему совпадений. Наличие газового усиления позволяет использовать счетчики с малым количеством газа в них и, следовательно, с низкой чувствительностью к ливням. Ионизационные камеры с таким малым количеством газа потребовали бы столь большого усиления радиосхемами, что при этом сильно сказывался бы шум радиоламп и другие помехи, неизбежные в широкополосных усилителях с очень высоким коэффициентом усиления. От фона α -частиц при измерениях малых ионизаций с помощью пропорциональных счетчиков можно избавиться, используя два или несколько пропорциональных счетчиков, включенных в схему совпадений.

В § 1 главы V указывалось, что с помощью пропорциональных счетчиков, включенных в схему совпадений, в 1937 г. В. И. Векслером и Б. М. Исаевым было показано [4], что число сильно ионизирующих частиц, регистрируемых на высоте 4200 м, противоречит предположению о протонной природе всех частиц жесткой компоненты.

С. Я. Никитин использовал пропорциональный счетчик для изучения распределения частиц космических лучей [5] по ионизациям. Он помещал пропорциональный счетчик между двумя группами обычных счетчиков и, регистрируя тройные совпадения, выделял частицы, проходящие определенный путь внутри пропорционального счетчика. Тем самым он определял удельную ионизацию отдельных частиц. При этом

оказалось, что для частиц жесткой компоненты распределение по удельным ионизациям соответствует ожидаемому на основании расчетов флуктуаций потерь энергии заряженными частицами, выполненных Л. Д. Ландау [6] (см. рис. 18).

В дальнейшем этот метод изучения потерь энергии релятивистскими частицами в газе был использован В. Харитоновым [7], результаты которого также согласуются с расчетами по теории Л. Д. Ландау.

На рис. 55 показан схематический разрез двойного пропорционального счетчика, использованного А. Н. Горбуновым в опытах по тяжелым частицам в космических лучах [8]. Цилиндрический счетчик был разделен тонкой перегородкой на две половины, каждая из которых имела свою отдельную нить (анод).

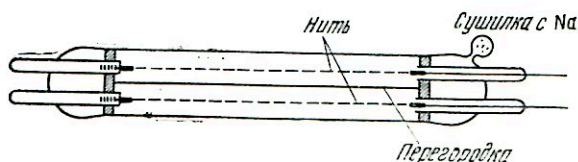


Рис. 55. Схематический разрез двойного пропорционального счетчика.

в большинстве опытов соответствовала $0,01 \text{ г/см}^2$ и, следовательно, α -частицы от радиоактивных загрязнений не могли вызывать совпадений. Напротив, тяжелые частицы из состава космических лучей с пробегом, большим $0,01 \text{ г/см}^2$, и удельной ионизацией, превышающей ионизацию, создаваемую релятивистской частицей, по крайней мере в 25—30 раз (для протонов это соответствует интервалу энергий от 2,5 до 10 Мэв), вызывали совпадения в обеих половинах счетчика и регистрировались установкой. Ливни регистрировались лишь в том случае, если на счетчик попадало не менее 25—30 релятивистских частиц. Столь плотные ливни даже из фильтра встречаются сравнительно редко и их можно выделить системой счетчиков, включенных в антисовпадательный канал усилителя.

С помощью этой установки А. Н. Горбунов на высоте 3860 м над уровнем моря произвел измерения зависимости числа тяжелых сильно ионизирующих частиц от толщины фильтра, окружавшего счетчик. Оказалось, что для свинца, начиная с толщины $\sim 16 \text{ см}$, эта зависимость может быть представлена в виде экспоненциальной кривой $N = N_0 e^{-\mu d}$, где $\frac{1}{\mu} \sim 500 \text{ г/см}^2$. При меньших толщинах наблюдался своеобразный переходный эффект, зависящий от геометрических условий опыта. (Характер этой зависимости в опытах А. Н. Горбунова остался невыясненным.) Ниже, в разделе об электронно-ядерных

ливнях, мы рассмотрим этот вопрос подробнее. Опыты А. Н. Горбунова подтвердили также первоначальные наблюдения В. М. Безотосного, М. Н. Щербаковой и М. И. Подгорецкого [9, 10] о связи сильно ионизирующих частиц с ливнями из релятивистских частиц.

§ 3. Другие методы регистрации сильно ионизирующих частиц

Вопрос о роли сильно ионизирующих частиц в космических лучах может изучаться также путем сопоставления среднего тока в ионизационной камере с числом проходящих через нее частиц, определенным с помощью счетчика. При этих измерениях приходится тщательно учитывать фон в ионизационной камере, а также то обстоятельство, что счетчик регистрирует попадающую на него группу ливневых частиц как одну частицу и тем самым дает преуменьшенное число частиц. При работе со счетчиками больших размеров эта поправка может оказаться весьма существенной.

Подобные сопоставления данных, полученных с помощью ионизационной камеры и счетчика, производились А. И. Алихановым, А. И. Алиханяном и их сотрудниками [11], О. Н. Вавиловым [12] и другими авторами. К сожалению, результаты, полученные различными авторами, не вполне согласуются между собой, но все же показывают, что на высотах 3000—4000 м ионизация от тяжелых частиц составляет примерно 10% от полной ионизации, производимой космическими лучами.

Качественно наличие медленных тяжелых частиц в космических лучах следует из наличия следов сильно ионизирующих частиц на фотографиях, полученных с помощью камеры Вильсона. Такие следы регистрировались всеми авторами, исследовавшими космические лучи методом камеры Вильсона. На рис. 56 приведена фотография следа сильно ионизирующей тяжелой частицы, полученная в камере Вильсона на высоте 3860 м.

По данным Броне [13] следы тяжелых частиц в камере Вильсона на высоте 3000—4000 м составляют примерно 1% от полного числа следов частиц космических лучей. Следует, однако, подчеркнуть, что количественные данные, полученные с помощью камеры Вильсона, могут быть подвергнуты серьезным сомнениям. Так, например, в опытах Хазена [14] и Поуэлла [15], в которых тяжелые частицы выбивались из свинцовых пластин, помещенных внутри камеры Вильсона, суммарная ионизация, произведенная тяжелыми частицами (с пересчетом на полное число тяжелых частиц, не вышедших из свинца), оказалась чуть ли не больше полной ионизации, созданной релятивистскими частицами, зафиксированными на тех же фотографиях. Повидимому, это должно быть объяснено тем, что эффективное время камеры Вильсона, т. е. время, в течение которого камера регистрирует прошедшие через нее частицы, для сильно ионизирующих частиц значительно больше, чем для релятивистских частиц. Кроме того,

вызывает сомнение пересчет от числа тяжелых частиц, вышедших из свинца, к полному числу тяжелых частиц.

Несмотря на подобные соображения количественного характера, качественно наличие небольшого числа сильно ионизирующих тяжелых

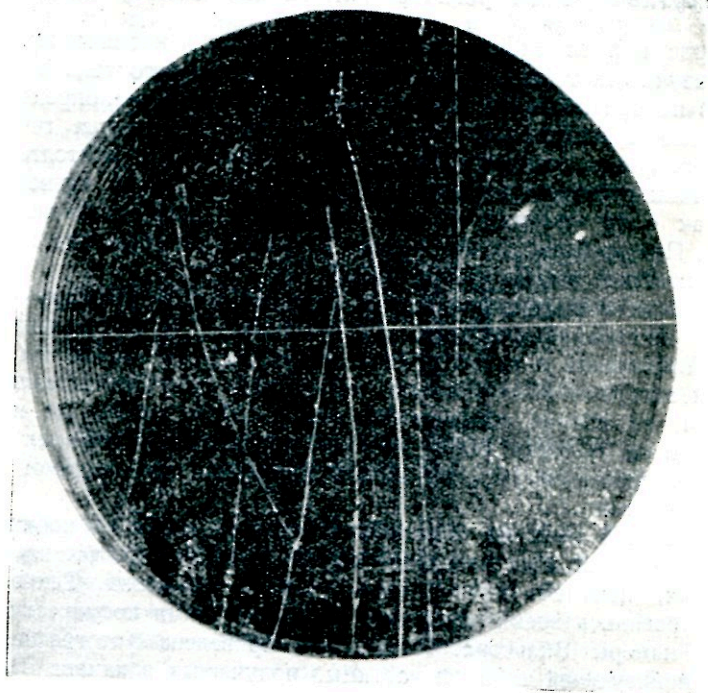


Рис. 56. Фотография следа сильно ионизирующей тяжелой частицы, полученная на высоте 3860 м в камере Вильсона.

частиц в космических лучах подтверждается в работах с камерой Вильсона с полной несомненностью.

§ 4. Метод толстослойных фотопластинок

Наиболее эффективным методом изучения сильно ионизирующих частиц и ядерных расщеплений в космических лучах является метод толстослойных фотопластинок.

Как известно, открытие радиоактивности было сделано Беккерелем в 1896 г., когда он заметил, что уран испускает излучение, вызывающее почернение фотопластинок. В дальнейшем было обнаружено, что α -частица делает способным к проявлению цепочку зерен

бромистого серебра, входящего в состав фотографической эмульсии, через которые она проходит. Тем самым была установлена возможность изучать прохождение через эмульсию отдельных сильно ионизирующих частиц.

Однако этот метод не получил сколько-нибудь широкого распространения до тех пор, пока Л. В. Мысовский не предложил фотопластинки, специально изготовленные для регистрации ионизирующих частиц [16]. Им и его учениками, в особенности А. П. Ждановым [17], были изготовлены фотопластинки с толщиной эмульсионного слоя

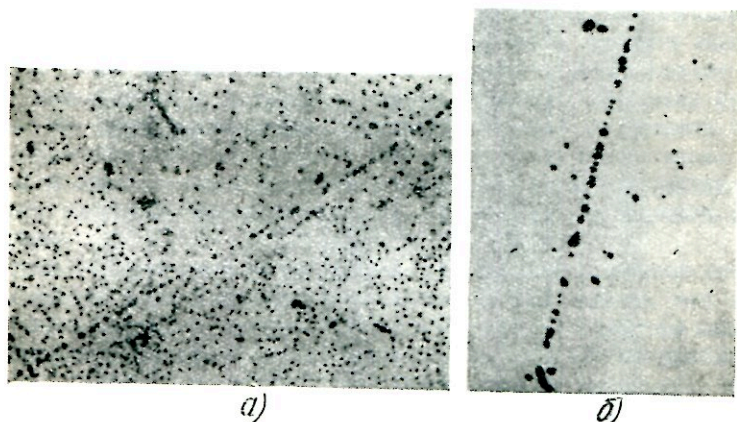


Рис. 57. *а* — след протона, *б* — след α -частицы в эмульсии толстослойной фотопластинки (увеличение примерно в 200 раз).

в 100 μ , регистрировавшие в виде цепочек проявленных зерен не только α -частицы, но и медленные протоны. На рис. 57 приведены типичные микрофотографии следов протонов и α -частиц, полученные А. П. Ждановым в изготовленных им фотопластинках [18].

За последние годы техника изготовления фотопластинок для ядерных исследований развивалась особенно быстро и плодотворно. В результате, начиная с 1949 г., за границей выпускаются фотопластинки с очень большой концентрацией бромистого серебра (до 86% по весу) и столь высокой чувствительностью, что в них получают совершенно отчетливые цепочки зерен (следы), образуемые даже релятивистскими частицами.

На рис. 58 воспроизведены микрофотографии ядерных расщеплений со следами релятивистских частиц.

Эти успехи сделали метод толстослойных фотопластинок одним из важнейших методов не только физики космических лучей, но и ядерной физики вообще. Именно с его помощью в последние годы был сделан ряд крупных открытий.

Как видно из приведенных фотографий, картина следов в эмульсии толстослойных фотопластинок очень близка к картине, получаемой с помощью камеры Вильсона. Поэтому фотопластинки, как и камера Вильсона, особенно удобны для исследования отдельных

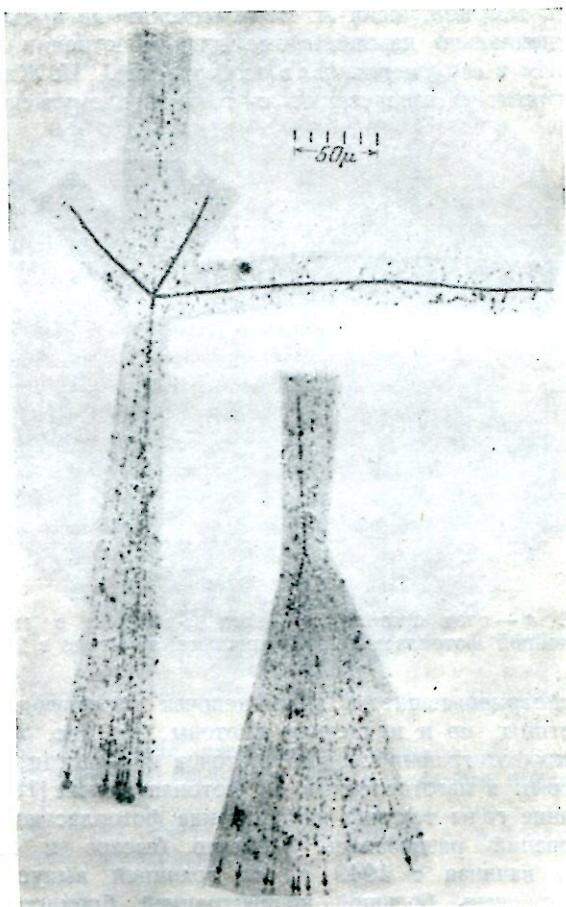


Рис. 58. Микрофотографии ядерных расщеплений со следами релятивистских частиц (увеличение в 200 раз).

элементарных актов, вызываемых частицами космических лучей. Следует, однако, подчеркнуть, что между обими методами есть и существенная разница. Эффективное время камеры Вильсона измеряется сотыми, в редких случаях десятими долями секунды. Поэтому процессы разделенные временным интервалом, бóльшим эффективного времени,

камеры, не фиксируются на одной фотографии. Это позволяет устанавливать одновременность или, наоборот, отсутствие одновременности различных актов. Камера Вильсона может быть сделана управляемой, т. е. расширение ее можно сочетать с другими процессами, например, широкими атмосферными ливнями, прохождением проникающих частиц и т. п. Камера Вильсона может также наполняться различными газами и в нее могут помещаться пластины из разных веществ. Наконец, большие размеры камеры Вильсона позволяют исследовать процессы распада быстрых частиц, протекающие со временем жизни 10^{-9} — 10^{-10} сек.

Фотопластинки, напротив, непрерывно регистрируют попадающие на них частицы, и «разрешающее время» их равно времени экспозиции. Это дает возможность находить и изучать такие редкие процессы, зафиксировать которые с помощью камеры Вильсона крайне трудно. Но зато изучение распределения явлений во времени с помощью фотопластинок по крайней мере весьма затруднительно. Малый вес и сравнительная простота в обращении делают фотопластинки особенно удобными для исследований, проводимых в верхних слоях атмосферы.

Весьма существенной и во многих случаях очень ценной особенностью метода толстослойных фотопластинок является то, что с помощью этих пластинок получается микроскопическая картина явления. Это позволяет измерять столь малые углы между направлениями движения частиц или пробеги их, определяемые распадом, какие нельзя измерить ни в камере Вильсона, ни тем более с помощью счетчиков.

Наконец, в настоящее время в эмульсии фотопластинок начали вводить крупинки или проволоочки из различных элементов [19—21] и благодаря этому исследовать процессы, происходящие при взаимодействии частиц с определенными ядрами, а не с набором ядер в эмульсии сложного состава.

Приведенное сопоставление возможностей обоих методов показывает, что метод фотопластинок, несмотря на свои огромные возможности, не может во всех случаях заменить камеру Вильсона.

При рассмотрении результатов исследования космических лучей с помощью фотопластинок следует иметь в виду ряд особенностей этого метода. Фотопластинки, применяемые для этих целей, отличаются большой толщиной эмульсионного слоя. Теперь в большинстве случаев толщина эмульсии фотопластинок составляет 200—300 μ , а в отдельных работах, выполненных в последнее время, доходит до 600 μ и даже более*). Если такие пластинки проявлять обычными методами, то неизбежно возникает большая неравномерность проявления по глубине слоя.

*) В обычных фотопластинках, употребляемых, например, для портретной фотографии, толщина эмульсионного слоя приближается к 10 μ .

В связи с этим в последнее время было предложено два приема, позволяющих свести эту неравномерность к минимуму. Первый прием (температурный) состоит в том, что фотопластинку сначала погружают в проявитель при такой низкой температуре, что процесс проявления практически не происходит. После того как проявитель пропитал всю толщу эмульсии, пластинку переносят в проявитель при нормальной температуре и процесс проявления проходит по всей толще эмульсии обычным путем. Второй метод (метод двух ванн) состоит в том, что проявитель разделяется на два раствора, которые действуют только совместно. Пластинку опускают в первый раствор и дают ему пропитать всю эмульсию; затем пластинку погружают в ванну со вторым раствором, быстро проникающим в уже разбухшую эмульсию, наличие которого и обуславливает начало процесса проявления. Температурный метод позволяет получить практически равномерное проявление даже очень толстых эмульсионных слоев.

При фиксировании пластинок из эмульсии вымывается большое количество неразложившегося бромистого серебра. Поэтому в результате фиксирования и последующей сушки толщина эмульсионного слоя уменьшается по сравнению с непроявленной эмульсией в два-три раза. Это приводит к искажению углового распределения следов и должно учитываться при обработке пластинок.

Для проведения опытов по изучению космических лучей методом фотопластинок весьма существенное значение имеет учет так называемой фоторегрессии. Ионизирующая частица, проходя в эмульсии через зерна бромистого серебра, выделяет атомарное серебро и делает зерна способными к проявлению. Однако с течением времени атомарное серебро вновь превращается в бромистое, зерна теряют способность к проявлению и скрытое изображение следа частицы исчезает.

Скорость исчезновения скрытого изображения оказывается существенно различной для разных сортов эмульсий, возрастает с увеличением температуры и очень сильно зависит от влажности эмульсии и окружающего воздуха [22]. Особенно важно учитывать фоторегрессию при длительных экспозициях. Для некоторых сортов эмульсий экспонирование свыше недели теряет смысл, так как за этот срок полностью исчезают скрытые изображения следов частиц. Наличие фоторегрессии может привести к тому, что след одной из нескольких одновременно прошедших частиц исчезнет, а следы других частиц останутся, но с уменьшенной плотностью зерен, может казущимся образом измениться пробег частицы в эмульсии и т. п. Недоучет явления фоторегрессии в значительной мере обесценивает первые работы по определению высотного хода сильно ионизирующих частиц космических лучей методом фотопластинок, так как они экспонировались на разных высотах различное время и влияние фоторегрессий по-разному сказались на различных пластинках.

§ 5. Определение массы частиц по их следам в эмульсии толстослойных фотопластинок

По следам частиц в эмульсии толстослойных фотопластинок можно определить энергию и массу этих частиц, подобно тому как это делается с помощью камеры Вильсона.

Ионизирующая частица, проходя через зерна бромистого серебра эмульсии, делает некоторые из них способными к проявлению. Вероятность проявления данного зерна в конечном счете определяется ионизацией, создаваемой частицей внутри зерна и свойствами эмульсии. Поэтому для данной эмульсии число проявленных зерен на единице длины следа частицы является мерой ионизации, создаваемой частицей (аналогично числу капелек тумана в следе частицы в камере Вильсона). Измерив пробег частицы в эмульсии и число зерен на некотором участке пробега, можно определить массу частицы так же, как это делается по пробегу и ионизации, измеренным с помощью камеры Вильсона.

Но при анализе данных, полученных с фотопластинками, следует иметь в виду, что процессы, происходящие в эмульсии, значительно сложнее, чем образование капелек тумана в камере Вильсона. Помимо статистических флуктуаций, в эмульсии может происходить регрессия, слипание зерен в конгломераты и сплошные колонки, сильно затрудняющие подсчет зерен, неравномерное проявление по глубине, помехи из-за общего фона проявленных зерен, могут образовываться местные дефекты, приводящие к искажению истинного числа зерен и т. п. Поэтому к количественным выводам, сделанным на основании изучения небольшого числа следов в эмульсии толстослойных фотопластинок, следует относиться с надлежащей осторожностью.

Практически для уменьшения влияния различных погрешностей при определении массы частиц по плотности проявленных зерен и пробегу в эмульсии обычно подсчитывают не число зерен на малом участке пробега, в пределах которого скорость частицы можно считать постоянной, а полное число зерен в зависимости от длины остаточного пробега. Поскольку dE/dx определяется только скоростью частицы и не зависит от ее массы, плотности зерен на следах одинаково заряженных частиц, движущихся с равными скоростями, будет одинаковой. Но участки пробега для двух частиц с разными массами, на которых происходит одинаковое уменьшение скорости, пропорциональны их массам. Поэтому для суммарного числа проявленных зерен N_1 и N_2 на следах двух частиц с массами M_1 и M_2 , образованных на остаточных пробегах R_1 и R_2 , имеет место соотношение

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{R_1}{R_2} = \frac{M_1}{M_2},$$

где R_1/R_2 — отношение остаточных пробега, отсчитанных от таких точек следов обеих частиц, в которых они движутся с одинаковыми скоростями.

При определении массы частицы надо сопоставить полученную для нее кривую $N = f(R)$ с подобной кривой для частицы с известной массой и найти на них точки, соответствующие одинаковым скоростям. Тогда отношение остаточных пробегов или чисел зерен на них даст отношение масс обеих частиц. Для определения таких точек для обоих следов на графике строится зависимость $\lg N$ от $\lg R$. Прямая, идущая под углом 45° к осям, для которой $\lg N = \lg R$, будет пересекать обе кривые $\lg N = \varphi(\lg R)$ в точках, соответствующих таким остаточным пробегам обеих частиц, для которых скорости их равны.

На рис. 59 представлен график зависимости $\lg N$ от $\lg R$ для протона и π^+ -мезона, взятый из работы [23]. В точках a и b скорости обеих частиц равны. Из графика видно, что по этим данным масса протона приблизительно в 6,4 раза больше массы π^+ -мезона.

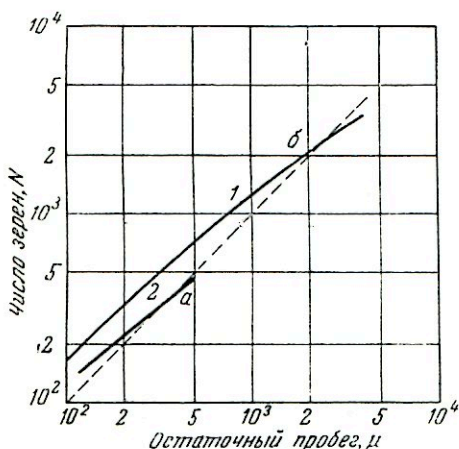


Рис. 59. Зависимость $\lg N$ от $\lg R$ для протонов (кривая 1) и π^+ -мезонов (кривая 2).

Помимо определения массы частицы по числу зерен и пробегу, с помощью толстослойных фотопластинок массу частицы можно определять также и по кривизне пути в магнитном поле (до попадания частицы в эмульсию) и пробегу, по кривизне пути и плотности зерен (ионизация) и т. п.

Специфическим методом для толстослойных фотопластинок является определение массы заряженных частиц по рассеянию их в эмульсии и остаточному пробегу или по рассеянию и числу зерен.

При прохождении через эмульсию заряженные частицы движутся в электрическом поле ядер атомов эмульсии и отклоняются им. Элементарный акт такого рассеяния описывается известными формулами Резерфорда или Мотта. Согласно этим формулам вероятность рассеяния пропорциональна $1/\sin^4 \frac{\vartheta}{2}$, где ϑ — угол, на который отклоняется частица в результате одного акта рассеяния. Отсюда видно, что вероятность рассеяния резко возрастает с уменьшением угла рассеяния. Направления рассеяния, конечно, равновероятны, но при движении частицы с небольшой скоростью в эмульсии рассеяние на малые углы происходит настолько часто, что в результате большого числа малых отклонений след частицы заметно искривляется.

Рассмотрев рассеяние со статистической точки зрения, Бете показал [24], что распределение значений малых углов отклонения α при прохождении частицей слоя t вещества близко к гауссовскому. В эмульсии средний угол отклонения $\bar{\alpha}$ (угол между двумя касательными к проекции следа на плоскость пластинки), обусловленный большим числом актов рассеяния на малые углы (многократное рассеяние) при длине пути частицы, равном t , определяется следующей формулой:

$$\bar{\alpha} = \frac{a \sqrt{t} \sqrt{\sum_i N_i Z_i^2}}{M \beta^2 c^2 \gamma} \varphi.$$

Здесь N_i и Z_i — число атомных ядер на единицу объема эмульсии и их заряд, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, a — численный коэффициент и φ — медленно меняющаяся функция энергии частицы, зависящая от параметров эмульсии. Для частиц с $\beta \ll 1$

$$\bar{\alpha} = c \frac{\sqrt{t}}{E}.$$

Отсюда видно, что, определив по числу зерен или пробегу скорость движения частицы и измерив $\bar{\alpha}$ для данного отрезка пути t , можно найти массу частицы *).

С помощью этих методов было, в частности, установлено, что в космических лучах среди сравнительно медленных сильно ионизирующих частиц встречаются не только протоны, но и некоторое число α -частиц, дейтронов, тритонов и мезонов **). В последнее время этими методами были получены указания на существование в космических лучах очень небольшого числа частиц с массой, приближающейся к $1000 m_0$ ***).

§ 6. Ядерные расщепления, вызываемые космическими лучами

Уже в первых опытах по изучению космических лучей методом фотопластинок в 1937 г. Блау и Вамбахер установили, что частицы космических лучей вызывают специфические ядерные расщепления [27]. На рис. 60 показана типичная микрофотография такого расщепления. Из одного центра, повидимому, ядра атома брома или серебра

*) Разумеется, при определении параметров частицы по рассеянию необходимо принять соответствующие меры предосторожности и убедиться в том, что искривление следа обусловлено действительно рассеянием, а не искажениями в эмульсии при ее обработке, и другими побочными факторами.

***) К важному и интересному выводу о наличии в космическом излучении на высоте 3200 м над уровнем моря заметного числа вторичных дейтронов и еще более тяжелых частиц с энергиями в несколько сот миллионов электрон-вольт на основании своих опытов с масс-спектрометром пришли также А. И. Алиханян и его сотрудники [25, 26].

***) См. об этом следующую главу.

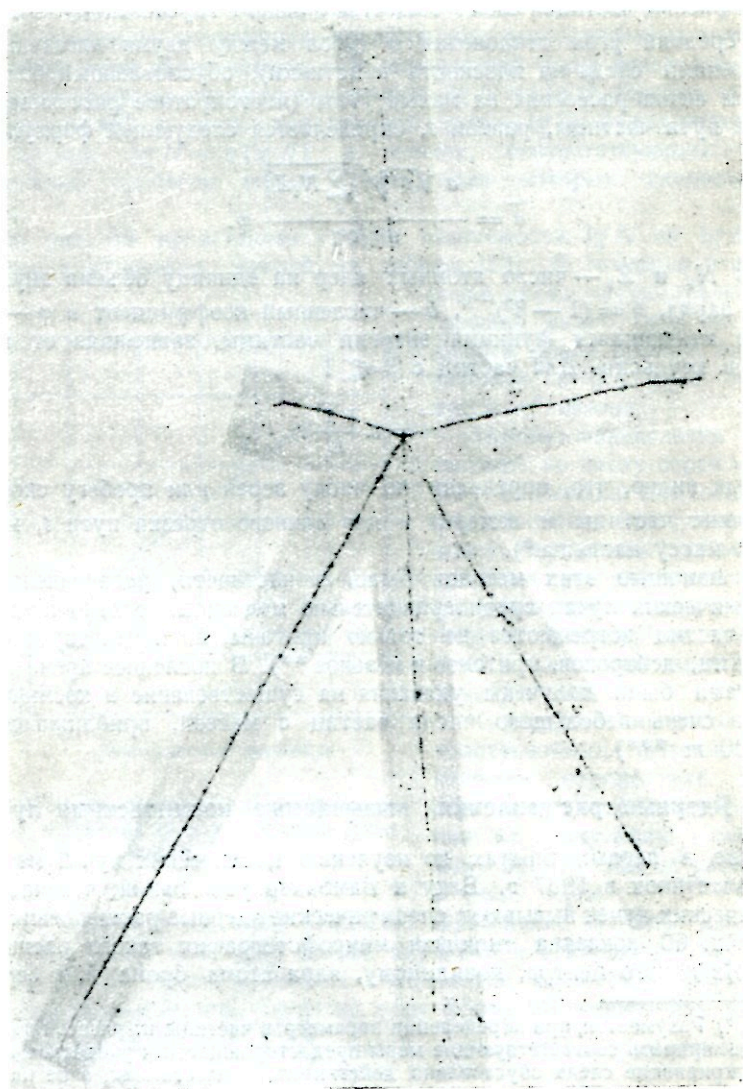


Рис. 60. Микрофотография картины ядерного расщепления в толстослойной фотопластинке (увеличение ~ 200 раз).

в разные стороны вылетают шесть сильно ионизирующих частиц. Расщепления такого типа принято называть «звездами». Аналогичные картины получены также и с помощью камеры Вильсона. На рис. 61

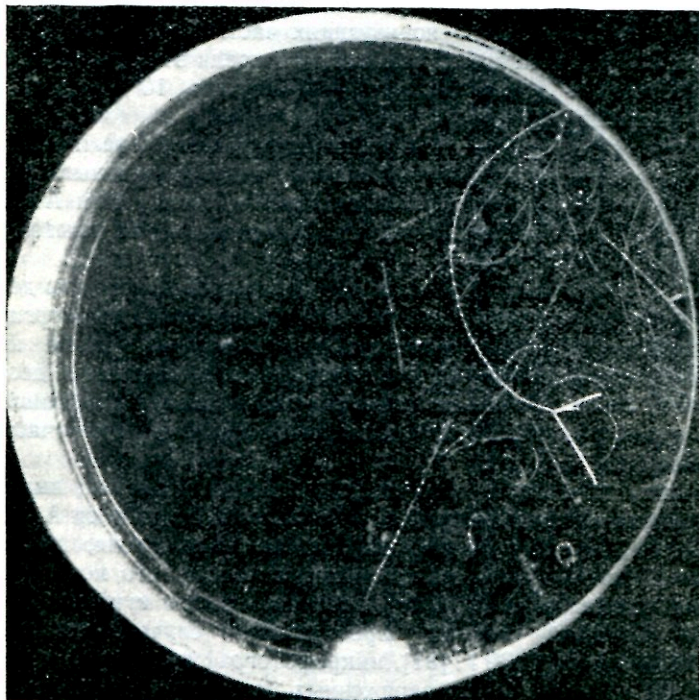


Рис. 61. Фотография «звезды», образованной π^- -мезоном, полученная в камере Вильсона с магнитным полем.

приведена фотография звезды, полученная в камере Вильсона с магнитным полем.

Характерным для звезд является более или менее изотропное распределение в пространстве вылетающих сильно ионизирующих частиц. Очевидно, это является следствием того, что частица, создающая звезду, обладает сравнительно малой энергией и, влетая в ядро, отдает ее на «нагревание» всего ядра. Получившееся возбужденное ядро «высвечивает» энергию возбуждения за счет «испарения» некоторого числа протонов и нейтронов*). В легких ядрах, как известно, число

*) Рассматривая «звезды» в эмульсиях фотопластинок, следует иметь в виду, что вследствие свойства пластинок суммировать процессы во времени последовательный радиоактивный распад с испусканием α -частиц может

протонов равно числу нейтронов. В тяжелых же ядрах отношение числа нейтронов к числу протонов приближается к $3/2$. В связи с этим в работах по звездам обычно принимается, что число вылетевших нейтронов и их суммарная энергия примерно в 1,25 раза превышает число и энергию протонов, образовавшихся в звезде.

Анализ состава сильно ионизирующих частиц с $J > 7J_{\text{мин}}$, вылетающих при образовании звезд, показал, что среди этих частиц примерно 50% составляют протоны, 30% — α -частицы, 10% — дейтроны и 3—4% — тритоны [28].

Как уже указывалось, к аналогичному выводу о наличии в космических лучах сравнительно большого числа вторичных дейтронов с энергиями в сотни миллионов электрон-вольт пришли А. И. Алиханян и его сотрудники [25—26] на основании своих опытов с масс-спектрометром.

Вопрос о причинах появления большого числа α -частиц, дейтронов и тритонов с энергиями, значительно превышающими энергии связи этих частиц, остается невыясненным. На первый взгляд кажется, что, например, дейтрон при вылете из ядра с энергией в десятки и, тем более, сотни миллионов электрон-вольт должен разваливаться на протон и нейтрон. Между тем опыт показывает, что очень часто этого не происходит.

Больших успехов в изучении ядерных расщеплений, вызываемых космическими лучами в эмульсии фотопластинок, добился А. П. Жданов [18, 29, 30]. Ему удалось наблюдать расщепления, при которых вылетает столь большое число заряженных частиц, что можно говорить о полном расщеплении ядра на составляющие его нуклоны.

Еще больший интерес представляет случай, обнаруженный А. П. Ждановым в 1939 г. [31], микрофотография которого изображена на рис. 62. Полное число заряженных частиц, вылетевших из зерна бромистого серебра, превышает 100, т. е. больше, чем содержится протонов даже в ядре атома урана. С другой стороны, по плотности проявленных зерен на следах и по их пробегу можно заключить, что большая часть следов вызвана протонами, а остальные принадлежат α -частицам. Значительная часть вылетевших частиц имеет пробег,

имитировать «звезды». Так, например, если в эмульсию попадает атом радона, то, распадаясь и последовательно превращаясь в RaA, RaB, RaC и т. д., этот атом за сравнительно короткое время может испустить четыре α -частицы, образуя ложную звезду.

Поскольку α -частицы радиоактивных веществ обладают пробегами, меньшими 10 см нормального воздуха ($\sim 50 \mu$ эмульсии), за звезды, вызванные космическими лучами, обычно принимают только такие случаи, когда хотя бы одна из частиц звезды имеет пробег в эмульсии, превышающий, при пересчете на воздух, 10 см воздуха. Аналогичный отбор делается и в отношении одиночных частиц. При этом из учета выпадает и некоторое количество звезд, а также и одиночных частиц, вызванных космическими лучами, но зато рассматриваемые звезды и одиночные частицы заведомо не могут быть вызваны радиоактивными загрязнениями.

больший 10 см нормального воздуха, и следовательно, описываемый случай не может быть отнесен за счет радиоактивных загрязнений. Вряд ли можно предполагать, что в данном случае имело место рождение сравнительно медленных протонов за счет кинетической энергии частицы, вызвавшей расщепление. Поэтому приходится заключить, что здесь мы имеем дело с последовательным расщеплением нескольких соседних ядер. Частицы, вылетевшие при одном расщеплении, вызвали расщепление других ядер и т. д. В пользу такого предположения говорит то, что вокруг основного расщепления на той же фотопластинке наблюдается значительное число небольших звезд из двух-трех частиц. Число таких звезд во много раз больше среднего, зафиксированного на той же партии пластинок.

Как мы уже отмечали, чрезвычайно существенным усовершенствованием метода толстослойных фотопластинок явилась разработка эмульсий, регистрирующих следы релятивистских частиц. Использование таких эмульсий дает возможность изучать не только сильно ионизирующие частицы,

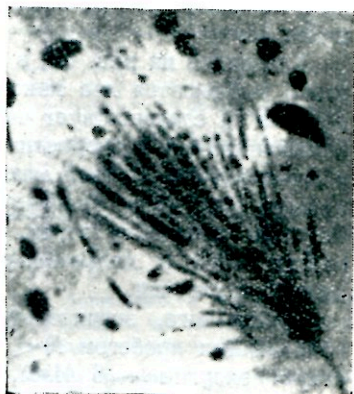


Рис. 62. Ядерное расщепление с большим числом частиц.

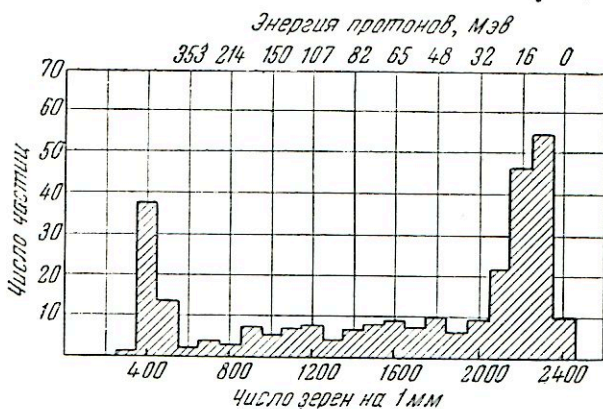


Рис. 63. Типичное распределение следов частиц, связанных со звездами, по плотности проявленных зерен.

вылетающие при расщеплениях, но и получать полную картину расщеплений.

На рис. 63 приведено распределение по плотностям проявленных зерен бромистого серебра для следов частиц в звездах, полученное

Поуэллом на высоте 3300 м [32]. По оси ординат отложено число следов, по оси абсцисс — число зерен на 1 мм длины следа, а также энергия протона, создающего данную плотность зерен в использованной эмульсии. При обработке учитывались только следы с длиной, превышающей 300 μ , входящие в состав звезд с числом частиц не менее семи.

Как видно из рис. 63, в распределении следов по плотностям зерен резко выделяются два максимума. Один из них (при плотности зерен 400 мм^{-1}) соответствует частицам, движущимся со скоростями, приближающимися к скорости света и создающими ионизацию, близкую к минимальной. Второй максимум относится к частицам, обладающим малыми энергиями. Рассматривая эти частицы, необходимо учитывать, что при плотности зерен, близкой к 2400 мм^{-1} , зерна сливаются между собой и дальнейшее увеличение плотности не регистрируется данной эмульсией.

Кроме того, значительная доля частиц с небольшими энергиями, обладающих пробегом $R < 300 \mu$ эмульсии (для протона это соответствует энергии $\sim 6 \text{ Мэв}$), вообще не учитывалась при построении этого графика. Поэтому в области малых энергий кривая, приведенная на рис. 63, не отражает истинного распределения частиц по энергиям.

На основании своих данных Поуэлл предлагает различать три типа следов частиц из звезд: «тонкие или ливневые следы» с ионизацией, меньшей 1,5 $J_{\text{мин}}$ (менее 16 зерен серебра на 50 μ *), «серые следы» с ионизацией от 1,5 $J_{\text{мин}}$ до 5 $J_{\text{мин}}$ (от 16 до 80 зерен на 50 μ) и «черные следы» с ионизацией, большей 5 $J_{\text{мин}}$ (более 80 зерен на 50 μ). Тонкие следы соответствуют левому максимуму рис. 63, черные следы — правому максимуму и серые следы — промежуточному положению между двумя максимумами.

Основная часть тонких следов создается либо образовавшимися в этих расщеплениях мезонами с энергией, большей 80 Мэв , либо протонами с энергией, большей 500 Мэв . Большая часть серых следов вызвана протонами с энергией от 25 до 500 Мэв . Около 20% таких следов создается π -мезонами с энергией, меньшей 80 Мэв , и сравнительно небольшая часть — дейтронами и тритонами. Черные следы вызываются протонами, дейтронами, тритонами и α -частицами с энергиями, меньшими 25, 60, 75 и 800 Мэв соответственно.

Соотношение между числом черных и серых следов зависит от энергии или общего числа сильно ионизирующих частиц, выделяющихся в звезде. Для звезд с общим числом сильно ионизирующих частиц, равным 4—5, серые следы составляют около 12%; для звезд с общим числом сильно ионизирующих частиц, равным 16—24, серые следы

*) Цифры для числа проявленных зерен соответствуют, конечно, только определенному типу эмульсии.

составляют, почти 30%. На рис. 64 эта зависимость представлена графически.

Большая часть ядерных расщеплений, вызванных космическими лучами, представляет собой звезды с малым числом частиц. На рис. 65 приведено распределение звезд по числу частиц, найденное в работе [32] на высоте 3300 м над уровнем моря с помощью пластинок, регистрирующих только сильно ионизирующие частицы. Сопоставляя данные рис. 64 и 65, мы видим, что доля частиц, образующих серые следы в общем числе частиц из звезд, составляет всего несколько процентов. Но, поскольку каждая частица, образующая серый след, имеет значительно большую энергию, чем частица, образующая черный след, доля в общей энергии звезд, приходящаяся на частицы с большой энергией, в среднем, повидимому, достигает десятков процентов.

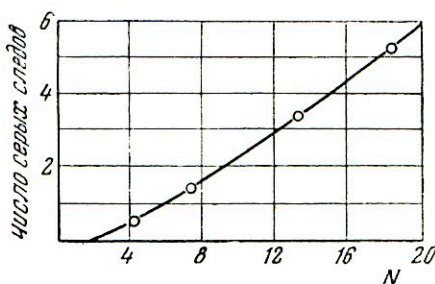


Рис. 64. Зависимость числа серых следов от общего числа сильно ионизирующих частиц в звезде.

По оси абсцисс отложено полное число сильно ионизирующих частиц в звезде.

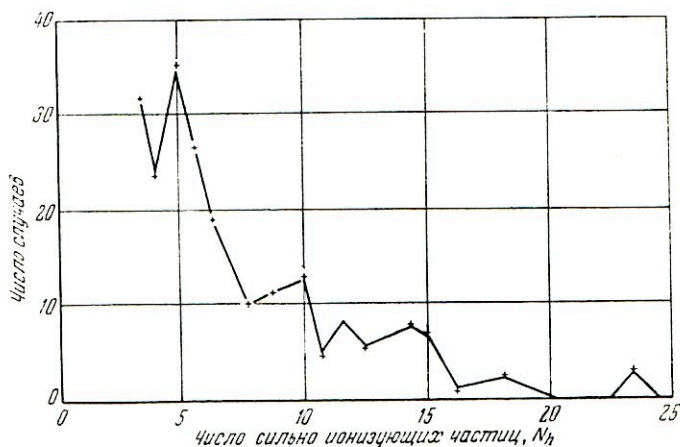


Рис. 65. Распределение звезд по числу частиц.

По оси абсцисс отложено число сильно ионизирующих частиц, создающих черные следы.

На рис. 66 представлено распределение звезд по выделяющейся в них энергии, полученное Поуэллом на высоте 3300 м. При этом принималось, что нейтроны уносят в среднем в 1,25 раза больше энергии, чем заряженные частицы. При построении графика рис. 66

учитывались также и серые следы. Тонкие следы во внимание не принимались, поскольку число их относительно невелико даже по сравнению с серыми следами, а энергия, переносимая соответствующими частицами, в подавляющем большинстве случаев остается неопределенной.

Как видно из рис. 66, для основной части звезд выделяющаяся энергия не превосходит нескольких сотен миллионов электрон-вольт.

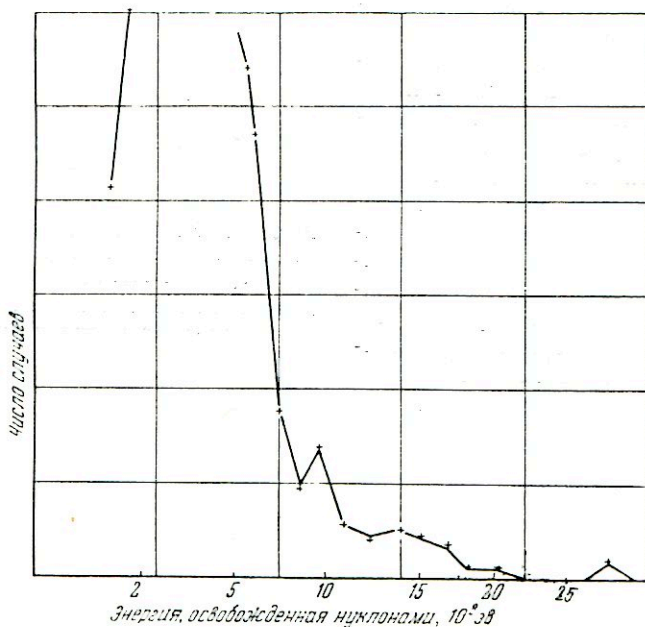


Рис. 66. Распределение звезд по выделяющейся в них энергии.

Для небольших звезд распределение по полной выделившейся энергии приближенно может быть представлено в виде

$$N(E) dE = A \frac{dE}{E^{\gamma}},$$

где $\gamma \approx 2,6-2,7$.

Для звезд с числом частиц $N_h > 7$, у которых ионизация превышает минимальную в 1,5 и более раз, полная энергия может быть представлена следующей эмпирической формулой [32]:

$$E (\text{Мэв}) = 37N_h + 4N_h^2.$$

По предложению Поуэлла и др. [32] в литературе в настоящее время все чаще используется следующая классификация звезд

в эмульсиях фотопластинок. Звезда обозначается формулой с двумя слагаемыми: первое слагаемое указывает число сильно ионизирующих частиц (черные и серые следы), вылетевших из точки возникновения звезды; второе слагаемое характеризует число быстрых или «ливневых» частиц в звезде (тонкие следы). При втором слагаемом стоит буква n или p , обозначающая, какой частицей генерирована звезда [неионизирующей (n) или ионизирующей (p)]. Так, например (рис. 67),

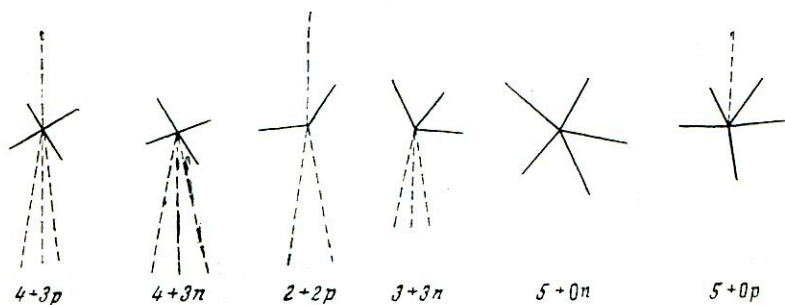


Рис. 67. Классификация звезд в эмульсиях фотопластинок.

$4+3p$ означает, что в звезде, образованной ионизирующей частицей, имеется четыре сильно ионизирующие и три релятивистские частицы; $3+3n$ означает, что звезда образована неионизирующей частицей и состоит из трех сильно ионизирующих и трех релятивистских частиц и т. д. При этом первичными частицами, генерирующими данное расщепление, считаются такие частицы, следы которых удовлетворяют следующим условиям: 1) плотность зерен вдоль следа меньше 16 на 50μ (т. е. частица является релятивистской), 2) след лежит в верхней полусфере, 3) импульс частицы примерно совпадает по направлению с результирующим импульсом вторичных частиц, 4) энергия генерирующей частицы, оцененная по ее рассеянию в эмульсии, должна быть достаточно высока для образования данного расщепления. Нет никакого сомнения, что в подавляющем большинстве случаев следы, удовлетворяющие этим критериям, действительно вызваны генерирующими частицами.

Угловое распределение частиц в звездах явилось предметом многочисленных исследований. По данным Поуэлла [32], а также и других авторов, угловое распределение черных следов является практически изотропным. Серые следы имеют довольно отчетливо выраженное направление сверху вниз; направленность тонких следов выражена еще более отчетливо, и они в основном сосредоточены в сравнительно узком конусе, ось которого близка к направлению движения первичной частицы, вызвавшей расщепление.

Абсолютное число звезд и одиночных сильно ионизирующих частиц, регистрируемых фотопластинками, сильно зависит от высоты места наблюдения. Приблизительно, как уже указывалось, эта зависимость может быть представлена в виде экспоненты $N_{зв} = N_0 e^{-\mu p}$, где p — давление воздуха в $г/см^2$ и $\frac{1}{\mu} \approx 140 г/см^2$.

На высоте 3500 м над уровнем моря при толщине эмульсии 100 μ наблюдается $\sim 2 \cdot 10^{-5}$ звезды $\cdot см^{-2} \cdot мин^{-1}$, причем учитывают звезды с числом частиц большим трех и с пробегом частиц большим 10 см эквивалентного воздуха. Необходимо при этом отметить, что структура звезд несколько меняется с высотой места наблюдения. На больших высотах средняя энергия, приходящаяся на одну частицу в звезде, и среднее число частиц несколько увеличиваются.

§ 7. Переходный эффект и природа частиц, вызывающих звезды

Использование толстослойных фотопластинок является хорошим методом для изучения переходных эффектов и поглощения частиц, вызывающих звезды. С этой целью фотопластинки окружаются фильтрами из различных веществ, погружаются в воду и т. д. Однако до сих пор вопрос о переходном эффекте для звезд и тяжелых частиц остается невыясненным, так как результаты, полученные разными авторами, расходятся друг с другом. Так, в опытах А. П. Жданова [33], а также Гайтлера и Поуэлла [34], проведенных на высоте 3000—4000 м над уровнем моря, помещение над фотопластинками 1,5—2 см свинца приводит к увеличению числа одиночных сильно ионизирующих частиц и звезд. Дальнейшее увеличение толщины свинца резко уменьшает число сильно ионизирующих частиц. Кривая переходного эффекта для тяжелых частиц получается весьма похожей на переходную кривую Росси для частиц электронно-фотонных ливней. На этом основании напрашивается предположение о том, что образование сильно ионизирующих частиц в какой-то мере связано с мягкой компонентой и, в частности, с фотонами.

К аналогичным выводам о наличии для звезд и одиночных сильно ионизирующих частиц переходного максимума при толщине свинца, соответствующей 20 $г/см^2$, приходит на основании своих опытов с фотопластинками, экспонированными на горах, Л. Томашкова [35]. По ее данным, величина максимума для звезд достигает 15%, а для одиночных частиц даже 30% по сравнению со значением, получаемым по экспоненциальной кривой поглощения.

Но, с другой стороны, опыты Г. Е. Беловицкого и Л. В. Сухова [36], а также Бернардини и др. [37] не подтвердили данных о наличии столь резко выраженного максимума в числе тяжелых частиц и звезд при помещении над пластинками небольших толщин свинца.

Данные об эффективном сечении образования звезд фотонами, полученные в опытах на ускорителях, также противоречат представлению о том, что значительная часть звезд в космических лучах образуется фотонами.

Переходный эффект для звезд и одиночных сильно ионизирующих частиц на больших высотах, наблюдающийся при помещении вблизи фотоэмульсий различных толщин свинца, обстоятельно изучался Ж. С. Такибаевым [38]. При этом он обнаружил существенное увеличение числа наблюдаемых звезд и одиночных частиц при возрастании толщины свинца до 1,8 см (наблюдения для больших толщин свинца им не проводились). На основании сделанного анализа Ж. С. Такибаев приходит к выводу, что найденный им подъем кривой, представляющей переходный эффект, может быть объяснен с помощью существующих представлений о взаимодействии с ядрами нейтронов, протонов и π -мезонов, без предположения о существенной роли фотонов в этих эффектах.

Совокупность данных, полученных при помещении над фотопластинками толстых слоев вещества, в частности свинца, показывает, что основная доля частиц, создающих в пластинках звезды и сильно ионизирующие частицы, обладает большой проникающей способностью. Слой свинца толщиной 10—20 см, практически полностью поглощающий мягкую компоненту, сравнительно мало уменьшает число тяжелых частиц в эмульсии по сравнению с тем, что наблюдается в отсутствие свинцового фильтра. Таким образом, ясно, что по крайней мере подавляющая доля генерирующих частиц не может быть ни фотонами, ни электронами. С другой стороны, они не могут быть и μ -мезонами жесткой компоненты, поскольку высотный ход тяжелых частиц и звезд совершенно отличен от высотного хода μ -мезонов жесткой компоненты *).

Фотографии в камере Вильсона, полученные Хазеном [14] и многими другими авторами, данные толстослойных фотопластинок (Позуэлл [32]), а также опыты А. Н. Горбунова с пропорциональными счетчиками [8] и другие данные показывают, что подавляющая часть звезд из небольшого числа черных следов вызывается неионизирующими частицами. Напротив, звезды, в которых возникают серые следы, и, особенно, звезды с тонкими следами примерно в равной мере вызываются ионизирующими и неионизирующими частицами. Ядерные процессы, представляемые звездами последнего типа, будут рассмотрены нами ниже. Здесь же мы ограничимся рассмотрением вопроса о природе частиц, генерирующих звезды со сравнительно малой энергией.

*) В главе VII будет показано, что μ -мезоны крайне слабо взаимодействуют с атомными ядрами и поэтому μ -мезонная компонента не может быть ответственна за подавляющую часть звезд, вызываемых космическими лучами.

Число звезд, образованных в единицу времени в 1 см^3 эмульсии,

$$n = N\sigma s,$$

где N — число атомов в 1 см^3 эмульсии, σ — среднее эффективное сечение образования звезд и s — поток генерирующих частиц. Зная n и N , легко определить σs . Вряд ли можно думать, что эффективное сечение для образования звезд с энергией в десятки миллионов электрон-вольт может быть больше «геометрического» сечения ядра

$$\pi (1,4A^{1/3} \cdot 10^{-13})^2 \text{ см}^2,$$

где A — атомный вес ядра. Данные, полученные с помощью ускорителей, указывают скорее на то, что для области энергий, приближающейся к 10^8 эв , $\sigma \sim 0,56_{\text{геом}}$. Поэтому, полагая $\sigma = \sigma_{\text{Ag геом}} \approx \approx 1,4 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$, получаем нижний предел для потока генерирующих частиц. Так, например, из экспериментальных данных Г. Е. Беловицкого, Л. В. Сухова и др., полученных на высоте 3860 м [39], следует, что $s \sim 0,5s_{\text{жест}}$, т. е. по порядку величины приближается к значению потока жесткой компоненты на этой высоте. Одно это обстоятельство независимым образом показывает, что по крайней мере подавляющая доля частиц, генерирующих звезды, является неионизирующей. В противном случае эти частицы существенным образом определяли бы свойства мягкой или жесткой компонент, а такое допущение, как мы видели, на основании ряда экспериментальных данных, отпадает.

Наиболее естественное предположение о природе частиц, генерирующих звезды с небольшими энергиями и одиночные сильно ионизирующие частицы, состоит в том, что этими частицами являются нейтроны. Наличие интенсивного потока нейтронов в космических лучах было установлено Фюнфером [40], Корфом [41] и другими авторами различными методами, в том числе с помощью пропорциональных счетчиков и ионизационных камер, наполненных BF_3 .

К сожалению, надежное определение интенсивности потока нейтронов в космических лучах представляет большие затруднения, поскольку реакция $\text{B}_5^{10} + n_0^1 \rightarrow \text{Li}_3^7 + \text{He}_2^4$, за счет которой нейтроны регистрируются счетчиком BF_3 , вызывается медленными тепловыми нейтронами. А потери в интенсивности потока нейтронов при их замедлении существенно зависят от остающегося неизвестным энергетического спектра нейтронов. Поэтому сравнение интенсивности потока нейтронов с интенсивностью потока частиц, вызывающих ядерные расщепления в космических лучах, может быть сделано лишь грубо приближенно. Это сопоставление показывает все же, что неионизирующие частицы, генерирующие в космических лучах ядерные расщепления с небольшими энергиями, действительно в основном являются

нейтронами. Об этом же говорит и совпадение высотного хода числа толчков в незащищенной ионизационной камере и числа звезд в эмульсиях толстослойных фотопластинок с числом медленных нейтронов, зарегистрированных с помощью счетчиков и камер с BF_3 . На рис. 68 приведена высотная зависимость для числа толчков в ионизационной камере и числа медленных нейтронов по данным разных авторов, взятая из обзора Росси [42].

Как видно из приводимых данных, высотный ход толчков и медленных нейтронов практически совпадает в широком интервале высот. Тем не менее весьма существенно выяснить, нет ли среди частиц, генерирующих ядерные расщепления, частиц иной природы, чем нейтроны и протоны. В связи с этим значительный интерес представляют опыты по доказательству наличия распада некоторой доли частиц, генерирующих ядерные расщепления.

§ 8. О распадающихся частицах, генерирующих ядерные расщепления

При рассмотрении свойств μ -мезонов мы видели, что для доказательства существования распада обычно сопоставляется поглощение в плотном материале (например, углеороде) с кривой высотного хода (поглощением в воздухе) для частиц, вызывающих данный эффект. В случае ядерных расщеплений условия опыта осложняются тем, что здесь может иметь место переходный эффект плотности. Если над ионизационной камерой помещен плотный фильтр, то вторичные частицы, образованные в этом фильтре и вызывающие в камере непосредственно наблюдаемый эффект, не всегда успевают разойтись, как это имеет место в воздухе. В результате за счет совместного действия нескольких генерирующих частиц, вызывающих в камере два или больше одновременных маленьких толчка, камера как бы снижает порог регистрируемых толчков. Этот эффект будет подробнее

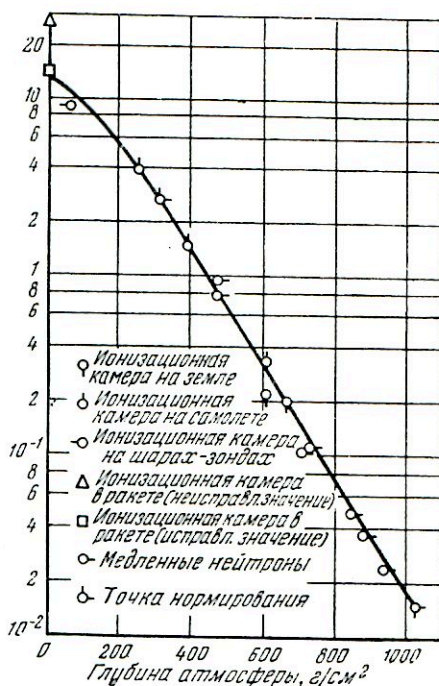


Рис. 68. Высотная зависимость числа толчков в ионизационной камере и числа медленных нейтронов.

По оси ординат отложено число толчков в камере и число медленных нейтронов по данным с BF_3 .

рассмотрен нами ниже; здесь же мы ограничимся указанием на то, что для толстослойных фотопластинок, регистрирующих отдельный акт расщепления, указанный эффект не имеет места. Поэтому толстослойные фотопластинки являются наиболее простым и удобным методом для изучения распада частиц, генерирующих ядерные расщепления. Разумеется, в опытах подобного рода необходимо принимать надлежащие меры предосторожности в отношении фоторегрессии, одинаковости условий проявления и обработки пластинок и т. п.

Такие эксперименты были поставлены Г. Е. Беловицким, Л. В. Суховым [39], Перкинсом [43] и другими авторами. В опытах Г. Е. Беловицкого и Л. В. Сухова на высотах 4700 и 3860 м над уровнем моря толстослойные фотопластинки помещались под угольными фильтрами разной толщины и достаточно больших размеров, чтобы закрывать практически всю верхнюю полусферу. Кроме того, такие же пластинки помещались на высотах, где масса столба воздуха над ними равнялась сумме масс воздуха и угля над пластинками, помещенными на высотах 4700 и 3860 м.

Обработка полученного материала показала, что на пластинках, находившихся под угольным фильтром, наблюдается несколько больше следов сильно ионизирующих частиц и звезд, чем на пластинках, экспонировавшихся без фильтра, но на соответственно меньшей высоте. Оказалось, что угольный фильтр в 200 г/см^2 поглощает на 25—30% меньше, чем слой воздуха между 4700 и 2200 м (по массе равный массе угольного фильтра). Аналогичные результаты получились и для других интервалов высот и алюминиевого фильтра. Эти результаты показывают, что плотный фильтр поглощает некоторые из частиц, вызывающих ядерные расщепления, слабее, чем соответствующий слой воздуха. Это свидетельствует о наличии распада по крайней мере какой-то доли генерирующих частиц.

При интерпретации полученного результата следует иметь в виду две существенно различные возможности, которые условно можно назвать «распадом 1-го и 2-го рода». В первом случае «распадный пробег» частиц сравним с путем, проходимым ими в воздухе между двумя высотами, на которых производятся описываемые измерения. (Этот случай имеет место при распаде μ -мезонов.) В этом случае, в принципе, из опытов, подобных описанному, можно определить среднее время жизни частиц в лабораторной системе координат (конечно, при условии соблюдения всех необходимых предосторожностей и введения соответствующих поправок). Во втором случае «распадный пробег» частиц значительно меньше их пути в воздухе. Тогда равновесная интенсивность таких частиц в воздухе будет ничтожно мала и во всяком случае несравненно меньше, чем под плотным фильтром на соответствующей высоте, в котором и образуются рассматриваемые нестабильные частицы. В результате под плотным фильтром эти частицы будут вызывать расщепления, а в воздухе — нет. Естественно,

что в таком случае определить из рассматриваемых опытов время жизни распадающихся частиц нельзя.

Существующие экспериментальные данные позволяют сделать вывод, что, повидимому, имеет место распад 2-го рода.

Таким образом, опыты показывают, что некоторая сравнительно небольшая часть ядерных расщеплений в космических лучах вызывается распадающимися частицами. Ниже мы увидим, что такими частицами, по всей вероятности, являются короткоживущие ядерно-активные π -мезоны.

В последнее время результаты, подтверждающие данные Г. Е. Беловицкого и Л. В. Сухова о наличии распадающихся частиц среди частиц, генерирующих ядерные расщепления в эмульсии толстослойных фотопластинок, были получены и другими авторами [44].

ГЛАВА VII

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ И ИХ СВОЙСТВА

§ 1. Ядерные взаимодействия μ -мезонов

μ -мезоны жесткой компоненты, двигаясь в плотном веществе, не успевают распасться, а растрчивают свою энергию на ионизацию и замедляются. В связи с этим возникает вопрос о дальнейшей судьбе таких медленных или даже остановившихся μ -мезонов.

Остановившиеся положительно заряженные μ -мезоны испытывают кулоновское отталкивание от атомных ядер и, оставаясь в свободном состоянии, распадаются так же, как и движущиеся мезоны в системе координат, связанной с мезоном со средним временем жизни $\tau_0 \approx 2 \cdot 10^{-6}$ сек.

Сложнее обстоит дело с отрицательными мезонами. Замедлившийся отрицательный μ -мезон должен захватываться электрическим полем ядра, вблизи которого он проходил в тот момент, когда его скорость достигла соответствующей величины. Дальнейшее движение μ -мезона будет происходить по квантовой орбите с радиусом, в μ/m_0 раз меньшим радиуса соответствующей электронной орбиты. Двигаясь по такой орбите, μ -мезон может захватиться одним из протонов ядра (с образованием нейтрона), причем вероятность захвата будет пропорциональна числу протонов в ядре Z и вероятности нахождения мезона внутри ядра (т. е. пропорциональна объему ядра или Z^3). Таким образом, вероятность захвата для малых Z должна быть пропорциональна Z^4 и, следовательно, очень быстро растет с увеличением атомного веса вещества, в котором происходит торможение μ -мезонов.

Коэффициент пропорциональности может быть вычислен, исходя из конкретного варианта теории взаимодействия между μ -мезонами и нуклонами. Вероятность захвата ядром μ -мезона, движущегося вокруг этого ядра по определенной орбите, может быть охарактеризована «средним временем жизни мезона по отношению к захвату» $\tau_{\text{захв}}$.

Исходя из этого, можно сказать, что для медленных отрицательно заряженных μ -мезонов существуют два конкурирующих процесса: захват ядрами и распад. Соотношение их вероятностей может быть представлено в виде отношения $\tau_0/\tau_{\text{захв}}$. Вычисления, проведенные

А. Б. Мигдалом и И. Я. Померанчуком [1] и Уилером [2], основанные на представлении Юкава о том, что все взаимодействия между нуклонами в ядрах обусловлены виртуальным обменом μ -мезонами, показали, что даже для веществ с малыми Z

$$\frac{\tau_{\text{захв}}}{\tau_0} \ll 1.$$

Оказалось также, что величина этого отношения сравнительно мало зависит от возможных вариантов теории, оставаясь в любом случае несравненно меньше 1.

Это означает, что замедлившиеся отрицательные μ -мезоны, даже в легких веществах, должны не распадаться с испусканием электронов распада, а захватываться атомными ядрами.

Первые опыты, выполненные Росси и Нересом [3] методом запаздывающих совпадений по определению числа электронов распада, показали, что действительно примерно 40% всех остановившихся μ -мезонов дают электроны распада. На первый взгляд казалось, что эти результаты хорошо подтверждают выводы теории о захвате атомными ядрами отрицательных и распаде положительных μ -мезонов.

Однако более подробное исследование показало, что в действительности вопрос обстоит значительно сложнее. На рис. 69 представлена схема опыта, произведенного Конверси, Панчини и Пиччиони в 1947 г. [4]. Между счетчиками A и B телескопа, выделяющего μ -мезоны, помещался магнит M , изгибавший траектории мезонов данного знака заряда с импульсами, меньшими некоторой определенной величины, таким образом, что они обязательно проходили через антисовпадетельные счетчики D (расположенные между полюсами магнита) и выключали установку. Траектории μ -мезонов другого знака заряда изгибались в обратную сторону и не выключались антисовпадениями. Таким образом, установка регистрировала μ -мезоны только одного знака заряда.

Медленные мезоны останавливались в поглотителе F , распались и давали электроны распада, часть которых регистрировалась «запаздывающими» счетчиками C . Антисовпадетельные счетчики D , расположенные под фильтром, служили для выключения установки при

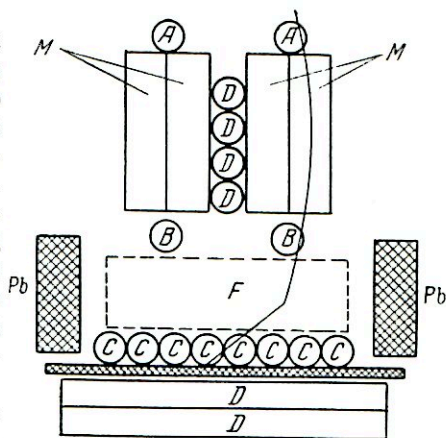


Рис. 69. Схема опытов по изучению распада остановившихся μ -мезонов одного знака заряда в различных веществах.

прохождении быстрых мезонов. Таким образом, эта установка давала возможность, меняя направление магнитного поля, отдельно регистрировать электроны, получившиеся от распада положительно и отрицательно заряженных μ -мезонов в разных фильтрах.

Результаты измерений оказались весьма неожиданными. Для положительно заряженных μ -мезонов число зарегистрированных позитронов распада (после введения поправки на телесный угол, не закрываемый «запаздывающими» счетчиками, на поглощение позитронов в веществе фильтра и т. д.) для всех исследованных фильтров оказалось соответствующим числу μ -мезонов, остановившихся в фильтре. Для отрицательно заряженных μ -мезонов, исходя из соображений, изложенных выше, ожидалось, что никаких электронов распада наблюдаться не будет. Однако опыты показали, что электроны распада отсутствуют только в случае фильтров из элементов со средними и большими атомными номерами. В фильтре же из угля практически все μ -мезоны распадалась, а не захватывались ядрами.

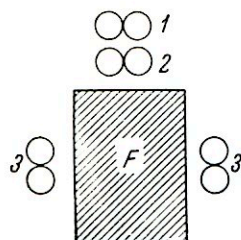


Рис. 70. Установка для изучения распада остановившихся μ -мезонов в различных веществах.

Аналогичные результаты были получены и с более простой установкой, представленной на рис. 70 [5]. В этой установке телескоп из счетчиков 1 и 2 помещался над фильтром F , по бокам которого были расположены «запаздывающие» счетчики 3. Исследовалась зависимость числа запаздывающих совпадений от вещества фильтра. При этом фильтры делались так,

чтобы геометрические условия и тормозные способности фильтров из разных веществ оставались бы одинаковыми. Поэтому поправки на телесные углы, а также на поглощение μ -мезонов и электронов в фильтрах из различных веществ были одинаковыми. Результаты измерений представлены в табл. 3.

Таблица 3

| Вещество фильтра | Be | C | NaOH | Al | S |
|--------------------------------------------------|------|-----|------|-----|-----|
| Относительное число электронов распада | 1,67 | 1,7 | 1,4 | 1,0 | 1,0 |

Из этих данных видно, что в фильтрах из вещества с атомным номером, меньшим примерно 10, относительное число электронов распада, приходящихся на один остановившийся μ -мезон, значительно увеличивается. Следовательно, для отрицательно заряженных остановившихся μ -мезонов при $Z < 10 \frac{\tau_{\text{захв}}}{\tau_0} > 1$. При $Z \approx 10$ вероятность

распада отрицательно заряженного μ -мезона становится приблизительно равной вероятности захвата его ядром.

Для объяснения столь резкого противоречия с выводами теории приходится предположить, что в действительности величина взаимодействия между μ -мезонами и нуклонами несравненно меньше, чем предполагалось в теории. Менее вероятное предположение о том, что в электрическом поле ядра процесс распада происходит как-то иначе, чем у свободного μ -мезона, было опровергнуто опытами [6], аналогичными описанным выше опытам по определению τ_0 методом запаздывающих совпадений. При этом было установлено, что в легких веществах среднее время жизни отрицательно и положительно заряженных μ -мезонов одинаково. Напротив, в веществах с Z , близким к 10, время жизни отрицательно и положительно заряженных μ -мезонов оказывается различным.

Допустим, что постоянная определяющая вероятность исчезновения отрицательно заряженного μ -мезона состоит из двух слагаемых:

$$\lambda = \lambda_a + \lambda_c,$$

где λ_a характеризует одинаковую вероятность распада для положительно и отрицательно заряженных μ -мезонов ($\lambda_a = \frac{1}{\tau_0}$), а λ_c характеризует вероятность захвата отрицательно заряженного μ -мезона ядром. Если считать, что ядерные силы обусловлены μ -мезонами, то, как мы уже указывали, даже для самых малых Z должно иметь место $\lambda_c \gg \lambda_a$.

Однако опыт показывает, что, например, в NaF время жизни отрицательно заряженных μ -мезонов

$$\tau^- = \frac{1}{\lambda_a + \lambda_c} = (1,3 \pm 0,1) \cdot 10^{-6} \text{ сек.},$$

т. е. меньше, но все же сравнимо с $\tau_0 = \frac{1}{\lambda_a} \approx 2 \cdot 10^{-6}$ сек. Это означает, что для Z , близких к 10, вероятность захвата отрицательно заряженного μ -мезона ядром становится сравнимой с вероятностью его распада,

Вместе с тем, специальными расчетами ряда теоретиков [7, 8] было показано, что замедлившиеся μ -мезоны даже в газе окончательно теряют свою скорость и останавливаются за время, несравненно меньшее, чем τ_0 , и, следовательно, распад отрицательно заряженных μ -мезонов действительно происходит уже тогда, когда μ -мезон движется по орбите вокруг ядра атома.

Таким образом, единственного объяснение результатов опытов по распаду медленных отрицательно заряженных μ -мезонов в веществах с различным атомным номером состоит в том, что μ -мезоны, если и взаимодействуют с атомными ядрами, то несравненно слабее, чем это принималось в теории и чем это нужно для объяснения ядерных сил. Другими словами, представление о том, что ядерные силы

обуславливаются виртуальным обменом μ -мезонами, оказалось совершенно неверным.

Ниже мы увидим, что вывод о несравненно более слабом взаимодействии μ -мезонов с атомными ядрами по сравнению с быстрыми протонами и нейтронами прекрасно согласуется с высокой проникающей способностью жесткой компоненты и сравнительно сильным поглощением ядерно-активных протонов и нейтронов. По существу говоря, об ядерной пассивности μ -мезонов можно было бы заключить даже без опытов по распаду медленных мезонов, лишь на основании данных об их проникающей способности.

В работе [9] с помощью системы из большого числа счетчиков изучалось рассеяние μ -мезонов с энергией в сотни миллионов электрон-вольт при их взаимодействии с атомными ядрами на уровне моря. При этом оказалось, что если μ -мезоны жесткой компоненты и взаимодействуют с ядрами, то эффективное сечение для такого процесса несравненно меньше геометрического.

Взаимодействие быстрых μ -мезонов с ядрами можно изучать под землей в условиях, когда все ядерно-активные частицы поглощены толстым слоем грунта. Выше мы видели, что частицы, вызывающие звезды в эмульсии толстослойных фотопластинок на поверхности земли и на больших высотах, поглощаются по экспоненте с коэффициентом поглощения порядка $\sim 140 \text{ г/см}^2$. Следовательно, уже на глубине в несколько десятков метров такие частицы будут полностью отсутствовать. Тем не менее, в специальных опытах [10, 11] удалось проследить звезды в эмульсии фотопластинок вплоть до глубины в 60 м водного эквивалента *).

Данные, полученные в этих опытах, показывают, что эффективное сечение образования звезд быстрыми μ -мезонами, отнесенное к одному нуклону ядра эмульсии толстослойных фотопластинок, составляет величину $\sigma \sim 10^{-29} \text{ см}^2$, в то время как для образования звезд быстрыми протонами или нейтронами $\sigma \sim 10^{-26} \text{ см}^2$.

Поскольку μ -мезоны обладают электрическим зарядом и, следовательно, взаимодействуют с атомными ядрами за счет кулоновских сил, можно вычислить эффективное сечение для образования звезд на ядре через промежуточный этап возбуждения ядра виртуальными фотонами, с помощью которых можно представлять поле мезона. С учетом экспериментальных данных о расщеплении атомных ядер фотонами этот расчет дает величину эффективного сечения для образования звезд быстрыми μ -мезонами, отнесенную к одному нуклону ядра атома

*) Для того чтобы избавиться от фона звезд, образующихся в процессе изготовления, сушки, проявления и прочей обработки пластинок, в этих опытах пришлось готовить и проявлять толстослойные фотопластинки не в лаборатории на поверхности земли, а непосредственно в шахтах, где производилось их экспонирование. Таким путем было полностью исключено образование звезд ядерно-активными частицами даже в короткое время подготовки пластинок к эксперименту.

эмульсии фотопластинок, $\tau = (3 - 4) \cdot 10^{-30}$ см². Таким образом, расчет, основанный на представлении о чисто электромагнитном взаимодействии μ -мезонов с ядрами, приводит к удовлетворительному согласию с экспериментом. Это обстоятельство еще раз показывает, что ядерное взаимодействие μ -мезонов с нуклонами ничтожно мало.

Однако имеющиеся данные не исключают возможности того, что μ -мезоны помимо кулоновского взаимодействия с атомными ядрами, обусловленного только их электрическим зарядом, испытывают какое-то сравнительно небольшое дополнительное взаимодействие при своем прохождении через вещество. Некоторое указание на наличие такого эффекта дают опыты по изучению рассеяния μ -мезонов и образованию вторичных проникающих частиц под землей [12, 13]. Этот вопрос нуждается в более детальном изучении.

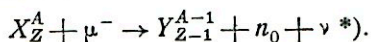
В связи с изложенным представляет интерес вопрос о судьбе медленных отрицательно заряженных μ -мезонов, остановившихся в веществе с $Z > 10$. Как указывалось выше, такие мезоны не дают электронов распада и, следовательно, захватываются ядрами. При этом должно происходить превращение протона в нейтрон, а ядро, захватившее μ -мезон, должно получать энергию возбуждения, соответствующую массе μ -мезона (~ 100 Мэв). Естественно было ожидать последующего высвечивания возбужденного ядра за счет испускания фотонов или других частиц.

Однако ряд фотографий концов следов μ -мезонов свидетельствует о том, что μ -мезон останавливается без образования каких-либо вторичных следов. Особенно наглядны в этом отношении опыты с камерой Вильсона [14, 15]. В этих опытах на уровне моря внутри камеры помещалось большое число тонких пластин, в которых останавливались μ -мезоны. Камера управлялась системой счетчиков, выделявших частицы, останавливающиеся в камере. Анализ полученных фотографий привел к выводу о том, что захват отрицательно заряженного μ -мезона ядром не сопровождается вылетом заряженных частиц от ядерных расщеплений или фотонов с энергией свыше 20 Мэв. Отсутствие фотонов при захвате мезонов было показано также специальными опытами со счетчиками [16, 17].

Таким образом, остается предположить, что ядро, возбужденное при захвате отрицательного μ -мезона, переходит в нормальное состояние не за счет испарения приблизительно одинакового числа протонов и нейтронов, как это имеет место в других случаях ядерного возбуждения, а путем испускания нейтральных частиц.

В связи с этим рядом авторов [18—20] были произведены специальные опыты, предназначенные для поисков нейтронов, испускаемых при захвате μ -мезонов. Нейтроны регистрировались с помощью счетчиков, наполненных BF_3 и окруженных для замедления нейтронов парафином. При этом оказалось, что действительно такие нейтроны наблюдаются. М. И. Подгорецкий [21], проанализировавший все имеющиеся данные по захвату медленных отрицательно заряженных μ -мезонов ядрами,

приходит к выводу о том, что ядро, захватившее мезон, испытывает превращение по следующей схеме:



При этом основная доля энергии, как это следует из законов сохранения энергии и импульса, примененных к процессу захвата μ -мезона протоном ($p + \mu^- \rightarrow n_0 + \nu$), уносится нейтрино.

§ 2. Открытие π -мезонов и их свойства

Представление о крайне слабом взаимодействии μ -мезонов с ядрами потребовало анализа вопроса о механизме образования μ -мезонов. Поскольку μ -мезоны в силу своей нестабильности не могут быть первичными частицами космических лучей, очевидно, что они образуются в верхних слоях атмосферы под действием каких-то других частиц. Однако соображения об обратимости процессов образования и поглощения μ -мезонов противоречат представлениям об образовании μ -мезонов при взаимодействии первичных частиц космических лучей с ядрами атомов атмосферы, принятым после установления природы частиц жесткой компоненты. Выходом из этого затруднения могло быть допущение о том, что μ -мезоны образуются не в результате ядерного взаимодействия частиц высоких энергий, а при распаде каких-то других частиц. Такое предположение было тем более возможным, что еще до опубликования данных о ядерной пассивности μ -мезонов были выполнены первые опыты А. И. Алиханова, А. И. Алиханяна и А. О. Вайсенберга [22], на основании которых авторы приходят к выводу о существовании в космических лучах большого числа частиц с различными массами **). Открытие Поуэллом [23] в 1947 г. мезонов нового типа — так называемых π -мезонов — и изучение их свойств решили вопрос о происхождении μ -мезонов и о связи мезонов с ядерными силами.

Изучая следы медленных мезонов, остановившихся в эмульсии фотопластинок, Поуэлл и его сотрудники обратили внимание на наличие некоторого числа следов такого типа, как показано на рис. 71. По рассеянию и постепенному увеличению плотности зерен можно заключить, что частица, вызвавшая след AB , двигалась, постепенно замедляясь, от A к B . Из точки B выходит другой след с меньшей плотностью зерен, вызванный частицей, двигавшейся со скоростью, большей скорости первой частицы вблизи точки B . В точке C вторая частица остановилась внутри эмульсии. Картину, представленную на рис. 71, можно интерпретировать либо как какой-то ядерный процесс, вызванный в точке B первой частицей и сопровождающийся вылетом частицы с большой скоростью, либо как распад первой

*) Не исключено также испускание двух нейтронов.

***) Подробнее об этих работах см. ниже.

частицы на одну заряженную частицу меньшей массы и одну или несколько нейтральных частиц.

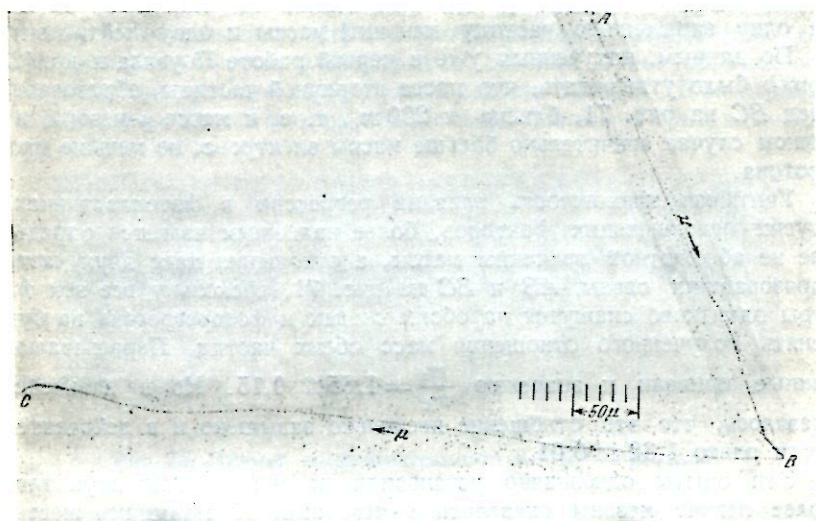


Рис. 71. Микрофотография π — μ -распада.

На рис. 72 представлено распределение по пробегам в эмульсии частиц, аналогичных частицам, образовавшим след BC (рис. 71) для 90 случаев. Как видно из рисунка, пробеги частиц совершенно отчет-

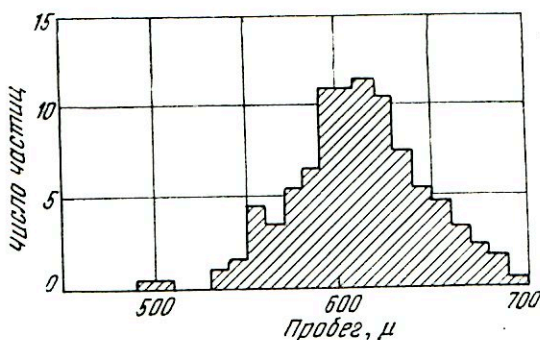


Рис. 72. Распределение по пробегам в эмульсии μ^+ -мезонов, образованных при распаде π^+ -мезонов, остановившихся в эмульсии.

ливо группируются вокруг значения, близкого к 600 μ эмульсии. Это означает, что все вторичные частицы имеют одну и ту же природу и вылетают с вполне определенной энергией. Такой вывод трудно

совместим с предположением о каком-то ядерном процессе, происшедшем в точке B (рис. 71), и, наоборот, очень хорошо согласуется с представлением о спонтанном распаде остановившейся в точке B частицы на одну заряженную частицу меньшей массы и одну нейтральную.

По данным, полученным уже в первой работе Поуэлла и др. [23], можно было утверждать, что масса вторичной частицы, образовавшей след BC на рис. 71, близка к $200 m_0$, т. е. к массе μ -мезона, и во всяком случае значительно больше массы электрона, но меньше массы протона.

Учитывая возможность влияния регрессии в фотопластинках и других осложняющих факторов, более надежным является определение не абсолютной величины массы, а отношения масс двух частиц, образовавших следы AB и BC на рис. 71, поскольку все эти факторы одинаково скажутся на обоих следах и фоторегрессия не будет менять полученного отношения масс обеих частиц. Первоначальные данные привели к значению $\frac{m_1}{m_2} = 1,65 \pm 0,15$. Но в дальнейшем оказалось, что это отношение несколько завышено и в действительности равно $1,32 \pm 0,01$.

Эти опыты однозначно установили наличие мезонов двух типов. Более легкие мезоны оказались μ -мезонами, образующими жесткую компоненту космических лучей, более тяжелые получили название π -мезонов, а процесс превращения π -мезона в μ -мезон и нейтральную частицу назвали π — μ -распадом.

π — μ -распад может быть охарактеризован следующими уравнениями:

$$m_{\pi}c^2 = m_{\mu}c^2 + m_{\nu}c^2 + E_{\mu} + E_{\nu}, \quad p_{\mu} = p_{\nu},$$

где m_{μ} , m_{ν} , E_{μ} , E_{ν} , p_{μ} , p_{ν} — массы, энергии и импульсы μ -мезона и испускаемой нейтральной частицы.

Считая $m_{\mu} = 212 m_0$, из отношения $\frac{m_{\pi}}{m_{\mu}} = 1,32$ получаем для m_{π} значение $m_{\pi} = 280 m_0$. Пробег μ -мезона в 612 μ эмульсии соответствует энергии, равной 4,2 $Mэв$.

Вскоре после открытия π -мезонов были разработаны высокочувствительные толстослойные фотопластинки, регистрирующие следы релятивистских частиц и в том числе быстрых электронов. На этих пластинках были получены многочисленные фотографии полной картины превращения π -мезона, включая и распад образовавшегося μ -мезона. Одна из таких фотографий π — μ — e -распада представлена на рис. 73. Эти данные убедительно доказывают правильность принятой картины превращения π -мезона.

Из закона сохранения энергии и импульса при π — μ -распаде для массы вылетающей нейтральной частицы получается следующее выражение:

$$m_{\nu} = \frac{m_{\mu}c^2 + E_{\mu} + E_{\nu} - m_{\pi}c^2}{c^2}.$$

Подставляя соответствующие значения, находим $m_{\nu} \approx 0$ и $E_{\nu} = 30 \text{ Мэв}$. Таким образом, нейтральная частица является либо фотоном, либо нейтрино. При распаде остановившегося π -мезона эта частица должна вылетать в направлении, строго противоположном направлению движения μ -мезона. Фотон с энергией в 30 Мэв будет образовывать электронно-позитронные пары с углом разлета около 3° . В электронно-чувствительных фотопластинках такие пары благодаря точно заданному

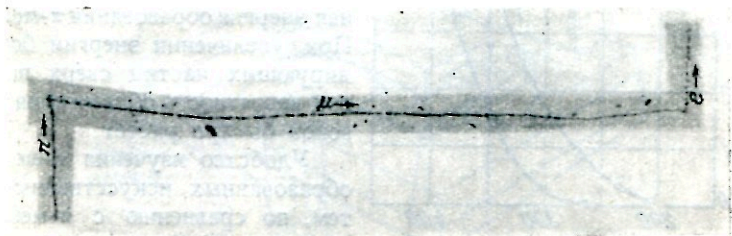


Рис. 73. Пример последовательного $\pi - \mu - e$ -распада.

направлению результирующего импульса пары должны легко выделяться среди всех других частиц. Однако специально проведенные наблюдения показали, что таких пар в эмульсии не наблюдается [24]. Этот результат можно рассматривать как доказательство того, что при $\pi - \mu$ -распаде импульс, равный импульсу μ -мезона, уносится не фотоном, а частицей типа нейтрино. Естественно, конечно, считать, что это такая же частица, как и испускаемые при β -распаде радиоактивных ядер и при распаде μ -мезонов. Если это предположение верно и спин нейтрино и μ -мезона равен $\hbar/2$, то спин π -мезона должен в этих единицах равняться нулю или единице.

Отсутствие каких-либо других заряженных частиц при $\pi - \mu - e$ -распаде показывает, что заряд π -мезона по абсолютной величине должен в точности равняться заряду μ -мезона и электрона.

Позуэлл и его сотрудники [25], помещая пластинки, регистрирующие π -мезоны, на разной высоте от грунта, в котором под действием других частиц космического излучения образовывались π -мезоны, идущие снизу вверх, смогли грубо оценить порядок величины времени жизни π -мезонов. При этом они получили для τ_0 величину порядка 10^{-8} сек. Значительно более точные данные о времени жизни π -мезонов и о других их свойствах удалось получить после того, как было открыто образование π -мезонов при бомбардировке различных мишеней частицами, ускоренными на больших ускорителях.

Впервые этот эффект наблюдался при бомбардировке угольной мишени пучком α -частиц с энергией около 400 Мэв , полученных на фазотроне в Беркли [26]. Аналогичные результаты были получены с помощью протонов, дейтронов и γ -квантов. На рис. 74 приведены

данные о зависимости относительного выхода π^- -мезонов от энергии образующих их частиц [26,27].

Абсолютная величина эффективного сечения образования π -мезонов при бомбардировке угольной мишени α -частицами с энергией 390 Мэв

составляет $3 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2$ на ядро углерода. Кривые рис. 74 показывают, что, как и следовало ожидать, имеется пороговая минимальная энергия образования π -мезонов. При увеличении энергии бомбардирующих частиц сверх пороговой вероятность образования π -мезонов быстро растет.

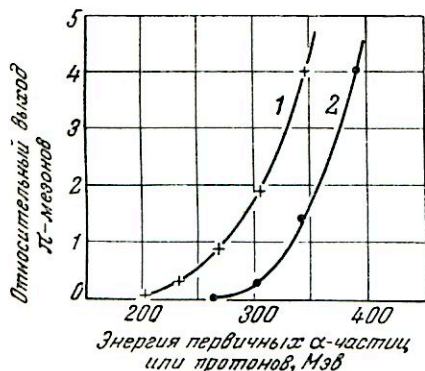


Рис. 74. Зависимость выхода π -мезонов от энергии α -частиц и протонов.

Кривая 1 относится к α -частицам, кривая 2 — к протонам.

Удобство изучения π -мезонов, образованных искусственным путем, по сравнению с π -мезонами из состава космических лучей определяется относительно очень большой интенсивностью пучка π -мезонов, локализацией места их генерации, наличием магнитного поля, позволяющего выделять π -мезоны одного знака заряда и

отделять их от других частиц и т. п. Эти преимущества позволили в сравнительно короткий срок довольно подробно изучить ряд свойств π -мезонов.

Как опыты с π -мезонами, образованными искусственным путем, так и опыты с π -мезонами из космических лучей показали, что существуют положительно и отрицательно заряженные π -мезоны. Однако, по крайней мере в области малых энергий, число положительно заряженных π -мезонов больше числа отрицательно заряженных. Повидимому, это объясняется влиянием кулоновского поля ядер. Возможно также, что известную роль в образовании положительного избытка π -мезонов играет положительный знак заряда генерирующих частиц.

На рис. 75 представлена схема установок, с помощью которых было произведено определение масс положительно и отрицательно заряженных π -мезонов, получающихся при бомбардировке мишеней частицами, ускоренными на фазотроне [28]. Вся установка находилась внутри камеры фазотрона, в сильном магнитном поле. Положительно и отрицательно заряженные π -мезоны, образовавшиеся под действием бомбардирующих частиц, двигались в кольцевых каналах, вырезанных в металлическом экране, и попадали в эмульсию толстослойных фотопластинок. По положению следа мезона в эмульсии и кольцевого канала можно было определить величину $H\rho$ для π -мезона (с поправкой на неравномерность магнитного поля) и, комбинируя ее со значением остаточного пробега π -мезона в эмульсии, определить его

массу. На рис. 76 приведено распределение полученных значений масс мезонов. Для положительно заряженных частиц определено значение массы не только π -, но и μ -мезонов, образовавшихся в веществе мишеней за счет распада затормозившихся π^+ -мезонов. Среди отрицательно

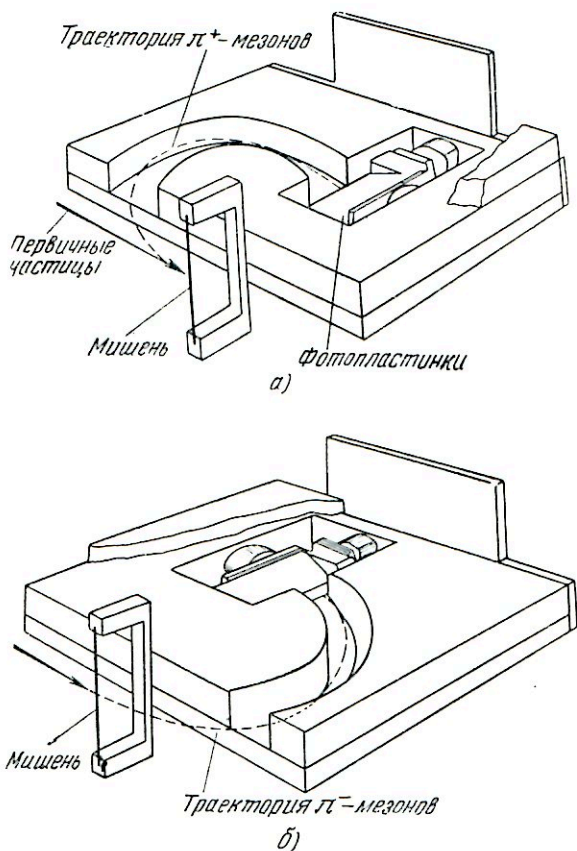


Рис. 75. Установка для определения массы π^+ - и π^- -мезонов, полученных с помощью фазотрона (по кривизне траектории в магнитном поле и пробегу в эмульсин).

заряженных частиц не было обнаружено μ -мезонов, поскольку все остановившиеся π^- -мезоны захватываются ядрами, а не распадаются. Как видно из приводимых данных, все полученные значения масс мезонов очень хорошо группируются вокруг вполне определенных значений. В этих и аналогичных им опытах были получены следующие данные для масс π - и μ -мезонов: 276 ± 2 (π -мезон) и 212 ± 4 (μ -мезон).

Значения масс для положительно и отрицательно заряженных π -мезонов в пределах ошибок опытов получились одинаковыми.

Во всех случаях, когда удавалось определить природу мезонов, образовавшихся при взаимодействии генерирующей частицы с ядром, такими мезонами оказывались только π -мезоны. Непосредственного образования μ -мезона в акте ядерного взаимодействия никогда не наблюдалось. Поэтому можно считать, что μ -мезоны образуются только в результате распада мезонов с большими массами.

Ряд экспериментальных работ [28], проведенных на ускорителях, был посвящен поискам других типов распада π -мезонов, в частности распада с непосредственным испусканием электронов. До сих пор

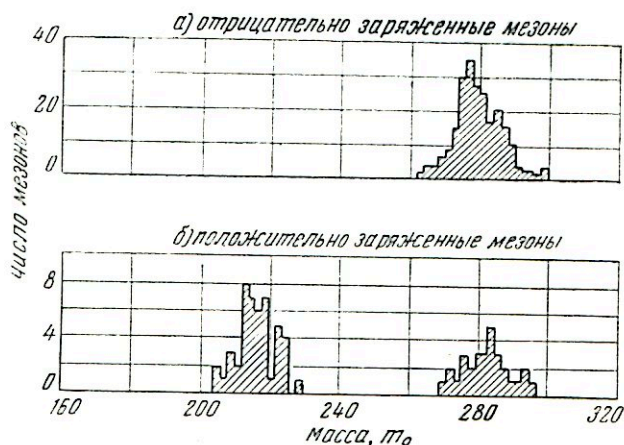


Рис. 76. Распределение значений масс мезонов, полученных с помощью фазотрона.

однозначных результатов получено не было. Но во всяком случае ясно, что если π -мезоны помимо π — μ -распада распадаются еще и другим путем, то вероятность такого процесса несравненно меньше вероятности π — μ -распада.

На рис. 77 представлена схема одной из установок, с помощью которой было произведено определение времени жизни π -мезонов, образованных с помощью ускорителей [29]. Мезоны, образованные в мишени под действием бомбардирующего пучка частиц, двигались в вакууме, и траектории их заворачивались в спираль магнитным полем фазотрона. На разных расстояниях от мишеней ставились толстослойные пластинки, служившие индикатором числа мезонов. Поскольку π -мезоны после выхода из мишени движутся в вакууме, все ослабление пучка мезонов обуславливается его расходимостью. Теория движения заряженных частиц в магнитном поле фазотрона позволяет строго учесть эту расходимость. Таким образом, избыточное ослабление пучка π -мезонов (помимо ослабления вследствие рас-

ходимости) вызывается только их распадом в вакууме. Как указывалось выше, время жизни π -мезона имеет величину порядка 10^{-8} сек. Поэтому на пути нерелятивистских мезонов в несколько десятков сантиметров распад, в подавляющем большинстве случаев связанный с вылетом заряженной частицы под углом к направлению движения распавшегося мезона, приводит к существенному ослаблению пучка π -мезонов. Помещая регистрирующие фотопластинки не в двух, а в большем числе точек пути π -мезонов, можно проверить правильность учета ослабления пучка за счет его расходимости. Результаты измерений, проведенных этим методом, показали, что время жизни отри-

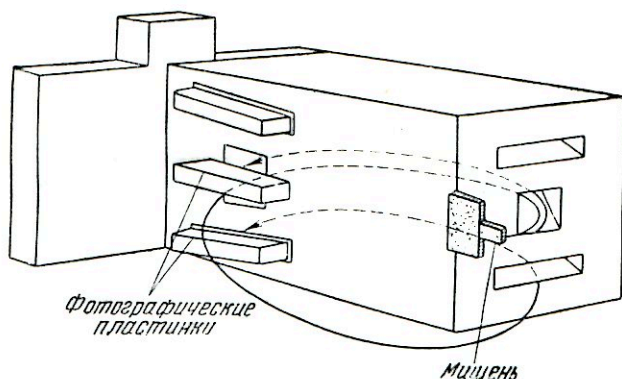


Рис. 77. Установка для определения времени жизни π -мезонов, полученных с помощью фазотрона.

цательно заряженных π -мезонов заключено в интервале $(1,4-0,9) \times 10^{-8}$ сек.

Другой способ определения τ_0 для π -мезонов состоит в непосредственном измерении времени, прошедшего между моментом остановки π -мезона и испусканием μ -мезона методом запаздывающих совпадений с использованием так называемых сцинтилляционных счетчиков с очень малым временем развития импульса *).

*) За последние годы были разработаны так называемые сцинтилляционные счетчики, основанные на появлении вспышки ультрафиолетового и видимого света при попадании ионизирующей частицы в некоторые кристаллы. Эти световые вспышки превращаются затем в электрические импульсы с помощью фотоумножителей, в которых кванты света вырывают из светочувствительного слоя фотоэлектроны, дающие начало электронной лавине, развивающейся за счет вторично-электронной эмиссии.

В отличие от обычных самогасящих счетчиков или счетчиков типа Гейгера — Мюллера процессы, происходящие в сцинтилляционном счетчике, дают длительность фронта электрического импульса на выходе фотоумножителя в 10^{-8} сек, и даже меньше,

Как уже упоминалось выше, время торможения π -мезона с энергией в несколько миллионов электрон-вольт в плотном веществе несравненно меньше τ_0 . Поэтому в сцинтилляционном счетчике, в кристалл которого попал положительно заряженный π -мезон, возникают три последовательных импульса: первый импульс — при торможении π -мезона, второй — при появлении μ -мезона и третий — при появлении позитрона в результате распада μ -мезона. Распределение числа зарегистрированных случаев по величине интервалов времени между первым и вторым импульсами дает кривую распада π^+ -мезонов во времени.

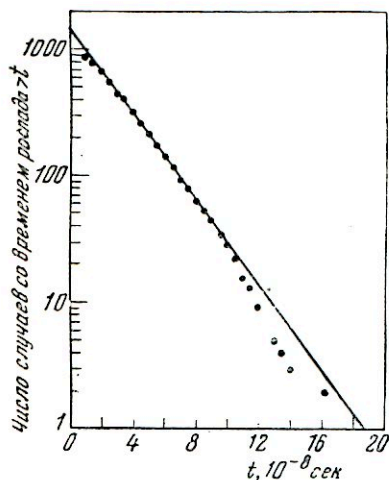


Рис. 78. Интегральная кривая для времени π — μ -распадов.

На рис. 78 показаны результаты опытов, проведенных этим методом [30] для π^+ -мезонов, полученных с помощью ускорителя. Из этих данных $\tau_0 = (2,53 \pm 0,10) \cdot 10^{-8}$ сек. *).

Для выяснения свойств π -мезонов и решения проблемы ядерных сил большое значение имеет изучение взаимодействия с атомными ядрами отрицательно заряженных π -мезонов сравнительно небольших энергий и π -мезонов обоих знаков заряда высоких энергий. Для небольших энергий эти наблюдения удобнее проводить с π -мезонами, полученными при помощи ускорителей, для высоких энергий — с π -мезонами из состава космических лучей.

Остановившиеся отрицательно заряженные π^- -мезоны, как показывают прямые наблюдения, проведенные с помощью фотопластинок, несмотря на короткое время жизни, не успевают распасться и захватываются ядрами атомов даже легких элементов. На рис. 79 представлено распределение ядерных расщеплений, вызванных в атомах тяжелых элементов эмульсии фотопластинок (бром, серебро) при захвате остановившихся π^- -мезонов, по числу вылетевших заряженных частиц [31]. Небольшое различие в распределениях для π^- -мезонов из космических лучей и для π^- -мезонов, полученных с помощью ускорителей, повидимому, объясняется различием их энергетических спектров. Как видно из рисунка, основная доля расщеплений представляет собой звезды с одним, двумя и тремя лучами. Угловое распределение частиц, возникающих при этих расщеплениях, изотропно.

* Указанное ранее время жизни $\tau_0 = (1,4 - 0,9) \cdot 10^{-8}$ сек. является менее точным.

Совершенно аналогичная картина имеет место и для ядерных расщеплений, вызванных отрицательно заряженными π -мезонами, имеющими сравнительно небольшие энергии. Положительно заряженные π -мезоны небольших энергий вследствие кулоновского отталкивания никаких ядерных процессов не вызывают.

Одним из основных вопросов, возникающих при изучении взаимодействия π -мезонов с атомными ядрами, является вопрос о величине эффективного сечения этого взаимодействия и о его зависимости от энергии π -мезонов вплоть до высоких энергий ($\gg 10^9$ эв).

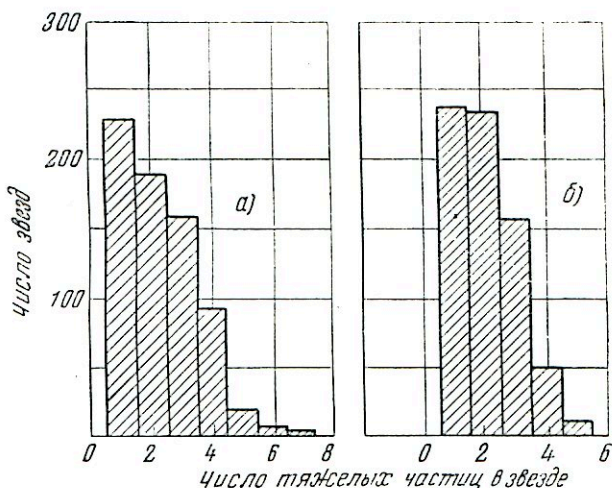


Рис. 79. Распределение звезд, вызванных π^- -мезонами в фотоэмульсии по числу сильно ионизирующих частиц: а) для π^- -мезонов из состава космических лучей, б) для π^- -мезонов, полученных с помощью ускорителей.

Для энергий π -мезонов, которые могут быть получены с помощью современных ускорителей (т. е. до энергии $\sim 10^8$ эв), этот вопрос изучен значительно обстоятельнее, чем для π -мезонов высоких энергий, наблюдаемых пока только в космических лучах [32, 33].

Результаты этих исследований кратко можно сформулировать следующим образом: π -мезоны сильно взаимодействуют с атомными ядрами и в противоположность μ -мезонам являются ядерно-активными частицами. Величина эффективного сечения взаимодействия π -мезонов с энергиями до 10^8 эв с ядрами, т. е. эффективное сечение для рассеяния и ядерных расщеплений, во всяком случае близка к геометрическому сечению ядра $\sigma = \pi R^2$, где $R = 1,4 \cdot 10^{-13} A^{-1/3}$ см (A — атомный вес рассматриваемого ядра). Так, например, по данным работы [34], эффективное сечение для взаимодействия π^- -мезонов с ядрами углерода составляет $2,4 \cdot 10^{-25}$ см², тогда как σ_{geom} для углерода равно $\sim 3 \cdot 10^{-25}$ см².

Значительно сложнее обстоит дело с взаимодействием π -мезонов с одиночными нуклонами (протонами). На рис. 80 указаны данные для зависимости эффективного сечения ядерного рассеяния π -мезонов на протонах от их энергии (раздельно для положительно и отрицательно заряженных π -мезонов), полученные в работах [35,36]. Данные для π^- -мезонов представлены прямоугольниками, а для π^+ -мезонов—крестиками, размеры которых соответствуют ошибкам в определении

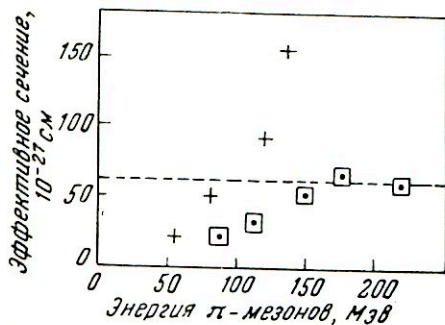


Рис. 80. Зависимость эффективного сечения ядерного рассеяния на протонах для π^+ - и π^- -мезонов от их энергии.

энергии сечение остается постоянным. Для положительно заряженных π^+ -мезонов в исследованном интервале энергий наблюдается непрерывный рост сечения вплоть до величин, в несколько раз превосходящих геометрическое сечение.

Несомненно, что дальнейшие опыты по изучению взаимодействия π -мезонов определенных энергий, полученных на ускорителях, с атомными ядрами и, особенно, с нуклонами будут способствовать значительному развитию проблемы ядерных сил.

Для области больших энергий мезонов результаты исследований, проведенных с π -мезонами из состава космических лучей, имеют лишь качественный характер. Основная трудность состоит в том, чтобы отличить π -мезоны от протонов и μ -мезонов. Но и в этом отношении благодаря разработанным за последнее время фотопластинкам с очень толстыми слоями эмульсии (вплоть до 1000 μ) и методике изучения рассеяния частиц на малые углы в эмульсии достигнуты значительные успехи.

Полагая, что μ -мезоны не образуются непосредственно в актах ядерного взаимодействия, можно считать, что все возникающие при этом мезоны являются π -мезонами. Поэтому, если ограничиться рассмотрением тех случаев, когда акт ядерного взаимодействия с образованием новых частиц имел место внутри эмульсии фотопластинок, то задача выделения π -мезонов сведется к различению мезонов от частиц со значительно большей массой (протонов и дейтронов).

эффективных сечений и энергий мезонов. Геометрическое сечение отмечено пунктиром.

Как видно из рисунка, при малых энергиях π -мезонов эффективное сечение для рассеяния их протонами как для положительно, так и для отрицательно заряженных π -мезонов заметно меньше геометрического. При увеличении энергии мезонов оно растет и для отрицательно заряженных π -мезонов при энергиях ~ 150 МэВ становится равным геометрическому; при дальнейшем увеличении

Определенные заключения о природе частиц, скорости которых значительно меньше скорости света, могут быть сделаны на основании измерения рассеяния в эмульсии и плотности зерен вдоль следа.

Поскольку для сравнительно быстрых частиц среднее отклонение за счет рассеяния весьма мало (сотые доли градуса и даже менее на пути в 100 μ), для успешного применения этого метода весьма существенным является использование наиболее длинных следов частиц (в несколько тысяч микрон в эмульсии фотопластинок). Этим и объясняется стремление работать с наиболее толстыми эмульсиями. При этом приходится, конечно, обращать особое внимание на отсутствие всяких искажений в эмульсии за счет натяжений при ее проявлении, фиксации и сушке, на равномерность проявления по глубине и т. п.

При благоприятных условиях таким путем удается отделить протоны и дейтроны от мезонов вплоть до энергий мезонов в 10^9 эв.

Используя этот метод, Поуэллу и его сотруднику [37] удалось проследить в эмульсии следы π -мезонов с энергиями в сотни миллионов электрон-вольт общей длиной 128 см, что соответствует ~ 500 г/см². При этом они обнаружили шесть случаев взаимодействия π -мезонов с ядрами атомов эмульсии, т. е. один случай на 82 ± 35 г/см². Исходя из известного состава эмульсии, можно показать, что эти цифры примерно соответствуют геометрическому сечению ядер атомов эмульсии.

Таким образом, не только медленные, но и релятивистские π -мезоны, подобно протонам и нейтронам, в противоположность μ -мезонам, являются ядерно-активными частицами. Ниже мы увидим, что это обстоятельство играет весьма существенную роль в общей картине взаимодействия частиц космических лучей с веществом.

§ 3. Открытие нейтральных π^0 -мезонов

Существование частиц с массами, промежуточными между массой электрона и протона, было впервые предсказано, исходя из представлений о взаимодействии между нуклонами в атомных ядрах за счет обмена частиц между ними.

Детальное изучение соударений протонов с протонами и нейтронов с протонами, проведенное в последние годы, показало, что ядерные силы в первом приближении не зависят от электрического заряда взаимодействующих нуклонов. Взаимодействие протона с нейтроном происходит примерно так же, как и взаимодействие протона с протоном или нейтрона с нейтроном. Для объяснения этого факта теория ядерных сил, рассматривающая эти силы как результат испускания и поглощения частиц нуклонами, должна допустить, что наряду с заряженными частицами, переносящими ядерное взаимодействие, должны существовать и соответствующие нейтральные частицы. Из этих же соображений следует, что масса таких нейтральных частиц не должна очень сильно отличаться от массы заряженных частиц, переносящих ядерное взаимодействие, т. е. от массы π -мезонов.

Непосредственное указание на существование нейтральных π^0 -мезонов было получено в 1950 г. при изучении γ -лучей, возникающих при бомбардировке различных мишеней протонами высоких энергий, скоронными на фазотроне [38].

В этих опытах мишени из Be, Si или Ta бомбардировались протонами с энергиями 180, 230, 290 и 340 Мэв. Получающиеся при такой бомбардировке γ -лучи попадали на мишень из Ta и образовывали в ней электронно-позитронные пары.

Частицы пары заворачивались магнитным полем и попадали в соответственно расположенные счетчики. Меняя напряженность магнитного поля, можно было отбирать пары с определенными энергиями частиц и тем самым определять энергетический спектр γ -лучей, образованных под действием протонов. В опытах исследовался спектр γ -лучей в зависимости от энергии протонов, вещества мишени и угла между направлением движения протонов в камере фазотрона и пучком выбиваемых ими γ -лучей.

Тривиальным механизмом испускания γ -лучей при бомбардировке протонами мишени является образование тормозного излучения. Спектр этого тормозного излучения и его интенсивность легко могут быть рассчитаны на основе теории тормозного излучения (см. § 4 гл. III) и сопоставлены с данными эксперимента. Оказалось, что при энергии протонов в 180 Мэв спектр и интенсивность γ -излучения действительно соответствуют тому, чего следовало ожидать, исходя из простого торможения протонов. Но уже при переходе к 230 Мэв интенсивность γ -лучей, найденная на опыте, значительно превышает теоретически ожидаемую. При энергии протонов в 340 Мэв и угольной мишени выход γ -лучей был примерно в 100 раз больше расчетного значения для тормозного излучения. Уже одно это показывает, что, начиная с энергий, приблизительно равных пороговым энергиям для образования π -мезонов, начинает действовать какой-то новый механизм образования γ -лучей.

Весьма характерным оказался энергетический спектр этих γ -лучей. Опыты показали, что при энергии протонов в 340 Мэв спектр γ -лучей имеет максимум вблизи 70 Мэв. На рис. 81 приведены спектры γ -лучей, полученные при бомбардировке угольной мишени протонами различных энергий.

Легко видеть, что эти данные нельзя объяснить на основе представлений о тормозном излучении протонов. Наиболее естественная интерпретация открытого нового механизма образования γ -квантов состоит в следующем: протоны высоких энергий при своем взаимодействии с ядрами атомов мишени образуют частицы, которые затем каким-то образом, например в результате распада, дают γ -кванты. Эта картина хорошо объясняет и ряд других свойств найденных γ -лучей.

Выход γ -лучей и энергия квантов существенно зависят от угла между направлением движения протонов и пучка γ -лучей. Эта зави-

симось для протонов с энергией 340 Мэв, бомбардирующих мишень из Ве, представлена на рис. 82.

При рассмотрении этих спектров естественно принять, что образующиеся частицы или γ -кванты распределены по углам изотропно в системе координат, связанной с центром инерции. В таком случае можно показать, что полученные кривые энергетического спектра γ -квантов для разных углов вылета по отношению к направлению движения пучка протонов можно пересчитать для системы координат,

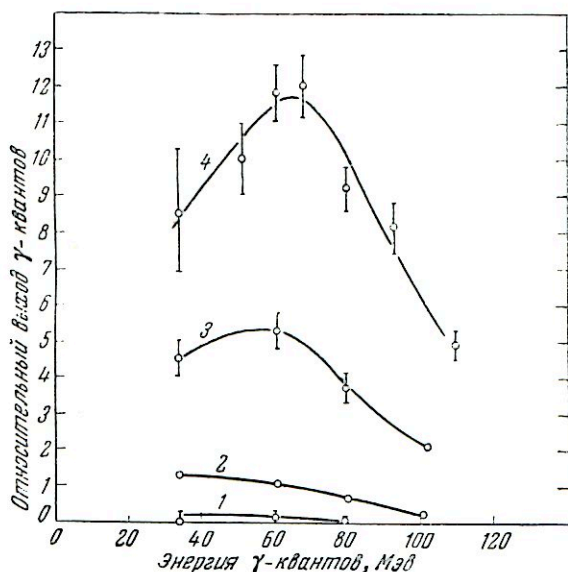


Рис. 81. Спектры γ -лучей, полученные при бомбардировке угольной мишени протонами различных энергий.

Кривая 1—протоны с энергией 180 Мэв, кривая 2—230 Мэв, кривая 3—290 Мэв, кривая 4—340 Мэв.

связанной с центром инерции сталкивающихся нуклонов с учетом эффекта Доплера. Оказывается, что для всех углов наблюдения можно выбрать такую скорость движения центра инерции, при которой все кривые совпадают между собой в пределах ошибок опыта. Это обстоятельство является сильным аргументом в пользу рассматриваемого представления о механизме образования γ -квантов.

Зависимость выхода γ -лучей от атомного номера мишени, бомбардируемой протонами, также подтверждает предположение о том, что эти γ -лучи образуются за счет ядерных процессов, а не электромагнитных, типа тормозного излучения.

Особенно убедительные опыты, показывающие наличие γ -квантов, образованных при распаде короткоживущих частиц, были произведены Штейнбергером, Пановским и Штеллером [39]. Схема их установки представлена на рис. 83. Узкий пучок γ -квантов с энергией до

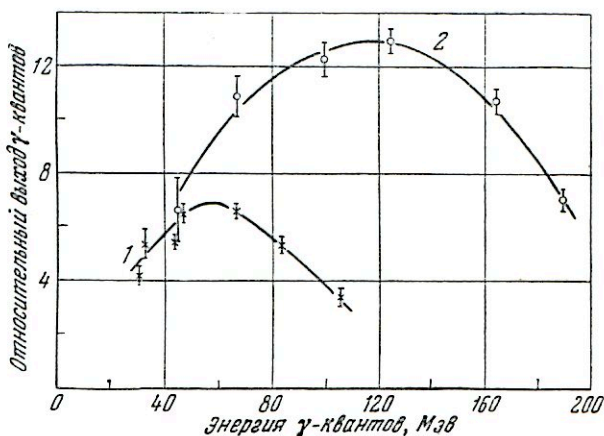


Рис. 82. Спектры γ -лучей, получающихся при бомбардировке мишени из Ве протонами с энергией в 340 Мэв в зависимости от угла вылета.

Кривая 1 для угла в 180° , кривая 2 — для 0° .

330 Мэв проходил через два коллиматора и попадал на мишень из Ве. Вторичные γ -кванты, образованные в этой мишени, регистрировались двумя группами люминесцентных счетчиков. (На рис. 83 для простоты представлены в виде пластинок только кристаллы счетчиков

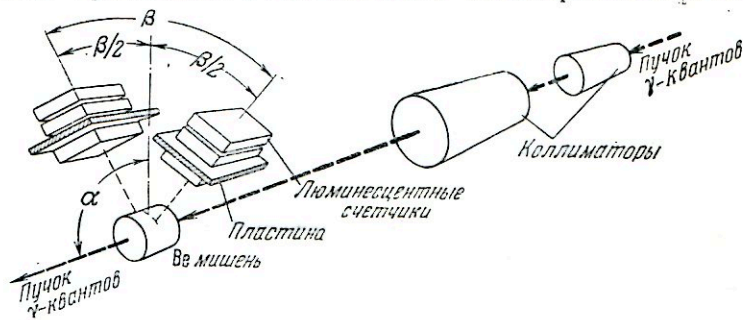


Рис. 83. Схема опыта для выяснения механизма образования γ -лучей при бомбардировке бериллиевой мишени γ -квантами.

без фотоумножителей.) Каждая группа состояла из трех счетчиков. Один из них, ближний к бериллиевой мишени, был включен в ветвь антисовпадений усилителя, а два других — в ветвь совпадений. Между

кристаллами счетчиков могли помещаться различные пластины. Каждая группа счетчиков регистрировала такие случаи, когда неионизирующая частица (γ -квант) образует в пластине между кристаллами первого и второго счетчиков одну или несколько ионизирующих частиц, вызывающих совпадения во втором и третьем счетчиках. Меняя вещество и толщину пластины между первым и вторым кристаллами, можно выяснить характеристики превращения неионизирующей частицы в ионизирующие; измерения при различных толщинах пластины между вторым и третьим кристаллом выясняют характер поглощения вторичных ионизирующих частиц. Включая обе группы счетчиков на совпадения, можно выделить случаи одновременного образования в бериллиевой мишени двух неионизирующих частиц, конвертирующих затем в ионизирующие *).

Измерения, проведенные с этой установкой, прежде всего показали, что неионизирующие частицы действительно образуются в бериллиевой мишени парами. Опыты с изменением толщины свинцовой пластины между первым и вторым кристаллами люминесцентных счетчиков, а также с заменой свинца на вещества с малым Z показали, что неионизирующие частицы являются γ -квантами. Энергия γ -квантов, измеренная по поглощению образованных ими электронов в пластинах между вторым и третьим кристаллами, оказалась порядка 100 Мэв.

На рис. 84 представлена зависимость числа четырехкратных совпадений (с двумя антисовпадательными счетчиками) от угла β между осями обеих групп счетчиков. Угол α при этом равнялся 90° . Как видно из рисунка, при $\beta \sim 90^\circ$ наблюдается резко выраженный максимум в числе совпадений. Это как раз такое распределение, какого следует ожидать, если γ -кванты действительно получают в результате распада частицы, движущейся со скоростью, сравнимой со скоростью света, на два кванта. Можно показать, что угловое распределение, представленное на рис. 84, соответствует скорости движения распадающихся частиц, равной $\sim 0,8 c$. Вместе с тем, отсутствие совпадений при малых значениях угла β показывает, что распад происходит на

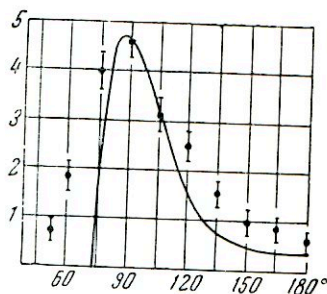


Рис. 84. Зависимость числа четырехкратных совпадений от угла β между осями двух групп счетчиков, изображенных на рис. 83.

По оси абсцисс отложена величина угла β , по оси ординат — относительное число совпадений.

*) Сцинтилляционные, или люминесцентные, счетчики в этих опытах были выбраны потому, что этот тип счетчиков дает возможность работать с такими разрешающими способностями усилителя (10^{-7} сек. и выше), которые не могут быть достигнуты с обычными самогасящими счетчиками. В результате число случайных совпадений между разрядами в счетчиках может быть сделано достаточно малым даже при наличии большого фона импульсов.

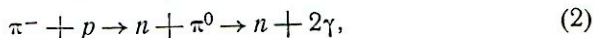
два фотона. Действительно, если бы распад происходил на три или большее число фотонов, то и при малых β должно было бы наблюдаться заметное число совпадений.

На основании описанных опытов мы приходим к заключению, что при взаимодействии γ -квантов с энергиями выше 150—200 Мэв с атомными ядрами образуются нейтральные мезоны (π^0 -мезоны), распадающиеся на два фотона*). Из того факта, что энергетический порог для образования нейтральных мезонов примерно соответствует порогу для образования заряженных π -мезонов, можно сделать вывод о том, что масса нейтрального мезона близка к массе заряженного π -мезона. С этим хорошо согласуется и значение энергий фотонов, получающихся при распаде.

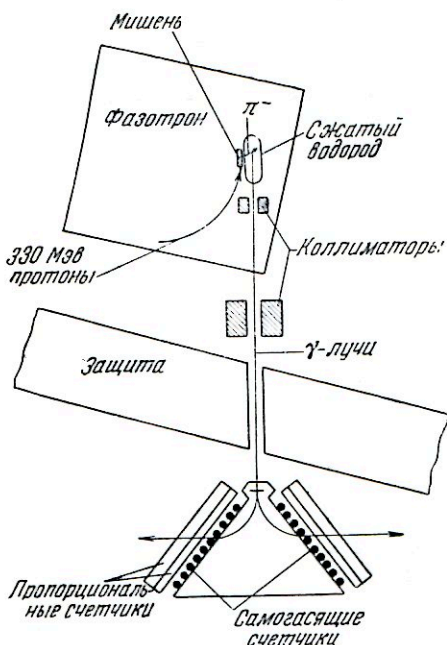
Более точные данные о массе нейтрального π^0 -мезона могут быть получены на основании изучения γ -лучей, получающихся при захвате π^- -мезонов в водороде. Схема соответствующего опыта [40] представлена на рис. 85. Протоны с энергией 330 Мэв, получаемые на 184-дюймовом фазотроне, направлялись на мишень, в которой они образовывали π -мезоны. Эти мезоны с малой энергией попадали в тонкостенный стальной сосуд, содержащий сжатый водород при давлении ~ 200 атмосфер, охлаждаемый жидким азотом, и поглощались протонами.

Рис. 85. Схема опыта по определению массы нейтрального π^0 -мезона на основании изучения γ -лучей, возникающих при захвате π^- -мезонов в водороде.

При поглощении π -мезонов протонами могут иметь место следующие реакции:



*) Аналогичные опыты (см., например, [38]) показывают, что π^0 -мезоны образуются при взаимодействии с ядрами не только фотонов, но и нуклонов с достаточно высокой энергией.



Из теоретических соображений следует, что реакция (3) является весьма мало вероятной. Описанные выше опыты Штейнбергера, Пановского и Штеллера также не дают никаких указаний на то, что она осуществляется с вероятностью, сравнимой с вероятностью реакций (1) и (2). Поэтому следует считать, что практически все γ -лучи, возникающие в водороде, образуются за счет первых двух реакций. Измерив энергию γ -квантов и подставив ее значение (в массовых единицах) в (1) и (2), можно с большой точностью определить как

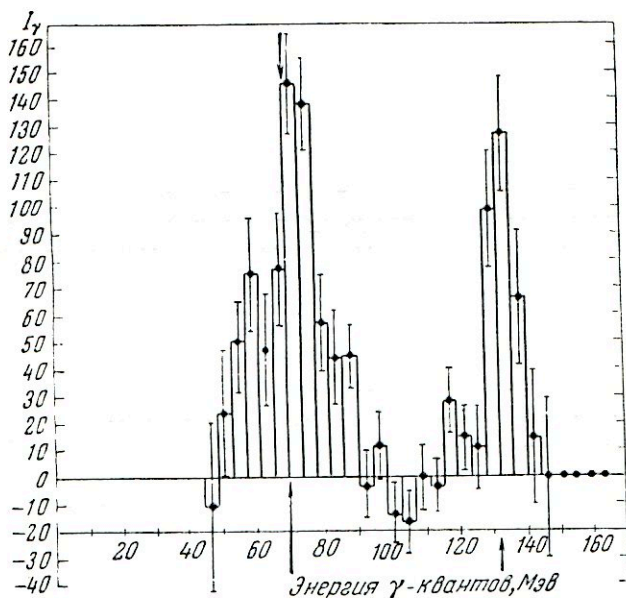


Рис. 86. Спектр γ -лучей, получающихся при захвате π^- -мезонов протонами.

По оси ординат отложено число совпадений, зарегистрированных в единицу времени.

массу π^- -мезона, так и массу π^0 -мезона *). Результаты, полученные с этой установкой, представлены на рис. 86. Отрицательные значения по оси ординат означают уменьшение числа совпадений по сравнению с фоном. Из рисунка ясно видно, что в спектре γ -лучей, получающихся при захвате медленных π^- -мезонов протонами, наблюдаются

*) Определение энергии γ -квантов осуществлялось с помощью «пар-спектрометра», схематически представленного на рис. 85. γ -кванты попадали на танталовую пластину, в которой образовывали электронно-позитронные пары. Энергия частиц этих пар могла быть определена с достаточной точностью по положению зарегистрировавших их счетчиков и значению магнитного поля.

две линии: одна с энергией квантов около 135 Мэв и вторая — с энергией квантов около 70 Мэв.

Первая линия должна быть приписана процессу $\pi^- + p \rightarrow n + \gamma_1$, вторая — $\pi^- + p \rightarrow n + \pi^0 \rightarrow n + 2\gamma_2$. Из этих данных после введения соответствующих поправок для массы π^- -мезона получается значение $(275,2 \pm 2,5) m_0$, превосходно согласующееся с результатом рассмотренного выше определения массы π -мезонов по кривизне их траектории в магнитном поле и пробегу в эмульсии фотопластинок. Это согласие, вместе с тем, является хорошей проверкой надежности описанного метода определения массы. Для массы π^0 -мезона получается значение $(264,6 \pm 3,2) m_0$.

Обращает на себя внимание довольно заметная разница в величинах масс заряженного и нейтрального мезонов.

Описанные опыты не только однозначно доказывают существование нейтральных мезонов, но и устанавливают целый ряд их свойств. То, что нейтральный мезон распадается на два γ -кванта, показывает, что его спин может равняться нулю или единице. Однако теоретические соображения, развитые Л. Д. Ландау [41], показывают, что спин единица надо считать исключенным. Таким образом, сейчас вряд ли можно сомневаться в том, что спин π^0 -мезона равен нулю. Время жизни нейтрального мезона должно быть малым. Из описанных выше опытов [40] следует, что оно должно быть меньше чем 10^{-10} сек. В противном случае опыт не дал бы наблюдаемой зависимости числа совпадений от угла β (рис. 84). Ниже мы увидим, что из опытов с космическими лучами для времени жизни π^0 -мезонов получаются еще меньшие значения.

Эффективное сечение образования заряженных и нейтральных мезонов оказывается по порядку величины одинаковым. Нейтральные π^0 -мезоны, впервые обнаруженные в опытах с частицами, ускоренными искусственным путем, играют большую роль и в космических лучах как источник мягкой компоненты. В опытах, проведенных в 1945—1947 гг. советскими физиками на Памире [42], было показано, что частицы мягкой компоненты возникают в актах ядерного взаимодействия в так называемых электронно-ядерных ливнях вместе с частицами проникающего типа.

В этих же работах было высказано предположение, что электроны и фотоны образуются не непосредственно, а через промежуточное звено в виде быстро распадающихся мезонов. Из опытов вытекало, что время жизни этих быстрораспадающихся мезонов должно быть меньше 10^{-10} сек. Как мы увидим ниже, измерения, проведенные в стратосфере под руководством С. Н. Вернова [43], показали, что рассматриваемый механизм образования мягкой компоненты является основным, ответственным за возникновение подавляющей доли электронов и фотонов в атмосфере.

Опыты, проведенные Карлсоном и др. [44] методом толстослойных фотопластинок вскоре после открытия нейтральных π^0 -мезонов,

не только подтвердили предположение о том, что фотоны (а следовательно, и электроны) образуются в актах ядерного взаимодействия через промежуточное звено в виде быстрораспадающихся частиц, но и показали, что эти частицы являются π^0 -мезонами, и позволили сравнительно точно определить время их жизни.

§ 4. Время жизни π^0 -мезонов

Образование π^0 -мезонов, распадающихся на два фотона, должно приводить к появлению электронно-позитронных пар вблизи точек, в которых имели место ядерные взаимодействия. В связи с коротким временем жизни π^0 -мезонов плотность таких пар (т. е. число их на единицу объема эмульсии) должна быстро убывать с увеличением расстояния от точки, где предполагается образование π^0 -мезонов.

Соответствующая схема представлена на рис. 87. Пусть в точке O эмульсии фотопластинки произошел акт ядерного взаимодействия, в результате которого образовался π^0 -мезон, вылетевший по направлению OA . В точке A этот π^0 -мезон распался на два фотона γ_1 и γ_2 . В точке B эмульсии один из фотонов образовал электронно-позитронную пару. Как мы видели выше, энергия фотона будет лишь в редких случаях меньше 70 Мэв и, следовательно, угол между компонентами пары должен составлять доли градуса. Поэтому направление биссектрисы угла между электроном и позитроном определяется с точностью до долей градуса.

Из рисунка видно, что биссектриса не проходит через точку O и, следовательно, отрезок r перпендикуляра из точки O на биссектрису не равен нулю. Величина r зависит от времени жизни и энергии π^0 -мезона. Существенно отметить, что для релятивистских π^0 -мезонов величина r почти не зависит от их энергии. Действительно, при увеличении энергии π^0 -мезонов угол θ между направлениями движения π^0 -мезона и γ -кванта уменьшается, что ведет к уменьшению r . Но этот эффект компенсируется увеличением времени жизни релятивистских частиц, т. е. увеличением отрезка OA , что приводит к увеличению r . Если выбрать определенное значение для собственного времени жизни π^0 -мезонов и закон распределения их по энергиям (наиболее естественно принять, что нейтральные мезоны распределены по энергиям так же, как и заряженные, т. е. по закону $E^{-1.5}$), то отсюда можно вычислить распределение числа найденных электронно-позитронных пар по величинам r .



Рис. 87. К определению времени жизни нейтральных π^0 -мезонов.

Помимо пар, связанных с данным процессом ядерного взаимодействия, в эмульсии фотопластинок всегда имеется некоторый фон электронно-позитронных пар, образованных γ -лучами достаточно высокой энергии, имеющимися в атмосфере. Поэтому на больших расстояниях от точки O будут наблюдаться пары, дающие сравнительно большие значения параметра r .

Вместе с тем, и пары, вызванные π^0 -мезонами, вылетающими из точки O , в основном также будут образовываться на сравнительно

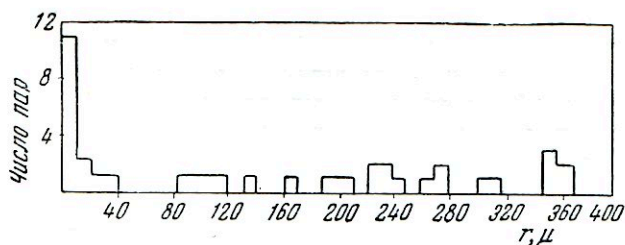


Рис. 88. Распределение электронно-позитронных пар по величинам параметра r .

больших расстояниях от точки O , поскольку величина отрезка AB определяется вероятностью образования пары фотоном в эмульсии, т. е. величиной t -единицы для эмульсии. Исходя из состава эмульсии, можно подсчитать, что длина t -единицы составляет примерно 30 мм. Из практических соображений при обработке пластинок приходится ограничиваться расстояниями в 1000—2000 μ от точки O . Для таких расстояний вероятность образования пар фотонами в эмульсии

составляет величину в несколько процентов. Поэтому общее число обработанных пар сравнительно невелико. Тем не менее, указанных данных оказывается достаточно для вполне определенных выводов.

Для выделения таких актов ядерных взаимодействий, в которых освобождаются большие энергии, были выбраны случаи с образованием не менее трех релятивистских (тонких) следов [44]. Распределение найденных электронно-позитронных пар по значениям параметра r представлено на рис. 88. Максимум на кривой для пар с малым значением r обусловлен фотонами, связанными с тем актом ядерного взаимодействия, вблизи которого найдены эти пары; пары с большим значением r представляют собой «случайный фон».

На рис. 89 нанесено распределение пар по значениям r , рассчитанное теоретически, исходя из предположений о том, что время

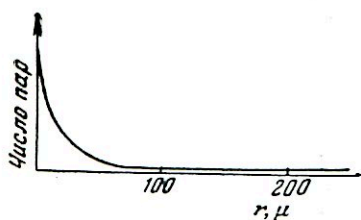


Рис. 89. Теоретическое распределение пар по величинам r для времени жизни нейтрального мезона 10^{-13} сек.

жизни π^0 -мезонов равно 10^{-13} сек. и распределение их по энергиям совпадает с распределением заряженных π -мезонов.

Из сопоставления рис. 88 и 89 видно, что теоретическая кривая очень близка к экспериментальным данным. Наилучшее количественное совпадение получается в том случае, если принять для времени жизни π^0 -мезонов значение $3 \cdot 10^{-14}$ сек. Однако сами экспериментальные данные, имеющиеся в настоящее время, еще не настолько точны, чтобы такое строгое количественное сравнение имело бы смысл. Но порядок величины времени жизни π^0 -мезонов оно дает, несомненно, правильно.

То обстоятельство, что первичные частицы космических лучей образуют γ -кванты не непосредственно, а через промежуточное звено в виде π^0 -мезонов, распадающихся на лету на два γ -кванта, налагает некоторое ограничение на форму спектра γ -квантов. Он должен иметь форму кривой с максимумом. Это следует из того, что фотоны с энергией, меньшей 70 Мэв , получаются лишь в результате вылета по направлению, противоположному направлению движения распадающегося π^0 -мезона, и перехода от системы координат, связанной с π^0 -мезоном, к лабораторной системе координат. Оказывается, что наибольшее число фотонов имеет энергию, равную $m_{\pi^0}c^2/2$, т. е. близкую к 70 Мэв .

При переходе к большим энергиям число фотонов монотонно убывает. Таким образом, каждому значению интенсивности γ -лучей соответствуют два значения энергии квантов: E_1 и E_2 . Можно показать, что для такого спектра γ -лучей должно иметь место соотношение [44]

$$\sqrt{E_1 E_2} = \frac{m_{\pi^0} c^2}{2}.$$

Пользуясь этим соотношением, из анализа спектра γ -лучей можно найти значение массы π^0 -мезона.

Естественно, что опыт должен ставиться в таких условиях, когда распад нейтральных мезонов является единственным источником образования γ -квантов и образовавшиеся этим путем γ -кванты не успели провзаимодействовать с атомами атмосферы и изменить свою энергию. Поэтому толстослойные фотопластинки экспонировались в верхних слоях атмосферы. На этих пластинках отыскивались электронно-позитронные пары, энергия частиц которых определялась методом многократного рассеяния *).

*) Однако какого-либо контрольного опыта или соответствующего расчета, показывающего, что энергия γ -квантов, зарегистрированных по электронно-позитронным парам, не изменилась после их образования в результате распада π^0 -мезонов, произведено не было. Между тем такой контроль особенно желателен, поскольку на первый взгляд кажется, что на высоте 23 км , где были произведены эти опыты, спектр γ -лучей должен быстро меняться. И лишь совпадение полученного результата с тем, что ожидалось, показывает, что предположение, положенное в основу этого метода определения массы π^0 -мезона, оправдывается в условиях данного опыта.

Если следы электрона и позитрона в эмульсии имеют длину не менее 1000 μ , то полная энергия пары (а следовательно, и γ -кванта) может быть определена методом многократного рассеяния с вероятной ошибкой меньше 30% в том случае, если величина этой энергии меньше 600 Мэв. Для больших энергий необходим промер более длинных следов. Полученные экспериментальные данные представлены

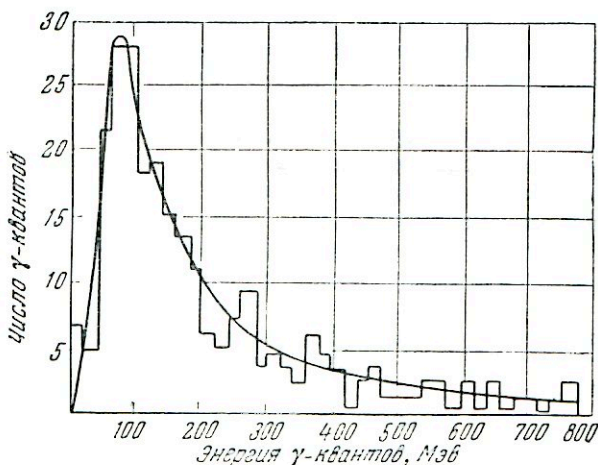


Рис. 90. Спектр γ -излучения на высоте 23 км по наблюдениям с фотопластинками.

По оси ординат отложено число γ -квантов $N(E)dE$ на интервал энергии в 20 Мэв.

на рис. 90 в виде ломаной линии, аппроксимированной гладкой кривой.

Выбрав на оси ординат несколько произвольных значений интенсивности γ -излучения, находят по кривой для каждого значения $N(E)$ два соответствующих ему значения энергии γ -кванта: E_1 и E_2 . Затем с помощью соотношения $m_{\pi^0} = \frac{2}{c^2} \sqrt{E_1 E_2}$ вычисляют значения массы π^0 -мезона. При этом оказывается, что значения m_{π^0} , получающиеся из различных значений интенсивности $N(E)dE$, хорошо согласуются между собой и дают величину $m_{\pi^0} = (295 \pm 20) m_0$.

Внутренняя согласованность значений m_{π^0} и согласие с данными, полученными с помощью ускорителей, показывают правильность этого анализа, отсутствие в условиях опытов γ -квантов иного происхождения или γ -квантов, предварительно провзаимодействовавших с веществом, и устанавливают, что нейтральные, быстрораспадающиеся на фотоны мезоны, наблюдаемые в космическом излучении, есть те же самые π^0 -мезоны, которые были впервые открыты с помощью ускорителей.

Вопрос о роли π^0 -мезонов в космических лучах более подробно будет рассмотрен ниже.

§ 5. Исследования состава космического излучения методом масс-спектрометра *)

Систематические исследования состава космического излучения были впервые начаты А. И. Алихановым, А. И. Алиханяном и их сотрудниками [22, 46].

Начиная с 1946 г., этими авторами производились опыты на высоте 3250 м и на уровне моря с помощью разработанного ими прибора, получившего название масс-спектрометра.

Принцип устройства масс-спектрометра заключается в следующем. Над межполюсным пространством NS большого магнита располагается несколько рядов счетчиков, как указано на рис. 91. Каждый из счетчиков через соответствующий усилитель соединен с неоновой лампочкой. Когда частица космических лучей проходит через все ряды счетчиков, то в соответствующем радиотехническом усилителе формируется управляющий импульс, приводящий в действие всю установку. При этом вспыхивают неоновые лампочки, соединенные с теми счетчиками, через которые прошла частица. Эти вспышки фотографируются специальным фотоаппаратом. Получающаяся годоскопическая картина позволяет с точностью до диаметра счетчика проследить путь частицы в плоскости, перпендикулярной к осям счетчиков. Тем самым определяется кривизна траектории в магнитном поле и, следовательно, импульс частицы.

Для определения пробега частицы ниже межполюсного пространства магнита ставятся слои поглотителя, разделенные рядами счетчиков, также включенных в годоскоп. Определяя по годоскопической картине, в каком слое поглотителя остановилась частица, можно с точностью до толщины поглотителя определить пробег частицы. Из этих данных по импульсу и пробегу обычным методом определяется масса частицы.

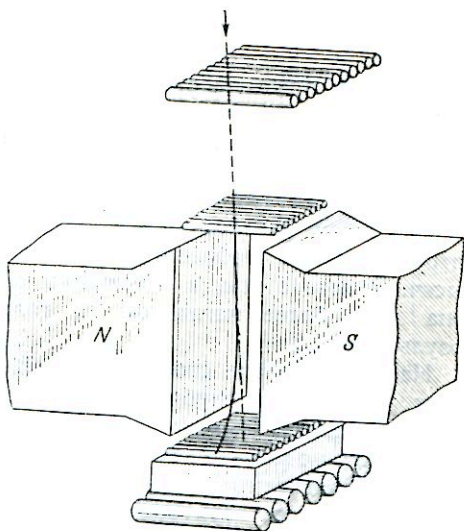


Рис. 91. Принципиальная схема масс-спектрометра.

*) По материалам §§ 5—8 этой главы см. обзор А. И. Алиханова «Тяжелые мезоны» [45].

При обработке данных, полученных с помощью масс-спектрометра, необходимо учитывать зависимость «светосилы» прибора от величины отклонения частицы в магнитном поле и, следовательно, от ее импульса и массы. Легко видеть, что слабо отклоняемая частица (например, протон), идущая в вертикальном направлении, в большинстве случаев не выйдет за пределы нижнего ряда счетчиков. Напротив, летящая по вертикали сильно отклоняемая частица (например, μ -мезон) будет очень часто отклоняться за пределы установки, не вызывая образования управляющего импульса и не регистрируясь прибором. Сильно отклоняемые частицы будут регистрироваться только в том случае, если они попадут в установку под определенным углом к вертикали. Поэтому для получения количественных данных в результате, непосредственно полученные с масс-спектрометром, необходимо вносить поправки.

Большим преимуществом метода масс-спектрометра для исследования состава космического излучения по сравнению с упоминавшимся выше методом двух камер Вильсона является возможность получения значительно большего статистического материала. Так, например, в работе Фреттера [47] были получены фотографии следов всего 26 частиц. В работах же А. И. Алиханова, А. И. Алиханяна и их сотрудников число обработанных траекторий частиц составляет десятки тысяч. Вместе с тем, в отношении каждой траектории камера Вильсона дает более наглядные и, главное, гораздо более надежные результаты.

На первом этапе своей работы А. И. Алиханов, А. И. Алиханян и их сотрудники опубликовали цикл статей [48—54], в которых они приходят к выводу о наличии в космических лучах большого числа частиц с разнообразными значениями масс, от 100 до 20 000 m_0 , названных авторами «варитронами». В статье [48] приводится около 20 значений масс варитронов.

Однако дальнейшая работа с масс-спектрометром, а также опыты, выполненные методом двух камер Вильсона [55], не подтвердили этих выводов и показали их ошибочность *).

Тем не менее, несмотря на ошибочность конкретных результатов, высказанная в этих работах общая идея о большом числе новых типов нестабильных частиц и об их взаимных превращениях оказалась плодотворной и нашла подтверждение в дальнейших работах по новым частицам.

Значительно лучшие данные были получены А. И. Алихановым и его сотрудниками во втором этапе работ [61—64].

На рис. 92 в двух проекциях приводится схема усовершенствованного масс-спектрометра. Этот прибор отличается от первых вариан-

*) Подробную дискуссию по этим работам см. в «Журнале экспериментальной и теоретической физики» за 1951—1952 гг. [56—59], а также в статье [30].

тов масс-спектрометра наличием большого числа рядов годоскопических счетчиков, а также пяти рядов счетчиков в магнитном поле, оси которых расположены вдоль магнитных силовых линий. Большое число рядов счетчиков с взаимно перпендикулярным расположением их осей позволило значительно надежнее определять траекторию частиц в магнитном поле, чем это можно было сделать раньше, и отбрасывать искаженные траектории, случаи рассеяния частиц от полюсов магнита и т. п. Стенки счетчиков для уменьшения рассеяния в них

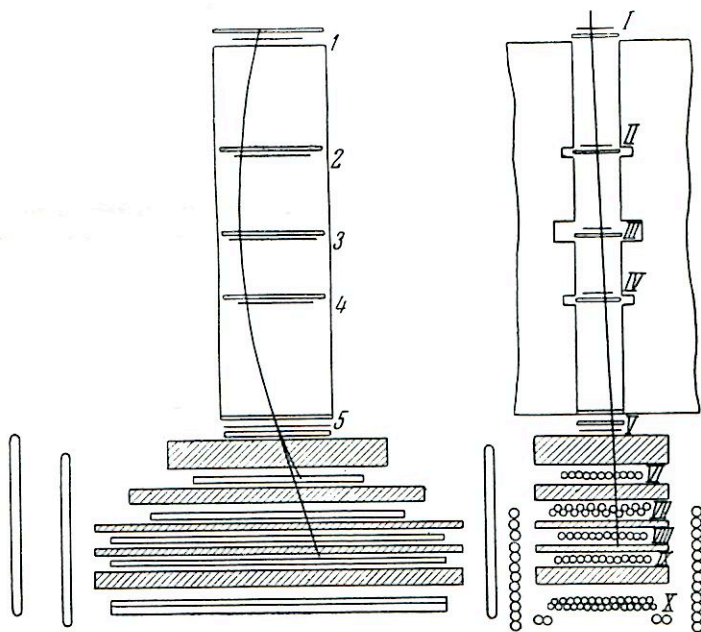


Рис. 92. Схематический разрез усовершенствованного масс-спектрометра в двух проекциях.

1-5 и I-X — ряды счетчиков.

были сделаны не из меди, как в прежних опытах, а из дюралюминия. Внизу, непосредственно над слоями поглотителя и рядами счетчиков, служивших для определения пробега частиц, помещался один или два пропорциональных счетчика, позволявших определять ионизацию отдельных частиц и тем самым контролировать определение их массы. Над установкой помещался блок свинца, из которого вылетали излучавшиеся частицы. Опыт проводился на высоте 3200 м над уровнем моря [64]. На рис. 93 приведено распределение зарегистрированных частиц по значениям их массы с введенной поправкой на светосилу прибора в интервале значений масс от 400 до 1400 m_0 .

Из рис. 93 видно, что зарегистрированные частицы с массами, промежуточными между массой π -мезона и протона, группируются вокруг двух значений масс: 550 и 900 m_0 . Авторы указывают, что число положительно и отрицательно заряженных частиц с массами 550 и 900 m_0 масс примерно одинаково и в сумме составляет около 10% от числа протонов в том же интервале пробегов. Однако

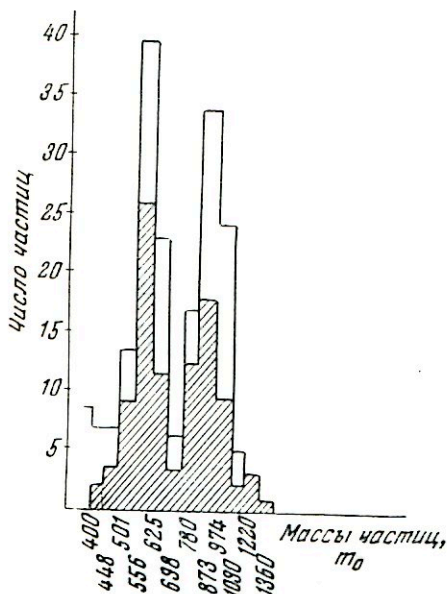


Рис. 93. Спектр масс частиц с поправкой на светосилу установки.

Заштрихованные прямоугольники — отрицательно заряженные частицы, светлые прямоугольники — положительно заряженные частицы.

излучения приходят Н. М. Кочарян и его сотрудники [66] на основании опытов, выполненных на высоте 1000 м над уровнем моря с масс-спектрометром, аналогичным усовершенствованному масс-спектрометру А. И. Алиханяна.

Эти авторы на 308 протонов, останавливающихся за счет ионизационных и неионизационных потерь энергии в фильтрах «улавливающего устройства» под электромагнитом масс-спектрометра, не нашли ни одной положительно заряженной частицы с массой, лежащей в интервале 400—1400 m_0 , и всего четыре отрицательно заряженных частицы, массы которых равнялись 400, 900, 1200 и 1800 m_0 . Авторы считают, что на основании столь малого числа найденных случаев нельзя делать каких-либо заключений о существовании новых частиц

в опубликованных ими материалах нет полного спектра масс с включением протонов, μ - и π -мезонов. Поэтому детального сопоставления числа частиц с различными массами произвести по этим данным нельзя.

Распределение зарегистрированных траекторий частиц по двум группам говорит против возможного предположения о том, что эти траектории появились в результате каких-то искажений траекторий частиц с другими массами, которые имели место в первых опытах с масс-спектрометром.

Результаты измерения ионизации пропорциональными счетчиками подтверждают данные о массах, полученные по кривизне и пробегу, и тем самым подтверждают вывод авторов о существовании частиц с массами ~ 550 и $900 m_0$ [65].

К существенно иным выводам о составе космического

и нельзя решить — вызваны ли эти четыре случая реальными частицами с такими массами или какими-нибудь другими причинами.

Данные, полученные Н. М. Кочаряном, относительно соотношения между числом π - и μ -мезонов, останавливающихся в фильтрах «улавливающего устройства», также находятся в противоречии с результатами, найденными в аналогичных опытах с таким же масс-спектрометром на уровне моря А. И. Алихановым и Г. П. Елисеевым [67]. По данным А. И. Алиханова и Г. П. Елисеева в условиях их опытов π -мезоны составляют 20—30% от числа μ -мезонов, останавливающихся в тех же фильтрах; Н. М. Кочарян и его сотрудники находят, что число π -мезонов не превышает 5% от числа μ -мезонов.

В настоящее время причину противоречий в результатах опытов, выполненных одним и тем же методом на почти одинаковых высотах, вскрыть невозможно. Для этого нужны новые опыты. В связи с этим для окончательного установления существования частиц с массами ~ 550 и $900 m_0$, найденных в опытах с масс-спектрометром, оценки их относительного числа и изучения их свойств необходимо продолжение исследований с масс-спектрометром и его дальнейшее усовершенствование*).

В самое последнее время А. И. Алиханян и его сотрудники сделали еще один важный шаг в усовершенствовании масс-спектрометра [69]. Они заменили годоскопическое устройство для определения пробега частиц большой камерой Вильсона с рядом сравнительно тонких (3 мк) медных пластин. Камера помещалась под зазором электромагнита таким образом, что в нее попадали частицы, траектория которых определялась по вспышкам неоновых лампочек, соединенных с годоскопическими счетчиками, помещенными в зазоре электромагнита. Некоторые из частиц, проходивших через установку,

*) Необходимо также подчеркнуть, что при определении масс частиц по данным, полученным с помощью масс-спектрометра, существенным является предположение об остановке частиц в фильтрах «улавливающего устройства» только за счет потерь энергии на ионизацию. Потери энергии π -мезонами за счет ядерных взаимодействий обязательно будут имитировать частицы с массами, большими масс π -мезонов. Аналогичный эффект для протонов с полной отчетливостью наблюдался в цитированных выше работах А. И. Алиханова и Г. П. Елисеева, Н. М. Кочаряна и др.

Количественно учесть долю π -мезонов, имитировавших за счет ядерных взаимодействий более тяжелые частицы в опытах А. И. Алиханяна и др., без специальных экспериментов нельзя. Однако ориентировочные оценки показывают, что число таких кажущихся «тяжелых мезонов» будет составлять значительную долю от числа зарегистрированных π -мезонов, а тем более от числа частиц с массами ~ 550 и $900 m_0$. Так, по данным А. И. Алиханова и Г. П. Елисеева [68] для их установки расчетное число π -мезонов, которые могли остановиться в фильтрах за счет ядерных взаимодействий и имитировать частицы с массами, промежуточными между массами π -мезона и протона, может составить половину найденного ими числа таких частиц. В этот расчет существенно входит энергетический спектр π -мезонов, и неточность в принятом спектре может значительно изменить результаты сделанной оценки.

останавливались в одной из пластин в камере Вильсона, что позволяло определить их пробег.

Преимущество этой системы регистрации остановок частиц по сравнению с годоскопической заключается в том, что камера Вильсона дает возможность гораздо надежнее определить характер остановки частицы, чем это можно было сделать раньше. Существенным является также то, что след частицы при торможении ее за счет потери энергии на ионизацию (а именно, эти случаи должны быть использованы для определения массы частицы) постепенно становится все более плотным. Определение удельной ионизации, создаваемой частицей (в сочетании с измерением ее пробега), дает независимый способ установления ее массы. Камера Вильсона дает также возможность сделать определенные заключения о природе и свойствах вторичных частиц, образовавшихся при остановке первичной частицы, и тем самым выяснить свойства этой первичной частицы.

С помощью этой установки авторы зарегистрировали ряд случаев остановок в пластинках камеры Вильсона частиц с массами 500—600 и 900—1000 m_0 [70]. При этом они указывают, что остановки положительно заряженных частиц с массами 500—600 m_0 часто сопровождаются испусканием пары электронов. Оценка энергии электронов приводит к величине 25—30 Мэв. Остановки отрицательно заряженных тяжелых мезонов, по этим данным, не приводят к образованию звезд, аналогичных звездам, получающимся при остановках π^- -мезонов. Сводных данных о виде спектра масс частиц, зарегистрированных с этой установкой, еще не опубликовано.

Особый интерес представляют два случая, зарегистрированных А. И. Алиханяном и др. [71], которые дают указание на существование положительно заряженных частиц с массой, превышающей массу протона. Для первой из этих частиц значение массы равно $(2230 \pm 150) m_0$; для второго случая масса частицы заключена в пределах 1460—3200 m_0 . Наиболее вероятное значение массы равно 2250 m_0 . Обе частицы после остановки в пластинах камеры Вильсона (как полагают авторы, в результате ионизационного торможения) распались с испусканием одной заряженной вторичной частицы. Сделать какие-либо заключения о природе этих вторичных частиц по полученным снимкам нельзя. Поскольку рассматриваемые частицы наблюдались с аппаратурой, размеры которой составляют величину порядка 1,5 м, время их жизни не может быть существенно меньше чем $5 \cdot 10^{-9}$ сек.

Если дальнейшие опыты подтвердят указанные выводы, то это будет означать открытие заряженной частицы со сравнительно большим временем жизни, представляющей собой заряженный аналог нейтральной V -частицы, открытой Рочестером и Батлером, с массой, превышающей массу нейтрона *).

*) О V^0 -частицах см. следующий параграф.

§ 6. V^0 -частицы

За последнее время рядом авторов с помощью камеры Вильсона было получено значительное количество снимков с такими следами, которые не могут быть приписаны известным частицам (в том числе и π -мезонам).

Первая фотография такого типа, полученная английскими физиками Рочестером и Батлером в 1947 г. на уровне моря, представлена на рис. 94 [72]. Широкая черная горизонтальная полоса посередине ка-

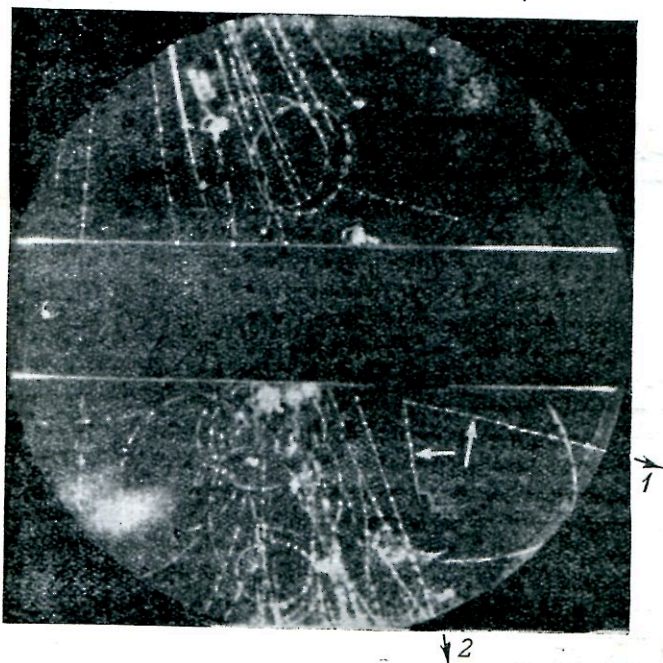


Рис. 94. Фотография картины распада V^0 -частицы.

Стрелками и цифрами обозначены следы частиц, получившихся в результате распада V^0 -частицы. Масса нейтральной V^0 -частицы близка к $1000 m_e$.

меры — изображение свинцовой пластины внутри ее рабочего объема. Камера управлялась системой счетчиков, регистрировавших ливни, образованные в свинце над камерой и внутри нее, и помещалась в магнитном поле напряженностью в 3500 эрстед. На фотографии видны многочисленные следы ливневых частиц, идущих сверху вниз. Помимо этого справа, в нижней половине камеры, видна V-образная вилка, созданная двумя следами, указанными стрелками и цифрами 1 и 2. По плотности ионизации можно заключить, что эти

следы вызваны релятивистскими частицами. По кривизне следов в магнитном поле видно, что если обе частицы действительно выходят из вершины вилки, то одна из частиц имеет положительный, а другая — отрицательный знак заряда. Положительно заряженная частица не может быть протоном, так как протон с такой кривизной следа ионизовал бы во много раз сильнее, чем релятивистская частица. Вместе с тем, вилка не может быть и электронно-позитронной парой, так как угол между частицами такой пары для тех энергий, которые им следовало бы приписать по кривизне в магнитном поле, должен быть несравненно меньше угла, зафиксированного на фотографии. Если предположить, что вилка вызвана рассеянием частицы на ядре атома газа камеры, то из изменения величины импульса частицы при рассеянии можно подсчитать импульс, который должно было бы приобрести ядро аргона — самого тяжелого газа в камере. Оказывается, что такое ядро отдачи аргона должно было бы дать совершенно отчетливый след на снимке. Между тем на фотографии нет никакого намека на наличие подобного ядра отдачи.

Можно допустить, что вилка образована следами частиц от ядерного расщепления, вызванного в газе камеры неионизирующей частицей (нейтроном). Однако в таком случае подобные вилки должны были бы несравненно чаще образовываться в плотном веществе (например, в свинцовой пластине внутри камеры), чем в газе. Но в той серии фотографий, в которой была получена рассматриваемая вилка, не было найдено ни одной аналогичной вилки, образованной в свинце.

На основании этих соображений Рочестер и Батлер высказали предположение о том, что найденная ими вилка представляет собой результат распада на лету в газе камеры неионизирующей частицы на два заряженных π - или μ -мезона. Для того чтобы получить массу нейтральной частицы, надо к сумме масс покоя мезонов прибавить массу, соответствующую их кинетической энергии. Таким образом, получается, что масса нейтральной частицы должна быть близка к $1000 m_0$.

На рис. 95 представлена еще одна подобная фотография, полученная в 1951 г. на высоте 2867 м над уровнем моря [73]. Камера также управлялась счетчиками, выделявшими ливни с участием проникающих частиц, образованные в свинце над камерой. На фотографии совершенно отчетливо видна V-образная вилка, созданная частицами, следы которых изогнуты магнитным полем. След, обозначенный цифрой 1, вызван положительно заряженной частицей и имеет ионизацию в три-четыре раза большую релятивистской и импульс $0,5 \times 10^9$ эв/с. Это как раз соответствует импульсу и ионизации, создаваемым протоном. След 2 соответствует отрицательно заряженной частице с импульсом $0,2 \cdot 10^9$ эв/с и имеет релятивистскую ионизацию. Этот след, скорее всего, вызван π - или μ -мезоном.

Авторы считают, что эта вилка произошла в результате распада в газе камеры на лету неионизирующей частицы на две заряженные

частицы, в данном случае на протон и π - или μ -мезон. Масса нейтральной частицы может быть определена как сумма масс протона, мезона и массы, соответствующей кинетической энергии этих частиц.

Отсюда получается, что масса нейтральной частицы примерно равна $2200 m_0$.

В течение последних лет различными авторами на уровне моря и в горах было получено более 150 000 снимков с камерой Вильсона

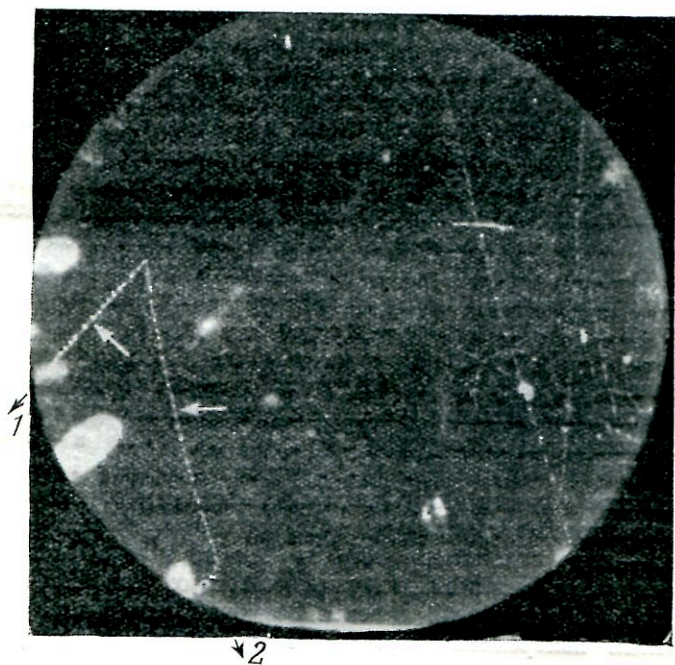


Рис. 95. Картина распада нейтральной V^0 -частицы.

Одна из частиц, получившихся в результате распада (след ее обозначен цифрой 1), по видимому, является протоном. Масса нейтральной V^0 -частицы близка к $2200 m_0$.

с целью изучения картины распада вновь открытых частиц. В этих работах было найдено несколько сотен случаев V-образных вилок. Для характеристики частоты их появления приведем следующие цифры. В работе [74] на уровне моря на 17 000 управляемых снимков было найдено 24 таких случая; в работе [73] на высоте 2867 м над уровнем моря на 10 000 управляемых снимков оказалось 53 случая.

Детальный анализ этих случаев показывает, что не более 10% найденных V-образных следов может быть отнесено за счет таких

процессов, как рассеяние частиц в газе, образование ядерных расщеплений неионизирующими частицами и т. п. Подавляющая же часть вилок должна быть объяснена распадом неионизирующих частиц. В литературе эти неионизирующие частицы получили название нейтральных V^0 -частиц.

К сожалению, далеко не все полученные фотографии картины распада V^0 -частиц дают возможность проанализировать данный случай и определить природу вторичных частиц. На многих фотографиях следы вторичных частиц оказываются слишком короткими, кривизна в магнитном поле недостаточна для ее измерения, следы недостаточно отчетливы для определения ионизации, созданной частицей, и т. п. Но для некоторых случаев, в частности для тех, которые приведены на рис. 94 и 95, такой анализ возможен и позволяет сделать определенные выводы о свойствах V^0 -частиц. Оказывается, что в некоторых случаях положительно заряженная частица, получающаяся при распаде, является протоном, а в некоторых случаях она имеет массу, значительно меньшую массы протона, и, скорее всего, представляет собой π -мезон (но не исключено, что и μ -мезон). На этом основании принято говорить о двух типах V^0 -частиц с разными массами*): Δ^0 -частица, распадающаяся по схеме $\Delta^0 \rightarrow p^+ + \pi^- + Q$, и Θ^0 -частица, распадающаяся по схеме $\Theta^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- + Q$ (но не исключена и схема $\Theta^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^- + Q$).

По данным ряда авторов, оба типа V^0 -частиц встречаются по порядку величины одинаково часто. Так, по данным работы [73], из 26 проанализированных случаев 14 относятся к Δ^0 и 12 — к Θ^0 . В работе [76] для отношения $N_{\Delta^0}/N_{\Theta^0}$ дается значение $1,6 \pm 0,5$ (**). В большинстве случаев получающиеся значения масс для Δ^0 -частиц сравнительно хорошо группируются вокруг величины $2200 m_0$, а для Θ^0 -частиц — вокруг величины $800 m_0$. Однако в отдельных случаях получаются массы, значительно отклоняющиеся от этих величин. Причины подобных отклонений неясны. Возможно, что они обусловлены неправильным измерением энергий частиц, получающихся при распаде. Но не исключены и другие причины такого разброса, в частности наличие V^0 -частиц других типов.

Энергия Q , выделяющаяся при распаде Δ^0 -частицы, близка к 37 Мэв ; Q для Θ^0 -частицы (при условии, что распад происходит на два π -мезона) близко к 200 Мэв .

*) Вместо принятых в первых работах обозначений (V_1^0 - и V_2^0 -частицы) в книге в дальнейшем употребляются обозначения Δ^0 и Θ^0 , предложенные Амальди, Андерсоном и др. [75].

**) Однако в этом отношении данные различных авторов плохо согласуются между собой. Так, в работе [77] указывается, что более 80% всех V^0 -частиц распадается с испусканием тяжелой положительно заряженной частицы. Возможно, что отношение регистрируемых чисел Δ^0 - и Θ^0 -частиц существенно зависит от условий опыта вследствие разницы во времени их жизни.

Интересный случай распада V^0 -частицы опубликован в работе [78] и приведен на рис. 96. Магнитное поле в камере отсутствовало и сказать, относится ли этот случай к распаду Δ^0 - или Θ^0 -частицы — нельзя. Но зато обе частицы, образовавшиеся в результате распада, вызвали в свинцовой пластине внутри камеры ядерные расщепления. Таким образом, это показывает, что обе частицы являются ядерно-активными и что, следовательно, мезоны, которые получаются при распаде, являются скорее π -мезонами, а не ядерно-пассивными μ -мезонами.

Как мы уже указывали, V^0 -частицы регистрируются на фотографиях, получаемых с помощью камер Вильсона, управляемых ливнями, возникающими вблизи камеры, в результате актов ядерного взаимодействия частиц высоких энергий. Отсюда следует, что сами V^0 -частицы получают наряду с заряженными и нейтральными мезонами в этих процессах. В работе [79] указывается, что V^0 -частицы составляют около 3% от общего числа заряженных частиц, возникающих при ядерных взаимодействиях высокой энергии.

Особый интерес представляют случаи, когда по фотографии, зарегистрировавшей распад V^0 -частицы, можно определить и точку генерации ливня, так как они позволяют решить вопрос о компланарности движения самой V^0 -частицы и продуктов ее распада. Это важно для решения вопроса о схеме распада V^0 -частицы. Дело в том, что помимо двух заряженных частиц при распаде могут возникать и нейтральные частицы. В частности, возможны следующие схемы распада:

$$\Delta^0 \rightarrow p^+ + \pi^- + \pi^0 \quad \text{и} \quad \Theta^0 \rightarrow n^0 + \pi^+ + \pi^-.$$

В результате может оказаться, что Δ^0 и Θ^0 — не разные частицы, а одна и та же частица, способная распадаться по двум различным альтернативным схемам. Этот вопрос может быть решен исследованием компланарности следов. Если в распаде Θ^0 -частицы участвует такая тяжелая нейтральная частица, как нейтрон, то отклонения от компланарности в этом случае должны быть особенно велики. Имеющиеся пока экспериментальные данные говорят скорее против предположения об участии нейтральных частиц в схеме распада Δ^0 -частиц. На рис. 97 приведен случай распада в камере Δ^0 -частицы, полученный

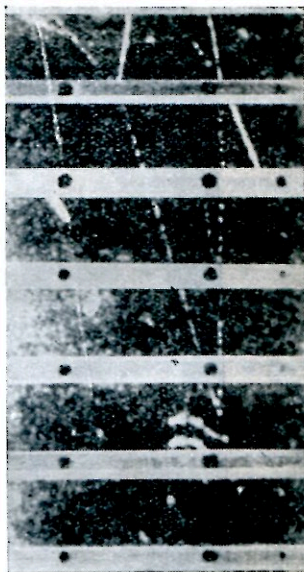


Рис. 96. Случай распада V^0 -частицы.

Обе частицы, возникшие в результате распада, вызывают ядерные расщепления в пластинах свинца в камере Вильсона.

на Памире. (Следы частиц, образовавшихся при распаде, отмечены на фотографии стрелками.) По продолжению следов ливневых частиц можно определить точку генерации ливня в свинце над камерой. Оказалось, что эта точка с большой точностью лежит в плоскости, определяемой следами частиц, составляющих вилку. Таким образом, трактовка приведенного случая противоречит представлению об образовании при распаде третьей нейтральной частицы, уносящей импульс

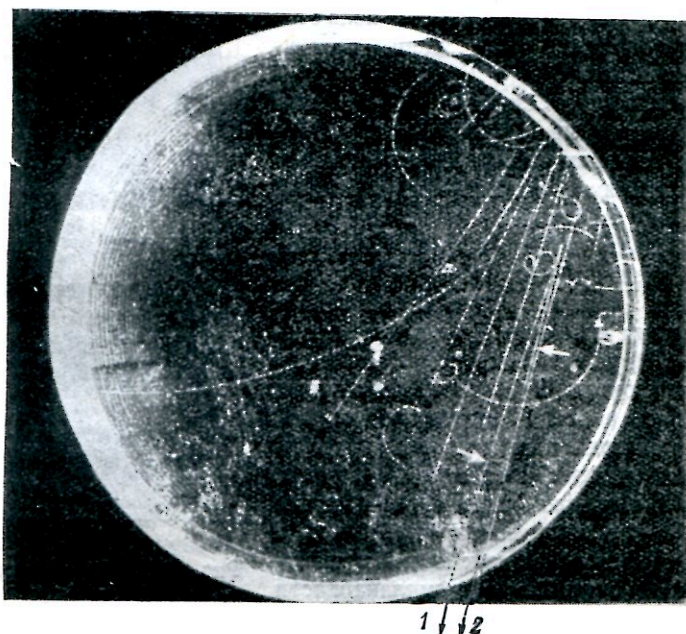


Рис. 97. Распад Δ^0 -частицы, траектория которой и следы продуктов распада лежат в одной плоскости.

сравнимый по величине с импульсами заряженных частиц. Однако окончательно вопрос о схеме распада Δ^0 -частиц не может еще считаться решенным.

Большой интерес представляет также изучение времени жизни Δ^0 -частиц. То обстоятельство, что в камерах Вильсона наблюдается их распад на лету, показывает, что время жизни Δ^0 -частиц должно быть существенно больше времени жизни π^0 -частиц. Но, с другой стороны, оно не может быть и таким большим, как время жизни π^\pm -мезонов, так как распад этих последних на лету сравнительно редко наблюдается в камере Вильсона.

Андерсон и его сотрудники [79] попытались измерить собственное время жизни Δ^0 -частиц, определяя распределение в камере точек их

распада и оценивая энергию Δ^0 -частиц (для введения поправки на релятивистское преобразование времени) по импульсам продуктов распада. После введения поправок на геометрические условия в камере они нашли значение $\tau_0 = (3 \pm 2) \cdot 10^{-10}$ сек. С этим значением в общем согласуются и результаты, полученные другими авторами [73, 74].

Большой интерес представляют первые результаты по образованию V^0 -частиц с помощью ускорителей. В. Фаулер и др. опубликовали данные [81] о двух найденных ими случаях распада Δ^0 -частиц в камере Вильсона, через которую проходил пучок нейтронов с максимальной энергией в $2,2 \cdot 10^9$ эв, полученных при бомбардировке угольной мишени протонами с энергиями до $2,2 \cdot 10^9$ эв, ускоренными на космотроне Брукхавенской лаборатории. Δ^0 -частицы образовывались под действием нейтронов в свинцовом фильтре или в стальных стенках камеры. Авторы склоняются к мнению, что в обоих случаях они наблюдали Δ^0 -, а не Θ^0 -частицы, хотя это заключение и не является вполне однозначным.

Несколько позже те же авторы нашли два случая образования Δ^0 -частиц под действием π^- -мезонов высокой энергии, полученных также с помощью космотрона [82]. Пучок π^- -мезонов попадал в камеру Вильсона, наполненную водородом при давлении 18 ат. На приводимой авторами фотографии виден след π^- -мезона, оканчивающийся в газе камеры, и вблизи от него характерная вилка, образованная вторичными частицами от распада Δ^0 -частицы. По кривизне следа и ионизации, создаваемой вторичной положительно заряженной частицей, авторы отождествляют ее с протоном. На этом основании зарегистрированный случай должен быть отнесен к распаду Δ^0 -, а не Θ^0 -частицы. След первичного π^- -мезона лежит в той же плоскости, что и оба следа частиц, образовавшихся в результате распада Δ^0 -частицы. Так как число молекул спирта в газе камеры было в 800 раз меньше числа молекул водорода и при взаимодействии π^- -мезона с более тяжелыми ядрами следовало бы ожидать появления нескольких заряженных вторичных частиц, то авторы считают, что Δ^0 -частица образовалась в результате взаимодействия π^- -мезона с одним из протонов водорода, наполнявшего камеру.

Весьма существенным обстоятельством, характеризующим рассматриваемый случай, является то, что на основании законов сохранения необходимо допустить образование вместе с Δ^0 -частицей по крайней мере еще одной нейтральной частицы. Поскольку энергия первичного π^- -мезона известна и приближенно известны импульсы вторичных протона и π^- -мезона, образовавшихся при распаде Δ^0 -частицы, можно определить и массу второй нейтральной частицы. Наиболее вероятное значение массы оказалось равным $(1350 \pm 70) m_0$. Авторы считают, что масса нейтральной частицы вряд ли может быть меньше $1150 m_0$. Эта частица прошла в камере без распада путь в 23 см и, следовательно, время жизни ее больше $4 \cdot 10^{-10}$ сек.

Однако, конечно, не исключена возможность того, что наряду с Δ^0 -частицей образовалась не одна, а две нейтральные частицы (например, два π^0 -мезона, π^0 -мезон и Θ^0 -частица, и т. п.).

Второй случай, найденный этими авторами, аналогичен описанному. Если считать, что и в этом случае наряду с Δ^0 -частицей образовалась только одна нейтральная частица, то масса ее должна быть $(1280 \pm 80) m_0$ в хорошем согласии с данными первого случая.

Таким образом, если эти результаты будут подтверждены дальнейшими исследованиями, то отсюда будет следовать не только существование еще одного типа нейтральных частиц с массой, промежуточной между массой Δ^0 - и Θ^0 -частиц, и указание на то, что нейтральные частицы образуются парами, но и важные выводы о природе Δ^0 -частиц. Действительно, из самого вида реакции $p + \pi^- + E_\pi \rightarrow \Delta^0 + \eta + Q$, где η — нейтральная частица с массой $\sim 1300 m_0$, и Q — энергия реакции, а также из энергетического баланса реакции следует, что масса и заряд протона существенным образом участвуют в образовании Δ^0 -частицы. Поэтому Δ^0 -частицу в известном смысле можно рассматривать как некоторую систему, состоящую из протона и π^- -мезона, т. е. как «возбужденное состояние нуклона».

В этой связи необходимо отметить, что такое представление наталкивается на определенные трудности в связи с сравнительно большим временем жизни Δ^0 -частицы. Из общих соображений можно было бы думать, что «возбужденный нуклон» будет переходить в свое основное состояние за время, сравнимое с временем между взаимодействиями нуклонов в ядрах. Это означало бы, что время жизни Δ^0 -частиц должно быть меньше 10^{-20} сек. Однако это затруднение можно попытаться преодолеть [83], рассматривая нуклон как систему с большим числом виртуальных мезонов. Если возбуждение распределено по большому числу степеней свободы, то вероятность образования такого состояния, которое может привести к распаду с испусканием π -мезона, будет мала и это приведет к большому увеличению времени жизни возбужденного состояния нуклона. Во всяком случае теория дает некоторые пути для объяснения сравнительно большого времени жизни Δ^0 -частиц, исходя из представлений о возбужденном состоянии нуклонов, и рассмотрение их представляет существенный интерес для всей проблемы «элементарных» частиц.

Подводя итоги сказанному, следует отметить, что сейчас нельзя сомневаться в том, что в космических лучах и вообще в актах взаимодействия частиц при высоких энергиях образуются в относительно большом числе нейтральные частицы с массами, значительно превышающими массу π^0 -мезона, быстро распадающиеся на две заряженные частицы. Но вопрос о числе типов этих V^0 -частиц и об их свойствах ни в коем случае нельзя считать решенным. Несомненно, что изучение их является в настоящее время одной из наиболее актуальных задач физики «элементарных» частиц, тем более, что

выяснение свойств Δ^0 -частиц может дать очень многое и для решения фундаментальной проблемы о внутренних свойствах нуклонов.

В этом отношении существенный интерес представляет фотография случая ядерного взаимодействия, найденная Данишем и Пниевским [84]. В фотопластинке с эмульсией толщиной 600 μ , экспонированной на высоте ~ 28 км, авторы нашли звезду, образовавшуюся, повидимому, в результате расщепления ядра брома или серебра, с большим числом сильно ионизирующих частиц, а также протонов со сравнительно большой энергией (серые следы). Одна из вторичных частиц этой звезды, судя по ионизации и пробегу (90 μ эмульсии), представляла собой осколок ядра с зарядом ~ 5 и кинетической энергией ~ 60 Мэв. Остановившись в эмульсии, этот осколок вызвал образование второй звезды из четырех частиц с суммарной энергией ~ 140 Мэв, т. е. с энергией, заметно превосходящей даже начальную энергию осколка. Объяснение этого случая за счет возбуждения осколка при его вылете из первой звезды оказывается весьма мало вероятным, так как трудно допустить, чтобы осколок мог сохранить столь сильное возбуждение в течение всего времени своего движения ($\sim 3 \cdot 10^{-12}$ сек.). Поэтому авторы предполагают, что в осколке в связанном состоянии имела Δ^0 -частица, которая распалась после его остановки и вызвала вторичную звезду.

Аналогичные случаи нашли и некоторые другие авторы [85,88].

Если приведенное объяснение найденного Данишем и Пниевским случая окажется правильным, то это будет означать, что нуклоны могут сохранять возбужденное состояние сравнительно длительное время не только в свободном состоянии (V^0 -частицы), но и в связанном в ядре.

П. И. Лукирским и А. П. Ждановым [86] в эмульсии толсто-слойных фотопластинок было найдено два интересных случая, которые авторы интерпретируют как распад остановившейся нейтральной частицы на две заряженные. Промеряя плотность зерен вдоль обнаруженных ими следов, авторы нашли, что в обоих случаях плотность зерен в середине следа наименьшая и постепенно увеличивается к обоим его концам. Найденное изменение плотности зерен значительно превосходит возможные колебания вследствие флуктуаций, неравномерности проявления и т. п. Таким образом, картина вполне соответствует вылету в противоположных направлениях из одной точки двух заряженных частиц со сравнительно небольшими энергиями, т. е. распаду нейтральной частицы. Остается, однако, непонятным, за счет каких процессов образовавшаяся нейтральная нестабильная частица замедлилась и остановилась в эмульсии. Вряд ли можно думать, что такая частица может принадлежать к рассматривавшимся выше Δ^0 -или Θ^0 -частицам. Поэтому, если данные П. И. Лукирского и А. П. Жданова подтвердятся в дальнейших наблюдениях, они должны быть интерпретированы как свидетельство о существовании еще одного типа нейтральных нестабильных частиц.

Даниш, Лок и Иекутиели сообщили [87] о своих наблюдениях, которые указывают на существование очень короткоживущей нейтральной частицы, распадающейся на два заряженных π -мезона. При изучении эмульсий фотопластинок, экспонированных на большой высоте, они нашли несколько случаев, в которых две заряженные частицы, по видимому π -мезоны, вылетали под очень малыми углами друг к другу, но под большим углом к направлению движения генерирующей частицы. Считая, что вероятность случайного вылета двух π -мезонов под малыми углами друг к другу мала, авторы предлагают объяснить свои наблюдения за счет распада нейтрального мезона по следующей схеме:



Энергия Q , выделяющаяся при распаде, должна быть малой (порядка нескольких миллионов электрон-вольт), а время жизни не превышает 10^{-14} сек. Исходя из схемы распада, следует принять, что масса ζ^0 -частицы должна быть близка к сумме масс двух π -мезонов, т. е. к $580 m_0$.

Однако, несмотря на то, что вопрос о существовании ζ^0 -частиц рассматривается в ряде работ, появившихся после сообщения [87], он продолжает оставаться открытым.

§ 7. Заряженные V - или k -частицы

Изредка в камере Вильсона наряду с V -образными вилками, вызванными Δ^0 - или Θ^0 -частицами, появляются вилки также из двух частиц, но по своему характеру существенно отличающиеся от вилко, рассмотренных выше. Характерной особенностью их является большой угол между следами и то обстоятельство, что один из следов идет со стороны центра образования ливня, вызвавшего срабатывание управляющих счетчиков. Пример такой вилки представлен на рис. 98. Фотография была получена в работе [73] на высоте 2867 м над уровнем моря. След, отмеченный стрелкой и цифрой 1, образован частицей, проходившей через камеру сверху вниз и испытавшей отклонение в газе камеры на 11° . Отклоненный след обозначен стрелкой и цифрой 2. Белые пятна на фотографии представляют собой скопление капелек тумана на ионах от загрязнений и старых следов α -частиц и не имеют отношения к рассматриваемому вопросу.

По кривизне в магнитном поле можно заключить, что интересующая нас частица имела отрицательный знак заряда и импульс ее до отклонения был больше чем $1,4 \cdot 10^9$ эв/с. Импульс после отклонения был $0,7 \cdot 10^9$ эв/с. Эта вилка, так же как и вилки, образованные Δ^0 - или Θ^0 -частицами, не может быть объяснена рассеянием частицы в газе камеры, так как в этом случае в вершине вилки должен был бы наблюдаться след ядра отдачи. На снимке же отчетливо видно, что такого ядра отдачи нет. Кроме того, если бы подобные вилки объ-

яснялись рассеянием, то они наблюдались бы несравненно чаще при прохождении заряженных частиц через пластины плотного вещества в камере, чем в газе. На самом же деле подобного эффекта нет.

Таким образом, приведенный снимок и аналогичные ему фотографии, полученные другими авторами, нельзя объяснить рассеянием заряженных частиц в газе камеры.

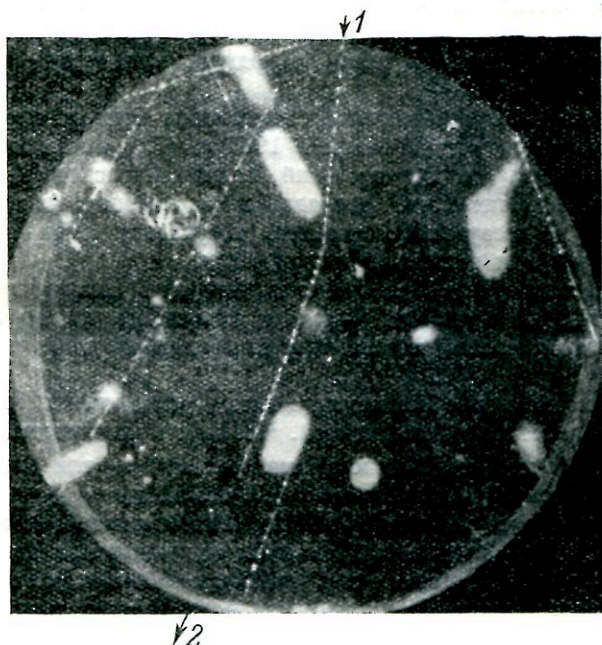


Рис. 98. Распад отрицательно заряженной V -частицы большой энергии.

Можно также показать, что данная вилка не может быть объяснена распадом π -мезона. При π — μ -распаде составляющая импульса μ -мезона по направлению, перпендикулярному к движению π -мезона, не может превышать импульса μ -мезона в системе координат, связанной с π -мезоном. Этим обусловлено то, что максимальный угол между направлениями движения π -мезона и получившегося при распаде μ -мезона определяется соотношением

$$\sin \theta_{\text{макс}} = \frac{0,04}{p},$$

где p —импульс π -мезона в единицах 10^9 эв/с. Отсюда сразу следует, что при импульсе π -мезона, большем $1,4 \cdot 10^9$ эв/с, $\theta_{\text{макс}}$ должен быть в 10 раз меньше, чем наблюдаемый угол в 11° .

Это означает, что вилку, приведенную на рис. 98, нельзя объяснить распадом известных частиц.

Менее определенно обстоит дело с возможностью объяснения рассматриваемой вилки за счет ядерного расщепления, вызванного π -мезоном. Однако представляется мало вероятным, что ядро после захвата π -мезона весьма большой энергии испустило бы только одну заряженную частицу значительно меньшей энергии, а всю остальную энергию передало бы нейтральным частицам. Вместе с тем, аналогичные вилки с вылетом хотя бы одного медленного протона не наблюдались.

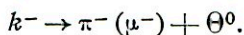
Исходя из этих соображений, Рочестер и Батлер, первые получившие фотографию такой вилки в 1947 г. [72], высказали предположение, что здесь мы имеем случай, подобный распаду Δ^0 -частицы, с той лишь разницей, что распадается заряженная частица, а не нейтральная. В результате распада получается одна заряженная частица и одна или несколько нейтральных.

В настоящее время различными авторами получено большое число фотографий подобных вилок и объяснение их за счет распада заряженных частиц представляется по крайней мере чрезвычайно вероятным.

Терминология для обозначения новых нестабильных заряженных частиц еще не стала общепринятой. Часто они называются заряженными V^\pm -частицами или k -частицами, а также χ - или γ -частицами. В дальнейшем мы будем называть их k -частицами.

Вопрос о схеме распада k -частиц остается еще невыясненным. Случаи, в которых заряженной частице, получающейся при распаде, по кривизне в магнитном поле и плотности ионизации можно было бы приписать массу протона, не наблюдались. Поэтому наиболее естественно предположить, что заряженная частица, испускаемая при распаде k -частицы, является π - или μ -мезоном. Нейтральная частица, вылетающая при распаде k -частицы, может быть нейтроном, Δ^0 - или Θ^0 -частицей, π^0 -мезоном или нейтрино.

В работе [73] получена фотография, на которой зафиксирован распад отрицательно заряженной k -частицы, причем вблизи вершины вилки имелась другая вилка, которую авторы приписали распаду Θ^0 -частицы. Общая картина и расположение следов согласуются с предположением, что Θ^0 -частица получилась в результате распада k -частицы. Если это предположение верно, то простейшая схема распада для этого случая имеет вид



Если такая схема распада является правильной и массу Θ^0 -частицы принять равной $800 m_0$, то для массы k -частицы получается значение $\sim 1200 m_0$. Для случая, приведенного на рис. 98, при этой схеме распада масса k -частицы оказывается $\sim 1300 m_0$. Если за

нейтральную частицу принять не Θ^0 -частицу, а π^0 -мезон, то масса k -частицы оказывается $\sim 750 m_0$.

При благоприятных условиях массу k -частицы можно определить и непосредственно из измерений кривизны ее следа в магнитном поле и создаваемой ею ионизации (в тех случаях, когда ионизация значительно больше релятивистской).

В работе [89] найдено два случая распада k -частиц в эмульсии фотопластинок. Одна из этих микрофотографий представлена на рис. 99 (левая часть рисунка представляет собой продолжение правой).

По изменению плотности зерен вдоль следа можно было установить, что первичная k -частица двигалась налево вниз к точке P (правая половина рис. 99). Длина ее следа в эмульсии составляла $\sim 5800 \mu$. Столь большая длина следа позволила промерить его с большой надежностью. В точке P k -частица распалась, испустив одну вторичную заряженную частицу в почти противоположном направлении. Это обстоятельство делает особенно вероятным утверждение о том, что k -частица распалась уже после остановки. Вторичная частица, пройдя в эмульсии 1098μ , в точке Q также распалась, испустив третичную частицу. Третичная частица вышла за пределы эмульсии. Таким образом, качественно картина вполне аналогична $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ -распаду.

Масса k -частицы была определена методами счета зерен и пробега, а также рассеяния и пробега и оказалась равной $(1125 \pm 140) m_0$. Масса вторичной частицы оказалась равной $(200-300) m_0$. Третичная частица, повидимому, является электроном. Поскольку случаев прямого $\pi \rightarrow e$ -распада еще ни разу не наблюдалось, следует заключить, что вторичная частица является μ -мезоном. В последнее время был зарегистрирован еще ряд аналогичных случаев.

Эти данные показывают, что по крайней мере один из типов k -частиц распадается с испусканием μ -мезонов. Однако значения энергии

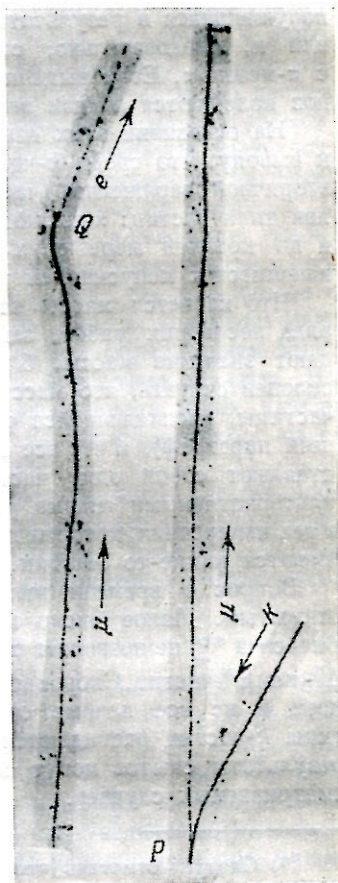


Рис. 99. Микрофотография распада k -частицы, остановившейся в эмульсии фотопластины ($k \rightarrow \mu \rightarrow e$).

вторичных μ -мезонов колеблются от очень малых величин до 200 *Мэв*. Если эти данные подтвердятся, то это будет означать, что при распаде испускается не одна, а две или даже более нейтральных частиц.

С другой стороны, имеются, повидимому, случаи, когда частица, получившаяся в результате распада, является ядерно-активной частицей и, следовательно, скорее всего, должна быть отождествлена с π -мезоном. Если выделить эти случаи, то для них энергии π -мезонов колеблются вблизи величины ~ 100 *Мэв*.

На основании этих данных Поуэлл в своем обзоре [90] приходит к выводу, что среди k -частиц, распадающихся с испусканием одной вторичной заряженной частицы, следует выделить по крайней мере два типа частиц: χ -частицы, распадающиеся с испусканием μ -мезона и по крайней мере двух нейтральных частиц, и χ' -частицы, распадающиеся с испусканием π -мезона и одной нейтральной частицы.

Что касается массы этих частиц, то нужно указать, что авторы ряда последних работ, выполненных методом фотопластинок [91] *), дают значение массы, близкое к 1000 m_0 . В связи с этим Поуэлл склонен считать, что массы χ - и χ' -частиц близки к массе τ -мезона — частицы, распадающейся с испусканием трех π -мезонов (см. следующий параграф), и что все эти три частицы в действительности представляют собой одну частицу с массой около 970 m_0 , но с тремя альтернативными типами распадов. При этом Поуэлл допускает, что в тех измерениях, которые дают массу k -частиц, превышающую 1000 m_0 , имеются какие-то ошибки.

Вопрос о времени жизни k -частиц, по существу, еще остается открытым. Малое число наблюденных случаев их распада в камере Вильсона **) не позволяет сделать и тех оценок, которые были даны для Λ^0 - или Θ^0 -частиц. Скорее всего, время жизни k -частиц близко к 10^{-9} сек., хотя и не все данные согласуются с этим. Возможно, что разные типы k -частиц распадаются с различным временем жизни и поэтому результаты опытов могут зависеть от их условий и выборки рассматриваемых случаев.

*) Следует отметить, что в работе [92] было использовано весьма перспективное видоизменение метода фотопластинок. При экспонировании большое число (24) сухих слоев эмульсии без подложки, толщиной в 600 μ каждый, складывалось в виде стопки. После экспонирования стопка разбиралась, каждый слой наклеивался на стекло и проявлялся отдельно. При соблюдении необходимых предосторожностей удается проследить следы, проходящие через целый ряд эмульсионных слоев, и тем самым во много раз повысить вероятность нахождения очень длинных следов. Таким путем в цитированной работе удавалось наблюдать и промерять следы длиной в несколько сантиметров эмульсии.

**) Например, в работе [93] на 79 случаев распада Λ^0 - или Θ^0 -частиц зарегистрировано всего 13 случаев распада k -частиц, а в обстоятельной работе [94] на 134 зарегистрированных случая распада Λ^0 - или Θ^0 -частиц приходится 23 случая распада k -частиц.

Из сказанного ясно, что вопрос о свойствах k -частиц изучен еще совершенно недостаточно. Сопоставление результатов, полученных разными авторами всеми тремя методами исследования: методом фотопластинок, камеры Вильсона и масс-спектрометра, еще не может быть произведено достаточно надежно и однозначно. Остается неясным — одни и те же типы частиц регистрируются разными методами или же каждый метод вводит специфическую выборку. В связи с этим, а также с разноречивостью данных, полученных одним и тем же методом, остается нерешенным вопрос о числе типов k -частиц, о схемах их распада, времени жизни и об их взаимодействии с ядрами атомов.

Большое внимание физиков к этим вопросам позволяет надеяться, что, несмотря на серьезные экспериментальные трудности, изучение k -частиц уже в ближайшее время будет значительно расширено.

Последние опыты с фотопластинками [95] дают и некоторое указание на существование заряженных частиц с массой, превышающей массу нуклона, и распадающихся по схеме $Y \rightarrow n + \pi^{0,\pm}$, где n — нуклон и $\pi^{0,\pm}$ — заряженный или нейтральный π -мезон. Поуэлл указывает [90], что из найденных в эмульсии случаев распада с образованием заряженных π -мезонов в трех случаях распад произошел на лету. Это должно быть объяснено весьма малым временем жизни таких частиц (значительно меньшим, чем это вытекает из цитированных выше данных А. И. Алиханяна и его сотрудников).

Если данные о существовании заряженных частиц с массой, превышающей массу нуклона, найдут себе дальнейшее подтверждение, то это будет означать существование заряженных аналогов Δ^0 - или Θ^0 -частиц и возможность получения новых материалов о возбужденных состояниях нуклонов.

§ 8. τ-частицы

При исследованиях с помощью электронно-чувствительных пластинок, экспонированных на высоте 3500 м, Поуэлл и его сотрудники в 1949 г. обнаружили [96] весьма интересный случай, микрофотография которого представлена на рис. 100. Частица, образовавшая длинный след τ (длина свыше 3000 μ), двигалась по направлению к точке A . Это можно было установить по увеличению плотности зерен вдоль следа и увеличению вероятности рассеяния по мере уменьшения расстояния от A . В точке A частица τ , повидимому, остановилась и вызвала появление трех следов: a , b и π . В точке B частица π вызвала появление двух новых следов c и d .

Масса τ -частицы была измерена по счету зерен и пробегу и по рассеянию и пробегу. Первый метод дал значение массы $(1080 \pm 160) m_0$ и второй — $(1800 \pm 400) m_0$. Авторы указывают, что первая цифра заслуживает большего доверия.

Большой интерес представляет рассмотрение вопроса о природе процесса, происшедшего в точке A . Частица, создавшая след π , несомненно, является медленным π^- -мезоном, который в точке B вызвал

ядерное расщепление обычного типа. Следы a и b , длиной 2000 μ и 116 μ , имеют одинаковую ионизацию, в 2,2 раза большую минимальной. Малое рассеяние на этих следах показывает, что вызвавшие их частицы не могут быть электронами и, следовательно, являются

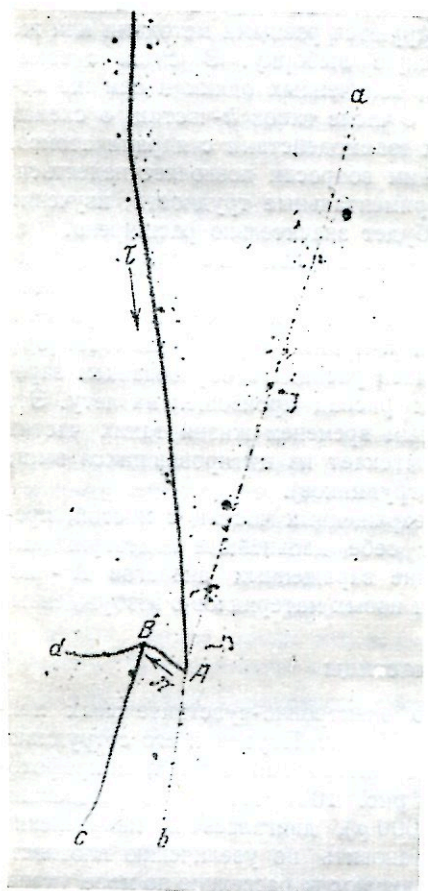


Рис. 100. Микрофотография распада в эмульсии фотопластинки остановившейся τ -частицы на три вторичные частицы.

Одна из этих фотографий [97] приведена на рис. 101. По изменению плотности зерен и рассеянию можно установить, что τ -частица двигалась по направлению к точке P . Длина ее следа в эмульсии 2070 μ . Масса ее, определенная по многократному рассеянию и пробегу, оказалась равной $(1015 \pm 280) m_0$. Кроме того, масса τ -частицы была определена по пробегу и подсчету просветов между зернами. Этот

либо π - или μ -мезонами, либо протонами. Если предположить, что отрицательно заряженная τ -частица в конце своего пробега была захвачена ядром атома эмульсии и вызвала его расщепление, то остается непонятным, почему при таком процессе, в котором ядро получает около 500 Мэв энергии, вылетают только три заряженные медленных сильно ионизирующих протонов. Поэтому авторы предполагают, что в точке A произошел распад τ -частицы на три мезона:

$$\tau \rightarrow \pi + \pi + \pi$$

или

$$\tau \rightarrow \pi + \mu + \mu.$$

С этим предположением согласуется и то, что три следа (a , b и c) компланарны. Если τ -частица распадается на три π -мезона, то масса ее равна $985 m_0$, а если на один π -мезон и два μ -мезона, то $870 m_0$.

В дальнейшем различными авторами в эмульсии фотопластинок было получено еще около 20 аналогичных фотографий, которые также интерпретируются как распад остановившейся τ -частицы на три мезона.

метод дал значение $(1000 \pm 180) m_0$. В точке P τ -частица образовала три следа — a , b и c — с пробегами в эмульсии 6400, 120 и 490 μ . Все три следа компланарны. Поэтому весьма вероятно, что при распаде τ -частицы не было испущено нейтральных частиц со сколько-

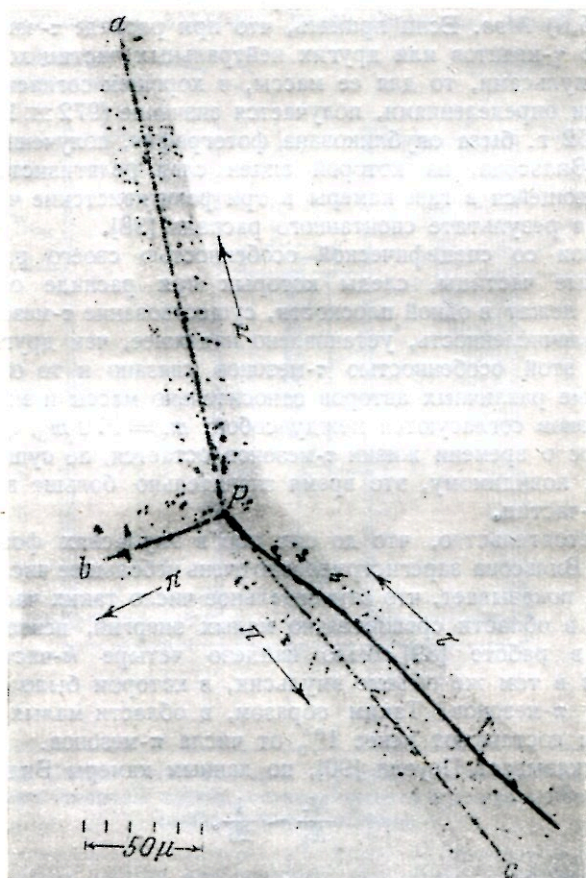


Рис. 101. Микрофотография распада остановившейся τ -частицы на три π -мезона.

нибудь заметным импульсом. По рассеянию и плотности зерен было найдено, что масса частицы, образовавшей след a , равна $(285 \pm 20) m_0$. Таким образом, эта частица, повидимому, является π -мезоном. Исходя из этого, по плотности зерен вдоль следа a можно было определить импульс π -мезона и, принимая, что в точке P суммарный импульс равен нулю, найти импульсы частиц, образовавших следы b и c . Зная импульсы и плотность зерен вдоль следов b и c , нашли, что

масса частицы, образовавшей след b , равна $(240 \pm 30) m_0$, а масса частицы, образовавшей след c , равна $(280 \pm 15) m_0$.

Таким образом, было показано, что τ -частица распалась на три π -мезона: $\tau \rightarrow \pi + \pi + \pi$.

Суммарная кинетическая энергия π -мезонов оказалась равной $(75,2 \pm 5,0) Mэв$. Если принять, что при распаде τ -частицы не было испущено γ -квантов или других нейтральных частиц хотя бы и с малыми импульсами, то для ее массы, в хорошем согласии с непосредственными определениями, получается значение $(972 \pm 10) m_0$.

В 1952 г. была опубликована фотография, полученная с помощью камеры Вильсона, на которой виден след релятивистской частицы, превращающейся в газе камеры в три релятивистские частицы, повидимому, в результате спонтанного распада [98].

В связи со специфической особенностью своего распада на три заряженные частицы, следы которых при распаде остановившейся частицы лежат в одной плоскости, существование τ -мезонов, несмотря на их малочисленность, установлено надежнее, чем других новых частиц. С этой особенностью τ -мезонов связано и то обстоятельство, что данные различных авторов относительно массы и энергии распада этих мезонов согласуются между собой: $m_\tau = 970 m_0$, $Q_\tau \sim 75 Mэв$.

Вопрос о времени жизни τ -мезонов остается, по существу, открытым. Но, повидимому, это время значительно больше времени жизни Δ^0 - и Θ^0 -частиц.

То обстоятельство, что до сих пор в эмульсиях фотопластинок и в камере Вильсона зарегистрировано очень небольшое число следов k - и τ -частиц, показывает, что относительное число таких частиц, по крайней мере в области сравнительно малых энергий, невелико. Так, например, в работе [89] было найдено четыре k -частицы и одна τ -частица в том же объеме эмульсии, в котором было зарегистрировано 750 π -мезонов. Таким образом, в области малых энергий k - и τ -частицы составляют менее 1% от числа π -мезонов.

Как указывает Поуэлл [90], по данным камеры Вильсона

$$\frac{N_\tau}{N_k} \sim \frac{1}{20}.$$

§ 9. Изучение состава частиц космических лучей с малыми энергиями с помощью фотопластинок

Открытие в космических лучах целого ряда новых «элементарных» частиц делает особенно важным и интересным изучение их свойств, взаимосвязи, количественного соотношения между частицами различных типов и т. п. Для решения этой задачи большое значение приобретают работы по систематическому изучению состава частиц, остановившихся в эмульсии толстослойных фотопластинок.

Одна из таких работ была выполнена на высоте 3500 м над уровнем моря Францинетти [99]. Он поместил две толстослойные фото-

пластинки в магнитное поле эмульсией друг к другу с зазором между ними в 3 м.м. Напряженность магнитного поля была 29 000 эрстед. Схема его установки представлена на рис. 102. Здесь *A* — полюсы электромагнита, *B* — кассета, в которой укреплялись толстослойные фотопластинки неподвижно одна относительно другой. Некоторые частицы, проходившие наклонно через эмульсию одной пластинки,

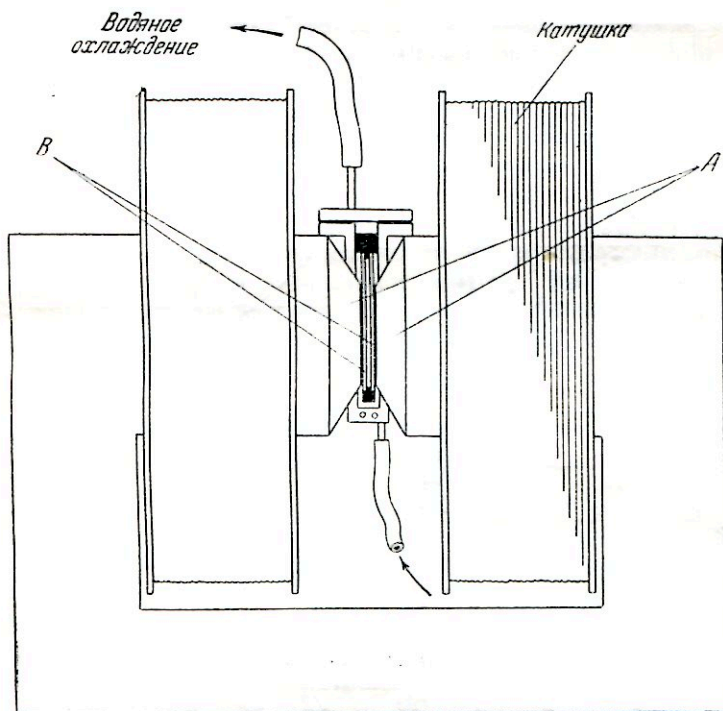


Рис. 102. Схема установки для изучения с помощью магнитного поля природы частиц, остановившихся в эмульсии толстослойных фотопластинок.

выходили в зазор между пластинками под углом к магнитным силовым линиям, попадали в эмульсию другой пластинки и там останавливались. Магнитное поле отклоняло частицы, и они попадали в эмульсию второй пластинки не на продолжении следа в эмульсии первой пластинки, а с некоторым смещением. Измерив величину этого смещения, можно было вычислить радиус кривизны траектории частицы в магнитном поле. Для устранения рассеяния частиц в газе при прохождении ими зазора между пластинками воздух из кассеты, в которой помещались пластинки, откачивался. Для облегчения отыскания продолжения следа во второй пластинке на обе пластинки, закрепленные в кассете, с помощью рентгеновских лучей наносилась координатная сетка.

Автором было исследовано 360 остановившихся частиц. При этом оказалось, что на долю μ -мезонов приходится 16% от всех остановившихся частиц, π -мезоны составляют 9%, протоны 48%.

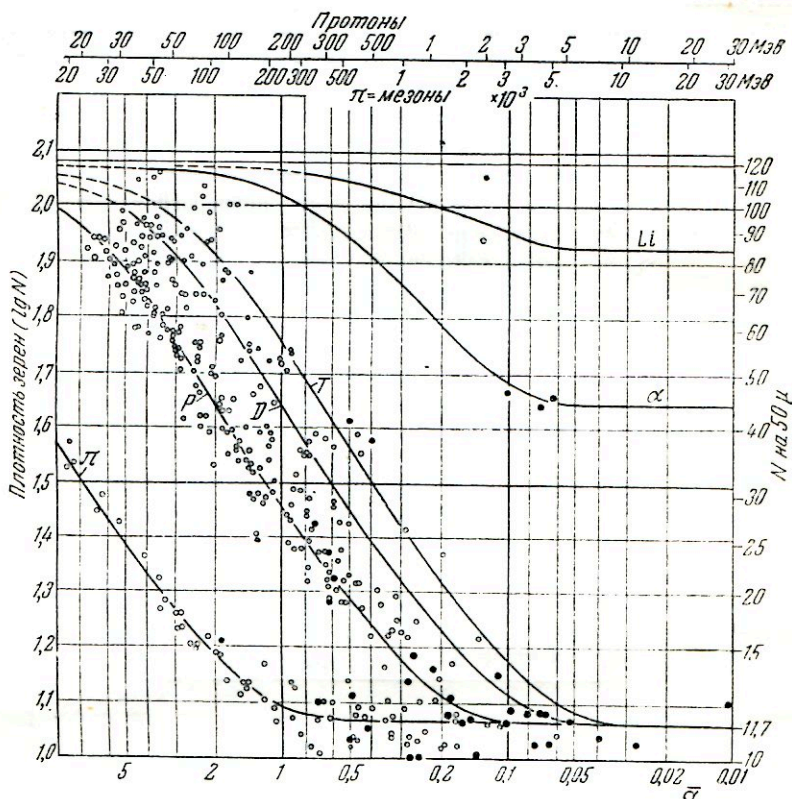


Рис. 103. Результаты опыта по изучению состава частиц космических лучей методом фотопластинок.

По оси абсцисс отложен средний угол отклонения $\bar{\alpha}$ (в градусах) за счет рассеяния частиц в эмульсии на участке 100 μ , по оси ординат — плотность зерен на следе частицы (число зерен на длине в 50 μ) в логарифмическом масштабе.

дейтроны 16% и положительно заряженные частицы, более тяжелые, чем дейтроны (триконы, α -частицы), — 11%. По этим данным, максимально возможное число заряженных частиц с массами, промежуточными между массой π -мезона и протона (т. е. k - и τ -частиц) в области энергий от 15 Мэв и ниже, определенное из ошибок опыта, составляет 2% от полного числа частиц, остановившихся в эмульсии фотопластинок.

В другой аналогичной по задачам работе [100] исследовалась природа частиц, образованных в актах ядерного взаимодействия при

высокой энергии частиц. Толстослойные фотопластинки, регистрировавшие релятивистские частицы, экспонировались в стратосфере на высотах до 40 км. Масса частиц определялась методом рассеяния и счета зерен. Результаты этой работы представлены на рис. 103. Кривые, обозначенные буквами π , p , D и T , дают вычисленные зависимости плотности зерен от параметра рассеяния $\bar{\alpha}$ для π -мезонов, протонов, дейтронов, тритонов. Из рисунка видно, что экспериментальные точки хорошо группируются вокруг этих кривых, а в интервале между кривыми для π -мезонов и протонов точек нет. Полученные данные относятся к энергиям π -мезонов и протонов в 30—500 Мэв и, следовательно, к большим энергиям, чем данные Францинетти. Однако и для этой области энергий нет указаний на существование сколько-нибудь заметного числа частиц с массами, промежуточными между массой π -мезона и протона. Это подтверждает приведенный выше вывод о малом числе частиц с массами, промежуточными между массой π -мезона и протона. Вместе с тем, это, конечно, ни в коей мере не умаляет большого принципиального значения открытия новых частиц, независимо от их интенсивности и роли в космических лучах.

§ 10. Общая характеристика проблемы элементарных частиц

Из приведенного обзора видно, что в настоящее время в космических лучах наблюдается, не считая фотонов, не менее 14 типов элементарных частиц: протоны, нейтроны, электроны, позитроны, нейтрино, положительно и отрицательно заряженные μ -мезоны, положительно и отрицательно заряженные π -мезоны, нейтральные π^0 -мезоны, нейтральные Δ^0 - и Θ^0 -частицы и несколько типов заряженных частиц обоих знаков заряда с массами, промежуточными между массой π -мезона и протона. По всей вероятности, дальнейшие исследования приведут к открытию новых элементарных частиц с различными массами, а может быть, и с разными зарядами. Таким образом, если еще 20 лет тому назад казалось, что все вещество состоит только из двух сортов элементарных частиц — положительно заряженных протонов и отрицательно заряженных электронов, то в настоящее время очевидно, что проблема элементарных частиц в действительности оказывается несравненно более сложной. Очень важно подчеркнуть, что наряду с открытием новых частиц устанавливаются связи между ними и возможности превращения одних частиц в другие. Оказалось, что казавшийся безусловно правильным закон сохранения числа элементарных частиц не имеет места. Частицы одного типа могут превращаться в частицы другого типа, причем число их при этом может увеличиваться или уменьшаться.

Открытие в космических лучах взаимных превращений элементарных частиц является еще одним ярким примером безусловной

правильности положений диалектического материализма о многообразии форм материи и о взаимной связи между ними. В. И. Ленин подчеркивал, что «... диалектический материализм настаивает... на отсутствии абсолютных граней в природе, на превращении движущейся материи из одного состояния в другое, повидимому, с нашей точки зрения непримиримое с ним и т. д.» [101].

Понятие «элементарные частицы» за последнее время претерпело очень глубокие изменения. Еще не так давно «элементарной» частицей физики считали атом. Само название «атом» (неделимый) было выбрано так, чтобы подчеркнуть бессмысленность вопроса о его строении. Затем «элементарными» стали считаться протоны, электроны, нейтроны, мезоны. Открытие процессов распада и взаимных превращений мезонов различных типов, распада нейтрона, перезарядки протонов в нейтроны и обратно показывает, что эти частицы являются «элементарными» лишь сугубо условно. Характеризуя данную частицу как «элементарную», мы тем самым отмечаем известную ступень в развитии наших знаний о природе и строении вещества.

Конечно, это не значит, что «элементарность», скажем, протона или π -мезона имеет такой же характер, как и «элементарность» атома, и что через некоторое время будет установлена картина строения, например, протона из других более «элементарных» частиц. Несомненно, конечно, что сам характер строения протона и атома принципиально различен. Но если еще 30 лет тому назад можно было говорить об «элементарности» протона или электрона в том смысле, как 100 лет тому назад «элементарным» считался атом, то сейчас мы твердо знаем, что структура протона, электрона и других частиц, которые мы сегодня называем «элементарными», рано или поздно будет выяснена. Вместе с тем, такое положение подчеркивает многообразие свойств «элементарных» частиц, подтверждая ленинское положение о том, что «электрон также неисчерпаем, как и атом» [102].

Задача будущей теории «элементарных» частиц состоит не только в выяснении строения и связи частиц между собой, но и в вычислении их масс, объяснении различной степени устойчивости тех или иных частиц, различного взаимодействия их с другими частицами, постоянства величины электрического заряда и т. п.

В настоящее время эти вопросы еще только поставлены перед физикой ходом ее развития. Но уже сейчас изучение элементарных актов взаимодействия частиц при высоких энергиях, осуществляемое в космических лучах, позволило вплотную подойти к вопросу о возбужденных состояниях нуклонов и, следовательно, к вопросу о параметрах, характеризующих внутреннюю структуру нуклона. В этом отношении уже могут быть высказаны некоторые рабочие гипотезы, выводы из которых можно сопоставлять с результатами опытов. Однако рассмотрение этих вопросов выходит за рамки настоящей книги,

ГЛАВА VIII

ПЕРВИЧНОЕ КОСМИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И ГЕОМАГНИТНЫЕ ЭФФЕКТЫ

§ 1. Теория геомагнитных эффектов

Для выяснения природы и свойств первичного космического излучения до его вхождения в атмосферу Земли и, следовательно, до всякого образования вторичных частиц, важнейшее значение имеет изучение отклонения первичных частиц в магнитном поле Земли.

Как известно, Земля представляет собой магнитный диполь с моментом, равным $8,1 \cdot 10^{25}$ гаусс \cdot см³. Центр этого диполя смещен относительно центра Земли на 340 км. Магнитные полюсы Земли расположены в пунктах со следующими географическими координатами: 78,5° N, 69,0° W и 78,5° S, 111,0° E. В связи с этим геомагнитные широты не совпадают с географическими. Если обозначить через λ геомагнитную широту, а через Δ и Ω — географическую широту и долготу, то связь между ними дается формулой $\sin \lambda = \cos 78,5^\circ \cdot \cos (\Delta - 69,0^\circ) + \sin 78,5^\circ \cdot \sin \Omega$.

Геомагнитный экватор в восточном полушарии проходит примерно на 10° севернее географического, а в западном полушарии — соответственно на 10° южнее географического.

Магнитное поле земного диполя имеет заметную величину вплоть до расстояний в несколько земных радиусов от центра диполя. Заряженные частицы космических лучей при своем движении из мирового пространства к поверхности Земли испытывают отклоняющее действие этого магнитного поля. Большой путь первичных частиц в магнитном поле приводит к тому, что, несмотря на сравнительно малую напряженность поля, оно оказывает существенное влияние на распределение интенсивности космических лучей по земной поверхности и, особенно, в верхних слоях атмосферы.

Вторичные же частицы с большими энергиями, образованные в земной атмосфере, не успевают значительно отклониться в поле Земли и поэтому в основном сохраняют распределение первичных частиц.

Отклонение первичных частиц космических лучей в магнитном поле Земли не только служит еще одним доказательством их

внеземного происхождения и показывает, что по крайней мере отклоняемая часть первичных космических лучей представляет собой заряженные частицы, но и позволяет установить знак заряда этих частиц, определить их энергетический спектр и изучить свойства первичных частиц, энергия которых заключена в определенном интервале. В связи с этим изучение геомагнитных эффектов космических лучей представляет существенный интерес для всего комплекса вопросов, связанных с космическими лучами.

Теория движения заряженных частиц в магнитном поле Земли разрабатывалась Штермером применительно к задаче объяснения полярных сияний и затем развивалась уже специально для рассмотрения геомагнитных эффектов космических лучей Леметром и Валлартой [1—4] и др. Задача теории заключается в вычислении траекторий заряженных частиц с различными импульсами в поле магнитного диполя Земли. Исходными уравнениями являются обычные уравнения движения электрического заряда в магнитном поле. Теория приводит к следующему важному заключению, обычно называемому теоремой Лиувилля: если направления движения частиц на очень больших расстояниях от Земли вне магнитного поля распределены изотропно, то действие магнитного поля сводится к выделению определенных направлений, внутри которых число частиц, достигающих поверхности Земли с импульсом, превышающим некоторое критическое значение, остается таким же, как если бы магнитное поле отсутствовало. Другими словами, для каждой точки земной поверхности магнитное поле выделяет некоторую область разрешенных направлений — «разрешенный конус», по которым частицы могут достигать поверхности Земли. В пределах этого «разрешенного или главного конуса» число частиц, импульс которых превосходит критическое значение, остается таким же, каким оно было бы в отсутствии магнитного поля. Вне пределов главного конуса лежит область направлений, по которым частицы с импульсом, меньшим критического значения, не могут достичь поверхности Земли. Эта область «запрещенных» направлений носит название «конуса Штермера». На границе между главным конусом и конусом Штермера лежит сравнительно небольшая «область полутени», так называемая «пенумбра» из чередующихся «разрешенных» и «запрещенных» направлений.

Первоочередная задача теории сводится, таким образом, к расчету направления и формы главного конуса для разных точек наблюдения в зависимости от знака заряда и величины импульса частиц. Задача эта является достаточно сложной, и мы не будем останавливаться на ее математической стороне, а ограничимся лишь изложением основных качественных выводов теории для наиболее простых случаев.

Из элементарных соображений очевидно, что положительно заряженные частицы, идущие первоначально по вертикали в плоскости геомагнитного экватора, будут отклоняться магнитным полем к вос-

току, а отрицательные — к западу. Если импульс этих частиц меньше некоторой величины, то они будут отклоняться настолько сильно, что вообще не попадут на поверхность Земли. По мере передвижения к полюсам угол между траекторией частицы, движущейся в вертикальной плоскости, и магнитными силовыми линиями уменьшается, и отклоняющее действие магнитного поля будет ослабевать. На полюсе частицы, идущие по вертикали, вдоль силовых линий вообще не будут испытывать никакого отклонения и, следовательно, на полюс могут попадать частицы с любыми импульсами. Вытекающая отсюда зависимость интенсивности космических лучей от геомагнитной широты места наблюдения носит название широтного эффекта.

Теория Штермера дает следующее простое соотношение между геомагнитной широтой места наблюдения λ и минимальным импульсом p , которым должна обладать частица, чтобы по вертикали попасть в эту точку:

$$p = 14,9 \cos \lambda^2$$

(p выражено в единицах 10^9 эв/с). Согласно этой формуле на экваторе по вертикали приходят только частицы с импульсом $p \geq 14,9 \times$

$\times 10^9$ эв/с; на широте 45° — $p \geq 3,6 \cdot 10^9$ эв/с, на широте 60° — $p \geq 0,95 \cdot 10^9$ эв/с и т. д. На рис. 104 приведена диаграмма, рассчитанная Леметром и Валлартой [3]. На ней представлены ортогональные проекции границ разрешенных конусов для экватора для положительно заряженных частиц с данными импульсами. Концентрические круги на рисунке соответствуют определенным зенитным углам z . Из диаграммы видно, что на экваторе при зенитном угле 0° (пересечение линий NS и EW) минимальный разрешенный импульс составляет $14,9 \cdot 10^9$ эв/с. При зенитном угле $22,5^\circ$ и направлении на запад минимальный импульс равен примерно $12,5 \cdot 10^9$ эв/с, при направлении на восток $18,4 \cdot 10^9$ эв/с, а при направлении на север или юг $15,5 \cdot 10^9$ эв/с.

Если рассматривать аналогичную диаграмму для частиц с отрицательным знаком заряда, то направления на восток и запад надо поменять местами. Соответственно этому для положительно заряженных частиц ось главного конуса отклонена от вертикали к западу, а для отрицательно заряженных частиц — к востоку.

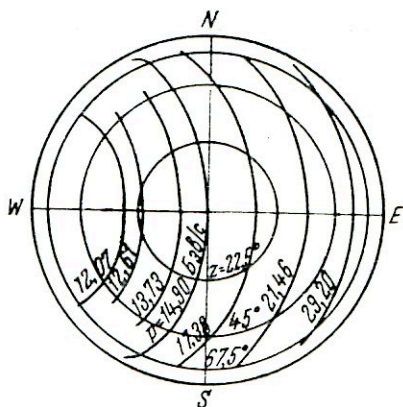


Рис. 104. Ортогональные проекции границ конусов разрешенных направлений для экватора для положительно заряженных частиц с данными импульсами. Концентрические круги соответствуют определенным зенитным углам.

Для экватора теория Штермера дает следующую связь между зенитным углом z , отсчитываемым в плоскости восток — запад, и минимальным импульсом частиц p (в единицах 10^9 эв/с):

$$\sin z = 2 \left(\frac{59,6}{p} \right)^{1/2} - \frac{59,6}{p}.$$

Угол считается положительным по направлению к востоку. Для отрицательно заряженных частиц z должно быть заменено на $-z$.

На рис. 105 показана зависимость энергии протонов, приходящих на Землю по вертикальному направлению, от геомагнитной широты [5]. Кривая E_1 представляет минимальные энергии протонов; протоны с меньшими энергиями вообще не могут достичь Земли по вертикали. Кривая E_2 представляет энергии, выше которых протоны всегда могут достичь Земли по вертикали. Между E_1 и E_2 находится промежуточная область (пенумбра), в которой разрешенные полосы чередуются с запрещенными. Для низких широт большая часть пенумбры состоит из запрещенных полос и поэтому нижнюю границу разрешенных энергий практически представляет кривая E_2 . Для области между 15° и 35° геомагнитной широты запрещенные и разрешенные области в пенумбре представлены примерно одинаково. Для высоких широт разрешенные области в пенумбре преобладают и практическую границу между разрешенными и запрещенными энергиями протонов для вертикального направления представляет кривая E_1 .

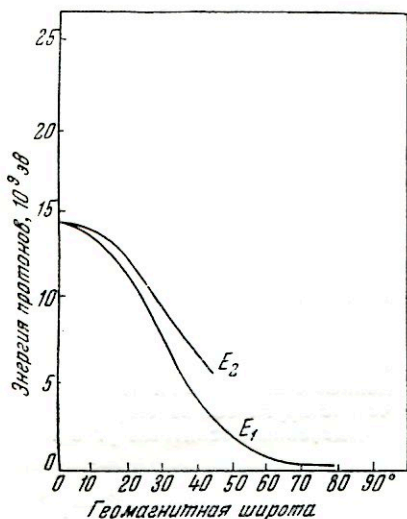


Рис. 105. Зависимость энергии протонов, которые могут попасть на землю по вертикальному направлению, от геомагнитной широты.

На рис. 106 и 107 представлены аналогичные кривые для энергий протонов, разрешенных и запрещенных на разных широтах при движении под углом 45° к вертикали. Рис. 106 относится к направлению на восток, рис. 107 — к направлению на запад.

Из сказанного ясно, что наличие магнитного поля Земли приводит к тому, что помимо широтного эффекта для первичных частиц одного знака заряда должно наблюдаться различие в направлении на восток и на запад. Интервал разрешенных импульсов или энергий для положительно заряженных первичных частиц, приходящих с запада,

больше, чем для частиц, приходящих с востока. Для отрицательно заряженных частиц картина, разумеется, обратная.

Этот эффект носит название восточно-западной, или азимутальной, асимметрии. Изучение его позволяет решить вопрос о знаке заряда первичных частиц.

Вследствие того что магнитный диполь смещен от центра Земли на 340 км в меридиональной плоскости, долгота которой $\omega = 162^\circ \text{E}$,

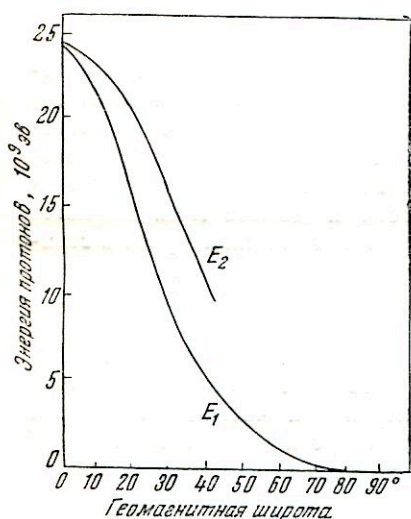


Рис. 106. Зависимость энергии протонов, которые могут попасть на землю при движении под углом 45° к вертикали, от геомагнитной широты (направление на восток).

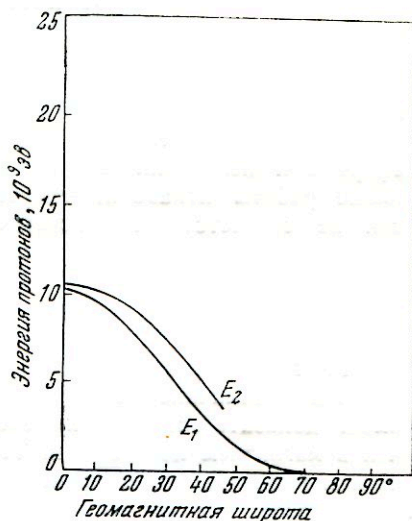


Рис. 107. Зависимость энергии протонов, которые могут попасть на землю при движении под углом 45° к вертикали, от геомагнитной широты (направление на запад).

напряженность земного магнитного поля в восточном полушарии несколько больше, чем в западном, и соответственно этому интенсивность космических лучей в западном полушарии больше, чем в восточном. Этот эффект носит название долготного эффекта космических лучей. Оценка его величины может быть произведена с помощью следующей формулы:

$$\frac{\Delta p}{p} = 2\alpha \left[\cos(\lambda - \omega) + \frac{1}{4} \sin(\lambda - \omega) \right].$$

Здесь Δp — поправка к величине минимального импульса, который должна иметь частица, чтобы достичь поверхности Земли на экваторе в вертикальном направлении, $\alpha = \frac{340}{6370}$ — отношение смещения диполя к радиусу Земли, λ — геомагнитная долгота, $\omega = 162^\circ$. Из этой

формулы следует, например, что в Перу минимальный импульс для вертикально идущих частиц $p = 13,5 \cdot 10^9$ эв/с, а в Южной Индии $p = 17,0 \cdot 10^9$ эв/с. В связи с этим интенсивность космических лучей на уровне моря на геомагнитном экваторе в районе Индии на 50% меньше, чем на геомагнитном экваторе в районе Южной Америки.

§ 2. Определение природы и энергии первичных частиц космических лучей на основе изучения широтного эффекта

Первые экспериментальные указания на существование широтного эффекта на уровне моря и в стратосфере были получены Клеем [6]. По измерениям Клея интенсивность космических лучей в стратосфере при изменении широты меняется в 40 раз. Однако последующие работы показали, что такое сильное изменение интенсивности не соответствует действительности и данные Клея являются ошибочными. Истинный широтный эффект космических лучей в стратосфере был открыт С. Н. Верновым [7]. Согласно данным С. Н. Вернова, а также последующим работам Милликена и его сотрудников [8] интенсивность космических лучей в стратосфере меняется с изменением широты несколько больше чем в три раза.

Большая величина широтного эффекта в стратосфере является прямым доказательством отклонения первичных частиц космических лучей в магнитном поле Земли. Тем самым устанавливается, что первичная компонента космических лучей состоит из заряженных частиц (а не фотонов, как это часто предполагалось до открытия широтного эффекта).

Рассматривая данные по широтному эффекту, необходимо отметить, что проведение опытов на больших высотах связано с серьезными экспериментальными трудностями. Эффективные исследования в стратосфере на различных широтах оказались возможными лишь после того, как С. Н. Верновым в 1934 г. был разработан метод передачи данных о космических лучах из стратосферы по радио [9]. Этот метод впоследствии был широко использован как советскими, так и зарубежными физиками.

Исследование широтного эффекта в стратосфере имеет особое значение, поскольку на больших высотах мы имеем дело непосредственно с первичным космическим излучением, а на уровне моря и малых высотах величина широтного эффекта значительно уменьшается и он может маскироваться различными вторичными эффектами, связанными с прохождением частиц космических лучей через атмосферу.

Обширные экспериментальные исследования широтного эффекта на уровне моря и на небольших высотах были проведены в 1932—1933 гг. под руководством А. Комптона [10]. Для этой цели были разработаны ионизационные камеры высокого давления, автоматически записывающие на движущейся ленте интенсивность космиче-

ских лучей с большой точностью. Измерения с этими установками производились одновременно в десятках пунктов земного шара на уровне моря и на высотах гор. При этом было установлено, что на уровне моря на геомагнитном экваторе интенсивность космических лучей приблизительно на 10% меньше, чем на высоких широтах. На уровне моря широтный эффект

$$r = \frac{J_{90^\circ} - J_{0^\circ}}{J_{90^\circ}} = 0,1.$$

Обстоятельные измерения широтного эффекта на высоте около 10 км над уровнем моря (давление воздуха 310 г/см²) были произведены Неером [11]. Установка состояла из счетчиков, расположенных

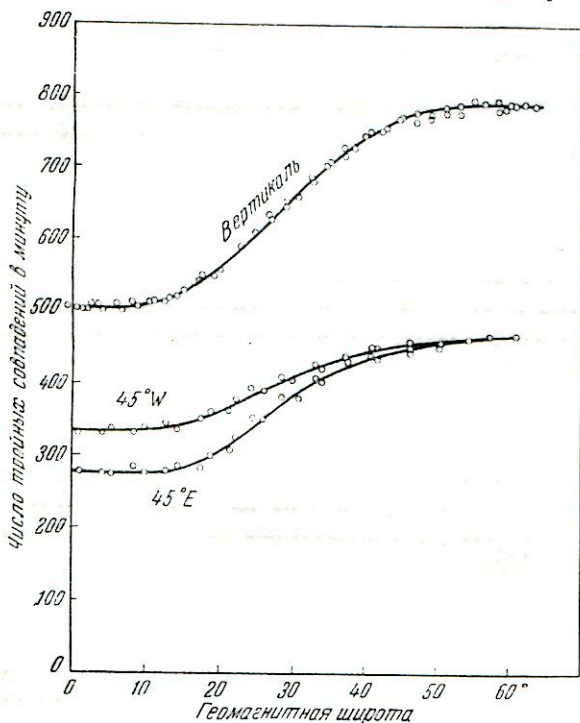


Рис. 108. Интенсивность космических лучей в зависимости от геомагнитной широты на высоте 10 км над уровнем моря.

телескопом, который мог наклоняться под определенным углом к вертикали; между счетчиками могли помещаться свинцовые фильтры. Вся установка располагалась на самолете, который совершал полеты вдоль меридиана 80° W от магнитного экватора до 64° N. Результаты измерений представлены на рис. 108. Верхняя кривая

представляет результаты измерений с вертикально расположенной осью «телескопа»; средняя кривая — с телескопом, наклоненным к западу на угол 45° ; нижняя — с телескопом, наклоненным к востоку на угол 45° .

При анализе этих результатов прежде всего обращает на себя внимание то обстоятельство, что, начиная с широты примерно 55° и далее к северу, интенсивность космических лучей остается постоянной. Аналогичные результаты были получены Комптоном и другими авторами [10, 12, 13] *).

В недавней работе Неера, Петерсона и Штерна [15] измерения на больших высотах с ионизационными камерами производились вплоть до геомагнитной широты 88° N. На основании своих опытов эти авторы также подтверждают заключение о том, что, начиная с некоторой широты, интенсивность космических лучей остается постоянной.

Наличие такого «широтного отсека» означает, что в спектре первичного космического излучения отсутствуют частицы с импульсами, меньшими $\sim 1,2 \cdot 10^9$ эв/с, что для протонов соответствует энергии в $0,6 \cdot 10^9$ эв. Неер, Петерсон и Штерн приходят к выводу об отсутствии в первичном излучении протонов с энергиями от 0,8 до $0,14 \cdot 10^9$ эв.

Большинство авторов считает, что такое отсекание спектра первичных частиц со стороны малых энергий обусловлено магнитным полем Солнца [16]. Неер, Петерсон и Штерн из своих данных вычислили магнитный момент Солнца и получили величину $0,65 \cdot 10^{31}$ гаусс \cdot см³, что соответствует магнитному полю на экваторе Солнца в 19 гаусс. Однако имеющиеся астрофизические данные не дают надежных указаний о наличии на Солнце магнитного поля такой напряженности и вопрос о причине широтного отсека пока остается нерешенным.

Величина широтного эффекта по данным Неера и его сотрудников на высоте, соответствующей давлению воздуха 310 г/см²,

$$r = \frac{J_{90^\circ} - J_{0^\circ}}{J_{90^\circ}} = 0,36.$$

По тем же данным широтный эффект для жесткой компоненты на той же высоте, измеренный при помещении между счетчиками телескопа свинцовых фильтров толщиной в 10 и 20 см, оказался несколько больше, чем для суммарного излучения: $r(10 \text{ см Pb}) \approx 0,4$ и $r(20 \text{ см Pb}) \approx 0,5$. Причина этого явления будет рассмотрена ниже.

Измерения, произведенные Неером и его сотрудниками с телескопами, наклоненными под углом 45° к вертикали, в согласии

*) Следует, однако, отметить, что полной однозначности в этом вопросе еще нет. Так, в работе [14] автор приходит к выводу, что изменение интенсивности космических лучей имеет место и при переходе от широты 50° к более высоким широтам.

с многочисленными результатами других авторов [17, 18] показали, что на средних высотах эффект восточно-западной асимметрии имеет заметную величину. Как и следовало ожидать, разность в показаниях телескопов, наклоненных к западу и востоку, уменьшается при переходе к высоким широтам, т. е. с уменьшением отклоняющего действия магнитного поля.

При рассмотрении широтного эффекта на уровне моря и вообще на малых высотах следует иметь в виду чисто геофизические факторы, которые также могут приводить к уменьшению интенсивности космического излучения в экваториальных широтах по сравнению с интенсивностью в высоких широтах. Дело в том, что в тропическом поясе высота атмосферы несколько больше, чем в умеренных и высоких широтах. Поэтому образование μ -мезонов в районе экватора будет происходить в среднем на больших высотах, чем в районах, удаленных от экватора. Это в свою очередь приводит к распаду большей доли мезонов на их пути в атмосфере и к уменьшению интенсивности жесткой и связанной с ней мягкой компоненты на малых высотах [19]. Надежно определить роль этого эффекта в общем уменьшении интенсивности космических лучей при переходе от высоких к низким широтам на уровне моря в настоящее время не представляется возможным ввиду недостаточной изученности соответствующих геофизических факторов. Однако несомненно, что для больших высот роль этого эффекта становится пренебрежимо малой.

Исследования широтного эффекта в верхних слоях атмосферы представляют особый интерес потому, что они позволяют установить вид энергетического спектра первичного космического излучения.

Как уже указывалось выше, первые надежные измерения интенсивности космических лучей в стратосфере на разных широтах были выполнены С. Н. Верновым [20]. Им были произведены полеты установок со счетчиком, регистрировавшим число частиц космических лучей, на широте Ленинграда ($\lambda = 56^\circ$) в 1935 г., в Ереване ($\lambda = 35^\circ$) в 1936 г. и в экваториальных районах Индийского океана в 1937—1938 гг.

Из полученных данных были сделаны следующие выводы. Наличие большого широтного эффекта в стратосфере доказывает, что подавляющее большинство ($\sim 90\%$) первичных частиц космических лучей обладает электрическим зарядом и импульсом, меньшим $15 \cdot 10^9$ эв/с. Так как измерения интенсивности производились вплоть до больших высот, то из этих данных можно было оценить энергию, приносимую частицами различных энергий. Для этой цели была определена площадь, ограничиваемая осями координат и кривой, дающей зависимость интенсивности космических лучей от высоты на данной широте. В предположении, что вся энергия выделяется релятивистскими частицами, эта площадь дает энергию, выделенную

в столбе воздуха всеми первичными частицами с энергией выше критической для данной широты и образованными ими вторичными частицами.

Сопоставление данных, полученных на трех широтах, позволило С. Н. Вернову определить вид энергетического спектра первичных частиц космического излучения. Вместе с тем, большой рост с высотой интенсивности космического излучения на геомагнитной широте 35° , где минимальная энергия частиц, допускаемых магнитным полем, превосходит потери энергии на ионизацию при прохождении релятивистской частицы через всю атмосферу, позволил С. Н. Вернову еще в 1937 г. [8, 21] высказать утверждение о наличии дополнительных по отношению к ионизационным потерь энергии частицами высоких энергий. В настоящее время ясно, что эти потери энергии обусловлены образованием первичными протонами космических лучей электронно-ядерных ливней.

Аналогичные измерения интенсивности космических лучей в стратосфере на разных широтах с помощью ионизационной камеры были произведены в западном полушарии Миллиkenом [22]. Результаты этих измерений в общем согласуются с данными С. Н. Вернова.

В дальнейшем исследования широтного эффекта в верхних слоях атмосферы производились рядом других авторов, использовавших не только одиночные счетчики и ионизационные камеры, но и телескопические системы счетчиков, выделявшие частицы, идущие в определенном направлении.

Особенно большой интерес представляет определение кривой поглощения частиц различных энергий, выделяемых по широтному эффекту. Такие измерения были произведены А. Н. Чарахчьяном [23]. Основной частью его установки являлся вертикально расположенный телескоп из счетчиков, между которыми находилось 10 см свинца. Помимо счетчиков телескопа в установке имелось еще 15 счетчиков, регистрировавших ливневые частицы, образованные в свинце. Вопрос о ливнях, образованных частицами различных энергий, будет рассмотрен ниже. Здесь же мы ограничимся приведением данных А. Н. Чарахчьяна для одиночных частиц, прошедших через 10 см свинца, полученных на геомагнитных широтах 51 , 31 и 2° на разных высотах, вплоть до 25 км (рис. 109).

Ниже мы увидим, что при прохождении слоя свинца в 10 см около половины протонов высокой энергии образуют ливни. Поэтому для получения полного числа частиц, попадавших на установку А. Н. Чарахчьяна на разных широтах, полученные им значения надо удвоить.

Экстраполируя кривые рис. 109 к границе атмосферы, находим, что полное число первичных частиц на широте 31° в пять раз меньше, чем на широте 51° . При переходе к экватору число первичных частиц уменьшается еще в два раза. Критические значения для

кинетической энергии протонов *) для широт 51, 31 и 2° соответственно равны примерно 1, 7 и $14 \cdot 10^9$ эв. Найденные ранее значения для числа первичных частиц на различных широтах дают число

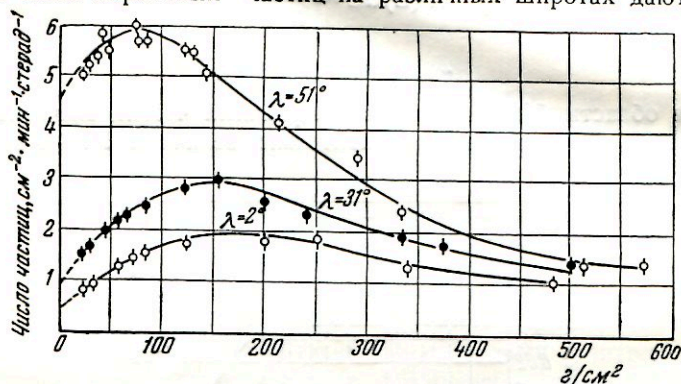


Рис. 109. Широтный эффект для вертикальных частиц космических лучей.

первичных частиц с энергией выше критической. Отсюда получаем, что интегральный энергетический спектр первичных частиц можно представить зависимостью

$$N(> E) = \frac{A}{E^\gamma},$$

где γ близко к 1 (**).

Совокупность данных по энергетическому спектру первичных частиц, полученных различными авторами, представлена на рис. 110 [18]. При пересчете от импульсов, непосредственно получаемых из измерений, к энергии частиц принималось в соответствии с выводами теории геомагнитных эффектов, что первичные частицы есть протоны. Кривая для области больших энергий частиц, не отклоняемых магнитным полем, проведена так, чтобы соответствовать данным о спектре первичных частиц, получаемым из анализа свойств широких атмосферных ливней.

Из приведенной кривой следует, что для области энергий 3 — $20 \cdot 10^9$ эв интегральный спектр представлен степенным законом

$$N(> E) = \frac{A}{E^\gamma},$$

*) Ниже мы увидим, что в первичном излучении подавляющая доля частиц является протонами.

**) Более точная формула для вида энергетического спектра первичных частиц, получающаяся по данным широтного эффекта, имеет следующий вид:

$$N(E) dE = \frac{A dE}{E^{2/3} (1 + 0,09E^{4/3})^{3/2}}$$

(E выражено в единицах 10^9 эв).

а дифференциальный спектр имеет вид

$$N(E) dE \sim \frac{dE}{E^{\gamma+1}},$$

где

$$\gamma = 0,9 \pm 0,005 *).$$

Для области больших энергий первичных частиц значение γ увеличивается и достигает приблизительно величины 1,7—1,9. Спектр

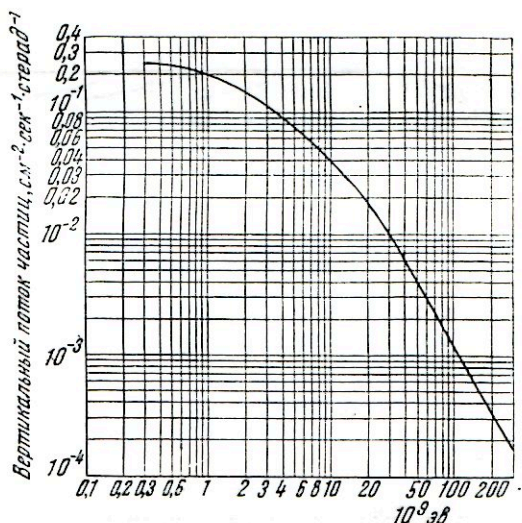


Рис. 110. Интегральный энергетический спектр первичных частиц.

энергий для области малых энергий (меньше $3 \cdot 10^9$ эв), как видно из рис. 110, не может быть представлен в виде простого степенного закона.

Так как поток энергии, создаваемый первичными частицами в районе экватора, примерно в три раза меньше, чем на высоких широтах, то верхний предел энергии, приносимой, возможно, имеющимися в первичном излучении не отклоняемыми магнитным полем

*) Следует отметить, что в первых работах, посвященных энергетическому спектру первичных частиц, рассмотренных, в частности, в монографии Я. Яносси «Космические лучи» (ИЛ, 1950), приводится несколько большее значение для показателя степени γ кривой энергетического спектра первичных частиц. В этих работах обычно принималось, что $\gamma \approx 1,5$. Повидимому, это связано с тем, что в ранних измерениях из-за малого числа точек по широте в построении кривой энергетического спектра существенную роль играли частицы высоких энергий, не отклоняемые магнитным полем на экваторе. Для них γ увеличивается, и характеристика всего спектра одним значением γ приводит к некоторому завышению его величины.

нейтральными частицами (например, фотонами), не может составлять более 30%. В действительности, однако, нет никаких оснований полагать, что спектр энергий заряженных первичных частиц обрывается как раз на энергиях порядка $2 \cdot 10^{10}$ эв, отклоняемых магнитным полем. Если же экстраполировать энергетический спектр заряженных частиц в область больших энергий, как это сделано на рис. 110, то оказывается, что все частицы, не отклоняемые магнитным полем, могут рассматриваться как заряженные частицы с энергиями больше $2 \cdot 10^{10}$ эв. Поэтому данные геомагнитного эффекта не дают никаких указаний на наличие в первичном излучении сколь угодно заметного числа нейтральных частиц. Ниже мы увидим, что другие данные еще более определенно позволяют отбросить предположение о наличии фотонов в составе первичного излучения. Что касается нейтронов, то, поскольку имеющиеся экспериментальные данные указывают на нестабильность свободных нейтронов [24], вопрос о возможном присутствии их в первичном излучении вообще отпадает (за исключением очень небольшого числа нейтронов, возможно приходящих от Солнца).

§ 3. Определение знака заряда первичных частиц космических лучей (восточно-западная асимметрия)

Изучение восточно-западной асимметрии позволяет установить знак заряда первичных частиц. Приведенные на рис. 108 результаты измерений на высоте около 10 км над уровнем моря и аналогичные данные других авторов показывают, что на средних высотах азимутальная асимметрия существует и имеет знак, соответствующий положительному знаку заряда первичных частиц.

Первые измерения восточно-западной асимметрии на больших высотах были произведены Джонсоном и Бэрри в 1939 г. на 20° геомагнитной широты [25]. Их установка состояла из телескопической системы счетчиков, наклоненных под углом 60° к вертикали, и поднималась на большую высоту в стратосферу с помощью шаровозондов. Во время полета установка вращалась вокруг вертикальной оси и с помощью фотоэлементов отмечалось положение телескопа относительно Солнца. Средняя величина восточно-западного эффекта, вычисленного по четырем полетам, $k = 2 \frac{J_W - J_E}{J_W + J_E}$ оказалась равной 0,07 вместо ожидаемого по теории геомагнитных эффектов значения k , приближающегося к 1. Таким образом, из опытов Джонсона и Бэрри вытекало, что азимутальная асимметрия на больших высотах практически отсутствует.

Для объяснения этих результатов высказывались предположения о том, что в стратосфере вторичные частицы совершенно не сохраняют направления первичных и за этот счет восточно-западная

асимметрия маскируется. Однако оценки возможной величины отклонения вторичных частиц от первичных, основанные на измерении углового распределения частиц на больших высотах, выполненном С. Н. Верновым и А. И. Куликовым [26], показали, что рассеяние может лишь сравнительно незначительно уменьшить азимутальную асимметрию. На этом основании было высказано предположение о том, что частицы, играющие основную роль на средних и малых высотах, создаются положительно заряженными первичными частицами. Те же частицы, которые преобладают на больших высотах, создаются в равной мере как положительно, так и отрицательно заряженными первичными частицами*).

Большое принципиальное значение выводов о существовании в первичном излучении отрицательно заряженных частиц, сделанных на основании единственных опытов Джонсона и Бэрри, требовало повторения этих опытов с улучшенной методикой. В связи с этим группа советских физиков в 1949 г. предприняла новое исследование

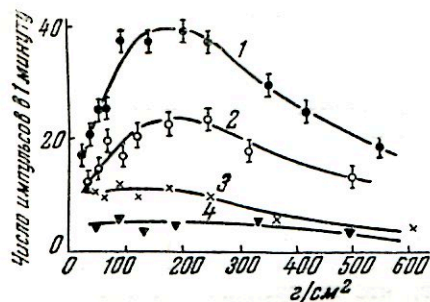


Рис. 111. Результаты измерения восточно-западной асимметрии в районе геомагнитного экватора.

По оси абсцисс отложено количество воздуха от границы атмосферы в заданном направлении. Кривая 1 — общая интенсивность в западном направлении, кривая 2 — общая интенсивность в восточном направлении, кривая 3 — жесткая компонента в западном направлении, кривая 4 — жесткая компонента в восточном направлении.

азимутальной асимметрии на больших высотах в районе геомагнитного экватора [27]. Измерения проводились с помощью телескопа из счетчиков, наклоненного, так же как и в опытах Джонсона и Бэрри, под углом в 60° к вертикали. Система фотоэлементов включала и выключала электромоторчики, поворачивавшие телескоп вокруг вертикальной оси так, чтобы он сохранял определенную ориентацию относительно Солнца. Поправка на изменение азимута Солнца во время полета прибора вводилась автоматически с помощью часового механизма, поворачивающего фотоэлементы. После того как счетчики регистрировали определенное число частиц, приходящих с востока, телескоп автоматически поворачивался в западном направлении. Такие изменения положения телескопа проводились много раз в течение одного полета прибора. Положение телескопа, показания нумератора, регистрировавшего частицы, прошедшие через телескоп, и высота прибора передавались по радио на приемный пункт, где записывались самописцем.

Результаты измерений представлены на рис. 111. Кривая 1 относится к измерениям в западном направлении, кривая 2 — в восточном.

*) См., например, Л. Яносси, *Космические лучи*, ИЛ, 1950.

Обе кривые получены без свинца между счетчиками телескопа. Кривые 3 и 4 получены с 8 см свинца между счетчиками и, следовательно, относятся к частицам жесткой компоненты. Кривая 3 получена при западном направлении телескопа, кривая 4 — при восточном направлении.

Из этих данных с полной ясностью видно, что результаты Джонсона и Бэрри являются ошибочными и восточно-западная асимметрия действительно имеет место. Из кривых рис. 111 следует, что для суммарного излучения на больших высотах $k = 0,5$, а для жесткой компоненты $k = 0,7$.

В дальнейшем аналогичные опыты на разных широтах и под различными зенитными углами были произведены С. Н. Верновым, А. М. Куликовым и А. Н. Чарахчьяном [28], Винклером и его сотрудниками [18] с практически совпадающими результатами. Эти авторы нашли, что на больших высотах в районе геомагнитного экватора под зенитным углом 60° $k = 0,50 \pm 0,09$. При помещении между счетчиками телескопа 3 см свинца k несколько возрастает (хотя и в пределах статистических ошибок измерений).

Однако следует отметить, что по данным всех исследований экспериментальное значение k оказывается заметно меньше расчетного значения, полученного по теории геомагнитных эффектов, исходя из предположения о положительном знаке заряда всех первичных частиц и об отсутствии всяких осложняющих эффектов.

Вместе с тем, измерения широтного эффекта и восточно-западной асимметрии, произведенные Неером и др. [11, 29, 30] при полетах на самолете на высоте, соответствующей 310 г/см^2 , хорошо согласуются между собой.

Можно подобрать два значения геомагнитной широты так, чтобы измерения, произведенные на одной из этих широт с телескопом, наклоненным, например, на 45° к востоку, давали бы ту же интенсивность космических лучей, что и измерения, произведенные на другой широте с телескопом, наклоненным на 45° к западу. Затем по теории геомагнитных эффектов для обеих этих широт и зенитных углов можно определить минимальные разрешенные импульсы, считая все первичные частицы положительно заряженными протонами.

Подобное сравнение, произведенное Неером [30], показало, что минимальные разрешенные импульсы для обеих широт оказываются одинаковыми. Следовательно, на высоте 10 км данные по широтному эффекту и восточно-западной асимметрии согласуются между собой. В стратосфере же такого согласия нет. Выше мы видели, что помещение свинца между счетчиками телескопа увеличивает значение k почти в полтора раза. Это означает, что наличие мягких вторичных частиц, регистрируемых телескопом без свинца, снижает значение k . Возможно поэтому, что уменьшение k по сравнению с ожидаемым теоретическим значением обусловлено наличием вблизи границы атмосферы некоторого обратного тока вторичных мягких частиц.

Данные геомагнитного эффекта не исключают возможность того, что в первичном излучении имеется небольшая доля отрицательно заряженных частиц (например, гипотетических антипротонов), поглощающихся в атмосфере значительно быстрее, чем положительно заряженные частицы.

Из сказанного ясно, что, хотя в основном вопрос о восточно-западной асимметрии решен, для количественного сопоставления данных эксперимента и выводов теории требуются дальнейшие исследования.

Из данных по геомагнитному эффекту можно сделать и некоторые заключения относительно образования мезонов в атмосфере первичными частицами. Импульс большей части мезонов на уровне моря составляет, как мы видели выше, $2-5 \cdot 10^9$ эв/с. Вместе с тем, широтный эффект для мезонов с такими импульсами выражен очень слабо. Это означает, что они в основном образованы первичными частицами с импульсами, большими $15 \cdot 10^9$ эв/с. Весьма вероятно, что каждая первичная частица с большой энергией на своем пути в атмосфере образует не один, а несколько вторичных мезонов. Ниже мы увидим, что это заключение находит непосредственное экспериментальное подтверждение.

§ 4. Изучение природы первичных частиц космических лучей

Анализируя высотный ход космических лучей, мы видели, что при экстраполяции кривой высотного хода космического излучения к границе атмосферы разность между кривыми для суммарного излучения и жесткой компоненты уменьшается. Уже на этом основании можно сделать вывод о том, что первичное излучение обладает сравнительно большой проникающей способностью. С другой стороны, при рассмотрении свойств мягкой электронно-фотонной компоненты мы видели, что электроны и фотоны испытывают взаимодействие (испускают кванты тормозного излучения или образуют пары). Поэтому прохождение электронов и фотонов через сравнительно большие толщи свинца обязательно сопровождается образованием более или менее мощных ливней. Из каскадных кривых для свинца, приведенных на рис. 25, видно, что для того, чтобы лавина, образованная электроном или фотоном, прошла через 8 см свинца, необходимо, чтобы энергия первичной частицы была не ниже 10^9 эв. При этом в максимуме лавины будет образовано около 15 заряженных частиц.

Исходя из этих соображений, Шайн и его сотрудники [31] исследовали ливнеобразующую способность частиц в верхних слоях атмосферы. Схема их установки представлена на рис. 112. Совпадения 1, 2, 3, 4 и 2, 3, 4, 5 вызывались одиночными частицами, прошедшими через 4 и 6 см свинца соответственно, а совпадения 1, 2, 6, 4 и 2, 6, 4, 5 ливнями, вызванными в свинце этими частицами. Измерения

показали, что на больших высотах доля ливневых случаев составляет малый процент от общего числа совпадений, вызываемых частицами, проходящими через 4 и 6 см свинца.

Таким образом, эти данные говорят против предположения о том, что в верхних слоях атмосферы основная масса частиц, обладающих большой энергией, представляет собой электроны. Однако в связи с использованием в опытах Шайна сравнительно больших толщин свинца между счетчиками, в которых могла поглощаться вся электронно-фотонная лавина, образованная первичным электроном, для получения более надежных данных было весьма существенно использовать другой метод отделения электронов и фотонов от частиц иной природы.

Как мы уже не раз отмечали, наиболее характерным отличительным признаком электронов и фотонов является их способность образовывать большое число вторичных частиц в слоях вещества порядка немногих t -единиц. В связи с этим С. Н. Верновым и его сотрудниками [32] было предпринято обстоятельное изучение переходного эффекта воздух — свинец на разных высотах, в том числе и в верхних слоях атмосферы. Маленький тонкостенный счетчик с эффективной площадью около $1,5 \text{ см}^2$ во время полета установки на шарах-зондах автоматически то вдвигался, то выдвигался из свинцовой сферы, толщина которой была различной в разных полетах. Таким образом, измерялась интенсивность излучения в воздухе и под свинцом различной толщины. Показания счетчика и отметка о его положении передавались по радио и регистрировались на киноплёнке на приемной станции.

Использование маленького тонкостенного счетчика, окруженного со всех сторон свинцом, позволило практически исключить влияние рассеяния частиц в свинце, а также случаи одновременного прохождение через счетчик нескольких частиц и поглощение их в стенках счетчика. Результаты этих измерений представлены на рис. 113. На всех высотах интенсивность излучения под 1 и 2 см свинца оказалась одинаковой. Поэтому верхняя кривая относится сразу к обоим случаям, средняя кривая относится к 4 см свинца, а нижняя — к измерениям вне свинца. Аналогичным путем в другой серии опытов были выполнены измерения со свинцовой сферой с толщиной стенок в 8 см. Полученные результаты можно представить в виде кривых переходного эффекта воздух — свинец на разных высотах, изображенных на рис. 114.

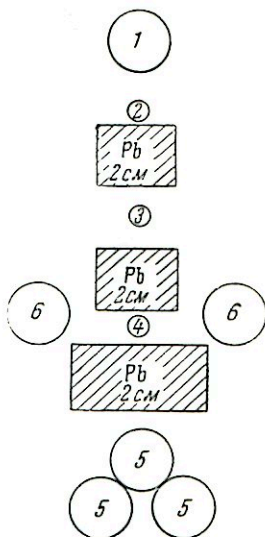


Рис. 112. Схема установки по исследованию ливнеобразующей способности частиц космических лучей в верхних слоях атмосферы.

Как видно из этого рисунка, все три кривые представляют собой типичные переходные кривые воздух — свинец с отчетливо выраженным максимумом при 1—2 см свинца и резким спадом к большим высотам и положением максимума соответствуют энергии электронов и фотонов, лишь немного превышающей 10^8 эв. Особенно существенно

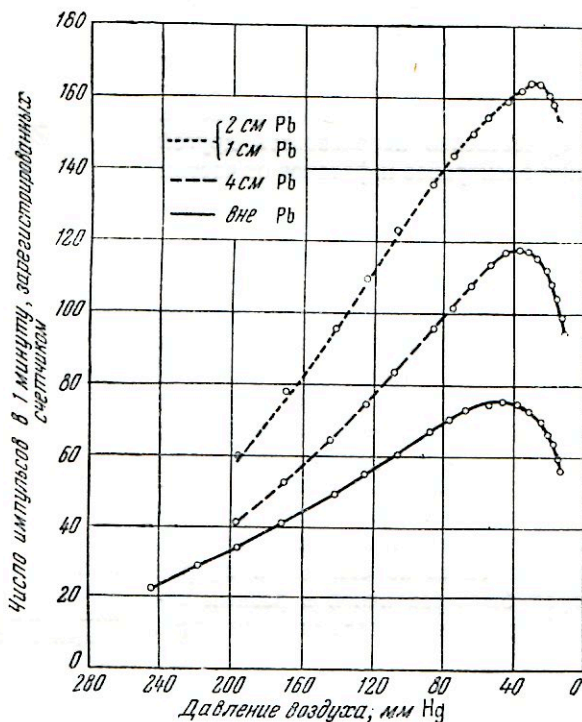


Рис. 113. Переходный эффект воздух — свинец в зависимости от высоты места наблюдения.

то обстоятельство, что относительная высота максимума очень мало меняется с высотой места наблюдения. Это показывает слабую зависимость спектра энергий электронов от высоты. Между тем, если бы первичное излучение состояло из электронов (или позитронов), то по мере перехода к большим высотам переходные кривые должны были бы менять свою форму очень резко в соответствии с ростом энергии электронов. Особенно сильно это должно было бы сказываться на самых больших высотах, выше максимума интенсивности космических лучей в атмосфере. Если этот максимум действительно объясняется каскадным размножением первичных электронов в атмосфере, как это считалось общепринятым после создания каскадной теории, то «коэф-

коэффициент мультипликации» электронов в свинце, т. е. отношение ординаты в максимуме переходной кривой к ее ординате при нулевой толщине свинца, должен быстро расти вплоть до границы атмосферы. Между тем из рис. 114 мы видим, что при переходе от высоты 20 км к 24,5 км коэффициент мультипликации меняется от значения $\sim 2,15$ до $\sim 2,40$, т. е. растет всего примерно на 10%.

Таким образом, эти данные показывают, что по крайней мере основная доля первичных частиц космических лучей не может быть электронами (или позитронами).

Для еще большей убедительности этого вывода С. Н. Вернов, Н. Л. Григоров и др. проделали аналогичные измерения с ионизационной камерой [33]. Так же как и в опытах со счетчиками, тонкостенная ионизационная камера во время полета, осуществляемого с помощью шаров-зондов, вдвигалась и выдвигалась из свинцовой сферы с толщиной стенок 1 см. Ионизационный ток в камере измерялся электрометром, показания которого с помощью фотоэлемента, включенного в цепь радиопередатчика, передавались на наземный приемный пункт. Измерения показали, что в интервале высот 16—20 км

окружение ионизационной камеры свинцом толщиной в 1 см увеличивает ионизационный ток примерно в два раза. Сопоставление этих данных с результатами измерений переходного эффекта при помощи счетчика показывает, что средняя ионизирующая способность вторичных частиц, образующихся в свинце и вызывающих увеличение тока в камере и числа импульсов в счетчике, соответствует ионизирующей способности релятивистских частиц. Таким образом, измерения с ионизационной камерой показали, что переходный эффект в стратосфере вызывается частицами электронно-фотонной компоненты, а не сильно ионизирующими частицами от ядерных расщеплений, и другими подобными эффектами. Тем самым еще более подкрепляется надежность вывода о неэлектронном характере первичных частиц, который следует из опытов по переходному эффекту со счетчиком на больших высотах.

Аналогичный вывод об очень малой роли электронов в первичном спектре космических лучей можно сделать на основании опытов по изучению толчков в ионизационных камерах в верхних слоях атмосферы [34]. В этих опытах цилиндрическая ионизационная камера,

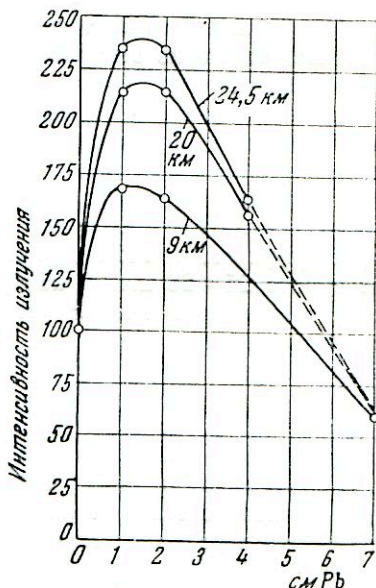


Рис. 114. Переходные кривые воз-
дух — свинец на различных вы-
сотах.

окруженная свинцовой оболочкой толщиной 2,5 см, с помощью шаровзондов поднималась на большие высоты. Регистрировались ионизационные толчки, соответствовавшие прохождению через камеру по крайней мере 30 релятивистских частиц. Часть таких толчков могла быть вызвана ядерными расщеплениями или ливнями, образованными не электронами или фотонами, а ядерно-активными частицами. Но, считая, что все ионизационные толчки обусловлены ливнями от электронов и фотонов, можно из этих измерений получить верхний предел для числа таких частиц. Измерения показали, что для первичных частиц с энергиями, большими $5 \cdot 10^9$ эв, с учетом размножения в атмосфере над прибором доля (по числу частиц) электронов (позитронов) и фотонов в первичном излучении не превышает 1%.

В работе [35] вопрос о наличии электронов высоких энергий в первичном излучении исследовался с помощью камеры Вильсона. Авторы сфотографировали 1625 неуправляемых расширений камеры Вильсона на высоте 25—26 км. В камере было не менее двух свинцовых пластин толщиной 6 мм. Электроны с энергией в $1 \cdot 10^9$ эв и выше, проходящие через пластины, образовывали легко распознаваемые ливни. Зная эффективное время камеры (0,2 сек.) и телесный угол для образования регистрируемых ливней, авторы нашли, что число частиц, генерирующих такие ливни, составляет $\sim 4 \cdot 10^{-4}$ см⁻² · сек⁻¹ · стерад⁻¹. Однако это могли быть не только электроны высоких энергий, но и ливнегенерирующие частицы другой природы. Поэтому приведенное число составляет лишь верхний предел возможного числа электронов в первичном излучении. Отсюда получается, что доля электронно-фотонной компоненты в первичном излучении не превышает 1%.

Совокупность приведенных данных показывает, что если электроны (позитроны) и фотоны и присутствуют в составе первичного излучения, то роль их как по числу частиц, так и по переносимой ими энергии весьма невелика. Оказывается, следовательно, что кривая высотного хода космических лучей в атмосфере лишь внешне напоминает каскадную переходную кривую. Максимум на кривой высотного хода обусловлен не простым размножением первичных электронов высокой энергии, а, как мы увидим ниже, в основном процессами ядерного характера, причем появление в результате этих процессов фотонов и электронов и их дальнейшее размножение играют второстепенную роль в общей картине явлений космических лучей, происходящих в земной атмосфере.

§ 5. Многозарядные частицы в первичном космическом излучении

Толстослойные фотопластинки и отчасти камеры Вильсона, поднимаемые в самые верхние слои атмосферы, или даже за пределы атмосферы на ракетах, позволяют непосредственно исследовать состав первичного космического излучения. В 1948 г. группа физиков [36]

обнаружила, что на высотах свыше 30 км в первичном излучении имеются ядра атомов сравнительно тяжелых элементов вплоть до $Z=26$.

Уже одно наличие среди этих ядер частиц с $Z > 8$ показывает, что эти частицы не могут быть вторичными, образованными в атмосфере, а приходят в атмосферу извне.

Как известно, ионизация, создаваемая частицей, пропорциональна квадрату ее заряда. Поэтому многозарядные частицы в эмульсии фотопластинок и в камере Вильсона образуют значительно более плотные и толстые следы, чем, например, протоны и мезоны, движущиеся с теми же скоростями. А от медленных однозарядных частиц они отличаются своими большими пробегами. Так, например, протон, создающий ионизацию, в 25 раз превышающую ионизацию, образуемую релятивистской частицей, обладает пробегом в воздухе всего в 0,4 г/см². Ядро же атома бора с $Z=5$ создает 25-кратную ионизацию даже в том случае, если оно движется со скоростью, соответствующей минимуму ионизационной кривой ($\beta > 0,9$), и, следовательно, обладает

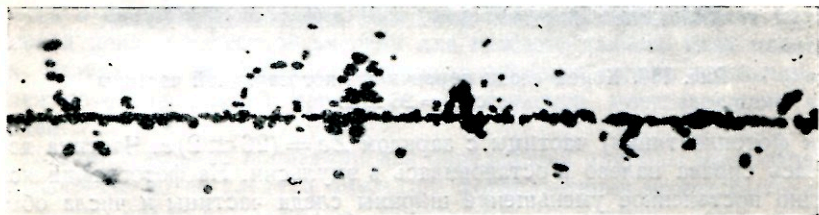


Рис. 115. Микрофотография следа многозарядной частицы.

ионизационным пробегом в сотни г/см². Благодаря этому многозарядные частицы можно изучать с помощью фотопластинок со столь низкой чувствительностью, что на них совсем не будут регистрироваться следы быстрых однозарядных частиц.

Другим отличительным признаком, характеризующим след многозарядного ядра, является число δ -электронов вдоль следа. Параметр удара b , при котором налетающая частица с зарядом Ze может передать электрону энергию, большую некоторого значения Q , пропорционален Z . Поэтому число выбитых δ -электронов будет пропорционально b^2 и, следовательно, Z^2 . Это приводит к тому, что след многозарядной частицы в эмульсии фотопластинок и в камере Вильсона оказывается «мохнатым».

На рис. 115 приведена микрофотография следа многозарядной частицы (повидимому, ядра атома кислорода), полученная на фотопластинках, экспонированных в стратосфере [37]. На фотографии ясно видна и большая толщина следа и характерная его «мохнатость».

Многозарядные частицы, регистрируемые в верхних слоях атмосферы, несомненно, представляют собой атомные ядра, лишённые орби-

тальных электронов. Даже в случае, если они попадают в земную атмосферу с одним или несколькими электронами, при взаимодействии с атомами атмосферы частицы ионизируются и теряют все электроны. Но с ростом потерь энергии многозарядных частиц на ионизацию скорость их уменьшается и, когда она становится сравнимой со скоростью движения электронов по орбитам, многозарядные частицы начинают захватывать электроны. В связи с этим в самом конце пробега многозарядной частицы производимая ею ионизация в противоположность тому, что имеет место, например, для протона, постепенно уменьшается. На рис. 116 представлена фотография конца следа (в эмуль-

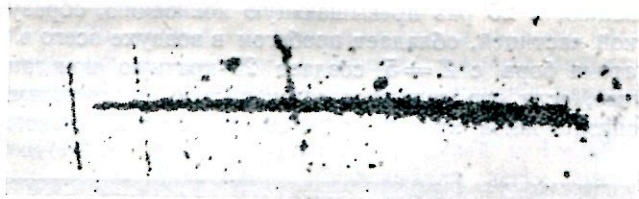


Рис. 116. Конец следа первичной многозарядной частицы с $Z = 26 \pm 2$.

сии фотолампы) частицы с зарядом $Ze = (26 \pm 2)e$. Частица двигалась справа налево и остановилась в эмульсии. На фотографии ясно видно постепенное уменьшение ширины следа частицы и числа образованных ею δ -электронов. Приближенно можно считать, что длина L участка следа, на котором происходит захват электронов, пропорциональна квадрату заряда частицы. Если L выражать в микронах, то $L = 0,7 Z^2$. Этим соотношением можно пользоваться для ориентировочной оценки заряда частицы.

Для более надежного определения параметров частицы (заряда, энергии) можно воспользоваться измерением плотности ионизации вдоль следа (числа проявленных зерен бромистого серебра или ширины следа), числа δ -электронов в определенном интервале энергий на единице длины следа, остаточного пробега частицы в эмульсии и рассеянием.

Выше мы видели, что потеря энергии на ионизацию заряженной частицей

$$-\frac{dE}{dx} = J = AZ^2f(\beta),$$

где A — постоянная, определяемая параметрами ионизирующей среды, зарядом и массой электрона, а β — скорость частицы в долях скорости света. $f(\beta)$ и $J = -\frac{dE}{dx}$ практически не зависят от массы ионизирующей частицы. С другой стороны, пробег частицы, определяемый потерями энергии на ионизацию,

$$R = a \frac{M}{Z^2} \varphi(\beta).$$

Отсюда

$$J = AZ^2 F \left(\frac{RZ^2}{aM} \right).$$

(То, что масса частицы M входит в выражение для удельной ионизации J под знаком функции F , не означает зависимости J от M , поскольку отношение R/M задает скорость частицы, а масса по существу выпадает.)

С помощью этой формулы по $J(R)$ для протонов можно построить соответствующие кривые и для более тяжелых ядер и по ним, зная пробег и ионизацию частицы, определять ее природу. Естественно, что в тех случаях, когда известно, что частица двигалась с релятивистскими скоростями, заряд частицы может быть определен по одной только ионизации. Неудобство этого метода состоит в необходимости установления связи между удельной ионизацией, создаваемой частицей, и плотностью зерен вдоль ее следа или шириной «колонки почернения» (если плотность проявленных зерен настолько велика, что они сливаются в сплошную колонку). Эта связь должна быть найдена калибровкой ионами известной энергии для каждого данного типа пластинок. Разумеется, необходимость такой калибровки сильно ограничивает надежность определения ионизации, создаваемой многозарядной частицей.

Помимо удельной ионизации для определения природы многозарядной частицы по ее следу в эмульсии фотопластинки может быть использовано число δ -электронов, образуемых на единице длины пути. Как мы видели выше, число δ -электронов с энергией E , выбитых частицей с зарядом Ze , приближенно определяется выражением

$$N_{\delta}(E) dE = \frac{AZ^2 dE}{E^2}.$$

Раскрывая значение A и интегрируя в пределах от E_1 до E_2 , получаем:

$$N_{\delta} = 2\pi n \left(\frac{e^2}{m_0 c^2} \right)^2 \frac{Z^2}{\beta^2} \left(\frac{m_0 c^2}{E_1} - \frac{m_0 c^2}{E_2} \right),$$

где n — число электронов в 1 см^3 среды, через которую проходит частица, и m_0 — масса электрона. Предельные энергии δ -электронов E_1 и E_2 должны быть выбраны из соображений удобства обработки следов, так как при слишком малом значении E_1 будет сильно сказываться фон проявленных зерен в эмульсии, а при слишком большом E_2 часть δ -электронов будет просчитываться вследствие малой плотности зерен вдоль их следа. Для примера укажем, что в работе [36] для E_1 выбрано значение 15 кэв , а для E_2 — 75 кэв . Прокалибровав пластинки счетом δ -электронов вдоль следа α -частиц, ускоренных на циклотроне до известной энергии, можно построить систему кривых, представляющих зависимость числа δ -электронов на 100μ эмульсии данного типа пластинок от пробега (в $g/\text{см}^2$) для частиц с разными

зарядами Ze . Эти кривые также позволяют определить природу частицы, образовавшей данный след в эмульсии.

В тех случаях, когда частица не останавливается в эмульсии и пробег ее не может быть непосредственно измерен, в качестве второго параметра можно использовать средний угол отклонения $\bar{\alpha}$ на единице длины следа, обусловленный многократным рассеянием частицы при ее движении в эмульсии. Для частицы с данным зарядом и массой $\bar{\alpha}$ есть функция ее скорости и, следовательно, $\bar{\alpha}$ и N_2 также полностью определяют параметры частицы. Этот метод установления природы многозарядных частиц был использован в работе [38].

Для многозарядных частиц, встречающихся в первичном космическом излучении, характерны большие пробеги (частицы с малыми энергиями отклоняются магнитным полем Земли). В связи с этим для изучения многозарядных частиц целесообразно использовать не одну, хотя бы и толстослойную, фотопластинку, а целую стопку пластинок, положенных одна на другую и закрепленных так, чтобы во время экспонирования они не могли перемещаться друг относительно друга. Частицы с большими пробегами, проходя через стекла и эмульсии нескольких пластинок, образуют следы в каждой эмульсии. Таким образом, иногда удается проследить (конечно, с перерывами на стекло) след одной частицы на протяжении даже нескольких сантиметров вещества и установить изменение числа образованных ею δ -электронов вдоль следа, плотности ионизации и т. п.

Преимущество этой методики состоит еще и в том, что она позволяет один и тот же след регистрировать в пластинках разной чувствительности и тем самым получать для него несколько независимых данных по плотности ионизации или числу δ -электронов.

Описанные методы дают возможность довольно надежно определять природу многозарядных частиц и оценивать их энергию в том случае, если они движутся со скоростями, заметно меньшими скорости света.

Для иллюстрации характерных особенностей следов многозарядных частиц на рис. 117 приведены следы, образованные протоном, α -частицей и ядрами атомов бора, кислорода, магния, кальция и железа, движущимися с релятивистскими скоростями [38] в пластинках одного и того же типа.

Многозарядные частицы высокой энергии, двигаясь в веществе, взаимодействуют не только с орбитальными электронами, вызывая ионизацию атомов, но и с атомными ядрами. При этом зачастую разрушается и налетающая частица и то ядро, с которым она столкнулась. На рис. 118 приведена микрофотография картины столкновения ядра атома железа, двигавшегося с большой энергией, с ядром атома эмульсии фотопластинки [39]. На фотографии видны следы многочисленных частиц, образовавшихся в результате этого столкновения.

Знание числа актов взаимодействия многозарядных частиц с атомными ядрами при прохождении их через стекло фотопластинок или через специальные слои поглотителя, помещенные внутри стопки пла-

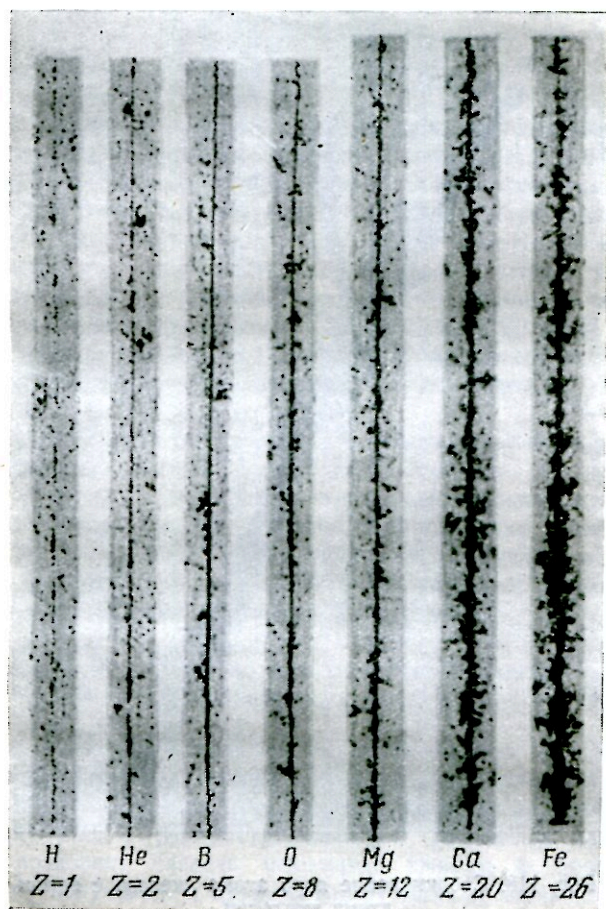


Рис. 117. Следы, образованные протоном, α -частицей, ядрами атомов бора, кислорода, магния, кальция и железа, движущимися с релятивистскими скоростями (при одинаковом увеличении).

стинок, позволяет определить длину свободного пробега для взаимодействия с атомными ядрами частиц с различным Z . Поскольку поглощение определяется одноактным процессом столкновения частицы с ядром, кривая поглощения может считаться экспоненциальной, $e^{-\mu x}$.

Коэффициент поглощения $\mu = \frac{1}{\lambda}$, где λ — пробег между двумя столкновениями. Эффективное сечение для взаимодействия многозарядной

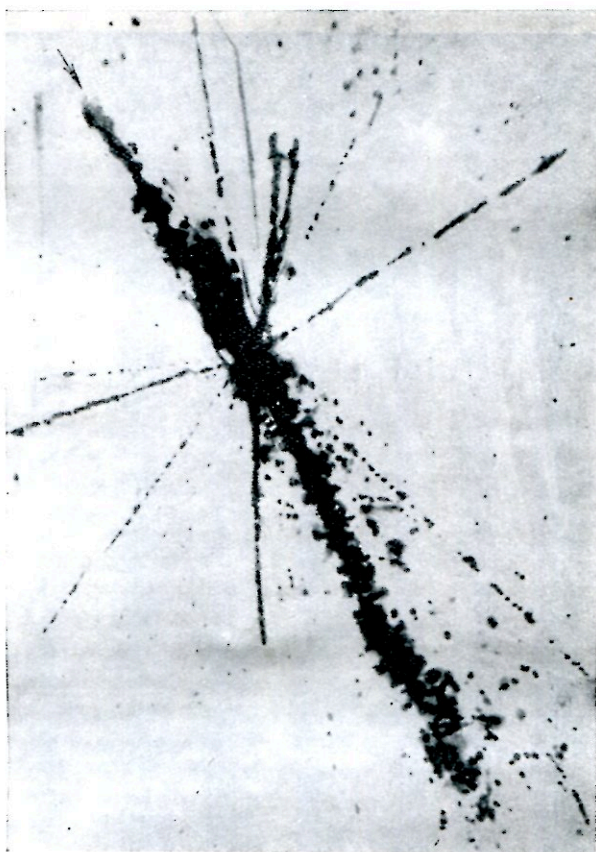


Рис. 118. Столкновение ядра атома железа с ядром атома эмульсии.

частицы с ядром может быть представлено в виде эмпирической формулы [40]

$$\sigma = \pi(r_1 + r_2 - 2\Delta r)^2,$$

где r_1 и r_2 — радиусы многозарядной частицы и ядра ($r = 1,45 \times 10^{-13} A^{1/3}$), а $\Delta r = 0,85 \cdot 10^{-13}$ см; Δr определяет как бы неэффективный слой вокруг ядра и частицы, при задевании которого не происходит заметного взаимодействия между ядром и частицей.

С помощью этой формулы легко вычислить величины пробега $\lambda = \frac{1}{\mu}$ в воздухе для частиц с разным Z :

$$\begin{aligned} Z = 2 & \quad \lambda = 44,5 \text{ г/см}^2, \\ 3 \leq Z \leq 5 & \quad \lambda = 32,0 \text{ г/см}^2, \\ 6 \leq Z \leq 9 & \quad \lambda = 27,0 \text{ г/см}^2, \\ 10 \leq Z \leq 26 & \quad \lambda = 21,0 \text{ г/см}^2. \end{aligned}$$

Следует, однако, подчеркнуть, что к выводам, полученным с помощью приведенной формулы, следует относиться с большой осторожностью *). В частности, при определении эффективного сечения столкновения нуклона с ядром или столкновения двух нуклонов величина Δr , как мы увидим ниже, изменяется. Тем не менее, из этих данных видно, что поглощение многозарядных частиц в веществе очень велико и для их изучения необходимо поднимать аппаратуру в самые верхние слои атмосферы. Слой воздуха в 20 г/см^2 ($\sim 25 \text{ км}$) сильно поглощает частицы с большими Z и, следовательно, меняет распределение многозарядных частиц по Z , искажает их угловое распределение и т. п.

Можно считать, что за пределами атмосферы угловое распределение многозарядных частиц является изотропным. Поглощение же в воздухе приводит к выделению преимущественного вертикального направления. Определение углового распределения многозарядных частиц на высоте свыше 20 км позволило получить для среднего свободного пробега при взаимодействии частиц с зарядом $Z \sim 7$ с ядрами атомов воздуха значение 28 г/см^2 [41].

§ 6. Состав и энергетический спектр многозарядных частиц

Большой интерес представляет изучение состава или распределения по Z многозарядных частиц. Этот интерес связан, в частности, с тем обстоятельством, что сопоставление состава первичного космического излучения с распространенностью различных элементов во вселенной позволяет сделать некоторые выводы о происхождении космического излучения, о пути, который прошли первичные частицы, прежде чем дойти до Земли, и т. д. К сожалению, в настоящее время этот вопрос не может считаться решенным, во всяком случае с той точностью, которая необходима для обстоятельного рассмотрения

*) Некоторая неопределенность в величине σ обусловлена также тем, что по мере увеличения параметра удара при столкновении частицы с ядром взаимодействие постепенно становится все более слабым. Предельное значение параметра удара зависит от условий наблюдения и регистрации самого акта взаимодействия и, следовательно, в какой-то мере допускает известный произвол.

проблемы происхождения космических лучей, и данные различных авторов расходятся между собой. Тем не менее, определенные заключения можно сделать уже сейчас.

На рис. 119 представлены данные Петерса и др. [39] о распределении первичных частиц по удельным ионизациям, определенным путем счета зерен в эмульсии фотопластинок в области небольших ионизаций. Фотопластинки облучались на высоте, соответствующей

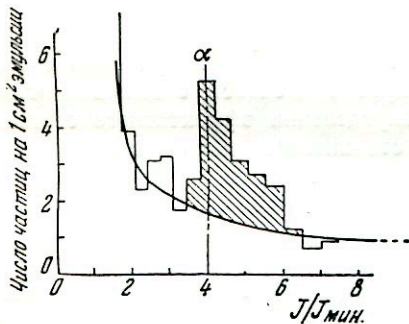


Рис. 119. Распределение первичных частиц космических лучей по удельным ионизациям.

По оси абсцисс отложена удельная ионизация (отношение удельной ионизации к минимальной удельной ионизации, создаваемой однозарядной релятивистской частицей), по оси ординат — число следов на 1 см² эмульсии.

Именно этим обстоятельством объясняются сравнительно большие ошибки в определении числа α -частиц. После введения поправки на поглощение в воздухе над уровнем, где производились измерения, авторы дают для потока α -частиц на границе атмосферы на геомагнитной широте 51° значение $340 \pm 120 \alpha\text{-частиц} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стерад}^{-1}$. С этим значением, в общем, согласуются и данные других авторов и, в частности, измерения, выполненные методом сцинтилляционных счетчиков [42]. Это составляет около 15% от полного числа первичных частиц космических лучей.

Поток частиц с $Z > 2$ значительно меньше, чем поток α -частиц. В работе [40] приводятся следующие данные, отнесенные к границе атмосферы на геомагнитной широте 55°:

группа ядер атомов лития, бериллия и бора $\sim 15 \text{ частиц} \cdot \text{м}^{-2} \times \text{сек}^{-1} \cdot \text{стерад}^{-1}$;

группа ядер атомов углерода, азота, кислорода, фтора $12 \pm 1,0 \text{ частиц} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стерад}^{-1}$;

ядра атомов, для которых $10 \leq Z \leq 15$, $3 \pm 0,5 \text{ частиц} \cdot \text{м}^2 \times \text{сек}^{-1} \cdot \text{стерад}^{-1}$;

ядра атомов с $Z \geq 16$ $1,2 \pm 0,4 \text{ частиц} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стерад}^{-1}$.

Ядер атомов с атомным номером, большим 26 (железо), практически не наблюдается. Надо, однако, отметить, что данные, получен-

15—20 г/см² воздуха на геомагнитной широте 51°. На рисунке отчетливо виден максимум при ионизации, в четыре раза большей минимальной, обусловленной, очевидно, релятивистскими α -частицами. По площади этого максимума можно определить абсолютное число α -частиц и, следовательно, их долю в первичном космическом излучении. Трудность подобного определения заключается в правильном учете числа вторичных частиц (не только α -частиц, но также протонов и дейтронов, образованных даже на столь больших высотах с теми же ионизациями, что и у α -частиц).

ные другими авторами, в частности Братом и Петерсом [43], в отношении числа ядер атомов группы Li, Be, B, расходятся с приведенными выше. По этим работам между He и группой ядер атомов C, N, O в спектре первичных частиц имеется глубокий провал. Таким образом, вопрос о распределении многозарядных частиц по Z нуждается еще в дополнительном исследовании. На рис. 120 мы приводим распределение частиц по зарядам по данным работы [44], полученным на высоте примерно 28 км.

Наличие в первичном космическом излучении даже небольшой доли ядер Li, Be, B позволяет сделать некоторые выводы о пути первичных частиц космических лучей до их попадания на Землю. Сопоставление отношения числа ядер Li, Be, B к числу протонов в космических лучах и во Вселенной, независимо от разноречивости данных разных авторов, показывает, что в космических лучах величина этого отношения на несколько порядков больше, чем во вселенной. Предположение о том, что в источнике космических лучей содержание Li, Be, B несравненно больше среднего, является весьма мало вероятным. Поэтому необходимо допустить, что наблюдаемые на границе земной атмосферы ядра Li, Be, B образуются при ядерных взаимодействиях, претерпеваемых более тяжелыми ядрами (C, N, O) в межзвездной среде. Это означает, что пробег ядер C, N, O в мировом пространстве был порядка длины свободного пробега для взаимодействий их с протонами, т. е. несколько граммов на 1 см².

Поэтому можно считать, что частицы космических лучей до своего попадания на Землю блуждали 10^7 — 10^8 лет.

По аналогии с этим можно также думать, что и значительная доля протонов и α -частиц, приходящих на Землю, не ускоряется непосредственно, а представляет собой вторичные частицы, образованные в мировом пространстве при ядерных соударениях.

Энергетический спектр многозарядных частиц может изучаться по их широтному эффекту, по рассеянию следов в эмульсии фотопластинок и по картине образованных ими ливней.

При рассмотрении широтного эффекта многозарядных частиц можно считать, что для них отношение заряда к массе Z/A равно $1/2$. В связи с этим, если частицы уже в мировом пространстве лишены всех орбитальных электронов, минимальный импульс многозарядной частицы (допускаемый магнитным полем), приходящийся на каждый

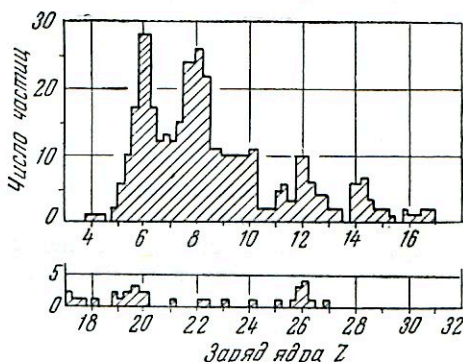


Рис. 120. Распределение первичных частиц космических лучей по зарядам.

нуклон, будет $p_c/2$, где p_c — минимальный импульс протона. Отсюда следует, что многозарядная частица, достигающая земной атмосферы на геомагнитной широте 54° , должна иметь импульс, не меньший примерно $10^9 \frac{эв/c}{\text{нуклон}}$. Для ядер углерода и кислорода это соответствует минимальным пробегам в 28 и 21 г/см². В работе [45] на широте 54 — 55° были обнаружены ядра углерода и кислорода с пробегами от 20 до 40 г/см² и не найдено таких ядер с пробегами, меньшими 20 г/см². Эти результаты можно рассматривать как указание на то, что атомные ядра углерода и кислорода действительно движутся в мировом пространстве лишенными всех своих орбитальных электронов. Это создает основу для изучения энергетического спектра многозарядных частиц по широтному эффекту. Однако экспериментальные данные, имеющиеся в настоящее время по этому вопросу, еще очень скудны и недостаточно надежны. Поэтому мы не будем останавливаться на рассмотрении геомагнитных эффектов для многозарядных частиц и ограничимся указанием на то, что широтный эффект и, следовательно, энергетический спектр по крайней мере для ядер атомов гелия и для суммарного первичного излучения примерно одинаковы.

В работе [40] энергетический спектр многозарядных частиц определялся по рассеянию в эмульсии α -частиц, образовавшихся в результате развала многозарядной частицы при ее столкновении с ядром атома эмульсии. В системе координат, связанной с налетающей многозарядной частицей, энергия образующихся α -частиц невелика. Поэтому можно считать, что в лабораторной системе координат энергия, приходящаяся на один нуклон вторичных α -частиц, близка к энергии, приходящейся на один нуклон в налетающей многозарядной частице. Исходя из этого, авторы по измерениям рассеяния вторичных частиц построили распределение многозарядных частиц по энергиям.

Второй использованный ими для этой цели метод состоял в определении угла разлета вторичных α -частиц при их образовании. Если считать, что в системе координат, связанной с налетающей частицей, вторичные частицы, большинство из которых, судя по их рассеянию и образованию ими δ -электронов, являются α -частицами, вылетают изотропно, то переход к лабораторной системе координат приводит к соотношению

$$\bar{\theta}^2 = \frac{TM}{3p^2},$$

где $\bar{\theta}$ — средний квадратичный угол, под которым вылетают вторичные α -частицы, T — средняя кинетическая энергия вторичных α -частиц в системе координат, связанной с налетающей частицей, M — масса протона и p — импульс налетающей многозарядной частицы, деленный на число ее нуклонов. Полагая, что T имеет величину порядка

10 Мэв *), получаем:

$$(\bar{\theta}^2)^{\frac{1}{2}} = \frac{0,06}{E},$$

где E — энергия в единицах 10^9 эв, приходящаяся на один нуклон налетающей частицы. Отсюда, зная θ , легко определить E . Чем больше α -частиц вылетает при распаде первичной многозарядной частицы, тем точнее этот метод. Авторы считают, что энергия первичной частицы определяется этим методом с точностью до коэффициента 2.

Оба метода определения энергии многозарядных частиц дают хорошо согласующиеся между собой результаты и показывают, что распределения по энергиям для частиц с разными Z совпадают между собой и близки к энергетическому спектру протонов. Эти данные представлены на рис. 121. Аналитически этот спектр может быть представлен в виде

$$N(> E) = \frac{A}{(1 + E)^{1,45}}.$$

А для протонов, как указывалось выше, примерно в этой области энергий можно принять

$$N(> E) \sim \frac{B}{E}.$$

Следует, однако, отметить, что результаты, полученные разными авторами по энергетическому спектру многозарядных частиц, так же как и данные по распределению их по Z , плохо согласуются между собой. Необходимы дальнейшие экспериментальные исследования этого вопроса.

Подводя итоги сказанному относительно многозарядных частиц в составе первичного космического излучения, надо отметить, что на эти частицы (включая α -частицы) приходится значительная доля всех первичных нуклонов и приносимой ими энергии. По данным Петерса [39], на интервал энергий $0,35 - 8 \cdot 10^9$ эв на больших широтах приходится 3600 нуклонов $\cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стерад}^{-1}$, несущих энергию $8 \cdot 10^{12}$ эв $\cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стерад}^{-1}$ или около $2,2 \cdot 10^9$ эв на 1 нуклон. Эти 3600 нуклонов распределяются между частицами с разными

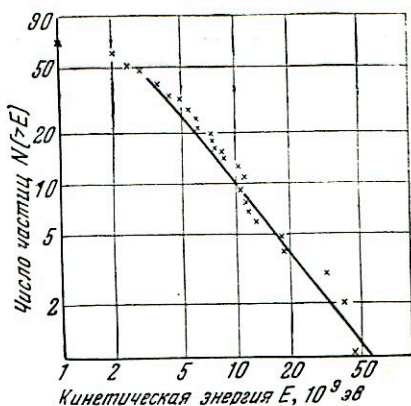


Рис. 121. Энергетический спектр многозарядных частиц.

По оси абсцисс отложена энергия, приходящаяся на одну частицу, по оси ординат — число многозарядных частиц, независимо от величины Z , с энергией, большей E .

*) Таков порядок величины энергии α -частиц, вылетающих из ядра при «испарении».

зарядами примерно следующим образом: около 66% приходится на протоны, около 25% на нуклоны, объединенные в ядра атомов гелия, около 5% на нуклоны в ядрах атомов углерода, азота и кислорода и 4% — на нуклоны в более тяжелых атомных ядрах. Поскольку энергетические спектры многозарядных частиц и протонов, повидимому, отличаются не очень сильно, примерно такое же соотношение соответствует и распределению энергии в первичном космическом излучении. Таким образом, примерно $\frac{1}{3}$ всей энергии космических лучей (по крайней мере в рассматриваемом интервале энергий) приходится не на протоны, а на более тяжелые ядра. Многозарядные частицы поглощаются в самых верхних слоях атмосферы, но образующие ими вторичные частицы, несомненно, проходят в более глубокие слои атмосферы, и поэтому пренебрегать многозарядными частицами при детальном рассмотрении процессов, вызываемых космическими лучами в атмосфере, нельзя.

ГЛАВА IX

ШИРОКИЕ АТМОСФЕРНЫЕ ЛИВНИ

§ 1. Открытие широких атмосферных ливней

В 1938 г. Оже и его сотрудники исследовали зависимость числа совпадений в двух счетчиках от расстояния между ними в горизонтальной плоскости [1]. На рис. 122 приведены данные, полученные при таких измерениях на высоте около 3000 м над уровнем моря. Как видно из этого рисунка, при сравнительно больших расстояниях между счетчиками наблюдается заметное число совпадений. Эти данные указывают на существование в атмосфере ливней частиц космических лучей, покрывающих большие площади. Эти ливни получили название широких атмосферных ливней. Характерно, что, начиная с расстояний 1,5—2 м, число совпадений в счетчиках сравнительно слабо уменьшается с увеличением расстояния между ними. Оже и его сотрудникам удалось проследить «кривую раздвижения» вплоть до расстояний между счетчиками в 300 м. Дальнейшее раздвижение счетчиков оказалось невозможным из-за того, что случайные совпадения разрядов в обоих счетчиках, число которых не зависит от расстояния между счетчиками, начинают превосходить истинные *).

В связи с этим Д. В. Скобельцыным была предложена, а Г. Т. Зацепиным и В. В. Миллером осуществлена установка, схема которой представлена на рис. 123 [2]. Здесь C_1, C_2, C_3, C_4 — группы параллельно соединенных счетчиков, расположенных в горизонтальной плоскости, B — боковые усилители, A — центральный усилитель. Каждый из боковых усилителей отбирает двойные совпадения и импульсы от них направляет по кабелю в центральный усилитель, который регистрирует четырехкратные совпадения. Таким путем удалось сильно уменьшить число случайных совпадений без увеличения разрешающей способности усилителя.

*) Увеличение разрешающей способности установки в этих опытах не может быть осуществлено не только из-за разброса времени развития разряда в счетчике, но и вследствие естественного запаздывания одних ливневых частиц относительно других для наклонных ливней. Установка с сильно раздвинутыми счетчиками с очень высокой разрешающей способностью будет регистрировать только вертикальные ливни.

С помощью такой установки широкие атмосферные ливни были прослежены вплоть до расстояний D между счетчиками в 1 км. При площади каждой группы счетчиков в $0,8 \text{ м}^2$ на высоте 3860 м над уровнем моря и расстояниях между счетчиками в 1 км совпадения регистрировались примерно один раз в 3 часа. На рис. 124 приведена в логарифмическом масштабе «кривая раздвижения» для случая, когда в каждый боковой усилитель включалось по две группы счетчиков. В этих опытах было установлено, что в атмосфере возникают широкие ливни частиц, покрывающие площади в десятки и сотни гектаров.

При малых расстояниях между счетчиками, как видно из рис. 122, к широким ливням добавляется большое число узких или «локальных» воздушных ливней. Как будет показано в дальнейшем, в механизме возникновения обоих типов ливней принципиальной разницы нет.

Сопоставление числа двойных и тройных совпадений, произведенное по данным первых опытов с широкими ливнями, показало, что число частиц в таких ливнях очень велико. В настоящее время можно утверждать, что хотя и изредка, но все же возникают ливни, состоящие из многих сотен миллионов частиц с общей энергией 10^{17} эв и даже выше.

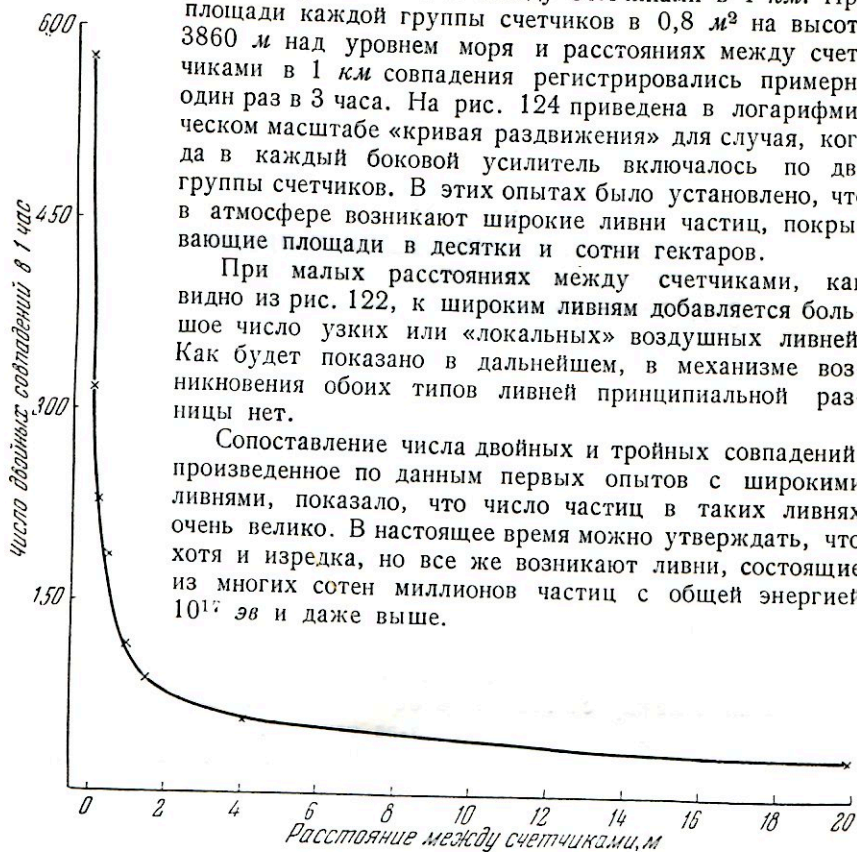


Рис. 122. Зависимость числа совпадений в двух счетчиках от расстояния между ними.

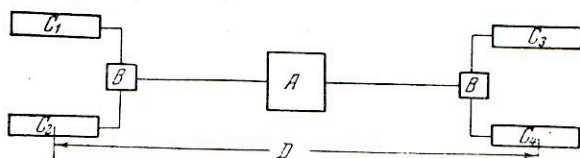


Рис. 123. Установка для регистрации широких атмосферных ливней при больших расстояниях между счетчиками.

Широкие атмосферные ливни дают нам единственную экспериментальную возможность изучать свойства частиц сверхвысоких энергий,

превышающих в 10^7 — 10^8 раз энергии, получения которых искусственным путем можно ожидать в ближайшее время на ускорителях.

Однако число таких частиц в космических лучах ничтожно. Оказывается, что за пределами атмосферы на квадратный сантиметр поверхности одна частица сверхвысокой энергии попадает раз в сотни тысяч лет. И только то обстоятельство, что ливни, вызываемые такими частицами, покрывают огромные площади, делает практически наблюдаемыми эффекты, вызываемые частицами сверхвысоких энергий.

Частицы в ливнях распределены по площади, покрываемой ливнем, неравномерно. Вблизи оси ливня, которая, очевидно, совпадает с направлением движения первичной частицы, вызвавшей ливень, плотность ливневых частиц наибольшая. По мере перехода к периферии ливня плотность ливневых частиц резко падает. Задача установления зависимости плотности ливневых частиц от расстояния от оси ливня является одной из основ-

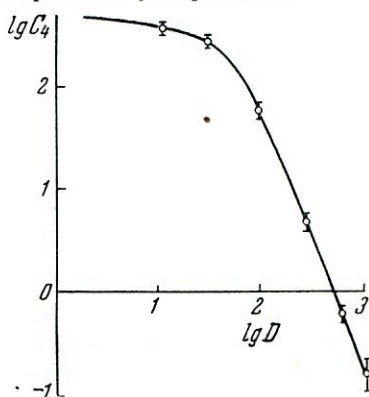


Рис. 124. Зависимость числа четырехкратных совпадений C_4 от расстояния D между счетчиками (высота 3860 м).

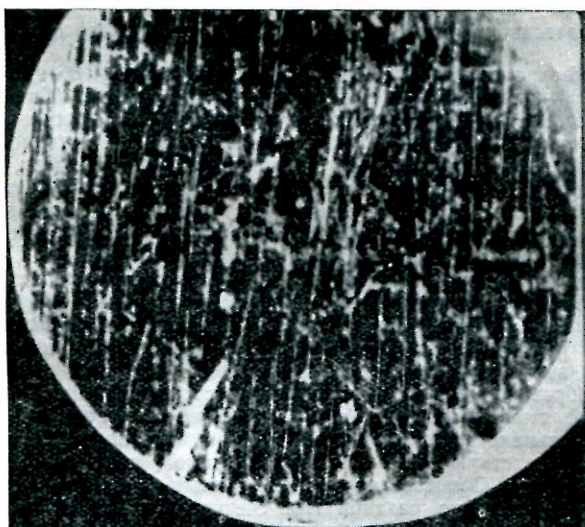


Рис. 125. Поток частиц широкого атмосферного ливня в камере Вильсона.

ных задач теории широких атмосферных ливней. Однако до сих пор, несмотря на многочисленные исследования, она не может

считаться окончательно разрешенной. Ниже мы рассмотрим этот вопрос подробнее.

Наглядная картина потока ливневых частиц широкого атмосферного ливня может быть получена с помощью камеры Вильсона, управляемой счетчиками, размещенными на надлежащем расстоянии друг от друга. Одна из таких фотографий приведена на рис. 125*).

§ 2. Состав широких атмосферных ливней

Для выяснения природы ливневых частиц наиболее удобным является метод поглощения. Уже в самых первых опытах по широким ливням над одним из счетчиков, включенных в схему совпадений, помещались слои свинца различной толщины. При этом наблюдался небольшой максимум при толщине свинца порядка 1 см. При дальнейшем увеличении толщины свинца число совпадений резко падало. На основании этого факта можно было заключить, что по

*) П. А. Черенковым, С. И. Вавиловым, И. Е. Таммом и И. М. Франком было открыто и изучено излучение, испускаемое частицами, движущимися со скоростью, превышающей фазовую скорость света в данной среде [3]. Это излучение испускается по поверхности конуса, образующие которого составляют угол θ с направлением движения частицы, причем $\cos \theta = \frac{1}{n\beta}$, где n — показатель преломления среды, а $\beta = \frac{v}{c}$ (показатель преломления

воздуха n связан с плотностью воздуха ρ соотношением $n - 1 = 2,9 \cdot 10^{-4} \times \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)$, где ρ — плотность на данной высоте и $\rho_0 = 1,23 \cdot 10^{-3}$ г/см³). Поскольку в воздухе $n > 1$, то при достаточной большой энергии частицы угол θ будет отличен от нуля и черенковское излучение, испускаемое, например, мезоном высокой энергии при его движении через атмосферу, может быть зарегистрировано. Однако практически интенсивность излучения, испускаемого частицей космического излучения, настолько мала, что суммарное черенковское излучение всего потока космических лучей несравненно меньше свечения ночного неба, обусловливаемого другими факторами.

В. И. Гольданский и Г. Б. Жданов, подробно рассмотревшие испускание черенковского излучения частицами космических лучей в атмосфере [4], указывают, что в области видимого света это излучение составляет не более 0,05% от той части свечения атмосферы с непрерывным спектром, которая не связана со звездным и зодиакальным светом.

Но при образовании в атмосфере ливня, состоящего из очень большого числа ультрарелятивистских частиц, на фоне свечения неба возникает кратковременная вспышка черенковского излучения, которая может быть зарегистрирована соответствующей оптической системой, соединенной, например, с фотоумножителем. Сопоставляя такие вспышки в свечении ночного неба с совпадениями в системе раздвинутых счетчиков, Галбрайт и Иелли [5, 6] показали, что эти вспышки действительно обусловлены черенковским излучением, испускаемым частицами широких атмосферных ливней. Так как черенковское излучение имеет резко выраженную направленность, можно думать, что этот метод изучения широких атмосферных ливней в дальнейшем найдет себе применение при решении некоторых вопросов, связанных с такими ливнями.

крайней мере большинство частиц широких атмосферных ливней является электронами и фотонами. К такому же заключению приводит и рассмотрение фотографий следов ливневых частиц, полученных с помощью камеры Вильсона, на которых видно вторичное размножение в свинце, рассеяние релятивистских частиц на сравнительно большие углы и т. п.

На этом основании стало общепринятым считать, что широкие атмосферные ливни представляют собой мощную электронно-фотонную лавину, развивающуюся по законам каскадной теории и возникающую при попадании в атмосферу электрона или фотона достаточно высокой энергии. Такой точки зрения придерживался, в частности, Эйлер [7]. Однако дальнейшее изучение вопроса, произведенное главным образом советскими физиками, показало, что подобное представление является ошибочным.

Прежде всего было установлено, что в широких атмосферных ливнях имеется небольшая доля частиц проникающего типа [8].

На рис. 126 приведена одна из кривых поглощения ливневых частиц, полученных на высоте 3860 м над уровнем моря Г. Т. Зацепиным и его сотрудниками [9]. Установка состояла из трех групп счетчиков, площадью 700 см² каждая, расположенных по углам треугольника на расстоянии 1,6 м друг от друга. Все три группы счетчиков покрывались свинцом, толщина которого менялась. Были приняты меры к устранению влияния рассеяния от земли, боковых частиц и других побочных факторов.

Наиболее важным результатом этого опыта является то, что, начиная с 24 см свинца, дальнейшее увеличение толщины фильтра не приводит к сколько-нибудь заметному уменьшению числа совпадений и, следовательно, к поглощению ливневых частиц. Таким образом, эти данные доказывают наличие в широких атмосферных ливнях проникающих частиц, природа которых отлична от электронов и фотонов.

К аналогичному выводу о наличии в составе широких атмосферных ливней небольшого числа проникающих частиц приводят данные, полученные с помощью камер Вильсона [10].

Из опытов, аналогичных описанному выше, можно определить соотношение между числом проникающих частиц и электронно-фотонной компонентой широких атмосферных ливней. Оказывается,

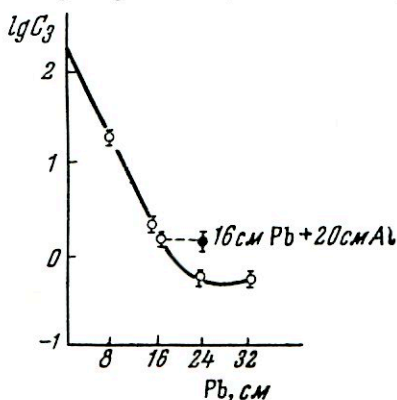


Рис. 126. Кривая поглощения ливневых частиц.

По оси ординат отложено число зарегистрированных тройных совпадений.

что на высоте нескольких километров над уровнем моря доля проникающих частиц в центральной области ливня равна примерно 20% от полного числа частиц в ливне [9, 11]. Повидимому, это число в первом приближении не зависит от энергии первичной частицы, вызвавшей ливень, и в интервале высот от уровня моря до нескольких тысяч метров слабо зависит от высоты места наблюдения, несколько возрастая с уменьшением высоты.

Напротив, пространственное распределение проникающих частиц в ливне заметно отличается от пространственного распределения электронов и фотонов.

На рис. 127 приведены данные, полученные Л. Х. Эйдусом и др. [12] на уровне моря, по пространственному распределению

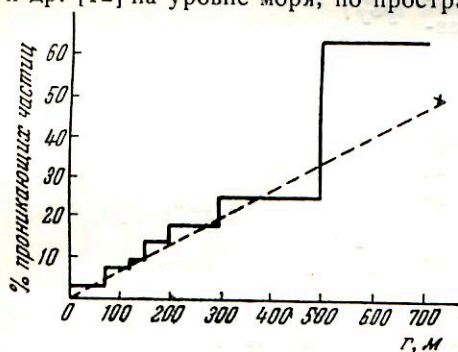


Рис. 127. Зависимость процента проникающих частиц от расстояния r от оси ливня.

проникающих частиц в широких ливнях*). Из этих данных видно, что по мере удаления от оси ливня доля проникающих частиц в ливне существенно растет. Если в центральных частях ливня проникающие частицы составляют около 20%, то на периферии эта доля приближается к 50% и даже более. Суммарный процент проникающих частиц, усредненный по всей площади ливня, составляет на уровне моря величину порядка 10%.

Увеличение доли проникающих частиц по мере удаления от оси ливня показывает, между прочим, что эти проникающие частицы образуются в воздухе и идут в составе самого ливня, а не возникают в фильтрах установки под действием фотонов или электронов,

*) В работе Л. Х. Эйдуса и некоторых других работах советских физиков по изучению широких атмосферных ливней [12], выполненных в последнее время, использовано большое число (до 1500) счетчиков, включенных в годоскопы. Годоскопические счетчики группами распределялись на большой площади и при попадании ливня на эту площадь регистрировали плотность ливневых частиц (число частиц на 1 м^2 площади) на разных расстояниях от оси ливня. По плотностям ливневых частиц, зафиксированных несколькими годоскопами в данном ливне, можно определить положение оси ливня. Подобная установка дает возможность перейти от статистического изучения ливней (например, зависимости числа совпадений от расстояния между счетчиками) к изучению данного индивидуального ливня и получить для данного ливня зависимость плотности ливневых частиц от расстояния от оси ливня и ряд других сведений. Разумеется, точность данных, получаемых с такой установкой, будет увеличиваться с увеличением числа годоскопических групп счетчиков и числа счетчиков в каждой группе.

как это ошибочно предполагал Коккони [13] и некоторые другие авторы.

Распределение проникающих частиц по энергиям также пока еще не изучено. Тем не менее, исходя из слабого поглощения их в свинце, можно заключить, что эти частицы имеют энергию больше 10^9 эв, т. е. по крайней мере на порядок выше, чем средняя энергия электронов в лавине. Поэтому можно считать, что около половины, а может быть и больше, полной энергии широкого атмосферного ливня связано не с электронно-фотонной компонентой, а с проникающими частицами иной природы. Вопрос о природе и свойствах этих проникающих частиц будет подробно рассмотрен далее.

Наличие в центральных областях широких атмосферных ливней электронов и фотонов высокой энергии приводит к тому, что даже под фильтром в 16 см свинца наблюдается заметное число электронов и фотонов. Это было показано следующим образом.

В опыте, результаты которого представлены на рис. 126, при толщине свинцового фильтра в 16 см на свинец было дополнительно положено 20 см Al. Если частицы, проходящие через 16 см Pb, поглощаются за счет ионизационных потерь, то в 20 см Al они должны были бы поглотиться так же, как в 7,7 см Pb. Напротив, если частицы являются электронами или фотонами, то соотношение поглощательной способности свинца и алюминия определяется величинами t -единиц в этих веществах. 20 см Al составляют 2,4 t -единицы, что эквивалентно 1,1 см Pb *).

Из приведенных на рис. 126 данных видно, что дополнительные 20 см Al практически не вызвали никакого поглощения. Это означает, что алюминий эквивалентен малой толщине свинца и, следовательно, ливневые частицы, проникающие через 16 см, являются электронами. Таким образом, эти опыты показывают, что в тех слу-

*) Следует отметить, как впервые указали Л. Д. Ландау и И. Я. Померанчук [14], что при очень высоких энергиях электронов и фотонов формулы для вероятности образования пар и испускания квантов тормозного излучения перестают быть правильными. При этих энергиях учет многократного рассеяния электронов и позитронов в среде приводит к уменьшению эффективных сечений для образования пар и испускания тормозного излучения и, следовательно, к увеличению проникающей способности частиц мягкой компоненты. Расчет показывает, что при энергиях порядка 10^{15} эв и выше пробег электронов и фотонов в свинце становится равным 10—15 см и сравнивается с пробегом нуклонов высоких энергий. Величина указанного эффекта существенно уменьшается при переходе к элементам с малым атомным весом, и поэтому вряд ли можно думать, что он заметно сказывается на развитии в атмосфере широких ливней, вызываемых частицами даже наиболее высоких энергий.

В опытах, описываемых в тексте, увеличение t -единицы при переходе к очень высоким энергиям не могло играть никакой роли из-за того, что энергия электронов в спектральных областях ливней на высотах гор на несколько порядков величины меньше той энергии, при которой увеличение t -единицы становится заметным.

чаях, когда выделяется центральная часть широкого атмосферного ливня, где вблизи от оси находятся частицы наиболее высоких энергий, для полного поглощения электронов необходимо использовать очень толстые слои свинца*). Но по мере удаления от оси ливня энергия электронов быстро падает и на периферии ливня при больших расстояниях между счетчиками достаточно уже меньших толщин свинца, для того чтобы полностью поглотить электроны и выделить проникающие частицы.

Высотный ход широких атмосферных ливней изучался в опытах на горах [15—17], а в последнее время на самолетах [18]. Как и следовало ожидать, он представляется кривой с максимумом. Положение максимума незначительно зависит от плотности регистрируемых ливней. Для ливней с плотностью 100 частиц на 1 м^2 максимум лежит на высоте около 8500 м над уровнем моря. На меньших высотах зависимость числа широких атмосферных ливней от высоты может быть представлена в виде экспоненты

$$C_p = C_0 e^{-\mu p},$$

где $\frac{1}{\mu} \approx 135 - 140 \text{ г/см}^2$, причем коэффициент поглощения почти не зависит от плотности ливня.

Это последнее обстоятельство является очень существенным, поскольку независимость коэффициента поглощения от плотности ливневых частиц противоречит представлениям, согласно которым широкие атмосферные ливни рассматриваются как чисто электромагнитный процесс**).

§ 3. Распределение широких атмосферных ливней по плотностям ливневых частиц

Регистрируя широкие атмосферные ливни с помощью системы счетчиков, включенных в схему совпадений, следует иметь в виду, что установка автоматически выбирает ливни с определенной плотностью частиц***). Будем считать, что на установку падает ливень со средней плотностью ρ , выражаемой в числе частиц на квадратный метр, причем ρ постоянно в пределах размеров установки. Пусть флуктуации плотности описываются законом Пуассона. Тогда вероят-

*) Неучет этого обстоятельства привел Оже к ошибочному выводу о наличии в широких атмосферных ливнях особых частиц с массами, в несколько раз превышающими массу электрона [15]. В работе Оже они были названы λ -мезонами.

***) Независимость высотного хода от плотности выделяемых ливней убедительно подтверждается параллельностью кривых на рис. 130.

****) Роль установки в выборе ливней с определенной плотностью частиц была подчеркнута в работах А. Б. Мигдала [19], А. И. Алиханяна и Т. А. Асатиани [20], Л. Яноши [21] и др. Подробный анализ вопросов, связанных с изучением распределения широких атмосферных ливней по плотности их частиц, приведен в диссертации Г. Т. Зацепина [22].

ность того, что ни одна частица не попадет в счетчик площадью σ , будет равна $e^{-\rho\sigma}$, а вероятность одновременного срабатывания n счетчиков

$$W_n = (1 - e^{-\rho\sigma})^n.$$

Для получения числа ливней, зарегистрированных установкой, надо умножить W_n на число ливней с данной плотностью ρ , т. е. на $F(\rho)$, и проинтегрировать по ρ . Таким образом,

$$C_n(\sigma) = \int_0^{\infty} F(\rho) (1 - e^{-\rho\sigma})^n d\rho = \int_0^{\infty} \varphi(\rho, \sigma, n) d\rho.$$

Множитель $(1 - e^{-\rho\sigma})^n$ при увеличении ρ и σ стремится к единице (при достаточно большой плотности ливневых частиц и больших площадях счетчиков установка регистрирует каждый попавший на нее ливень). Напротив, $F(\rho)$ падает с увеличением ρ , поскольку ливни с большой плотностью встречаются реже, чем ливни с малой плотностью. Поэтому подинтегральное выражение, как функция ρ , представляется кривой с максимумом. Часть кривой, лежащая правее $\rho_{\text{макс}}$, определяется видом функции $F(\rho)$ и, следовательно, не зависит от параметров установки. Напротив, часть кривой, соответствующая плотностям, меньшим $\rho_{\text{макс}}$, определяется кратностью совпадений n и площадью счетчиков σ . При малом n , например для двойных или тройных совпадений, максимум получается очень расплывчатым. Но с увеличением n максимум передвигается в сторону больших плотностей и становится более острым. Изменение площади счетчиков σ также существенно меняет положение максимума, сдвигая его в сторону больших плотностей при уменьшении σ .

На рис. 128 приведены кривые $\varphi(\rho, \sigma, n)$ в зависимости от произведения $\rho\sigma$ для разных n , взятые из работы [22].

Особенно острый максимум получается в том случае, если в установке имеется счетчик, включенный в ветвь антисовпадений усилителя*). Тогда в выражении для вероятности регистрации ливня добавляется множитель $e^{-\rho s}$, где s — площадь счетчика, включенного в ветвь антисовпадений, обуславливающий более крутое спадание правой части кривых, изображенных на рис. 128.

Таким образом, варьируя площадь счетчиков или кратность совпадений, можно менять вид кривой $\varphi(\rho)$ и передвигать максимум для φ по шкале плотностей ливня, что позволяет определить распределение ливней по плотностям $F(\rho)$.

Оба метода (вариации площадей и изменения кратности совпадений) в хорошем согласии друг с другом показывают, что закон

*) Если счетчики включены в годоскоп, то при обработке годоскопических снимков любой из счетчиков, или комбинация их, может рассматриваться как счетчик, включенный в канал антисовпадений.

распределения ливней по плотностям частиц хорошо представляется степенной функцией

$$F(\rho) d\rho = A\rho^{-(\alpha+1)} d\rho,$$

где A — коэффициент пропорциональности и α — некоторая постоянная величина.

Поэтому

$$C_n(\tau) = \int_0^{\infty} A \frac{(1 - e^{-\rho\tau})^n}{\rho^{\alpha+1}} d\rho = A\tau^\alpha J(n, \alpha).$$

Следовательно, если откладывать на графике логарифм числа совпадений данной кратности в зависимости от логарифма площади

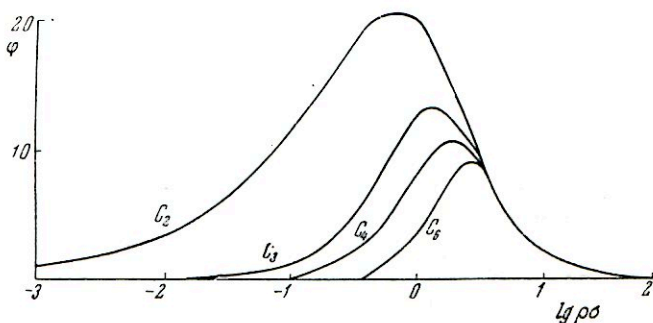


Рис. 128. Спектр плотностей ливней, регистрируемых установками с различной кратностью совпадений при значении показателя $\alpha = 1,4$. Площадь, ограниченная кривыми, соответствует числу совпадений, регистрируемых системой,

$$J = F(\rho) (1 - e^{-\rho\tau})^n.$$

Кривые C_2 , C_3 , C_4 , C_5 представляют двойные, тройные, четверные и шестерные совпадения.

счетчиков, то при постоянном α мы получим прямую линию. На рис. 129 приведены экспериментальные данные, полученные на высоте 3860 м над уровнем моря Г. Т. Зацепиным, Л. Х. Эйдузом и др. [15]*). Как видно из этого рисунка, в широком интервале изменения площади счетчиков α остается почти постоянной величиной. Только при очень больших плотностях ливней (малые τ) α немного растет. При изменении ρ от 1 частицы/м² до 10 000 частиц/м² α изменяется от 1,35 до 1,70.

*) Впервые метод вариации площадей счетчиков для определения энергетического спектра частиц, вызывающих широкие атмосферные ливни, был использован в работе А. И. Алиханяна и Т. А. Асатиани [20]. Однако выводы, полученные ими в этой работе относительно спектра энергий первичных частиц, в настоящее время не могут считаться правильными.

Аналогичные результаты были получены и на уровне моря. При этом оказалось, что кривые для разных высот идут параллельно друг другу. Это показывает, что в рассматриваемом интервале высот x не зависит от высоты.

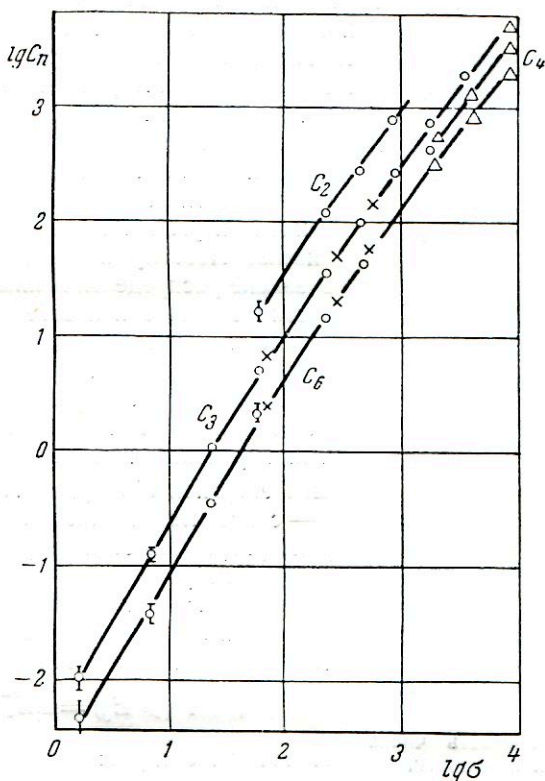


Рис. 129. Зависимость числа совпадений различной кратности от площади счетчиков на высоте 3860 м над уровнем моря.

Кружки, треугольники и крестики относятся к измерениям, проведенным в разное время.

На рис. 130 приведена зависимость частоты ливней с плотностью больше заданной $K = f(> \rho) = \frac{A}{\rho x}$ от плотности ρ для разных высот над уровнем моря.

Аналогичные опыты были произведены по определению «спектра плотностей» проникающих ливневых частиц с помощью счетчиков, покрытых толстыми свинцовыми фильтрами [23, 11]. В результате

измерений оказалось, что распределение по плотностям проникающих частиц подобно распределению электронов

$$F(\rho_{\text{проник}}) d\rho = B\rho^{-(x+1)} d\rho;$$

x здесь, как и для электронов, имеет величину, близкую к 1,4. Таким образом, плотность потока проникающих частиц приблизительно пропорциональна плотности потока электронов. Но при этом следует иметь в виду, что исследованный интервал плотностей проникающих частиц гораздо уже, чем для электронов.

Из общих соображений ясно, что распределение ливней по плотностям связано с распределением первичных частиц по энергиям.

Число частиц в ливне растет с увеличением энергии частицы, образовавшей ливень. Поэтому показатель степени x в законе распределения ливней по плотностям связан с показателем степени γ в законе распределения первичных частиц по энергиям.

Согласно каскадной теории полное число ливневых частиц N , образованных первичной частицей с очень большой энергией E_0 , будет $N = AE_0^s$, где s — слабо меняющийся параметр, характеризующий степень развития ливня (до максимума ливня $s < 1$, в максимуме $s = 1$; после максимума $s > 1$). Если интегральный энергетический спектр первичных частиц имеет вид

$$F(> E_0) = BE_0^{-\gamma},$$

то отсюда следует:

$$F(> E_0) = F(> N^{-1/s}) \sim N^{-\gamma/s}.$$

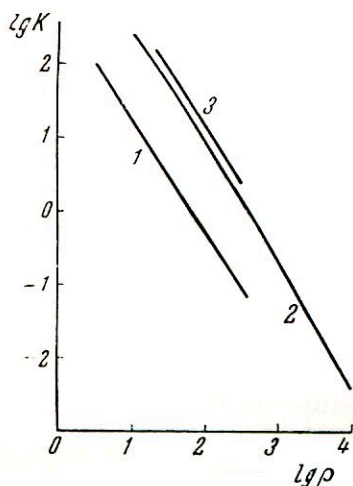
Рис. 130. Зависимость числа ливней от их плотности.

K — число ливней в час с плотностью больше ρ (ρ — число частиц на 1 м^2). Кривая 1 получена на высоте 120 м, кривая 2 — 3860 м и кривая 3 — 4700 м над уровнем моря.

пропорционально $\rho^{-1/s}$. Вместе с тем, $f(> \rho) \sim \rho^{-x}$. Отсюда

$$x = \frac{\gamma}{s}.$$

Эта зависимость, впервые теоретически установленная А. Б. Мигдалом [19], имеет большое значение в теории ливней, поскольку она дает возможность на основании изучения распределения ливней по плотностям получить определенные данные об энергетическом спектре первичных частиц. Из численных значений x и s следует, что γ весьма



слабо меняется с энергией и по данным, полученным для высоты 3860 м над уровнем моря, γ равно 1,8. Тем самым для спектра энергий первичных частиц в области сверхвысоких энергий 10^{14} — 10^{17} эв получается выражение

$$F(> E) = \frac{A}{E^{1,8}}.$$

Выше мы видели, что по данным геомагнитного эффекта в области энергий $3 \cdot 10^9$ — $2 \cdot 10^{10}$ эв для показателя γ в спектре энергий первичных частиц получается значение, близкое к 1. Таким образом, при изменении энергии первичных частиц в 10^5 — 10^7 раз вид их энергетического спектра меняется сравнительно мало.

Вместе с тем, необходимо подчеркнуть, что, поскольку s заведомо увеличивается по мере развития ливня, в соответствии с формулой

$$x = \frac{\gamma}{s}$$

должно иметь место и изменение x с высотой места наблюдения. Но выше мы видели, что в действительности x не зависит от высоты. Это противоречие, несомненно, связано с тем, что каскадная теория не может дать полного объяснения и описания свойств широких атмосферных ливней и, безусловно, снижает надежность формулы $x = \frac{\gamma}{s}$

и заключения о величине γ . Ниже мы рассмотрим причины этих аномалий несколько подробнее.

Плотность частиц в ливне может до некоторой степени служить мерой энергии первичной частицы. Поэтому наличие приближенной пропорциональности между плотностью потока проникающих частиц и плотностью потока электронов следует рассматривать как указание на то, что доля энергии первичной частицы, передаваемая проникающим частицам, в некоторых пределах слабо или даже вообще не зависит от энергии первичной частицы.

§ 4. Пространственное распределение ливневых частиц

Обратимся теперь к вопросу о пространственном распределении ливневых частиц, т. е. к выяснению вида функции $\rho(r)$, где r — расстояние от оси ливня в плоскости, перпендикулярной к ней.

Электроны в ливне отходят от оси ливня за счет разброса по углам в следующих процессах: 1) образование фотонов, 2) образование пар фотонами, 3) рассеяние фотонов и электронов.

Углы при образовании пар и испускании квантов тормозного излучения имеют величину порядка mc^2/E . Если мы положим $E = \varepsilon$, т. е. будем рассматривать частицы с энергией, близкой к критической, то угол расхождения в воздухе $\theta \approx \frac{5 \cdot 10^5}{7 \cdot 10^7} = 10^{-2}$. На пути в одну t -единицу на уровне моря электрон отойдет от образовавшего

его фотона на расстояние $2,6 \cdot 10^{-4} \cdot 10^{-2} \text{ см} = 2,6 \text{ м.м.}$ Аналогичное положение имеет место и для фотонов.

Частицы с меньшими энергиями будут расходиться на большие углы. Но такие частицы не будут размножаться. Частицы более высоких энергий будут давать заметное размножение, но углы расхождения для них получаются меньшими. Таким образом, углы, возникающие при образовании пар и испускании квантов тормозного излучения, не могут объяснить расхождения электронов на десятки и сотни метров в широком атмосферном ливне.

Электроны, движущиеся в среде, испытывают рассеяние при взаимодействии с атомами среды, описываемое известной формулой Резерфорда. Малые углы рассеяния статистически складываются, в результате чего результирующий угол может оказаться достаточно большим. Для среднего квадратичного угла рассеяния θ электрона с энергией E на пути t , выраженном в t -единицах, теория дает выражение

$$\theta = \frac{E_0}{E} \sqrt{t},$$

где E_0 — постоянная величина, равная 21 Мэв. При $E = e$ и $t = 1$ для угла θ получаем значение $\sim 17^\circ$ и для расстояния, на которое электрон может отойти от оси ливня на уровне моря, $\sim 80 \text{ м.}$ Таким образом, резерфордовское рассеяние является основным фактором, приводящим к разбросу электронов от центра ливня к его периферии. Но и для резерфордовского рассеяния главную роль играет рассеяние частиц сравнительно малых энергий с небольшими пробегами. Частицы высоких энергий сосредоточены вблизи оси ливня, образуя его ствол. Наиболее рассеиваемые частицы малых энергий обладают и сравнительно малыми пробегами. В результате разброс ливневых частиц в плоскости, перпендикулярной к оси ливня, определяется в основном рассеянием на последнем участке пути.

Это приводит к тому, что ширина ливня практически не зависит от энергии первичной частицы, образовавшей этот ливень.

По мере проникновения ливня в нижние слои атмосферы пробег ливневых частиц (выраженный в метрах) вследствие увеличения плотности воздуха уменьшается, и это приводит к сокращению поперечных размеров ливня. Процесс развития ливня по глубине атмосферы можно представить графиком, изображенным на рис. 131.

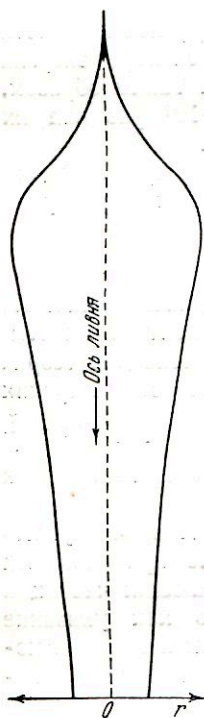


Рис. 131. Развитие ливня по глубине атмосферы, выраженной в t -единицах; r — расстояние от оси ливня.

Ширину ливня удобно характеризовать его средним квадратичным радиусом R , определяемым следующим соотношением:

$$R^2 = \frac{\int_0^{\infty} \rho(r) r^3 dr}{\int_0^{\infty} \rho(r) r dr}.$$

Здесь $\rho(r)$ — распределение плотности ливневых частиц вдоль радиуса ливня [$\rho(r)$ и, следовательно, R обуславливаются пробегом ливневых частиц в воздухе и углом, который составляет направление их движения к оси ливня].

Пробег ливневых частиц имеет величину порядка одной t -единицы; углы отклонения от оси ливня, как мы видели выше, приближаются к единице только в самом конце пробега. Поэтому основная доля ливневых частиц, независимо от энергии первичной частицы, должна быть сосредоточена вблизи ствола в круге радиусом, меньшим одной t -единицы.

До сих пор каскадная теория не дала еще точного выражения для $\rho(r)$ с учетом всех факторов, влияющих на разброс электронов в ливне.

Приближенно для $\rho(r)$ можно принять выражение

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{e^{-r\sqrt{2}/R}}{\left(\frac{r\sqrt{2}}{R}\right)^{2-s}};$$

s — прежний параметр каскадной теории. При $r \ll R$ эта функция соответствует зависимости, вычисленной И. Я. Померанчуком [24] для малых расстояний от оси ливня, а при $r \gg R$ — близко аппроксимирует функцию Мольера [25], вычисленную с учетом однократного рассеяния электронов на большие углы. ρ_0 определяется из условия, чтобы полное число частиц в ливне соответствовало значению, полученному с помощью каскадной теории.

На уровне моря R приблизительно равно 60 м и изменяется с высотой обратно пропорционально давлению воздуха.

Из приведенного выражения для $\rho(r)$ видно, что на малых расстояниях от оси ливня плотность ливневых частиц убывает медленно

(как $\frac{1}{r^{2-s}}$, где s близко к 1), а на больших расстояниях — по экспоненциальному закону e^{-sr} .

Приближенно для сравнительно больших расстояний закон пространственного распределения ливневых частиц можно пред-

ставить степенной зависимостью с показателем 4 (т. е. положить $\rho(r) \sim \frac{1}{r^4}$)*).

Пользуясь выражением для функции $\rho(r)$ и законом распределения первичных частиц по энергиям $\left[F(> E) = \frac{A}{E^{1,8}} \right]$, с помощью каскадной теории можно рассчитать число совпадений, вызываемых широкими атмосферными ливнями в счетчиках заданной площади, расположенных на определенном расстоянии друг от друга на некоторой высоте над уровнем моря. Вычисленную таким путем кривую раздвижения, $C_n(D)$, т. е. зависимость числа зарегистрированных совпадений кратности n от расстояния D между счетчиками, можно сравнить с экспериментальными данными. Расчеты, произведенные Д. В. Скобельцыным [26, 27], и сопоставление их с измерениями Г. Т. Зацепина и его сотрудников [28] показали, что для расстояний между счетчиками порядка $2R$ и меньше вычисления более или менее удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. Но при увеличении расстояния расхождение между теорией и экспериментом растет и при расстояниях 500—1000 м количество наблюдаемых совпадений по крайней мере в десятки раз превосходит вычисленное. Хотя эти расчеты довольно сложны и результаты их не являются вполне однозначными, расхождение между теорией и экспериментом настолько велико, что не может быть устранено ни при каких разумных предположениях о виде спектра энергии первичных частиц и о рассеянии ливневых электронов.

Резкое расхождение между теоретически ожидаемым и экспериментально найденным ходом кривой раздвижения при больших расстояниях между счетчиками видно также из следующего рассуждения, свободного от некоторого произвола, связанного с известной неопределенностью в величине радиуса ливня R .

Данные, полученные для четверных совпадений при расстояниях D между счетчиками в 500 м и больше в работе [2] на высоте 3860 м, а также Л. Х. Эйдусом и др. на уровне моря для несколько меньших расстояний [29], показывают, что кривую $C_4(D)$ приближенно можно представить как

$$C_4(D) \sim \frac{1}{D^k},$$

где $k = 2,7$. Если принять, что для больших расстояний от оси приближенно $\rho(r) = \frac{1}{r^n}$, то, как показал Д. В. Скобельцын [30] на основе самых общих положений каскадной теории, k и n связаны

*) Зависимость $\rho(r) \sim 1/r^4$ для больших расстояний от оси ливня получается теоретически, если принять (что является, конечно, существенным упрощением), что разброс электронов на большие углы обусловлен только одноактным рассеянием, описываемым формулой Резерфорда, без учета конечных размеров рассеивающего ядра.

с показателем степени γ в энергетическом спектре первичных частиц, вызывающих широкие атмосферные ливни, простым соотношением

$$k = n\gamma - 2.$$

Полагая $\gamma = 1,8$, получаем для n значение 2,6. Между тем ожидаемый по каскадной теории вид функции $\rho(r)$ при $r \gg R$ никак не может быть согласован с зависимостью $1/r^{2,6}$.

Таким образом, экспериментальные данные показывают, что в широких атмосферных ливнях при больших расстояниях от оси ливня плотность ливневых частиц спадает с увеличением r значительно медленнее, чем это следует из каскадной теории. Это означает, что в широких атмосферных ливнях действует особый механизм, не учитываемый каскадной теорией и, следовательно, неэлектромагнитного характера, приводящий к разбросу частиц в ливне на большие расстояния от оси. Образование аномально широких атмосферных ливней, открытых Г. Т. Зацепиным и его сотрудниками [2,22], должно быть отнесено за счет действия этого механизма. Наличие таких ливней обусловлено тем, что при образовании и развитии широких атмосферных ливней определяющую роль играют ядерные процессы, а не электромагнитные, как это принималось в каскадной теории.

§ 5. Структура «сверхшироких» атмосферных ливней

В опытах, проведенных по «сверхшироким» ливням, было зарегистрировано несколько случаев, указывающих на наличие в них определенной структуры [28]. Согласно каскадной теории в широком атмосферном ливне имеется один ствол, ось которого совпадает с направлением движения первичной частицы, и плотность ливневых частиц монотонно падает с удалением от ствола сначала сравнительно медленно, а потом быстро. В опытах, выполненных с установкой, схема которой представлена на рис. 123, отмечался не только факт совпадения разрядов в раздвинутых счетчиках, но одновременно с помощью годоскопических установок измерялась плотность ливневых частиц на краях и в центре установки. Если счетчики, отмечающие ливень, расположены близко друг от друга, то ствол ливня может пройти где-то в стороне от установки. Но если расстояние между счетчиками становится значительно больше радиуса ливня, то наиболее вероятным будет такой случай, когда ось ливня пройдет где-то посередине между раздвинутыми счетчиками, а на обе раздвинутые группы счетчиков попадут диаметрально противоположные части периферии ливня. Во всяком случае, если мы регистрируем ливень с помощью трех установок, расположенных по одной прямой, то при наличии в ливне одного ствола обе крайние установки не могут зарегистрировать большую плотность ливневых частиц, чем центральная установка. Однако в проведенных опытах наблюдалось несколько отдельных случаев, в которых плотность ливневых частиц в боковых

группах счетчиков оказалась больше, чем в центре установки, и которые не могли быть объяснены случайными совпадениями или флуктуациями плотности ливневых частиц.

Такие случаи соответствуют ливню, как бы составленному из нескольких более плотных стволов с провалами плотности между ними. Если дальнейшие исследования подтвердят сделанные наблюдения, то это будет означать, что в верхних слоях атмосферы иногда появляется несколько коррелированных частиц очень высокой энергии, летящих под сравнительно большими углами друг к другу, причем каждая из таких частиц образует ливень со своим стволом. Однако из законов сохранения энергии и импульса следует, что если даже коррелированные частицы сверхвысокой энергии, образующие структурный ливень, возникают в самых верхних слоях атмосферы, то вследствие малости углов между направлениями их движения они не успеют разойтись в атмосфере настолько, чтобы объяснить зарегистрированную картину.

В связи с этим Г. Т. Зацепиным была высказана гипотеза [31] о том, что отдельные случаи широких атмосферных ливней с резко выраженной структурой могут быть объяснены расщеплением за пределами земной атмосферы световыми фотонами от Солнца атомных ядер сверхвысокой энергии, входящих в состав первичного излучения.

Как было показано в главе VIII, из мирового пространства на Землю в составе первичного космического излучения попадают не только протоны, но и α -частицы, а также в небольшой доле и более тяжелые ядра. При высокой энергии многозарядных ядер возможно расщепление их световыми фотонами от Солнца за счет эффекта Допплера. Если ядро в системе координат, связанной с Землей, обладает энергией $E = \gamma Mc^2$ (M — масса ядра и $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$), а фотон — энергией $h\nu$, то в системе координат, связанной с ядром, энергия фотона будет равна

$$h\nu' = h\nu (\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1} \cos \alpha) = \gamma h\nu (1 + \cos \alpha),$$

где $(\pi - \alpha)$ есть угол между направлениями движения ядра и фотона.

Эффективное сечение расщепления атомных ядер фотонами становится наибольшим при энергиях фотонов порядка 10^7 эв. Полагая энергию фотонов равной примерно 3 эв, находим, что γ должно иметь величину порядка $3 \cdot 10^6$.

Если собственная энергия атомного ядра $Mc^2 \sim 10^{10}$ эв, то оно будет эффективно расщепляться фотонами солнечных лучей при энергиях $\sim 3 \cdot 10^{16}$ эв.

Если такие расщепления будут происходить за пределами земной атмосферы, то частицы вследствие этих расщеплений могут расходиться на некоторые расстояния и вызывать в земной атмосфере генетически связанные широкие ливни. Надежная количественная

оценка этого эффекта в настоящее время невозможна, поскольку энергетический спектр ядер и их распределение по Z в первичном космическом излучении для очень больших энергий неизвестны. Но во всяком случае принципиально этот эффект должен существовать, и вполне возможно, что именно он ответствен за наблюдавшиеся отдельные случаи широких атмосферных ливней с явно выраженной структурой.

§ 6. Природа проникающих частиц широких атмосферных ливней

Мы уже знаем, что в составе широких атмосферных ливней имеется небольшая доля (несколько процентов) частиц с такой большой проникающей способностью, что они не могут быть электронами или фотонами. Поскольку большая проникающая способность этих частиц показывает, что они обладают энергией, значительно превышающей среднюю энергию ливневых электронов, роль их в энергетическом балансе ливня оказывается весьма существенной.

Естественнее всего предположить, что проникающие ливневые частицы являются μ -мезонами. Однако опыты, проведенные на Памире на высоте 3860 м над уровнем моря, показали [9, 32], что в действительности положение гораздо сложнее. В этих опытах с помощью годоскопических установок сравнивалась ливнеобразующая способность одиночных μ -мезонов жесткой компоненты с ливнеобразующей способностью проникающих ливневых частиц. При этом оказалось, что в подавляющем большинстве случаев μ -мезоны проходят через установку без образования вторичных частиц. И только в 3—4% случаев они образуют ливни из малого числа частиц. Сравнение с расчетной вероятностью образования δ -электронов показывает, что по крайней мере подавляющая часть этих ливней представляет собой δ -ливни.

Существенно иная картина наблюдалась в случае проникающих частиц широких атмосферных ливней. В той же установке, с которой исследовалась ливнеобразующая способность μ -мезонов, проникающие частицы широких ливней образовывали вторичные ливни с гораздо большей вероятностью. Кроме того, оказалось, что среднее число частиц во вторичном ливне, образованном проникающей частицей широкого атмосферного ливня, в несколько раз больше, чем среднее число частиц во вторичном ливне, образованном μ -мезоном. Как мы видели выше, вероятность образования δ -электрона μ -мезоном слабо зависит от энергии мезона. Поэтому различие в ливнеобразующей способности нельзя отнести за счет возможной разницы в энергетическом спектре частиц жесткой компоненты и проникающих ливневых частиц.

На основании этих соображений можно сделать заключение о том, что среди проникающих ливневых частиц есть частицы, по своей природе существенно отличные от μ -мезонов жесткой компоненты.

На той же высоте (3860 м над уровнем моря) были произведены другие опыты [33], в которых с помощью счетчиков, окруженных свинцом, выделялись ливни, образованные в свинце проникающими частицами. При этом оказалось, что очень часто проникающие частицы, генерирующие ливни в свинце, идут в составе широких атмосферных ливней. Таким образом, эта серия опытов также показала, что среди проникающих частиц широких атмосферных ливней имеются частицы с большой ливнеобразующей способностью и потому не являющиеся μ -мезонами.

Уже на основании этих данных можно утверждать, что проникающие частицы широких атмосферных ливней образуют вторичные ливни не за счет электромагнитных, а за счет ядерных взаимодействий. Ниже, в главе об электронно-ядерных ливнях, будут приведены прямые аргументы, показывающие справедливость такого утверждения. Здесь же мы ограничимся указанием на то, что если принять эффективное сечение образования вторичных ливней в свинце примерно равным геометрическому сечению ядра атома свинца, то из описанных выше опытов следует, что на высоте 3860 м в центральных областях ливней ядерно-активные частицы составляют около $1/4$ всех проникающих частиц широких атмосферных ливней или около $0,5\%$ от всех частиц ливня. Остальные проникающие частицы являются ядерно-пассивными и, очевидно, представляют собой μ -мезоны.

Природа ядерно-активных частиц широких атмосферных ливней непосредственно еще не установлена. Однако вряд ли можно сомневаться в том, что часть из них представляет собой нуклоны высоких энергий, а часть — ядерно-активные π -мезоны.

Пространственное распределение ядерно-активных частиц в широких ливнях исследовалось в ряде работ [34, 35], но вопрос еще не может считаться количественно решенным. Повидимому, плотность ядерно-активных частиц наиболее высоких энергий (10^{11} эв и выше) спадает по мере удаления от оси ливня очень быстро, а плотность ядерно-активных частиц меньших энергий зависит от r примерно так же, как плотность электронов.

В интервале высот от уровня моря до нескольких километров высотный ход ядерно-активных частиц широких атмосферных ливней в данном ливне близок к высотному ходу электронов и фотонов в ливнях и приближенно может быть представлен экспонентой с показателем $1/\mu \sim 200$ г/см² *).

*) При рассмотрении высотного хода надо иметь в виду, что коэффициент поглощения $\mu_{\text{ливня}}$, характеризующий изменение числа ливней с глубиной в атмосфере, измеренный с помощью установки, выделяющей ливни с плотностью частиц, превосходящей заданную, оказывается больше коэффициента поглощения частиц в ливне μ_N . Коэффициент поглощения частиц в ливне μ_N определяется соотношением

$$\mu_N = - \frac{d \ln N}{dt},$$

§ 7. Ядерные расщепления и сильно ионизирующие частицы в широких атмосферных ливнях

Помимо ядерно-активных частиц высоких энергий в широких атмосферных ливнях встречаются сравнительно медленные сильно ионизирующие частицы от ядерных расщеплений (в основном протоны), а также нейтроны. Число их относительно невелико, но само наличие их представляет интерес для выяснения полной картины всех процессов, происходящих в широких атмосферных ливнях.

Качественно наличие сильно ионизирующих частиц в широких ливнях видно по их следам, полученным различными авторами с камерами Вильсона, управляемыми широкими ливнями. Количественные данные по этому вопросу можно получить с помощью ионизационных камер, регистрирующих не суммарную ионизацию, а толчки *).

Л. А. Разоренов [39] использовал сопоставление импульсов в нескольких ионизационных камерах по величине, сравнение величины толчка в ионизационной камере с плотностью ливня, связанного с этим толчком (плотность ливня определялась годоскопом из большого числа счетчиков), и анализ формы импульса в ионизационной камере. На основании этих данных он пришел к выводу, что на высоте 3860 м

а распределение ливней по числу частиц $F(>N) = CN^{-\lambda}$. Поэтому коэффициент поглощения ливней $\mu_{\text{ливня}} = -\frac{d \ln F}{dt} = \lambda \mu_N$, где λ , как мы видели выше, имеет значение 1,45—1,70 (в зависимости от плотностей выделяемых ливней). Именно этим обстоятельством объясняется то, что

$$\frac{1}{\mu_{\text{ливня}}} \approx 135 \text{ г/см}^2, \quad \text{а} \quad \frac{1}{\mu_N} \approx 200 \text{ г/см}^2 \text{ [36].}$$

*) В ионизационных камерах толчки, вызванные ливнями только из релятивистских частиц, можно отличить от толчков, вызванных ливнями с существенным участием сильно ионизирующих частиц, по разности величин импульсов в двух или нескольких близко расположенных камерах или по форме импульса, образующего толчок.

Если толчок в камере вызван ливнем только из релятивистских частиц, то это означает, что ионы распределены по всему объему камеры приблизительно равномерно и постепенно приходят на электроды камеры в течение всего времени собирания ионов.

Напротив, в случае появления в объеме камеры сильно ионизирующей тяжелой частицы с пробегом, меньшим радиуса камеры, приближенно можно рассматривать всю ионизацию сосредоточенной в толчке (локальная ионизация). Тогда заряд на положительном электроде возрастет скачком в тот момент, когда к нему подойдет облако электронов из малого объема, где была сосредоточена ионизация от тяжелой частицы. Таким образом, анализируя форму импульса в ионизационной камере, можно установить, чем был вызван этот толчок.

Метод анализа природы толчка в ионизационной камере по форме импульса был разработан рядом авторов [37, 38] и с успехом применен в работах последнего времени.

над уровнем моря без фильтра над установкой только небольшая часть всей ионизации, вызванной широкими атмосферными ливнями, может быть отнесена за счет сильно ионизирующих частиц. Доля эта, повидимому, существенно зависит от условий эксперимента (наличия тяжелого вещества над установкой, выделяемых областей и энергий ливней и т. д.). Но детально эти вопросы еще не изучены.

Поскольку в широких атмосферных ливнях имеются ядерно-активные частицы высоких энергий, взаимодействующие с ядрами атомов, и сравнительно медленные протоны, возникающие в результате ядерных расщеплений, несомненно, что в ливнях должны появляться и нейтроны.

Одним из наиболее удобных методов обнаружения нейтронов сравнительно невысоких энергий, как мы уже указывали, является использование пропорционального счетчика, наполненного BF_3 *). Сильное поглощение медленных нейтронов некоторыми веществами, например кадмием, позволяет легко отделить ионизационные толчки, вызываемые в счетчике с BF_3 расщеплениями бора медленными нейтронами, от толчков, создаваемых ливнями. Благодаря этому роль нейтронов в широких атмосферных ливнях изучена лучше, чем роль протонов.

Обстоятельное исследование, посвященное изучению нейтронов в широких ливнях, было выполнено Тонджиорджи [40]. Ее установка состояла из нескольких нейтронных счетчиков с BF_3 , окруженных для замедления нейтронов большим количеством парафина и соединенных с системой обычных счетчиков, выделяющих широкий атмосферный ливень. Установка регистрировала нейтроны с энергиями примерно от 2 до 16 Мэв. Нейтроны меньших энергий поглощались парафином, окружавшим нейтронные счетчики, а нейтроны больших энергий не успевали замедляться. Измерения были проведены в интервале высот 260—4300 м над уровнем моря. Из полученных данных следует, что число нейтронов в широком ливне в воздухе приблизительно пропорционально числу электронов и составляет 1—2% от числа заряженных частиц ливня.

Окружая парафиновый блок фильтрами из различных веществ, можно было оценить число нейтронов, генерированных в разных веществах. Оказалось, что в условиях описываемых опытов в свинце образуется в среднем около 30 нейтронов в каждом акте ливня (в железе 18 и в графите 10). Поскольку плотность частиц, генерирующих нейтроны в ливне, не может превышать 2—3% от числа электронов, вряд ли можно предполагать, что эти 30 нейтронов в свинце образуются под действием многих генерирующих частиц, одновременно попавших на свинцовый фильтр. Точно так же весьма мало вероятным является предположение о полном расщеплении ядра свинца на отдель-

*) Эффективность такого счетчика может быть значительно повышена за счет обогащения наполняющего счетчик бора изотопом B_6^{10} , обладающим большим эффективным сечением захвата медленных нейтронов.

ные, составляющие его нуклоны, происходящем каждый раз при попадании ливня на свинец. Поэтому большое число нейтронов, возникающих при попадании генерирующей ливневой частицы на свинец, свидетельствует о том, что в свинце происходит ряд последовательных расщеплений в виде затухающей цепной ядерной реакции.

Пространственное распределение нейтронов в широких ливнях специально не исследовалось; однако можно предполагать, что оно несколько отличается от пространственного распределения ядерно-активных частиц высоких энергий в сторону более медленного уменьшения числа нейтронов по мере удаления от оси ливня. Высотный ход нейтронов, регистрируемых в ливнях с данной плотностью, примерно соответствует экспоненте с показателем $\frac{1}{\mu} \sim 140 \text{ г/см}^2$.

Наличие нейтронов с энергиями $2-15 \cdot 10^6 \text{ эв}$ в широких атмосферных ливнях также является доказательством того, что в этих ливнях присутствуют ядерно-активные частицы более высоких энергий, вызывающие ядерные расщепления с появлением нейтронов.

Из изложенных в этой главе данных видно, что подавляющую долю частиц широких атмосферных ливней представляют электроны и фотоны. Свойства электронов и фотонов, их взаимодействие с веществом хорошо описываются каскадной теорией. Поэтому те стороны широких атмосферных ливней, которые определяются электромагнитными процессами размножения, поглощения, рассеяния электронов и фотонов (к таким свойствам прежде всего относится распределение ливней по плотностям частиц в широком диапазоне плотностей, изменение числа ливней при экранировании регистрирующей аппаратуры не очень толстыми слоями свинца, различные переходные эффекты и т. д.), согласуются с предсказаниями каскадной теории.

С другой стороны, большая доля энергии, приходящаяся на проникающие частицы не электронно-фотонной природы, показывает, что в образовании различных компонент широкого атмосферного ливня (в том числе и электронно-фотонной компоненты) существенную, а может быть, и определяющую роль играют не электромагнитные, а ядерные процессы. Очевидно, с этим обстоятельством и связано то, что целый ряд других основных свойств широких атмосферных ливней не может быть объяснен на основе каскадной теории. К таким свойствам относятся не только наличие в составе ливня некоторой доли частиц не электронно-фотонной природы, но и пространственное распределение частиц и ширина ливня, одинаковость высотного хода ливней разных плотностей и, следовательно, отсутствие изменения χ с высотой, наличие в ливне большого числа электронов и фотонов высоких энергий. Каскадная теория, рассматривающая только электромагнитные процессы, непригодна для полного объяснения и описания свойств широких атмосферных ливней, причем заранее нельзя сказать, в каких случаях эта теория приведет к правильным и в каких случаях — к неправильным выводам. Поэтому электромагнитная каскадная теория должна быть

заменена другой теорией, учитывающей ядерные взаимодействия, происходящие при высоких энергиях. Ниже мы увидим, что в настоящее время основы такой теории уже созданы. Там же будут разобраны выводы о характере элементарного акта взаимодействия частиц при сверхвысоких энергиях, которые можно сделать уже теперь на основании изучения широких атмосферных ливней*).

*) Подробнее о свойствах широких атмосферных ливней и об их теории см. в обзоре [36].

ГЛАВА X

ЭЛЕКТРОННО-ЯДЕРНЫЕ ЛИВНИ И ОБЩАЯ КАРТИНА ПРОЦЕССОВ, ПРОИСХОДЯЩИХ В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ

§ 1. Открытие электронно-ядерных ливней

Открытие распада μ -мезонов жесткой компоненты сделало очевидным, что они не могут приходить на Землю из мирового пространства. Тем самым был поставлен вопрос о процессе образования частиц проникающей компоненты за счет энергии первичного излучения в верхних слоях атмосферы. В дальнейшем, когда было доказано, что электроны и γ -лучи, по крайней мере в подавляющей своей части, представляют собой вторичное излучение, аналогичный вопрос встал и в отношении мягкой компоненты.

Поскольку релятивистские частицы и, в частности, протоны при прохождении 1 г/см^2 легкого вещества расходуют на ионизацию всего около $1,5 \cdot 10^6 \text{ эв}$ и, следовательно, около $1,5 \cdot 10^9 \text{ эв}$ при прохождении через всю атмосферу, то если бы потери энергии на ионизацию были основным механизмом потерь энергии, значительное большинство протонов проходило бы через атмосферу и достигало поверхности Земли. В действительности же, как мы знаем, протоны быстро поглощаются уже в верхних слоях атмосферы, образуя проникающую и мягкую компоненты космического излучения. Именно эти процессы образования μ -мезонной и электронно-фотонной компонент, очевидно, и обуславливают быстрое поглощение первичных протонов.

Уже первые наблюдения с камерой Вильсона над образованием ливней показали, что иногда ливни из сравнительно большого числа частиц образуются в столь тонких пластинках вещества, что в них не может развиваться каскадный ливень, на начальных стадиях которого при обычных энергиях электронов и фотонов в среднем происходит всего лишь удвоение числа частиц мягкой компоненты на одной t -единице ($\sim 5 \text{ м.м}$ свинца). В связи с этим уже в 1939—1940 гг. возникло предположение о том, что наряду с обычными каскадными ливнями существуют также ливни взрывного типа, образующиеся в одном акте.

Для подтверждения этого предположения некоторыми авторами [1] были поставлены опыты, в которых счетчики, регистрировавшие ливни,

были разделены свинцом так, чтобы исключить прохождение частиц мягкой компоненты. Яноши опытами [2, 3], в которых ливневые частицы проходили через большие толщи свинца, показал, что если считать эти ливневые частицы электронами и фотонами, то на основании каскадной теории первичным частицам, вызывающим такие ливни, надо приписать энергию, значительно превосходящую суммарную энергию, приносимую всем космическим излучением. Таким образом, было показано наличие ливней из проникающих частиц, «проникающих» или «жестких» ливней. Дальнейшие исследования в этом направлении, развернутые советскими физиками на Памире с 1945 г., установили существование ливней особого типа, образующихся за счет ядерных процессов, в которых наряду с проникающими частицами весьма существенную роль играют электроны и фотоны.

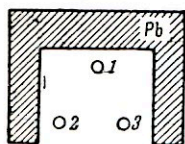


Рис. 132. Схема установки для регистрации ливней особого типа.

Схема первого опыта этого рода, выполненного Г. Б. Ждановым и А. Л. Любимовым под руководством В. И. Векслера [4], представлена на рис. 132. С помощью счетчиков $I-Z$, включенных в схему совпадений, исследовался высотный ход ливней, наблюдаемых под большими толщинами свинца. Толщина свинца была достаточной для того, чтобы практически полностью исключить ливни, образованные в воздухе частицами мягкой компоненты.

Как мы уже видели, μ -мезоны жесткой компоненты могут образовывать ливни только за счет электромагнитных процессов выбивания δ -электронов (« δ -ливни»), испускания квантов тормозного излучения («радиационные ливни») и образования электронно-позитронных пар. Число выбитых δ -электронов и, следовательно, δ -ливней очень слабо зависит от энергий образующих их мезонов. Поскольку радиационные ливни и образование пар начинают сказываться лишь при очень высоких энергиях (выше 10^{11} эв), можно было ожидать, что число ливней, регистрируемых установкой, представленной на рис. 132, будет расти с высотой пропорционально интенсивности жесткой компоненты. Однако в действительности опыты дали значительно более быстрый рост числа ливней с высотой. Это можно объяснить только тем, что наряду с обычными δ -ливнями установка регистрирует также и ливни особого типа, вызываемые частицами, число которых быстро растет с высотой места наблюдения, но которые вместе с тем не являются ни электронами, ни фотонами. Измерения на малых высотах под слоем грунта толщиной около 15 м, где ливни могут вызываться только μ -мезонами за счет выбивания δ -электронов, дали возможность оценить роль δ -ливней на разных высотах. Оказалось, что если из ординат суммарной кривой высотного хода ливней, зарегистрированных с помощью установки рис. 132, вычесть ординаты кривой высотного хода δ -ливней и, таким образом, получить зависимость от высоты для числа ливней особого типа, то эта кривая приближенно может быть

представлена в виде экспоненты $N = N_0 e^{-p}$, где p — давление воздуха (в $г/см^2$). Для $1/\mu$ получается значение $\sim 120 г/см^2$, т. е. оказывается, что эти ливни растут с высотой приблизительно так же, как число звезд, нейтронов, протонов и других актов ядерных взаимодействий в космических лучах. Такие же данные о высотном ходе особых ливней были получены с установками, в которых δ -ливни были вообще полностью исключены.

В опытах, выполненных на уровне моря, Яноши изучал зависимость числа таких ливней от атмосферного давления [5]. Он нашел, что при увеличении давления на 1 см рт. ст. число ливней уменьшается на 12%. Это значение барометрического коэффициента соответствует коэффициенту поглощения в атмосфере $1/\mu \sim 113 г/см^2$.

Дальнейшее изучение ливней особого типа показало их сложный состав [6]. Окружая один или несколько счетчиков внутри свинцового блока фильтром, можно было установить, что в этих ливнях наряду с легко поглощаемыми частицами имеются также и частицы проникающего типа, которые заведомо не могут быть электронами. На рис. 133 представлена схема одной из установок со счетчиками, с которой производились опыты на разных высотах, приведенная в итоговой статье [7]. Установка срабатывала от шестикратных совпадений (1, 2, 3, 4, 5, 6), причем по крайней мере две из ливневых частиц должны были быть проникающего типа. Таким образом, эта установка регистрировала только ливни особого типа, без примеси фона, обусловленного δ -ливнями. Измерениями со счетчиком 6 различной площади было показано, что эти ливни являются значительно более плотными, чем обычные δ -ливни.

На рис. 134 приведена фотография картины ливня особого типа, полученная на высоте 3860 м В. Ф. Вишневым и В. В. Гусевой с помощью камеры Вильсона, управляемой счетчиками, расположенными внутри свинцового блока под камерой. На фотографии виден ливень, образовавшийся в свинцовой пластине внутри камеры. Отдельные частицы этого ливня прошли без размножения и рассеяния сквозь свинцовые пластины толщиной 1,5 см. Кроме того, по крайней мере три ливневые частицы прошли сквозь 10 см свинца и вызвали срабатывание управляющих счетчиков. На снимке видны также сильно ионизирующие тяжелые частицы от ядерных расщеплений, вызванных ливневыми частицами.

Специальными опытами с камерой Вильсона в магнитном поле, управляемой счетчиками, замурованными в свинец, было показано, что подавляющая доля сильно поглощаемых частиц, наблюдаемых в ливнях особого типа, является электронами (позитронами) и фотонами. Электроны при этом идентифицировались по кривизне их траектории

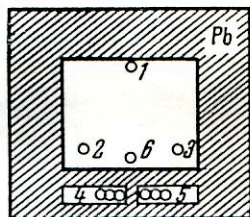


Рис. 133. Схема опыта для обнаружения мягких и проникающих частиц электронно-ядерных ливней.

в магнитном поле и ионизации, а фотоны — по способности к образованию вторичных электронов и электронно-позитронных пар.

Таким путем было установлено, что в состав ливней особого типа наряду с электронами и фотонами входят проникающие частицы и частицы, вызывающие ядерные расщепления. Тем самым было показано, что эти ливни образуются в результате ядерных процессов. Эти особенности ливней позволили назвать их электронно-ядерными лив-

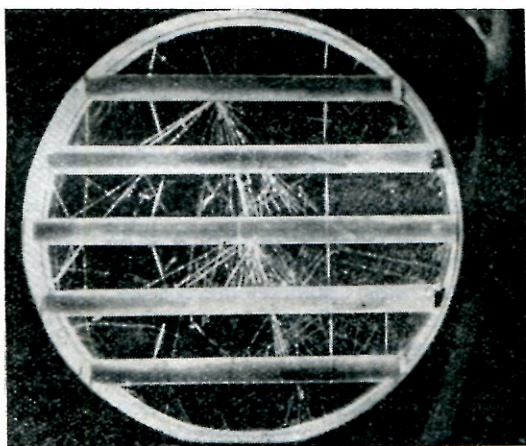


Рис. 134. Картина особого ливня в камере Вильсона.

нями. В заграничных работах последнего времени они обычно называются смешанными ливнями.

Удобным и плодотворным методом изучения электронно-ядерных ливней является годоскоп*). Особенно наглядная картина получается в том случае, если расположение неоновых лампочек подобно расположению счетчиков в годоскопе. На рис. 135 приведена годоскопическая картина электронно-ядерного ливня, полученная в работе [7].

В установке было соблюдено соответствие между расположением счетчиков и неоновых лампочек. Наиболее интересной особенностью данного ливня является то, что одна из ливневых частиц образовала вторичный ливень в свинцовой пластине между счетчиками. Эта и

*) В годоскопе каждый из счетчиков, регистрирующих частицы электронно-ядерного ливня, соединен с помощью соответствующей схемы со своей неоновой лампочкой. При срабатывании определенных управляющих счетчиков вспыхивают неоновые лампочки, соединенные с теми счетчиками, через которые в данный момент прошли ионизирующие частицы. Фотографируя вспышки неоновых лампочек, можно получить данные о структуре и плотности ливня, о наличии проникающих частиц, о вторичных процессах, вызванных ливневыми частицами, и т. д.

аналогичные ей фотографии показывают, что в составе электронно-ядерных ливней образуются вторичные частицы, которые сами являются ядерно-активными частицами, способными к генерации новых электронно-ядерных ливней.

На рис. 136 приведена фотография из работы [8], полученная с помощью камеры Вильсона, на которой также отчетливо видно образование вторичного электронно-ядерного ливня частицами первичного ливня.

Эти данные дают непосредственное указание на наличие в космических лучах ядерно-каскадного процесса: ядерно-активная частица высокой энергии образует электронно-ядерный ливень, в состав которого наряду с электронами и фотонами входят вторичные ядерно-активные частицы меньших энергий. Эти последние при своем движении через вещество образуют новые электронно-ядерные ливни и т. д. Процесс будет происходить до тех пор, пока энергия ядерно-активных частиц не уменьшится настолько, что поглощение таких частиц за счет других процессов (в первую очередь за счет образования ядерных расщеплений обычного типа, т. е. звезд) не будет преобладать над поглощением за счет образования электронно-ядерных ливней.

В дальнейшем мы увидим, что еще более определенные выводы о ядерно-каскадном процессе и о его характеристиках следуют из рассмотрения некоторых особенностей широких атмосферных ливней, на основании которого Г. Т. Зацепиным и была впервые сформулирована новая точка зрения на процессы, происходящие в этих ливнях [9].

По аналогии с обычным электромагнитным каскадным процессом можно ввести понятие критической энергии для образования электронно-ядерных ливней, определив ее как энергию, при которой вероятность образования электронно-ядерного ливня с переходом части энергии в электронно-фотонную компоненту (т. е. с образованием π^0 -мезонов) становится равной вероятности образования обычного ядерного расщепления, т. е. звезды, целиком состоящей из черных и серых следов без участия мезонов. Ниже мы увидим, что из опытов по изучению ядерных процессов в стратосфере, вызываемых космическими лучами на разных широтах, следует, что критическая энергия для образования электронно-ядерных ливней имеет величину в несколько единиц на 10^9 эв.

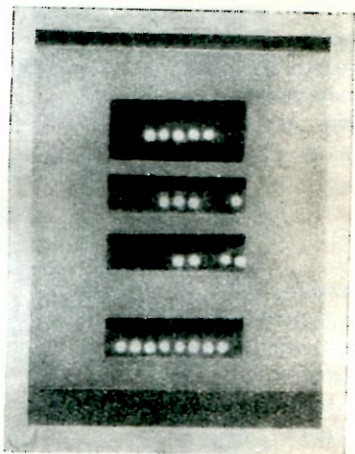


Рис. 135. Годоскопический снимок последовательного образования ливней в свинце проникающими частицами.

С помощью годоскопов и камер Вильсона можно получить и некоторые данные о числе и заряде частиц, генерирующих электронно-ядерные ливни. Для пересчета от числа наблюдаемых ливней к числу генерирующих их частиц необходимо знать эффективность установки для регистрации ливней и толщину слоя вещества, из которого вы-

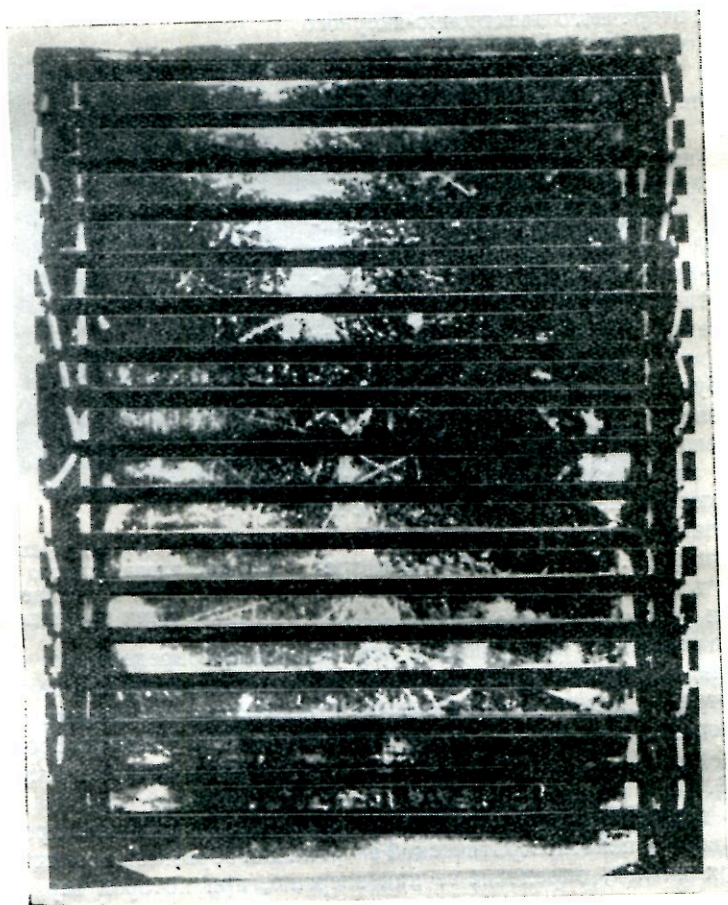


Рис. 136. Двойной электронно-ядерный ливень в камере Вильсона.

ходят регистрируемые ливневые частицы, а также эффективное сечение образования электронно-ядерных ливней. Приняв за эффективное сечение величину геометрического сечения ядра атома вещества фильтра и выбрав соответствующие разумные величины для эффективности установки и толщины эффективного слоя, можно подсчитать, что на

высотах гор число частиц, генерирующих электронно-ядерные ливни, по порядку величин приближается к 1⁰/₀ от числа частиц проникающей компоненты.

Яноши и Рочестер [10], выделяя с помощью своей установки электронно-ядерные ливни большой мощности, нашли, что на уровне моря доля генерирующих их частиц составляет 10⁻⁴ от полного числа частиц космического излучения на этой высоте.

Покрывая сверху одним или двумя рядами годоскопических счетчиков свинцовый блок, в котором генерируются и регистрируются электронно-ядерные ливни, можно определить соотношение между числом ионизирующих (заряженных) и неионизирующих (нейтральных) генерирующих частиц. Опыты, произведенные А. Л. Любимовым и др. [11], а затем рядом зарубежных физиков, показывают, что электронно-ядерные ливни генерируются как нейтральными, так и заряженными частицами, причём примерно

$$\frac{N_{\text{нейтр.}}}{N_{\text{заряж.}}} \approx 1.$$

Как мы увидим ниже, следует ожидать, что это соотношение зависит от энергии генерирующих частиц. Повидимому, с увеличением энергии роль заряженных частиц должна увеличиваться за счет того, что при высоких энергиях пробег для ядерного взаимодействия π -мезонов (считая, что π -мезоны высоких энергий взаимодействуют с атомными ядрами с эффективным сечением, равным геометрическому сечению ядра) становится меньше, чем пробег, определяемый их распадом в атмосфере. Поэтому при высоких энергиях (выше $2,5 \cdot 10^{10}$ эв для высоты 4 км) заряженные π -мезоны, образованные в атмосфере, также начинают образовывать электронно-ядерные ливни.

По опытам Яноши и Рочестера [10], в которых регистрировались электронно-ядерные ливни из сравнительно большого числа частиц, образованных, повидимому, генерирующими частицами больших энергий, чем в опытах [11], отношение $\frac{N_{\text{нейтр.}}}{N_{\text{заряж.}}} \sim 0,5$.

§ 2. Природа частиц электронно-ядерных ливней

Для характеристики электронно-ядерных ливней существенным является вопрос о природе ливневых частиц проникающего типа. Этот вопрос можно исследовать методом камеры Вильсона в магнитном поле или с помощью толстослойных фотопластинок. На рис. 137 в двух проекциях приведена схема установки, с помощью которой в работе [12] на высоте 3860 м произведено отделение протонов от мезонов среди проникающих частиц электронно-ядерных ливней в интервале пробегов частиц от 47 до 220 г/см² Рb. Как видно из этого рисунка, установка состояла из камеры Вильсона, помещенной в магнитное поле напряженностью 13 000 эрстед, и девяти рядов

годоскопических счетчиков, разделенных пластинами свинца толщиной 20 м.м. С помощью камеры Вильсона измерялась кривизна следа частицы, т. е. ее импульс, а с помощью годоскопического устройства — пробег частицы, аналогично тому как это делается в описанном ранее масс-спектрометре А. И. Алиханова и А. И. Алиханяна [13]. Разница лишь в том, что в масс-спектрометре кривизна следа измеряется с помощью годоскопических счетчиков, а в этой

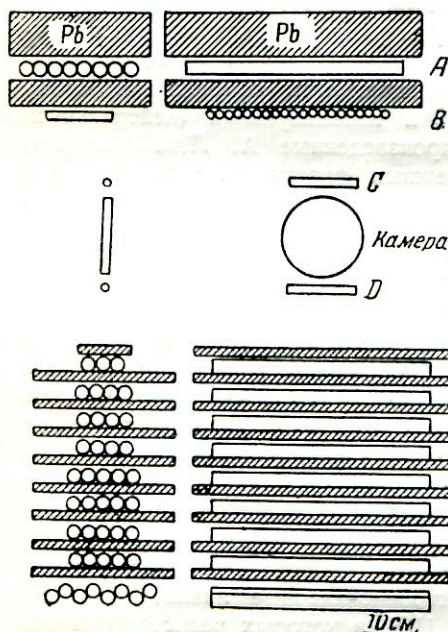


Рис. 137. Схема установки с камерой Вильсона в магнитном поле для исследования природы частиц электронно-ядерных ливней.

установке — с помощью камеры Вильсона. Вся установка управлялась системой счетчиков, окруженных свинцом и расположенных над камерой. Результаты произведенных опытов сводятся к следующему: из общего числа ливневых частиц проникающего типа с импульсами $0,5—2,0 \cdot 10^9$ эв/с протоны составляют примерно 30%. Остальное приходится на мезоны. Разрешающая способность установки была недостаточной для разделения π -мезонов от μ -мезонов. Но, исходя из данных по фотопластинкам, можно считать, что по крайней мере подавляющее большинство зарегистрированных мезонов должно быть отнесено к категории π -мезонов.

Подробное изучение этого вопроса методом фотопластинок произвели Поуэлл и его сотрудники [14]. Они экспонировали фотопластинки с толщи-

ной эмульсии 400 μ , регистрирующие релятивистские частицы, на больших высотах, поднимая их с помощью шаров-зондов. Частицы, образованные в эмульсии в актах ядерных взаимодействий высокой энергии, изучались методом рассеяния и счета зерен. Эти опыты показали, что если выделить ливневые частицы высокой энергии с удельной ионизацией, не более чем в 1,5 раза превышающей удельную ионизацию релятивистской частицы, то из этой группы частиц по крайней мере 80% частиц являются мезонами. Напротив, для меньших энергий, в качественном согласии с данными камеры Вильсона, доля протонов резко увеличивается.

Во всех случаях, когда мезоны останавливались в эмульсии, они либо давали характерную картину $\pi \rightarrow \mu$ -распада, либо вызывали

ядерные расщепления. Никаких указаний на то, что в актах ядерного взаимодействия могут непосредственно образовываться μ -мезоны, получено не было. С этим хорошо согласуются и данные по непосредственному определению масс мезонов, образованных в ливнях. Поэтому авторы считают, что если μ -мезоны иногда и образуются непосредственно в актах ядерного взаимодействия, то число их во всяком случае меньше 20% от числа π -мезонов.

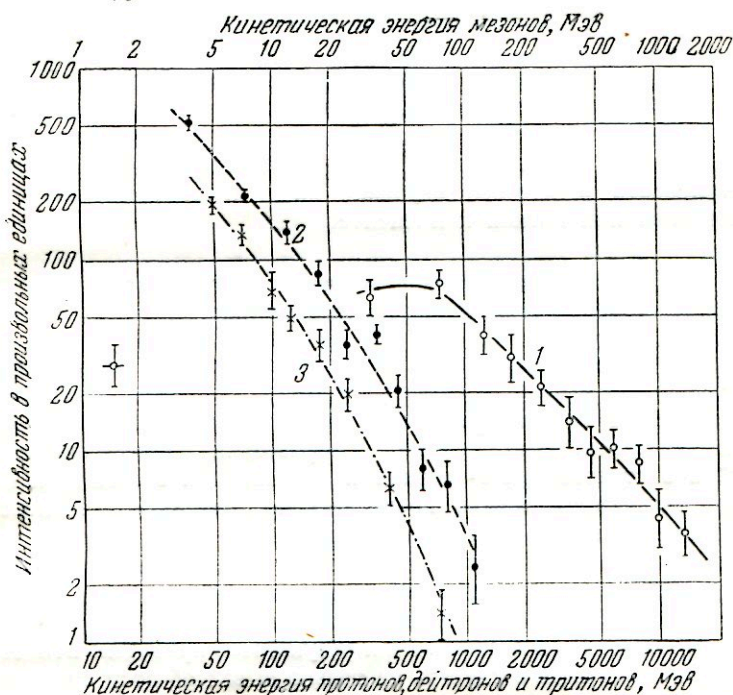


Рис. 138. Энергетический спектр частиц электронно-ядерных ливней.

Кривая 1—для мезонов, кривая 2—для протонов и кривая 3—для дейтронов и ядер трития.

В этих опытах не было получено определенных указаний на непосредственное образование электронов в актах ядерного взаимодействия.

Аналогичные выводы о составе электронно-ядерных ливней следуют и из опытов, выполненных методом запаздывающих совпадений [15, 16].

Из опытов Поуэлла можно также получить энергетический спектр частиц электронно-ядерных ливней (рис. 138)*.

*) Точка, соответствующая энергии мезонов в 1,6 Мэв, относится только к π -мезонам, вызывающим звезды в конце своего пробега. Для этой точки введены поправки на звезды с вылетом одних нейтронов и на эффективность регистрации звезд из-за геометрических условий в эмульсии.

Если к кинетической энергии мезонов прибавить значение собственной энергии (140 Мэв), то получающееся распределение π -мезонов, образованных в электронно-ядерных ливнях, начиная с энергий $E = 250$ Мэв и выше, по их полным энергиям (дифференциальный энергетический спектр π -мезонов) можно приближенно представить в виде

$$N(E_{\pi}) dE_{\pi} = A \frac{dF_{\pi}}{E_{\pi}^{1.5}}.$$

Наряду с заряженными в электронно-ядерных ливнях образуются также и нейтральные π^0 -мезоны. Распадаясь на два фотона, они дают начало мягкой компоненте электронно-ядерных ливней. Поскольку ни фотопластинки, ни камеры Вильсона не позволяют непосредственно регистрировать π^0 -мезоны, изучение их приходится производить по образованной ими мягкой компоненте.

§ 3. Электронно-фотонная компонента, образованная в электронно-ядерных ливнях

Для изучения образования мягкой компоненты в актах ядерного взаимодействия частиц космических лучей особенно важны опыты, проводимые на больших высотах. Образование δ -электронов растет с высотой значительно медленнее образования электронно-ядерных ливней и в стратосфере δ -частицами, возникшими в фильтрах между или над счетчиками, можно пренебречь по сравнению с электронами и фотонами из электронно-ядерных ливней.

Как мы уже указывали, обширные исследования в этом направлении были проведены в стратосфере на разных широтах С. Н. Верновым, Н. Л. Григоровым и их сотрудниками [17—19]. Подробное описание этих опытов и их основных результатов приведено в главе VIII. Из этих данных можно сделать не только вывод об отсутствии электронов и фотонов в составе первичного излучения, но и получить заключения об образовании частиц мягкой компоненты в атмосфере. В этом отношении большие возможности открывает детальное изучение переходного эффекта воздух — свинец на различных высотах.

Площадь, ограниченная каскадной переходной кривой, определяет поток энергии электронно-фотонной компоненты, падающей из воздуха на свинец. Поэтому, измеряя площадь под каскадной кривой или связанную с ней высоту максимума, можно определить поток энергии электронно-фотонной компоненты, имеющейся на данной высоте в атмосфере. Произведя измерения на разных высотах, легко получить полную энергию, переданную в атмосфере электронно-фотонной компоненте. Если же мы хотим определить этим путем энергию, переданную в электронно-ядерных ливнях нейтральным π^0 -мезонам, то из полученного значения энергии надо вычесть полную энергию, переданную электронам при распаде μ -мезонов в атмосфере.

Как показал И. М. Франк, эту энергию можно следующим образом вычислить из кривой высотного хода μ -мезонов:

$$E_{э.р.} = \frac{z\mu c^2}{c\tau_0} \alpha \int_0^{\infty} N_{\mu}(p) \frac{dp}{p},$$

где z — высота стандартной атмосферы, μ — масса мезона, τ_0 — время жизни покоящегося мезона, α — доля энергии, передаваемой электронам ($\alpha \approx 1/3$ в соответствии с принятым механизмом распада μ -мезонов на один электрон и два нейтрино).

Высотный ход μ -мезонов, т. е. величина $N_{\mu}(p)$, как мы видели в главе V, определяется из сопоставления данных, полученных с вертикально направленным телескопом из счетчиков, с данными, найденными с помощью телескопа, ось которого наклонена под определенным углом к вертикали. Эта же величина может быть получена и из специальных опытов, проведенных С. Н. Верновым, А. М. Куликовым и А. Н. Чарахчяном [20], в которых на большую высоту поднимался вертикально направленный телескоп с 32 см свинца между счетчиками. Подавляющая часть ядерно-активных частиц поглощалась этим свинцом, и такой телескоп регистрировал почти исключительно μ -мезоны. Поправки на поглощение μ -мезонов в свинце между счетчиками и на прохождение через него протонов были сравнительно невелики и оценивались с достаточной точностью.

Вычисленный таким путем поток энергии, переносимый электронно-фотонной компонентой, образованной в атмосфере за счет распада μ -мезонов, составляет лишь около 15% от полного потока энергии всей мягкой компоненты.

Это показывает, что основная доля мягкой компоненты в атмосфере образуется именно в электронно-ядерных ливнях. Она-то и составляет ту часть мягкой компоненты, которую мы назвали в главе IV неравновесной мягкой компонентой.

Изучая переходный эффект на разных широтах, можно сравнить величину широтного эффекта для мягкой компоненты с величиной широтного эффекта для жесткой компоненты или для суммарного излучения. Такое сопоставление по данным Н. Л. Григорова и некоторых других авторов произведено на рис. 139.

Из этого рисунка видно, что широтный эффект потока энергии электронно-фотонной компоненты существенно меньше, чем широтный эффект потока энергии суммарного излучения. Это означает, что электронно-фотонная компонента в воздухе в основном генерируется частицами, энергия которых больше энергии частиц, отклоняемых магнитным полем Земли.

Количественная обработка полученных данных позволяет определить энергию, переданную π^0 -мезонам ядерно-активными частицами различных энергий [17]. Обозначим через ΔE количество энергии, передаваемой в единицу времени электронно-фотонной компоненте

в слое атмосферы с давлением p и сечением в 1 см^2 , находящемся над данным уровнем; $N_M(x)$ — глобальный поток частиц мягкой компоненты, проходящих через сферу сечением в 1 см^2 , расположенную на глубине, соответствующей $x \text{ г/см}^2$; $S_{\text{гор}}(p)$ — поток энергии, переносимой электронно-фотонной компонентой, падающей в единицу времени на горизонтальную площадку в 1 см^2 , находящуюся в атмосфере на глубине $p \text{ г/см}^2$; β — потери энергии на ионизацию, испытываемые релятивистской частицей при прохождении слоя воздуха в 1 г/см^2 . Тогда

$$\Delta E = \beta \int_0^p N_M(x) dx + S_{\text{гор}}(p).$$

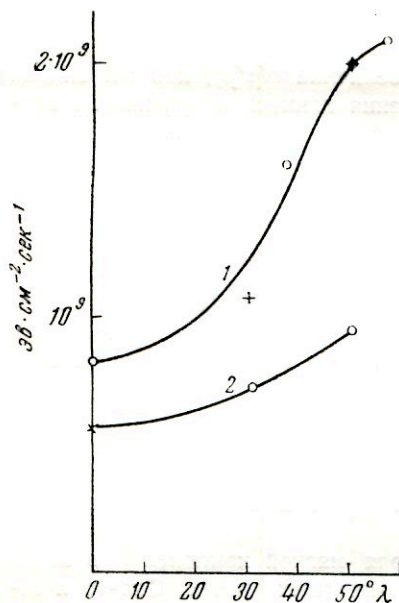


Рис. 139. Сравнение широтного эффекта для суммарного космического излучения (кривая 1) с широтным эффектом для мягкой компоненты (кривая 2).

По оси абсцисс отложена геомагнитная широта места наблюдения, по оси ординат — энергия, истраченная космическим излучением на ионизацию за 1 сек. в столбе атмосферы сечением в 1 см^2 .

компоненте (π^0 -мезонам) в среднем $0,3 \cdot 10^9 \text{ эв}$, а во всей атмосфере — $0,5 \cdot 10^9 \text{ эв}$, т. е. около 15% своей энергии. Это означает, что протоны с энергией $\sim 3 \cdot 10^9 \text{ эв}$ генерируют π^0 -мезоны в первых одном-двух столкновениях с ядрами атомов воздуха.

Первичные протоны с энергиями, большими $7 \cdot 10^9 \text{ эв}$, т. е. со средней энергией $15\text{—}20 \cdot 10^9 \text{ эв}$, передают электронно-фотонной компоненте в первом соударении около $2,1 \cdot 10^9 \text{ эв}$, а во всей атмосфере —

Если слой атмосферы значительно меньше ядерного пробега, т. е. не превышает $15\text{—}20 \text{ г/см}^2$, то основная часть мягкой компоненты в этом слое будет образовываться за счет первого соударения первичного протона с ядром атома воздуха. Таким образом, по переходному эффекту мягкой компоненты можно определить ΔE и, следовательно, установить величину энергии, передаваемой π^0 -мезонам в первом акте соударения первичного протона с ядром атома воздуха. Производя такие измерения на разных широтах, можно получить данные для протонов с определенными энергиями.

Оказывается, что первичные протоны с энергией E , лежащей в интервале $1,5 \cdot 10^9 \leq E \leq 7 \cdot 10^9 \text{ эв}$, т. е. протоны со средней энергией $\sim 3 \cdot 10^9 \text{ эв}$, в первом соударении с ядром азота или кислорода передают электронно-фотонной компоненте

$6,7 \cdot 10^9$ эв (т. е. около 40% своей энергии). Эти данные показывают, что протоны с энергиями $15-20 \cdot 10^9$ эв генерируют π^0 -мезоны не в одном акте, а более чем в трех последовательных актах ядерных взаимодействий. Отсюда видно, что образование электронно-ядерных ливней с участием вторичных мезонов начинает существенно сказываться при энергиях первичных частиц, близких к $5 \cdot 10^9$ эв. При меньших энергиях основная часть энергии первичных частиц расходуется на другие процессы (в первую очередь на образование звезд).

§ 4. Образование ядерных расщеплений в атмосфере первичными протонами различных энергий

С. Н. Вернов, Н. Л. Григоров и их сотрудники [17—19] произвели исследования широтной зависимости ионизационных толчков, вызываемых ядерными расщеплениями на различных высотах вплоть до 27 км*).

Измерения проводились на геомагнитных широтах 0° , 31° , 38° и 51° N. Результаты приведены на рис. 140. Следует отметить, что эти данные находятся в хорошем согласии с результатами других авторов [21—24], полученными аналогичным методом и методом толстослойных фотопластинок. Однако в описываемых опытах минимальные регистрируемые толчки были значительно меньше, чем в опытах других авторов, и следовательно, эти данные дают возможность полнее оценить роль ядерных расщеплений в общем ионизационном токе, вызываемом космическими лучами.

Полученные кривые показывают, что в стратосфере на больших высотах широтный эффект толчков примерно равен широтному эффекту первичных частиц. Отсюда следует, что при изменении энергии первичных частиц от ~ 3 до $20 \cdot 10^9$ эв характер вызываемых ими толчков, если и меняется, то сравнительно мало.

Из приведенных данных в сочетании с распределением толчков по величине можно определить энергию, расходуемую первичными частицами разных энергий на ядерные расщепления. Произведенные

*) Измерения производились с помощью импульсной ионизационной камеры, наполненной чистым аргоном до давления в 4 атмосферы. Ионизационный толчок в этой камере с помощью соответствующего радиотехнического устройства преобразовывался в импульс в цепи радиопередатчика с длительностью, пропорциональной амплитуде ионизационного толчка. Таким путем на наземной станции регистрировалось не только число ионизационных толчков, но их распределение по величине.

Для проверки, не вызываются ли толчки в камере не сильно ионизирующими частицами от ядерных расщеплений, а ливнями из релятивистских частиц, в части опытов ионизационная камера окружалась счетчиками и по радио передавались данные о разрядах счетчиков, происшедших одновременно с толчком в камере. При этом оказалось, что в подавляющем большинстве случаев толчки в камере действительно вызваны небольшим числом сильно ионизирующих частиц, т. е. ядерными расщеплениями, а не ливнями из релятивистских частиц.

расчеты показывают, что первичные частицы со средней энергией около $3 \cdot 10^9$ эв расходуют во всей атмосфере на ядерные расщепления около 60% своей энергии, а первичные частицы со средней энергией около $15-20 \cdot 10^9$ эв — примерно лишь 20%, а остальные 80% передаются заряженным и нейтральным π -мезонам (из них на долю ней-

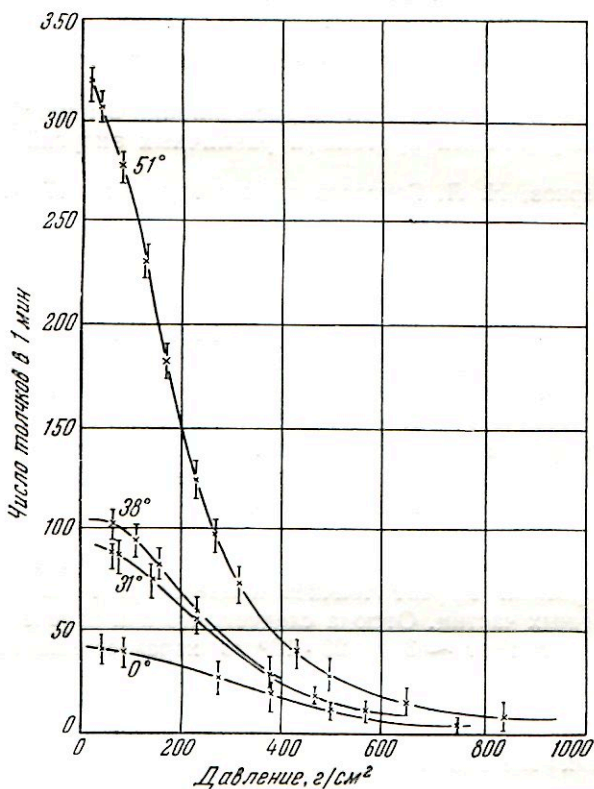


Рис. 140. Широтный эффект для ионизационных толчков не ниже $25 \cdot 10^3$ пар ионов, вызываемых ядерными расщеплениями на различных высотах.

тральных π^0 -мезонов приходится примерно половина переданной мезонам энергии).

Ближние результаты получаются также при определении энергии, расходуемой на ядерные расщепления, путем вычитания из ординат кривой высотного хода суммарной ионизации, вызываемой космическими лучами, ординат кривой высотного хода ионизации, обусловливаемой только релятивистскими частицами (по измерениям с одиночным счетчиком).

Кривые, приведенные на рис. 140, показывают, что на разных широтах зависимость числа ядерных расщеплений от высоты получается существенно различной. На широте 0° при изменении давления атмосферы от 40 до 400 г/см^2 число ядерных расщеплений уменьшается в 2,5 раза, а на широте 51° — почти в 10 раз. Это объясняется тем, что частицы, вызывающие ядерные расщепления, являются в подавляющем большинстве вторичными частицами (нейтронами сравнительно невысоких энергий). В районе геомагнитного экватора первичные частицы с энергиями, большими $15 \cdot 10^9 \text{ эв}$, образуют вторичные частицы, непосредственно вызывающие ядерные расщепления в ряде последовательных актов взаимодействий. Этот переходный эффект приводит к накоплению вторичных ядерно-активных частиц и, следовательно, к уменьшению коэффициента поглощения потока частиц, вызывающих толчки.

В высоких же широтах, где средняя энергия первичных частиц значительно ниже, чем в районе экватора, этот эффект выражен несравненно слабее.

Таким образом, данные по толчкам, вызванным ядерными расщеплениями, также показывают, что при энергиях первичных частиц порядка 10^{10} эв , имеет место последовательное образование вторичных частиц в результате нескольких актов ядерных взаимодействий.

§ 5. Поглощение частиц, генерирующих электронно-ядерные ливни

Большой интерес представляет изучение поглощения частиц, генерирующих электронно-ядерные ливни. В первых опытах в этом направлении над установкой со счетчиками (например, изображенной на рис. 133) помещались фильтры из различных веществ и определялась зависимость числа зарегистрированных ливней от толщины фильтров. Если полученные кривые поглощения представить в виде экспонент $N = N_0 e^{-\lambda x}$ (что можно сделать, поскольку достигнутая разница между N_0 и N не очень велика), то для пробега частиц $\lambda = \frac{1}{\mu}$ получаются следующие значения [25]: для угля $\lambda = (216 \pm 15) \text{ г/см}^2$, для железа $\lambda = (344 \pm 25) \text{ г/см}^2$, для свинца $\lambda = (482 \pm 31) \text{ г/см}^2$. Аналогичные данные получены в опытах А. Н. Горбунова [26] для частиц, генерирующих ядерные расщепления, и в ряде других работ.

При анализе этих данных следует прежде всего подчеркнуть, что наличие ядерно-каскадного процесса значительно осложняет всю картину поглощения ядерно-активных частиц. В самом деле, представим себе, что генерирующая частица образовала в фильтре электронно-ядерный ливень, в котором возникло несколько вторичных ядерно-активных частиц, каждая из которых в свою очередь образовала новый

электронно-ядерный ливень. В таком случае описываемые опыты по поглощению будут давать значения коэффициента поглощения не одиночной генерирующей частицы, а лавины частиц, образованной «первичной» частицей. Если лавина не дошла до максимума своего развития, ее коэффициент поглощения может иметь даже отрицательное значение.

В связи с этим для частиц, генерирующих электронно-ядерные ливни, следует строго различать два понятия — пробег для поглощения и пробег для взаимодействия с атомными ядрами. Пробег для поглощения $\lambda_{\text{погл}} = \frac{1}{\mu_{\text{погл}}}$ есть средний пробег в данном веществе, на котором поглощается лавина, вызванная частицей определенной энергии, генерировавшей электронно-ядерный ливень; пробег для взаимодействия $\lambda_{\text{взаимод}} = \frac{1}{\mu_{\text{взаимод}}}$ есть средний пробег ядерно-активной частицы между двумя взаимодействиями с атомными ядрами. Аналогичная картина получится и в том случае, если первичная генерирующая частица в каждом акте взаимодействия передает вторичным частицам только сравнительно небольшую часть своей энергии, а основная доля энергии сохраняется у частицы, вследствие чего лавина будет иметь «стержневую частицу».

Пробег для поглощения определяется числом ядерных каскадов в лавине, производимой частицей, и пробегом между каскадами, т. е. $\lambda_{\text{взаимод}}$. Поэтому, если предположить, что, начиная с энергии 10^{10} эв, для которой длина волны генерирующей частицы $\hbar/\mu c$ становится меньше радиуса действия ядерных сил, $\lambda_{\text{взаимод}}$ не зависит от энергии генерирующей частицы, то и в этом случае $\lambda_{\text{погл}}$ будет существенно расти с энергией *).

Если полное поглощение (исчезновение) каждой частицы происходит в результате одного акта взаимодействия, вероятность которого не зависит от предистории частицы, то кривая поглощения потока таких частиц будет экспоненциальной. Картина поглощения получается аналогичной уменьшению числа атомов радиоактивного вещества при их распаде.

Однако обратное заключение об одноактном характере поглощения на основании экспоненциального вида кривой поглощения оказывается справедливым лишь при выполнении определенных условий. В рассматриваемом вопросе существенным моментом является энергетический спектр частиц и зависимость эффективного сечения взаимодействия их с атомными ядрами от энергии частиц.

*) При этом следует иметь в виду, как будет выяснено ниже, что с ростом энергии генерирующей частицы увеличивается «множественность» процесса, т. е. увеличивается число вторичных ядерно-активных частиц, которым первичная частица передает свою энергию. Это обстоятельство замедляет рост $\lambda_{\text{погл}}$ при увеличении энергии первичной частицы.

Более детальное рассмотрение картины поглощения ядерно-активных частиц показывает, что если энергетический спектр «первичных» частиц *) является степенным, то спектр «вторичных» частиц воспроизводит спектр первичных [27] и изучение его позволяет высказать некоторые суждения о числе Δ вторичных ядерно-активных частиц, образованных в одном акте взаимодействия.

Пусть энергетический спектр первичных частиц есть

$$N_0(E) dE \sim E^{-(\tau+1)} dE.$$

Будем считать, что в каждом акте образования электронно-ядерного ливня первичной частицей с энергией E возникает n вторичных ядерно-активных частиц, каждая из которых обладает энергией $\frac{\alpha}{n} E_0$, где αE_0 есть энергия, передаваемая всем вторичным ядерно-активным частицам, а $(1-\alpha) E_0$ — суммарная энергия вторичных ядерно-пассивных частиц (фотонов, образовавшихся в результате распада π^0 -мезонов, и т. д.). Будем попрежнему полагать, что пробег для взаимодействия $\lambda_{\text{взаимод}} = \frac{1}{\mu_{\text{взаимод}}}$ не зависит от энергии частиц. Тогда число вторичных частиц, образовавшихся при прохождении слоя вещества dx с энергией, лежащей в интервале от $E = \frac{\alpha}{n} E_0$ до $E + dE = \frac{\alpha}{n} (E_0 + dE_0)$, будет равно

$$N_1(E) dE = \mu_{\text{взаимод}} n N_0(E_0) dE_0 dx = \mu_{\text{взаимод}} n \left(\frac{\alpha}{n}\right)^{\tau} N_0(E) dE dx.$$

Следовательно, энергетический спектр вторичных частиц имеет тот же вид, что и спектр первичных частиц.

Предположение о том, что все n вторичных ядерно-активных частиц, возникающих в акте образования электронно-ядерного ливня, имеют одинаковую энергию $\frac{\alpha}{n} E_0$, необязательно. Можно показать, что аналогичный результат получается и в том случае, если принять, что распределение вторичных ядерно-активных частиц по энергиям имеет вид

$$N(E) dE = f\left(\frac{E}{E'}\right) d\left(\frac{E}{E'}\right),$$

где E' — энергия генерирующей частицы, а f — произвольная функция.

При прохождении ядерно-активных частиц с энергией E через слой вещества dx в случае справедливости сделанного предположения

*) Здесь термины «первичные» и «вторичные» частицы употребляются по отношению к данному акту взаимодействия.

о независимости эффективного сечения взаимодействия от энергии частиц будем иметь:

$$dN(E) = -\mu_{\text{взаимод}} N(E) dx + \mu_{\text{взаимод}} n \left(\frac{\alpha}{n}\right)^{\gamma} N(E) dx.$$

Здесь первый член правой части дает число частиц, уходящих из данного энергетического интервала, а второй — число частиц, образующихся с данной энергией.

Отсюда

$$\frac{dN(E)}{dx} = -\mu N(E),$$

где $\mu = \mu_{\text{взаимод}}(1 - \Delta)$, а $\Delta = \frac{\alpha^{\gamma}}{n^{\gamma-1}}$ — число вторичных ядерно-активных частиц, образующихся в одном акте взаимодействия первичных частиц с атомными ядрами.

Это означает, что при выполнении сделанных нами предположений число ядерно-активных частиц в результате поглощения в веществе убывает экспоненциально с коэффициентом поглощения

$$\mu_{\text{погл}} = \mu_{\text{взаимод}}(1 - \Delta).$$

Отсюда видно, что если Δ равно нулю, т. е. если ядерно-каскадный процесс не имеет места, то различие между пробегом для поглощения и пробегом для взаимодействия исчезает. При $\Delta = 1$, т. е. когда в каждом акте взаимодействия вместо исчезнувшей образуется новая частица с тем же пробегом, поглощения не будет и $\mu_{\text{погл}} = 0$, а $\lambda_{\text{погл}} = \infty$.

Как мы уже указывали, $\lambda_{\text{погл}}$ определяется из опытов по изменению числа срабатываний определенного детектора электронно-ядерных ливней при помещении над ними фильтра из какого-нибудь вещества *). При этом, однако, приходится учитывать еще одно обстоятельство. Малая плотность воздуха приводит к тому, что как пробег для взаимодействия, так и пробег для поглощения в воздухе, выраженные в метрах, даже на малых высотах представляют собой большую величину. Поэтому ядерно-активные частицы, образованные в одном акте, при своем движении в воздухе в подавляющем большинстве случаев успевают разойтись и попадают на установку поодиночке. Напротив, частицы, образованные внутри плотного фильтра, не успевают разойтись и попадают на детектор электронно-ядерных ливней группами. В результате, даже если слой воздуха по своей поглощательной способности эквивалентен слою плотного фильтра,

*) Отсюда видно, что в определение понятия $\lambda_{\text{погл}}$ в какой-то мере входят свойства установки (т. е. величина наименее мощного регистрируемого ливня), с помощью которой измеряется $\lambda_{\text{погл}}$. Поэтому $\lambda_{\text{погл}}$ является менее определенной величиной, чем $\lambda_{\text{взаимод}}$.

картина поглощения в плотном фильтре и в воздухе будет существенно различной. Хотя поток ядерно-активных частиц, попадающих на детектор, в обоих случаях одинаков, в одном случае они попадают на детектор поодиночке, а в другом — группами.

Обозначим вероятность срабатывания детектора электронно-ядерных ливней от одной генерирующей частицы через g_1 , а от двух частиц через g_2 . Допустим, что группы генерирующих частиц, попадающих на детектор при наличии фильтра, каждый раз состоят из двух частиц. Тогда слой воздуха и слой плотного фильтра будут эквивалентны только в том частном случае, если $g_2 = 2g_1$. Во всех других случаях будет наблюдаться своеобразный «переходный эффект плотности», вскрытый и проанализированный в работах, выполненных на Памире [7, 28]. Если вероятность срабатывания детектора ядерно-активных частиц от одной генерирующей частицы g_1 очень мала, то в большинстве случаев условие $g_2 = 2g_1$ выполняется. Но при увеличении g_1 (например, при уменьшении числа счетчиков в детекторе или увеличении их площади), когда g_1 приближается к 1, это соотношение перестает выполняться, и переходный эффект плотности оказывает существенное влияние на результаты измерения поглощения ядерно-активных частиц. Из сказанного ясно также, что для разных детекторов электронно-ядерных ливней роль переходного эффекта плотности будет различной.

Для устранения влияния переходного эффекта плотности можно пользоваться детектором, который включает в себя достаточно большое количество вещества. Если при прохождении через него ядерно-активные частицы будут несколько раз взаимодействовать с ядрами атомов, то в таком случае будет безразлично, попала ли на детектор одна частица или несколько. В работе С. А. Азимова, В. Ф. Вишневого и Н. И. Хилько [29], выполненной на Памире, было показано, что влияние переходного эффекта плотности, повидимому, практически кончается при помещении над детектором слоя вещества толщиной, соответствующей двум-трем пробегам для взаимодействия ядерно-активных частиц.

Сравнительно точные измерения $\lambda_{\text{погл}}$ для частиц, генерирующих электронно-ядерные ливни, с учетом целого ряда предосторожностей были произведены на Памире в работе [25]. В этих опытах были получены следующие значения пробега: для угля $\lambda_{\text{погл}} = (216 \pm 15) \text{ г/см}^2$, для железа $(344 \pm 25) \text{ г/см}^2$, для свинца $(482 \pm 31) \text{ г/см}^2$. Можно думать, что эти значения $\lambda_{\text{погл}}$ уже свободны от влияния переходного эффекта плотности. К анализу их мы еще вернемся ниже. Здесь же снова подчеркнем, что в общем случае получаемая на опыте усредненная величина коэффициента поглощения (а следовательно, и $\lambda_{\text{погл}}$) зависит не только от абсолютного значения энергии первичных частиц, но и от вида их энергетического спектра.

Рассмотрим теперь вопрос об измерении величины пробега для взаимодействия $\lambda_{\text{взаимод}}$. Число ядерно-активных частиц, прошедших

без взаимодействия через поглотитель толщиной d , будет равно

$$N' = N_0 e^{-\mu_{\text{взаимод}} d}.$$

Для измерения $\mu_{\text{взаимод}}$ или $\lambda_{\text{взаимод}}$ надо экспериментально определить число частиц, прошедших через фильтр, но не провзаимодействовавших в нем. Основная трудность в таком опыте состоит в отделении частиц, прошедших через фильтр в результате каскадного процесса, от частиц, прошедших без какого-либо взаимодействия. Для этого между фильтром и детектором обычно ставится ряд счетчиков, с помощью которых выделяются ливни, образованные в фильтре.

Недостатком такой постановки опыта является то, что при сколь угодно толстом фильтре все ливневые частицы, образованные в фильтре, за исключением одной, могут поглотиться в нем и этот случай может быть зарегистрирован как прохождение генерирующей частицы через фильтр без взаимодействия, тогда как на самом деле такое взаимодействие имело место. В связи с этим лучше разбить фильтр на возможно большее число тонких слоев и между каждыми двумя слоями поставить ряд счетчиков, отмечающих случаи образования ливней в фильтре.

На рис. 141 представлена схема установки, использованной для этой цели в работе [25], выполненной на Памире на высоте 3860 м. Детектор электронно-ядерных ливней представлял собой два ряда VII и VIII счетчиков, каждый из которых был замурован в свинец для выделения проникающих частиц. Поглотитель разбивался на четыре слоя, отделенных друг от друга своими рядами счетчиков (ряды II—VI). Для выделения случаев сопровождения частицы, генерирующей электронно-ядерные ливни, электронами и фотонами над установкой постоянно находился слой свинца толщиной 2 см, а также ряд счетчиков (I). Детектор электронно-ядерных ливней и расположение фильтров в этой установке вполне соответствовали установке, использованной на Памире для определения $\lambda_{\text{погл}}$, с помощью которой были получены значения $\lambda_{\text{погл}}$, приведенные на стр. 257. Поэтому ливни, регистрировавшиеся обеими установками, вызывались частицами одних и тех же энергий.

Установка срабатывала лишь в том случае, если импульс возникал в одном из счетчиков верхнего ряда и в двух несоседних счетчиках верхнего замурованного ряда счетчиков в детекторе. Все счетчики были годоскопическими. Это давало возможность надежно проследить прохождение частицы через поглотитель и выделить те случаи, когда частица прошла через весь фильтр без взаимодействия с ядрами его атомов. Годоскопическая система отбора случаев взаимодействия частиц в фильтре позволила получить более надежные данные, чем это можно было сделать в установках без годоскопа [30]. Измерения проводились с фильтром из угля и для $\lambda_{\text{взаимод}}$ дали значение

(70 ± 7) г/см², т. е. величину, в три раза меньшую, чем $\lambda_{\text{погл}}$. Отсюда следует, что для ядерно-активных частиц с энергиями, наиболее эффективными для образования электронно-ядерных ливней в данной

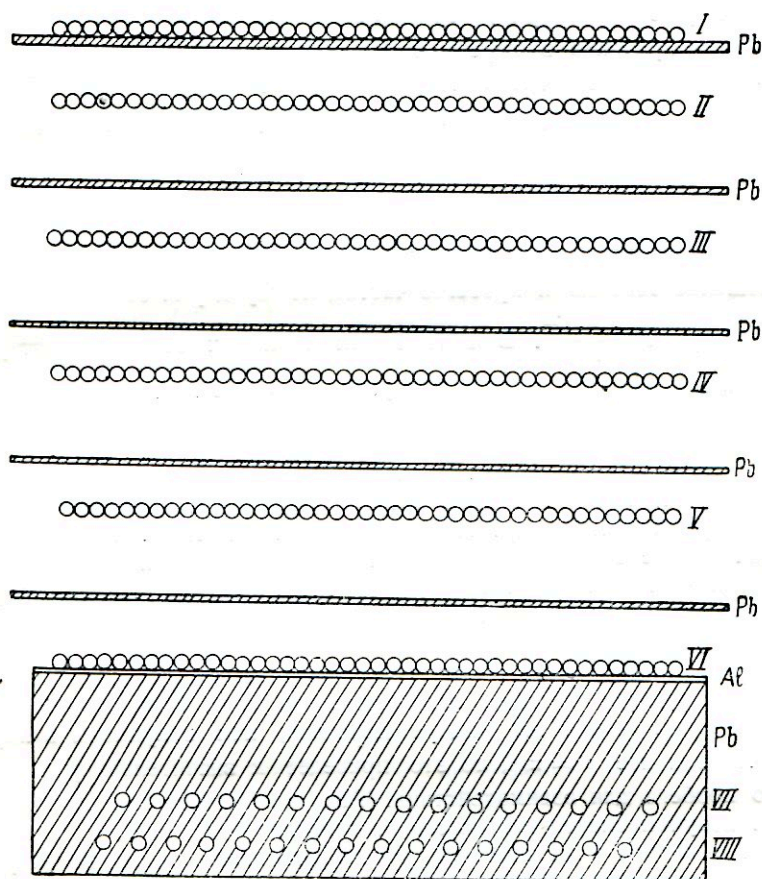


Рис. 141. Схема установки, использованной для измерения $\lambda_{\text{погл}}$ и $\lambda_{\text{взаимод}}$ для ядерно-активных частиц.

установке (повидимому, эта энергия лишь немногим больше 10^{10} эв), среднее число вторичных ядерно-активных частиц, образующихся в одном акте,

$$\Delta = 1 - \frac{\lambda_{\text{взаимод}}}{\lambda_{\text{погл}}} \approx 0,7.$$

Наиболее надежные измерения $\lambda_{\text{взаимод}}$ для свинца [30] дают значение, равное ~ 160 г/см²; для железа $\lambda_{\text{взаимод}} \cong 115$ г/см² [26].

Интересно сопоставить эти данные с геометрическими сечениями атомных ядер, определенными из опытов по рассеянию нейтронов с энергиями порядка сотни *Мэв*, полученных с помощью ускорителей. Как мы уже указывали, $\sigma_{\text{геом}} = \pi R^2$, где $R = r_0 A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ см (A — число нуклонов в ядре или атомный вес). Постоянная r_0 равна $1,45 \cdot 10^{-13}$ см (из опытов по рассеянию нейтронов). Легко видеть, что пробег, соответствующий геометрическому сечению ядра $\lambda_{\text{геом}} = \frac{A^{1/3}}{\pi r_0^2 N}$, где N — число Авогадро, $N = 6,025 \cdot 10^{23}$. Отсюда следует,

что отношение геометрических сечений атомных ядер равно $\left(\frac{A_1}{A_2}\right)^{2/3}$, а отношение свободных пробегов частиц между двумя столкновениями с ядрами равно $\left(\frac{A_1}{A_2}\right)^{1/3}$. В абсолютных единицах это соответствует для свинца $\lambda_{\text{Pb}} = 160$ г/см² и для угля $\lambda_{\text{C}} = 60$ г/см².

Из сказанного видно, что определенные на опыте пробеги для взаимодействия частиц высокой энергии с атомными ядрами с образованием электронно-ядерных ливней соответствуют геометрическому сечению ядра, которое в свою очередь определяется радиусом действия ядерных сил. Каждая частица достаточно высокой энергии, прошедшая в сфере действия ядерных сил, приводит к образованию электронно-ядерных ливней. Другими словами, это означает полную «непрозрачность» даже таких сравнительно легких атомных ядер, как ядро углерода.

Существенно отметить, что в приведенных рассуждениях мы не учитывали радиус частицы, налетающей на ядро. Если считать, что частица имеет такой же радиус действия, как и нуклоны в ядре, т. е. что для нее $\sigma = \pi r_0^2$, то это приведет к значительному сокращению пробега для взаимодействия. Так, для пробега взаимодействия в угле получим значение 30 г/см², а в свинце — 120 г/см². Ни абсолютные величины этих значений, ни их отношение не соответствуют тому, что дает опыт. Таким образом, отсюда следует вывод, что налетающую частицу надо рассматривать как сферу радиуса, значительно меньшего r_0 .

Формально это обстоятельство можно учесть, подобно тому как было сделано выше при рассмотрении эффективного сечения столкновения многозарядной частицы с ядром, с помощью формулы

$$\sigma = \pi (r + r_0 - 2\Delta r)^2.$$

В данном случае Δr , определяющее неэффективный слой вокруг ядра, следует положить равным половине радиуса нуклона. Однако физическая сущность подобной картины остается пока неясной.

§ 6. Высотный ход в атмосфере и поглощение в плотных веществах частиц, генерирующих электронно-ядерные ливни

Большой интерес представляет сравнение данных о поглощении частиц, генерирующих электронно-ядерные ливни в плотном веществе, с высотным ходом этих ливней. Мы уже видели, что по данным опытов на уровне моря и в горах высотный ход ливней может быть описан экспоненциальной кривой, для которой $1/\mu = \lambda_{\text{погл}} \approx 120 \text{ г/см}^2$. В опытах на субстратостатах [31] для $1/\mu$ также получается значение, близкое к 120 г/см^2 .

Эти исследования были продолжены и расширены С. Н. Верновым и его сотрудниками с помощью установок, поднимаемых на шарах-зондах. На рис. 142 приведена схема одной из таких установок, с помощью которой С. Н. Вернов,

А. М. Куликов и А. Н. Чархачьян [20,32] исследовали высотный ход ливней, образованных в свинце. В этой установке управляющим импульсом служили тройные совпадения групп счетчиков I, II, III, каждая из которых состояла из двух параллельно соединенных счетчиков.

Между счетчиками этих групп располагались свинцовые блоки толщиной 5 см. Счетчики 1—15 включались годоскопически*). С помощью шаров-зондов прибор поднимался на разных широтах в стратосферу и регистрировал ливни, возникавшие в свинце на разных высотах.

На рис. 143 приведены кривые высотного хода ливней, зарегистрированных с помощью подобных приборов на разных геомагнитных

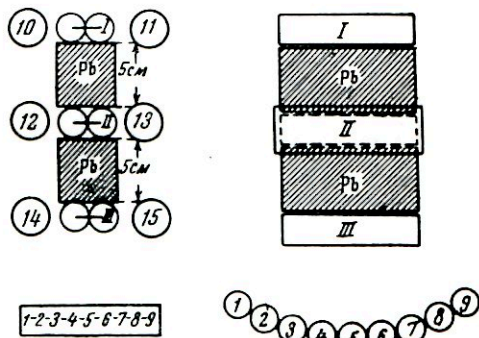


Рис. 142. Годоскопическая установка (изображена в двух проекциях), с помощью которой изучался высотный ход электронно-ядерных ливней.

Счетчики I, II, III, — управляющие, счетчики 1—15 — годоскопические.

*) Для этого каждый счетчик присоединялся к определенному контакту коммутатора, по которому передвигался искатель, приводившийся в движение небольшим моторчиком. В течение $1/50$ сек. искатель «опрашивал» все счетчики и давал возможность установить, в каких счетчиках произошел разряд. Импульс от сработавшего счетчика через искатель подавался на радиопередатчик. На приемном пункте выход радиоприемника присоединялся к катодному осциллографу, экран которого фотографировался на движущуюся киноплёнку. Форма импульса на экране осциллографа (число и положение зубцов, из которых составлялся импульс) зависела от числа и положения сработавших счетчиков. Поэтому, расширяя запись на киноплёнке, можно было восстановить картину ливня.

широтах. Из кривой 1 следует, что, за исключением самых больших высот, высотный ход зарегистрированных ливней соответствует экспоненциальной кривой $e^{-\mu p}$ с показателем $\frac{1}{\mu} = \lambda_{\text{полг}} \approx 120 \text{ г/см}^2$.

Разность между кривыми 1 и 2 обусловлена электронно-ядерными ливнями, вызванными протонами со средней энергией, близкой к $3 \cdot 10^9 \text{ эв}$. Эта разностная кривая может быть представлена экспонентой с $1/\mu \sim 70 \text{ г/см}^2$.

Кривая 3 представляет собой высотный ход электронно-ядерных ливней, вызванных протонами с наименьшей энергией $15 \cdot 10^9 \text{ эв}$. Для нее $1/\mu \sim 140 \text{ г/см}^2$.

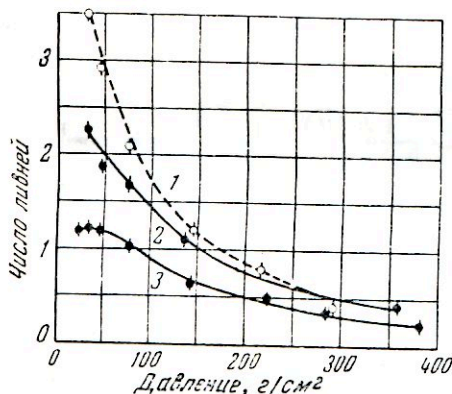


Рис. 143. Зависимость числа электронно-ядерных ливней от высоты на широтах λ , равных 51° , 31° и 2° N.

Кривая 1 — $\lambda = 51^\circ$ N, кривая 2 — $\lambda = 31^\circ$ N, кривая 3 — $\lambda = 2^\circ$ N.

Из приведенных данных видно, что увеличение энергии частиц, генерирующих ливни, приводит к уменьшению поглощения ливнеобразующих частиц. Протоны меньших энергий в основном поглощаются в одном акте взаимодействия *)

и для них $\lambda_{\text{полг}} = \frac{1}{\mu_{\text{полг}}}$ близко к $\lambda_{\text{взаимод}} = \frac{1}{\mu_{\text{взаимод}}}$. Напро-

тив, протоны с большими энергиями поглощаются в результате нескольких актов взаимодействия и для них $\lambda_{\text{полг}} = \frac{1}{\mu_{\text{полг}}} > \lambda_{\text{взаимод}}$.

Эти данные непосредственно показывают, что ядерно-каскадный процесс имеет место уже для протонов с энергиями порядка 10^{10} эв .

Специально для сравнения высотного хода электронно-ядерных ливней и поглощения в воде генерирующих их частиц с помощью одной и той же установки С. А. Азимовым, В. Ф. Вишневым и Н. И. Хилько [29] были проведены уже упоминавшиеся нами измерения на Памире на высоте 4000 м. Детектором электронно-ядерных ливней служили четырехкратные совпадения счетчиков, часть из которых была замурована в свинце, а другая часть помещалась в полость в свинцовом блоке. Вся установка находилась в железной бочке и погружалась в воду высокогорного озера на разные глубины. Результаты произведенных измерений представлены на рис. 144.

*) После первого акта взаимодействия с ядром атома воздуха они уже теряют способность образовывать электронно-ядерные ливни, регистрируемые в рассматриваемых опытах.

С этой же установкой в двух точках был снят высотный ход ливней в воздухе. Кривая 1 относится к измерениям в воде, кривая 2 — к измерениям в воздухе.

Из приведенных данных видно, что до глубин примерно в 150 см воды имеет место переходный эффект плотности. Можно думать, что на больших глубинах его влияние перестает сказываться и поглощение становится экспоненциальным. Пробег для поглощения в воде $\lambda_{\text{погл}}$ по этим данным равен $(170 \pm 10) \text{ г/см}^2$. В других опытах этих же авторов, в которых использовался годоскопический принцип отбора ливней под водой, для $\lambda_{\text{погл}}$ получено значение $(220 \pm 20) \text{ г/см}^2$ [33]. Эти результаты согласуются с приведенными выше данными по измерению $\lambda_{\text{погл}}$ в угле.

Из данных по высотному ходу (кривая 2 рис. 144), полученных с той же установкой, $\lambda_{\text{погл}} = (125 \pm 6) \text{ г/см}^2$.

Аналогичная разница между $\lambda_{\text{погл}}$ в воде и воздухе получается и из других опытов с угольными фильтрами. Если считать, что переходный эффект плотности в этих измерениях был исключен и на их результатах не сказываются какие-либо другие, еще не проанализированные эффекты, аналогичные переходному эффекту плотности, то следует признать, что лавина ядерно-активных частиц в воздухе поглощается значительно быстрее, чем в плотном веществе с таким же атомным номером. Единственным известным в настоящее время эффектом, объясняющим такую разницу, является распад частиц, образующих электронно-ядерные ливни.

Возможно, что распадающимися частицами являются положительно и отрицательно заряженные π -мезоны. У π -мезонов с энергиями порядка $3 \cdot 10^{10} \text{ эв}$ распадный пробег примерно равен пробегу для взаимодействия на высотах гор. Поэтому полученные данные можно рассматривать как указание на то, что распадающиеся π -мезоны высоких энергий способны генерировать электронно-ядерные ливни, т. е. что π -мезоны высоких энергий являются ядерно-активными частицами.

С помощью соотношения

$$\lambda_{\text{взаимод}} = \lambda_{\text{погл}}(1 - \Delta)$$

можно оценить и долю распадающихся частиц. Подставляя для $\lambda_{\text{погл}}$

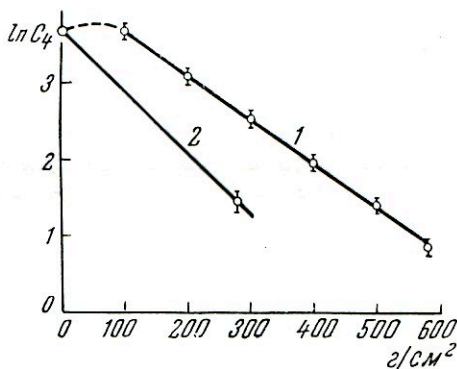


Рис. 144. Сравнение поглощения в воде (кривая 1) и в воздухе (кривая 2) частиц, генерирующих электронно-ядерные ливни.

По оси абсцисс отложена глубина погружения установки в воду в граммах на 1 см² воды, находившейся над установкой. По оси ординат указан логарифм числа четырехкратных совпадений в час.

в случае графита 210 г/см^2 , а для воздуха 120 г/см^2 и считая, что $\lambda_{\text{взаимод}}$ для графита и воздуха одинаково и равно 70 г/см^2 , получаем, что среднее число вторичных ядерно-активных частиц в графите в 1,5 раза больше, чем в воздухе. Это означает, что в плотном веществе не менее $1/3$ всех вторичных ядерно-активных частиц высокой энергии, образующихся в электронно-ядерных ливнях, являются π -мезонами. Однако столь большая доля π -мезонов, приходящихся на ограниченный участок их энергетического спектра (π -мезоны с энергиями порядка 10^{11} эв и выше при движении в воздухе практически уже не успевают распасться, а π -мезоны с энергиями, меньшими $5 \cdot 10^9 \text{ эв}$, образуют электронно-ядерные ливни с малой вероятностью), вызывает известное сомнение.

Поэтому, если действительно на результатах рассматриваемых опытов не сказываются эффекты, аналогичные переходному эффекту плотности, то становится вероятным предположение о том, что при высоких энергиях в электронно-ядерных ливнях существенную роль начинают играть ядерно-активные частицы со временем жизни, значительно меньшим времени жизни π -мезонов.

Экспериментально этот вопрос может быть решен опытами с выделением электронно-ядерных ливней, образованных частицами со столь высокими энергиями, что для них распадный пробег π -мезонов в воздухе будет значительно больше пробега для взаимодействия. Если действительно рассматриваемый эффект обусловлен распадом π -мезонов, то для таких ливней различие между поглощением в воде и воздухе исчезнет. Если же дальнейшие опыты покажут, что такое различие сохраняется и для ливней, генерированных частицами с энергией $\sim 10^{11} \text{ эв}$ и выше, то это будет свидетельствовать в пользу предположения о том, что в подобных опытах существенную роль играют ядерно-активные частицы со временем жизни, значительно меньшим, чем время жизни π -мезонов.

Имеющиеся сейчас ориентировочные данные о поглощении частиц высоких энергий говорят скорее в пользу второго предположения. Следует, однако, подчеркнуть, что этот вопрос нуждается в дополнительном изучении.

§ 7. Ядерно-каскадный процесс в широких атмосферных ливнях

В главе IX было показано, что ряд свойств широких атмосферных ливней не может быть объяснен на основе каскадной теории, учитывающей лишь размножение электронов и фотонов за счет электромагнитных процессов. Открытие электронно-ядерных ливней дало возможность рассматривать развитие широких атмосферных ливней не только как электромагнитный, но и в существенной части как ядерный процесс. Первичные частицы сверхвысоких энергий, образующие широкие атмосферные ливни, при своем взаимодействии с ядрами атомов атмосферы создают электронно-ядерные ливни с уча-

стием вторичных ядерно-активных частиц, которые в свою очередь вызывают новые электронно-ядерные ливни, и т. д. В каждом акте образования электронно-ядерного ливня некоторая доля энергии необратимым путем через π^0 -мезоны переходит в электронно-фотонную компоненту широкого ливня. После нескольких каскадов энергия получающихся заряженных π -мезонов уменьшается настолько, что их распадный пробег становится сравнимым с пробегом для взаимодействия в верхних слоях атмосферы. При этом за счет распада возникают μ -мезоны, составляющие на малых высотах большую часть проникающей компоненты широких атмосферных ливней *).

Фотоны, возникающие при распаде π^0 -мезонов, дают начало электронно-фотонной компоненте широких ливней, развивающейся затем в соответствии с выводами электромагнитной каскадной теории. Таким образом, ядерно-каскадная схема развития широкого атмосферного ливня представляет ливень состоящим из двух связанных между собой частей: из лавины ядерно-активных частиц, являющейся как бы скелетом ливня, и вторичных компонент ливня, в первую очередь электронно-фотонной, образуемых ядерно-активными частицами на протяжении всей атмосферы.

Существенно отметить, что такая схема развития ливня не предполагает существования каких-либо новых, неизвестных процессов и считает первичными частицами протоны сверхвысоких энергий и отчасти, возможно, более тяжелые атомные ядра. Вместе с тем, ядерно-каскадная схема развития широких атмосферных ливней позволяет, по крайней мере качественно, объяснить все основные черты широких ливней, в том числе и такие, которые не могут быть поняты на основе электромагнитной каскадной теории. Наряду с этим создание новой количественной теории широких атмосферных ливней и детальное сопоставление ее выводов с результатами соответственно поставленных экспериментов открывают большие возможности для изучения ядерных процессов в области сверхвысоких энергий. Тем самым центр тяжести в изучении широких атмосферных ливней переносится с полуфеноменологического описания явления на исследование актов взаимодействия частиц при сверхвысоких энергиях.

Многочисленными опытами [7, 34, 35], в которых на некотором расстоянии от детектора электронно-ядерных ливней ставились счетчики различной площади, регистрировавшие электроны и фотоны, сопровождавшие частицы, генерировавшие электронно-ядерные ливни, было показано, что весьма значительная доля этих частиц входит в состав более или менее плотных широких атмосферных ливней.

Рассматриваемый механизм образования вторичных частиц в широких атмосферных ливнях без каких-либо дополнительных

*) Конечно, не исключена возможность, что заметная доля μ -мезонов в широких атмосферных ливнях образуется не за счет распада π -мезонов, а за счет распада каких-то других частиц с меньшим временем жизни (например, k -частиц).

предположений позволяет понять наличие сравнительно больших углов разлета частиц в момент их образования и, следовательно, большое удаление частиц от оси ливня. Если считать, что в системе центра инерции сталкивающихся нуклонов угловое распределение вторичных частиц более или менее изотропно, то в лабораторной системе координат средний угол разлета образовавшихся частиц будет определяться формулой

$$\theta_0 \approx \sqrt{\frac{2Mc^2}{E}},$$

где E — энергия налетающей ядерно-активной частицы, а M — масса нуклона. Если принять для E величину $\sim 10^{11}$ эв, то $\theta_0 \sim 0,15$ радиана. При пробеге для взаимодействия на высотах гор ~ 1 км получается, что частицы могут отходить от оси ливня более чем на 100 м. Электроны и фотоны широких атмосферных ливней с пробегом лавины 150 г/см² и даже больше, образуемые на последних этапах развития лавины ядерно-активных частиц π^0 -мезонами и нуклонами с энергиями $\sim 10^9$ эв, могут отходить от оси ливня на расстояния, в несколько раз большие, чем ядерно-активные частицы. На наибольшие расстояния от оси ливня за счет своего большого пробега должны отходить μ -мезоны, рожденные при распаде π -мезонов сравнительно невысоких энергий, вылетевших под соответственно большими углами к направлению движения первичной частицы. Поэтому на максимальных расстояниях от оси ливня должны наблюдаться лишь μ -мезоны, сопровождаемые образованными ими электронами распада и δ -электронами.

Как видно из этого грубого рассмотрения, качественно получающаяся картина согласуется с наблюдаемым распределением частиц в широких атмосферных ливнях.

Точно так же с точки зрения ядерно-каскадной схемы развития широких атмосферных ливней качественно можно объяснить и более слабую зависимость коэффициента поглощения ливня от энергии первичной частицы, чем это следует на основании электронно-фотонной схемы развития ливня. Действительно, как мы видели выше, эффективное сечение для образования пар фотонами и испускания квантов тормозного излучения электронами в области больших энергий не зависят от энергии фотонов и электронов. Это приводит к тому, что число каскадов в электромагнитном процессе, а следовательно, и коэффициент поглощения электронно-фотонной лавины сильно зависят от энергии первичной частицы. Напротив, из данных относительно широких атмосферных ливней следует, что в ядерных процессах при высоких энергиях число частиц, образованных в акте столкновения двух нуклонов, растет с увеличением энергии первичного нуклона. Увеличение скорости дробления энергии будет приводить к увеличению коэффициента поглощения лавины ядерно-активных частиц при переходе к большим энергиям и, следовательно, к ослаблению зависимости поглощения от энергии первичной частицы.

Следует, однако, подчеркнуть, что даже при очень высокой энергии первичных частиц число вторичных частиц, рожденных в одном акте, не может быть слишком большим, так как это привело бы к чересчур быстрому дроблению энергии и затуханию лавины.

Рассмотрение свойств широких атмосферных ливней позволяет дать грубую оценку доли энергии первичной частицы, передаваемой электронно-фотонной компоненте в каждом акте ядерного взаимодействия. На высоте гор при давлении воздуха ~ 600 г/см² ядерно-активные частицы широких атмосферных ливней несут, повидимому, не менее 0,1—0,2 полной энергии ливня. Пробег для взаимодействия ядерно-активных частиц высокой энергии с атомными ядрами воздуха, как мы видели, равен примерно 60 г/см². Таким образом, на своем пути до высот, соответствующих ~ 600 г/см², первичная частица должна испытать около 10 взаимодействий. Если обозначить через ϵ долю энергии, передаваемой в каждом акте необратимым путем фотонам (через π^0 -мезоны), то будем иметь $(1 - \epsilon)^{10} = 0,1$. Отсюда $\epsilon \approx 0,2$. В действительности ϵ должно быть еще меньше, так как взятая нами доля энергии ливня 0,1, принадлежащая ядерно-активным частицам на высоте гор, представляет, повидимому, нижний предел для этой величины. Эта оценка, разумеется, очень груба, ибо она не учитывает флуктуаций в числе взаимодействий и некоторые другие факторы. Тем не менее, она указывает на то, что в актах взаимодействия ядерно-активных частиц очень высокой энергии подавляющая доля энергии остается в ядерно-активной компоненте.

С другой стороны, по данным, полученным методом фотопластинок [14] и данным С. Н. Вернова, Н. Л. Григорова и др. [17—19], основанным на анализе переходного эффекта мягкой компоненты в верхних слоях атмосферы, следует, что при энергиях взаимодействующих частиц 10^9 — 10^{10} эв π^0 -мезонам передается только немногим меньше или даже столько энергии, сколько и π^\pm -мезонам. Если дальнейшие исследования подтвердят эти заключения, то отсюда надо будет сделать вывод, что отношение энергии, переданной в акте ядерного взаимодействия нейтральным π^0 -мезонам, к энергии, переданной заряженным ядерно-активным частицам, падает с увеличением энергии взаимодействующих частиц. Не исключена возможность, что это связано с наличием каких-то новых процессов (например, с образованием гипотетических нуклонно-антинуклонных пар или частиц с другими массами типа V^0 - или k -частиц), протекающих в основном при сверхвысоких энергиях.

Приведенное рассмотрение показывает, что ядерно-каскадная схема развития широких атмосферных ливней не только дает возможность качественно объяснить все основные свойства этих ливней (в том числе и такие, которые не могут быть объяснены электромагнитной каскадной теорией), но и может служить руководящей нитью при изучении элементарных актов, происходящих при сверхвысоких энергиях частиц. Задача дальнейшей работы по изучению широких атмо-

сферных ливней состоит не только в накоплении экспериментальных данных, но и в переходе от качественной картины к количественной теории, основанной на ядерно-каскадной схеме.

Первые шаги в этом направлении были сделаны И. Л. Розенталем [36]. В основу его расчетов положены следующие допущения: 1) при взаимодействии первичной ядерно-активной частицы с энергией E с ядром атома воздуха число образованных вторичных ядерно-активных частиц пропорционально E^γ , где γ — постоянная величина; 2) все возникающие при этом частицы имеют одинаковую энергию, причем доля энергии, передаваемой нуклонам, не зависит от энергии первичной частицы; 3) среди всех образованных мезонов одна треть является нейтральными, распадающимися на два фотона, из которых развивается электронно-фотонная компонента широких атмосферных ливней.

Исходя из этих предпосылок, И. Л. Розенталь составил и решил соответствующую систему уравнений и сопоставил найденные решения с экспериментальными данными. Из этого сопоставления следует, что, положив «показатель множественности» в элементарном акте γ равным $1/4$, можно получить удовлетворительное согласие рассчитанных кривых распределения по глубине различных компонент широких атмосферных ливней с экспериментом. Напротив, при $\gamma = 1/3$ такого согласия не получается.

Правда, при этих расчетах существенную роль играют исходные предпосылки и, в частности, предположение об одинаковой энергии всех вторичных частиц. Но во всяком случае, продолжая подобные расчеты и сопоставляя их с экспериментальными данными, можно в той или иной степени оправдать принятую картину элементарного акта и тем самым сделать определенные заключения об элементарных актах взаимодействия частиц с энергиями свыше 10^{15} эв *).

§ 8. Картина элементарного акта взаимодействия частиц при высоких и сверхвысоких энергиях

Непосредственное экспериментальное изучение элементарного акта взаимодействия нуклонов при высоких энергиях представляет собой очень большие трудности не только вследствие малого числа нуклонов высокой энергии в космическом излучении, но и из-за возможных процессов внутри ядра **). Частицы, получающиеся в результате акта

*) С этой точки зрения путь, избранный Х. Месселем в его книге «О теории нуклонных каскадов» [37], вряд ли можно считать правильным. Мессель произвольно выбрал определенное, достаточно сложное выражение для эффективного сечения взаимодействия (не учитывающее множественных процессов, вызванных вторичными π -мезонами, и т. п.) и все внимание обратил на математическую сторону дела.

***) Подробнее об этом вопросе см. обстоятельный обзор И. Л. Розенталя и Д. С. Чернавского [38].

взаимодействия, например, протона с тяжелым ядром, могут образовываться не в результате одноактного процесса взаимодействия первичного протона с одним из нуклонов ядра, а в результате ряда последовательных актов взаимодействия с несколькими нуклонами того же ядра, причем в каждом акте соударения двух нуклонов может возникать всего лишь одна новая частица. Может иметь место и взаимодействие налетевшего нуклона сразу с несколькими нуклонами ядра или даже с ядром в целом. Для изучения элементарного акта взаимодействия двух нуклонов и решения вопроса о существовании одноактного или многоактного процесса образования ливней необходимо было бы произвести исследования образования электронно-ядерных ливней в водороде. Однако практически постановка такого опыта настолько затруднительна, что он в чистом виде до сих пор еще не произведен. Поэтому приходится ограничиваться опытами, дающими более или менее косвенные аргументы в пользу одноактного или многоактного процесса образования частиц при попадании в ядро нуклона высокой энергии.

Один из таких опытов был произведен в работе [39], выполненной на высоте 3860 м. Измерения состояли в сравнении образования электронно-ядерных ливней в углероде и парафине. Как известно, парафин представляет собой соединение углерода с водородом, причем в углероде все нуклоны объединены в ядра C^{12} , а в парафине 17% нуклонов (протонов) находятся вне ядер углерода. Взяв одинаковые массы углерода и парафина (одинаковое число нуклонов) и сравнив образование в них электронно-ядерных ливней, можно сделать заключение о том, одинаково ли происходит это образование на свободных протонах и на нуклонах, связанных в ядра углерода.

Произведенные измерения показали, что в пределах ошибок эксперимента образование ливней в парафине и углероде происходит одинаково. Таким образом, эти данные говорят в пользу предположения о том, что свободные протоны столь же эффективны в отношении образования электронно-ядерных ливней, как протоны и нейтроны, связанные в ядра, и что, следовательно, образование ливней может происходить в одном акте.

Такой же вывод следует сделать и из опытов с камерой Вильсона [40]. В этих опытах наблюдалось образование электронно-ядерных ливней со сравнительно большим числом (до 10) проникающих частиц в литии. Поскольку ядро лития состоит из небольшого числа нуклонов, вряд ли можно допустить, что зарегистрированные ливни образовались в результате внутриядерного каскадного процесса в таком легком ядре.

Однако эти опыты еще не могут рассматриваться как доказательство того, что электронно-ядерные ливни, образующиеся при взаимодействии частиц высоких энергий со сложными ядрами, возникают в элементарном акте взаимодействия двух нуклонов. Напротив, в работе [41] было получено указание на заметную роль внутриядерных

процессов в тяжелых ядрах. Авторы этой работы разделили на два класса случаи ядерного взаимодействия частиц высокой энергии, найденные ими в эмульсии фотопластинок, экспонированных на большой высоте.

К первому классу они отнесли акты взаимодействия с большим (больше 8) числом сильно ионизирующих частиц. Эти случаи могли возникнуть только при взаимодействиях с ядрами тяжелых атомов эмульсии (Ag, Br). Ко второму классу они отнесли случаи с числом сильно ионизирующих частиц меньшим 8. Эти взаимодействия могли возникнуть при попадании генерирующей частицы в легкое ядро атома эмульсии (O, N, C, H) или в тяжелое ядро с малой передачей энергии вторичным частицам.

Сопоставление случаев обоих классов показало, что между ними есть существенная разница. Оказалось, что в ядерных взаимодействиях с большим числом сильно ионизирующих частиц число релятивистских частиц $n_s = 0,16 \pm 0,02$; для ядерных же взаимодействий с малым числом сильно ионизирующих частиц $n_s = 0,23 \pm 0,03$. Средние углы разлета релятивистских частиц для случаев первого класса оказались больше, чем для случаев второго класса.

Если предположить, что разница в характеристиках обоих классов обусловлена различием в средней энергии генерирующих частиц, то эффект должен быть обратным, т. е. число релятивистских частиц должно уменьшаться с уменьшением числа сильно ионизирующих частиц, а углы между ними увеличиваться. Эти опыты определенно указывают на то, что процессы в тяжелых и легких ядрах неодинаковы.

Однако и эти наблюдения еще не являются однозначным доказательством большой роли внутриядерного каскадного процесса в сложных ядрах. При прохождении частицы через ядро можно различать два предельных случая. Обозначим через τ_A длительность элементарного акта взаимодействия двух нуклонов и через τ_B — время между двумя последовательными взаимодействиями внутри одного ядра. Если $\tau_A \ll \tau_B$, то взаимодействие нуклона со сложным ядром можно рассматривать как ряд последовательных взаимодействий с отдельными нуклонами. В таком случае должен иметь место внутриядерный каскадный процесс. Но если $\tau_A > \tau_B$ или даже $\tau_A \sim \tau_B$, то отдельные элементарные акты взаимодействия нельзя рассматривать независимо друг от друга.

И. Я. Померанчук и Е. Л. Фейнберг [42] показали, что если в элементарном акте взаимодействия двух нуклонов вторичным частицам передается малая ($\sim 1/6$) доля энергии первичного нуклона, то эффективное расстояние, на котором происходит взаимодействие, значительно превосходит размеры нуклонов. Поэтому при столкновениях, сопровождающихся малой передачей энергии вторичным частицам, время взаимодействия велико, $\tau_A \gg \tau_B$, и необходимо рассматривать взаимодействие налетающего нуклона с целой «колонкой нуклонов» или «трубкой ядерного вещества» внутри ядра.

Напротив, если в элементарном акте взаимодействия двух нуклонов вторичным частицам передается основная часть энергии первичной частицы, то можно думать, что время элементарного взаимодействия мало, $\tau_A \ll \tau_B$, и имеет место внутриядерный каскадный процесс.

Яноши, Гейтлером и некоторыми другими физиками [43, 44] была сделана попытка развить теорию последовательного образования вторичных частиц при взаимодействии нуклонов со сложными ядрами. В этой теории принимается, что когда нуклон последовательно сталкивается с нуклонами ядра, то при каждом таком взаимодействии двух нуклонов образуется один вторичный мезон. Однако при таких расчетах приходится делать ряд существенных упрощающих предположений (в частности, пренебрегать взаимодействием частиц внутриядерной лавины между собой), и поэтому надежность результатов подобного рассмотрения оказывается сомнительной.

Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные недостаточны для решения рассматриваемого вопроса. Опыты Н. Л. Григорова и В. С. Мурзина [17, 45] и некоторые другие данные [46] приводят к выводу о том, что протоны с энергией $\sim 10^{10}$ эв в среднем теряют в одном столкновении с ядром атома воздуха около $1/3$ своей энергии. Из этих данных следует, что при таких энергиях нуклонов в большинстве случаев происходит малая передача энергии и преобладающими оказываются взаимодействия с большой длительностью, приводящие к взаимодействию налетающего нуклона с «колонкой» ядерного вещества.

Выше мы видели, что из измерений пробегов для взаимодействия и поглощения ядерно-активных частиц, генерирующих электронно-ядерные ливни, следует, что

$$\left(\frac{\lambda_{\text{погл}}}{\lambda_{\text{взаимод}}} \right)_{\text{Рb}} \approx \left(\frac{\lambda_{\text{погл}}}{\lambda_{\text{взаимод}}} \right)_{\text{Fe}} \approx \left(\frac{\lambda_{\text{погл}}}{\lambda_{\text{взаимод}}} \right)_{\text{C}}.$$

Этот результат также можно рассматривать как указание на взаимодействие налетающего нуклона с ядром в целом или с «колонкой» ядерного вещества.

Но, с другой стороны, упоминавшиеся выше опыты по изучению образования электронно-ядерных ливней в литии и некоторые другие данные [47] показывают, что имеют место и случаи взаимодействия с передачей вторичным частицам большой доли энергии первичной частицы. Указанные факты приводят к предположению о разделении элементарных взаимодействий между нуклонами при одной и той же энергии налетающего нуклона на два класса: с малой и большой передачей энергии. Если такое предположение о двух классах взаимодействий подтвердится дальнейшими исследованиями, оно будет способствовать пониманию внутреннего строения нуклонов.

При взаимодействии генерирующей частицы со сложным ядром, сопровождающемся большой передачей энергии вторичным частицам,

можно предполагать
Интересно отметить,

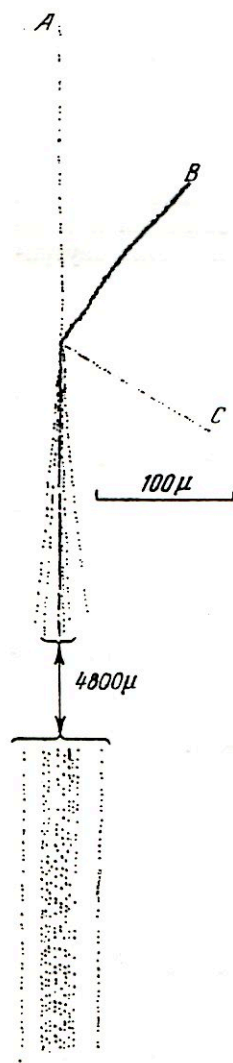


Рис. 145. Микрофотография звезды, образованной протоном с энергией $3 \cdot 10^{13}$ эв.

наличие внутриядерного каскадного процесса. что внутриядерный каскадный процесс может отличаться от обычного ядерного каскадного процесса участием в нем π^0 -мезонов. Если π^0 -мезоны являются ядерно-активными частицами, то, двигаясь внутри ядра, в котором они образовались, они не успеют распастаться и, взаимодействуя с нуклонами, могут часть своей энергии передавать новым ядерно-активным частицам. Если эта картина правильна, то доля энергии, передаваемой частицам мягкой компоненты в тяжелых ядрах, должна быть меньше, чем в легких. К сожалению, имеющиеся экспериментальные данные недостаточны для ответа на этот вопрос.

В связи с высказанными соображениями о характере взаимодействия частиц высоких энергий с атомными ядрами большой интерес представляют наблюдения подобных взаимодействий с помощью фотопластинок.

За последнее время в эмульсиях фотопластинок было найдено несколько случаев образования электронно-ядерных ливней частицами весьма высоких энергий. Микрофотография одного из этих случаев, найденного в пластинках, экспонированных на высоте 27 км, представлена на рис. 145 [48].

След А образован, повидимому, генерирующей частицей. Длина этого следа в эмульсии свыше 10 000 μ, причем рассеяние вдоль всего следа остается неизмеримо малым. Видимое на микрофотографии увеличение плотности зерен на следе А вблизи точки, где произошло взаимодействие, является случайным. Есть все основания считать, что след А вызван протоном очень высокой энергии. Следы В и С, повидимому, также вызваны протонами с энергиями порядка 10 и 200 Мэв. Вниз направлено 15 следов релятивистских частиц с длиной следов в эмульсии также около 10 000 μ. Эти следы отчетливо разбиваются на два конуса — узкий и широкий, с совпадающими осями. Узкий конус с углом раствора около 0,006 радиана содержит 7 частиц, а широкий конус с углом раствора 0,25 радиана содержит 8 частиц. Оси обоих конусов строго совпадают с направлением движения первичной частицы. В узком конусе следы частиц

настолько накладываются друг на друга, что вблизи точки генерации сливаются и кажутся одним плотным следом и только на сравнительно большом расстоянии от точки генерации следы разделяются. В связи с этим в нижней части рисунка представлены следы узкого конуса уже на значительном расстоянии от точки генерации. Тщательное измерение расстояния между следами и многократного рассеяния ливневых частиц показывает, что частицы, относящиеся к узкому конусу, обладают энергией свыше $2,5 \cdot 10^{11}$ эв каждая; частицы широкого конуса обладают значительно меньшей энергией. Одна из них имеет энергию $\sim 4 \cdot 10^9$ эв, а вторая $\sim 2,5 \cdot 10^9$ эв. То обстоятельство, что, несмотря на сравнительно высокую энергию первичной частицы, в данном случае образовалось всего два следа с повышенной ионизацией, заставляет предположить, что при образовании вторичных частиц основную роль играло взаимодействие двух нуклонов и, таким образом, здесь мы имеем картину элементарного взаимодействия двух частиц при высокой энергии первичной частицы.

Наличие двух резко разделяющихся конусов легко понять, если принять, что в системе центра инерции столкновение двух нуклонов привело к вылету образовавшихся частиц в двух конусах, направленных

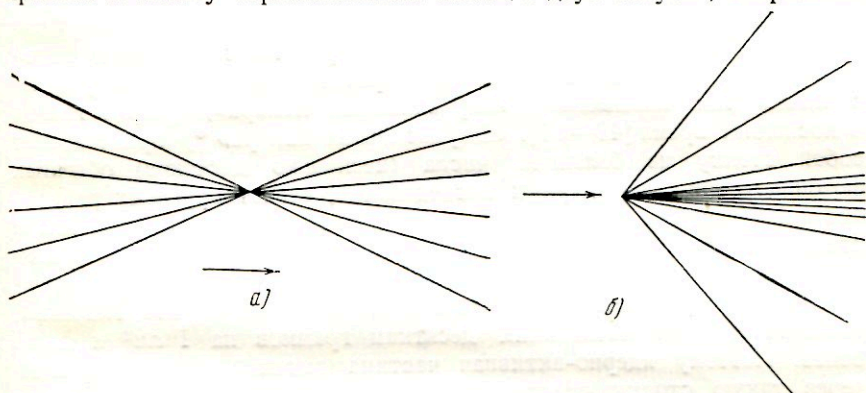


Рис. 146. Трансформация углового распределения при переходе от системы центра инерции (а) к лабораторной системе (б).

ных вершинами друг к другу, как это показано на рис. 146, а. При переходе к лабораторной системе координат (рис. 146, б) произошла трансформация этих конусов: один из них сжался и превратился в узкий конус, а другой преобразовался в широкий конус, направленный по движению первичной частицы.

Исходя из такого представления, можно определить и энергию первичной частицы. Расчет показывает, что эта энергия определяется формулой

$$E = 2Mc^2 \frac{\operatorname{tg}^2 \frac{\theta'}{2}}{\operatorname{tg}^2 \theta},$$

где M — масса частицы, θ' — раствор центрального конуса в лабораторной системе координат и θ — раствор этого конуса в системе координат, связанной с центром инерции. Эта величина может быть оценена лишь приближенно; тем не менее, отсюда получается, что для рассматриваемого случая $E \approx 3 \cdot 10^{13}$ эв. Таким образом, здесь зафиксирован редкий случай элементарного взаимодействия частицы столь высокой энергии.

Ниже мы увидим, что характеристики этого случая хорошо описываются современными теоретическими представлениями об элементарном акте взаимодействия двух нуклонов высокой энергии.

В настоящее время в литературе опубликован еще ряд примеров образования в эмульсии фотопластинок электронно-ядерных ливней частицами высоких энергий. Анализ их, особенно с точки зрения выяснения вопроса о взаимодействии генерирующей частицы с отдельным нуклоном или целой «колонкой» нуклонов, весьма затруднен тем обстоятельством, что почти всегда остается невыясненным, образовался ли данный ливень на ядре тяжелого или легкого атома эмульсии. Все же эти случаи дают некоторые указания в пользу представления о взаимодействии с «колонкой» нуклонов [38].

В связи с указанными трудностями работы с обычными фотопластинками большое значение приобретает новая методика работы с ними, так называемая «эмульсионная камера», разработанная в последнее время [49—51]. «Эмульсионная камера» *) представляет собой стопку из большого числа (несколько десятков) обычных фотопластинок для ядерных исследований, регистрирующих релятивистские частицы, между которыми почти вплотную к эмульсии и стеклу помещаются металлические пластинки толщиной в несколько миллиметров каждая. Общее количество вещества в такой «эмульсионной камере» достаточно велико и может достигать значений, соответствующих нескольким десяткам граммов на 1 см^2 и даже более. Поэтому ядерно-активная частица высокой энергии, проходя через такую стопку пластинок, с большой вероятностью вызывает образование электронно-ядерных ливней, возникающих большей частью в металлических пластинках или в стекле фотопластинок.

Пучок вторичных ливневых частиц проходит через большое число фотопластинок и может быть в них прослежен с помощью обычной техники микроскопического просмотра.

*) Термин «эмульсионная камера» иногда употребляется также в качестве названия фотоэмульсий, сложенных стопкой без стеклянных подложек и прокладок между ними; они используются в некоторых опытах последнего времени как одна толстая фотопластинка. Каплон, Петерс и Ритсон, авторы описываемой в тексте методики с использованием фотопластинок с чередующимися металлическими пластинками, называют свое устройство «Emulsion Cloud-Chamber» — эмульсионная туманная камера. (В английской литературе камера Вильсона обычно называется «Cloud-Chamber».)

Недостатком такой методики является то, что, как правило, сам акт образования ливня остается невидимым. Но зато, поднимая «эмульсионные камеры» на большие высоты с помощью шаров-зондов, удается зарегистрировать десятки случаев образования ливней частицами с энергией 10^{11} эв и выше.

Выводы, которые могут быть сделаны из результатов этих опытов, подтверждают данные, полученные методом обычных фотопластинок, и кратко будут рассмотрены нами несколько ниже.

Теоретическое рассмотрение элементарного акта взаимодействия двух нуклонов при высоких энергиях было проведено Ферми [52] и углублено Л. Д. Ландау [53].

Трудность этого рассмотрения заключается в том, что обычно используемый в квантовой механике метод возмущения оказывается неприменимым в данном случае из-за одноактного образования многих частиц. Поэтому в основу рассмотрения в теории Ферми положено представление о статистическом распределении энергии столкновения частиц по различным степеням свободы в объеме, в котором происходит столкновение *).

Нуклоны можно представить себе окруженными виртуальной π -мезонной «оболочкой» с радиусом, по порядку величины равным радиусу действия ядерных сил,

$$R = \frac{\hbar}{m_{\pi}c} = 1,4 \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

Когда два таких нуклона сталкиваются, то очень большое количество энергии внезапно выделяется в малом объеме сталкивающихся нуклонов. Получающееся распределение энергии по степеням свободы в известном смысле можно считать статистически равновесным. Объем, насыщенный энергией сталкивающихся нуклонов, заполняется при этом определенным числом заряженных и нейтральных π -мезонов, а также, предположительно, и парами нуклонов — антинуклонов. При этих процессах выполняются законы сохранения энергии, импульса, момента количества движения и заряда. Параметром в теории является объем, в котором выделяется энергия столкновения нуклонов. Как мы уже указывали, он выбирается равным $\frac{4}{3} \pi R^3$, где R — радиус действия ядерных сил. При этом предполагается, что вероятность возникновения данного состояния пропорциональна вероятности того, что все частицы, соответствующие этому состоянию, будут одновременно находиться в рассматриваемом объеме.

Изложенная картина, исходящая, как мы видим, из представления об одноактном образовании вторичных частиц, позволяет вычислить угловое распределение вторичных частиц и определить вероят-

*) Законность такого рассмотрения, разумеется, должна быть оправдана сравнением полученных выводов с экспериментом.

ности рождения определенного числа вторичных частиц при заданной первичной энергии.

При рассмотрении углового распределения частиц, образующихся в актах взаимодействия нуклонов очень высоких энергий, необходимо учитывать лоренцово сокращение объема нуклонов. Каждый из сталкивающихся нуклонов в системе координат, связанной с центром инерции, следует представлять себе не в виде сферы, а в виде сильно сплюснутого эллипсоида вращения или даже плоского диска. Соударения по Ферми, как правило, будут не центральными, а такими, при которых частицы пролетают на некотором расстоянии друг от друга. При этом система обладает значительным моментом количества движения. Условие равенства момента количества движения между начальным и конечным состояниями и приводит к тому, что вылетающие частицы распределены по углам не изотропно (в системе координат, связанной с центром инерции), а сосредоточены в двух одинаковых конусах по направлению движения обоих нуклонов. Угол раствора обоих конусов определяется прицельным параметром удара и энергией сталкивающихся нуклонов. При переходе к лабораторной системе координат один из конусов (по направлению движения первичной частицы) сжимается, а второй разворачивается и превращается в широкий конус, образованный частицами с меньшими энергиями. Таким образом, качественно картина получается вполне соответствующей тому, что имеется на фотографии, приведенной на рис. 145, и аналогичных фотографиях, полученных разными авторами.

Большое число случаев образования электронно-ядерных ливней, зарегистрированных с помощью «эмульсионной камеры», также подтверждает наличие двух конусов, охватывающих направления вылета ливневых частиц. В системе центра инерции угловое распределение частиц симметрично относительно плоскости, перпендикулярной к направлению движения генерирующей частицы [54].

Для области наиболее высоких энергий статистическое рассмотрение можно заменить термодинамическим и считать, что плотность энергии частиц пропорциональна четвертой степени температуры. Отсюда для полного числа заряженных релятивистских частиц, образующихся при взаимодействии нуклонов с очень высокими энергиями, получается выражение

$$N = 1,2 \left(\frac{E}{Mc^2} \right)^{1/4},$$

где E — энергия налетающего нуклона в лабораторной системе координат и M — масса нуклона. Оценки показывают, что это выражение должно быть справедливо при $E > 5 \cdot 10^{12}$ эв. Как мы видели выше, эта зависимость хорошо согласуется с тем, что получается из анализа свойств широких атмосферных ливней с точки зрения ядерно-каскадной схемы их развития, проведенного И. Л. Розенталем [36]. Подставив для E значение $3 \cdot 10^{13}$ эв, находим, что $N = 16$,

в прекрасном согласии с тем, что имеется для случая, представленного на рис. 145.

Подсчет статистических весов возможных состояний для образования мезонов, нуклонов и антинуклонов показывает, что большая часть образованных частиц является нуклонами и антинуклонами. Число π -мезонов должно относиться к числу нуклонов и антинуклонов, как 3 : 8. Экспериментально, однако, установить природу частиц при столь высоких энергиях и тем самым подтвердить или отвергнуть вывод теории о существовании антинуклонов и, в частности, антипротонов представляется крайне затруднительным, и в литературе до сих пор нет никаких указаний по этому вопросу.

Необходимо отметить, что теория Ферми при рассмотрении углового и энергетического распределений образовавшихся частиц не является последовательной релятивистской теорией. Так, согласно Ферми при нецентральном столкновении двух нуклонов образуется возбужденная система, причем возбуждение в этой системе должно распространяться со скоростью, превышающей скорость света.

Важным шагом в развитии и исправлении в некоторых отношениях теории Ферми является работа Л. Д. Ландау [53]. Он учитывает, что в первой фазе взаимодействия нуклонов сверхвысокой энергии плотность образующихся частиц настолько велика, что «пробег» частиц в такой системе значительно меньше размеров самой системы. Поэтому, как указал И. Я. Померанчук [55], необходимо учитывать взаимодействие разлетающихся частиц. Л. Д. Ландау обратил внимание на то, что пока «пробег» для частиц внутри системы взаимодействующих частиц меньше размеров системы, статистическое рассмотрение должно быть заменено гидродинамическим. Эта сложная задача и была решена им с использованием уравнений релятивистской гидродинамики *). Исследования показали, что в первой фазе столкновения полное число частиц неопределенно. О числе частиц можно говорить лишь для той фазы, когда длина «пробега» частиц сравнивается с размерами системы и начинается свободный разлет частиц. В конечном счете число частиц определяется энтропией системы, которая в свою очередь задается начальным объемом системы взаимодействующих частиц, поскольку энтропия не меняется при гидродинамическом разлете системы. В связи с этим оказывается, что теория Л. Д. Ландау дает такое же число частиц, образованных при взаимодействии двух нуклонов сверхвысокой энергии, что и теория Ферми. Однако угловое и энергетическое распределение частиц, получающееся по теории Л. Д. Ландау, существенно отличается от распределений по теории Ферми.

*) Это первый случай в физике, когда рассмотрение конкретного физического процесса потребовало учета релятивистских эффектов при движении жидкости, и, следовательно, первый случай использования релятивистской гидродинамики,

Согласно Ферми при лобовом столкновении нуклонов в системе координат, связанной с центром инерции, частицы разлетаются изотропно.

Л. Д. Ландау для получения углового и энергетического распределений образовавшихся частиц решал уравнения релятивистской гидродинамики для идеальной жидкости. В результате он нашел, что основная часть энергии системы соударяющихся нуклонов сосредотачивается на самом фронте волны. Основная же доля вновь образовавшихся частиц заключена в области за фронтом волны, т. е. в области, уже не столь богатой энергией. Это обстоятельство приводит к тому, что сравнительно небольшая доля всех частиц несет значительную часть энергии, выделяющейся при столкновении. Расчет показывает, что половину энергии уносят 5—6% образовавшихся частиц, тогда как по теории Ферми половина энергии приходится на 25% частиц.

Угловое распределение частиц в теории Л. Д. Ландау связано с энергетическим спектром рождающихся частиц. Это обусловлено тем, что угловое распределение частиц задается начальной стадией соударения при распространении в системе плоской волны. При последующем разлете взаимодействие частиц становится уже настолько малым, что угловое распределение не нарушается. Отсюда получается, что даже при лобовом столкновении нуклонов вылетающие частицы концентрируются в двух узких противоположно направленных конусах (в системе координат, связанной с центром инерции) и нецентральный характер столкновения практически не влияет на картину процесса. Угловое распределение частиц по теории Л. Д. Ландау получается значительно более «узким», чем по теории Ферми.

По вопросу о составе образовавшихся частиц теория Л. Д. Ландау также приводит к выводам, отличающимся от выводов теории Ферми. Как мы уже указывали, при определении состава вторичных частиц Ферми исходит из подсчета числа возможных спиновых и зарядовых состояний частиц каждого типа. В результате он приходит к выводу о том, что большинство образовавшихся частиц является нуклонами и антинуклонами.

Напротив, в теории Л. Д. Ландау показывается, что на первой стадии соударения состав образующихся частиц является неопределенным. О составе частиц можно говорить лишь тогда, когда «температура» системы достаточно понизится. По Л. Д. Ландау это наступает на той стадии взаимодействия, когда $kT \sim \mu c^2$, где k — постоянная Больцмана и μ — масса π -мезона. Исходя из этого, можно ожидать, что большинство образовавшихся частиц должно быть π -мезонами. Однако наличие ядерно-активных мезонов других масс осложняет вопрос; поэтому такой вывод не является достаточно надежным и для решения вопроса необходимы дальнейшие исследования.

Следует отметить, что и при гидродинамическом рассмотрении столкновения нуклонов сверхвысоких энергий возникает ряд трудностей. Положение осложняется еще и тем, что имеющийся в настоящее время экспериментальный материал, с которым можно сравнивать выводы теории, совершенно недостаточен. Тем не менее, некоторые заключения можно сделать уже и сейчас.

Прежде всего следует указать, что ни высотный ход, ни пространственное распределение частиц широких атмосферных ливней вблизи от ливня не могут быть согласованы с представлением о том, что в системе центра инерции образованные при столкновении частицы распределены по углам изотропно. При таком угловом распределении вблизи оси широкого ливня должна наблюдаться большая область («плато»), в пределах которой плотность ливневых частиц должна слабо меняться с увеличением расстояния от оси ливня. Оценки показывают, что для широких ливней, образованных первичными частицами с энергией $\sim 10^{14}$ эв, ширина этого «плато» должна быть порядка 20 м. Для углового распределения частиц по теории Ферми ширина «плато» должна быть порядка 10 м, а из теории Л. Д. Ландау вытекает, что для широких ливней, образованных частицами с энергиями $\sim 10^{14}$ эв, ширина «плато» не может превышать 2—3 м [38].

Имеющиеся по этому вопросу экспериментальные данные еще очень скудны. Но из них все же следует, что если подобное «плато» вблизи оси широких атмосферных ливней и имеется, то ширина его не превышает 1—2 м. Таким образом, оказывается, что теория Л. Д. Ландау по вопросу об угловом распределении рождающихся частиц во всяком случае не противоречит имеющимся экспериментальным данным, тогда как другие теории элементарного акта взаимодействия частиц при сверхвысоких энергиях, повидимому, не могут быть согласованы с ними.

Аналогичное положение имеет место и в отношении высотного хода широких атмосферных ливней. Расчеты, проведенные Л. И. Сарычевой [56], показывают, что теория Ферми не дает удовлетворительного описания высотного хода широких атмосферных ливней, в то время как высотный ход, рассчитанный по теории Л. Д. Ландау, по крайней мере не противоречит экспериментальным данным.

Экспериментальных данных о соотношении между числом нуклонов и π -мезонов в центральных областях широких ливней пока нет. Это исключает возможность даже предварительного сопоставления выводов различных теорий с экспериментом.

И. Л. Розенталь и Д. С. Чернавский [38] детально обработали материалы, полученные методом «эмульсионных камер», сопоставив их с теориями элементарного акта взаимодействия частиц высоких энергий. При этом они исходили из представления о том, что генерирующая частица взаимодействует со всей «колонкой нуклонов», находящихся на ее пути в ядре, через которое она пролетает.

Используя экспериментальные данные об энергии генерирующих частиц и угловое распределение ливневых частиц, они вычислили на основании кинематических соображений длину и массу «колонки нуклонов», действующей в каждом случае. Этих данных достаточно для определения на основании теорий Ландау и Ферми числа ливневых частиц, которые должны образовываться в каждом случае.

Сравнение определенного таким путем числа частиц с экспериментальным показывает, что для случаев небольших «колонок нуклонов», когда такой способ рассуждения применим, теория Ландау дает лучшие результаты, чем другие теории элементарного акта взаимодействия частиц при очень высоких энергиях.

Однако положение не является еще достаточно определенным, и поэтому мы не останавливаемся на более подробном рассмотрении этого вопроса.

Из сказанного ясно, что, несмотря на то, что развитие теории элементарного акта взаимодействия частиц при высоких и сверхвысоких энергиях еще только начинается и имеющийся в этой области экспериментальный материал еще очень скуден, уже сейчас можно констатировать вполне определенные успехи в этом направлении. Можно рассчитывать, что дальнейшие теоретические и экспериментальные работы по этому вопросу и, в частности, детальное изучение пространственного распределения частиц и их энергий вблизи осей широких атмосферных ливней, образованных первичными частицами определенных энергий, а также изучение состава, энергетического распределения и высотного хода проникающих частиц широких ливней позволят значительно продвинуться вперед по пути раскрытия картины элементарного акта взаимодействия частиц при сверхвысоких энергиях. Существенного прогресса в изучении актов взаимодействия частиц при меньших энергиях (10^{10} — 10^{13} эв) следует ожидать от дальнейшего исследования образования электронно-ядерных ливней методом фотопластинок.

§ 9. Общая картина процессов, вызываемых космическими лучами в атмосфере

Открытие и изучение электронно-ядерных ливней и ядерно-каскадного процесса позволяют уже в настоящее время нарисовать общую картину процессов, происходящих при прохождении частиц космических лучей через атмосферу.

Первичные протоны со сравнительно небольшими энергиями при попадании в атмосферу образуют ядерные расщепления, в результате которых вылетают вторичные протоны и нейтроны с меньшими энергиями. Вторичные протоны значительную долю своей энергии расходуют на ионизацию атомов атмосферы, частично вызывая при этом новые расщепления. Нейтроны замедляются при упругих столкновениях и в конце концов захватываются ядрами атомов атмосферы;

вызывая при этом также ядерные расщепления. Поглощение первичных протонов с энергией, немного превосходящей 10^9 эв, и образованных ими вторичных частиц в основном заканчивается, повидимому, на глубине в несколько пробегов для взаимодействия, т. е. на высоте порядка 10 км над уровнем моря.

Первичные протоны и более тяжелые ядра с энергией, превышающей критическую энергию для образования электронно-ядерных ливней, поглощаются в верхних слоях атмосферы, образуя электронно-ядерные ливни. При этом возникают вторичные нуклоны и заряженные и нейтральные π -мезоны.

Из данных, полученных С. Н. Верновым, Н. Л. Григоровым и др. [17] следует, что первичные протоны с энергиями примерно до $3 \cdot 10^9$ эв около 60% своей энергии передают сильно ионизирующим частицам из ядерных расщеплений и около 40% — на образование вторичных мезонов. Но с увеличением энергии протонов свойства их существенно меняются и при энергиях порядка $20 \cdot 10^9$ эв они передают сильно ионизирующим частицам только около 20% своей энергии. При этом в каждом акте взаимодействия первичная частица передает мезонам в среднем около $\frac{1}{3}$ своей начальной энергии, а большая часть энергии сохраняется у первичной частицы [17, 45, 57]. При энергиях порядка $20 \cdot 10^9$ эв первичные протоны образуют мезоны не в одном, а примерно в трех последовательных актах взаимодействия. В процессе столкновения может произойти перезарядка первичной частицы — столкнувшийся с ядром протон высокой энергии с вероятностью, близкой к $\frac{1}{3}$, будет продолжать свой путь в виде нейтрона и наоборот.

Образовавшиеся в электронно-ядерных ливнях нейтральные π^0 -мезоны, распадаясь, дают начало неравновесной мягкой компоненте, частицы которой размножаются далее в соответствии с законами электромагнитной каскадной теории. Число частиц мягкой компоненты по мере углубления в атмосферу сначала быстро растет за счет образования π^0 -мезонов в электронно-ядерных ливнях и размножения самих электронов и фотонов, а затем падает по мере поглощения частиц, генерирующих электронно-ядерные ливни, и уменьшения энергии самих фотонов и электронов. Выше мы видели, что кривая высотного хода мягкой компоненты напоминает каскадную кривую размножения электронов и фотонов в атмосфере. Однако теперь ясно, что форма кривой высотного хода мягкой компоненты на больших высотах отображает не только размножение частиц мягкой компоненты, но и их образование ядерно-активными частицами в электронно-ядерных ливнях. На больших глубинах в атмосфере, вблизи уровня моря интенсивность этой части мягкой компоненты становится уже очень малой.

Заряженные π -мезоны, образованные в электронно-ядерных ливнях, частично распадаются, образуя μ -мезоны жесткой компоненты. Распад π -мезонов и образование μ -мезонов в основном происходят

в верхних слоях атмосферы, поскольку по мере углубления в атмосферу число π -мезонов уменьшается и с увеличением плотности воздуха вероятность поглощения π -мезонов за счет ядерных процессов возрастает, а вероятность распада не зависит от плотности воздуха. Обладая большой проникающей способностью, μ -мезоны доходят до уровня моря и, постепенно поглощаясь за счет потерь энергии на ионизацию, проникают на большие глубины. По крайней мере подавляющая доля частиц космического излучения, наблюдаемых в шахтах под землей, является μ -мезонами и образуемыми ими δ -электронами.

При прохождении через атмосферу часть μ -мезонов распадается, передавая в среднем $\frac{1}{3}$ своей энергии электронам (или позитронам). Интенсивность этой части мягкой компоненты пропорциональна интенсивности жесткой компоненты и обратно пропорциональна давлению воздуха. На малых высотах электроны распада и образованные ими фотоны составляют основную часть мягкой компоненты. Кроме того, при движении через вещество μ -мезоны благодаря своему электрическому заряду взаимодействуют с электронами и передают им часть своей энергии, образуя δ -электроны. Вероятность выбивания δ -электрона почти не зависит от энергии μ -мезона и потому число δ -электронов растет с высотой пропорционально интенсивности жесткой компоненты. μ -мезоны очень высокой энергии (свыше 10^{12} эв) за счет электромагнитного взаимодействия с ядрами атомов могут испускать кванты тормозного излучения и электронно-позитронные пары и, следовательно, образовывать мягкую компоненту еще и таким путем. Однако относительная суммарная интенсивность этой части мягкой компоненты невелика, поскольку μ -мезоны с энергиями, большими 10^{12} эв, составляют очень малую долю от всех мезонов.

Электроны и фотоны, независимо от механизма возникновения, образуют в веществе ливни в соответствии с каскадной теорией.

π -мезоны, образованные в электронно-ядерных ливнях и не успевшие распасться, вызывают либо новые электронно-ядерные ливни, либо ядерные расщепления обычного типа. Протоны и нейтроны сравнительно небольших энергий выбиваются из атомных ядер также и в актах образования электронно-ядерных ливней.

Как мы видели выше, подавляющая доля ядерных расщеплений в области небольших энергий вызывается нейтронами. Поскольку ядерные расщепления вызываются даже нейтронами совсем малых энергий, ядерно-каскадный процесс для звезд проходит в область гораздо меньших энергий, чем для электронно-ядерных ливней. Но характер соотношений между $\lambda_{\text{погл}}$ и $\lambda_{\text{взаимод}}$ для частиц, генерирующих звезды, остается примерно таким же, как и для частиц высокой энергии, генерирующих электронно-ядерные ливни. В связи с этим высотная зависимость для звезд представляется экспонентой с показателем $\frac{1}{\mu} \approx 120-140 \text{ г/см}^2$, близким к показателю экспо-

ненты, характеризующей высотную зависимость числа ядерных взаимодействий в области высоких энергий.

Вследствие сравнительно слабой зависимости множественности процесса образования ядерно-активных частиц в электронно-ядерных ливнях от энергии первичной частицы (эта зависимость пропорциональна $E^{1/4}$) число каскадов в ядерно-каскадном процессе растет с увеличением энергии первичной частицы. Это приводит к тому, что образование электронно-ядерных ливней можно наблюдать и на больших глубинах в атмосфере. Но, разумеется, по мере углубления в атмосферу энергия генерирующих частиц уменьшается, а вместе с тем уменьшается и число частиц в образованных ими ливнях. В связи с этим электронно-ядерные ливни, образованные в воздухе генерирующими частицами сравнительно невысоких энергий ($\sim 10^{10}$ эв), можно наблюдать только на небольших расстояниях от точки их генерации в виде узких ливней. При увеличении расстояния между счетчиками, регистрирующими узкие ливни, число ливней быстро падает за счет уменьшения плотности ливневых частиц. Именно такими узкими ливнями обусловлено резкое уменьшение числа регистрируемых ливней на начальном участке «кривой раздвижения», представленной на рис. 122.

Узкие ливни были открыты и подробно изучались в серии работ А. И. Алиханяна и его сотрудников [58], которые показали, что в таких ливнях имеются проникающие частицы и что узкие ливни не сводятся к электронно-фотонным ливням обычного типа, как ошибочно предполагал Оже и некоторые другие авторы [59]. И. Л. Розенталь на основании своих опытов и совокупности данных других авторов пришел к выводу о том, что узкие ливни представляют собой электронно-ядерные ливни, образованные вблизи от установки генерирующими частицами сравнительно невысокой энергии [60, 61].

Два пропорциональных счетчика или две ионизационные камеры, поставленные близко друг к другу, регистрируют совпадающие во времени импульсы, которые, как показывают специальные опыты, не могут быть объяснены прохождением через обе камеры достаточно плотного ливня из релятивистских частиц. Это явление было названо генетически связанными толчками [62]. Анализ, проведенный С. И. Никольским [63], показал, что значительная часть генетически связанных толчков также вызывается электронно-ядерными ливнями с участием сильно ионизирующих частиц, образованных в самой установке или вблизи от нее.

При высокой и сверхвысокой энергии генерирующих частиц образуется целый ряд последовательных каскадов электронно-ядерных ливней, в результате чего развивается более или менее мощный широкий атмосферный ливень, все частицы которого генетически связаны друг с другом. При меньших энергиях лавина ограничивается малым числом каскадов с небольшим числом частиц в каждом из

них, и эти случаи в некоторых условиях могут быть зарегистрированы как узкие ливни или генетически связанные толчки.

Исходя из изложенной картины, строго говоря, можно утверждать, что все частицы космических лучей, наблюдаемые в глубине атмосферы, образованы в ливнях. Но в подавляющем большинстве случаев число частиц в ливнях в силу малой энергии генерирующей частицы или поглощения в более высоких слоях атмосферы настолько мало, что частицы регистрируются как одиночные. При больших же энергиях первичных частиц образуемые ими ливни легко обнаруживаются.

Весьма вероятно, что заметная доля частиц, образованных в электронно-ядерных ливнях при очень высокой энергии генерирующих частиц, представляет собой V^- , k^- и τ^- -частицы, а возможно, и другие, пока неизвестные нам, типы частиц. Однако, насколько мы можем сейчас судить, время жизни этих частиц столь мало, что они распадаются, не успевая, как правило, провзаимодействовать с ядрами атомов. Поэтому наличие таких частиц с временами жизни, значительно меньшими, чем время жизни π^\pm -мезонов, хотя и очень существенно для выяснения механизма явлений, но не меняет общей картины процессов, происходящих в космических лучах.

Энергия первичных частиц космических лучей, за исключением определенной доли, передаваемой нейтрино, в конечном счете расходуется на ионизацию. Если не учитывать процессов, происходящих при образовании и распаде короткоживущих частиц, и допустить, что в акте образования электронно-ядерных ливней нейтрино не возникают, то можно считать, что в космических лучах нейтрино образуются только при распаде π^- и μ^- -мезонов.

В первом процессе в системе координат, связанной с распадающимся π^- -мезоном, импульсы μ^- -мезона и нейтрино равны, а энергии различны (вследствие того, что в этой системе координат μ^- -мезон движется с малой скоростью). Применение законов сохранения энергии и импульса к распаду π^- -мезона показывает, что в системе координат, связанной с распадающимся мезоном, на долю образующегося μ^- -мезона приходится около 75% и на долю нейтрино около 25% энергии π^- -мезона. Поскольку в системе координат π^- -мезона получающиеся при распаде μ^- -мезоны и нейтрино распределены по углам изотропно, это соотношение между их энергиями сохраняется и при переходе к лабораторной системе координат. При распаде же μ^- -мезонной части проникающей компоненты на нейтрино приходится еще $\frac{2}{3}$ от энергии μ^- -мезонов в момент их распада.

В атмосфере и под землей, по данным С. Н. Вернова, Н. Л. Григорова и др. [45], μ^- -мезоны расходуют на ионизацию около $70 \text{ Мэв} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стерад}^{-1}$. Отсюда, учитывая энергию, передаваемую нейтрино в процессе распада μ^- -мезонов, получаем, что на долю нейтрино приходится примерно $130 \text{ Мэв} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стерад}^{-1}$. Ионизационные потери заряженных ядерно-активных частиц (пер-

вичных и вторичных протонов и π -мезонов) составляют около $15 \text{ Мэв} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стерад}^{-1}$.

Нейтроны и отчасти протоны передают сильно ионизирующим частицам из ядерных расщеплений $300 \text{ Мэв} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стерад}^{-1}$ *).

Электронно-фотонная компонента (неравновесная мягкая компонента, образуемая в электронно-ядерных ливнях, электроны распада и δ -электроны) несет около $300 \text{ Мэв} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стерад}^{-1}$. Из них на долю электронов и фотонов, образованных в электронно-ядерных ливнях, приходится примерно $250 \text{ Мэв} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стерад}^{-1}$, на долю электронов распада от μ -мезонов $50 \text{ Мэв} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стерад}^{-1}$ и на долю δ -электронов около $7 \text{ Мэв} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стерад}^{-1}$. Полная энергия космического излучения составляет $820 \text{ Мэв} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \times \text{стерад}^{-1}$.

Разумеется, эти цифры носят несколько ориентировочный характер и могут заметно измениться в ту или иную сторону не только в результате уточнения соответствующих измерений и подсчетов, но и возможного изменения наших данных о механизме того или иного процесса. Тем не менее, они дают известное представление об энергетической роли различных компонент космического излучения.

Материал, изложенный в этой главе, и приведенные цифры показывают, что механизм образования вторичных компонент космического излучения за счет энергии первичных протонов и более тяжелых ядер является не электромагнитным, а ядерным. Изучение механизма образования электронно-ядерных ливней есть, по существу, изучение явлений, происходящих в атомных ядрах при попадании в них частиц высокой энергии, а также свойств нуклонов при высокой энергии. Тем самым открытие электронно-ядерных ливней превратило физику космических лучей в раздел ядерной физики для области высоких энергий.

*) Сюда входит энергия связи нуклонов в ядрах, а также энергия протонов, дающих ядерные расщепления без образования мезонов.

ГЛАВА XI

ИЗМЕНЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ СО ВРЕМЕНЕМ И ПРОИСХОЖДЕНИЕ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

§ 1. Непрерывная регистрация интенсивности космического излучения

Изучение колебаний интенсивности первичного космического излучения представляет существенный интерес, поскольку даже простое установление наличия таких колебаний позволило бы сделать известные заключения о различных астрофизических факторах, с которыми может быть связано космическое излучение. В связи с этим за последнее время регулярным прецизионным измерениям интенсивности космического излучения уделяется серьезное внимание. В различных точках земного шара созданы специальные станции непрерывной регистрации космического излучения, которые дают сведения об интенсивности излучения на различных широтах и высотах. Такие станции были открыты между 1935 и 1940 гг. в Гудхевне на уровне моря на геомагнитной широте $79,9^{\circ} \text{N}$, в Челтенхеме на геомагнитной широте $50,1^{\circ} \text{N}$, в Клаймаксе на высоте 3500 м над уровнем моря на геомагнитной широте $48,1^{\circ} \text{N}$, в Гуанкайо на высоте 3500 м в районе геомагнитного экватора, в Кристчерче на уровне моря на геомагнитной широте $48,6^{\circ} \text{S}$ и в ряде других пунктов.

Измерения глобальной интенсивности космического излучения на большинстве станций производятся с помощью однотипной прецизионной ионизационной камеры, разработанной Комптоном [1]. Камера объемом 20 л наполняется чистым аргоном до давления 50 атм. Постоянная составляющая ионизационного тока в камере компенсируется с помощью радиоактивного препарата, и установка измеряет только отклонение от среднего значения тока. Этот разностный ток с помощью достаточно чувствительного электрометра фотографическим путем записывается на непрерывно движущуюся ленту.

Дифференциальный метод измерения позволяет сделать ошибки прибора весьма малыми и точность измерения ионизационного тока в основном определяется статистическими флуктуациями в числе частиц, попадающих в камеру за данное время. Практически за один час наблюдений достигается точность в измерении тока порядка $0,1\%$.

Для устранения влияния случайных изменений радиоактивности воздуха и других побочных факторов ионизационная камера в большинстве случаев окружается слоем свинца толщиной около 10 см.

Помимо глобальных ионизационных измерений на некоторых станциях непрерывной регистрации космических лучей ведутся измерения с телескопами счетчиков, выделяющих частицы, приходящие по заданному направлению, определяется число толчков в ионизационной камере и т. п.

Основная трудность в изучении вариаций интенсивности космического излучения заключается в выделении колебаний за счет метеорологических факторов (давления и температуры). Первые же опыты с космическими лучами показали, что колебания их интенсивности, как правило, не превышают нескольких процентов. Вместе с тем, барометрический коэффициент для космических лучей составляет на уровне моря 3,45% на 1 см Hg, а температурный коэффициент $\sim 0,18\%$ на 1°C . Отсюда видно, что изменения давления и температуры могут вызвать изменение интенсивности космических лучей на несколько процентов.

Таким образом, по своей величине наблюдаемые колебания интенсивности космических лучей вполне укладываются в изменения, вызываемые чисто метеорологическими факторами, и для выделения колебаний, обусловленных различными внеземными астрофизическими факторами, необходим тщательный анализ всего явления в целом.

Количественный учет барометрического и температурного эффектов по измерениям, выполненным на поверхности земли, может быть проведен только в предположении о термодинамическом равновесии в атмосфере. Однако такое предположение оправдывается лишь приближенно и поэтому практически при обработке данных, полученных станциями непрерывной регистрации космических лучей, необходимо пользоваться барометрическими и, особенно, температурными разрезами всей атмосферы, получаемыми с помощью радиозондов. До сих пор еще не все результаты непрерывных измерений интенсивности космических лучей обрабатываются с учетом возможных отклонений атмосферы от состояния равновесия, что, как мы увидим ниже, ставит под сомнение многие сделанные на их основе выводы.

§ 2. Непериодические изменения интенсивности космического излучения

За время работы станций непрерывной регистрации космического излучения ими было обнаружено несколько случаев сравнительно кратковременного, но столь существенного увеличения интенсивности космического излучения, более или менее одновременно зарегистрированного несколькими станциями, что оно не может быть объяснено метеорологическими факторами. Наиболее интересная и изученная

«вспышка» интенсивности космического излучения произошла 19 ноября 1949 г. [2]. На рис. 147 приведены кривые изменения интенсивности космического излучения по данным нескольких станций за время с 18 по 22 ноября 1949 г. Аналогичное увеличение интенсивности космических лучей 19 ноября 1949 г. было зарегистрировано и в ряде других пунктов [3]. Из рис. 147 ясно видно, что все станции, за исключением экваториальной Гуанкайо, зарегистрировали

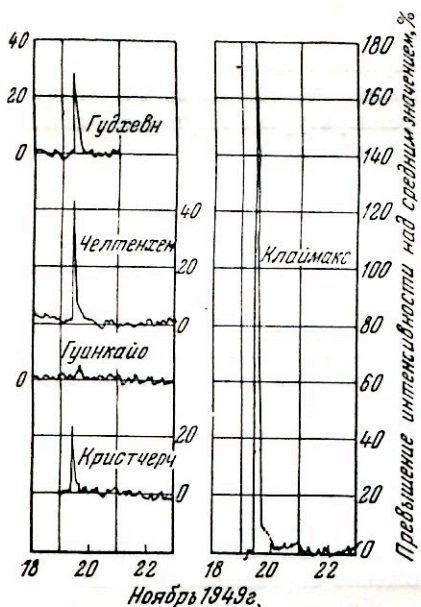


Рис. 147. Изменение интенсивности космического излучения за время с 18 по 22 ноября 1949 г.

резкое увеличение интенсивности, продолжавшееся в течение ряда часов. Особенно большая вспышка была в Клаймаксе, где было отмечено, что примерно за полчаса интенсивность космических лучей увеличилась в два раза.

Характер этой вспышки, регистрация ее многими станциями, разбросанными по всему земному шару, отсутствие 19 ноября 1949 г. каких-либо существенных изменений давления и температуры со всей наглядностью показывают, что эта вспышка не обусловлена метеорологическими факторами.

При анализе данных, приведенных на рис. 147, прежде всего обращает на себя внимание отсутствие сколько-нибудь заметного увеличения интенсивности космических лучей на экваториальной станции Гуанкайо. Это означает, что первичные заряженные частицы, вызвавшие вспышку

19 ноября 1949 г., обладали импульсами, меньшими, чем те, которые допускает земное магнитное поле на экватор, т. е. во всяком случае меньшими, чем 10^{10} эв/с.

Станции Клаймакс и Челтенхем расположены почти на одной и той же геомагнитной широте. Поэтому различие между ними в амплитуде вспышки должно быть полностью отнесено к разнице высот станций, соответствующей 340 г/см^2 . Абсолютное увеличение интенсивности в Клаймаксе после введения поправок на различную экранировку камер оказалось в 12 раз больше увеличения в Челтенхеме. Если представить кривую поглощения в воздухе излучения, вызвавшего вспышку, в виде экспоненты, то $1/\mu \sim 140 \text{ г/см}^2$. В пределах ошибок измерений это значение совпадает с пробегом для ядерно-активных частиц в атмосфере.

Интересно отметить, что 19 ноября 1949 г. в Англии на уровне моря наблюдалось примерно шестикратное увеличение числа нейтронов в космическом излучении [4]. Установка состояла из графитового «котла», в центре которого было помещено два параллельно соединенных счетчика, наполненных BF_3 , и регистрировала нейтроны с энергиями вплоть до 10 Мэв. Интенсивность нейтронов очень резко возросла до максимума и затем сравнительно медленно, в течение 12 часов, падала до своего нормального значения. С шестикратным увеличением числа нейтронов следует сопоставить зарегистрированное в это же время на той же станции увеличение суммарной ионизации, вызванной космическими лучами, всего на 11%. Это также показывает, что μ -мезоны с энергиями в несколько миллиардов электрон-вольт, ответственные за подавляющую часть ионизации на уровне моря, создаются частицами такой высокой энергии, которые не присутствовали в потоке первичных частиц, попавших на Землю 19 ноября 1949 г. и вызвавших вспышку.

Совокупность данных о вспышке 19 ноября 1949 г. показывает, что она, по всей вероятности, вызвана интенсивным потоком заряженных ядерно-активных частиц с энергиями примерно до 10^{10} эв, попавших на Землю из мирового пространства.

При рассмотрении возможных причин образования такого потока обращает на себя внимание то обстоятельство, что более или менее одновременно с началом вспышки начался сильный радиофединг и на Солнце появилось мощное извержение. Максимум интенсивности космических лучей запаздывал примерно на час относительно максимума извержения. Аналогичное положение имело место и во время вспышки 28 февраля 1942 г.; в момент начала вспышки 7 марта 1942 г. также наблюдался радиофединг; вспышка 25 июля 1946 г. происходила одновременно с извержением на Солнце. Таким образом, все четыре наиболее значительные вспышки, отмеченные станциями непрерывной регистрации космических лучей, происходили одновременно с усилением солнечной активности. Поэтому есть все основания считать, что вспышки вызваны усилением активности Солнца. Можно предположить, что при солнечных извержениях образуются электромагнитные поля, в которых ионы солнечной атмосферы и короны ускоряются до энергий в несколько единиц на 10^9 эв. Достигая Земли, эти ионы и создают наблюдаемую вспышку*).

Если такое предположение найдет себе подтверждение в дальнейших наблюдениях, то это будет означать, что Солнце может генерировать по крайней мере наиболее мягкую часть первичного космического излучения. Однако механизм такого ускорения остается пока неясным. Следует также отметить, что в спокойном состоянии в первичном космическом излучении возможная доля частиц, испу-

*) Однако, как мы увидим ниже, это объяснение не является единственно возможным.

скаемых и ускоряемых Солнцем и непосредственно от Солнца попадающих на Землю, должна быть крайне невелика, так как в противном случае должно было бы наблюдаться заметное периодическое изменение интенсивности космического излучения в течение суток. Ниже мы увидим, что если такой эффект и может быть отделен от чисто метеорологических факторов, то величина его во всяком случае крайне мала.

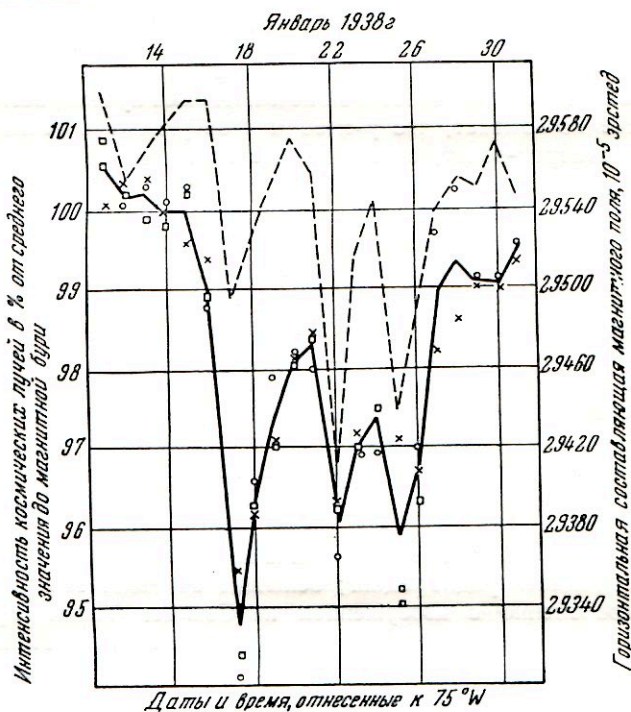


Рис. 148. Связь интенсивности космических лучей с магнитной бурей в январе 1938 г.

Пунктир — горизонтальная составляющая земного магнитного поля, сплошная линия — средняя интенсивность космических лучей; различные обозначения точек относятся к трем станциям.

Существенное влияние на интенсивность космического излучения на Земле оказывает магнитное поле Земли. Это заставляет предположить наличие корреляции интенсивности космических лучей с магнитными бурями. Поиски такого эффекта показали, что в ряде случаев подобная корреляция действительно имеет место. На рис. 148 воспроизведены данные Форбуша [5] для магнитной бури, начавшейся 16 января 1938 г., и соответствующие значения интенсивности космических лучей. Пунктирная кривая представляет изменение горизонтальной составляющей магнитного поля во времени, сплошная кри

вая — интенсивность космических лучей, усредненную по измерениям трех станций, находящихся примерно на одном меридиане. Как видно из рисунка, параллелизм в ходе обеих кривых выражен настолько отчетливо, что не может быть и речи о случайном совпадении. Поэтому из приведенных данных следует, что магнитные бури действительно могут вызвать колебания интенсивности космических лучей.

Рассмотрение всей совокупности имеющегося материала о связи интенсивности космических лучей с магнитными бурями показывает, что вопрос является весьма сложным. На рис. 149 представлены

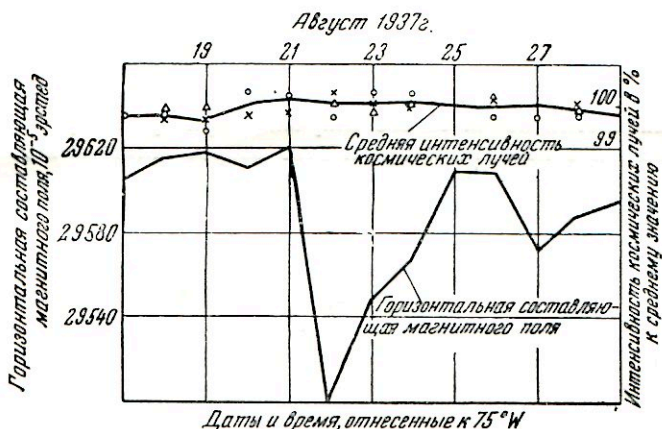


Рис. 149. Интенсивность космических лучей во время магнитной бури в августе 1937 г.

результаты измерений по данным трех станций непрерывной регистрации интенсивности космических лучей во время магнитной бури 22 августа 1937 г. [3]. Как видно из рисунка, сила этой магнитной бури была примерно такой же, как и бури 16 января 1938 г., во время которой была обнаружена такая отчетливая корреляция с интенсивностью космических лучей. Тем не менее в этом случае корреляция между величиной горизонтальной составляющей магнитного поля и интенсивностью космических лучей полностью отсутствует.

Это показывает, что существует какое-то отличие в свойствах магнитных бурь, не сказывающееся на величине горизонтальной составляющей земного магнитного поля по крайней мере на уровне моря и малых высотах.

На этом основании магнитные бури могут быть разделены на два класса: к первому классу можно отнести бури, которые приводят к изменению магнитного поля на большом протяжении от Земли и, следовательно, вызывают изменения интенсивности космического излучения; ко второму классу относятся бури, для которых корреляция с интенсивностью космических лучей отсутствует. Можно поэтому

предполагать, что такие бури захватывают малую протяженность пространства вокруг Земли и первичные частицы космических лучей не успевают заметно изменить направление своего движения в добавочном поле, обусловленном магнитной бурей.

В литературе высказан ряд гипотез для объяснения причин такой разницы в свойствах магнитных бурь [3]. Но все эти гипотезы наталкиваются на серьезные трудности и ни одна из них не получила всеобщего признания. Поэтому мы не будем останавливаться на их рассмотрении. Следует лишь отметить, что изучение связи между магнитными бурями и интенсивностью космических лучей представляет существенный интерес для выяснения природы и свойств магнитных бурь, а возможно, и для установления происхождения магнитного поля Земли. С точки же зрения изучения происхождения и свойств первичных частиц космического излучения при существующем уровне наших знаний о магнитных бурях этот вопрос имеет меньший интерес, поскольку уже наличие широтного эффекта доказывает, что первичные частицы заряжены, а сам факт изменения отклонения их при изменении магнитного поля является тривиальным.

Статистическое рассмотрение вопроса о связи интенсивности космических лучей с магнитными бурями показывает, что из числа сильных бурь примерно 85% относятся к первому классу и только ~15% магнитных бурь оставляют интенсивность космических лучей неизменной.

Наличие связи между магнитными бурями и интенсивностью космических лучей позволяет также высказать другую гипотезу о причинах вспышек космических лучей. Можно предположить, что вспышки 19 ноября 1949 г., 28 февраля 1942 г., 7 марта 1942 г., 24 июля 1946 г. были вызваны не тем, что какие-то процессы на Солнце привели к образованию дополнительного потока частиц (протонов, α -частиц) с энергиями, приближающимися к 10^{10} эв, а влиянием испускаемого Солнцем корпускулярного излучения сравнительно малых энергий на магнитное поле Земли. Если в результате солнечных извержений 19 ноября 1949 г. интенсивность корпускулярного излучения Солнца (например, такого же типа, что и излучение, обуславливающее полярные сияния) на некоторое время значительно выросла и это привело к появлению дополнительных электрических токов в ионосфере, в какой-то мере скомпенсировавших магнитное поле Земли, то такой процесс мог привести к значительному увеличению интенсивности космических лучей, попадающих в земную атмосферу за счет тех частиц (протонов), которые в отсутствии дополнительного корпускулярного излучения отклонялись земным магнитным полем.

Имеющихся в настоящее время данных недостаточно для того, чтобы сделать выбор между двумя изложенными гипотезами о причинах вспышек. Следует отметить, что обе эти гипотезы наталкиваются на серьезные трудности и для решения вопроса необходимо его дальнейшее изучение.

§ 3. Периодические вариации интенсивности космического излучения

Непрерывная регистрация интенсивности космических лучей позволила установить также небольшие периодические вариации их интенсивности с несколькими различными периодами и амплитудами.

Наибольшей амплитудой обладают так называемые сезонные или годовичные колебания. Величина их зависит от широты места наблюдения. В высоких широтах они достигают 5%, а в умеренных широтах — 2—3%. Знак этих вариаций таков, что в зимние месяцы интенсивность космических лучей больше, а летом меньше среднего значения. Амплитуда колебаний интенсивности космических лучей с другими периодами (суточные и 27-дневные колебания) значительно меньше сезонных и не превышает десятых долей процента.

При изучении периодических колебаний интенсивности космических лучей необходимо выделить вариации, обусловленные метеорологическими факторами, и в первую очередь изменением температуры атмосферы. Различные авторы по-разному учитывают влияние колебаний температуры и приходят поэтому зачастую к противоречивым выводам. В связи с этим вопрос об интерпретации данных непрерывных наблюдений за интенсивностью космических лучей в литературе весьма запутан.

Необходимость правильного учета влияния колебаний температуры на интенсивность космических лучей вытекает хотя бы из того обстоятельства, что даже в умеренных широтах среднемесячные летние и зимние температуры приземных слоев атмосферы отличаются на десятки градусов, что при температурном коэффициенте $\sim 0,18\%$ на 1°C может приводить к изменениям интенсивности на целые проценты. Вместе с тем, температуры нижних слоев атмосферы отличаются от температуры в стратосфере на 60, 80 и более градусов, причем если на малых высотах температура летом выше, чем зимой, то в стратосфере для ряда мест земного шара имеет место обратная зависимость температуры от времени года. На уровне моря в Сибири холоднее, чем на экваторе; в стратосфере же на экваторе холоднее, чем в Сибири, и т. д.

Как мы уже указывали при рассмотрении распада μ -мезонов, изменения температуры вызывают изменения интенсивности космических лучей за счет двух различных механизмов: при повышении температуры атмосферы увеличивается высота слоя генерации μ -мезонов и поэтому большая их доля успевает распасться на пути до уровня моря; помимо этого при отклонении атмосферы от состояния равновесия происходит изменение вероятности распада мезонов, связанное с тем, что время жизни μ -мезонов пропорционально их энергии. Поэтому перераспределение воздушных масс в атмосфере даже при неизменной высоте слоя генерации μ -мезонов приводит к изменению