



*В. С. Мурзин*

**ВВЕДЕНИЕ  
В ФИЗИКУ  
КОСМИЧЕСКИХ  
ЛУЧЕЙ**

ИЗДАТЕЛЬСТВО  
МОСКОВСКОГО  
УНИВЕРСИТЕТА

В. С. МУРЗИН

# ВВЕДЕНИЕ В ФИЗИКУ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

*3-е издание, переработанное*

Допущено Министерством высшего и среднего  
специального образования СССР  
в качестве учебного пособия для студентов  
физических специальностей вузов

ИЗДАТЕЛЬСТВО  
МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА  
1988

ББК 22.38  
М91  
УДК 537.59(075.8)

Рецензент: кафедра ядерной физики Казахского университета

**Мурзин В. С.**

М91 Введение в физику космических лучей: Учеб. пособие. — 3-е изд., перераб. — М.: Изд-во МГУ, 1988. — 320 с.  
ISBN 5—211—00102—8.

В книге (2-е изд. — 1979 г.) рассмотрены все основные проблемы физики космических лучей, а также некоторые вопросы физики высоких энергий, элементарных частиц и астрофизики, необходимые для понимания процессов образования, диффузии и поглощения космического излучения. Особое внимание уделено разъяснению терминологии, что важно для первого знакомства с предметом и должно облегчить чтение оригинальных работ и обзорной литературы по отдельным разделам. Описаны методы исследований, специфические для физики космических лучей. Даны задачи и вопросы для самопроверки, а также список основных монографий по каждой теме.

М 1704070000(4309000000)—157 102—88  
077(02)—88

ББК 22.38

ISBN 5—211—00102—8

© Атомиздат, 1979 г.  
© Издательство Московского университета, 1988 г.,  
с изменениями

## ПРЕДИСЛОВИЕ К ТРЕТЬЕМУ ИЗДАНИЮ

В основу данного учебного пособия положен курс лекций, которые автор читал на протяжении ряда лет в Московском университете, а также в Казахском и Ташкентском университетах. Предлагаемое учебное пособие является «Введением» в науку о космических лучах и поэтому не может претендовать на детальное и глубокое изложение всех вопросов. В то же время автор стремился к определенной полноте и замкнутости курса, поэтому в нем даны сведения из смежных дисциплин, используемые при обсуждении проблем космического излучения, а также при постановке и анализе экспериментов. В третьем издании полностью переработаны разделы, касающиеся физики высоких энергий и элементарных частиц. За последние 10 лет в этой области произошли качественные изменения.

В связи с постройкой гигантских ускорителей ядерный аспект в физике космических лучей играет меньшую роль, чем раньше. Тем не менее сокращать изложение вопросов физики высоких энергий в курсе «Космические лучи» кажется преждевременным. Остается много нерешенных вопросов в области предельно высоких энергий (выше  $10^7$  ГэВ), интенсивно исследуются широкие атмосферные ливни, свойства которых в значительной степени определяются ядерно-каскадным процессом, продолжается эксперимент «Памир» и аналогичные эксперименты за рубежом, создается комплексная установка АНИ на Арагаце для исследования взаимодействий адронов при энергии выше  $10^7$  ГэВ.

В некоторые другие разделы учебного пособия также внесены изменения и дополнения, однако в целом стиль, уровень изложения и объем сохранены.

При работе над курсом автор постоянно обращался за помощью и советами к товарищам по работе. Всем им автор приносит самую глубокую благодарность.

Особенно признателен автор своим коллегам, которые согласились прочесть рукопись или отдельные главы и сделали много критических замечаний: А. И. Демьянову, И. Н. Ерофеевой, И. П. Иваненко, А. С. Ковтюху, Е. В. Коломейцу, А. Д. Линде, Ю. И. Логчеву, Э. А. Мамиджаняну, Е. А. Мурзиной, С. И. Никольскому, Т. М. Рогановой, В. И. Саврину, Л. И. Сарычевой, Г. Б. Христиансену.

Цель книги — ознакомить читателя с основными направлениями исследований, разъяснить научный язык и терминологию, подготовить студентов к работе с более подробными и глубокими обзорами и монографиями, составляющими обширную библиотеку. На русском языке имеется много превосходных книг, обзоров и оригинальных работ, освещающих те разделы учебника, которые из-за ограниченности вводного лекционного курса затронуты здесь лишь схематически. Автор избегал ссылок на оригинальные экспериментальные и теоретические работы, поскольку следующим этапом изучения студентами физики космических лучей должно явиться ознакомление с обзорными и монографическими работами, где приводится подробная библиография. Список обзоров и монографий дан в конце книги.

Физика космических излучений опирается на результаты многих смежных наук. Поэтому в предлагаемом учебном пособии очень кратко рассмотрены вопросы электромагнитных и сильных взаимодействий, физики элементарных частиц, дана минимальная астрофизическая информация, без которой невозможно обсуждать проблемы собственно космических лучей. К ним автор относит состав и свойства первичного космического излучения, его происхождение и движение через космическое пространство, трансформацию состава частиц при взаимодействии с атмосферой планет и веществом в космическом пространстве, взаимодействие с полями частиц космических и субкосмических энергий. К сожалению, в книге ограниченного объема невозможно сколько-нибудь полно рассказать о содержании и успехах этой динамичной и увлекательной науки. Автор ограничивался минимальным количеством простейших математических выкладок. Задачи в конце глав, а также примеры в тексте должны привлечь внимание студентов на особенности того или иного явления и проиллюстрировать применение формул и таблиц (часть которых помещена в приложении).

### § В.1. НАУКА О КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ КАК САМОСТОЯТЕЛЬНАЯ ОТРАСЛЬ ФИЗИКИ

Космические лучи — это стабильные частицы и ядра атомов, зародившиеся и ускоренные до высоких энергий где-то вне Земли в необозримых просторах Вселенной.

Наука о космических лучах сформировалась в настоящее время как самостоятельная отрасль физики. Характерными чертами любой отдельной науки следует считать особый предмет исследования и связанные с ним специфические методы исследования, а также теоретическое или прикладное значение данной отрасли наших знаний.

Физика космических лучей изучает: а) процессы, приводящие к зарождению и ускорению космических частиц; б) космические частицы, их природу и свойства; в) явления, вызываемые космическими частицами в космическом пространстве, атмосфере и коре Земли и планет.

Естественно, что для целей физики космических лучей широко используются методы и приборы, разработанные ядерной физикой. При этом хорошо известные методы магнитного анализа импульсов частиц и метод определения проникающей способности излучений путем исследования их поглощения в различных веществах претерпевают очень интересную трансформацию. Магнитное поле Земли служит естественным анализатором импульсов космических частиц (так называемый метод «широтного эффекта»), а земная атмосфера — поглотителем. Явления, вызываемые какой-нибудь космической частицей очень высокой энергии в атмосфере, иногда охватывают десятки квадратных километров, и для их регистрации приходится строить огромные установки. Многие методы и технические средства заимствованы для физики космических лучей из других наук. Использование высокогорных станций, баллонов (воздушных шаров), спутников Земли, ракет, межпланетных и орбитальных станций связывает физику космических лучей с геофизикой и физикой космоса.

Весьма своеобразен метод изучения свойств межпланетного пространства по вариациям интенсивности, углового распределения и других характеристик космических лучей. Задолго до полетов межпланетных космических станций исследование вариаций привело к выводу о непрерывном испускании Солнцем корпускуляр-

ных потоков, о существовании солнечного ветра и позволило оценить масштабы неоднородности магнитных полей в межпланетном пространстве.

В последние годы возникло новое направление — астрофизика космических лучей. Космическое радиоизлучение, которое успешно изучается с помощью радиотелескопов во многих лабораториях мира, рентгеновское и  $\gamma$ -излучения чаще всего создаются электронами, протонами и ядрами космических лучей. Благодаря этому мы можем изучать космическое излучение далеко за пределами нашей Галактики.

Наконец, следует отметить большое значение физики космических лучей для других областей науки и техники, особенно для проблем космических полетов, астрофизики высоких энергий, вопросов взаимодействия частиц и изучения их свойств. С использованием космического излучения связаны некоторые методы в археологии, способы определения вертикали в глубоких шахтах и измерения температуры на различных высотах в атмосфере с помощью наземной аппаратуры. Разработаны методы дистанционного определения запасов влаги в почве и снеге с помощью космических нейтронов. Существует возможность «просвечивания» крупных сооружений или горных массивов космическими мюонами [10—12].

*Вывод.* Физика космических лучей приобрела права гражданства как самостоятельная отрасль физики.

Рассмотрим теперь вопрос о месте, которое занимает физика космических лучей среди других наук.

Начиная с 1927 г., когда было установлено, что космическое излучение представляет собой поток частиц очень высокой энергии, возникла важнейшая задача изучения их свойств, процессов взаимодействия с веществом и с атомными ядрами. Так в науке о космических лучах появился ядерный аспект, сближающий ее с ядерной физикой. Этому направлению посвящено огромное число работ. В связи с постройкой гигантских ускорителей на 2000 ТэВ исследования ядерных взаимодействий в космических лучах переместились сейчас в область сверхвысоких, точнее, сверхускорительных энергий.

Второе направление исследований включает в себя широкий круг вопросов, связанных с взаимодействием космического излучения с различными космическими объектами, главным образом с планетами, их магнитными полями и атмосферами. Этот раздел можно назвать «Взаимодействие космического излучения с космическими телами».

Экспериментальные исследования космических лучей возможны пока лишь в пределах солнечной системы. Магнитные поля и корпускулярные излучения Солнца, их изменения во времени влияют на галактические космические лучи, искажают их свойства. Область, где происходят такие искажения, называется гелиосфе-

рой. Иногда Солнце само генерирует космические лучи. Изучение космических лучей в гелиосфере дает много сведений о жизни Солнца.

Еще одно важное направление мы назовем «Галактическое космическое излучение», его предметом являются собственно космические лучи в их истоках, не искаженные влиянием Солнца и его магнитных полей, Земли и ее атмосферы. Здесь физика космических лучей смыкается с астрофизикой, радиоастрономией и физикой плазмы. В связи с этим границы физики космических лучей расширяются и термин «космические лучи» или «космическое излучение»\* в широком смысле слова означает любой вид газа в космическом пространстве, который находится в состоянии, далеком от термодинамического равновесия, и столкновениями частиц которого между собой можно пренебречь (П. Моррисон, 1960).

*Вывод.* Физика космических лучей включает в себя множество проблем, тесно связанных между собой и находящихся на стыке ядерной физики, астрофизики, физики космического пространства, гелиофизики и геофизики, и вследствие этого отличается необычайным динамизмом развития.

## § В.2. ОСНОВНЫЕ ЭТАПЫ ИЗУЧЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ [13]

Открытие космических лучей связано с изучением и измерением проводимости газов. Явление спонтанного тока в газе под действием электрического поля было открыто в 1900 г. Вильсоном. Этот ток естественно было объяснить ионизацией, возникающей от радиоактивности Земли. Однако экранирование свинцом ионизационных камер, в которых проводилось измерение тока, показало, что даже под слоем свинца очень большой толщины существует остаточный ток. Уже тогда Вильсон высказал предположение о внеземном происхождении излучения, ответственного за ионизацию.

В 1911—1912 гг. были поставлены опыты по подъему камер на воздушных шарах. Считалось, что если ионизация обусловлена радиоактивностью Земли, то она должна падать с высотой. Гесс с сотрудниками, проводя такие эксперименты, обнаружили, что ионизационный ток сначала немного падает, а затем начинает быстро расти. Это открытие можно считать положившим начало науке о космических лучах\*\*. Вскоре Кольхерстер окончательно

\* Иногда различают понятия «космические лучи» и «космическое излучение», понимая под «космическим излучением» электроны, нейтрино, электромагнитные излучения всех длин волн.

\*\* За открытие космического излучения Гесс в 1936 г. был удостоен Нобелевской премии.

но доказал, что излучение направлено сверху вниз. Его назвали высотным излучением Гесса.

Для объяснения природы этого излучения были сделаны следующие предположения: 1) в верхних слоях атмосферы находится радиоактивный газ; 2) под действием электрических процессов в атмосфере происходит ускорение электронов (грозовая теория); 3) излучение является космическим.

Первая мировая война прервала исследования этого явления. В 20-е годы интерес к высотному излучению возродился. Предстояло выяснить его природу. Р. Милликен, американский физик, измеривший в 1911 г. заряд электрона, поставил в 1921—1925 гг. эксперименты по изучению поглощения высотного излучения. Он обнаружил, что в свинце эффект поглощения высотного излучения близок к коэффициенту поглощения  $\gamma$ -фотонов, возникающих при радиоактивном распаде ядер.

Советские ученые также включились в исследования. В 1925 г. ленинградские физики Л. В. Мысовский и Л. А. Тувим провели измерения поглощения высотного излучения в воде Онежского озера. Результат был удивительным: высотное излучение поглощалось в десять раз слабее, чем  $\gamma$ -излучение. Оно оказалось «проникающим».

Л. В. Мысовский и Л. А. Тувим поставили очень точные по тому времени эксперименты и открыли «барометрический эффект». Они обнаружили, что интенсивность излучения меняется в зависимости от барометрического давления (0,7% на 1 мм рт. ст.). Таким образом, появился целый набор фактов, нуждавшихся в объяснении. И оно было найдено в 1927 г. Д. В. Скобельцыным. Если до его опытов все исследования проводили с ионизационными камерами, дававшими сведения лишь об ионизационном токе, создаваемом космическим излучением, то Д. В. Скобельцын нашел способ «увидеть» это излучение. Он применил для этого камеру Вильсона, впервые поместив ее в постоянное магнитное поле с напряженностью 1200 э. Изучая энергетический спектр  $\gamma$ -фотонов радия по кривизне следов комптоновских электронов в камере Вильсона, Д. В. Скобельцын на некоторых снимках увидел треки слабо отклонившихся в магнитном поле частиц. Импульс этих частиц во много раз превышал импульсы от частиц любых радиоактивных веществ. Д. В. Скобельцын предположил, что эти следы суть результат попадания в камеру частиц космических лучей, и установил корпускулярную природу космического излучения. Продолжая исследования, Д. В. Скобельцын нашел на некоторых снимках по две или три космические частицы, т. е. первым обнаружил ливни космических частиц. После открытия Д. В. Скобельцына высотным излучением занялись ученые, интересующиеся проблемами ядерной физики.

Советские ученые внесли значительный вклад в разработку методов изучения космических лучей. Л. В. Мысовским был пред-

ложен метод толстослойных фотоэмульсий для регистрации ядерных излучений. Сейчас этот метод широко применяется для исследования взаимодействий космических частиц.

Этот период в развитии физики космических лучей можно назвать периодом накопления экспериментальных данных, характеризующих космическое излучение. Активно изучаются ливни космических лучей, тщательно исследуется зависимость интенсивности космического излучения от высоты и выясняется, что высотная зависимость имеет максимум на высоте 20 км. В 1932 г. Андерсеном в космических лучах был открыт позитрон.

Очень большое значение имел эксперимент, который привел к разделению космических лучей на жесткую и мягкую компоненты. Эксперимент состоит в следующем. Два счетчика А и В расположены по вертикали и включены в схему совпадений (рис. В.1, а). Между ними помещается свинцовый фильтр. Задача

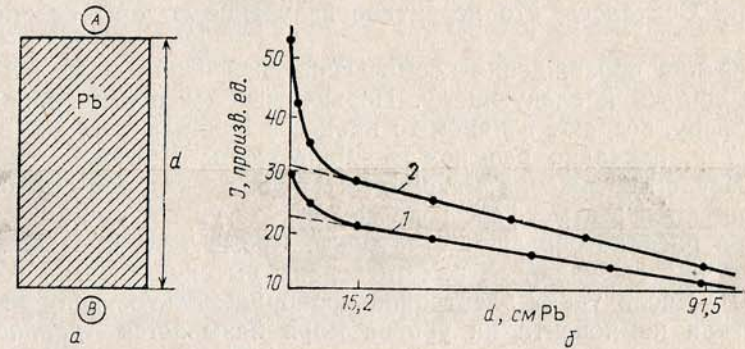


Рис. В.1. Кривые поглощения частиц космического излучения в свинце (разделение на мягкую и жесткую компоненты). а — схема опыта ( $d$  — толщина свинца, АВ — газоразрядные счетчики); б — зависимость числа совпадений срабатывания счетчиков от толщины свинца: 1 — уровень моря, 2 — 3200 м над уровнем моря

сводится к определению числа совпадений сигналов в счетчиках в зависимости от толщины фильтра. Полученная экспериментальная зависимость представлена на рис. В.1, б. Сначала при увеличении толщины фильтра число совпадений резко уменьшается, а затем после достижения 10 см изменение становится более медленным. Частицы, которые поглощаются в 10 см Pb, назвали «мягкими», остальные — проникающими или «жесткими». Такое феноменологическое разделение имеет глубокий физический смысл и соответствует различной природе частиц. Выяснилось, что частицы мягкой компоненты — это электроны и позитроны. Значительную часть своей энергии они тратят на излучение фотонов

при торможении в поле атомных ядер. Жесткие частицы — это мюоны, открытые в 1937 г. Их масса примерно в 200 раз больше массы электрона; поглощаются они значительно медленнее, так как тормозное излучение для них мало, и основную часть энергии расходуют на ионизацию атомов.

Казалось, что есть возможность создать стройную картину процессов, происходящих в космических лучах. Основой для такой надежды послужила развитая в эти годы электромагнитная теория ливней. Теория предсказала каскадное размножение электронов и позитронов и появление максимума в числе частиц при падении на вещество электронов или фотонов. Такой максимум наблюдался в зависимости космического излучения от высоты. Был обнаружен широтный эффект космических частиц, т. е. зависимость их интенсивности от геомагнитной широты места наблюдения. Широтный эффект объяснялся отклонением космических частиц в магнитном поле Земли и свидетельствовал о наличии у них заряда. Считалось, что первичное излучение состоит из электронов.

Картина прохождения космического излучения через атмосферу сводилась к следующему. Первичные электроны, попадая в атмосферу, создают в каком-то процессе мюоны (жесткую компоненту) и, каскадно размножаясь, электроны (мягкую компоненту). После достижения максимума числа электронов они быстро поглощаются в атмосфере и не доходят до уровня моря. Но мюоны при распаде образуют электроны. Кроме того, при ионизации атомов они выбивают из них электроны высокой энергии ( $\delta$ -электроны). Число таких электронов пропорционально числу мюонов, и мягкая компонента на уровне моря называется *равновесной мягкой компонентой*.

Крупные физики, Гейзенберг и многие другие, были уверены, что электромагнитные процессы исчерпывают явления в космических лучах. Однако уже тогда стали появляться признаки неблагоприятия. С помощью фотоэмульсий Блау и Вамбакер в Австрии и А. П. Жданов в СССР обнаружили расщепления ядер космическими лучами. Были получены данные о присутствии тяжелых частиц в ливнях. Обнаруживается слишком быстрый рост мягкой компоненты с высотой, противоречащий ее равновесной природе.

В 1940 г. А. И. Алиханов предлагает начать систематические поиски «третьей компоненты» вторичного космического излучения. В 1942 г. под руководством А. И. Алиханова и А. И. Алиханяна проводится первая экспедиция на высокогорное озеро Кара-Гель на г. Арагац (3260 м над уровнем моря). В этой и последующих экспедициях была открыта третья компонента, которая состоит из протонов, и узкие ливни — из протонов и электронов. Изучению природы частиц на горах, их энергетического спектра и интенсивности были посвящены и дальнейшие исследования сотрудников научной школы А. И. Алиханова и А. И. Алиханяна.

Исследования другой советской школы физиков — школы Д. В. Скобельцына — развивались в это время в направлении изучения свойств частиц первичного космического излучения и характеристик их взаимодействий в широком диапазоне энергий. В определенной своей части эти исследования были связаны с изучением неравновесной мягкой компоненты во время Памирских высокогорных экспедиций. Эксперименты привели к открытию нового типа взаимодействий — электрон-ядерных ливней. Составной частью этих ливней являются протоны, нейтроны и открытые в 1947 г.  $\pi$ -мезоны. Нейтральные  $\pi$ -мезоны распадаются на два фотона и дают начало электрон-фотонной компоненте. Таким образом, была окончательно подорвана чисто электромагнитная картина явлений в космических лучах и понято происхождение третьей компоненты и неравновесной мягкой компоненты космических лучей.

Дальнейшие исследования привели Г. Т. Зацепина к выводу о существовании ядерно-каскадного процесса, при котором первичная частица ядерной природы в целом ряде последовательных взаимодействий с ядрами атмосферы образует электрон-ядерные ливни. Изучение атмосферных ливней (широких атмосферных ливней) показало существование космических частиц очень высоких энергий (около  $10^{17}$  эВ и выше).

И наконец, серия опытов, проводившихся в стратосфере под руководством С. Н. Вернова, завершилась в 1949 г. советской экваториальной экспедицией, доказавшей, что первичное космическое излучение в основном состоит из протонов. Таким образом, создавалась совершенно новая концепция процессов в космических лучах, важнейшая роль в установлении которой принадлежала советским ученым.

В 1947 г. английские физики Рочестер и Батлер открыли  $K$ -мезоны с массой, равной 966 электронным массам. Вслед за этим открытие новых частиц приняло лавинообразный характер. Каждый год приносил открытие все новых и новых частиц. Бурное развитие ускорительной техники дало возможность получать все эти частицы искусственно и изучать их в лабораторных условиях.

В эти же годы проводились интенсивные исследования космических лучей за пределами атмосферы с помощью ракет, что позволило измерить интенсивность космических лучей до высот 150 км, где атмосфера уже практически отсутствует. Новые возможности в исследовании первичного излучения представились в 1957 г., когда физики получили в свои руки новое мощное орудие исследований — спутники Земли. Уже первые полеты спутников показали, что наблюдается какое-то увеличение интенсивности космических лучей, особенно в полярных зонах. В дальнейшем выяснилось, что на больших высотах над Землей лежат зоны чрезвычайно высокой интенсивности излучения. Было установлено,

что потоки частиц в этих зонах в сотни миллионов раз превосходят ожидаемые потоки космического излучения. В 1958 г. Ван Алленом в США и С. Н. Верновым, А. И. Лебединским и А. Е. Чудаковым в СССР было дано объяснение этого явления.

Таковы основные этапы развития физики космических лучей. Сейчас кажется, что картина прохождения космических лучей через атмосферу приобретает все большую и большую стройность. Как выяснилось, главную роль в этих явлениях играют ядерные процессы. Но кто знает, какие еще сюрпризы подготовила нам природа?

### § В.3. ЧТО ИЗМЕРЯЮТ В ОПЫТАХ С КОСМИЧЕСКИМИ ЛУЧАМИ

Важнейшей характеристикой потока космического излучения является его *интенсивность*. Интенсивность по заданному направлению  $\theta$  определяется, как число частиц с энергией в интервале от  $E$  до  $E+dE$ , пересекающих площадку единичного размера, ориентированную перпендикулярно направлению  $\theta$ , в единицу времени и в единице телесного угла:

$\mathcal{I} = dN/d\sigma d\Omega dt dE$  ( $\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ГэВ}$ ) $^{-1}$ ,  
где  $d\sigma$ ,  $dt$  и  $d\Omega$  — элементы площади, времени и телесного угла соответственно.

Интенсивность измеряется телескопическими установками. Простейшим примером телескопической установки является система двух маленьких счетчиков  $s_1$  и  $s_2$ , разнесенных на очень большое расстояние  $R$  и включенных в систему совпадений. Скорость счета такого устройства  $N/t$  зависит от интенсивности  $\mathcal{I}$  и *светосилы прибора* (или *геометрического фактора*)  $S$ :

$$N/t = \mathcal{I} S; \quad dS = ds_1 ds_2 / R^2. \quad (\text{В.1})$$

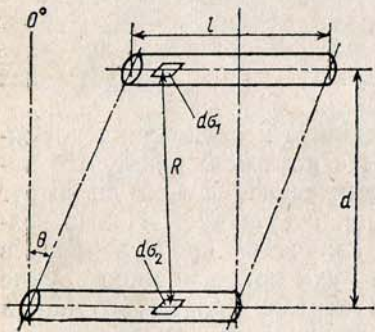


Рис. В.2. Телескопическая установка

Практически приходится брать конечные размеры  $s_1$ ,  $s_2$  и  $R$ . Тогда светосилу можно определить интегрированием выражения (В.1) с учетом углового распределения  $\mathcal{I}(\theta)$ , поскольку светосила прибора конечных размеров зависит от углового распределения излучения. Например, светосила одной и той же телескопической установки из двух счетчиков (рис. В.2) будет различна на уровне моря, где излучение сконцентрировано около вертикального направления, и за пределами атмосферы, где излучение изотропно.

Для вычисления светосилы детектор делится на элементарные площадки  $d\sigma_1$  и  $d\sigma_2$  (см. рис. В.2, верхний и нижний счетчики). Тогда скорость счета элементарного телескопа [см. (В.1)] равна

$$dN/dt = \mathcal{I}(\theta) d\sigma_1 \cos \theta d\sigma_2 \cos \theta / R^2 \quad (\text{В.2})$$

**Пример.** На уровне моря угловое распределение жесткой компоненты космического излучения (мюонов) имеет вид  $\mathcal{I}(\theta) = \mathcal{I}_0 \cos^2 \theta$ . Интегрируя выражение (В.2) по  $d\sigma_1$  и  $d\sigma_2$ , находим

$$\frac{dN}{dt} = \frac{1}{4} \mathcal{I}_0 a^2 \left[ \frac{l^2}{l^2 + d^2} + \frac{3l}{d} \arctg \frac{l}{d} \right], \quad (\text{В.3})$$

где  $a$  — диаметр счетчика,  $l$  — его длина,  $d$  — расстояние между счетчиками,  $\theta$  — угол плоскости телескопа с вертикалью (см. рис. В.2). Множитель перед  $\mathcal{I}_0$  можно считать светосилой телескопа.

В открытом космосе, где угловое распределение изотропно, скорость счета определяется выражением

$$dN/dt = (\mathcal{I}_0 a^2 l / d) \arctg(l/d). \quad (\text{В.4})$$

Измерив число совпадений  $N$ , по формуле (В.3) и (В.4) определяют  $\mathcal{I}_0$ .

Кроме интенсивности часто рассматривают *поток частиц*, определяемый как число частиц, проходящих через единичную горизонтальную площадку в единицу времени,

$$I(E) = \iint_{\theta, \varphi} \mathcal{I}(\theta, \varphi, E) \cos \theta d\Omega \quad (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ГэВ})^{-1}, \quad (\text{В.5})$$

и глобальную интенсивность

$$I^0(E) = \iint_{\theta, \varphi} \mathcal{I}(\theta, \varphi, E) d\Omega \quad (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ГэВ})^{-1}. \quad (\text{В.6})$$

В случае изотропии излучения в верхней полусфере

$$I(E) = \pi \mathcal{I}_0(E). \quad (\text{В.7})$$

При изучении движения космических частиц в Галактике, где интенсивность космических частиц постоянна в обширных областях, иногда удобно ввести концентрацию частиц  $n(E)$ , которая в случае направленного потока равна  $n(E) = \mathcal{I}(E)/v$ , где  $v$  — скорость частиц. При изотропном распределении излучения

$$n(E) = 4\pi \mathcal{I}(E)/v. \quad (\text{В.8})$$

Очевидно, что интегральная концентрация частиц с энергией выше  $E$

$$n(>E) = 4\pi \int_E^\infty \mathcal{I}(E) dE/v.$$



Часто рассматривают кинетическую энергию  $T = E - mc^2$ . Плотность этой энергии

$$\omega = 4\pi \int_E^{\infty} T \mathcal{J}(E) dE/v. \quad (\text{B.9})$$

Величина  $\mathcal{J}(E) = dN/dE$ , т. е. интенсивность частиц в единичном энергетическом интервале при средней энергии  $E$ , называется *дифференциальным энергетическим спектром*. Аналогично определяют *импульсный спектр*  $\mathcal{J}(p) = dN/dp$ , который связан с энергетическим простыми преобразованиями. Пользуются также и представлением спектров в интегральной форме

$$\mathcal{J}(> E) = \int_E^{\infty} \mathcal{J}(E) dE. \quad (\text{B.10})$$

Важной характеристикой космического излучения является степень его *анизотропии*, характеризуемая коэффициентом анизотропии  $\delta$ . Если по некоторому направлению  $\theta_1$  наблюдается максимум интенсивности  $\mathcal{J}_{\text{макс}}(\theta_1)$ , а по другому — минимум  $\mathcal{J}_{\text{мин}}(\theta_2)$ , то

$$\delta = 2(\mathcal{J}_{\text{макс}} - \mathcal{J}_{\text{мин}}) / (\mathcal{J}_{\text{макс}} + \mathcal{J}_{\text{мин}}). \quad (\text{B.11})$$

Ожидаемая анизотропия часто бывает связана с направлениями на определенные галактические объекты, например при поиске дискретных источников космического излучения. Экспериментальные установки на поверхности Земли наиболее чувствительны к вертикальному направлению, а вращение Земли поворачивает установку в разные точки небесной сферы. В таком случае анализ анизотропии ведется путем изучения зависимости интенсивности космических лучей от звездного времени  $t$ . Эту зависимость можно представить в виде ряда Фурье

$$\mathcal{J}(t) = A_0 + \sum A_n \sin \left[ \left( \frac{2\pi n}{T} \right) t + \varphi_n \right],$$

где  $T$  — длительность звездных суток;  $A_n$  — амплитуда,  $\varphi_n$  — фаза  $n$ -й гармоники. Чаще ограничиваются исследованием первой гармоники и фазы  $A_1$  и  $\varphi_1$ . Для получения окончательного результата нужно учесть амплитуду и фазу атмосферных вариаций. Можно показать, что  $\delta = A_1/A_0$ , если малы амплитуды более высоких гармоник. Очевидно, что фаза связана с галактическими координатами. Единичная установка прочерчивает на небосводе лишь узкую полосу. Чтобы охватить всю небесную сферу, нужно иметь большое число установок на разных широтах.

#### § В.4. ТЕОРЕМА ЛИУВИЛЛЯ

При исследовании движения частиц в космическом пространстве решение задач иногда упрощается, если воспользоваться теоремой Лиувилля, доказываемой в статистической механике.

Каждую частицу можно описать шестью переменными в геометрическом и импульсном пространстве:  $x, y, z, p_x, p_y, p_z$ . Теорема Лиувилля состоит в том, что плотность частиц в фазовом пространстве  $dVdp$  не меняется с течением времени:

$$n(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = dn(\mathbf{r}, \mathbf{p})/dVdp = \text{const.}$$

Обычно в космических лучах измеряют интенсивность  $\mathcal{J}$ , которая связана с плотностью частиц соотношением (B.8). Тогда из теоремы Лиувилля

$$n(\mathbf{r}, \mathbf{p}) v dt d\sigma p^2 dp d\Omega = \mathcal{J}(\mathbf{p}) dp d\Omega d\sigma dt$$

и

$$\mathcal{J}(\mathbf{p}) dp = v p^2 n(\mathbf{r}, \mathbf{p}). \quad (\text{B.12})$$

Если перейти к энергетической переменной  $E = pv$ , то

$$\mathcal{J}(E) dE = \mathcal{J}[p(E)] (dp/dE) dE = \mathcal{J}(p) (p/E) dE.$$

Поэтому

$$\mathcal{J}(E) = (p/E) v p^2 n(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = p^2 n(\mathbf{r}, \mathbf{p}). \quad (\text{B.13})$$

Из (B.13) следует, что отношение

$$\mathcal{J}(E)/p^2 = n(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \text{const} \quad (\text{B.14})$$

вдоль любой траектории в фазовом пространстве.

Глава 1. ДВИЖЕНИЕ ЧАСТИЦ В МАГНИТНОМ  
ПОЛЕ§ 1.1. МАГНИТНАЯ ЖЕСТКОСТЬ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ  
ИМПУЛЬСА

Первым доказательством существования корпускулярного космического излучения служило наблюдение частиц в камере Вильсона, помещенной в магнитном поле. Многие космические частицы, обладая электрическим зарядом, отклоняются в магнитном поле. Для частицы с зарядом  $ze$  в магнитном поле  $\mathbf{B}$  уравнение движения имеет вид

$$(d/dt)m\mathbf{v} = (ze/c)[\mathbf{v}\mathbf{B}], \quad (1.1)$$

где  $m = m_0/\sqrt{1-v^2/c^2}$  — масса частицы,  $\mathbf{v}$  — ее скорость,  $c$  — скорость света. Сила Лоренца (правая часть уравнения (1.1)) перпендикулярна вектору скорости и, следовательно, не совершает работы. Поэтому при движении частицы в магнитном поле, не зависящем от времени, скорость частицы и ее масса постоянны, изменяется лишь направление скорости. В этом случае уравнение (1.1) можно записать в виде

$$m(d\mathbf{v}/dt) = (ze/c)[\mathbf{v}\mathbf{B}]. \quad (1.2)$$

Разложим скорость частицы на две составляющие  $v_x \perp \mathbf{B}$  и  $v_y \parallel \mathbf{B}$ . Параллельная составляющая  $v_y = \text{const}$ , и частица движется по спирали радиуса  $R$ , который можно вычислить, исходя из условия равенства силы Лоренца и центробежной силы:

$$p_x c/ze = BR, \quad (1.3)$$

где  $p_x$  — проекция импульса частицы на плоскость, перпендикулярную  $\mathbf{B}$ . Таким образом, траектория движения частицы представляет собой спираль, навивающуюся на направление вектора  $\mathbf{B}$  (на силовую линию). Величина  $pc/ze = \xi$  представляет собой энергию, отнесенную к единице заряда частицы, и называется *магнитной жесткостью частицы*. Измеряется жесткость в *вольтах*. Частицы с одинаковой жесткостью движутся по одинаковым траекториям.

Для вычисления жесткости удобно пользоваться формулой, где  $pc$  измеряется в электронвольтах,  $B$  — в гауссах,  $R$  — в сантиметрах,  $z$  — в зарядах электрона:

$$\xi = pc/z = 300 BR. \quad (1.4)$$

Метод измерения импульсов частиц по их отклонению в магнитном поле нашел широкое применение при изучении свойств космических частиц в камерах Вильсона, помещенных в магнитное поле, а также в магнитных спектрометрах.

## § 1.2. ДВИЖЕНИЕ ЧАСТИЦ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ЗЕМЛИ

**1.2.1. Магнитное поле Земли.** Земля, Юпитер, Солнце, вся солнечная система и Галактика в целом имеют магнитные поля. Магнитные поля играют существенную роль во многих процессах, происходящих во Вселенной, оказывают сильное влияние на движение заряженных частиц. Магнитное поле Земли является прекрасным магнитным анализатором заряженных частиц первичного космического излучения до энергий около 40 ГэВ.

В первом приближении магнитное поле Земли можно представить магнитным диполем с моментом  $8,1 \cdot 10^{25}$  Гс·см<sup>3</sup>, помещенным на расстоянии около 340 км от центра Земли, причем ось диполя пересекает земную поверхность в точках, называемых геомагнитными полюсами. В 1965 г. географические координаты полюсов были: 75°36' с. ш., 101° з. д. в северном полушарии (на севере Канады) и 66°18' ю. ш., 141° в. д. (в Антарктиде)\*.

Так как геомагнитные полюса не совпадают с географическими, то приходится рассматривать отдельную геомагнитную сетку координат. В восточном полушарии геомагнитный экватор идет севернее географического. Москва находится на географической широте 56° с. ш. и на геомагнитной 51° ю. ш.

Исследования с помощью спутников показали, что поле лишь в грубом приближении может считаться дипольным. Точное описание земного магнитного поля возможно лишь с учетом вклада квадрупольной и октупольной составляющих, однако основные эффекты взаимодействия заряженных частиц с магнитным полем Земли определяются его дипольной частью.

Как известно, магнитное поле диполя убывает с расстоянием по закону

$$B = M/R^3, \quad (1.5)$$

где  $M$  — магнитный момент диполя, а  $R$  — расстояние от его цент-

\* Магнитное поле Земли не остается постоянным. Поэтому каждые пять лет составляются специальные магнитные карты, показывающие распределение поля на земной поверхности.

ра. Силовые линии располагаются в плоскости магнитного меридиана и описываются уравнением

$$R = R_0 \cos^2 \lambda, \quad (1.6)$$

где  $R_0$  — расстояние до силовой линии на экваторе, а  $\lambda$  — магнитная широта (рис. 1.1). Напряженность поля вдоль силовой линии меняется по закону

$$B(\lambda) = (M/R_0^3) \sqrt{4 - 3 \cos^2 \lambda} / \cos^6 \lambda. \quad (1.7)$$

Очевидно, что к полюсам напряженность поля на данной силовой линии возрастает.

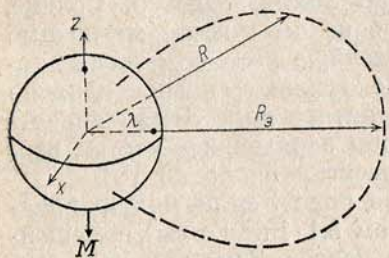


Рис. 1.1. Силовая линия геомагнитного диполя,  $\lambda$  — геомагнитная широта,  $M$  — магнитный момент,  $R_0$  — расстояние до силовой линии на экваторе

**1.2.2. Теория Штермера.** Все качественные явления, связанные с движением частиц в магнитном поле Земли, описываются теорией Штермера.

Не всякая частица, идущая из бесконечности, может попасть на Землю. Если импульс частицы слишком мал, то она отклоняется магнитным полем Земли на большом расстоянии от ее поверхности. С ростом магнитной жесткости частицы начнут все глубже проникать в магнитное поле, двигаясь по весьма замысловатым траекториям. При некоторой предельной жесткости

$\xi_{\min}$  они наконец достигнут поверхности Земли. Направление их прихода зависит от широты  $\lambda$  и определяется зенитным углом  $\theta$  и азимутальным  $\varphi$ . При  $\xi > \xi_{\min}$  частицы приходят на Землю в более или менее широком интервале углов  $\theta$  и  $\varphi$ . Таким образом, при  $\xi > \xi_{\min}$  в магнитном поле имеются определенные разрешенные зоны.

При исследовании движения космических частиц в магнитном поле очень помогает теорема Лиувилля (см. § В.3), смысл которой в данном случае заключается в следующем. Если первичное космическое излучение изотропно, то действие магнитного поля не может изменить интенсивность и угловое распределение частиц в пределах разрешенных зон. Иными словами, действие магнитного поля сводится к тому, что оно как бы *экранирует определенные части небесной сферы, оставляя в других частях космическое излучение неизменным*. В гл. 7 будет показано, что космическое излучение отличается высокой степенью изотропии. Поэтому нам не нужно знать траекторию частицы в магнитном поле. Не имеет значения (из-за изотропии излучения), откуда пришла она в дан-

ную точку поверхности Земли. Задача состоит в определении разрешенных направлений и предельных импульсов. Ее решили Штермер, Леметр и Валарта. Они показали, что если задать определенный импульс  $p$ , то для этого значения импульса на каждой широте существует целая область разрешенных направлений, или главный конус. К этому конусу примыкает конус Штермера, где все направления запрещены.

**Пример.** Каким импульсом должна обладать положительно заряженная частица, приходящая с востока, чтобы ее зарегистрировал прибор, расположенный горизонтально в плоскости экватора? Из рис. 1.2 видно, что частица, движущаяся

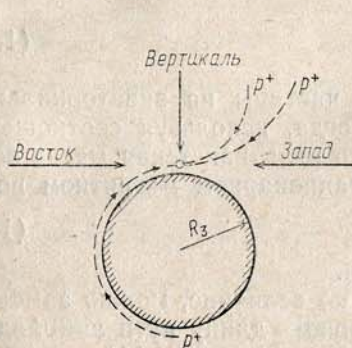


Рис. 1.2. Движение протонов в горизонтальном направлении на экваторе. Частица, приходящая с востока, имеет минимальный импульс, когда радиус кривизны ее траектории равен радиусу Земли

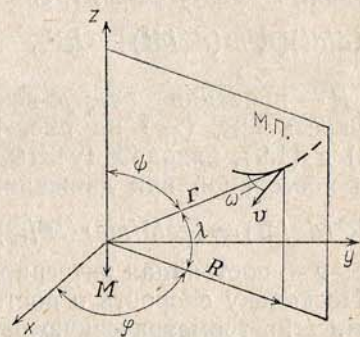


Рис. 1.3. Полярная система координат. М. П. — меридиональная плоскость. Ось  $z$  направлена в сторону северного географического полюса.  $M$  — магнитный момент земного диполя,  $\lambda$  — геомагнитная широта,  $\varphi$  — долгота,  $R$  — проекция радиуса-вектора  $r$  на экваториальную плоскость

ся на большом расстоянии от Земли по вертикали, будет отклонена к востоку и не сможет попасть в телескоп, обращенный на восток. Чтобы попасть на Землю по горизонтали с востока, частица должна обогнуть земной шар, и радиус кривизны ее траектории не может быть меньше радиуса Земли  $R_0$ . Тогда по формуле (1.4) для частицы с положительным зарядом имеем  $E = pc = 300BR_0 = 300MR_0^{-3} = 59,3$  ГэВ. С запада по горизонтали могут приходить частицы с меньшим импульсом.

А как поведут себя отрицательно заряженные частицы?

**1.2.3. Решение уравнения движения и единицы измерений.** Используя полярную систему координат (рис. 1.3), разложим силу Лоренца в правой части уравнения (1.2) на две составляющие: радиальную (вдоль радиуса-вектора  $r$ ) и тангенциальную  $F_\varphi$ , перпендикулярную к меридиональной плоскости. Тогда

$$F_\varphi = (ze/c)(v_t B_r - v_r B_t), \quad (1.8)$$

где  $v_r$  и  $v_t$  — радиальная и тангенциальная составляющие скорости частицы, а  $B_r$  и  $B_t$  — составляющие поля  $\mathbf{B}$ . Известно, что

$$v_r = dr/dt, \quad v_t = r d\psi/dt; \quad (1.9)$$

$$B_r = 2M \cos \psi / r^3, \quad B_t = M \sin \psi / r^3.$$

При движении из внешнего пространства в сторону диполя частица в общем случае имеет определенный момент количества движения. Производная от момента количества движения по времени равна моменту силы, т. е.

$$(d/dt)[R^2 m (d\phi/dt)] = RF_\phi, \quad (1.10)$$

где  $R$  — проекция радиус-вектора частицы на экваториальную плоскость [см.  $(xy)$  на рис. 1.3]. Тогда, используя соотношения (1.8) и (1.9), находим (учитывая, что релятивистская масса остается постоянной при движении в стационарном магнитном поле)

$$R^2 (d\phi/dt) = (zeM/mc) (R^2/r^3) + a, \quad (1.11)$$

здесь  $a$  — постоянная интегрирования.

Поскольку скорость  $v$  постоянна по величине, можно заменить время  $t$  на геометрическую переменную — длину пути  $s = vt$  вдоль траектории движения. В этом случае уравнение (1.11) принимает вид

$$R^2 (d\phi/ds) = (zeM/mcv) (R^2/r^3) + b. \quad (1.12)$$

Величина  $\sqrt{zeM/mvc} = S$  имеет размерность длины. Выбирая масштаб измерения пути таким, чтобы  $S=1$ , получаем универсальное уравнение для всех частиц независимо от их природы и импульса. Универсальность уравнения (1.12) при  $S=1$  понятна. Легко убедиться, что  $S$  однозначно связано с  $\xi$  и, следовательно, частицы с одинаковыми  $S$  должны двигаться по одинаковым траекториям. Единица измерения  $S$  называется *штермер*. Она равна радиусу  $R_0$  периодической орбиты частиц в поле диполя, возникающей при равновесии центробежной силы и силы Лоренца. Учитывая (1.5), из соотношения (1.3) найдем  $S=R_0$ . Таким образом, масштаб длины в геомагнитной теории выбирается, исходя из радиуса круговой орбиты. Очевидно, что этот масштаб различен для частиц разной массы и импульса.

Физический смысл постоянной интегрирования  $b$  очевиден:  $b$  равно моменту количества движения частицы  $\mathfrak{M}$  относительно оси  $z$  за пределами магнитного поля (при  $r \rightarrow \infty$ ).

Обозначив  $\mathfrak{M}_{r=\infty} = -2\gamma^*$ , найдем окончательную форму урав-

нения движения меридиональной плоскости, в которой расположена частица:

$$R^2 (d\phi/ds) = \pm (R^2/r^3) - 2\gamma; \quad (1.13)$$

знак «+» следует использовать при рассмотрении движения положительно заряженных частиц.

**1.2.4. Энергия частицы. Движение в плоскости меридиана.** При движении в стационарном магнитном поле кинетическая энергия частицы  $T = mv^2/2$  — величина постоянная. Выражая ее через координаты и используя систему единиц, в которой  $m=v=1$ , получаем

$$T = 1/2 [R^2 (d\phi/ds)^2 + (dr/ds)^2 + r^2 (d\psi/ds)^2] = 1/2. \quad (1.14)$$

Разложим движение на составляющие, параллельную и перпендикулярную плоскости меридиана (см. рис. 1.3 — плоскость  $Rz$ ). Кинетическая энергия  $Q'$  в плоскости  $Rz$  равна

$$Q' = (1/2) [(dr/ds)^2 + r^2 (d\psi/ds)^2].$$

Из формул (1.13) и (1.14) следует, что

$$Q' = (1/2) \{1 - [\pm (R/r^3) - (2\gamma/R)]^2\}. \quad (1.15)$$

Анализ формулы (1.15) приводит к двум важным выводам.

1. Движение в плоскости меридиана не зависит от вращения самой плоскости вокруг оси диполя, поскольку  $Q'$  не зависит от  $\phi$ .

2. При заданном  $\gamma$  кинетическая энергия  $Q'$  — функция только координат. Следовательно, поле диполя является потенциальным, причем силы в этом поле суть силы отталкивания, так как по мере уменьшения расстояния до диполя энергия  $Q'$  уменьшается. Обычно вместо  $Q'$  рассматривают  $Q = 2Q'$ .

Существуют два характерных значения величины  $Q$ . Максимальное значение  $Q = 2$  ( $T = 1$ ). В этом случае частица движется в плоскости меридиана.

Минимальное значение  $Q = 0$ . При  $Q = 0$  частица движется перпендикулярно к плоскости меридиана, а проекция скорости на плоскость  $Rz$  меняет знак, т. е. частица после достижения точки  $Q = 0$  поворачивает обратно. Следовательно, линия  $Q = 0$  на плоскости  $Rz$  ограничивает область, недоступную для частиц.

Уравнение (1.15) дает систему эквипотенциальных линий. Из них линия  $Q = 0$  имеет наибольшее для нас значение. Вращая линию  $Q = 0$  вокруг оси  $z$ , мы получаем поверхность вращения, ограничивающую часть пространства вблизи диполя, куда частицы проникнуть не могут. Очевидно, что размеры и форма этой области зависят от  $\gamma$ .

**1.2.5. Разрешенные области.** При выбранной системе единиц ( $m=v=1$ ) величина  $Q$  представляет собой квадрат скорости в плоскости меридиана. В этом случае величина  $\pm \sqrt{1-Q}$  равна

\* Такое обозначение введено для упрощения вида окончательных формул.

нормальной составляющей скорости  $v_n$ . Обозначим через  $\omega$  угол между геомагнитной параллелью и направлением траектории, причем положительным будем считать направление, совпадающее с направлением изменения  $\varphi$  (т. е. с запада на восток, см. рис. 1.3). Очевидно, что угол  $\omega$  и есть угол между траекторией и нормалью к плоскости  $Rz$ :

$$v_n^2 = v^2 \cos^2 \omega = 1 - Q.$$

Для положительно заряженных частиц, учитывая, что  $R/r = \cos \lambda$  (см. рис. 1.3), из (1.15) находим

$$\cos \omega = R/r^3 - 2\gamma/R = \cos \lambda / r^2 - 2\gamma/r \cos \lambda. \quad (1.16)$$

Поэтому при заданном значении  $\gamma$  траектории, проходящие через выбранную точку с координатами  $\lambda$  и  $r$ , образуют конус с осью, касательной к геомагнитной параллели и углом раствора  $\omega$ . Решая (1.16) относительно  $r$ , находим

$$r = \cos^2 \lambda / (\gamma \pm \sqrt{\gamma^2 + \cos^3 \lambda}). \quad (1.17)$$

На граничной поверхности  $Q=0$ ,  $\cos \omega = \pm 1$  и

$$r = \cos^2 \lambda / (\gamma \pm \sqrt{\gamma^2 \pm \cos^3 \lambda}). \quad (1.18)$$

Таким образом, имеется несколько возможных значений  $r(\gamma, \lambda)$ , ограничивающих недоступную для частиц область в поле диполя. Для  $\gamma^2 > \cos^3 \lambda$  существуют три корня уравнения:

$$\begin{aligned} r_1 &= \cos^2 \lambda / (\gamma + \sqrt{\gamma^2 + \cos^3 \lambda}), \\ r_2 &= \cos^2 \lambda / (\gamma + \sqrt{\gamma^2 - \cos^3 \lambda}), \\ r_3 &= \cos^2 \lambda / (\gamma - \sqrt{\gamma^2 - \cos^3 \lambda}). \end{aligned} \quad (1.19)$$

Если  $\gamma^2 < \cos^3 \lambda$ , то возможно лишь решение  $r_1$ .

Таким образом, при  $\gamma^2 > \cos^3 \lambda$  радиус-вектор пересекает поверхность  $Q=0$  три раза. Это означает, что область разрешенных траекторий ( $Q > 0$ ) состоит из двух изолированных областей. При  $\gamma^2 < \cos^3 \lambda$  имеется только одна область разрешенных траекторий. Поскольку максимальное значение  $\cos^3 \lambda = 1$ , то можно утверждать, что при  $\gamma > 1$  возникают две области разрешенных траекторий, причем внутренняя ближайшая к диполю область изолирована от внешнего пространства и образует тороид, внутри которого существуют ограниченные траектории, не уходящие в бесконечность. Следовательно, внутренняя область образует ловушку для частиц, выйти из которой они не могут. Однако попасть в эту область извне тоже невозможно, так как при движении из бесконечности частица отразится от границы  $Q=0$  для внешней области. Конфигурация недоступных для частиц областей при  $\gamma > 1$  показана на рис. 1.4.

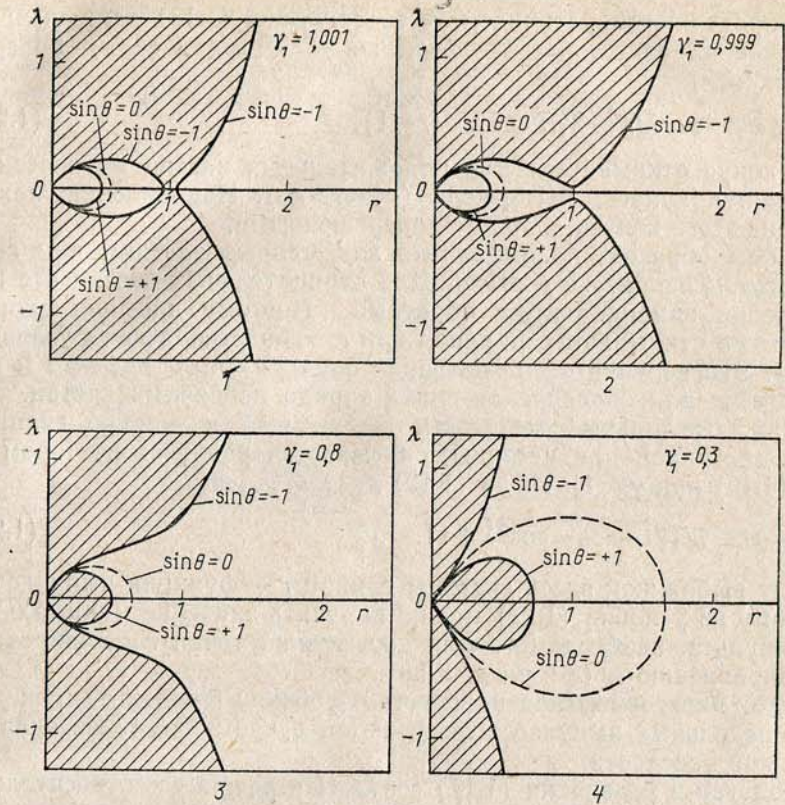


Рис. 1.4. Разрешенные (светлые) и запрещенные (заштрихованные) области в поле магнитного диполя в координатах  $(r, \lambda)$ : 1)  $\gamma = 1,001$ ; 2)  $\gamma = 0,999$ ; 3)  $\gamma = 0,8$ ; 4)  $\gamma = 0,3$ . ( $\theta = \pi/2 - \omega$ ). При  $\gamma > 1$  существует замкнутая область разрешенных траекторий

Долгое время считалось, что внутренняя область не заполнена частицами. Однако измерения на спутниках и ракетах показали, что она населена большим числом частиц, которые совершают движение как вдоль оси тороида (вращение меридиональной плоскости), так и вдоль меридиана между северной и южной точками отражения ( $Q=0$ ). Из рис. 1.4 следует, что внутренняя область расположена при  $r < 1$ . При  $\gamma < 1$  происходит «прорыв» оболочки внутренней области, и обе области соединяются между собой.

**1.2.6. Внешняя область. Разрешенные и запрещенные направления. Азимутальная асимметрия.** При  $\gamma > 1$  частицы не могут проникать в область  $r < 1$ . Определим тот интервал углов  $\omega_0$ , в пределах которого лежат запрещенные направления. Поскольку

они определяются величиной  $\gamma$ , то согласно (1.16) запрещенные направления заполняют круговой конус\*, ограниченный поверхностью

$$\cos \omega_0 = \cos \lambda / r^2 - 2\gamma / r \cos \lambda \quad (r < 1). \quad (1.20)$$

Этот конус открывается для положительных частиц на восток и называется конусом Штермера ( $\pi > \omega > \omega_0$ ). Направления, лежащие вне этого конуса, являются разрешенными.

Таким образом, положительно заряженные частицы при  $r < 1$  не могут придти с востока. Для отрицательных частиц все направления изменяются на обратные. Поэтому для них конус Штермера открывается на запад при  $r$ , удовлетворяющих условию (1.20). Это явление носит название *азимутального эффекта* и используется для определения знака заряда первичных частиц.

**1.2.7. Предельные импульсы.** Ближайшая к диполю граница зоны, доступной для частицы, описывается радиусом-вектором  $r_1$  [см. (1.19) при  $\gamma = 1$ ]. Тогда (1.19) дает

$$r_1 = \cos^2 \lambda / (\sqrt{1 - \cos \omega \cos^3 \lambda} + 1). \quad (1.21)$$

В силу выбранной здесь системы единиц  $r$  — функция импульса  $p$ . Поэтому из условия (1.21) можно получить значение минимального импульса, необходимого для достижения точки  $r$  на широте  $\lambda$  по направлению  $\omega$  (см. разд. 1.2.5).

**1.2.8. Экваториальная плоскость.** Особенно простые выражения для предельных импульсов получаются в частном случае экваториальной плоскости.

Полагая в уравнении (1.17)  $\cos \lambda = 1$  и решая его относительно  $\gamma$ , находим

$$\gamma = (1 - R^2 \cos \omega) / 2R. \quad (1.22)$$

Область разрешенных направлений определяется значениями  $-1 < \cos \omega < +1$  и соответствует линиям, на которых  $Q = 0$  [см. (1.15)]. Таких граничных линий две:

$$\cos \omega = -1, \quad \gamma = (1 + R^2) / 2R; \quad (1.23a)$$

$$\cos \omega = +1, \quad \gamma = (1 - R^2) / 2R. \quad (1.23b)$$

Эти линии показаны на рис. 1.5 в координатах  $R\gamma$  [кривая слева — (1.23b), справа — (1.23a)]. Заштрихованная часть недоступна для частиц. Каждая траектория однозначно определяется моментом количества движения  $\gamma$  за пределами магнитного поля и поэтому образует на графике  $R\gamma$  вертикальную линию. При  $\gamma < 1$  частицы свободно достигают точки  $Q = 0$  (точки отражения)

\* Здесь мы не рассматриваем некоторых деталей (пенумбра, теневой эффект и др.) [1].

и, поворачивая в ней, уходят обратно. Такие же траектории существуют и при  $\gamma > 1$  и  $R > 1$  [отражение от границы (1.23a)].

Точка  $\gamma = 1$ ,  $R = 1$ , принадлежащая границе (1.23a), соответствует периодической орбите:  $R$  равен одному штермеру.

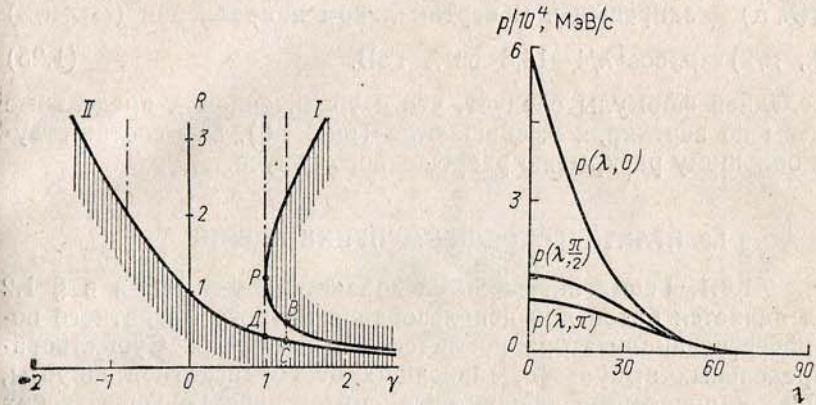


Рис. 1.5. Разрешенные и запрещенные (заштрихованные) области в плоскости экватора.  $P$  — периодическая орбита;  $D$  — минимальное расстояние от центра диполя;  $BC$  — замкнутая траектория во внутренней разрешенной области

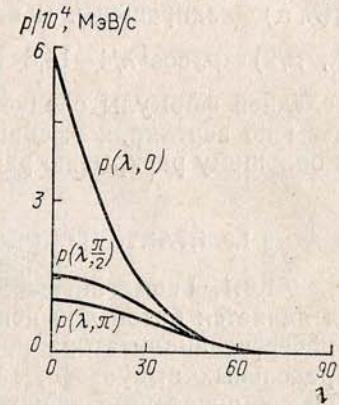


Рис. 1.6. Зависимость предельных импульсов от угла  $\omega$  и широты  $\lambda$

В область, где  $R < 1$  и  $\gamma > 1$ , частицы из внешнего пространства попасть, очевидно, не могут. В этой области все траектории замкнуты и частицы колеблются между границами (1.23a) и (1.23b) (траектория  $BC$ ) (см. гл. 11).

**Пример.** Минимальное расстояние, на которое может подойти положительно заряженная частица к центру диполя, соответствует  $\cos \omega = 1$  (движение по горизонтали с запада) и  $\gamma = 1$  (см. рис. 1.5). Из (1.23b) найдем  $R_{\min} = 0,414$  штермер. Полагая  $R_{\min} = R_3$ , получаем  $R_3 = 0,414 S$ . Учитывая, что  $S^2 = 300 M |\xi|$  ( $\xi$  — в В,  $M$  — в Гс/см<sup>3</sup>), находим

$$E_{\min}^{\text{зап}} = p_{\min} c = (300 M / R_3^2) (0,414)^2 = 10,1 \text{ ГэВ.}$$

Минимальную энергию для направления с востока получим при  $\cos \omega = -1$ :  $E_{\min}^{\text{вост}} = 300 M / R_3^2 = 59,3 \text{ ГэВ} = p_0 c$  ( $R_{\min} = 1$  штермер). Для вертикального направления при  $\cos \omega = 0$   $R_{\min} = 0,5$  штермер ( $\gamma = 1$ ) и  $E_{\min}^{\text{верт}} = p_0 c \cdot 0,5^2 = 14,8 \text{ ГэВ.}$

**1.2.9. Общий случай.** В общем случае (когда  $\lambda \neq 0$ ) для вычисления предельных импульсов необходимо использовать значе-

ния радиус-вектора из (1.21). Тогда предельные значения импульсов примут вид

$$p_{\min}(\lambda, \omega) = p_0 \cos^4 \lambda / ([1 - \cos \omega \cos^3 \lambda]^{1/2} + 1)^2. \quad (1.24)$$

Для  $p > p_{\min}(\lambda, 0)$  все направления разрешены, а для  $p < p_{\min}(\lambda, \pi)$  — запрещены. В вертикальном направлении ( $\omega = \pi/2$ )

$$p(\lambda, \pi/2) = p_0 \cos^4 \lambda / 4 = 14,8 \cos^4 \lambda \text{ ГэВ}. \quad (1.25)$$

Из последней формулы следует, что с увеличением  $\lambda$  предельные импульсы по вертикали уменьшаются (рис. 1.6). Это соответствует все большему раскрытию разрешенного конуса.

### § 1.3. ПРАКТИЧЕСКОЕ ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРИИ

**1.3.1. Геомагнитные исследования.** Изложенная в § 1.2 теория является базой для использования земного магнитного поля в качестве анализатора космического излучения. Существование предельных импульсов, зависящих от геомагнитной широты, приводит к появлению зависимости интенсивности космических лучей от широты, т. е. *широтного эффекта*, который может дать информацию об импульсном спектре космического излучения. Существенное различие предельных импульсов в направлениях на запад и восток [см. (1.24)] приводит к азимутальному эффекту, который можно использовать для определения знака заряда первичных частиц.

Уже первые измерения интенсивности космических лучей показали существование широтного эффекта и доказали, что первичное космическое излучение состоит из заряженных частиц. Систематические исследования широтного эффекта были выполнены под руководством С. Н. Вернова в Ленинграде и Ереване в 1936 г. и во время экваториальной экспедиции на танкере «Серго Орджоникидзе» в 1937 г.

С наземных станций или с борта танкера в стратосферу запускали шары-зонды с аппаратурой для измерений интенсивности космических лучей. В этих экспериментах С. Н. Вернов впервые для космических исследований использовал передачу информации на Землю по радио. Это значительно расширило возможности эксперимента. В дальнейшем аппаратура, поднимаемая на воздушных шарах, все усложнялась, создавались целые летающие комплексы, явившиеся прообразом тех автоматических систем, которые сейчас широко используются для изучения космических лучей на спутниках, ракетах и межпланетных станциях.

**1.3.2. Геомагнитный экватор.** Из данных о величине предельных импульсов следует, что интенсивность космического излучения должна быть минимальной на геомагнитном экваторе. Это дает возможность обнаружить положение геомагнитного эквато-

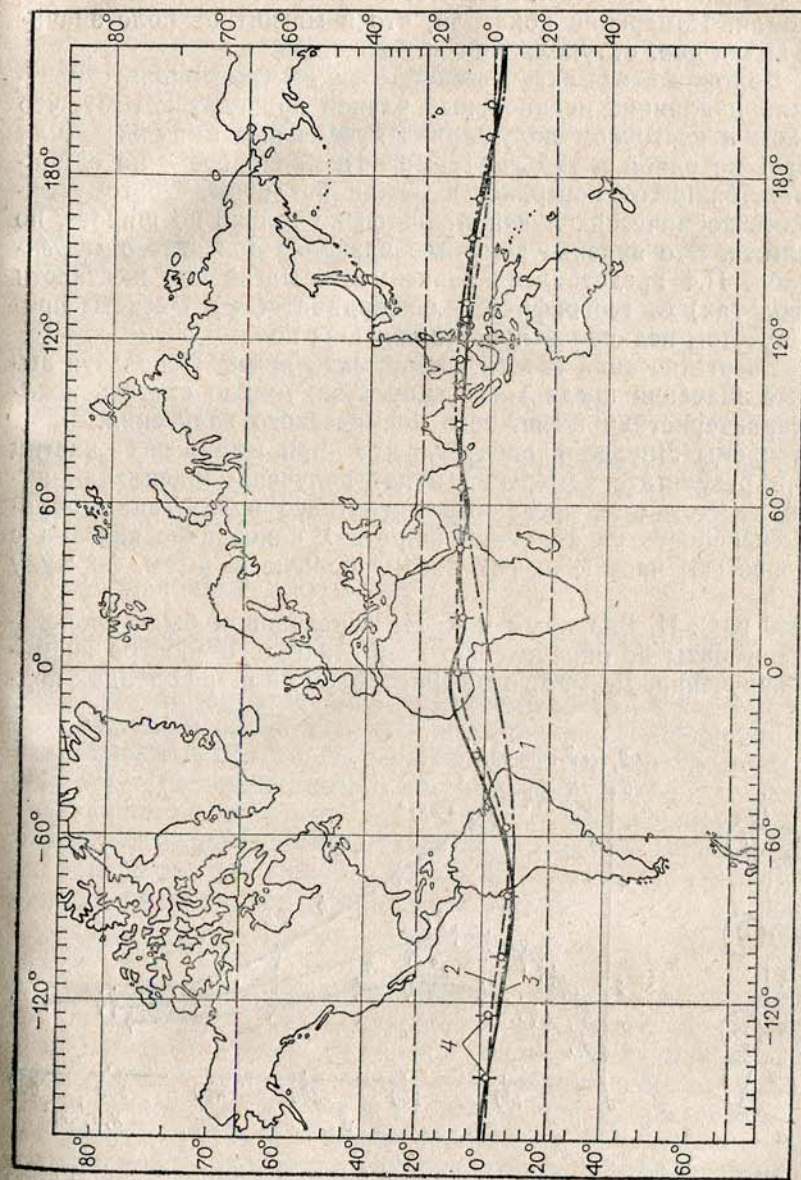


Рис. 1.7. Экватор космических лучей: 1 — дипольное приближение; 2 — с учетом квадрупольных членов; 3 — октупольное приближение; 4 — результаты, полученные на втором космическом корабле

ра путем измерения интенсивности космического излучения на различных географических широтах. На рис. 1.7 представлены результаты исследования экватора космических лучей на советских спутниках Земли. Измерения показали, что в магнитное поле значительный вклад дает окупольная составляющая.

**1.3.3. Долготный эффект.** Несовпадение центра диполя с центром Земли и влияние недипольных членов приводят к тому, что в западном и восточном полушариях предельные импульсы (или жесткость) на одной и той же геомагнитной широте и на одинаковом расстоянии от поверхности Земли различны. Поэтому интенсивность космических лучей меняется не только по широте, но и по долготе. Это явление получило название *долготного эффекта*. В табл. П.4 представлена зависимость магнитной жесткости (в гига伏тах) от географических координат ( $\lambda\phi$ ). Расчеты проведены с учетом недипольных составляющих поля.

**1.3.4. Энергетический спектр космических лучей.** Используя вычисленные значения предельных импульсов, можно изучить некоторые характеристики первичного космического излучения.

Из теоремы Лиувилля следует, что при импульсах частиц  $p > p_{\text{мин}}$  в результате измерений будет получена правильная интенсивность частиц за пределами магнитного поля. Таким образом, интенсивность на заданной широте  $\lambda$  однозначно связана с интенсивностью частиц с импульсом больше  $p_{\text{мин}}$  [см. формулу (1.24)].

В 1949 г. С. Н. Верновым и А. Н. Чарахчяном были проведены эксперименты по определению энергетического спектра космического излучения. Для этого в стратосферу на шарах-зондах под-

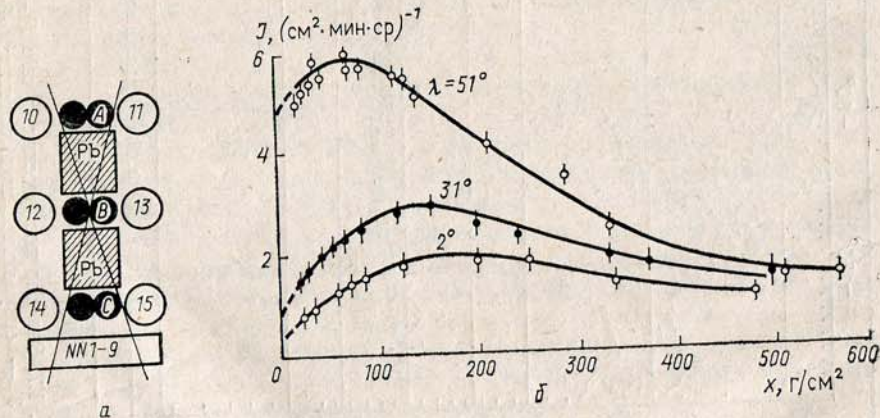


Рис. 1.8. а — экспериментальная установка для изучения широтного эффекта. б — широтный эффект космических частиц в зависимости от глубины в атмосфере, 1—15 — годоскопические счетчики, А, В, С — телескопические счетчики

нимались установки, состоявшие из телескопических счетчиков. Чтобы избавиться от регистрации вторичных частиц малой энергии, счетчики были разделены свинцовыми прослойками толщиной 10 см. Критическая энергия на экваторе по вертикали  $p_{\text{мин}}c \approx 15$  ГэВ, а на геомагнитной широте  $51^\circ$   $p_{\text{мин}}c = 2,3$  ГэВ [см. (1.25)]. Широтный эффект числа частиц между этими широтами составил около 10.

На рис. 1.8 показана зависимость интенсивности космических лучей от глубины в атмосфере на разных широтах. Широтный эффект уменьшается по мере уменьшения высоты. Это происходит потому, что частицы более высокой энергии создают более проникающие вторичные частицы, которые чаще наблюдаются в глубине атмосферы.

Многочисленные измерения на воздушных шарах и спутниках показали, что в интервале импульсов первичных частиц от 4 до 20 ГэВ/с интегральный импульсный спектр имеет степенной вид:

$$N(>p) = Ap^{-\gamma+1}. \quad (1.26)$$

При  $p_0^2 c^2 \gg m^2 c^4$  энергия и импульс численно не отличаются друг от друга. Тогда  $N(>E) \approx BE^{-\gamma+1}$ , где показатель спектра  $\gamma - 1 = -1,5$ . Соответственно дифференциальный энергетический спектр имеет вид

$$dN/dE = (B/\gamma) (1/E^\gamma) = A_0 E^{-\gamma}. \quad (1.27)$$

Однако в области меньших энергий или жесткостей (т. е. на высоких широтах) широтный эффект исчезает (рис. 1.9, б). На рис. 1.9, а показано изменение интенсивности первичных космических частиц в области малых жесткостей. Наблюдаемое падение интенсивности при  $p < 1$  ГэВ/с означает, что в первичном излучении отсутствуют частицы с малыми импульсами, и называется *высокоширотным обрезанием спектра* (высокоширотным «коленом»). Оно происходит на широтах около  $55^\circ$ . Поэтому, производя измерения на широтах более  $55^\circ$ , можно определить полный поток и интенсивность космических частиц:

$$I \approx 0,6 \cdot (\text{см}^2 \cdot \text{с})^{-1}; \quad \mathcal{I}(0) \approx 0,2 (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср})^{-1}. \quad (1.28)$$

Вопрос о причинах высокоширотного обрезания первичного спектра космических лучей обсуждается уже много лет. Высказывались две точки зрения. Согласно первой в галактических космических лучах отсутствуют частицы с жесткостью менее 1 ГВ. Однако можно допустить, что в Галактике спектр космических лучей простирается до самых малых жесткостей, но в окрестности Солнца существуют условия, препятствующие проникновению частиц малых энергий. К этому вопросу мы вернемся в гл. 9.

**1.3.5. Энергия космического излучения.** Эту энергию можно оценить интегрированием по спектру (1.27). Имеется и второй,



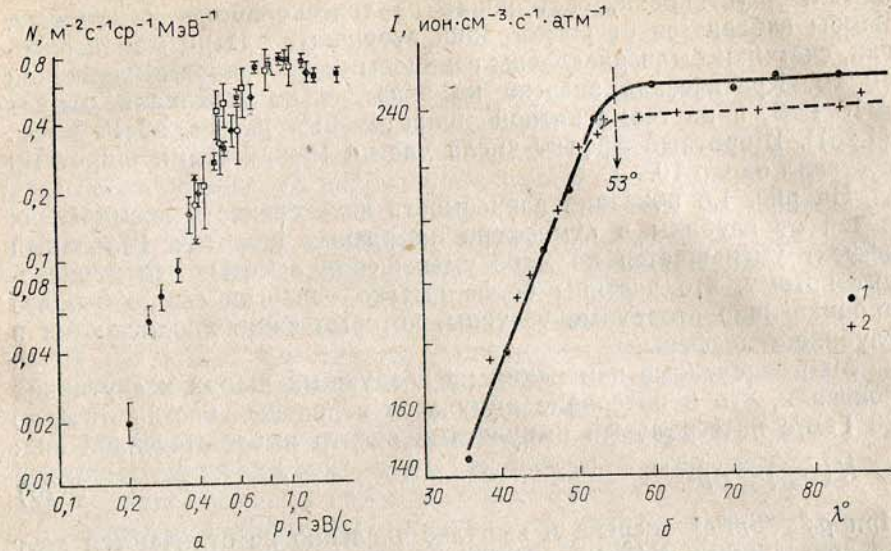


Рис. 1.9. Высокоширотное обрезание спектра космических частиц. *a* — импульсный спектр протонов, *b* — зависимость ионизации от геомагнитной широты. 1 — южное полушарие (октябрь—ноябрь 1958 г.), 2 — северное полушарие (июнь—июль 1958 г.)

«калориметрический» путь. В конечном счете вся энергия космических лучей идет на нагревание атмосферы и земной коры, но этот эффект ничтожен и измерить его невозможно. Однако, прежде чем превратиться в тепловое движение молекул, энергия космических частиц расходуется на ионизацию атмосферы. Как известно, на образование одной пары ионов заряженная частица расходует в воздухе 32,5 эВ. Следовательно, если измерить на опыте полную ионизацию, создаваемую космическими лучами в атмосфере, то можно определить и энергию, приносимую космическим излучением.

Пример. Пусть на высоте  $h$  с помощью ионизационной камеры зарегистрирован ток, соответствующий образованию  $i(h)$  ионов в  $1 \text{ см}^3$  за 1 с. Тогда в слое  $dh$  возникает  $i dh$  ион ( $\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ ). Полное число ионов равно, очевидно, 
$$I_{\text{II}} = \int_0^{\infty} i(h) dh,$$
 т. е. площади под экспериментально измеренной кривой зависимости ионизации от высоты. Выделившаяся в атмосфере энергия  $\mathcal{E} = i_{\text{II}} \cdot 32 \text{ эВ} \cdot (\text{см}^2 \cdot \text{с})^{-1}$ . Чтобы получить энергию космического излучения, нужно еще учесть энергию, поглощенную в Земле, а также ускользнувшую от измерения (например, энергию нейтрино; см. гл. 12).

Измерения ионизации атмосферы с помощью ионизационных камер, поднимавшихся на воздушных шарах, были выполнены

Милликоном в 1940 г. (рис. 1.10). Энергия космического излучения оказалась равной  $\mathcal{E} = 2,4 \cdot 10^9 \text{ эВ} (\text{см}^2 \cdot \text{с})^{-1}$ .

Энергия, приносимая на Землю космическим излучением, в 300 млн раз меньше энергии, поступающей от Солнца, и примерно равна энергии видимого света звезд.

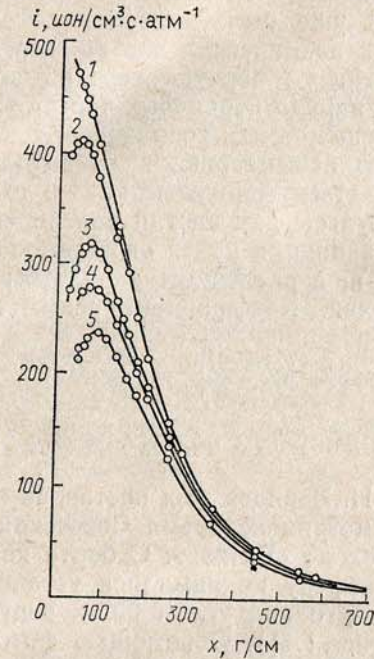


Рис. 1.10. Зависимость ионизации от глубины атмосферы на различных широтах: 1 —  $56^\circ$  с. ш.; 2 —  $51^\circ 18'$  с. ш.; 3 —  $44^\circ 48'$  с. ш.; 4 —  $41^\circ 42'$  с. ш.; 5 —  $38^\circ 30'$  с. ш.

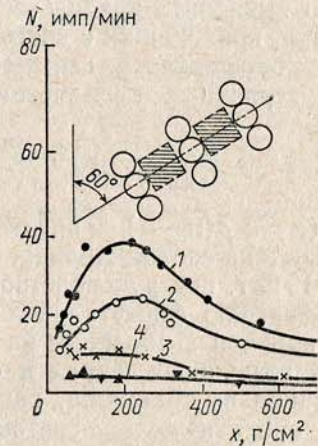


Рис. 1.11. Азимутальная асимметрия на экваторе: 1 — число отсчетов  $N$  в телескопическом устройстве, обращенном на запад; 2 — то же с востока; 3 — жесткая компонента (частицы приходят с запада); 4 — то же с востока. Вверху показана схема экспериментальной установки

Теперь легко определить среднюю энергию  $\langle E \rangle$  космических частиц. Используя значение потока частиц (1.28), находим для широты более  $55^\circ$

$$\langle E \rangle = \mathcal{E}/I = 4 \text{ ГэВ}.$$

Воспользовавшись данными об интенсивности космических лучей и их энергетическом спектре, можно оценить плотность

энергии космических лучей в околосолнечном пространстве. Если излучение изотропно, то, используя (В.9) и данные об интенсивности космических лучей различных энергий, получаем результат:

$$\omega_{к.л.} = 0,9 \text{ эВ/см}^3.$$

**1.3.6. Знак заряда первичных космических частиц.** В то время, когда из геомагнитных измерений уже была известна форма энергетического спектра первичных космических частиц, все еще шла дискуссия о природе этих частиц и в первую очередь о знаке их заряда. Для определения знака заряда первичных частиц можно использовать азимутальную асимметрию космического излучения, особенно восточно-западную асимметрию, ярко выраженную на экваторе. Если воспользоваться формулой (1.24), то нетрудно вычислить предельные импульсы для частиц определенного знака, приходящих с востока и запада, и найти ожидаемое значение коэффициента асимметрии при различном зарядовом составе первичных космических лучей. Коэффициент асимметрии

$$\alpha(\omega) = 2 \frac{\mathcal{I}_{\text{зап}}(\omega) - \mathcal{I}_{\text{вост}}(\pi - \omega)}{\mathcal{I}_{\text{зап}}(\omega) + \mathcal{I}_{\text{вост}}(\pi - \omega)} = 2 \frac{\mathcal{I}[p(\omega)] - \mathcal{I}[p(\pi - \omega)]}{\mathcal{I}[p(\omega)] + \mathcal{I}[p(\pi - \omega)]},$$

где  $p(\omega)$  и  $p(\pi - \omega)$  — предельные импульсы под углом  $\omega$  с запада и востока соответственно.

В 1949 г. под руководством С. Н. Вернова был поставлен опыт по измерению азимутальной асимметрии во время Советской экваториальной экспедиции на теплоходе «Витязь». С борта корабля на воздушных шарах в стратосферу поднимались установки, состоящие из телескопа, наклоненного под углом  $60^\circ$  к вертикали, и ориентирующей системы (рис. 1.11). С помощью фотоэлементов, реле и электромоторчиков телескоп был все время ориентирован в плоскости восток—запад. Ориентировка осуществлялась по Солнцу, которое на экваторе движется почти в плоскости восток—запад. Через каждые несколько минут направление оси телескопа менялось с восточного на западное и обратно. Информация о скорости счета телескопа, высоте полета и положении телескопа передавалась по радио на борт корабля и записывалась на бумажной ленте.

...Раннее утро в Индийском океане. Легкая пелена розовых облаков. В этот час атмосфера наиболее спокойна, мало радиопомех. «Витязь» легко движется по ветру, и на палубе штиль. Установка уже подвешена на гирлянде из десятков шаров-зондов, аппаратура включена, проверяется работа радиопередатчика.

Старт! Установка стремительно уходит вверх. На ее белом корпусе черные полосы. Соотношение белого и черного подобрано экспериментально так, чтобы на большой высоте аппаратура не пострадала от перегрева или переохлаждения. Все участники экспедиции собрались в лаборатории, где стоит печатающее уст-

ройство. Барограф, укрепленный на установке, отсчитывает километры, приходят сигналы о перебросе телескопа и сохранении правильной ориентации. Аппаратура работает нормально. Все с нетерпением вглядываются в ленту. Уже на высоте 10 км чувствуется разница скорости счета с востока и с запада. С высотой разница увеличивается. Обработка данных показала, что вблизи границы атмосферы

$$\alpha = 0,7 \pm 0,1.$$

Итак, первичные космические частицы заряжены положительно. В Москву полетела условная радиограмма.

### Вопросы и задачи

1. Определить предельный импульс на геомагнитной широте  $50^\circ$  под углом  $60^\circ$  к вертикали с востока для протонов.
2. Чему равен радиус периодической орбиты для электронов с энергией 60 ГэВ?
3. Чему равен широтный эффект между экватором и  $\lambda = 50^\circ$  для частиц с энергией 60 ГэВ?
4. Различен ли широтный эффект для протонов и  $\alpha$ -частиц с энергией 10 ГэВ между экватором и  $\lambda = 30^\circ$ ?
5. При каком соотношении энергий ядро железа и протон будут двигаться по одинаковым траекториям?
6. На какой широте  $\lambda$  частица с  $\gamma = 0,9$  и импульсом 10 ГэВ/с достигнет поверхности Земли?
7. Получить соотношение между жесткостью и энергией в нерелятивистском случае.

## Глава 2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

### § 2.1. КЛАССИФИКАЦИЯ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Элементарная частица — это простейшая, неделимая, бесструктурная часть материи. Ни размер, ни форма ее не могут быть измерены современными приборами.

Это понятие историческое. За последние 100 лет наука прошла дистанцию от атома («неделимого») с размерами  $10^{-8}$  см до объектов, меньших  $10^{-16}$  см. Возможно, что существуют еще более глубокие уровни элементарности. На современном уровне элементарными считают 12 частиц, или, как говорят, «ароматов», и 12 переносчиков взаимодействия. Каждой элементарной частице соответствует своя античастица.

Среди элементарных частиц лишь 6 наблюдаются в свободном состоянии, а 6 других являются составными частями более сложных образований — адронов. Все элементарные частицы — фер-

мионы (т. е. имеют полуцелый спин), все переносчики взаимодействий — бозоны (частицы с целым спином).

В свободном состоянии наблюдаются слабо взаимодействующие частицы — лептоны: электрон ( $e$ ), мюон ( $\mu$ ), таон ( $\tau$ -лептон) и три соответствующих им нейтрино ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ). Положительно заряженные лептоны считаются античастицами. Им соответствуют антинейтрино ( $\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$ ).

В связанном состоянии существуют кварки ( $u, d, c, s, t, b$ ) и антикварки — частицы, обладающие сильным взаимодействием. Они имеют дробный электрический заряд  $q = (2/3)e$  ( $u, c, t$ ) или  $q = -(1/3)e$  ( $d, s, b$ ) ( $e$  — заряд электрона); антикварки имеют противоположные знаки зарядов. Комбинация из кварка и антикварка дает мезон ( $u\bar{d}$  —  $\pi^+$ -мезон и др.), а комбинация трех кварков — барионы ( $uud$  — протон,  $udd$  — нейтрон и др.). Частицы, построенные из кварков или антикварков, называются адронами.

Кварки, как и лептоны, участвуют в слабых взаимодействиях. Их можно объединить в группы, называемые поколениями (табл. 2.1).

Таблица 2.1

Поколения элементарных частиц

Поколение	Лептоны	Кварки*
I	$\nu_e$ $e^-$	$u$ $d$
	$\bar{\nu}_e$ $e^+$	$\bar{u}$ $\bar{d}$
II	$\bar{\nu}_\mu$ $\mu^-$	$c$ $s$
	$\bar{\nu}_\mu$ $\mu^+$	$\bar{c}$ $\bar{s}$
III	$\nu_\tau$ $\tau^-$	$t$ $b$
	$\bar{\nu}_\tau$ $\tau^+$	$\bar{t}$ $\bar{b}$

\* Названия кварков происходят от английских слов:  $u$  — up (верхний),  $d$  — down (нижний),  $c$  — charm (очарованный),  $s$  — strange (странный),  $b$  — beauty (прекрасный),  $t$  — truth (истинный). Последние два кварка называют также bottom и top (донный и верхинный).

Частицы I поколения постоянно существуют в окружающей нас природе. Из кварков  $u$  и  $d$  построены протоны и нейтроны, а следовательно, и ядра. Во взаимодействии с электронами они соз-

дают атомы, молекулы и, таким образом, наполняют веществом весь наш мир.

Частицы II и III поколений возникают во взаимодействиях адронов и лептонов высокой энергии в космических лучах или на ускорителях. В результате распадов все они быстро переходят в частицы I поколения. Конечными продуктами всех превращений являются лептоны. Исключение составляет лишь протон. Однако если верны некоторые современные представления о характере действующих в природе сил, то и протон имеет ограниченное время жизни, хотя и очень большое ( $\tau_p \gg 10^{33}$  лет).

## § 2.2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ [1]

**2.2.1. Механизм взаимодействия.** В современной физике принято считать, что все многообразие явлений неживой природы можно описать с помощью четырех типов сил: электромагнитных, слабых, сильных и гравитационных. Эти силы обеспечивают взаимодействие частиц.

Слабые силы действуют между всеми известными элементарными частицами. Сильные взаимодействия существуют между кварками. Электромагнитные взаимодействия связывают между собой электрические заряды. Поскольку массы элементарных частиц малы, то учитывать влияние гравитационных сил обычно не приходится.

Хотя природа сил различна, механизм взаимодействия одинаков — это обмен определенными частицами — переносчиками взаимодействий (рис. 2.1). В случае электромагнитных сил это обмен фотоном, в случае слабых —  $W^\pm$  или  $Z^0$ -бозонами, а в случае сильных — глюонами (8 типов). Всего, таким образом, рассматривается 12 переносчиков взаимодействий. Расстояние  $r$ , на котором две частицы чувствуют присутствие друг друга, определяется массой переносчика взаимодействия:  $r \sim \hbar/mc$ , где  $2\pi\hbar$  — постоянная Планка, а  $c$  — скорость света. Поэтому гравитационные, электромагнитные и сильные взаимодействия должны были бы обладать бесконечным радиусом взаимодействия, поскольку массы гравитона, фотона и глюона равны нулю, а слабые — малым радиусом  $r \sim \hbar/m_W c \sim 10^{-16}$  см ( $m_W \sim 80$  ГэВ). На расстояниях  $r \ll 10^{-16}$  см все силы ведут себя, по-видимому, одинаково:  $F \sim r^{-2}$ . Величина  $Fr^2$  характеризует независимую от расстояния интенсивность взаимодействия.

**2.2.2. Электромагнитное взаимодействие.** В случае электрического взаимодействия электрона величина  $Fr^2$  — это квадрат его заряда  $e^2$ . Однако удобнее интенсивность взаимодействия выражать в безразмерных величинах  $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$ . Это хорошо известная постоянная тонкой структуры. Вероятность любого акта электромагнитного превращения пропорциональна  $\alpha$ . Например, процесс, изображенный на рис. 2.1, а, пропорционален  $\alpha^2$ ,

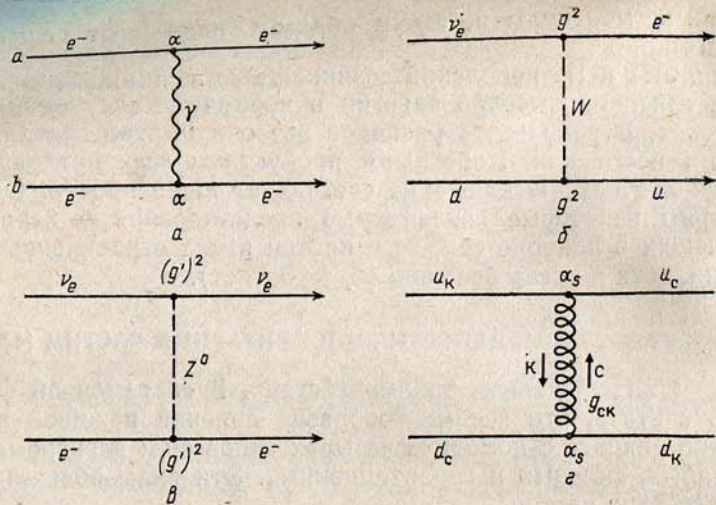


Рис. 2.1. Различные типы взаимодействий: а — электромагнитное взаимодействие (обмен фотоном); б — слабое взаимодействие заряженных токов (обмен  $W^\pm$ -бозоном); в — слабое взаимодействие нейтральных токов (обмен  $Z^0$ -бозоном);  $g, g'$  — константы слабого взаимодействия  $g^2/4\pi\hbar c = 1,02 \cdot 10^{-5} (M_W/m_p)^2$ ;  $g$  — сильное взаимодействие (обмен глюоном)  $g_{с\kappa}$  — глюон (синий-антикрасный)

так как включает процессы испускания фотона частицей а и поглощения частицей б. Очевидно, что для кварков с дробным зарядом  $\alpha_q \sim q^2\alpha$ .

**2.2.3. Сильные взаимодействия.** По аналогии с электродинамикой можно ввести константу сильного взаимодействия  $\alpha_s = g_s^2/\hbar c$ , где  $g_s$  — сильный заряд. Теория сильного взаимодействия строится подобно электродинамике и, в отличие от нее, называется квантовой хромодинамикой (КХД). Это название требует пояснения. В электродинамике имеется лишь один заряд  $\pm e$ , отличающийся знаком для частиц и античастиц. Сильный заряд кварков имеет три значения. Сумма трех зарядов равна нулю\*. Поэтому нейтральную систему можно построить из трех кварков с разными зарядами подобно тому, как белый цвет образуется при смешивании трех цветов. Это дало повод называть заряды сильного взаимодействия цветными, а нейтральные по сильному заряду системы — бесцветными. Слово «хромодинамика» можно перевести как «динамика цвета»\*\*.

\* Антикварки имеют противоположные заряды (антизаряды  $\bar{g}_s$ ). Сумма одноименных зарядов и антизарядов равна нулю.

\*\* Представление о существовании у кварков трех дополнительных степеней свободы было сформулировано Н. Н. Боголюбовым в 1965 г. Название «цвет» было введено Гелл-Манном в 1973 г. [2].

Таким образом, каждый кварк может иметь один из трех зарядов (назовем их условно к (красный), з (зеленый), с (синий) и взаимодействие сводится к обмену цветом (рис. 2.1, г). Из рис. 2.1, г ясно, что глюон должен иметь цветной заряд (точнее, быть двухцветным) в отличие от фотона, который не имеет электрического заряда. Это качественное различие.

**2.2.4. Бегущая константа.** Электрический заряд непрерывно испускает и поглощает виртуальные фотоны, которые могут породить виртуальные электрон-позитронные пары. Заряд поляризует эти пары так, что исходный заряд частично экранирован распределенным в окружающем пространстве облаком виртуальных пар. Виртуальные фотоны никакого действия на заряд не оказывают. На макроскопических расстояниях мы наблюдаем некоторый эффективный заряд  $e$ . По мере приближения к центру заряда экранирующее действие пар ослабевает, что эквивалентно увеличению заряда, т. е. возрастанию «константы».

Аналогичное влияние на цветные заряды оказывают виртуальные  $q\bar{q}$ -пары, образующиеся вокруг заряда. Возникающие вместе с ними виртуальные глюоны поляризуются иначе, чем кварки. С увеличением расстояния суммарный заряд кварка и облака виртуальных глюонов возрастает.

На больших расстояниях ( $r > 10^{-14} - 10^{-13}$  см) цветные силы становятся постоянными  $F \sim \alpha_s r^{-2} + k$ , т. е. потенциал взаимодействия  $V \sim \alpha_s r^{-1} + kr$  возрастает с расстоянием. Образно говоря, между кварками «натянута» нить или струна. На малых расстояниях струна «провисает» и кварки свободны, на больших — натянута и стягивает кварки с силой 10 тонн! Еще никому не удалось разорвать эту струну и разделить кварки.

При уменьшении расстояния константа сильного взаимодействия уменьшается и становится очень малой. На предельно малых расстояниях кварки не взаимодействуют между собой (асимптотическая свобода).

Мы видим, что «константы» взаимодействия меняются с расстоянием. Их называют бегущими константами. На расстояниях  $r \sim 10^{-16}$  см  $\alpha_s \sim 0,1$ . Это позволяет применять теорию возмущений при расчетах процессов сильного взаимодействия, происходящих на малых расстояниях (так называемые глубоконеупругие процессы).

Поскольку переносчики слабого взаимодействия —  $W^\pm$ -бозоны — заряжены, то константа слабого взаимодействия, как и сильного, уменьшается с уменьшением расстояния. Экстраполяция всех бегущих констант взаимодействия в область очень малых расстояний показывает, что все они могут стать одинаковыми на расстоянии  $r \sim 10^{-28}$  см. Возможно, что при таких  $r$  исчезает различие между лептонами и кварками и существует один тип частиц — лептокварки («великое объединение»).

**2.2.5. Слабые взаимодействия.** Элементарные частицы могут иметь два значения проекции спина  $s$  на направление движения. Если направление спина совпадает с направлением импульса  $\mathbf{p}$ , то частица называется правополяризованной, в противном случае — левополяризованной. Свойство поляризации может быть определено значением спиральности

$$H = 2sp/|\mathbf{p}| = \pm v/c,$$

где  $v$  — скорость частицы.

Для частиц с массой, равной нулю, спиральность  $H = \pm 1$  и сохраняется\*. Опыт показывает, что только частицы с левой поляризацией и античастицы с правой поляризацией участвуют в слабых взаимодействиях. Они образуют дублеты частиц, которые могут переходить друг в друга в результате обмена  $W^\pm$ -бозонами.

**Пример.** В первом поколении элементарных частиц существуют  $\nu_e$  лев и  $e^-$  лев, а также  $e^+$  прав и  $\bar{\nu}_e$  прав. Члены каждой пары могут переходить друг в друга, но  $\nu_e$  лев не может перейти в  $e^+$  лев, так как  $e^+$  лев — античастица с левой поляризацией — в слабых взаимодействиях не участвует.

Слабо взаимодействующие дублеты образуют кварки  $u$  лев и  $d$  лев,  $\bar{u}$  прав и  $\bar{d}$  прав;  $u$  прав и  $d$  прав,  $\bar{u}$  лев и  $\bar{d}$  лев во взаимодействиях не участвуют. Аналогичными свойствами обладают и другие поколения элементарных частиц.

**Пример.** Характерными примерами реакции со слабым взаимодействием могут служить

$$\nu_e \text{ лев} + d \text{ лев} \rightarrow e^- \text{ лев} + u \text{ лев},$$

$$\bar{\nu}_e \text{ прав} + u \text{ лев} \rightarrow e^+ \text{ прав} + d \text{ лев}.$$

Реальные эксперименты на изолированных кварках поставить нельзя. Поэтому рассматриваются реакции на нуклонах. В первой реакции  $d$ -кварк переходит в  $u$ -кварк, т. е. нейтрон переходит в протон и т. д.

$$\nu_e \text{ лев} + n \rightarrow e^- \text{ лев} + p,$$

$$\bar{\nu}_e \text{ прав} + p \rightarrow e^+ \text{ прав} + n.$$

### § 2.3. ПЛЕНЕНИЕ КВАРКОВ

Из-за сильной связи между кварками, действующей на больших расстояниях ( $F_s = \text{const}$  при  $r > 10^{-14}$  см), практически все кварки в природе объединены в бесцветные состояния. Имен-

\* Если масса частицы отлична от нуля, то можно изменить направление движения частицы, не изменяя направления спина, т. е. изменить спиральность.

но такие состояния и наблюдаются в виде адронов\*. Известно несколько сотен адронов. Из потребностей классификации всего этого многообразия и возникла гипотеза о кварках.

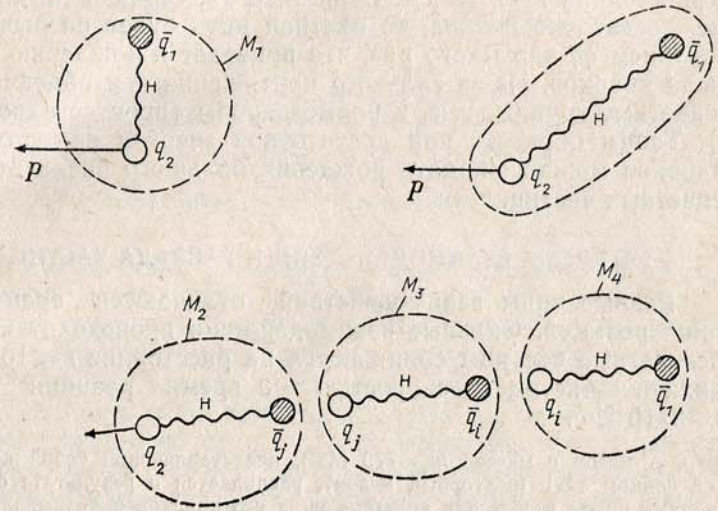


Рис. 2.2. Последовательные этапы разрыва цветной нити между кварками с образованием трех мезонов.  $M_1$  — мезон до столкновения;  $H$  — цветная нить;  $M_2, M_3, M_4$  — вновь рожденные мезоны. В мезоны  $M_2$  и  $M_4$  входят начальные кварки  $\bar{q}_1$  и  $q_2$

Найти кварки в свободном состоянии не удастся. Слишком велики действующие между парами или тройками кварков цветные силы. При попытке раздвинуть кварки на макроскопическое расстояние (сообщив, например, кварку достаточную энергию с помощью специально ускоренного адрона-снаряда) энергия натяжения цветной струны между кварками быстро достигает энергии, достаточной для рождения реальной пары из кварка и антикварка. Нить разрывается, поскольку в первый момент компоненты пары находятся на малом расстоянии и не взаимодействуют между собой. Но каждый из пары рожденных кварков связан с одним из родоначальников (рис. 2.2). Ситуация напоминает ту, которая возникает при попытке разделить намагниченный стержень на два магнитных полюса.

\* Адроны относят к сильно взаимодействующим частицам, хотя они не имеют цветного заряда. При сближении двух адронов на расстояния  $r \leq 10^{-13}$  см начинают взаимодействовать входящие в состав адронов кварки.

Сейчас считают, что кварков в свободном состоянии не существует\* (гипотеза невылетаия кварков\*\*). Из-за рождения  $q\bar{q}$ -пар (т. е. в конечном итоге мезонов) действие цветных сил не распространяется на макроскопические расстояния, а прекращается на расстоянии  $r \sim 10^{-13}$  см. Если энергия, сообщенная кварку в адроне, достаточно велика, то цветная нить будет разрываться с образованием  $q\bar{q}$ -пар много раз, что приведет к рождению большого числа кварков. Из-за сильного притяжения они объединяются в бесцветные группы, т. е. в новые адроны (процесс адронизации\*\*\*). Таким образом, при достаточной энергии при столкновении адронов можно ожидать рождения большого числа вторичных бесцветных частиц.

#### § 2.4. ВРЕМЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И РАСПАДА ЧАСТИЦ

Разные типы взаимодействий отличаются временами протекания реакций. Сильные взаимодействия происходят всегда, когда бесцветные частицы сближаются на расстояние  $r < 10^{-13}$  см. При движении частиц со скоростью  $\sim c$  время реакции равно  $\tau_c \sim r_0/c \sim 3 \cdot 10^{-24}$  с.

**Пример.**  $\rho^0$ -мезон с массой  $m_\rho = 770$  МэВ, представляющий собой комбинацию  $u\bar{d}$  со спином  $s=1$  (векторный мезон), распадается в результате сильных взаимодействий путем разбегания составляющих его кварков и разрыва цветной нити с образованием пары кварков (рис. 2.3, а), а время  $\tau_\rho \sim 10^{-24}$  с:

Время протекания слабых взаимодействий значительно больше:  $\tau_0 \gg 10^{-13}$  с.

**Пример.** Рассмотрим реакцию распада нейтрона  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$  прав. Ее можно представить себе протекающей в две стадии: один из  $d_{\text{лев}}$ -кварков испускает виртуальный  $W^-$ -бозон и превращается в  $u$ -кварк:  $d \rightarrow W^- + u$ ;  $W^-$ -бозон дает реальную пару  $e^- + \bar{\nu}_e$ , поскольку энергетические условия это позволяют (рис. 2.3, б). Время жизни нейтрона  $\tau_n \sim 15$  мин.

Иногда могут происходить распады из-за электромагнитных взаимодействий. По времени протекания электромагнитные процессы занимают промежуточное положение между сильными и слабыми ( $10^{-11}$ — $10^{-20}$  с).

**Пример.**  $\pi^0$ -мезон с массой около 135 МэВ распадается по схеме  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  с временем жизни  $\tau_{\pi^0} \sim 10^{-16}$  с.

Различие времен жизни адронов, распадающихся в результате сильных и слабых взаимодействий, составляет много порядков.

\* Эксперименты с космическими лучами показали, что поток кварков в космическом излучении на высотах до 3 км менее  $10^{-11}$  (см<sup>2</sup>·с·ср)<sup>-1</sup>.

\*\* Синонимы: конфайнмент, цветная тюрьма.

\*\*\* В процессе адронизации при высокой энергии кварки могут испустить глюоны, которые впоследствии образуют новые пары кварков и антикварков. Поэтому из одного кварка может возникнуть целый пучок адронов.

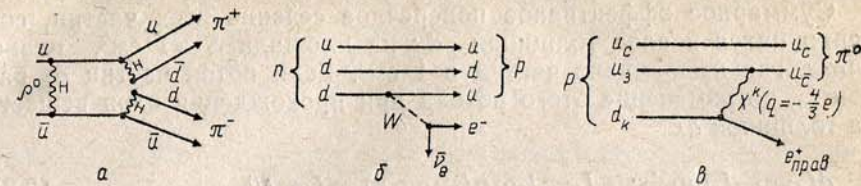


Рис. 2.3. Кварковые диаграммы распада частиц: а — распад  $\rho^0$ -мезона  $\rho^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$  (цветные нити  $n$  обычно не изображают); б — распад нейтрона  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ ; в — распад протона  $p \rightarrow \pi^0 + e^+$ ,  $X^{\mu}(q = -\frac{4}{3}e)$  — бозон, участвующий в сильных, слабых и электромагнитных взаимодействиях

Поэтому частицы, распадающиеся по слабым каналам, иногда называют стабильными, а по сильным — резонансами.

Если допустить, что в области великого объединения существуют  $X$ -бозоны, переносящие все типы взаимодействий, например  $X^{\text{красн}}(-\frac{4}{3}e)$ , то возможен процесс превращения кварков в лептоны. Тогда можно представить себе диаграмму распада протона, изображенную на рис. 2.3, в. Вероятность сближения кварков на расстояние  $r < 10^{-28}$  см в протоне чрезвычайно мала. Поэтому даже при существовании  $X$ -бозонов время жизни протона очень велико:  $\tau_p > 10^{33}$  лет.

#### § 2.5. ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

**2.5.1. Эффективное поперечное сечение.** Основной характеристикой, определяющей вероятность взаимодействия частиц, является эффективное поперечное сечение.

Рассмотрим реакцию столкновения двух частиц:

$$a_1 + b_1 \rightarrow a_2 + b_2. \quad (2.1)$$

Частицы  $a_1$  и  $b_1$  имеют определенное значение четырехимпульсов  $\mathcal{P}_{a1}$  и  $\mathcal{P}_{b1}$ , а также внутренние характеристики (масса, заряд и др.). Взаимодействием называется любое изменение кинематических и внутренних характеристик частиц при их сближении. Очевидно, что любые изменения возможны в пределах, допускаемых законами сохранения. Будем считать  $a_1$  падающей частицей,  $b_1$  — частицей-мишенью.

Предположим, что взаимодействие происходит в том случае, если частица проходит на расстоянии  $r$  от центра частицы  $b_1$ . Тогда площадь круга  $\pi r^2 = \sigma$  называется полным эффективным поперечным сечением взаимодействия.

**Пример.** Сильное взаимодействие происходит в том случае, если два адрона сближаются на расстояние  $r \sim 10^{-13}$  см. Следовательно, поперечное сечение взаимодействия двух адронов  $\pi r^2 \sim 3 \cdot 10^{-26}$  см<sup>2</sup>.

Суммарное эффективное поперечное сечение всех частиц, содержащихся в слое толщиной  $dx$  на площади  $S=1 \text{ см}^2$ , равно  $\sigma n_b dx$ , где  $n_b$  — число частиц в  $1 \text{ см}^3$ . Если поток частиц  $a_1$  равен  $I_a$ , то изменение этого потока при прохождении слоя вещества толщиной  $dx$

$$dI_a = -I_a \sigma n_b dx; \quad I_a = I_0 \exp(-\sigma n_b x) = I_0 e^{-x/\lambda}. \quad (2.2)$$

В формуле (2.2) величина  $(n_b \sigma)^{-1} = \lambda$  имеет размерность длины и называется пробегом взаимодействия. Обычно  $\lambda$  выражают в  $\text{г/см}^2$ , что позволяет исключить влияние плотности вещества

$$\begin{aligned} \lambda [\text{г/см}^2] &= \lambda [\text{см}] \cdot \rho [\text{г/см}^3] = \rho / \sigma n = m_p A / \sigma = \\ &= 1,672 \cdot 10^{-24} A / \sigma. \end{aligned} \quad (2.3)$$

В этой формуле  $\rho$  — плотность вещества,  $A$  — атомная масса,  $m_p$  — масса протона.

Таким образом, измеряя число частиц, прошедших слой вещества  $x$  без взаимодействия, можно вычислить сечение по формуле (2.2) (метод выбывания из пучка).

Если в результате взаимодействия число частиц и их внутренние характеристики не изменились, то взаимодействие называется упругим, а соответствующее сечение обозначается  $\sigma_{el}$ . Все остальные процессы относятся к неупругим (сечение  $\sigma_{in}$ ). По определению полное сечение равно  $\sigma_t = \sigma_{el} + \sigma_{in}$ . При взаимодействии частиц с ядрами различают еще квазиупругие взаимодействия, которые не приводят к образованию пионов или других новых частиц, но ядро при этом разрушается. Соответствующее сечение будем обозначать  $\sigma_q$ . Сумма сечения  $\sigma_q + \sigma_{in}$  называется сечением поглощения  $\sigma_a$ .

Свойства космического излучения определяются неупругими процессами, т. е. рождением новых частиц. Упругие взаимодействия приводят лишь к малым изменениям направления движения частиц. При описании взаимодействий космических частиц практически всегда используется сечение неупругого взаимодействия  $\sigma_{in}$ .

**2.5.2. Дифференциальные сечения.** Результатом взаимодействия является рождение новых частиц. Поэтому для полного описания столкновения необходимо знать природу и энергию первичной частицы, а также природу, угол вылета и энергию вторичных частиц. Наиболее полной характеристикой может служить четырехимпульс каждой из вторичных частиц. Вероятность испускания вторичной частицы с четырехимпульсом  $\mathcal{P}(p_{xc}, p_{yc}, p_{zc}, iE)$  определяется дифференциальным сечением

$$d\sigma/d\mathcal{P} = f(\mathcal{P}).$$

Учитывая известное соотношение  $d\mathcal{P} = d^3p/E$  [4], можно получить инвариантное дифференциальное сечение

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} = E \frac{d^3\sigma}{dp_{\parallel} dp_{\perp}^2} = f(p_{\perp}, p_{\parallel}, E_0), \quad (2.4)$$

где  $p$  — полный импульс,  $p_{\parallel}$  — продольный импульс,  $p_{\perp}$  — поперечный импульс ( $p_{\perp}^2 = p_y^2 + p_z^2$ , если ось  $x$  ориентирована вдоль направления движения первичной частицы),  $E = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}$  ( $m$  — масса вторичной частицы),  $E_0$  — энергия первичной частицы.

Иногда используют неинвариантное сечение  $d^3\sigma/dp_{\parallel} dp_{\perp}^2$ , которое называют также импульсным спектром. Проинтегрировав последнее выражение или выражение (2.4) по одной из переменных, можно получить спектр продольных или поперечных импульсов. Очевидно, что интеграл сразу по двум переменным приведет нас к неупругому сечению  $\sigma_{in}$ :

$$\int_0^{p_0} f(p_{\perp}, p_{\parallel}) dp_{\parallel} dp_{\perp}^2 / E = \sigma_{in}; \quad p_0 c = \sqrt{E_0^2 - m^2 c^4}. \quad (2.5)$$

В случае сильных взаимодействий происходит множественное рождение частиц и сечение (2.4) зависит от многих переменных  $\mathcal{P}_1, \mathcal{P}_2, \dots, \mathcal{P}_n$ , где  $n$  — число вторичных частиц. Пользоваться таким многомерным сечением неудобно. Поэтому А. А. Логунов с сотрудниками теоретически обосновали использование инклюзивных сечений  $f_{inc}(p_{\perp}, p_{\parallel}, E_0)$ . Для получения инклюзивного сечения из каждого события выбирают одну частицу с определенным знаком (например,  $\pi$ -мезон, частицу определенного знака и т. д.). Эта процедура эквивалентна интегрированию многомерного сечения по импульсам всех частиц, кроме одной. В результате мы сводим задачу к распределению (2.4). Если в событии число частиц подходящего типа равно  $n$ , то мы должны включить в распределение все  $n$  частиц. Поэтому каждое событие войдет в распределение (2.4)  $n$  раз. Отсюда следует, что условие нормировки инклюзивных сечений отличается от (2.5):

$$\int_0^{p_0} f_{inc}(p_{\parallel}, p_{\perp}) dp_{\parallel} dp_{\perp}^2 / E = \sigma_{in} \cdot n \quad (2.6)$$

(правило сумм).

Сечение рождения  $n$  частиц  $\sigma_n$  называется топологическим сечением. Инклюзивное сечение можно использовать и в неинвариантной форме (в форме спектра).

При анализе процессов в космических лучах обычно используют дифференциальные сечения рождения частиц и  $\sigma_{in}$ , измеренные в экспериментах на ускорителях.

### 2.5.3. Кинематические параметры слабых взаимодействий\*

Рассмотрим кинематические переменные для описания слабых взаимодействий лептонов с нуклонами (рис. 2.4, а). Пусть  $\mathcal{K}(k, E)$ ,

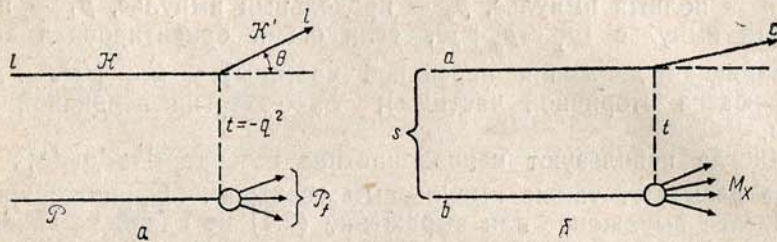


Рис. 2.4. Кинематические переменные: а — слабые взаимодействия, б — взаимодействия адронов

$\mathcal{K}'(k', E')$  — четырехимпульсы начального и конечного состояний лептона ( $k, k', E, E'$  — трехмерные импульсы и энергия),  $\mathcal{P}(p, E)$  — четырехимпульс нуклона до столкновения,  $\mathcal{P}_f(p_f, E_f)$  — четырехимпульс адронной системы после столкновения. Тогда четырехимпульс промежуточного бозона

$$q = \mathcal{K} - \mathcal{K}' = \mathcal{P} - \mathcal{P}_f.$$

Если известны значения  $k', E'$  и угол отклонения вторичного лептона  $\theta$ , то можно построить три лоренц-инвариантные переменные:

$$1) \quad -q^2 \equiv t = -(\mathcal{K} - \mathcal{K}')^2 = 4EE' \sin^2(\theta/2) = 2EE'(1 - \cos \theta) \quad (2.7)$$

{четырёхмерный передаваемый импульс};

$$2) \quad \nu = E - E' = \mathcal{P}_q / m_N \quad (2.8)$$

{полная энергия, потерянная лептоном при столкновении с нуклоном массой  $m_N$ };

$$3) \quad W^2 = \mathcal{P}_f^2 = (\mathcal{P} + q)^2 = m_N^2 + q^2 - 2m_N \nu = \\ = m_N^2 + 2m_N \cdot R; \quad R = \nu + q^2 / 2m_N \quad (2.9)$$

{квадрат массы конечного адронного состояния}. Очевидно, что при упругом рассеянии  $W^2 = m_N^2$ .

\* Обычно полагают  $c=1$ . В этом случае энергия, импульс и масса выражаются в ГэВ, ГэВ/с и ГэВ/с<sup>2</sup> соответственно.

Часто при описании взаимодействий лептонов используют безразмерные переменные, введенные Бьеркенем:

$$x = q^2 / 2m_p \nu, \quad y = \nu / E. \quad (2.10)$$

Переменная  $y$  представляет собой долю энергии, уносимой вторичными адронами (коэффициент неупругости). Простой физический смысл имеет и переменная  $x$ . Рассмотрим процесс рассеяния протона на лептоне. Каждый из кварков протона несет долю четырехимпульса  $\alpha \mathcal{P}$ . При столкновении с лептоном кварк получает импульс  $k - k' = q$  и его импульс становится равным  $q + \alpha \mathcal{P}$ . Если масса кварка мала, то

$$m^2 \approx 0 \approx (q + \alpha \mathcal{P})^2 = q^2 + 2\mathcal{P} \alpha q,$$

поэтому

$$\alpha = -q^2 / 2\mathcal{P} q = -q^2 / 2m_p \nu.$$

Сравнивая последнее выражение с (2.10), видим, что  $\alpha = x$ . Таким образом,  $x$  есть доля импульса, несомого отдельным кварком в нуклоне. Дифференциальное сечение взаимодействия лептонов с нуклонами рассматривают в переменных  $(x, y)$ .

## § 2.6. КИНЕМАТИКА СТОЛКНОВЕНИЙ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ [2]

**2.6.1. Общие сведения.** При описании взаимодействий различают кинематические и динамические свойства. Кинематические свойства обусловлены общими законами сохранения энергии и импульса, динамические — физической спецификой явлений, которые мы изучаем. Например, если какая-либо частица распадается на две, то в системе координат, где распадающаяся частица покоится, импульсы вторичных частиц равны и направлены в противоположные стороны. Это утверждение чисто кинематическое. Однако причины, по которым данная частица распадается на две частицы определенной природы, являются динамическими.

Здесь не случайно говорится о системе координат, где первичная частица покоится. Именно в такой системе координат сумма импульсов распадных частиц равна нулю. Если частица движется относительно лабораторной системы координат, то, очевидно, в этой системе импульсы двух вторичных частиц не одинаковы, а зависят от скорости движения первичной частицы и направления, по которому разлетались вторичные частицы в системе координат первичной частицы (в системе покоя).

В системе покоя все свойства вторичных частиц не зависят от скорости движения первичной частицы. Если обратить задачу и рассматривать не распад частицы на две, а столкновение двух



частиц, то можно тоже найти систему координат, в которой сумма импульсов сталкивающихся частиц равна нулю. Такая система называется системой центра масс\* (СЦМ). Физические процессы в СЦМ не искажены тривиальными кинематическими эффектами, связанными с движением системы координат.

**2.6.2. Системы координат.** Наряду с СЦМ в физике высоких энергий рассматривают лабораторную систему координат (ЛС), в которой обычно покоится мишень. Некоторые свойства взаимодействий особенно ярко проявляются в антилабораторной системе (АЛС)\*\*, в которой покоится налетающая частица, или в симметричной системе (СС), в которой равна нулю сумма импульсов группы вторичных частиц, выделенных по какому-либо признаку (например, симметричная система вторичных заряженных частиц).

**2.6.3. Преобразования Лоренца.** В физике космических лучей имеют дело со скоростями, близкими к скорости света. Поэтому при переходе от одной системы координат к другой необходимо пользоваться релятивистскими формулами преобразования в 4-мерном пространстве-времени. Любой 4-вектор преобразуется по одинаковым законам. Длина 4-вектора является инвариантом лоренцевских преобразований, т. е. одинакова в любой системе отсчета.

**Пример.** Длина 4-импульса  $\mathcal{P}$  представляет собой массу частицы

$$-\mathcal{P}^2 = E^2 - p^2 c^2 = m^2 c^4. \quad (2.11a)$$

Другими важными инвариантами являются (см. рис. 2.4, б) квадрат энергии сталкивающихся частиц  $a$  и  $b$

$$(\mathcal{P}_a + \mathcal{P}_b)^2 = s, \quad (2.11б)$$

передаваемый четырехимпульс

$$(\mathcal{P}_a - \mathcal{P}_c)^2 = t, \quad (2.11в)$$

и квадрат недостающей массы

$$(\mathcal{P}_a + \mathcal{P}_b - \mathcal{P}_c)^2 = M_x^2. \quad (2.11г)$$

Инвариантным является и скалярное произведение двух 4-векторов. В теории относительности важную роль играет лоренц-фактор  $\gamma$ , имеющий смысл энергии, отнесенной к массе:  $\gamma = E/mc^2 = (\sqrt{1 - v^2/c^2})^{-1}$ . Эта величина безразмерная. Скорости тоже часто выражаются безразмерной величиной  $\beta = v/c$ . Если  $A$  и  $A^*$  — один и тот же 4-вектор в двух системах отсчета (на-

\* Синонимы: Ц-система, система центра тяжести, система центра инерции.  
\*\* Синонимы: зеркальная система, М-система.

пример, в ЛС и СЦМ соответственно), то их связь можно записать в виде

$$A^* = LA, \quad (2.12)$$

где матрица  $L$  выражается через скорость  $\beta_c = V_{\text{СЦМ}}/c$  и лоренц-фактор  $\gamma_c = (\sqrt{1 - \beta_c^2})^{-1}$  СЦМ относительно ЛС:

$$L = \begin{pmatrix} \gamma_c & 0 & 0 & i\gamma_c\beta_c \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -i\gamma_c\beta_c & 0 & 0 & \gamma_c \end{pmatrix}. \quad (2.13)$$

Для простоты здесь принято, что направление движения систем координат ЛС и СЦМ совпадают (вдоль оси  $x$ ).

**Пример 1.** Энергия и импульс образуют 4-вектор  $\mathcal{P}(cp_x, cp_y, cp_z, iE)$  и поэтому преобразуются по формуле (2.12) (индекс\* относится к СЦМ)

$$p_x = \gamma_c (p_x^* + \beta_c E^*/c), \quad p_y = p_y^*, \quad p_z = p_z^*, \quad (2.14)$$

$$E = \gamma_c (E^* + \beta_c cp_x^*) \quad (2.15)$$

( $p_x = p_{||}$  — продольный импульс,  $p_y$  и  $p_z$  — поперечные составляющие импульса).

Обычно рассматривают полный поперечный импульс  $p_{\perp} = \sqrt{p_y^2 + p_z^2}$ . Из формул (2.13) следует, что в нашем случае ( $v_x \parallel V_{\text{СЦМ}}$ ) поперечный импульс является инвариантом лоренцевских преобразований:  $p_{\perp} = p_{\perp}^*$ .

**Пример 2.** Учитывая, что  $p = mc\beta\gamma$  и  $E = \gamma mc^2$ , убеждаемся, что  $\beta\gamma$  и  $\gamma$  образуют 4-вектор и поэтому преобразуются по формуле (2.12). Следовательно, закон сложения скоростей имеет вид

$$v_x = \frac{v_x^* + V_{\text{СЦМ}}}{1 + \frac{v_x^* V_{\text{СЦМ}}}{c^2}}, \quad v_y = \frac{v_y^*}{1 + \frac{v_x^* V_{\text{СЦМ}}}{c^2}}, \quad v_z = \frac{v_z^*}{1 + \frac{v_x^* V_{\text{СЦМ}}}{c^2}}, \quad (2.16)$$

а сложение лоренц-факторов осуществляется по формуле

$$\gamma = \gamma_c \gamma^* \left( 1 + \frac{v_x^* V_{\text{СЦМ}}}{c^2} \right) = \gamma_c \gamma^* + \sqrt{\gamma_c^2 - 1} \sqrt{\gamma^{*2} - 1} \cos \theta^*. \quad (2.17)$$

В ультрарелятивистском случае, когда  $\gamma_c \gg 1$  и  $\gamma^* \gg 1$ , а угол мал, можно получить более простое выражение

$$\gamma = 1/2 (\gamma_c \gamma^* + \gamma_c^* \gamma_c). \quad (2.18)$$

Легко находится связь углов вылета частицы в двух системах координат

$$\text{tg } \theta = v_y/v_x = \frac{1}{\gamma_c} \frac{v^* \sin \theta^*}{v^* \cos \theta^* + V_{\text{СЦМ}}}. \quad (2.19)$$

В ультрарелятивистском случае, когда  $v^* = V_{СЦМ} = c$ , получаются особенно простые соотношения

$$\operatorname{tg} \theta = \gamma_c^{-1} \operatorname{tg} (\theta^*/2) \quad \text{и} \quad \ln \operatorname{tg} \theta = \ln \operatorname{tg} (\theta^*/2) - \ln \gamma_c. \quad (2.20)$$

**2.6.4. Быстрота.** В физике высоких энергий часто используется переменная  $y$ , называемая продольной быстротой\* и определяемая соотношением

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p \cos \theta}{E - p \cos \theta} \quad \text{или} \quad y^* = \frac{1}{2} \ln \frac{E^* + p^* \cos \theta^*}{E^* - p^* \cos \theta^*}. \quad (2.21)$$

В ультрарелятивистском случае ( $\beta \sim 1$ ,  $E \approx pc$ ) получим

$$y = \ln \sqrt{\frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta}} = -\ln \operatorname{tg} (\theta/2) = \eta. \quad (2.22)$$

Таким образом, при  $\beta \approx 1$  быстрота (с точностью до знака) совпадает с  $\ln \operatorname{tg} (\theta/2)$ . Поэтому  $\eta = -\ln \operatorname{tg} (\theta/2)$  часто называют псевдобыстротой. Быстроты от скорости при переходе от одной системы координат в другую суммируются (проверьте это, используя формулы (2.17) и (2.21)). Форма распределения  $d\sigma/dy$  является инвариантом лоренцевских преобразований. Переход из одной системы координат в другую осуществляется просто сдвигом распределения. Поэтому часто удобно использовать еще один набор переменных  $s$ ,  $y$ ,  $p_{\perp}$  или  $s$ ,  $y^*$ ,  $p_{\perp}$  [ $s$  — см. (2.11, 6)].

**2.6.5. Определение характеристик СЦМ.** Мы видим, что задача перехода из СЦМ в ЛС решена, если известен лоренц-фактор СЦМ. Обычно известны энергия и скорость сталкивающихся частиц в ЛС. Как по этим данным найти  $\gamma_c$ ?

Рассмотрим столкновение двух частиц, одна из которых до столкновения двигалась с энергией  $E_1$  и импульсом  $p_1$ , а другая покоилась ( $p_2 = 0$ ,  $E_2 = m_2 c^2$ ;  $m_2$  — масса частицы-мишени). Можно считать, что в момент столкновения частицы образуют некоторую единую систему с массой  $M = \sqrt{s}$ , покоящуюся в СЦМ и имеющую энергию  $\bar{E}$  в ЛС. Энергия и импульс системы  $M$  равны сумме энергий и импульсов сталкивающихся частиц. Согласно (2.11а)  $M c^2 = \sqrt{(\Sigma E_i)^2 - (\Sigma p_i c)^2}$ . Тогда лоренц-фактор СЦМ равен

$$\gamma_c = \frac{E}{M c^2} = \frac{\Sigma E_i}{\sqrt{(\Sigma E_i)^2 - (\Sigma p_i c)^2}} = \frac{E_1 + m_2 c^2}{\sqrt{2 E_1 m_2 c^2 + m_1^2 c^4 + m_2^2 c^4}}. \quad (2.23)$$

В ультрарелятивистском случае при  $E_1 \gg m_1 c^2$ ,  $m_2 c^2$  ( $m_2 \neq 0$ ) имеем простую формулу

$$\gamma_c = \sqrt{E_1 / 2 m_2 c^2}, \quad \text{или} \quad E_1 = 2 m_2 c^2 \gamma_c^2. \quad (2.24)$$

\* Встречается английское название «рапидити» и гиперскорость.

Отсюда следует важный вывод, что лоренц-фактор СЦМ не зависит (в ультрарелятивистском случае) от массы налетающей частицы и определяется целиком массой мишени.

Преобразование в другие системы координат принципиально не отличается от преобразования из СЦМ в ЛС, но вместо  $\gamma_c$  следует использовать лоренц-факторы соответствующих систем.

**2.6.6. Преобразование распределений.** Очень часто приходится решать задачу трансформации распределений из одной системы координат в другую. Рассмотрим частную задачу перехода из СС в ЛС.

Пусть дифференциальная интенсивность частиц в двух системах есть  $F_S(p_s, \theta_s, \varphi_s)$  и  $F(p, \theta, \varphi)$  соответственно. Тогда частицы, заключенные в фазовом объеме  $d^3 p_s d\Omega_s$  в СС, перейдут в объем  $d^3 p d\Omega$  в ЛС, т. е.

$$F(p, \theta, \varphi) d^3 p d\Omega = F_S(p_s, \theta_s, \varphi_s) d^3 p_s d\Omega_s. \quad (2.25)$$

Тогда

$$F(p, \theta, \varphi) = F_S(p_s, \theta_s, \varphi_s) (d^3 p_s d\Omega_s / d^3 p d\Omega), \quad (2.26)$$

где  $p_s$ ,  $\theta_s$ ,  $\varphi_s$  нужно выразить через  $p$ ,  $\theta$ ,  $\varphi$  по формуле (2.14).

Рассмотрим простейший случай распада частиц, когда их угловое распределение в собственной системе изотропно и требуется узнать импульсное распределение в ЛС. Перейдем от системы переменных  $p_s$ ,  $\theta_s$ ,  $\varphi_s$  к  $p$ ,  $\theta$ ,  $\varphi$ , т. е. исключим угловую переменную  $\theta_s$ . Тогда с учетом (2.26)

$$d^3 p d\Omega / E = (p^2 dp / E) d \cos \theta d\varphi = (p_s^2 dp_s / E_s) d \cos \theta_s d\varphi_s.$$

Используя формулу (4.8), находим

$$\left. \frac{d \cos \theta_s}{dp} \right|_{p_s = \text{const}} = \frac{1}{\gamma_s \beta_s} \frac{p}{E}.$$

Наконец, чтобы получить спектр импульсов в ЛС, проинтегрируем (4.26) по  $dp_s$  и  $d\varphi_s$ :

$$F(p) = \frac{1}{\gamma_s \beta_s} \frac{p}{E} \int_0^{2\pi} \int_{p_{\text{мин}}}^{p_{\text{макс}}} F_S \frac{dp_s}{p_s} d\varphi_s. \quad (2.27)$$

**Пример 1.** Определим спектр фотонов  $F(E)$  от распада  $\pi^0$ -мезона, имеющего в ЛС энергию  $E_0$  и лоренц-фактор  $\gamma_0 = E_0 / m_{\pi} c^2$ . Угловое распределение фотонов в системе покоя  $\pi^0$ -мезона изотропно, и фотоны имеют фиксированный импульс  $p_s^0 = m_{\pi} c^2 / 2$ . Выражая распределение фотонов в виде  $\delta$ -функции  $F_S(p_s) = \frac{1}{2} \delta(p_s - p_s^0)$  и подставляя его в формулу (2.27), находим

$$F(E) = E F(p) / p = (2 \gamma_0 \beta_0 p_s^0)^{-1}. \quad (2.28)$$

Здесь учтено, что  $pdp = EdE$ . Минимальное и максимальное значение импульса фотона получим из соотношений (2.15):

$$(1/2)E_0(1-\beta_0) < E < (1/2)E_0(1+\beta_0). \quad (2.29)$$

В указанном интервале распределение фотонов отлично от нуля и равномерно.

**Пример 2.** Вычислим спектр фотонов от распада  $\pi^0$ -мезонов, распределенных в ЛС по спектру  $f(E_0)dE_0$ . Для этого выражение (2.28) проинтегрируем, учитывая распределение по  $E_0$ :

$$F(E) = \int_{E+m_{\pi}^2c^4/4E}^{\infty} \frac{f(E_0)dE_0}{\beta_0 E_0} = \int_{E+m_{\pi}^2c^4/4E}^{\infty} \frac{f(E_0)dE_0}{\rho_0}. \quad (2.30)$$

Пределы интегрирования найдем, выразив  $E_0$  через  $E$  в формуле (2.29).

**Пример 3.** Рассмотрим своеобразные свойства спектра фотонов от распада  $\pi^0$ -мезонов. Оказывается, что максимум спектра фотонов расположен при  $E_{\text{макс}} = m_{\pi}c^2/2$ , а энергии  $E_1 < E_{\text{макс}}$  и  $E_2 > E_{\text{макс}}$ , при которых интенсивности фотонов равны, связаны соотношением

$$\sqrt{E_1 E_2} = m_{\pi}c^2/2. \quad (2.31)$$

Эти свойства легко понять, анализируя пример 1. Действительно, из (2.29) следует, что при любом значении  $E_0$  точка  $m_{\pi}c^2/2$  лежит внутри интервала (2.29). Любая другая точка при  $E_0 < m_{\pi}c^2/2$  лежит вне интервала. Это означает, что в точке  $E_0 = m_{\pi}c^2/2$  расположен максимум при любой форме спектра пионов. Вследствие равномерности распределения  $E$  точки равной интенсивности соответствуют краям интервала (2.29). Перемножив левую и правую части неравенства (2.29), приходим к (2.31). Указанные свойства были обнаружены в измеренном спектре фотонов в стратосфере и явились решающим аргументом в пользу происхождения фотонов от распада  $\pi^0$ -мезонов (см. п. 5.1.2).

## Вопросы и задачи

1. Какова спиральность мюона в реакции  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow \mu + n$ ?
2. Чему равна энергия столкновения  $\sqrt{s}$  в СЦМ, если энергия налетающего адрона в ЛС равна  $E_0 = 100$  ГэВ?
3. Докажите, что в  $pp$ -столкновении в ультрарелятивистском случае  $s = 2E_0 m_p c^2$ .
4.  $K$ -мезон с массой 455 МэВ распадается по схеме  $K \rightarrow 2\pi$ . Каков спектр пионов распада в ЛС, если спектр каонов имеет вид  $F(E) = AE \exp(-aE)$ .
5. Определите отношение сечений взаимодействия  $lp$  и  $rp$  в кварковой модели, считая кварки независимыми.
6. При распаде  $\pi^0$ -мезона на лету один из фотонов в его собственной системе вылетает точно назад. Под каким углом летит этот фотон в ЛС?
7. Лептон с энергией 10 ГэВ потерял 20% энергии и рассеялся на угол  $\theta = 10^\circ$ . Найдите значения бёркеновских переменных и массу адронной системы (см. рис. 2.4).
8.  $u$ -кварк имеет массу около 4 МэВ. Как различаются лоренц-факторы СЦМ для случая рассеяния лептона на кварке и на нуклоне как целом?

## Глава 3. ПРАКТИЧЕСКОЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СВОЙСТВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

### § 3.1. КЛАССИФИКАЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Электромагнитные процессы изучены очень хорошо, и они дают основу для интерпретации многих явлений в космических лучах, служат базой для измерения ряда характеристик частиц, особенно в области высоких энергий.

С точки зрения классической физики процессы, происходящие в результате электромагнитных взаимодействий, можно классифицировать на основе представлений о параметре удара  $b$ .

1) Если параметр удара настолько велик, что атом реагирует как целое на переменное магнитное поле, создаваемое частицей, то происходит возбуждение или ионизация атома.

2) При меньших параметрах удара происходит столкновение с отдельными электронами атома. При этом электрону может быть передана значительная энергия. Такой электрон называется  $\delta$ -электроном. В ультрарелятивистском случае ( $E \gg mc^2$ , где  $E$  — энергия, а  $m$  — масса движущейся частицы) максимальная энергия, переданная электрону, равна  $W_{\text{max}} \approx E$ .

Если происходит столкновение фотона с электроном, причем переданная энергия много больше энергии связи, то происходит рассеяние фотона (комптоновское рассеяние, комптон-эффект).

3) При еще меньших значениях параметра  $b$  происходит взаимодействие частицы с кулоновским полем ядра. Траектория частицы искривляется, и происходит ее ускорение в радиальном направлении. Согласно классической электродинамике, в этом случае должно возникнуть тормозное излучение. Оно существует и при других видах ускоренных движений, например при движении в стационарном магнитном поле (синхротронное излучение). Такое излучение наблюдается в некоторых областях нашей и других галактик.

При взаимодействии фотонов высокой энергии с ядром фотон может образовать пару — электрон и позитрон. При этом фотон поглощается и вся его энергия переходит в энергию пары. Заметим, что заряженные частицы тоже могут образовывать пару, поскольку электромагнитное поле быстро движущейся частицы можно представить как поток фотонов со спектром, зависящим от энергии частицы. Такие фотоны называются виртуальными. Вероятность процесса образования пары заряженной частицей в  $\alpha$  раз меньше сечения прямых процессов, поскольку на графике появляется дополнительная вершина, связанная с испусканием фотона (см. п. 2.2.1).

Особый класс взаимодействий составляют процессы излучения электромагнитных волн при равномерном движении частиц. Сюда относится *излучение Вавилова—Черенкова*, с использованием которого связаны разнообразные детекторы частиц. Это излучение приводит к ряду интересных явлений в космических лучах.

Другим примером может служить *переходное излучение*, возникающее при переходе частицы из вакуума в диэлектрик или проводник или вообще через границу раздела двух сред с различными диэлектрическими постоянными.

### § 3.2. ИОНИЗАЦИЯ И ИОНИЗАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ

**3.2.1. Классическое рассмотрение.** Процесс ионизации состоит в отрыве электронов от атома при передаче им энергии, превышающей энергию связи. Для практики важны ионизационные потери энергии различных частиц. Эти потери включают в себя неупругие столкновения частиц с атомами, приводящие как к ионизации, так и к возбуждению атомов.

Основные зависимости, описывающие ионизационные потери, можно получить из сравнительно простых качественных рассуждений (Н. Бор, 1915).

Рассмотрим частицу с зарядом  $z$ , которая с параметром удара  $b$ , скоростью  $v$  и импульсом  $p_0$  движется мимо электрона. Энергию движущейся частицы будем считать достаточно большой, а потери при однократном прохождении мимо электрона — малыми. Импульс, переданный электрону:  $\Delta p = F \Delta t$  (где  $F$  — сила,  $\Delta t$  — время взаимодействия), причем  $F = zee/b^2$ , а  $\Delta t \sim 2b/v$ . Тогда  $\Delta p = 2ze^2/bv$ . Потеря энергии налетающей частицы равна энергии, которую приобрела покоившаяся частица:

$$\Delta E = \Delta p^2 / 2m_e = z^2 e^4 / b^2 m_e v^2. \quad (3.1)$$

Поскольку в 1 см<sup>3</sup> вещества находится  $Zn$  электронов (где  $Z$  — атомный номер вещества, а  $n$  — число атомов в 1 см<sup>3</sup>), то потери на пути в 1 см можно получить, проинтегрировав выражение (3.1) по всем параметрам удара  $b$  и умножив на  $nZ$ . Вероятность появления того или иного параметра удара (а следовательно, и определенной потери энергии  $\Delta E$ ) пропорциональна площади кольца радиуса  $b$ :  $W(b)db = 2\pi b db$ . Тогда

$$dE/dx = nZ \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \Delta E \cdot 2\pi b db = 2\pi n Z z^2 (e^4/m_e v^2) \ln(b_{\max}/b_{\min}). \quad (3.2)$$

Рассмотрим ограничения в пределах интегрирования. Величина  $b_{\max}$  возникает при учете энергии связи электронов в атоме. Если электрон упруго связан в атоме и может колебаться с частотой  $\nu_0$ , то при времени взаимодействия  $\Delta t \gg \nu_0^{-1}$  сила  $F$  совершает работу над электроном при его движении как в одном, так и в дру-

гом направлении и суммарная переданная энергия равна нулю. Поэтому условие передачи энергии электрону можно записать в виде  $2b/v \leq \nu_0^{-1}$ . При скорости  $v$ , близкой к скорости света, нужно учесть релятивистские эффекты. В этом случае частота колебаний электрона с точки зрения налетающей частицы уменьшится в  $\sqrt{1-v^2/c^2}$  раз. Тогда  $b_{\max} = v/2\nu_0 \sqrt{1-v^2/c^2}$ . Столкновения при  $b_{\max}$  назовем *далекими*. Предел  $b_{\min}$  определяется применимостью классических представлений, которые справедливы лишь в пределах, допускаемых квантовомеханическим *принципом неопределенности*  $\Delta p_{\max} b_{\min} \sim h$ . Очевидно, что  $\Delta p_{\max} \leq p_0$  и  $b_{\min} \approx h/p_0$ . Следовательно,

$$dE/dx = 2\pi n Z z^2 (e^4/m_e v^2) \{ \ln(p_0 v / h \nu_0 \sqrt{1-v^2/c^2}) \}. \quad (3.3)$$

Электроны в атомах могут иметь различные частоты колебаний  $\nu_0$  и соответственно энергетические уровни  $h\nu_0$ . Поскольку таких уровней много, то необходимо взять некоторое среднее значение, которое обычно характеризуют потенциалом ионизации  $I \sim 13 Z^2 \text{ эВ}$ . Очевидно, что зависимость вида  $v^{-2}$  определяется изменением времени пролета  $\Delta t \sim v^{-1}$ . Логарифмический рост ионизации в формуле (3.3) связан как с далекими [ $b_{\max} \sim (1-v^2/c^2)^{-1/2}$ ], так и с близкими ( $b_{\min} \sim p_0^{-1}$ ) соударениями. Казалось бы, при очень высоких энергиях область, где происходит ионизация, может достигнуть макроскопических размеров. Однако, как заметил впервые Ферми, в любом веществе должен в большей или меньшей степени проявляться *эффект плотности*, ограничивающий рост ионизации. Особенно силен этот эффект в плотных газах, жидких и твердых телах. В результате деформации атомов полем движущейся частицы возникает поляризация среды, причем наведенное электрическое поле направлено навстречу порождающему его полю частицы. На некотором расстоянии от линии движения частицы (зависящем от плотности) наведенное поле сравнивается с полем движущегося заряда и большие значения параметров удара не дают вклада в ионизационные потери. Математически это проявляется в том, что в формуле (3.3) появляется дополнительное слагаемое в фигурных скобках

$$\delta = \ln \sqrt{1-v^2/c^2} + \varphi, \quad (3.4)$$

которое полностью компенсирует рост потерь при далеких столкновениях. Уровень компенсации регулируется величиной  $\varphi$ , зависящей от свойств вещества\* (плотности, атомного номера и др.).

\* В малоплотных веществах эффект плотности действует лишь при очень больших энергиях. Например, в аргоне при атмосферном давлении заметный рост ионизационных потерь наблюдается вплоть до энергии  $\sim 10^{12}$  эВ. Практические формулы для вычисления ионизационных потерь в конкретных случаях см. в [1, 2].

Формула (3.3) описывает ионизационные потери на пути 1 см. Заметим, что плотность любого вещества  $\rho = nAm_p$ , где  $A$  — атомный вес, а  $m_p$  — масса протона (причем для не слишком тяжелых ядер  $A \approx 2Z$ ). Поэтому ионизационные потери в 1 г/см<sup>2</sup> вещества почти не зависят от свойств среды. Действительно, из соотношения (3.3) после перехода к потерям на 1 г/см<sup>2</sup> исчезает множитель  $nZ$  и зависимость от  $Z$  остается только под знаком логарифма, т. е. становится очень слабой (рис. 3.1). Для ил-

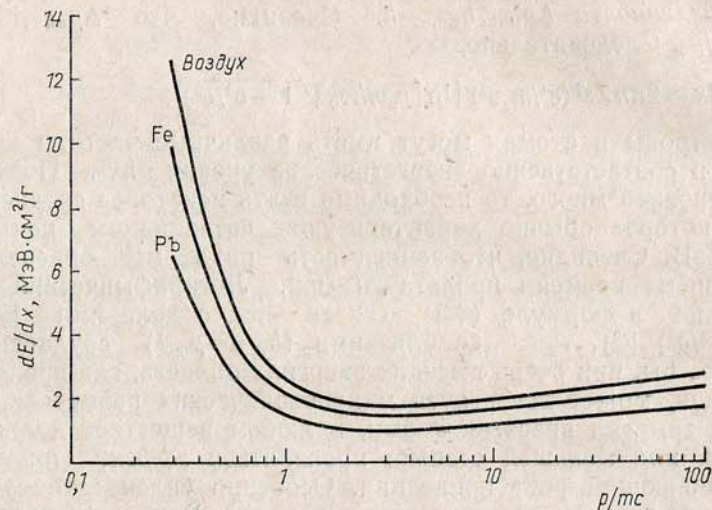


Рис. 3.1. Зависимость ионизационных потерь в различных веществах от величины  $\rho/mc = \beta/\sqrt{1-\beta^2}$

люстрации этого факта в табл. 3.1 приведены значения средних потерь на ионизацию в различных веществах для частиц высокой

Таблица 3.1

Ионизационные потери однозарядных частиц с энергией  $E \sim (2-3) mc^2$  в разных веществах

Вещество	$dE/dx$ , МэВ·см <sup>2</sup> /г	Вещество	$dE/dx$ , МэВ·см <sup>2</sup> /г
Воздух . . . . .	1,8	Железо . . . . .	1,50
Алюминий . . . . .	1,65	Свинец . . . . .	1,20

энергии. Ионизационные потери резко зависят от заряда движущейся частицы. На этом свойстве ионизационных потерь основаны методы измерения заряда частиц. Например, ядро железа

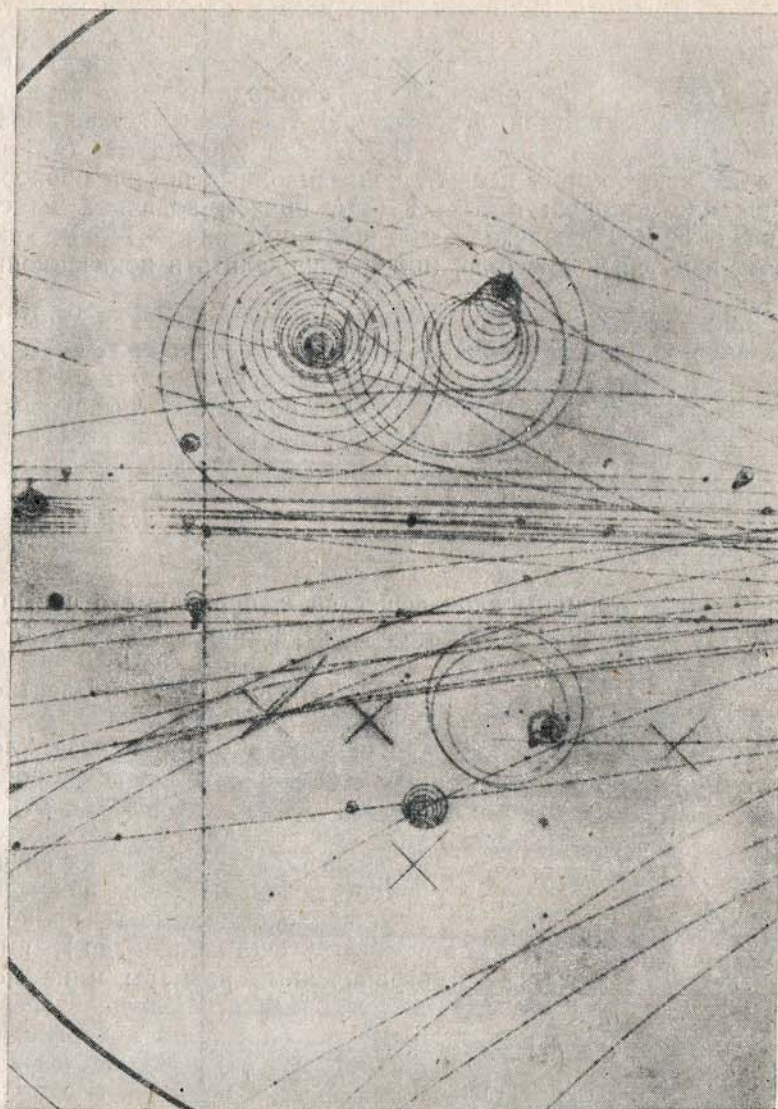


Рис. 3.2. Спиральные следы  $\delta$ -электронов в пузырьковой камере. Радиус кривизны меняется из-за потерь энергии на ионизацию и тормозное излучение

( $z=26$ ) со скоростью, близкой к скорости света, теряет на ионизацию в 676 раз больше энергии, чем протон.

**3.2.2. Измерение ионизационных потерь.** Чтобы воспользоваться свойствами ионизационных потерь на практике, необходимо на-

учиться их измерять. Ионизационные потери складываются из потерь на возбуждение атомов и потерь на ионизацию. Приборы, используемые для регистрации частиц (например, фотоэмульсии, ионизационные камеры, пропорциональные счетчики и др.), измеряют не ионизационные потери, а ионизацию, т. е. число ионов, образованных движущейся частицей. Положение упрощается тем, что, как показывают теория и опыт, ионизационные потери пропорциональны числу ионов:  $dE/dx = V_0(Z)i$ , причем величина  $V_0$  слабо зависит от  $Z$ . В воздухе  $V_0 = 35$  эВ, а в аргоне — 28 эВ. Таким образом, измеряя ионизацию, можно определить и ионизационные потери.

**3.2.3.  $\delta$ -Электроны и флуктуации ионизационных потерь.** Отметим важное свойство ионизационных потерь: *в каждом столкновении в среднем теряется очень небольшая порция энергии.* В редких случаях электронам ( $\delta$ -электронам), отрывааемым от атомов, передается значительная энергия (рис. 3.2), но вероятность большой передачи энергии обратно пропорциональна квадрату энергии  $\delta$ -электрона:

$$P(E)dE = QdE/E^2. \quad (3.5)$$

С увеличением толщины слоя вещества  $x$ , проходимого частицей, вероятность появления  $\delta$ -электрона возрастает. Поэтому  $Q \sim x$ . Если  $x$  выразить в граммах на  $1 \text{ см}^2$ , то при  $\beta \sim 1$   $Q =$

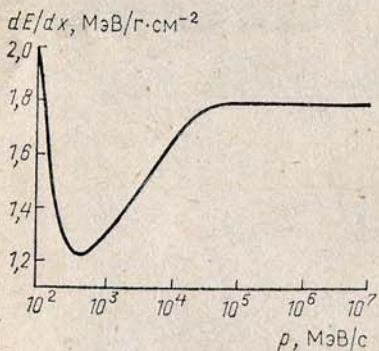


Рис. 3.3. Ионизация, регистрируемая детектором с рабочим промежутком, меньшим пробега  $\delta$ -электронов ( $\eta_{\text{макс}} = 1$  кэВ). В этом случае логарифмический рост из-за близких соударений отсутствует

зависит от энергии (рис. 3.3). Существование  $\delta$ -электронов приводит к сильным флуктуациям ионизаци-

онизационных потерь, когда эффект плотности уже подавил вклад далеких столкновений. Однако во многих случаях приборы, измеряющие ионизацию (ионизационные камеры, пропорциональные счетчики и др.), имеют ограниченные размеры и не могут регистрировать полную энергию  $\delta$ -электронов большой энергии, пробег которых не укладывается в рабочем объеме прибора. В этом случае регистрируемые потери энергии уже не зависят от  $\Delta\rho_{\text{макс}}$ , а зависят лишь от некоторой максимальной регистрируемой ионизации  $\eta_{\text{макс}}$ , которая в свою очередь не зависит от  $\rho_0$ . Поэтому и измеряемая ионизация

онных потерь. Величину флуктуаций потерь энергии в тонких слоях вещества впервые рассчитал Л. Д. Ландау. Выяснилось, что в определенных пределах флуктуации мало меняются с толщиной слоя. На рис. 3.4 изображена экспериментальная дифференциальная

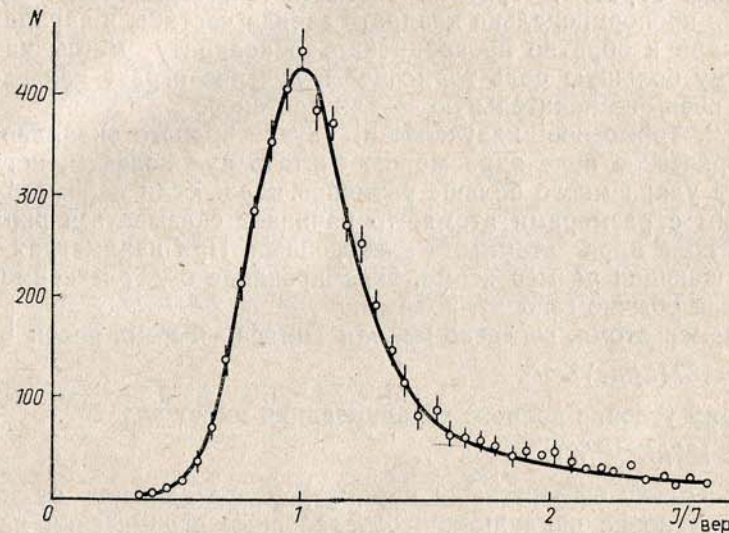


Рис. 3.4. Дифференциальный спектр ионизаций мюонов на уровне моря, измеренный пропорциональным счетчиком. Теоретическая кривая флуктуаций ионизационных потерь, по Ландау, приблизительно в 2 раза уже

рэнциальная вероятность отклонения потерь энергии от наиболее вероятного значения  $i/i_{\text{вер}}$ . Асимметрия распределения позволяет различать *вероятную* потерю энергии, соответствующую максимуму, и *среднюю*, которая в 1,4 раза больше вероятной.

### § 3.3. ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

**3.3.1. Общие свойства тормозного излучения.** Тормозное излучение заряженных частиц возникает при любых видах ускоренного движения, в частности при взаимодействии частиц с кулоновским полем ядра или атомных электронов. Интенсивность тормозного излучения пропорциональна квадрату ускорения:

$$E_{\text{т}} \sim \omega^2. \quad (3.6)$$

Учитывая, что напряженность кулоновского поля ядра с зарядом  $Z$

$$\mathcal{E} = Ze/r^2,$$

нетрудно получить следующие соотношения:

$$\omega = (Ze/m)(ze/r^2); \quad E_T \sim (z^2 Z^2 e^4 / m^2 r^2), \quad (3.7)$$

где  $z$  — заряд частицы,  $m$  — ее масса.

Таким образом, теряемая частицей при тормозном излучении энергия пропорциональна квадрату заряда частицы и заряда атомного ядра и обратно пропорциональна квадрату массы частицы. Поэтому большую роль тормозное излучение играет для электронов и очень незначительную — для протонов.

**3.3.2. Тормозное излучение в случае полного экранирования.** Электрическое поле ядра можно считать кулоновским, когда параметр удара много больше размеров ядра. Если параметр удара сравним с размерами атома, то начинает сказываться экранирование поля ядра атомными электронами. При параметрах удара, превышающих размер атома, экранирование будет максимальным или, как обычно говорят, полным.

Размер атома, согласно модели Томаса—Ферми, равен

$$a = 137(h/mc)Z^{-1/3}. \quad (3.8)$$

Поэтому условие полного экранирования имеет вид

$$b > 137hZ^{-1/3}/mc.$$

Поскольку эффективный параметр удара зависит от энергии, то это условие накладывает определенные ограничения на энергию электронов. Оказывается, что экранирование будет полным, если энергия налетающей частицы

$$E > 137mc^2 Z^{-1/3}. \quad (3.9)$$

Численные значения этой энергии в различных веществах легко подсчитать по формуле (3.9) (табл. 3.2).

При полном экранировании вероятность излучения электроном с энергией  $E$  фотона с энергией  $E'$  в поле атомных ядер на пути в 1 см

$$W_e(E, E') dE' = 4naZ^2 r_0^2 (dE'/E') \ln 183Z^{-1/3}, \quad (3.10)$$

где  $r_0 = e^2/mc$  — классический радиус электрона. При прохождении вблизи атома электрон испытывает тормозное излучение не только в поле ядра, но и в поле атомных электронов. Можно приближенно считать, что вероятность излучения в поле электрона такая же, как и в поле протона. В этом случае  $W_e = W_e^p Z^2 + W_e^e Z$ , так как число электронов в атоме равно  $Z$ . Тогда

$$W_e(E, E') dE' = 4naZ(Z+1)r_0^2 (dE'/E') \ln 183Z^{-1/3}. \quad (3.11)$$

**3.3.3. Радиационная единица длины\*.** Выражение (3.11) можно записать в более простом виде, если ввести особое обозначение для той его части, которая не зависит от энергии:

$$4naZ(Z+1)r_0^2 \ln 183Z^{-1/3} = t_0^{-1}. \quad (3.12)$$

Легко убедиться, что  $t_0$  имеет размерность длины и поэтому называется *радиационной единицей длины* (см. § 3.8).

**3.3.4. Энергия излучения.** Рассмотрим некоторые следствия формулы (3.10), перепишав ее с учетом (3.12):

$$W_e(E, E') dE' = t_0^{-1} dE'/E'. \quad (3.13)$$

При уменьшении энергии излучаемых фотонов  $E'$  вероятность излучения  $W_e$  неограниченно растет. Физически это означает, что число фотонов малой энергии, излучаемых на единице пути, очень велико. Однако полная излучаемая энергия остается ограниченной. Ее можно определить из формулы

$$-(dE/dx)_e = \int_0^E W(E, E') E' dE' = E/t_0. \quad (3.14)$$

Относительная потеря энергии на тормозное излучение есть величина постоянная, не зависящая от энергии:

$$-(1/E)(dE/dx)_e = 1/t_0. \quad (3.15)$$

Интегрируя это выражение, легко получить закон поглощения электрона при прохождении его через вещество:

$$E = E_0 \exp(-t/t_0), \quad (3.16)$$

здесь  $E_0$  — начальная энергия электрона.

Из соотношения (3.16) следует, что на пути в одну  $t_0$ -единицу энергия электрона убывает в  $e$  раз независимо от энергии  $E_0$  и в этом смысле проникающая способность электрона не увеличивается с ростом энергии. Здесь ярко проявляется различие между ионизационными потерями и потерями на тормозное излучение.

Энергия, израсходованная на ионизацию, передается атомным электронам, как правило, малыми порциями и быстро растрчивается на тепловое движение атомов, т. е. теряется безвозвратно. Происходит, как говорят, диссипация энергии. В противоположность этому при тормозном излучении фотон имеет большую вероятность унести энергию, сравнимую с энергией электрона. Поэтому при тормозном излучении имеет место дробление энергии, т. е. распределение ее между небольшим числом высокоэнергич-

\* Синонимы:  $t$ -единица, каскадная единица, лавинная единица.

ных фотонов. Энергия остается у частиц высокой энергии, хотя и другой природы.

Чтобы убедиться в этом, рассмотрим дифференциальную вероятность передачи определенной доли энергии от электрона фотонам. Суммарная энергия, передаваемая фотонам с энергией в интервале от  $E'$  до  $E'+dE'$  на пути в 1 см [см. (3.13)]:

$$W_e(E, E')E'dE' = dE'/t_0.$$

Это выражение не зависит от энергии фотона в рассматриваемом приближении. Следовательно, энергия, передаваемая на пути в 1 см фотонам с энергией от 0 до  $E/2$ , равна энергии, передаваемой фотонам в интервале от  $E/2$  до  $E$ .

Однако в первом случае возникает большое число малоэнергичных фотонов, а во втором — всего один-два фотона высокой энергии. Таким образом, на любом отрезке пути половина энергии будет в среднем передана малоэнергичным фотонам, а половина — фотонам высокой энергии.

Итак, показано, что при тормозном излучении энергия не теряется безвозвратно на тепловое движение, а «перекачивается» к фотонам, энергия которых сравнима с энергией электрона. Это приводит к сильным флюктуациям в потерях энергии, так как электрон может затормозиться сразу, образовав энергичный фотон, или плавно терять энергию, создавая много фотонов.

**3.3.5. Угловое распределение фотонов.** Фотоны тормозного излучения сильно коллимированы в направлении движения, если  $E \gg m_e c^2$  (ультрарелятивистский случай). Угловое распределение фотонов имеет вид

$$d\sigma(\theta, E) = A\theta d\theta / [\theta^2 + (mc^2/E^2)].$$

Средний угол вылета фотонов равен

$$\langle \theta \rangle \simeq mc^2/E. \quad (3.17)$$

В нерелятивистском приближении фотоны могут испускаться как вперед, так и назад. Их угловое распределение пропорционально  $\cos^2 \theta$ .

**3.3.6. Синхротронное излучение.** Частным случаем тормозного излучения является синхротронное, возникающее как результат равномерно ускоренного движения частицы по окружности в магнитном поле. Потери энергии на синхротронное излучение ставят предел ускорению электронов в циклических ускорителях — синхротронах.

В случае ультрарелятивистских электронов излучение направлено по касательной к траектории электрона и заключено в пределах угла, определяемого формулой (3.17). Поэтому наблюдатель увидит вспышки излучения, происходящие с интервалами, равными времени одного оборота электрона.

Спектр синхротронного излучения непрерывен, а максимум интенсивности наблюдается на частотах

$$\nu_{\max} = 1/\tau = (eB_{\perp}/mc) (E/mc^2)^2.$$

Очевидно, что магнитотормозное излучение никак не связано с присутствием вещества и поэтому потери энергии можно отнести к единице времени, а не к пройденному пути. Если угол между вектором скорости  $v$  и вектором  $B$  (pitch-угол) равен  $\eta$ , то

$$-(dE/dt) = cr_0^2 (B \sin \eta)^2 E^2 = 10^{-3} B_{\perp}^2 (E/mc^2)^2 \text{ эВ/с}, \quad (3.18)$$

здесь  $B$  — магнитная индукция, в Гс. Эта формула иллюстрирует быстрый рост магнитотормозных потерь с энергией. Для тяжелых частиц потери во много раз меньше [порядка  $(m/M)^4$ ]. Средняя энергия фотонов, образующихся при синхротронном излучении:

$$\langle E' \rangle = 2 \cdot 10^{-20} B_{\perp} E^2 \text{ эВ}. \quad (3.19)$$

Замечательным свойством синхротронного излучения является его *линейная поляризация*. Поляризация возникает как результат существования выделенного направления в магнитном поле, определяемого вектором  $B$ .

### § 3.4. ИЗЛУЧЕНИЕ ВАВИЛОВА—ЧЕРЕНКОВА\* [3]

**3.4.1. Общие свойства.** Излучение частицы, движущейся в веществе со скоростью большей скорости света в этом веществе, было открыто экспериментально С. И. Вавиловым и П. А. Черенковым в 1934 г. Теория этого эффекта была разработана И. М. Франком и И. Е. Таммом в 1937 г.\*\*

Коренным отличием черенковского излучения от тормозного является то, что первое возникает при движении частицы с постоянной скоростью. При этом излучение испускается не частицей, как тормозное, а средой.

Электрически заряженная частица, двигаясь в среде, вызывает поляризацию атомов среды, которые на короткое время превращаются в диполи. Колебание диполей приводит к появлению излучения. Если частица движется со скоростью, меньшей скорости света  $c'$  в среде ( $c' = c/n$ , где  $n$  — показатель преломления), то поляризация возникает и перед частицей, и позади нее. В целом область поляризации сферически симметрична, и излучение всех диполей в сумме полностью скомпенсировано. Если же частица движется со скоростью, большей скорости света, то сигнал о движении частицы не может ее опередить, и поляризация возникает

\* Синоним: черенковское излучение.

\*\* И. Е. Тамм, И. М. Франк и П. А. Черенков в 1958 г. были удостоены Нобелевской премии.



только в области позади частицы. При этом возникает нескомпенсированное электрическое поле. По некоторому направлению (определяемому условием когерентности излучения диполей) будет распространяться электромагнитная волна. Условие когерентности имеет вид

$$\cos \theta = c/nv, \quad (3.20)$$

где  $v$  — скорость частицы, а  $\theta$  — угол, под которым наблюдается излучение. При  $v \approx c \cos \theta \approx 1/n$ .

И. М. Франк и И. Е. Тамм получили выражение для энергии излучения на единичном пути:

$$dE/dx = (ze^2/c^2) \int [1 - (\beta n)^{-2}] \omega d\omega. \quad (3.21)$$

Из формулы (3.21) следует, что излучение отсутствует, если  $\beta n < 1$ . В реальной среде  $n$  зависит от частоты  $\omega$  и поэтому излучение существует лишь в определенных диапазонах частот. На рис. 3.5 показаны области, где  $n > 1$  и, следовательно, возможно

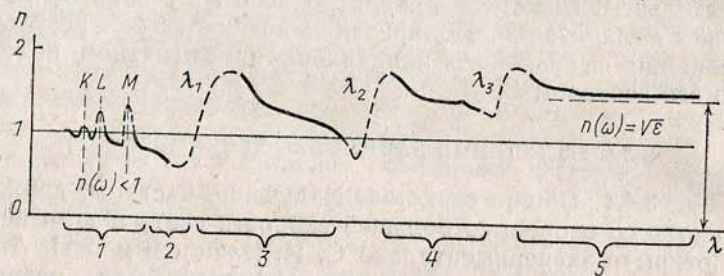


Рис. 3.5. Кривая дисперсии типичной прозрачной среды в разных диапазонах спектра электромагнитных излучений. Излучение Вавилова—Черенкова возможно в тех областях, где  $n(\omega) > 1$ : 1 — рентгеновское излучение; 2 — далекий ультрафиолет; 3 — ультрафиолетовая, видимая и близкая инфракрасная область; 4 — далекая инфракрасная область; 5 — радиодиапазон

излучение Вавилова—Черенкова. Излучение велико в области ультрафиолетового и видимого излучений, а также в далекой инфракрасной области и в радиодиапазоне. Оно полностью отсутствует в рентгеновском диапазоне длин волн.

Спектральное распределение излучения имеет вид [см. (3.21)]

$$d^2E/dxd\omega \sim \omega \quad (3.22)$$

или, если перейти к числу фотонов ( $E = Nh\omega$ ),

$$d^2N/dxd\omega = \text{const}. \quad (3.23)$$

**Пример.** Если сравнить энергии тормозного и черенковского излучений, то нетрудно убедиться, что для электрона с энергией 100 МэВ, проходящего через

слой воды 1—2 см, энергия тормозного излучения в  $10^3$  раз больше, чем для излучения Вавилова—Черенкова, однако в диапазоне видимых длин волн последнее излучение примерно в  $10^6$  раз интенсивнее тормозного.

**3.4.2. Применение эффекта Вавилова—Черенкова для измерения характеристик частиц.** Излучение Вавилова—Черенкова нашло широкое применение в детекторах частиц — черенковских счетчиках. Счетчик состоит из радиатора, в котором происходит излучение, и фотоумножителя для усиления света. В качестве радиатора может применяться пластинка практически из любого прозрачного вещества. Выход света из пластинки толщиной  $1 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$  показан на рис. 3.6. Острая направленность светового потока позволяет использовать черенковский счетчик как детектор направления прихода частицы, что особенно важно при измерениях в космическом пространстве, где угловое распределение частиц изотропно.

Порог излучения Вавилова—Черенкова зависит только от скорости частицы. Поэтому для протонов порог по импульсу в  $m_p/m_e$  раз выше, чем для электронов. Измеряя независимым способом (например, с помощью магнитного спектрометра) импульс частицы в сочетании со световой вспышкой от черенковского счетчика, можно разделить частицы разной массы. Например, если в газе при импульсе 10 МэВ наблюдается излучение Вавилова—Черенкова, то вызвавшая его частица — электрон. На ускорителях используются газовые черенковские счетчики. Меняя в них давление, можно плавно изменять коэффициент преломления и тем самым порог возникновения черенковского свечения. Создав систему счетчиков разного давления и включив их в систему совпадений—антисовпадений, можно при известном импульсе отбирать частицы определенной природы.

Газовые черенковские счетчики использовались и для идентификации частиц в космических лучах. Учитывая низкую интенсивность космических лучей и малый выход света из газовых счетчиков, их приходится делать очень большого размера. Поэтому работать с такими счетчиками можно лишь при атмосферном давлении.

Таблица 3.3  
Интенсивность и пороговая энергия излучения Вавилова—Черенкова в газах

Параметр	He	Ne	$\text{H}_2$	Воздух	Метан
$dN/dl$ , фотон/см	0,027	0,052	0,11	0,23	0,34
$\gamma = E_c/mc^2$	119	85	59	40	33

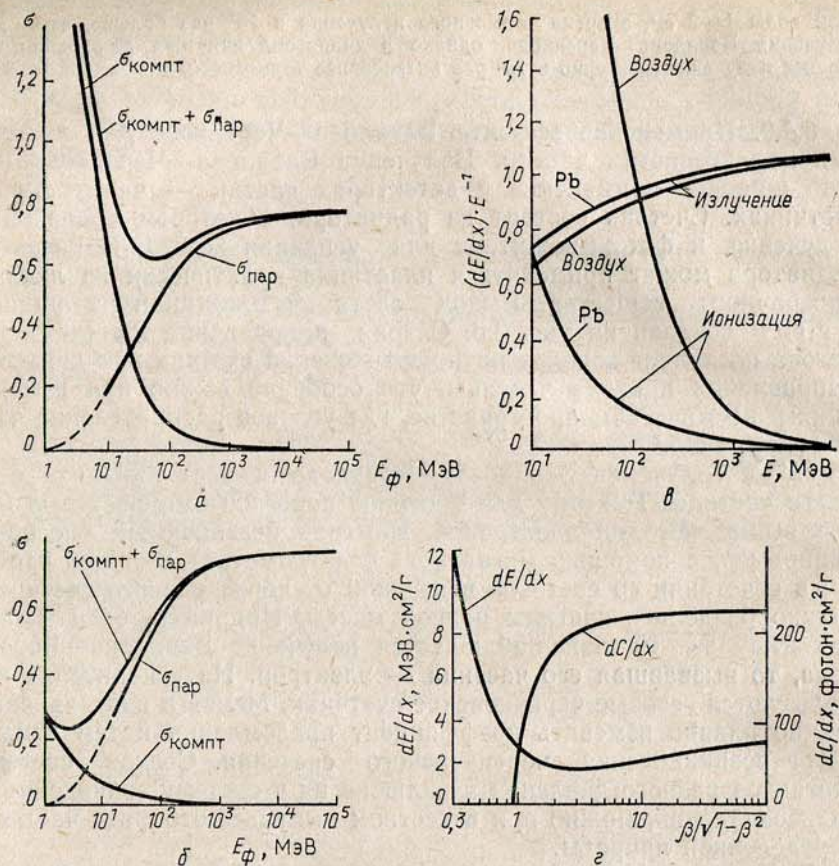


Рис. 3.6. Сечения (в расчете на 1  $t$ -единицу) образования пар фотонами и комптоновского рассеяния в воздухе (а), в свинце (б), относительные потери энергии на тормозное излучение и ионизацию в воздухе и в свинце (в); сравнение ионизационных потерь энергии и потерь на черенковское излучение (правая шкала),  $\beta = v/c$  (г)

В табл. 3.3 показаны число фотонов, образующихся в разных газах на пути 1 см в интервале  $3500 < \lambda < 5000 \text{ \AA}$ , и пороговая энергия возникновения свечения  $E_c$  в единицах массы покоя частицы.

Длительность вспышки черенковского излучения очень мала. Это позволяет использовать черенковские счетчики для точных измерений времени прихода частиц (см. § 12.10). Поскольку излучаемая энергия пропорциональна  $z^2$  [см. (3.21)], то черенковские счетчики являются эффективными приборами для измерений заряда частиц.

**Пример.** Для регистрации сигнала фотоумножителем требуется 20—30 фотонов. Значит, при 100%-ном сборе света длина воздушного черенковского счетчика должна быть около 1 м. В слое воды толщиной 1 см испускается около 200 фотонов.

### § 3.5. ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Электромагнитное излучение возникает и в том случае, когда заряженная частица пересекает границу раздела двух сред, отличающихся скоростью распространения света. Такое излучение наблюдается экспериментально и называется переходным. Теория явления разработана В. Л. Гинзбургом и И. М. Франком в 1946 г. В отличие от излучения Вавилова—Черенкова переходное излучение происходит при любых скоростях.

Наиболее сильный эффект наблюдается в случае, когда частица попадает из вакуума в идеальный проводник. В момент пересечения границы раздела электрическое поле заряда во внешнем пространстве исчезает, что должно приводить к возникновению излучения.

Исследования последних лет [4] показали, что переходное излучение — широко распространенное явление, охватывающее оптическую и рентгеновскую части диапазона электромагнитных волн. Интенсивность излучения в рентгеновском диапазоне под малыми углами к линии движения частицы, как выяснилось, имеет сильную линейную зависимость от отношения энергии к массе. Это позволяет надеяться на возможность создания эффективных детекторов частиц в области очень высоких энергий.

При прохождении частицей одного слоя диэлектрика число излученных фотонов невелико (примерно один фотон на сто или тысячу частиц). Если, однако, создать многослойную систему из сотен или тысяч слоев или использовать пористые материалы (например, пенопласт), прозрачные для рентгеновского излучения, то можно добиться почти 100%-ной эффективности регистрации. В этом случае линейный рост интенсивности излучения даст надежный метод измерения скоростей, соответствующих отношению  $E/mc^2 \leq 10^4$ . В настоящее время ведутся работы по изучению космических лучей с помощью детекторов переходного излучения (см. § 5.2).

### § 3.6. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ФОТОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ

**3.6.1. Комптон-эффект** (см. § 3.2). Вероятность рассеяния фотона на свободном электроме на пути 1 см (комpton-эффект) в предельном случае больших энергий фотонов ( $E' \gg m_e c^2$ ) имеет вид

$$W_K(E') = \pi r_0^2 n Z (m_e c^2 / E') [\ln(2E' / m_e c^2) + 1/2]. \quad (3.24)$$

Следовательно, вероятность комптон-эффекта обратно пропорцио-

нальна энергии фотона. Средняя потеря энергии на один акт взаимодействия

$$\langle \Delta E' \rangle / E' = 1 - (4/3) [\ln(2E'/m_e c^2)]^{-1}.$$

При обратном комптон-эффекте — рассеянии фотонов на ультра-релятивистских электронах — энергия фотона увеличивается (см. п. 7.3.3).

**3.6.2. Рождение пар.** В случае полного экранирования вероятность того, что фотон с энергией  $E'$  образует электрон с энергией  $E$  и позитрон с энергией  $E' - E$ :

$$W_p(E', E) dE = (7/9) (1/t_0) (dE/E'). \quad (3.25)$$

Вероятность (3.25) не зависит от энергии электрона и позитрона. Это можно было предвидеть заранее, поскольку фотон в данном процессе исчезает и вероятность рождения электрона с энергией  $E$  и позитрона с энергией  $E' - E$  должна быть одинакова. Одной из частиц передается больше половины энергии фотона. Следовательно, здесь, как и в случае тормозного излучения, энергия передается большими порциями.

Для определения полной вероятности  $\sigma_p$  образования пары на пути 1 см необходимо проинтегрировать выражение (3.25) по всем возможным энергиям электронов:

$$\sigma_p = \int_0^{E'} W_p(E', E) dE = (7/9) (1/t_0). \quad (3.26)$$

Таким образом, полная вероятность образования пар не зависит от энергии фотона в случае полного экранирования (предельно больших энергий  $E' \gg m_e c^2$ ). При  $E' < 2m_e c^2$  она равна нулю. Сопоставляя полученный результат с вероятностью комптон-эффекта, видим, что комптон-эффект происходит главным образом при малых энергиях, а рождение пар — при больших (см. рис. 3.6).

### § 3.7. РАДИАЦИОННАЯ ЕДИНИЦА ДЛИНЫ И КРИТИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ

Рассмотрим некоторые свойства  $t_0$ -единицы (3.12). Используем эту величину как единицу длины при расчете различных процессов. Тогда из (3.15) получим

$$-E^{-1} (dE/dt)_e = 1, \quad dx = t_0 dt. \quad (3.27)$$

Аналогично найдем вероятность поглощения фотонов в результате образования пар на пути в одну  $t_0$ -единицу [см. (3.26)]:

$$(\sigma_p)_{t_0} = 7/9. \quad (3.28)$$

Таким образом, если принять за масштаб длины  $t_0$ -единицу, то процессы тормозного излучения и образования пар будут описываться совершенно тождественно во всех веществах при выпол-

нении условия полного экранирования. Это достигается тем, что свойства вещества перенесены в масштаб измерения пути.

Заметим, что вероятность комптон-эффекта на пути в одну  $t_0$ -единицу уменьшается обратно пропорционально  $Z$  [убедитесь в этом, проанализировав формулу (3.24)].

Обратимся теперь к формуле (3.3) для ионизационных потерь энергии. В расчете на  $t_0$ -единицу относительные ионизационные потери возрастут в  $t_0$  раз:

$$(1/E) (dE/dt)_i = (Z/E) \text{const} \cdot t_0 = (\text{const})' / ZE. \quad (3.29)$$

Если мы обозначим  $(\text{const})' / Z = \epsilon$ , то (3.29) примет вид

$$(1/E) (dE/dt)_i = \epsilon / E. \quad (3.30)$$

Каковы же свойства  $\epsilon$ ? Для выяснения этого сопоставим (3.30) с формулой для потерь энергии на тормозное излучение (3.27). Сравнивая, видим, что при  $E = \epsilon$  потери на ионизацию равны радиационным потерям (см. рис. 3.6). Поэтому величина  $\epsilon$  называется *критической энергией*. При  $E < \epsilon$  ионизационные потери больше тормозных, при  $E > \epsilon$  преобладают потери на излучение. Численно критическая энергия равна ионизационным потерям на пути в одну  $t_0$ -единицу [это следует из формулы (3.30)]. Согласно (3.29) и (3.30)  $\epsilon Z = \text{const}$ . Это соотношение является приближенным, так как был рассмотрен крайне релятивистский случай\*.

Таблица 3.4

Длина  $t_0$ -единицы,  $\epsilon$  и  $\epsilon Z$ 

Вещество	$\langle Z \rangle$	$t_0$ , г/см <sup>2</sup>	$\epsilon$ , МэВ	$\epsilon Z$ , МэВ
Вода . . . . .	7,23	36,4	73	528
Воздух . . . . .	7,37	37,1	81	600
Углерод . . . . .	6	43,3	76	456
Алюминий . . . . .	13	24,3	40	520
Железо . . . . .	26	13,9	21	550
Свинец . . . . .	82	6,4	7,6	620

В табл. 3.4 даны значения  $t_0$ -единицы, критической энергии  $\epsilon$  и произведения  $\epsilon Z$ .

Сопоставляя (3.15) и (3.30) и учитывая (3.28), приходим к следующим выводам.

1. Относительные потери энергий электронов можно считать постоянными при энергии  $E$  выше критической как в легких, так и в тяжелых веществах (условие А).

\* Выражения (3.12) получены в борновском приближении, которое неточно, а для вещества с малым  $A$  неточна и модель Томаса — Ферми, поэтому в сечении следует ввести поправки.

2. Процесс образования пар фотонами можно считать не зависящим от энергии при условии полного экранирования, т. е. при условии (3.9) (условие В). Численные значения энергии в различных

Таблица 3.5  
Энергия, соответствующая условиям А и В, МэВ

Вещество	А	В
Воздух . . . . .	66	40
Свинец . . . . .	7,6	15

веществах, соответствующие этим условиям, приведены в табл. 3.5.

Итак, для воздуха более жестким является условие А, а для свинца — условие В. Поэтому предельные выражения для тормозного излучения и процесса образования пар можно использовать при выполнении двух условий — А и В. При меньших энергиях следует учитывать в легких веществах ионизационные потери, а в тяжелых — зависимость сечения поглощения фотонов от энергии.

### § 3.8. РАССЕЙНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ

До сих пор мы рассматривали энергетическую проблему взаимодействия электронов и фотонов с веществом. Однако существует еще и геометрическая проблема: рассеяние частиц. При каждом акте тормозного излучения, рождения пары или рассеяния при столкновении с электронами и ядрами заряженные частицы отклоняются на некоторый угол по отношению к первоначальному направлению движения. Изменение направления движения электрона при тормозном излучении, или угол разлета пары, определяется формулой (3.17). При прохождении электроном слоя вещества акт кулоновского рассеяния на ядрах происходит многократно. В результате накапливается некоторый угол рассеяния, среднее квадратическое значение которого

$$\sqrt{\langle \theta_p^2 \rangle} = 0,7(E_s/E) \sqrt{t/t_0}, \quad (3.31)$$

здесь  $E_s = 21$  МэВ;  $t$  — толщина слоя;  $t_0$  — радиационная единица длины. Видно, что многократное рассеяние значительно больше рассеяния, возникающего в акте тормозного излучения. На длине в одну  $t_0$ -единицу

$$\theta_i/\theta_p = m_1 c^2 / 0,7 E_s.$$

**Пример.** Из-за многократного рассеяния электрон с энергией, удовлетворяющей условию В в тяжелых веществах (для свинца это 15 МэВ), после прохождения 1  $t_0$ -единицы рассеивается в среднем на угол около 1 рад.

Многократное рассеяние частиц в фотоэмульсии используется для определения их энергии (см. § 3.15).

### § 3.9. ОГРАНИЧЕНИЯ СО СТОРОНЫ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Рассмотренное ранее сечение тормозного излучения получено Бете и Гайтлером и относится к взаимодействию с отдельными атомами. В этом случае результаты не имеют каких-либо специальных ограничений в области высоких энергий. Однако в среде, как показали Л. Д. Ландау и И. Я. Померанчук, при высоких энергиях теория неточна. Физические причины этого состоят в следующем.

Испускание фотонов малых энергий происходит в результате взаимодействий на расстоянии, много большем размеров атомов. С ростом энергии электрона это эффективное расстояние возрастает и при некоторых достаточно больших энергиях превышает длину лавинной единицы. Электроны и фотоны на этой длине существенно поглощаются, что не учитывает теория Бете—Гайтлера, рассматривающая изолированный атом. Наиболее сильное отклонение происходит при малых энергиях излучаемых фотонов, где спектр фотонов ведет себя как  $dE'/\sqrt{E'}$  [ср. с (3.13)].

Описываемые эффекты приводят к тому, что потери энергии электронов и фотонов уменьшаются, а их проникающая способность увеличивается. Это можно формально описать, предположив, что длина  $t_0$ -единицы возрастает с энергией.

### § 3.10. ЭЛЕКТРОН-ФОТОННЫЕ ЛИВНИ \* [5, 6]

**3.10.1. Вводные замечания.** Электрон-фотонные ливни образуются при падении электронов или фотонов высокой энергии на толстые слои вещества. Они возникают в результате большого числа отдельных взаимодействий и поэтому не являются элементарным процессом. Способность электронов и фотонов создавать каскадные ливни используется для определения важнейшей характеристики движения частицы — ее энергии. Поэтому дальнейшее описание экспериментов в космических лучах провести невозможно, не опираясь на теорию, связывающую измеряемые характеристики ливня с энергией первичной частицы.

**3.10.2. Электромагнитная каскадная теория.** Как уже ясно из изложенного ранее, электрон высокой энергии, упавший на слой вещества, образует цепь процессов.

1. На первой  $t_0$ -единице в результате тормозного излучения появляются фотоны, часть которых имеет энергию того же порядка, что и электрон.

2. Возникшие фотоны в результате процесса образования пар создадут электроны и позитроны высокой энергии. В эксперименте обычно не различают электроны и позитроны, и поэтому можно рассматривать просто число заряженных частиц, называя их для определенности электронами.

\* Синонимы: электромагнитные каскады, электрон-фотонные каскады, каскадные ливни.

Следовательно, на глубине несколько  $t_0$ -единиц будет существовать много электронов и фотонов. Возникнет электрон-фотонная лавина. По мере дальнейшего увеличения числа частиц энергия их будет падать и наконец достигнет критической. После этого частицы начнут поглощаться из-за ионизационных потерь и лавина затухнет. Такова качественная картина развития электрон-фотонного каскада.

Количественные характеристики электрон-фотонного каскада изучаются в электромагнитной каскадной теории. Основной задачей электромагнитной каскадной теории, т. е. теории прохождения частиц с электромагнитным взаимодействием через вещество, является построение функции, описывающей распределение частиц на определенной глубине  $t$  в веществе с атомным номером  $Z$  по углам, энергии и расстояниям от оси ливня.

Во многих случаях достаточно ограничиться одномерной задачей, т. е. не рассматривать поперечные размеры ливня и угловое распределение частиц. Это возможно, так как продольные размеры ливня много больше поперечных. Мы видели, что на большие углы (порядка радиана) рассеиваются частицы с энергией, близкой к критической. Однако такие частицы на пути в одну  $t_0$ -единицу поглотятся в результате ионизационных потерь. Поэтому поперечные размеры ливня по порядку величины равны  $t_0$ -единице. Продольные же размеры при больших начальных энергиях составляют десятки  $t_0$ -единиц. Если отвлечься от пространственного распределения частиц в ливне, то задача сведется к отысканию функции, описывающей распределение частиц различной энергии по глубине.

**3.10.3. Кинетические уравнения каскадной теории.** Сформулируем задачу каскадной теории в простейшем варианте. Рассмотрим одномерное развитие каскада и определим среднее число частиц на различных глубинах в веществе, не учитывая флуктуаций. Предположим, что можно пренебречь всеми процессами, кроме тормозного излучения и рождения пар фотонами (приближение А), а для соответствующих сечений используем приближение полного экранирования (условие В; см. табл. 3.5). Пренебрежение ионизационными потерями означает, что мы ограничиваемся энергией больше критической (условие А).

Среднее число электронов с энергией в интервале от  $E$  до  $E+dE$  на глубине  $t$  обозначим  $\mathcal{P}(t, E)$ , а соответствующее число фотонов  $\Gamma(t, E')dE'$ . Изменение числа частиц при прохождении слоя  $dt$  в этом случае определяется следующими выражениями.

1. Изменение числа электронов в результате образования пар фотонами

$$\left. \frac{\partial \mathcal{P}(E, t)}{\partial t} \right|_p = 2 \int_0^\infty \Gamma(E', t) W_p(E', E) dE'. \quad (3.32)$$

2. Изменение числа фотонов из-за того же процесса

$$\left. \frac{\partial \Gamma(E, t)}{\partial t} \right|_p = - \int_0^E \Gamma(E, t) W_p(E', E) dE'. \quad (3.33)$$

3. Изменение числа электронов и фотонов из-за тормозного излучения

$$\left. \begin{aligned} \left. \frac{\partial \mathcal{P}(t, E)}{\partial t} \right|_e^- &= - \int_0^E \mathcal{P}(t, E) W_e(E, E') dE'; \\ \left. \frac{\partial \mathcal{P}(t, E)}{\partial t} \right|_e^+ &= \int_E^\infty \mathcal{P}(t, E') W_e(E', E' - E) dE'; \end{aligned} \right\} \quad (3.34)$$

$$\left. \frac{\partial \Gamma(t, E)}{\partial t} \right|_e = \int_E^\infty \mathcal{P}(t, E') W_e(E', E) dE'. \quad (3.35)$$

Следовательно, можно записать следующие кинетические уравнения каскадной теории:

$$\begin{aligned} \partial \mathcal{P} / \partial t &= 2 \int_E^\infty \Gamma(t, E') W_p(E', E) dE' + \int_E^\infty \mathcal{P}(t, E') W_e(E', E' - E) dE' - \\ &- \int_0^E \mathcal{P}(t, E) W_e(E, E') dE; \end{aligned} \quad (3.36)$$

$$\partial \Gamma / \partial t = \int_E^\infty \mathcal{P}(t, E') W_e(E', E) dE' - \int_0^E \Gamma(t, E) W_p(E, E') dE'. \quad (3.37)$$

Полученные интегральные уравнения можно решить методом функциональных преобразований Лапласа—Меллина [5].

На практике часто приходится иметь дело с полным числом частиц, имеющих энергию больше заданной:

$$N(t, E, E_0) = \int_E^{E_0} \mathcal{P}(t, E) dE. \quad (3.38)$$

Функция  $N(t, E)$  называется *интегральным спектром*. Решение каскадных уравнений для этой функции, представленное в параметрической форме, имеет вид (для первичного электрона)

$$N(t, E) = [H(s)/s] (E_0/E)^s \exp \lambda_1(s) t / \sqrt{2\pi \lambda_1''(s) t}. \quad (3.39)$$

В этом выражении  $t$  связано с  $E$  соотношением

$$\lambda_1'(s)t + \ln(E_0/E) = 0, \quad (3.40)$$

а  $H(s) > 0$  — монотонно убывающая функция. Из формул (3.39) и (3.40) видно, что  $\lambda_1'(s) < 0$ , а  $\lambda_1''(s) > 0$ . Значения функций  $H(s)$ ,  $\lambda_1(s)$ ,  $\lambda_1'(s)$  и  $\lambda_1''(s)$  можно найти в [5]. Введение параметра  $s$  обусловлено методом решения уравнений каскадной теории и удобно для практического использования результатов.

Применяя обычные методы обнаружения экстремумов, можно убедиться, что максимум функции (3.39) соответствует значению  $s=1$ . Из (3.40) находим положение максимума каскада

$$t_{\text{макс}} = -(1/\lambda_1'(1)) \ln(E_0/E) = 1,01 \ln(E_0/E). \quad (3.41)$$

Подставляя это выражение в (3.39), получаем число частиц в максимуме каскада

$$N_{\text{макс}} = (0,137/\sqrt{\ln(E_0/E)}) (E_0/E). \quad (3.42)$$

**3.10.4. Энергетический спектр.** Из формулы (3.39) следует, что формально введенный параметр  $s$  определяет форму спектра электронов в ливне. Поскольку  $s$  зависит от  $t$  [см. (3.40)], то спектр меняется с глубиной. В максимуме ливня  $s=1$  и спектр

$$N(t_{\text{макс}}, E) \sim E^{-1}. \quad (3.43)$$

До максимума  $s < 1$  и спектр более пологий, т. е. в нем много электронов высокой энергии. За максимумом спектр более крутой и энергия электронов меньше.

Часто рассматривают функцию, называемую *равновесным спектром*:

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

В теории доказано, что при  $E \ll E_0$   $\mathcal{P}(E) \sim E^{-1}$ , т. е. совпадает со спектром в максимуме. Спектр в максимуме поэтому часто называют *равновесным*.

### § 3.11. ЭЛЕКТРОН-ФОТОННЫЕ КАСКАДЫ С УЧЕТОМ ИОНИЗАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ И ЗАВИСИМОСТИ $\sigma_p$ ОТ ЭНЕРГИИ

**3.11.1. Введение.** До настоящего времени мы рассматривали энергии  $E > \epsilon$  для легких веществ и  $E > 137m_e c^2 Z^{-1/3}$  для тяжелых. В экспериментах нижний предел регистрируемой энергии определяется свойствами регистрирующего прибора. Довольно часто эта минимальная энергия близка к нулю, как, например,

при регистрации частиц ионизационными камерами. Поэтому необходимо снять ограничения, наложенные на энергию  $E$ . В легких веществах нужно учитывать ионизационные потери для электронов. При этом в уравнениях каскадной теории (3.36) появляется дополнительный член

$$\partial \mathcal{P}(E, t) / \partial t |_{i=0} = (\partial \mathcal{P}(E, t) / \partial E) (\partial E / \partial t) = \epsilon \partial \mathcal{P}(E, t) / \partial E. \quad (3.44)$$

Для фотонов можно считать коэффициент поглощения постоянным, так как суммарный коэффициент поглощения в результате комптон-эффекта и рождения пар постоянен до энергии значительно меньшей критической ( $\sim 0,1 \epsilon$ ).

Каскадная теория в тяжелых веществах должна формулироваться с учетом сложной зависимости сечения поглощения фотонов от энергии (см. рис. 3.6). Разработаны специальные методы решения кинетических уравнений, дающие возможность учесть все особенности развития каскада, в том числе сложное поведение сечения и ионизационные потери (метод моментов [6], метод статистических испытаний [7] и др.).

**3.11.2. Результаты.** Решение уравнений каскадной теории для легких веществ показало, что общие закономерности (3.41) и (3.42) остаются в силе. В частности, спектр электронов имеет степенной характер. В максимуме ливня около 80% электронов имеют энергию меньше критической и около 5% — менее  $(1/3)\epsilon$ . Средняя энергия электронов в максимуме каскада близка к критической. Полное число частиц в максимуме (т. е. при  $E \geq 0$ ) и положение максимума каскада описываются выражениями

$$N(E_0, t_{\text{макс}}, 0) = [0,3/\sqrt{\ln(E_0/\epsilon)}] (E_0/\epsilon), \quad (3.45)$$

$$t_{\text{макс}} = \ln(E_0/\epsilon).$$

Здесь  $\epsilon$  — критическая энергия. Ее появление в формулах можно понять, поскольку частицы с энергией меньше критической не участвуют в дальнейшем развитии каскада, поглощаясь из-за ионизационных потерь.

В тяжелых веществах  $t_{\text{макс}}$  и  $N_{\text{макс}}$  более сложно зависят от энергии, чем в легких [6]:

$$t_{\text{макс}} = k_2 \ln(E_0/\epsilon), \quad (3.46)$$

$$N_{\text{макс}} = (k_1 \sqrt{\ln(E_0/\epsilon)}) (E_0/\epsilon).$$

Для свинца значения  $k_1$  и  $k_2$  даны в табл. 3.6, а зависимость  $N(E_0, t)$  — на рис. 3.7.

Сравнивая выражения (3.46) с формулами (3.45), видим, что число частиц в максимуме при данном отношении  $E_0/\epsilon$  в свинце меньше, чем в легких веществах, а положение максимума смещается вглубь. Это означает, что каскадная кривая в тяжелых

вещества растягивается и каскад глубже проникает в вещество. Площадь под каскадной кривой

Таблица 3.6

Зависимость  $k_1$  и  $k_2$  от энергии

$E_0, \text{эВ}$	$k_1$	$k_2$
$5 \cdot 10^8$	0,172	1,4
$10^9$	0,180	1,33
$10^{10}$	0,200	1,29

$$S = \int_0^{\infty} N(t) dt.$$

В слое  $dt$  на глубине  $t$  частицы ливня теряют энергию  $\varepsilon N(t) dt$ . Полная потеря энергии равна

$$E_0 = \varepsilon \int_0^{\infty} N(t) dt, \quad (3.47)$$

т. е. она равна начальной энергии электрона, а  $S = E_0/\varepsilon$ . Следовательно, для данного отношения  $E_0/\varepsilon$  площадь под каскадной

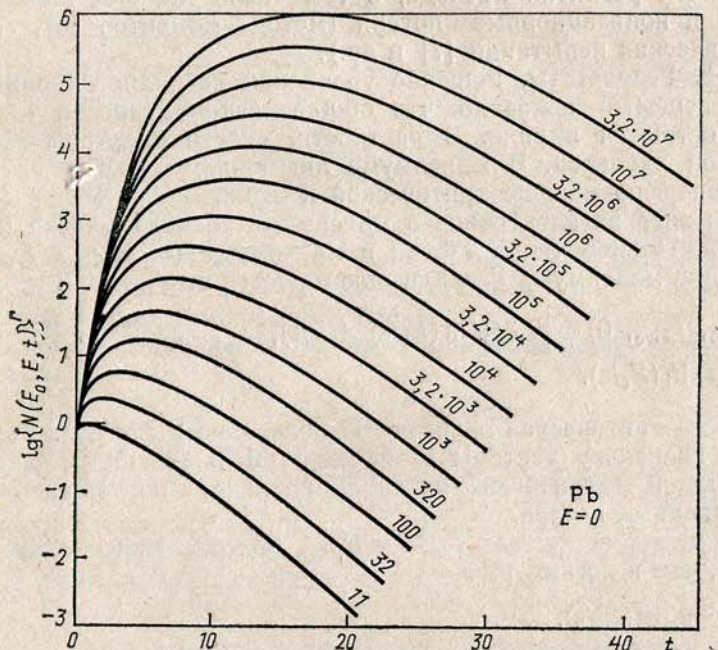


Рис. 3.7. Каскадные кривые в свинце для первичного фотона при различных энергиях. Цифры у кривых обозначают величину  $E_0/0,437 \text{ e}$

кривой постоянна. Она пропорциональна начальной энергии фотона или электрона. Поэтому если каскадная кривая в свинце имеет меньший, чем в легких веществах, максимум при данном

отношении  $E_0/\varepsilon$ , то это должно привести к растягиванию каскадной кривой вглубь.

3.11.3. Пространственное расхождение частиц в ливне. Расстояние  $r$ , на которое отходит электрон от оси ливня, определяется кулоновским рассеянием на пути в одну  $t_0$ -единицу (см. § 3.9). Тогда при  $r \ll t_0$  ( $t_0$  — длина  $t$ -единицы) (так называемое осевое приближение)

$$r \sim (\theta) \sim E_s/E, \quad (3.48)$$

т. е. удаление частицы от оси ливня обратно пропорционально ее энергии.

Из формулы (3.39) следует, что число электронов с энергией больше  $E$  на глубине  $t$

$$N(>E, E_0, t) = f(E_0/E, t). \quad (3.49)$$

С учетом (3.48) и (3.49)

$$N(>E, E_0, t) = f[(E_0 \cdot r/E_s), t]. \quad (3.49a)$$

Поэтому число частиц в круге радиуса  $r$  на глубине  $t$  пропорционально произведению  $E_0 r$ . Если выбрать  $r \approx 100$  мкм, то  $E > 1$  ГэВ. Следовательно, при вычислении функции  $N(E, t)$  можно использовать сечения для полного экранирования и не учитывать ионизационные потери.

Конкретные результаты получаются при решении трехмерных кинетических уравнений, впервые полученных Л. Д. Ландау:

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial}{\partial t} + \theta \frac{\partial}{\partial r} \right) \mathcal{P}(t, \theta, r, E) &= -A\mathcal{P} + B\Gamma + \\ &+ \frac{E_s}{4E^2} \left( \frac{\partial^2}{\partial \theta_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial \theta_2^2} \right) \mathcal{P} + \varepsilon \frac{\partial \mathcal{P}}{\partial E}, \quad (3.50) \\ \left( \frac{\partial}{\partial t} + \theta \frac{\partial}{\partial r} \right) \Gamma(t, \theta, r, E) &= C\mathcal{P} - \sigma_p \Gamma; \end{aligned}$$

здесь  $A$ ,  $B$  и  $C$  — интегральные операторы, соответствующие тормозному излучению и образованию пар, а  $\sigma_p$  — коэффициент поглощения фотонов в расчете на одну  $t_0$ -единицу. Операторы  $A$ ,  $B$  и  $C$  выражаются формулами (3.32) — (3.34), т. е.  $A\mathcal{P} = (\partial \mathcal{P} / \partial t)_e$  и т. д.

Расчеты, выполненные Пинкау, Нишимурой, Киддом и другими авторами [8], устанавливают связь между числом частиц в круге радиуса  $r$  и величиной  $E_0 r$  для различных глубин  $t$ . На рис. 3.8 представлены кривые  $N(r) = f(E_0 r, t)$  для фотоэмульсий. Границы справедливости осевого приближения зависят от параметров ливня и вещества, энергии рассматриваемых электронов, уровня наблюдения и начальной энергии  $E_0$ . В расчетах Пинкау

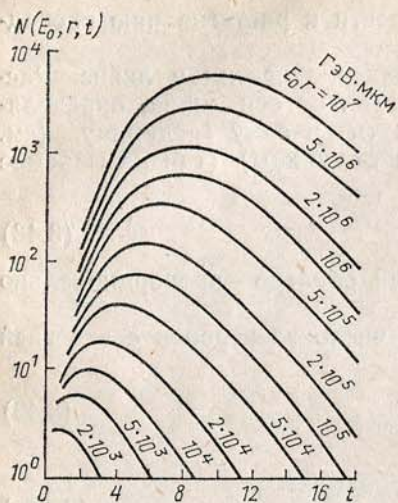


Рис. 3.8. Число электронов в круге радиуса  $r$  для ливней, вызванных электронами (теоретические кривые)

предела позволило исследовать форму функции распределения и разработать приближенный алгоритм для ее описания. Влияние эффекта ЛПМ растягивает каскад, сдвигает положение максимума в глубину. С ростом энергии эти изменения усиливаются.

### § 3.12. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ КАСКАДНЫХ ЛИВНЕЙ. ПЕРЕХОДНЫЕ ЭФФЕКТЫ

Впервые ливни космических частиц были обнаружены Д. В. Скобельцыным. Исследуя космические частицы с помощью камеры Вильсона, он увидел на некоторых снимках одновременно две или три частицы. Число таких событий во много раз превышало число случайных совпадений. На этом основании был сделан вывод, что эти частицы связаны между собой, т. е. идут в составе ливня.

Исследование ливней с помощью счетчиков было выполнено Росси. В опытах Росси (рис. 3.9) три счетчика Гейгера были расположены так, что их одновременное срабатывание могло быть вызвано не менее чем двумя частицами. Над этими счетчиками помещался слой свинца, толщина которого изменялась. Изучалась зависимость числа совпадений разрядов в трех счетчиках от толщины свинцового фильтра. В результате была получена так называемая кривая Росси. Эта кривая имеет максимум при тол-

и других сечения процессов тормозного излучения и образования пар фотонов были взяты в однородной форме (3.10) и (3.23) и поэтому непригодны при очень высоких энергиях ( $E > 1$  ТэВ), где сказывается подавление излучения, обусловленное эффектом Ландау — Померанчука—Мигдала (ЛПМ).

За последние годы в цикле работ И. П. Иваненко и др. [9] была дана количественная теория развития каскадов в плотных средах с учетом этого эффекта. Исследовано поведение средних величин и моментов функции распределения. Учет эффекта ЛПМ приводит к появлению существенной зависимости всех пространственных характеристик каскада вблизи оси ливня не только от  $E_0 r$ , но и от  $E_0$ . Использование четырех моментов функции рас-

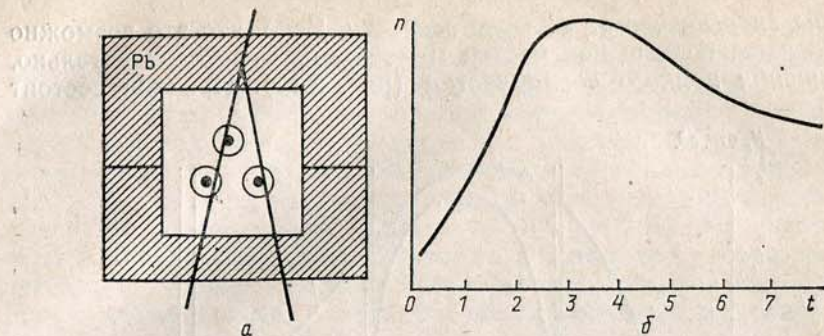


Рис. 3.9. Схема установки с газоразрядными счетчиками Росси для изучения образования ливней космическими частицами (а) и кривая Росси (б)

щине свинца 3—4  $t_0$ -единицы. Если увеличить кратность совпадений, т. е. взять не 3 счетчика, а, например, 6, то максимум кривой наблюдается под большими толщинами. Это объясняется тем, что для срабатывания такой установки требуется большое число частиц, т. е. большая энергия ливня, и максимум должен сместиться вглубь согласно формуле  $t_{\max} = \ln(E_0/\epsilon)$ . Следовательно, опыты Росси качественно подтверждали каскадную теорию.

Количественное сопоставление теории с опытом требует очень тщательной постановки эксперимента. Для этой цели очень удобно использовать ионизационные камеры (либо интегрирующие, либо импульсные). В 1931 г. Шиндлер, а затем Юнг и Стрит измеряли ионизацию с помощью ионизационной камеры, покрываемой сверху различными толщинами свинца, и не обнаружили максимума. Как позже выяснилось, постановка опыта не была достаточно аккуратной. Причины неудачи были вскрыты С. Н. Верновым и сводились к следующему.

В электромагнитном каскаде около 80% частиц в максимуме имеют энергию меньше критической (см. п. 3.12.3) и поэтому очень сильно рассеиваются. В результате в тяжелых веществах значительная часть частиц (до половины) движется в обратном направлении. Поэтому правильная постановка опыта требует, чтобы и под камерой был помещен фильтр. Иначе число частиц может быть занижено даже вдвое. Если поглотителем служит свинец, а стенка детектора (ионизационной камеры) сделаны из железа, алюминия или других более легких материалов, то возникнет другой эффект, обусловленный различием процессов в легких и тяжелых веществах. Выше упоминалось, что средняя энергия электронов в максимуме каскада близка к критической. Критическая энергия в легких веществах больше, чем в тяжелых. Поэтому при переходе лавины из тяжелого вещества в легкое



средняя энергия частиц должна возрасти. Ясно, что это возможно только из-за поглощения частиц малой энергии и, следовательно, уменьшения полного числа частиц (рис. 3.10). Причина состоит

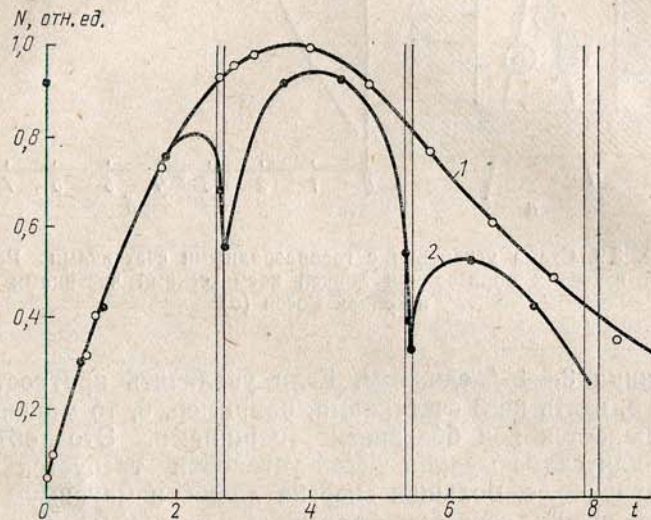


Рис. 3.10. Иллюстрация переходного эффекта из свинца в пластический сцинтиллятор: 1 — каскадная кривая в свинце; 2 — то же в многослойной системе «свинец—плексиглас» (толщина плексигласа 20 мм). Видно, что переходный эффект влияет на число частиц не только после слоя плексигласа, но и до него из-за сильного рассеяния электронов в свинце

в том, что ионизационные потери  $\epsilon$  (в расчете на 1  $t_0$ -единицу) обратно пропорциональны  $L$  (и, следовательно, в легких веществах больше — см. табл. П. 2), а процессы радиационного торможения и образования пар от  $Z$  не зависят и не могут скомпенсировать возрастание ионизационных потерь. Поэтому, чтобы не нарушать равновесия каскада, необходимо применять камеры с очень тонкими стенками. В сцинтилляционных детекторах переходный эффект всегда играет роль.

В настоящее время выводы каскадной теории проверены в экспериментах с космическими лучами и на ускорителях.

### § 3.13. ФИЗИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ, ОСНОВАННЫЕ НА СВОЙСТВАХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

**3.13.1. Измерение энергии частиц.** Вопросы, изучаемые физикой космических лучей в широком смысле, включают в себя исследование частиц от самых низких энергий (субкосмических

частиц) до частиц сверхвысоких энергий. Невозможно построить прибор, который бы регистрировал частицы в столь широком диапазоне, простирающемся от десятков килоэлектронвольт до  $10^{10}$  ГэВ. Этим обусловлено многообразие методов измерения энергии, используемых в космических опытах. В экспериментах с протонами до энергий 1 ГэВ применяются ионизационные методы, основанные на измерениях потерь энергии, пробега, отклонения в магнитном поле. В области до 100 ГэВ для наземных опытов строятся большие магнитные анализаторы, в которых сочетание измерений импульса и пробега дает возможность определять природу частиц. В этом же диапазоне широко используется фотоэмульсионная техника.

Экранирующее действие геомагнитного поля позволяет измерять спектр первичных частиц до энергии десятки гигаэлектронвольт. Анализ данных по широтному эффекту различных компонент космического излучения был использован для получения информации о процессах ядерных столкновений в указанной области энергий. Для измерения более высоких энергий  $50 < E_0 < < 10^6$  ГэВ в космических лучах были разработаны методы, основанные на определении числа частиц в максимуме электромагнитного каскада или площади под каскадной кривой (метод полного поглощения). Последний метод более универсален и применим для измерения энергии адронов. При энергии  $10^6 < E_0 < 10^{10}$  ГэВ космические частицы порождают огромные каскады в атмосфере — широкие атмосферные ливни. Их энергия измеряется тоже методом полного поглощения (см. § 12.12).

**Метод многократного рассеяния.** Изучая многократное рассеяние частицы в эмульсии, можно определить ее энергию [10]. Формула (3.31) дает

$$\alpha(t) = \sqrt{\langle \theta^2 \rangle} = k_0 E_s \sqrt{t} / E. \quad (3.51)$$

При определении угла многократного рассеяния след частицы делят на участки (ячейки) и результат измерения  $\alpha_t$  на ячейке длиной  $t$  приводит к ячейке в 100 мкм ( $\alpha_{100}$ ):

$$\alpha_{100} = \alpha_t \sqrt{100/t}.$$

Формулу (3.51) можно тогда записать в виде

$$\alpha_{100} = K / \rho \beta c. \quad (3.51a)$$

Константа  $K$  называется *постоянной рассеяния* и равна  $27 \text{ МэВ} \cdot \text{град} / (100 \text{ мкм})^{1/2}$  ( $\alpha_{100}$  — в градусах).

Если известна масса частицы, то измерение энергии этим методом имеет удовлетворительную точность до 10 ГэВ и лимитируется различного рода искажениями в эмульсии и качеством изготовления координатных систем микроскопа.

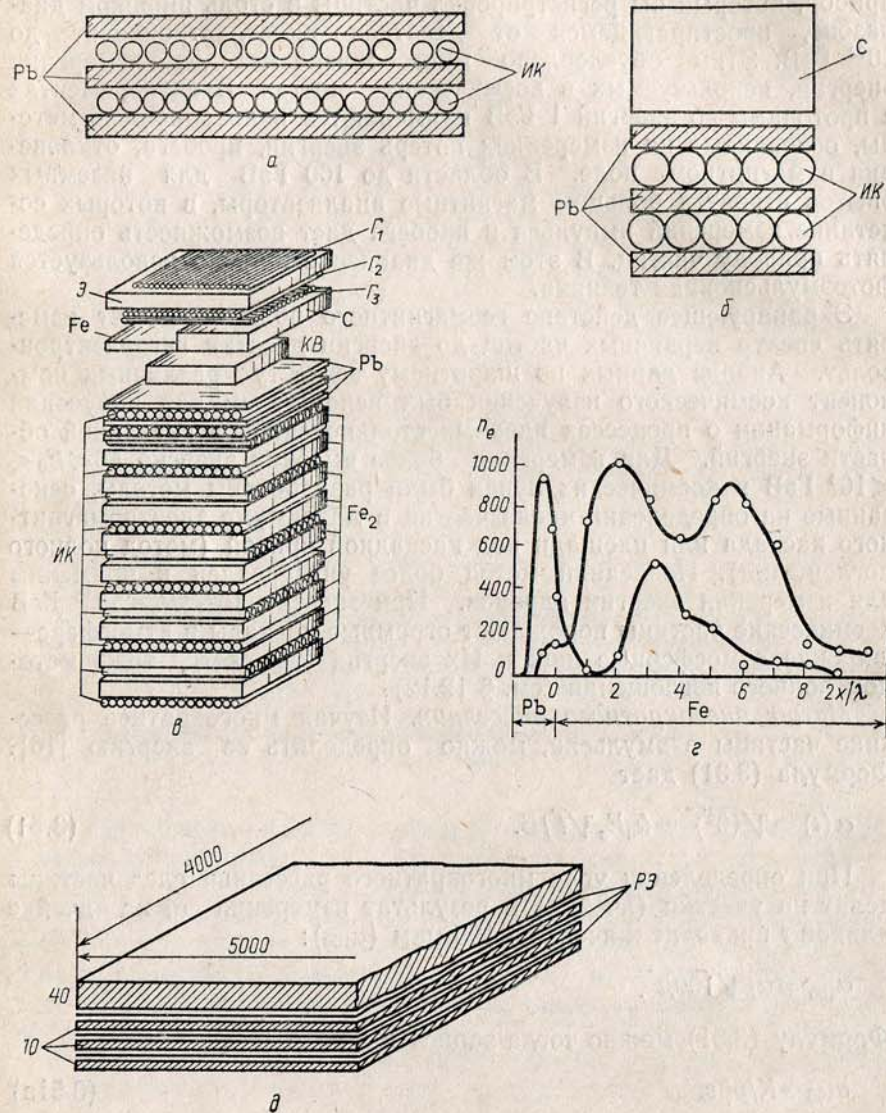


Рис. 3.11. Установки для измерения энергии в опытах с космическими лучами: фотонная толчковая установка (а); адронная толчковая установка (б); ионизационный калориметр с железным поглотителем и ионизационными камерами из латуни (переходный эффект практически отсутствует из-за близости атомного номера железа и латуни) (в); примеры ядерно-каскадных кривых в веществе калориметра (г); рентгеноэмульсионная камера (д)

Можно повысить предел измеряемых энергий, если имеется несколько частиц, движущихся параллельно на очень малом расстоянии друг от друга (20—30 мкм). В этом случае измеряют относительное рассеяние частиц, которое не подвержено влиянию аппаратных искажений.

**Измерение «толчков».** Для измерения энергии электронов, фотонов и ядерно-активных частиц широко используются так называемые толчковые установки (рис. 3.11, а). Они состоят обычно из двух слоев сцинтилляторов или ионизационных камер, покрытых поглотителем из свинца толщиной несколько лавинных единиц, чтобы развивающийся в свинце электромагнитный каскад от упавшего на установку фотона или электрона достиг максимума развития. Всплеск ионизации в камере от попадания пучка электронов и называется толчком. Из-за относительно слабой флуктуации электромагнитного каскада (~15% в максимуме) точность этого метода достаточно высока, и при измерениях спектра электронов или фотонов практически никаких искажений не происходит.

Энергия первичного фотона или электрона вычисляется по формулам (3.46) или по каскадным кривым (см. рис. 3.7). Однако при использовании сцинтилляторов или камер следует учитывать переходные эффекты (см. § 3.14).

Толчковые детекторы адронов имеют несколько иное устройство. Над описанной выше толчковой установкой для фотонов помещается мишень из вещества с малым  $Z$  (например, углерод) (рис. 3.11, б). В этой мишени количество  $t$ -единиц должно быть по возможности небольшим. Регистрация адронов происходит в результате взаимодействия в мишени первичной частицы и ее вторичных продуктов (пионов и др.). Образующиеся во взаимодействиях  $\pi^0$ -мезоны распадаются и дают поток фотонов, регистрируемых толчковой установкой. Хотя, как указывалось выше, точность измерения энергии фотонов хорошая, адронный детектор не свободен от искажений, связанных с характером спектра космического излучения. Дело в том, что в мишени из-за ограниченной толщины почти никогда не расходует вся энергия адрона (если сделать толстую мишень, то в ней произойдет значительное поглощение энергии фотонов). В каждом событии выделяется некоторая доля энергии (зависящая от толщины мишени), резко меняющаяся от случая к случаю.

Пусть вероятность  $W(\alpha)$  выделения той или иной доли энергии  $\alpha = E/E_0$  не зависит от  $E_0$ . Тогда при степенной форме спектра адронов  $N(E_0)dE_0 = AE_0^{-1}dE_0$  спектр толчков выглядит так:

$$N_T(E)dE = (1 - e^{-x/\lambda}) \int_E^{\infty} N(E_0)dE_0 W\left(\frac{E}{E_0}\right) \frac{dE}{E_0} =$$

$$= (1 - e^{-x/\lambda}) AE^{-\nu} dE \int_0^1 \alpha^{\nu-1} W(\alpha) d\alpha; \quad dE_0 = dE/\alpha, \quad (3.52)$$

где  $x$  — толщина мишени;  $\lambda$  — пробег взаимодействия. Поскольку  $W(\alpha)$  — вероятность (т. е.  $\int W(\alpha) d\alpha = 1$ ), то

$$N_T(E) = AE^{-\nu} \langle \alpha^{\nu-1} \rangle (1 - \exp[-x/\lambda]). \quad (3.53)$$

Таким образом, в толчковой установке в первом приближении спектр сохраняет свою форму, но интенсивность уменьшается в  $\langle \alpha^{\nu-1} \rangle$  раз ( $\alpha \leq 1$ ).

На самом деле, из-за изменения сечения взаимодействия с энергией  $W(\alpha)$  не является стандартной функцией, а зависит от  $E_0$ :  $W(\alpha, E_0)$ . Эта зависимость слабая, но может привести к небольшому искажению спектра толчков.

Толчковые установки в силу относительной простоты могут быть сделаны очень большого размера (десятки квадратных метров), т. е. иметь большой геометрический фактор, что важно для измерений в области очень высоких энергий.

Толчковые установки можно использовать и для регистрации мюонов по создаваемым ими электромагнитным каскадам (см. § 4.4).

*Ионизационный калориметр* (спектрометр полного поглощения) для измерения энергии электронов, фотонов и адронов высокой энергии  $E > 1$  ГэВ представляет собой достаточно толстый блок вещества, способный практически полностью поглотить первичную частицу и все ее вторичные продукты. Блок прослоен детекторами ионизации — ионизационными или пропорциональными камерами, сцинтилляционными, или черенковскими счетчиками и др. (рис. 3.11, в). При большом числе слоев детекторов интеграл (3.47) может быть вычислен надежно. Для этого нужно знать либо ионизацию, создаваемую в детекторе релятивистским электроном  $I_0$ , либо использовать непосредственно измерения ионизации и значение  $V_0$  (см. § 3.2). Тогда

$$E_0 = \frac{\varepsilon}{I_0} \sum_{k=1}^n i_k \Delta x_k = V_0 \sum_k i_k \Delta x_k, \quad (3.54)$$

здесь индекс  $k$  — номер слоя детекторов ионизации ( $n$  — полное число слоев),  $\Delta x_k$  — толщина слоя вещества между детекторами. Для практических целей достаточно иметь  $n \approx 10$ , расположенных через 2—3  $t$ -единицы. Таким образом, общая толщина поглотителя составляет 20—30  $t$ -единиц. Прибор для измерения энергии электронов и фотонов, основанный на описанном выше принципе, называется *электронно-фотонным ионизационным калориметром*, или *спектрометром полного поглощения*. Погрешность измерения энер-

гии зависит от конструктивных особенностей прибора и в области энергий 1—100 ГэВ составляет  $\sqrt{\langle (\Delta E_0/E_0)^2 \rangle} \sim 0,2/\sqrt{E_0}$  ( $E_0$  измеряется в ГэВ). Обычно ионизационные калориметры нуждаются в калибровке частицами известной энергии (например, на ускорителе), чтобы исключить влияние переходных эффектов. В экспериментах с космическими лучами это не всегда возможно. Уменьшить влияние переходных эффектов можно рациональным выбором конструкции калориметра (§ 3.12). Приблизительно переходные эффекты учитываются путем расчета. Применяют также и однородные калориметры, в которых поглотитель одновременно служит и детектором ионизации. В этом случае поглотитель изготавливается из прозрачного материала, например из свинцового стекла. С помощью фотоумножителя регистрируется черенковское излучение электронов в электронно-фотонном каскаде.

В *адронном калориметре* количество вещества, обычно железа, во много раз превышает пробег ядерного взаимодействия (2.3). В железе  $\lambda_{Fe} \sim 130$  г/см<sup>2</sup> и количество вещества должно быть больше 800—1000 г/см<sup>2</sup>. В таком слое первичный адрон и все его потомки взаимодействуют много раз и растрачивают всю свою энергию в конечном счете на ионизацию через цепь процессов: ядерное (сильное) взаимодействие → нейтральные пионы → фотоны → электрон-фотонный каскад → ионизация. Расстояние между детекторами ионизации должно быть меньше длины электрон-фотонной лавины. Энергия вычисляется по формуле (3.54). Точность измерения достигает 10% ( $\sim 1/\sqrt{E/\text{ГэВ}}$ ). На рис. 3.11, в, г показан один из первых ионизационных калориметров и зарегистрированные в нем распределения ионизации при прохождении адронов.

*Эмульсионные камеры*. В тех случаях, когда на установку может одновременно попадать несколько частиц на малом расстоянии одна от другой (см. § 5.7), рассмотренные выше установки с радиотехнической системой регистрации неприменимы из-за плохой пространственной разрешающей способности. Поэтому приходится обращаться к эмульсионным стопкам или камерам, имеющим пространственное разрешение в десятки микрометров.

Фотоэмульсионный вариант калориметрической установки позволяет не только измерить энергию каскадов, но и проследить всю динамику их развития.

*Эмульсионная стопка* состоит из отдельных слоев эмульсии, толщиной до 1000 мкм каждый и общей толщиной несколько  $t$ -единиц.

На поверхность каждого слоя в процессе сборки фотографическим путем наносится координатная сетка с цифровым ходом. Для проявления стопку разбирают на слои. После проявления отдельные слои наклеиваются на стекло. Развитие каскада прослеживается из слоя в слой, находится максимум и число частиц в нем, либо фотометрированием определяется плотность почер-

нения, которая с помощью предварительной калибровки может быть сопоставлена с числом частиц. Такие стопки применяются главным образом для исследования ядерных процессов и определения энергии фотонов, возникающих в ядерных процессах.

Для измерения энергии фотонов, приходящих из атмосферы или зарождающихся в веществе установки, используются *эмульсионные камеры*, состоящие из отдельных слоев эмульсии, прослоенных тонкими слоями вещества с большим атомным номером (свинца, вольфрама, олова и др.) (толщина слоев металла 1–3  $t_0$ -единицы) (рис. 3.11, д). Такая система дает возможность сравнительно просто набрать значительные толщины вещества.

**Пример.** В эксперименте «Памир» [11] при изучении фотонов с энергией выше нескольких ТэВ, рождающихся в атмосфере на высотах выше 4–5 км, используются рентгеноэмульсионные камеры (РЭК), где детекторами ионизации служат рентгеновские фотоэмульсии. В рентгеновских эмульсиях отдельные частицы не видны, но в результате каскадного размножения частиц на эмульсию падает пучок частиц, оставляющий заметное потемнение в виде размытого пятнышка. Наиболее чувствительные эмульсии с высоким содержанием серебра позволяют регистрировать каскады от фотонов с энергией выше 1 ТэВ. Поскольку наибольшая плотность частиц, а следовательно, и потемнение наблюдаются вблизи оси ливня, то при анализе экспериментальных данных можно использовать осевое приближение. Потемнение измеряется денситометром. Плотность почернения  $D$  в круге определенного радиуса зависит от числа прошедших частиц и, следовательно, от энергии [см. (3.49а)].

Эксперимент продолжается много лет. В некоторые годы использовались свинцовые РЭК площадью 90 м<sup>2</sup> при общей толщине свинца от 40 до 60 см и числа регистрирующих слоев 40–60.

Кроме установки «Памир», рентгеноэмульсионные камеры были использованы для изучения космических фотонов в работах японо-бразильского сотрудничества и японо-китайского сотрудничества на г. Камбала в Тибете, а также в Московском университете для изучения мюонов. В последнем случае измеряется спектр фотонов, возникающих при тормозном излучении или прямом образовании пар мюонов. По принципу действия эмульсионная камера близка к ионизационному калориметру, в котором в качестве детекторов использованы фотоэмульсионные или рентгеноэмульсионные слои.

### § 3.14. МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МАССЫ СТАБИЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

Главной характеристикой частицы является ее масса, и идентификация частицы, как правило, означает измерение массы. Масса связывает между собой энергию, импульс или скорость частицы

$$mc^2 = \sqrt{E^2 - p^2c^4}, \quad p = m\beta c / \sqrt{1 - \beta^2},$$

$$E = mc^2 / \sqrt{1 - \beta^2}. \quad (3.55)$$

Для определения массы необходимо знать две из трех величин:  $\beta$ ,  $E$ ,  $p$ . Импульс частицы можно измерить по радиусу кривизны траектории в магнитном поле (1.4).

Прибор, изображенный на рис. 3.12, был построен А. И. Алихановым и А. И. Алиханяном и получил название масс-спектрометра. Импульс частицы измерялся в магнитном поле, а траектория частицы определялась по сработавшим счетчикам Гейгера в трех рядах. Точность измерения импульса может быть повышена, если вместо счетчиков использовать искровые камеры. Пробег определялся также по счетчикам Гейгера, прослоенным свинцовыми фильтрами, однако нужно быть уверенным, что остановка произошла из-за ионизационных потерь. Счетчики не дают возможности отличить ионизационные остановки от ядерных. В камере Вильсона при ядерной остановке видны следы продуктов расщепления ядра. Поэтому в последнем варианте прибора свинцовые пластинки для определения пробега были помещены в камеру Вильсона.

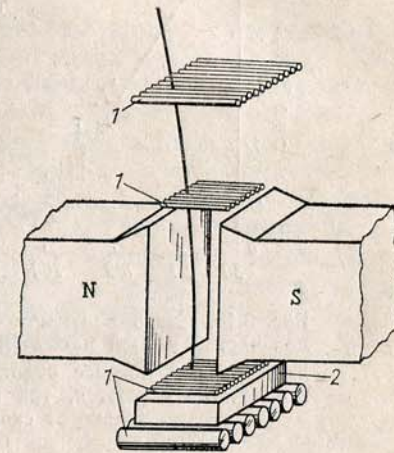


Рис. 3.12. Магнитный масс-спектрометр: 1 — газоразрядные подсчетные счетчики; 2 — поглотитель

При оценке массы в работах с фотоэмульсиями энергия обычно находится методом многократного рассеяния (см. п. 3.13.1) и скорость — по величине ионизации (плотности зерен в эмульсии). Связь между плотностью зерен и величиной  $\rho\beta c$  показана на рис. 3.13 для частиц различной массы. Из рисунка видно, что существуют области значений  $\rho\beta c$ , где кривые для различных масс перекрываются и данный метод не дает результатов. При еще больших энергиях из-за влияния эффекта плотности ионизация становится одинаковой для частиц любой массы.

Для измерения скорости можно использовать логарифмический рост ионизационных потерь, который в газах при небольшой плотности заметен до лоренц-факторов  $\gamma \sim 10^3$ . При одинаковой энергии различие ионизирующих способностей двух частиц с массами, отличающимися в 6–7 раз, составляет, как показывает расчет, 10%. Флюктуации ионизационных потерь, достигающие 50%, не дают возможности уловить столь малое различие при однократном измерении. Однако если построить многослойную систему из пропорциональных счетчиков, то точность измерения вероятной ионизации можно повысить в  $\sqrt{N}$  раз ( $N$  — число слоев,

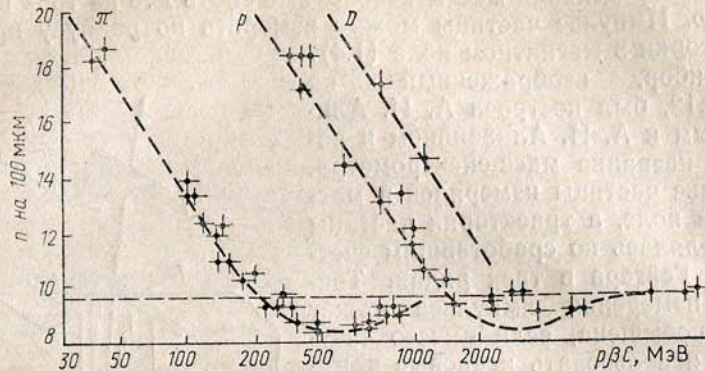


Рис. 3.13. Связь плотности зерен  $n$  с величиной  $\rho\beta c$  (энергией) для частиц разной массы ( $\pi$  — пион,  $\rho$  — протон,  $D$  — дейтон). Если по оси абсцисс отложить величину  $\rho\beta c/mc^2 = \beta/\sqrt{1-\beta^2}$ , то все кривые сольются, так как ионизационные потери зависят только от скорости, а не от энергии

в которых производится независимое измерение ионизации). Для измерения скорости применяются пороговые черенковские счетчики и детекторы переходного излучения. Во всех этих случаях энергия измеряется ионизационным калориметром.

### Вопросы и задачи

1. Определить число  $\delta$ -электронов с энергией больше 1 МэВ, создаваемых релятивистской  $\alpha$ -частицей в 1 г/см<sup>2</sup> алюминия.
2. Какую энергию потеряет на ионизацию протон с энергией 3 ГэВ при прохождении 1 м воды (100 г/см<sup>2</sup>) и 100 г/см<sup>2</sup> свинца?
3. Определить потери энергии на ионизацию однозарядной релятивистской частицей при прохождении всей атмосферы (1000 г/см<sup>2</sup>).
4. Какое число пар ионов образует в аргоне  $\alpha$ -частица с энергией 5 МэВ?
5. Определить поведение функций (3.41) и (3.42) при  $E \rightarrow E_0$  и объяснить результат.
6. Вычислить приближенное значение критической энергии в ртути ( $Z=80$ ).
7. Найти положение максимума, полное число частиц и число частиц с энергией выше 100 МэВ в максимуме каскада в свинце при первичной энергии 10 ГэВ.
8. Вычислить средний квадратический угол рассеяния электронов с энергией выше 1 ГэВ.
9. Какую толщину свинца необходимо использовать в эксперименте по определению энергии фотонов в области порядка  $10^5$  ГэВ по максимуму каскада?
10. Определить толщину вещества в калориметре для измерения энергии фотонов с погрешностью 10%.
11. Из какого материала следует сделать фотонный калориметр, чтобы его вертикальный размер был минимальным при заданной точности измерения энергии фотонов?

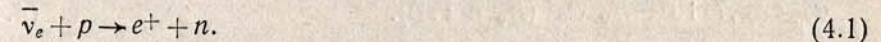
## Глава 4. ОТКРЫТИЕ И СВОЙСТВА ЛЕПТОНОВ

### § 4.1. НЕЙТРИНО [1]

#### 4.1.1. Нейтрино и их взаимодействия с нуклонами.

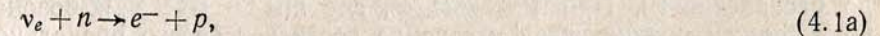
В 1930 г. Паули придумал нейтрино\*. Такой ценой он спас фундаментальные законы физики — сохранения энергии, импульса и момента импульса в  $\beta$ -распаде. По сегодняшним меркам цена невелика. Ежегодно предсказывается, придумывается, открывается множество разнообразных частиц с самыми необычными свойствами. Но в то время это был смелый шаг. Тогда было известно лишь три элементарных частицы: электрон, протон и фотон, и поэтому введение еще одной частицы было встречено с недоверием.

В прямом эксперименте существование нейтрино было доказано Райнесом и Коуэном в 1953–1954 гг. при изучении реакции взаимодействия антинейтрино с протонами



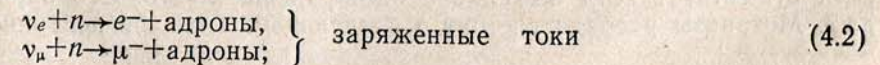
Сечение этого процесса  $\sigma_{\bar{\nu}_e} \simeq 10^{-43}$  см<sup>2</sup>. В эксперименте использовался поток антинейтрино от ядерного реактора.

В 1957–1959 гг. было доказано, что существуют разные сорта нейтрино  $\nu_e$  и  $\nu_\mu$  и соответствующие антинейтрино. Совсем недавно к ним добавились  $\tau$ -нейтрино. Различие сортов нейтрино проявляется в участии их в разных реакциях. Электронные нейтрино при взаимодействии с нуклонами рождают электроны, а мюонные — мюоны:



Соответственно ведут себя и  $\tau$ -нейтрино.

Для описания этого свойства вводятся лептонные заряды  $l_e$  и  $l_\mu$  ( $l=+1$  для лептонов и  $l=-1$  для антилептонов). Как уже отмечалось, нейтрино имеют отрицательную спиральность ( $H=-1$ , левые нейтрино,  $\nu_{\text{лев}}$ ). Правые нейтрино  $\nu_{\text{прав}}$  не взаимодействуют с веществом, их нельзя наблюдать. Возможно, они не существуют. Антинейтрино имеют правую спиральность ( $H=+1$ ) (см. п. 2.2.4). Наряду с реакциями (4.1), происходящими при обмене  $W^+$ -бозонами (взаимодействие заряженных токов), наблюдаются реакции с обменом  $Z^0$ -бозоном (взаимодействие нейтральных токов). При высоких энергиях обе реакции могут происходить с рождением вторичных адронов:



\* Название «нейтрино» в 1932 г. предложил Ферми.

$$\left. \begin{array}{l} \nu_e + n \rightarrow \nu_e + \text{адроны}, \\ \nu_\mu + n \rightarrow \nu_\mu + \text{адроны}. \end{array} \right\} \text{нейтральные токи} \quad (4.3)$$

Число вторичных заряженных адронов и их природа зависят от начальной энергии нейтрино, а также от значения параметра  $y$  или  $u$  и связанного с ними значения массы адронной системы  $W$  (см. формулы (2.8)–(2.10)). В дальнейшем будем обозначать адронную систему символом  $X_h$ . В действительности взаимодействие нейтрино происходит с отдельными кварками, входящими в состав нуклона.

Сечение реакций (4.2), (4.3) растет с энергией нейтрино  $E$ :

$$\sigma_{\nu} = (G^2/\pi) 2m_p E_\nu x,$$

где константа слабых взаимодействий  $G = 1,02 \cdot 10^{-5} (m_p^2 c^4)^{-1}$ ,  $m_p$  — масса протона,  $x$  — доля импульса кварка, с которым произошло столкновение. Полное сечение реакции (4.2)

$$\sigma_{\nu_\mu} \simeq 0,7 \cdot 10^{-38} E_\nu \text{ см}^2 \quad (E_\nu \text{ в ГэВ}). \quad (4.4)$$

Сечение взаимодействия антинейтрино в три раза меньше

$$\sigma_{\bar{\nu}_\mu} \simeq 0,26 \cdot 10^{-38} E_{\bar{\nu}} \text{ см}^2. \quad (4.5)$$

Такое различие легко понять, если учесть спиральность взаимодействующих частиц.

Сечения процессов с нейтральными токами (4.3) составляют около 1/3 сечения взаимодействия заряженных токов. Рост сечений (4.4) и (4.5) на отдельном кварке не может продолжаться до бесконечности. При  $\sqrt{s} \gg m_W c^2$ , где  $m_W$  — масса  $W$ -бозона, рост должен прекратиться и сечение достигнет своего предельного значения  $\sigma_{\max} = G^2 m_W^2 c^4 / \pi$ . Однако при взаимодействии с нуклонами, в которых некоторые из кварков несут малую долю импульса нуклона, сечения растут из-за столкновения с кварками низких энергий.

**4.1.2. Масса нейтрино, распады и осцилляции.** Прямые измерения массы нейтрино очень трудны. Большинство результатов не противоречит тому, что масса всех типов нейтрино  $m_\nu = 0$ . Однако реальные оценки верхней границы массы нейтрино все еще велики:  $m_{\nu_e} < 18$  эВ;  $m_{\nu_\mu} < 0,5$  МэВ;  $m_{\nu_\tau} < 70$  МэВ. Поэтому решить вопрос о существовании массы у нейтрино пока нельзя.

Если разные сорта нейтрино имеют массу, то возможны распады нейтрино и превращения одних типов нейтрино в другие. Распад более тяжелых нейтрино на легкие может происходить, если существует хотя бы слабое несохранение лептонного заряда\*. Механизм распада состоит в следующем. Тяжелое нейтрино

\* Сохранение лептонного заряда проверено по отсутствию распадов  $\mu^- \rightarrow e^- \gamma$  на уровне  $\sigma(\mu^- \rightarrow e^- \gamma) / \sigma(\mu^- \rightarrow e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e) < 10^{-10}$ .

виртуально порождает пару  $l_i + W$ , где  $l_i$  — заряженный лептон, а  $W$  — промежуточный бозон. Лептон испускает фотон, а затем вместе с  $W$ -бозоном вновь превращается в нейтрино, но более легкое:

$$\nu_1 \rightarrow \sum_i (l_i + W) \rightarrow \sum_i (l_i + W) + \gamma \rightarrow \nu_2 + \gamma. \quad (4.6)$$

Вероятность такого процесса зависит от числа существующих в природе лептонов и их массы:

$$\mathcal{P}_{\nu_1 \nu_2} \sim G^2 c m_1^5 \sum_i (m_i / m_W)^2, \quad (4.7)$$

где  $m_1$  — масса тяжелого нейтрино, а  $m_i$  — массы всех существующих в природе лептонов. Если ограничиться известными лептонами и принять  $m_1 = 18$  эВ, то время жизни нейтрино окажется  $\tau_{\nu_1}^0 \sim 10^{29}$  лет. Если существуют тяжелые лептоны с  $m_e \sim m_W$ , то  $\tau_{\nu_1}^0$  уменьшается до  $10^{22}$  лет.

При тех же условиях, что и распад, возможен процесс превращения одних типов нейтрино в другие (*осцилляции нейтрино*).

Б. М. Понтекорво показал, что вероятность перехода  $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$  для нейтрино с импульсом  $p$  имеет вид

$$\mathcal{P}_{\nu_e \nu_\mu}(R) = (1/2) \sin^2 2\theta [1 - \cos(2\pi R/L)], \quad (4.8)$$

где  $L = 4\pi p / (m_{\nu_1}^2 - m_{\nu_2}^2)$  — длина осцилляций,  $R$  — расстояние от источника нейтрино, а  $\theta$  — угол смешивания двух сортов нейтрино. Таким образом, в теорию входят два параметра:  $\theta$  и  $\Delta m^2 = m_{\nu_1}^2 - m_{\nu_2}^2$ . Эффект осцилляций максимален, если  $\theta = \pi/4$ :

$$\mathcal{P}_{\nu_\mu \nu_e} = \sin^2 \frac{R}{L} \pi; \quad \mathcal{P}_{\nu_\mu \nu_\mu} = \cos^2 \frac{R}{L} \pi. \quad (4.9)$$

Если  $\Delta m^2$  измерить в  $(\text{эВ}/c^2)^2$ ,  $R$  в метрах, а  $E$  в МэВ, то

$$L = 2,47 E / \Delta m^2. \quad (4.10)$$

Если нейтрино распределены по спектру, то при  $R > L$  величина  $\cos(4R/L)$  в формуле (4.8) усредняется и

$$\mathcal{P}_{\nu_e \nu_\mu} = \mathcal{P}_{\nu_\mu \nu_e} = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta. \quad (4.11)$$

Если угол смешивания максимален, то

$$\mathcal{P}_{\nu_e \nu_\mu} = \mathcal{P}_{\nu_\mu \nu_e} = 1/2.$$

При числе взаимно превращающихся нейтрино  $n$

$$\mathcal{P}_{\nu_e \nu_\mu} = 1/n. \quad (4.12)$$

В экспериментах, выполненных на реакторах и ускорителях, осцилляции не обнаружены. Условия экспериментов таковы, что накладывают ограничения на  $\Delta m^2 c^4 < 10^{-2} \text{ эВ}^2$  (при  $\theta = \pi/4$ ).

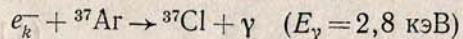
**4.1.3. Методы детектирования нейтрино.** Несмотря на малость сечений, реакции неупругого взаимодействия, по-видимому, являются единственно пригодными для регистрации нейтрино высоких энергий, особенно если линейный рост продолжается и при  $E_\nu > 100 \text{ ГэВ}$ . В проекте DUMAND (глубоководный детектор мюонов и нейтрино) [23] предполагается создать трехмерную решетку из фотоумножителей, чтобы регистрировать черенковские вспышки в воде от мюонов и электронов высокой энергии, возникающих в реакциях (4.2). Объем воды, просматриваемой фотоумножителями, может составить  $10^9 \text{ м}^3$  ( $1 \times 1 \times 1 \text{ км}$ ). Расстояние между узлами решетки, где расположены фотоумножители, должно быть около 20 м, что определяется поглощением света в воде. Вся система должна быть помещена на глубине 4–5 км в океане, чтобы фон от космических мюонов и дневной свет не мешали эксперименту. Предполагается, что такой детектор сможет зарегистрировать нейтрино с  $E \sim 10^{12} \text{ эВ}$  от катастрофических процессов в галактиках.

В Советском Союзе в районе г. Эльбрус в ущ. р. Баксана создана подземная лаборатория для изучения мюонов и нейтрино (рис. 4,1а). Здесь предполагается измерить поток электронных нейтрино различных энергий, которые генерируются главным образом в термоядерных реакциях на Солнце, а также в атмосфере.

Метод детектирования электронных нейтрино был предложен Б. М. Понтекорво. В его методе используется реакция захвата нейтрино ядрами хлора, которая идет при энергии  $E_\nu > 6 \text{ МэВ}$ :



С периодом полураспада 35 дней радиоактивный аргон превращается в  ${}^{37}\text{Cl}$  с излучением фотона



и по этому излучению может быть обнаружен.

Реакция (4.13) имеет сравнительно высокий порог. Для регистрации нейтрино меньших энергий предполагается использовать реакции превращения галлия в германий  ${}^{71}\text{Ga}(\nu e^-){}^{72}\text{Ge}$  и лития в бериллий  ${}^7\text{Li}(\nu e^-){}^8\text{Be}$ . Реакция (4.13) для регистрации солнечных нейтрино использована в экспериментах Девиса (см. § 6.2).

Для изучения мюонных нейтрино на баксанской станции использован мюонный сцинтилляционный телескоп. Используется

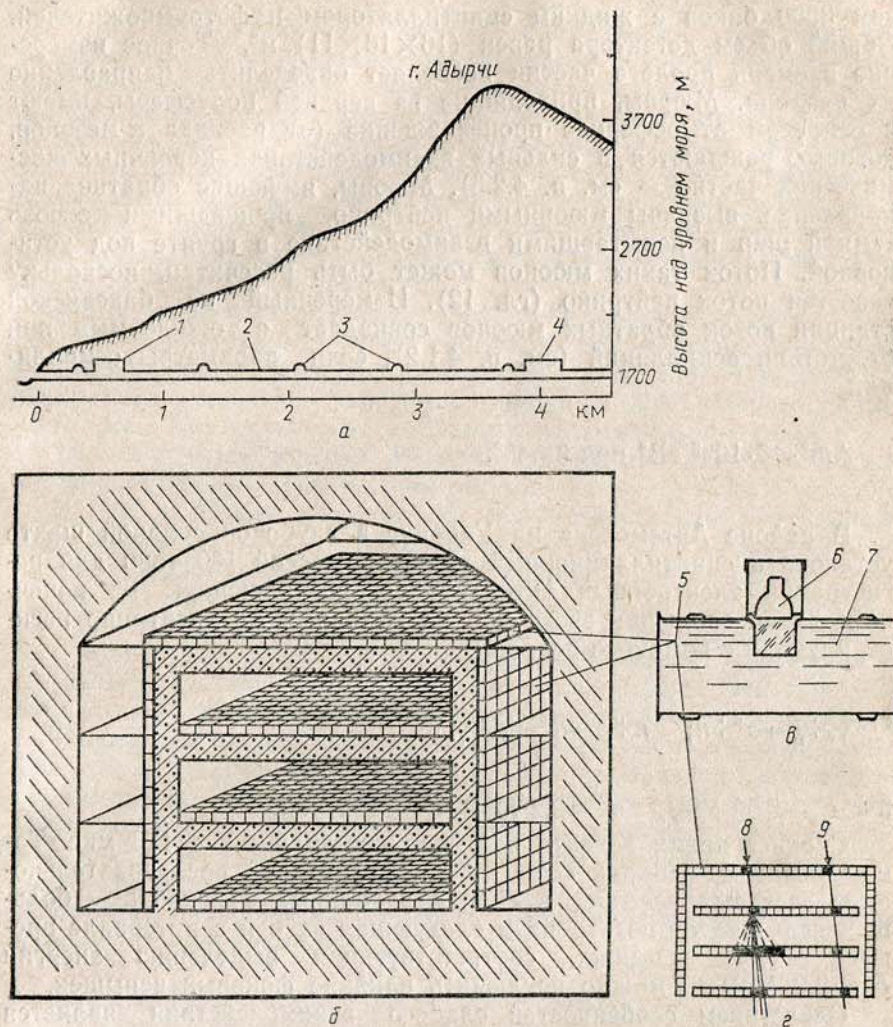
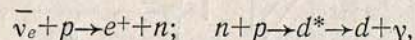


Рис. 4.1. Баксанская подземная нейтринная лаборатория: а — схема расположения лаборатории, б — мюонный сцинтилляционный телескоп (МСТ), в — устройство отдельного счетчика, г — срабатывание счетчиков при прохождении мюонов; 1 — расположение МСТ, 2 — тоннель, 3 — помещения для установок, 4 — зал для детектора солнечных нейтрино, 5 — сцинтилляционные счетчики, 6 — фотоумножитель, 7 — сцинтиллирующая жидкость, 8 — трек мюона, испытывающего взаимодействие с образованием ливня в телескопе, 9 — трек одиночного мюона

реакция  $\nu_n + N \rightarrow \mu + X_n$ . Телескоп (рис. 4.1, б-г) состоит из более чем 3000 баков с жидким сцинтиллятором и фотоумножителей. Общий объем детектора равен  $(16 \times 16 \times 11) \text{ м}^3$ . Точное измерение времени пролета частиц позволяет определить направление их прихода. Мюоны, приходящие из верхней полусферы, имеют в основном атмосферное происхождение (от распада  $\pi$ -мезонов, которые рождаются в сильных взаимодействиях первичных космических частиц — см. п. 4.2.5). Мюоны, имеющие обратное направление, вызваны мюонными нейтрино, прошедшими сквозь земной шар и испытавшими взаимодействие в грунте под установкой. Поток таких мюонов может быть рассчитан, поскольку известен поток нейтрино (гл. 12). Измеренный на баксанской станции поток обратных мюонов совпадает с ожидаемым при отсутствии осцилляций (см. п. 4.1.2), если параметры осцилляции

$$\Delta m^2 < 6 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2 \text{ при } \theta = 45^\circ.$$

В районе Артемовска на Украине в глубокой соляной шахте установлен сцинтилляционный детектор массой 100 тонн для регистрации электронных антинейтрино, возникающих на конечной стадии эволюции звезд при их коллапсе. Антинейтрино регистрируются с помощью реакций



$$5 < E_{e^+} < 50 \text{ МэВ}, \quad E_\gamma = 2,2 \text{ МэВ}, \quad d - \text{дейтрон}.$$

Среднее время захвата нейтрона составляет  $\tau_n \sim 170$  мкс. Таким образом, отбирая события с определенной последовательностью световых вспышек в сцинтилляционных счетчиках — большая вспышка от позитрона и следующая за ней в интервале времени  $\Delta t \approx 4\tau_n$  вспышка, соответствующая выделению энергии  $E_\gamma \sim 2,2$  МэВ — можно исключить влияние фоновых вспышек.

Следствием особенностей слабого взаимодействия является принципиальная возможность отличить звезды, построенные из вещества и антивещества. В термоядерных реакциях в звездах возникают нейтрино, в антизвездах — антинейтрино. Если наблюдать взаимодействия нейтрино, приходящих от звезд, то в первом случае продуктами реакции будут электроны, во втором — позитроны. Свет от звезд и антизвезд не отличается, так как фотоны не участвуют в слабых взаимодействиях. Практически осуществить эксперимент по наблюдению нейтрино от термоядерных реакций в звездах очень трудно из-за малых потоков таких нейтрино.

## § 4.2. ОТКРЫТИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЛЕПТОНОВ

**4.2.1. Электрон.** Первым заряженным лептоном, известным еще с XIX в., является электрон. С этой частицей мы встречаемся на каждом шагу. Она давно служит нам верой и правдой. Антиэлектрон (позитрон) открыт в космических лучах Андерсоном лишь в 1932 г. В окружающем нас мире он встречается редко, так как из-за электромагнитных взаимодействий с электронами быстро с ними аннигилирует (в свинце за время  $\tau_a \sim 5 \cdot 10^{-11}$  с), превращаясь в пары фотонов или (при высоких энергиях) в пары других частиц, или даже в целые пучки вторичных частиц разной природы.

Масса электрона  $m_e = 0,511$  МэВ, спин  $S = 1/2$ . Электрон стабилен. Релятивистский электрон продольно поляризован, хотя из-за наличия массы степень поляризации не 100% ( $v/c$ ) и зависит от конкретных условий. Существуют право- и левополяризованные электроны. Аналогичными свойствами обладает и позитрон.

**4.2.2. Открытие мюонов.** История открытия и изучения мюона в космических лучах полна драматизма.

В 1935 г. Юкава выступил со смелой идеей о том, что короткодействующий характер ядерных сил ( $r_0 \sim 10^{-13}$  см) можно объяснить, предположив, что квантами ядерного поля являются «тяжелые фотоны» с отличной от нуля массой:  $m \sim \hbar/r_0 c \sim 300 m_e$ , где  $r_0$  — радиус действия ядерных сил, а  $\hbar$  — постоянная Планка. Для объяснения радиоактивного  $\beta$ -распада Юкава предположил, что кванты должны самопроизвольно распадаться. Эта гипотеза дала толчок для поиска таких квантов в космическом излучении. Уже через два года, в 1937 г., сначала Стрит и Стивенсон, а затем Андерсон и Недермейер с помощью камеры Вильсона обнаружили частицу с массой  $m \sim 200 m_e$ . Для техники того времени это была сложная задача. Частицу называли мезоном. После открытия других частиц промежуточной массы ее стали называть  $\mu$ -мезоном, а теперь мюоном\*.

Точные измерения массы мюона были выполнены в космических лучах и на ускорителях:

$$m_\mu = (206,76 \pm 0,02) m_e; \quad \mu_n c^2 = 105,65 \text{ МэВ}.$$

**4.2.3. Распад мюона.** Нетрудно установить схему распада мюона. Очевидно, что, обладая полуцелым спином, он должен распадаться на три частицы. Среди продуктов распада мюона должен быть электрон как единственная более легкая заряженная частица. Поскольку она принадлежит к иному, чем мюон, поколению, то для выполнения законов сохранения электрон дол-

\* Согласно современной классификации она не является мезоном, а относится вместе с электроном и нейтрино к классу лептонов (см. гл. 2).



жен возникнуть в паре с электронным антинейтрино. Третьей частицей может быть только мюонное нейтрино. Таким образом,

$$\mu^- \rightarrow e_{\text{лев}}^- + \bar{\nu}_{\text{е прав}} + \nu_{\mu \text{лев}},$$

$$\mu^+ \rightarrow e_{\text{прав}}^+ + \nu_{\text{е лев}} + \bar{\nu}_{\mu \text{прав}}.$$

При написании этих реакций учтены свойства слабых взаимодействий, связанные со спиральностью.

Спектр энергий электронов распада непрерывен с максимумом около 35 МэВ и резким обрывом при 55 МэВ. Предельное значение энергии электрона наблюдается в тех случаях, когда все остальные продукты распада вылетели в противоположную электрону сторону. Тогда можно найти суммарную массу всех невидимых продуктов распада  $m_x$ , если использовать законы сохранения  $p_e = -p_x$  и  $m_\mu c^2 = E_e + E_x$ . Исключая  $E_x$ , находим

$$E_e = (m_\mu^2 c^2 + m_e^2 c^2 - m_x^2 c^2) / 2m_\mu c^2. \quad (4.14)$$

Подставляя в (4.14) значение  $E_e = E_{\text{max}} = 55$  МэВ, найдем  $m_x = 0$ . Поскольку наиболее вероятное значение энергии электрона  $E_{\text{вер}} = 35$  МэВ  $= (1/3)m_\mu c^2$ , то получаем подтверждение, что распад мюона происходит на три легких частицы.

Доказательство распада мюона, его лептонной природы, а также измерение времени жизни были выполнены в экспериментах с космическими лучами. Сейчас эти работы представляют лишь исторический интерес. Однако они демонстрируют специфические методы, применявшиеся в этих исследованиях. Поэтому рассмотрим кратко эксперименты по изучению мюонов в космических лучах.

В 1926 г. Л. В. Мысовский установил, что при изменении атмосферного давления меняется интенсивность космического излучения. Это явление получило название *барометрического эффекта*. Оно объяснялось изменением толщины атмосферы над местом наблюдения. Эту гипотезу можно проверить, помещая над прибором слой вещества (например, графита или дерева), эквивалентный уменьшению давления на величину  $\Delta p$ . Толщина такого слоя

$$\Delta x = \frac{1030}{760} \Delta p \text{ г/см}^2.$$

Опыты показали, что такая эквивалентная толщина плотного вещества не компенсирует барометрический эффект. Прямые измерения коэффициента поглощения космических лучей в воздухе и в плотном веществе (в дереве) дали неожиданный результат. Коэффициент поглощения в воздухе оказался в 1,5 раза больше, чем в дереве. Этот эффект был объяснен в 1938 г. предположением о самопроизвольном распаде мюонов. При наличии распада

поглощение мюонов определяется ионизационными потерями и распадом. Ионизационные потери зависят только от количества пройденного вещества и не зависят от геометрической длины пути. Количество распавшихся мюонов пропорционально времени, т. е. геометрическому пути, и не зависит от количества вещества. При одинаковом количестве вещества путь в воздухе в 1000 раз больше, чем в плотном веществе. Поэтому если время жизни мюонов  $\tau$  сравнимо с временем пролета их через атмосферу, то в атмосфере часть мюонов успеет распасться, а в плотном веществе распад будет не заметен. Опыты по поглощению мюонов позволили определить время их жизни.

Из специальной теории относительности известно, что время жизни частицы, движущейся со скоростью  $v = \beta c$ , увеличивается:

$$\tau = \tau_0 / \sqrt{1 - \beta^2} = \tau_0 E / m_\mu c^2, \quad (4.15)$$

где  $E / m_\mu c^2 = (\sqrt{1 - \beta^2})^{-1} = \gamma_\mu$  — лоренц-фактор частицы;  $E$  — энергия мюона. Поэтому при больших энергиях распад будет сказываться меньше, чем при малых.

Вместо времени жизни мюона можно ввести распадный пробег

$$l_p = \beta c \tau_0 / \sqrt{1 - \beta^2} = \tau_0 p / m_\mu.$$

Как следует из последней формулы, распадный пробег мюона пропорционален его импульсу. Поэтому при экспериментах необходимо выделить мюоны с определенными импульсами.

Опыты России по измерению времени жизни мюона были поставлены в 1941 г. на различных высотах в горах и на уровне моря. Установка России изображена на рис. 4.2. Отбирались жесткие частицы, которые способны пройти через слой вещества толщиной 196 г/см<sup>2</sup>. Отбор осуществлялся счетчиками *ABCD*, включенными на совпадения. Этим накладывалось ограничение на импульсы мюонов. Мюоны с импульсами меньше  $4,5 \cdot 10^8$  эВ/с не могли пройти через этот фильтр. Под счетчиками *D* располагался еще один фильтр *K* толщиной 115 г/см<sup>2</sup>. Счетчики *F* отключали установку, если частица выходила из блока *K*. Поэтому частицы с импульсами больше  $5,85 \cdot 10^8$  эВ/с не регистрировались. Допустим, что изменение числа мюонов между двумя высотами определяется только распадом. Тогда на высотах  $h_1$  и  $h_2$  число мюонов  $N_1 = N_0 \exp(-h_1/l_p)$  и  $N_2 = N_0 \exp(-h_2/l_p)$  соответственно. Отсюда распадный пробег равен  $l_p = (h_2 - h_1) / \ln(N_1/N_2)$ . Таким образом, если исключить ионизационные потери, то можно определить  $l_p$ . Этого можно добиться установкой над прибором на большей высоте компенсирующего фильтра толщиной  $\Delta x$ . Толщина фильтра  $\Delta x = (h_1 - h_2) \rho_{\text{возд}} / \rho_1$ , где  $\rho_1$  — плотность компенсирующего вещества (Fe в опыте России).

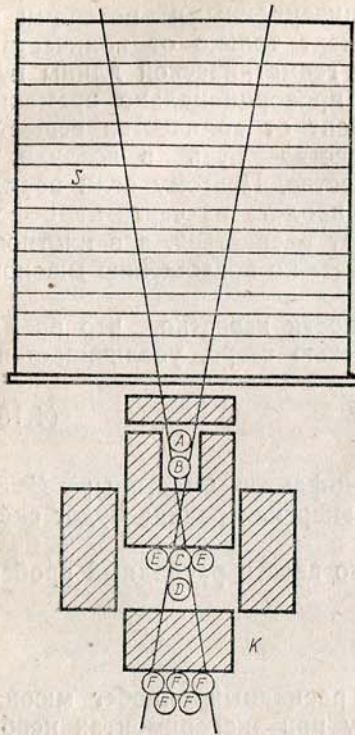


Рис. 4.2. Установка Росси для изучения распада мюонов. *A—F* — газоразрядные счетчики (*A—D* включены в схему совпадений, *E, F* — в схему антисовпадений); наклонная штриховка — свинцовые фильтры; *s* — слой вещества, компенсирующий различие давлений на двух высотах

В эксперименте Росси была подтверждена формула релятивистского преобразования времени  $t_p \sim \tau \sim \rho$  и измерено время жизни мюона  $\tau_0 = 2,5 \cdot 10^{-6}$  с.

Современный результат  $\tau_0 = 2,1994 \cdot 10^{-6}$  с. Следовательно, распад мюона происходит в результате слабых взаимодействий (см. § 2.4).

**4.2.4. Взаимодействие мюонов с ядрами.** Доказательство того, что мюон — слабо взаимодействующая частица, было получено при изучении захвата ядрами остановившихся мюонов. Следует ожидать, что поведение положительных и отрицательных мюонов будет различным. Положительные мюоны отталкиваются кулоновским полем ядра и не могут приблизиться к нему настолько, чтобы произошло взаимодействие с ядерным полем. Отрицательные мюоны, затормозившись в веществе, захватываются на мюонную орбиту в атоме и образуют мезоатом. Мюонные орбиты имеют радиус в 200 раз меньше, чем соответствующие электронные орбиты, и расположены близко от ядра. В тяжелых ядрах с  $Z \geq 40$  мюонная орбита расположена в периферической части ядра. Поэтому если мюон способен сильно взаимодействовать с протонами, то отрицательные мюоны должны всегда захватываться ядрами. Положительные мюоны после остановки все должны распадаться.

Впервые разницу в поведении положительно и отрицательно заряженных мюонов наблюдали Конверси, Панчиони и Пиччиони в 1945 г. Их установка показана на рис. 4.3. Железные призмы *M* были намагничены в противоположных направлениях. Это приводило к тому, что частицы определенного знака фокусировались на поглотитель *K* и останавливались в нем, а частицы противоположного знака отклонялись в сторону. Меняя направление намагничивания, можно было фокусировать на поглотитель по же-

ланию положительные или отрицательные мюоны. Нижний ряд счетчиков *C* был включен в запаздывающие совпадения и мог регистрировать электроны распада, возникшие с запаздыванием от 1 до 4,5 мкс. Ожидалось, что электроны распада будут наблюдаться только при остановках положительных мюонов. В опытах с поглотителем из железа эти предположения подтвердились. Но когда железо было заменено на графит, оказалось, что установка считает одинаковое число электронов распада при остановках

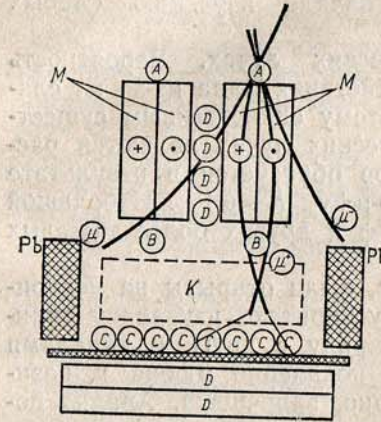


Рис. 4.3. Установка для изучения ядерных взаимодействий мюонов. Счетчики *A, B* включены в схему совпадений, *D* — в схему антисовпадений

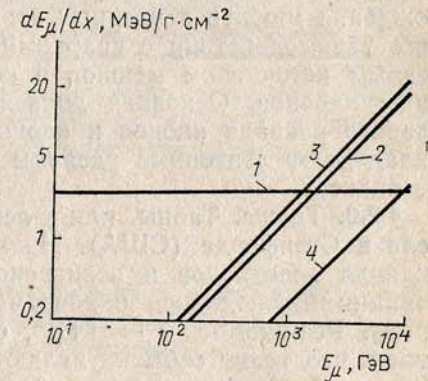


Рис. 4.4. Потери энергии мюона в грунте при разных энергиях: 1 — ионизационные потери, 2 — тормозное излучение, 3 — образование пар, 4 — фотоядерные взаимодействия

положительных и отрицательных мюонов. Это означает, что за время жизни мюона — 2,2 мкс — он не успевает провзаимодействовать с легкими ядрами и, следовательно, слабо взаимодействует с нуклонами.

Вероятность взаимодействия мюона с ядром независимо от механизма ядерного взаимодействия должна увеличиваться с возрастанием  $Z$ . Это очевидно, если принять во внимание, что вероятность пропорциональна числу протонов в ядре, т. е.  $Z$ . Кроме того, вероятность должна расти по мере увеличения степени перекрытия объемов ядра и мюона. Чем меньше радиус борновской орбиты в мезоатоме, тем больше степень перекрытия объемов мюона и ядра. Поэтому вероятность взаимодействия должна возрастать обратно пропорционально объему борновской орбиты:

$$\omega \sim V_\mu^{-1} \sim r_\mu^{-3} \sim Z^3.$$

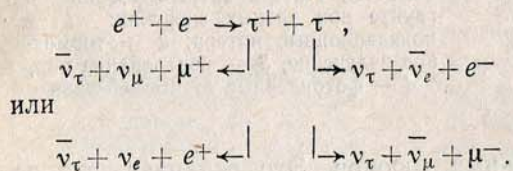
Следовательно, если имеют место два конкурирующих процесса —

распад и поглощение мюона, то при некотором соотношении вероятностей захват будет проявляться только в тяжелых ядрах, так как вероятность захвата пропорциональна  $Z^4$ , а вероятность распада не зависит от  $Z$ . Этим и объясняется различие поведения мюонов в легких и тяжелых ядрах.

Мюоны не могут быть квантами ядерного поля, как предполагал Юкава, а взаимодействуют на 10–12 порядков слабее, чем этого требовала теория. Мюоны — слабо взаимодействующие частицы, и их исследование положило начало изучению слабых взаимодействий в космических лучах.

**4.2.5. Источники мюонов в космических лучах.** Вероятность рождения мюонов в ядерных взаимодействиях мала из-за их слабого взаимодействия с кварками. Поэтому единственным существенным источником мюонов в космических лучах являются распады адронов. Основная доля мюонов образуется в результате слабого распада пионов и каонов:  $\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu$ ,  $K \rightarrow \mu + \nu_\mu$ . Небольшой вклад дают лептонные распады  $\rho^0$ ,  $J/\psi$  и других более тяжелых резонансов.

**4.2.6. Таоны.** Таоны, или  $\tau$ -лептоны, были открыты на ускорителе в Стэнфорде (США). На этом ускорителе изучалась аннигиляция электронов и позитронов. Наряду с другими каналами реакции наблюдалось одновременное появление мюона и позитрона. Реакция  $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + \mu^-$ , очевидно, запрещена. Анализ показал, что такие события являются результатом рождения и распада пары  $\tau$ -лептонов:



Масса  $\tau$ -лептона  $m_\tau = 1,78$  ГэВ, так что для рождения пары таонов необходима энергия (в системе центра масс)  $E > 3,56$  ГэВ. Наблюдались также и полулептонные схемы распада  $\tau \rightarrow \mu + \nu_\tau$  и другие. Время жизни частиц при прочих равных условиях пропорционально  $m^{-5}$  [ср. (4.7)]. Поэтому время жизни таона мало  $\tau \approx 3,4 \cdot 10^{-13}$  с. В космических лучах таоны не наблюдались.

#### § 4.3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЮОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ С ВЕЩЕСТВОМ [3]

Вероятность слабого взаимодействия мюонов мала и практически такие взаимодействия не влияют на процессы в космических лучах. Главную роль при высоких энергиях играют электромагнитные взаимодействия мюонов.

Тормозное излучение мюонов может быть приближенно рассчитано по тем же формулам (3.18), (3.22), что и для электронов, но с учетом множителя  $(m_e/m_\mu)^2 \sim 2,5 \cdot 10^{-5}$  в соответствии с (3.5).

Следует также вспомнить (см. § 3.2), что виртуальные фотоны, составляющие электромагнитное поле движущегося мюона, могут образовывать в поле атомных ядер электрон-позитронные пары.

Если считать, что взаимодействие виртуальных фотонов подобно взаимодействию реальных, то должен существовать эффект ядерного взаимодействия мюонов как результат фотоядерного процесса. На ускорителе измерено сечение взаимодействия фотонов с протонами. При энергиях до 100 ГэВ оно оказалось равным  $\sigma_{\gamma p} \approx 10^{-28}$  см<sup>2</sup>. Учитывая, что вероятность испускания фотона мюоном пропорциональна  $\alpha = 1/137$  (см. п. 2.2.1), находим, что по порядку величины сечение мюон-ядерного взаимодействия (через виртуальные фотоны)

$$\sigma_{\mu p} \sim \alpha \cdot \sigma_{\gamma p} \sim 10^{-30} \text{ см}^2. \quad (4.16)$$

Такая оценка сечения была подтверждена в опытах Мазе и Кесслера, открывших множественное рождение адронов во взаимодействиях мюонов высокой энергии с ядрами.

#### § 4.4. ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ МЮОНОВ

При вычислении потерь энергии мюонов следует учесть главные процессы: ионизационные потери, тормозное излучение, образование пар и потери на фотоядерные взаимодействия. Тогда суммарные потери можно представить в виде

$$-dE/dx = a + c \ln \frac{W_{\max}}{m_\mu c^2} + (b_e + b_p + b_n) E, \quad (4.17)$$

где  $b_e$ ,  $b_p$  и  $b_n$  — коэффициенты, учитывающие процессы тормозного излучения, образование пар и ядерные взаимодействия соответственно. Считая ионизационные потери приблизительно постоянными ( $a \approx \text{const}$ , см. табл. 3.1), получаем

$$-dE/dx = a + bE. \quad (4.18)$$

При изменении энергии от 0,1 до 20 ТэВ коэффициент  $b_e$  меняется от 1,32 до 1,83 см<sup>2</sup>/г,  $b_p$  от 1,6 до 2,4, а  $b_n$  от 0,27 до 0,31 см<sup>2</sup> г<sup>-1</sup>.

На рис. 4.4 представлена зависимость потерь энергии от начальной энергии мюона для грунта ( $Z=11$ ).

Интегрируя выражение для потерь энергии мюона, можно получить зависимость пробега мюона от энергии:

$$R_{\mu} = b^{-1} \ln \left( 1 + \frac{b}{a} E \right). \quad (4.19)$$

В плотном веществе распад мюонов происходит лишь после их остановки.

**Пример.** Подставив в (4.19) значения коэффициентов  $a$  и  $b$ , можно увидеть, что пробег мюона в плотном веществе много меньше распадного пробега. При 20 ГэВ  $R_{\mu}$  равен в грунте  $10^4$  г/см<sup>2</sup>, что составляет около 50 м, тогда как распадный пробег  $l_p = \tau_0 c E_{\mu} / m_{\mu} c^2 \approx 100$  км.

Следует помнить, что пробег мюона не определен так строго, как пробег протонов. При энергиях выше 1 ТэВ наблюдаются флуктуации пробега, обусловленные неионизационными потерями, которые могут происходить большими порциями [3].

#### § 4.5. ЧАСТИЦЫ ВОЗМОЖНЫЕ И ПОЧТИ НЕВОЗМОЖНЫЕ

**4.5.1. Монополю Дирака [4].** Среди гипотетических частиц, поисками которых усердно занимаются в космических лучах и на ускорителях, значительное место принадлежит магнитному монополю, который, как оказалось, имеет отношение к теории великого объединения.

В 1931 г. Дирак высказал идею о возможности существования магнитного заряда, аналогичного электрическому. Введение магнитного заряда в теорию давало возможность симметризовать уравнения Максвелла, равноправно ввести в них электрические и магнитные заряды. Магнитный заряд должен ускоряться магнитным полем, как электрон — электрическим, и двигаться в электрическом поле по спирали аналогично электрону в магнитном поле. Однако он обладает и некоторыми совершенно удивительными свойствами. Например, магнитный заряд в  $1/2\alpha$  раз больше электрического

$$g_0 = 68,5 e$$

и, следовательно, обладает чудовищной ионизирующей способностью ( $g^2 \sim 4700$ ) и соответственно огромными ионизационными потерями. Могут существовать монополи с зарядами  $g = n g_0$ , где  $n$  — целое число.

Далее, ионизирующая способность монополя не зависит от его скорости. Дело в том, что ионизация атомов происходит электрическим полем, которое в данном случае порождается движущимся магнитным зарядом. Напряженность этого поля  $\mathcal{E}$  пропорциональна скорости монополя  $\mathcal{E} = c^{-1} [vB]$ . Время действия

этого поля  $t \sim 2b/v$  ( $b$  — параметр удара). Поэтому импульс, переданный атомному электрону ( $F$ -сила),

$$Ft \sim g \mathcal{E} t \sim \text{const},$$

т. е. не зависит от скорости. Следовательно, и ионизирующая способность не зависит от скорости. Эти два свойства (большая ионизация и независимость ее от скорости вплоть до остановки монополя) использовались в первых экспериментах для поиска монополя в космических лучах.

В 1975 г. группа американских физиков сообщила об обнаружении монополя в установке, экспонированной на границе атмосферы с помощью воздушного шара. Большинство физиков аргументы авторов были признаны неубедительными главным образом потому, что одно событие могло быть случайной имитацией, возникающей от первичного тяжелого ядра.

Схематически установка изображена на рис. 4.5, а.

В установке были использованы детекторы, состоящие из тонких слоев пластического материала — лексана. При попадании на такой детектор сильно ионизирующей частицы за счет местного нагрева пластик разрушается и после протравливания в кислоте в нем образуются конусообразные углубления в местах прохождения частицы. Путем калибровки можно установить соответствие между размерами конуса и ионизирующей способностью частицы. Всего в установке было 33 лексановых детектора общей толщиной около 1,6 г/см<sup>2</sup>. Кроме того, был использован черенковский счетчик и толстослойная ядерная фотоэмульсия. Результаты измерения ионизации показаны на рис. 4.5, б. Эта ионизация оказывается постоянной, не зависящей от глубины, тогда как ионизация обычного ядра должна возрастать из-за потери энергии (пунктирная кривая). Ионизация не зависит от энергии, если частица ультрарелятивистская. Эта возможность исключается тем, что в черенковском счетчике отсутствовал сигнал от прохождения частицы. Пороговая скорость в данном счетчике равна  $v_c = 0,68 c$  и, следовательно, скорость частицы была меньше этой величины. Совокупность всех результатов привела авторов к выводу, что ими зарегистрирован магнитный монополю с  $g = 2g_0 = 137 e$ ,  $v = (0,5_{-0,05}^{+0,1}) c$ , энергией  $> 32$  ГэВ и массой  $> 200 m_p$ . Наиболее важным аргументом в пользу монополя является постоянство ионизации, однако, как указывали критики, оно может имитироваться постепенным отщеплением протонов от движущегося ядра, что компенсирует рост ионизации за счет торможения.

Интерес к монополю возродился, после того как в различных вариантах теорий великого объединения (см. п. 2.2.3) нашлось место для магнитного монополя. Масса этого монополя оказывается необычайно велика, на два порядка больше, чем та энергия, при которой наступает великое объединение ( $m_m \sim 10^{16}$  ГэВ). В окружающей нас природе нет достаточно мощных источников, способных породить монополи с такой массой. Однако на начальной стадии развития нашей части Вселенной концентрация энергии могла быть значительно выше. В то время и могли возникнуть монополи. Такие реликтовые монополи, может быть, и сейчас бродят по Вселенной. Для поиска космических монополей использовался метод непосредственного измерения магнитного потока монополя. Если магнитный заряд  $g = n g_0$  проходит через замкнутый контур с током, то магнитный поток внутри

контура меняется на величину  $4\pi g = 2,07 \cdot 10^{-7} \text{ Гс} \cdot \text{см}^2$  ( $g_0 = \hbar c / 2e^2$ ). Это в свою очередь приведет к изменению тока в контуре.

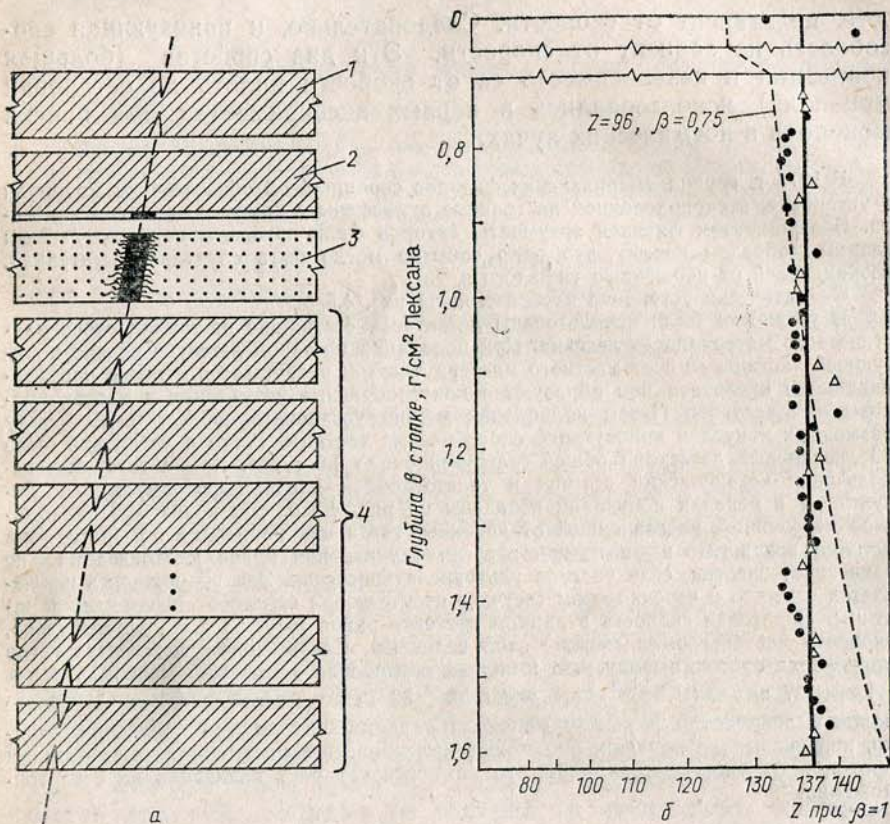


Рис. 4.5. Поиск монополя в космических лучах. Схема установки (а) и зависимость плотности ионизации от толщины вещества  $x$  (б) (штриховая кривая — ожидаемое изменение ионизации в случае первичного ядра). 1 — лексановый детектор; 2 — черенковский счетчик; 3 — эмульсия; 4 — стопка из лексановых детекторов

Такой эксперимент осуществил в Стэнфорде Б. Кабрера. Сверхпроводящая петля из ниобиевой проволоки диаметром 5 см была помещена в сверхпроводящий экран, а также в экран из магнитного сплава для защиты от электрических и магнитных помех. В такой установке был зафиксирован единственный скачок тока. Если его трактовать как результат прохождения монополя, то поток космических монополей  $I_M < 10^{-11} (\text{см}^2 \cdot \text{с})^{-1}$ .

Если монополи имеют большую проникающую способность (что при огромной массе не удивительно), их можно было бы наблюдать в подземных установках. На Баксанском нейтринном детекторе на Кавказе было получено ограничение на интенсивность космических монополей  $I_M < 5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с} \cdot \text{ср}$ .

Расчеты показывают, что межзвездные магнитные поля должны ускорять монополи и терять энергию. Если бы интенсивность монополей превышала значение  $I_M \sim 10^{-15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$ , то магнитные поля не могли бы существовать. Поскольку они наблюдаются, потоки монополей не превышают эту величину.

4.5.2. Тахионы. Большинство физиков давно привыкли к тому, что существует предел для скорости любого объекта, и этот предел — скорость света  $c$ . Однако любое, даже подтвержденное многими экспериментами положение, особенно столь фундаментальное, не лишне проверять на каждом новом уровне знаний. Поэтому многие физики с терпимостью отнеслись к высказанной около двадцати лет назад идее о возможном существовании особых частиц — тахионов, движущихся всегда со скоростью, большей скорости света, и поставили специальные эксперименты по поиску таких частиц (см. п. 12.10.3). Тахионы должны обладать некоторыми парадоксальными свойствами. Например, их энергия уменьшается с ростом скорости. Существование тахионов привело бы к трудностям в понимании принципа причинности в его современной форме.

### Вопросы и задачи

1. а) Время жизни остановившегося мюона в Fe равно  $0,2 \cdot 10^{-6}$  с. Определить время жизни по отношению к захвату мюона ядром железа.
  - б) Определить вероятность слабых взаимодействий с нуклоном, если известно, что время жизни отрицательных мюонов в Al составляет  $0,88 \cdot 10^{-6}$  с.
2. Два пучка нейтрино фиксированной энергии 1 и 100 ГэВ и одинаковой интенсивности пущены вертикально вниз.
  - а) Какое соотношение интенсивностей нейтрино будет на обратной стороне Земли (считать Землю однородной (см. табл. П8))?
  - б) При взаимодействии нейтрино с ядрами образуются мюоны со спектром  $d\sigma_\mu/dv = \text{const}$ . Какое соотношение потоков мюонов для двух пучков нейтрино будет на обратной стороне Земли?
3. Вычислить энергию нейтрино при распаде остановившихся пионов и каонов (данные о массах частиц см. ПЗ).
4. а) Чему равно отношение числа электронных и мюонных нейтрино на расстоянии 1 км от источника мюонных нейтрино, если  $\Delta t^2 = 10^{-2} \text{ эВ}^2$ ,  $p, c = 1 \text{ ГэВ}$  и  $\theta = \pi/4$ ?
  - б) То же, но нейтрино распределены по спектру в интервале от 10 до 100 МэВ.
5. Определить пробег нейтрино с энергией 10 ГэВ в воде.
6. Какая часть нейтрино поглотится при прохождении через Солнце по средней хорде (см. П8)?
7. Определите время жизни  $\tau$ -нейтрино по отношению к распаду, если существуют лептоны с массой  $m_t = m_w$ , а масса  $\tau$ -нейтрино равна имеющейся верхней оценке.
8. Определите максимальную энергию мюона при распаде таона.
9. Определите соотношение числа ядерных и тормозных ливней, вызванных мюоном с энергией 10 ТэВ в 10 см Fe.
10. Каково соотношение потерь энергии на тормозное излучение электронов, мюонов и таонов?

## Глава 5. АДРОНЫ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ И ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ЯДРАМИ

### § 5.1. КВАРКИ И АДРОНЫ

**5.1.1. Строение адронов.** Бесцветные состояния могут быть построены из кварков двумя способами: объединением трех кварков с разными цветами (барионы) или объединение кварка и антикварка (мезоны). Цвета кварков обозначим символами:  $k$  — красный,  $z$  — зеленый,  $c$  — синий,  $\bar{k}$  — антикрасный и т. д.

**Пример.** Электрические заряды  $u$ - и  $d$ -кварков  $q_u = (2/3)e$  и  $q_d = -(1/3)e$ . Из них можно построить протон (например,  $u_k u_z d_c$ ) или нейтрон ( $u_k d_z d_c$ ). Комбинация  $u_k \bar{d}_c$  дает  $\pi^+$ -мезон,  $\bar{u}_c d_k$  —  $\pi^-$ -мезон и т. д. Из способа построения сразу следует, что барионы имеют полуцелый спин, а мезоны — целый. В частности, в  $\pi$ -мезоне кварки расположены так, что его спин равен 0.

**5.1.2. Пионы\*).** Предположение Юкавы о существовании квантов ядерного поля с массой около  $300 m_e$  подтвердилось в 1947 г., когда Пауэлл и Оккалини открыли  $\pi$ -мезоны в космических лучах с помощью усовершенствованного ими метода ядерных фотоэмульсий. Частицы космического происхождения, остановившись в эмульсии, в некоторых случаях распались. Пробеги возникших при распаде частиц группировались около 500 мкм, а сами частицы были идентифицированы как мюоны. Стандартный пробег мюона соответствовал  $p_\mu = 53$  МэВ/с и указывал на двухчастичный распад первичной частицы, названной  $\pi$ -мезоном:  $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$ . Тогда по формуле (4.14) легко вычислить массу  $\pi$ -мезона:  $m_\pi c^2 = 140$  МэВ;  $m_\pi = 273 m_e$ .

На рис. 5.1 показано превращение  $\pi$ -мезона, возникшего в ядерном взаимодействии протона в пузырьковой камере в магнитном поле:  $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ . Время жизни пиона (измеренное методом запаздывающих совпадений, см. п. 4.2.3) оказалось равным  $\tau_\pi = 2,15 \cdot 10^{-8}$  с.

Значительно позднее были открыты нейтральные пионы. Нейтральный пион можно построить из кварков двумя способами:  $u\bar{u}$  и  $d\bar{d}$ . Его описывают линейной комбинацией  $(\sqrt{2})^{-1}(u\bar{u} - d\bar{d})^{**}$ . Нейтральный пион распадается по схеме  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  из-за электромагнитных взаимодействий с временем жизни  $\tau_{\pi^0} \rightarrow 1,2 \cdot 10^{-16}$  с.

Существование  $\pi^0$ -мезонов было предсказано в 1949 г. С. Н. Верновым и Б. Росси на основании анализа космических экспериментов. В то время на больших высотах был обнаружен большой поток фотонов высокой энергии. Для объяснения появле-

\* Синоним:  $\pi$ -мезоны.

\*\* То есть волновая функция  $\pi^0$ -мезона описывается линейной комбинацией произведений волновых функций  $u$ - и  $d$ -кварков.

ния фотонов и понадобились  $\pi^0$ -мезоны. Окончательное доказательство главной роли  $\pi^0$ -мезонов в образовании электрон-фотонной компоненты космических лучей было получено из наблюде-

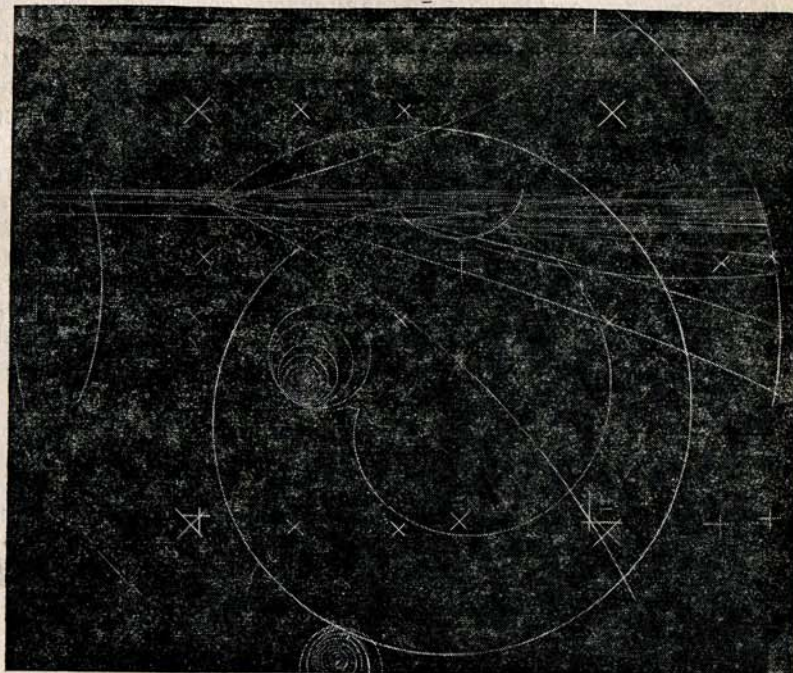


Рис. 5.1. Распад  $\pi^+$ -мезона, возникшего в  $p\pi$ -столкновении в пузырьковой камере. Заметно возрастание ионизации перед остановкой пиона

ния формы спектра фотонов в стратосфере. Если фотоны происходят от распада  $\pi^0$ -мезонов с массой  $m_{\pi^0}$ , то энергетический спектр фотонов должен иметь максимум около  $E_\gamma \sim m_{\pi^0} c^2 / 2$ , причем одинаковые интенсивности фотонов по обе стороны максимума будут приходиться на энергии  $E_1$  и  $E_2$ , связанные соотношением (2.31).

Спектр фотонов на больших высотах в атмосфере удовлетворяет соотношению (2.31), что служит доказательством их происхождения от распада  $\pi^0$ -мезонов. Прямые доказательства существования  $\pi^0$ -мезонов были получены в опытах на ускорителе. Масса  $\pi^0$ -мезона  $m_{\pi^0} c^2 = 135$  МэВ. Таким образом, существует три типа пионов.

**5.1.3. Квантовые числа адронов.** В сильных взаимодействиях свойства всех пионов одинаковы. В тех же условиях совпадают

свойства протона и нейтрона. Существуют и другие группировки адронов, различающихся лишь электрическим зарядом. Для количественного описания этого явления можно ввести специальный вектор  $I$  — изотопический спин (изоспин) в особом изотопическом пространстве. Отдельные зарядовые состояния суть проекции этого вектора на некоторое выбранное направление. Число возможных состояний равно  $2I+1$ . Следовательно, пион имеет  $I=1$  и 3 состояния с проекциями  $\pm 1, 0$  (изотопический триплет). У нуклона  $I=1/2$ , число состояний 2, а проекции  $\pm 1/2$ . Изотопические партнеры одинаково взаимодействуют с другими адронами и равноправно образуются в процессах сильного взаимодействия (с ограничениями, вытекающими из законов сохранения электрического заряда и других квантовых чисел).

Еще одним квантовым числом является барионный заряд  $B$ , выделяющий класс барионов. Основными барионами являются нуклоны ( $B=+1$ ) и антинуклоны ( $B=-1$ ). Поскольку барионы строятся из трех кварков, то барионный заряд кварков  $B_q = \pm 1/3$ . Барионное число сохраняется во всей области энергий, пока не наступает великое объединение (см. § 2.1). Новые барионы могут возникать только в паре с антибарионами. При столкновении барионов и антибарионов может произойти аннигиляция — явление взаимного уничтожения разноименных барионных зарядов. Освободившаяся энергия расходуется на образование мезонов. На кварковом уровне аннигиляция, по-видимому, сводится к перегруппировке кварков и, возможно, к превращению некоторых пар кварков в глюоны с последующим рождением кварк-антикварковых пар.

Барионный заряд мезонов, очевидно, равен нулю.

**5.1.4. Резонансы.** К семейству адронов принадлежит обширная группа нестабильных частиц, называемых резонансами. Резонансы распадаются в результате сильных взаимодействий между кварками, и время их жизни (если нет специальных запретов на распад) не сильно превышает ядерное время  $\tau_n \sim r_0/c \sim 10^{-13}$  см/с  $\approx 10^{-24}$  с. Существуют мезонные и барионные резонансы.

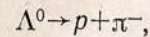
Из барионных резонансов чаще других образуются  $\Delta$ -резонанс с массой  $m_\Delta c^2 = 1,232$  ГэВ, распадающийся по схеме  $\Delta \rightarrow N + \pi$ . Изотопин  $\Delta$ -резонанса равен  $I_\Delta = 3/2$  и существует 4 состояния  $\Delta^{++}, \Delta^+, \Delta^0, \Delta^-$ .  $\Delta$ -Резонансы построены из  $u$ - и  $d$ -кварков. Например,  $\Delta^{++} = (uuu)$ , антирезонанс  $\Delta^{--} = (\bar{u}\bar{u}\bar{u})$  и т. д.

Мезонный  $\rho$ -резонанс (см. § 2.4), как правило, распадается на два пиона:  $\rho^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ ;  $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ;  $\rho^- \rightarrow \pi^- \pi^0$ , но с вероятностью 0,007  $\rho^0$  может распадаться и на мюоны. Распад на три пиона характерен для  $\omega^0$ -мезона, но существуют распады  $\omega^0 \rightarrow \pi^0 \gamma$  (8,7%) и др. Сейчас известно несколько сотен резонансов.

**5.1.5. Странные частицы.** Открытие  $\pi$ -мезона было подготовлено всем развитием физики. Существование более тяжелых ча-

стиц —  $K$ -мезонов и в особенности гиперонов, т. е. бариснов тяжелее протона, было полной неожиданностью.

Одним из первых был открыт  $\Lambda$ -гиперон, названный так потому, что образует в камере Вильсона или в пузырьковой камере характерную вилку (см. рис. 3.2). Гиперон распадается на протон и  $\pi$ -мезон:



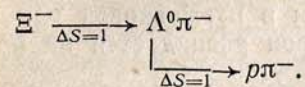
и является изотопическим синглетом ( $I=0$ ). В дальнейшем были обнаружены тройка  $\Sigma$ -гиперонов и каскадный гиперон  $\Xi$ . Из числа мезонов тяжелее пиона основную роль в космических лучах играет каон ( $K$ -мезон), имеющий разнообразные схемы распада, среди которых преобладают распады на два пиона, а также на мюон и нейтрино. Масса каона  $m_K c^2 = 0,49$  ГэВ, время жизни  $\tau_0^+ \sim 1,2 \cdot 10^{-8}$  с. Каон обладает удивительными свойствами. Например, нейтральные каоны представляют собой смесь короткоживущих  $K_S^0$  (со временем  $\tau_S \sim 10^{-10}$  с) и долгоживущих  $K_L^0$ -каонов ( $\tau_L^0 \sim 5 \cdot 10^{-8}$  с) \*.

После открытия каонов и гиперонов возник целый ряд вопросов. Большое время жизни каонов и гиперонов означает, что распад обусловлен слабыми взаимодействиями. Например, распад  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$  происходит за время  $\tau_0 \sim 10^{-8}$  с, тогда как распад  $\rho^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$  — за ядерное время. Почему  $K$ -мезон не может распадаться за ядерное время?

Гелл-Манн и Нишиджима предположили, что каоны имеют новое квантовое число  $S$ , названное *странностью*. Допустим, что это число сохраняется в сильных взаимодействиях и не сохраняется в слабых. Тогда если каон наделен странностью, то он не может распадаться за ядерное время, но может за время, характерное для слабых взаимодействий. Предположение о странности каонов и гиперонов позволило объяснить, почему они в *сильных взаимодействиях всегда рождаются парами (ассоциативное рождение)*. Эксперименты показали, что гипероны возникают только в паре с  $K^+$ - или  $K^0$ -мезонами. Гиперонам была приписана отрицательная странность, а  $K^+$ - и  $K^0$ -мезонам — положительная. В этом случае закон сохранения странности требует, чтобы в сильных взаимодействиях  $K^+$  и  $K^0$  образовывались в паре с гиперонами и  $K^-$ - и  $\bar{K}^0$ -мезонами (имеющими отрицательную странность). Из этой схемы вытекало также, что каоны образуют не изотопический триплет ( $K^+ K^0 K^-$ ), а два дублета ( $K^+ K^0$ ) и ( $K^- \bar{K}^0$ ). Было постулировано, что в слабых взаимодействиях  $S$  может меняться только на единицу. Это требовалось, чтобы за-

\* Открытие распада  $K$ -мезона на два и три пиона привело к доказательству несхранения пространственной четности в слабых взаимодействиях.

претить распад каскадного гиперона  $\Xi$  — сразу на протон и пион (странность  $\Xi$ -гиперона равна двум):



Существует  $\Omega$ -гиперон со странностью  $S=-3$ .

$\rho$ -резонансы имеют странность  $S=0$  и легко рождаются и разрушаются сильными взаимодействиями. Пионы тоже имеют  $S=0$ , но их продукты распада — слабо взаимодействующие ( $\mu$  и  $\nu$ ) или электромагнитные ( $\gamma$ ) частицы, чем и обусловлено их большое время жизни. Для описания странных частиц пришлось ввести новый кварк  $s$  со странностью  $S=-1$ . Однако объяснить распад каона на пионы в этой схеме не удастся. Было сделано предположение о перемешивании кварков из различных поколений (в слабых взаимодействиях участвуют одновременно как  $d$ , так и  $s$ -кварки). Это можно описать, введя смешанные кварки  $d_c$  и  $s_c$ :

$$\begin{pmatrix} d_c \\ s_c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}.$$

Угол  $\theta$  называется *углом Кабибо*. Он определен из вероятности распада странных частиц ( $\theta \simeq 13^\circ$ ). В результате смешивания кварков в реакциях слабого взаимодействия возможен переход  $s \rightarrow d$ , а затем распад из-за сильных взаимодействий:  $dus \rightarrow dud \rightarrow \rightarrow uud + \bar{u}d (\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-)$ .

Таким образом, странные частицы дополнили общую картину мира адронов. И хотя эта картина, по-видимому, еще далеко не завершена, уже сейчас она отличается стройностью и красотой. Недаром Гелл-Манн вспомнил однажды слова Ф. Бэкона: «Не существует истинно прекрасного без некоторой доли странности».

**5.1.6. «Очарование» и «прелесть».** В экспериментах на ускорителях получены доказательства существования новых классов частиц, которые нельзя описать с помощью  $u$ -,  $d$ - и  $s$ -кварков. По знакомому уже рецепту были введены  $c$ - и  $b$ -кварки, отличающиеся новыми квантовыми числами  $C=+1$  («очарование») и  $b=-1$  («прелесть»). Чтобы заполнить табл. 2.1, нужно доказать существование еще и  $t$ -кварка. Частицы, составленные из новых кварков, имеют большую массу ( $mc^2 > 2$  ГэВ и более) и имеют разнообразные схемы распада. Время жизни этих частиц  $\tau \sim 10^{-13}$  с.

В табл. 5.1 приведены некоторые характеристики кварков.

Из кварков и их линейных комбинаций можно построить все известные адроны и предсказать новые. Например, должно суще-

Таблица 5.1

Характеристики кварков

Аромат	Заряд	Изоспин $I$	$S$	$C$	$b$	$t$	Масса, ГэВ
$u$	$+2/3$	$1/2$	$0$	$0$	$0$	$0$	$4 \cdot 10^{-3}$
$d$	$-1/3$	$1/2$	$0$	$0$	$0$	$0$	$7 \cdot 10^{-3}$
$c$	$+2/3$	$0$	$0$	$1$	$0$	$0$	$\sim 2$
$s$	$-1/3$	$0$	$-1$	$0$	$0$	$0$	$0,150$
$t$	$+2/3$	$0$	$0$	$0$	$0$	$1$	$?$
$b$	$-1/3$	$0$	$0$	$0$	$-1$	$0$	$\sim 5$

ствовать около 60 очарованных барионов, из которых обнаружены лишь единицы.

**5.1.7. Составляющие кварки и кварки-партоны.** Точечноподобные кварки, называемые также кварками-партонами, проявляются лишь при очень больших передаваемых импульсах, удовлетворяющих условию  $r \sim \hbar/q < 10^{-14}$  см. При малых передаваемых импульсах  $q$  налетающий кварк взаимодействует одновременно со всем облаком кварк-антикварковых пар и глюонов, окружающих точечноподобный кварк (см. п. 2.2.3). Этот последний называется валентным, а кварк-антикварковые пары образуют «море» (кварки моря). Среди кварков моря в нуклоне могут быть  $s$  и другие кварки. Импульсы кварков моря в адронах значительно меньше, чем валентных. Таким образом, в нуклоне содержится три валентных кварка и некоторое количество кварков и антикварков моря. Валентный кварк, окруженный морскими, а также глюонами, называется *составляющим*, или «одетым» кварком. Составляющие кварки имеют размер и несут квантовые числа валентного кварка. Процессы, в которых участвуют составляющие кварки, называют мягкими. В космических лучах проявляются в основном мягкие процессы.

## § 5.2. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АДРОНОВ [1, 2]

**5.2.1. Эффективное поперечное сечение неупругого взаимодействия.** Как полное, так и неупругое сечения взаимодействия зависят от энергии атомной массы ядра-мишени и природы сталкивающихся частиц. В экспериментах с космическими лучами измеряется сечение неупругого взаимодействия, т. е. взаимодействием считается рождение хотя бы одной дополнительной частицы, заряженной или нейтральной.

Установка для измерения сечения состоит из детектора энергии (обычно ионизационного калориметра), мишени из исследуемого материала и детектора взаимодействия в мишени. В соответствии с формулой (2.2) необходимо знать и поток первичных



частиц. Напомним, что формула (2.2) описывает число частиц, прошедших слой  $x$  без взаимодействия.

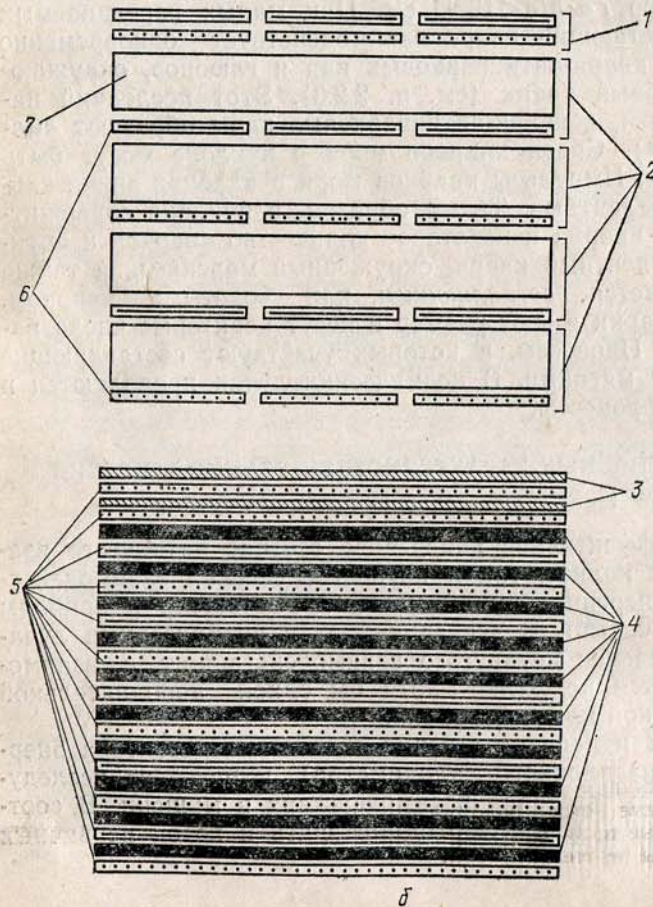
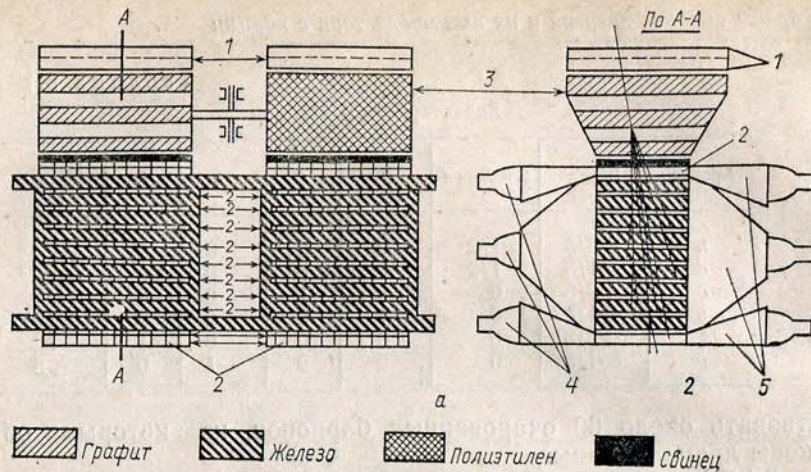
**Пример.** В установке, использованной на советских спутниках «Протон» (рис. 5.2, а), индикатором взаимодействия служил сцинтилляционный счетчик, покрытый тонким слоем свинца. Такое устройство позволяло регистрировать не только заряженные вторичные частицы, но и нейтральные пионы, так как в свинце фотоны от распада  $\pi^0$ -мезонов конвертировались в электрон-позитронные пары. Часть времени мишень отсутствовала, что давало возможность исключить первичный поток (формула (2.2) при  $x=0$ ) и фоновые эффекты. Счетчик 1 отбирал однозарядные частицы первичного космического излучения (протоны с некоторой примесью дейтронов). Измерения были выполнены в интервале энергий от  $10^2$  до  $10^3$  ГэВ.

Измерения сечений в экспериментах с космическими лучами содержат систематические неопределенности, обусловленные сложным составом космического излучения, зависящим от энергии (за пределами атмосферы — сложный изотопный состав первичных частиц, в глубине атмосферы — примесь пионов).

В эксперименте, поставленном на г. Арагац в Армении сотрудниками Ереванского физического института [3], для разделения взаимодействий пионов и протонов при энергии выше 500 ГэВ был использован детектор переходного излучения (ДПИ, § 2.6) и ионизационный калориметр (рис. 5.2, б). ДПИ состоял из четырех модулей, каждый из которых имел 120 слоев лавсановой пленки толщиной 22 мкм с воздушными промежутками 0,3 см и многонитный пропорциональный счетчик. Частица, проходя через слоистую среду, испускала рентгеновские фотоны. Фотоны с энергией меньше 5 кэВ поглощались в веществе ДПИ, а фотоны с  $E > 20$  кэВ имеют малое сечение взаимодействия с газом в пропорциональном счетчике и поэтому не регистрируются. Через счетчик проходят не только фотоны переходного излучения, но и сама частица. Оценки показывают, что суммарный ионизационный эффект в счетчике при прохождении пиона в 1,5 раза больше, чем при прохождении протона той же энергии, однако из-за сильных флуктуаций распределения ионизаций при прохождении пиона и протона перекрываются и эффективность разделения не достигает 100%. Среднее число фотонов пропорционально  $\gamma$ . Зная из калориметрических измерений энергию частицы, можно определить ее массу:  $mc^2 = E/\gamma$ .

Рис. 5.2. Установки для измерения сечений взаимодействия в космических лучах. а — установка на спутнике «Протон»: 1 — пропорциональные счетчики; 2 — сцинтилляторы; 3 — мишени (в полете по заданной программе мишени меняются местами или убираются); 4 — фотоумножители; 5 — конусы для сбора света со сцинтилляторов.

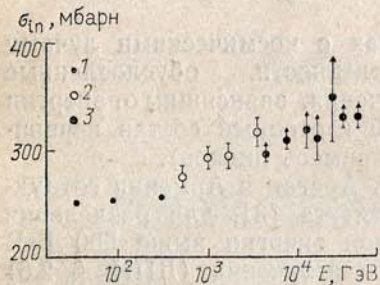
б — установка с детектором переходного излучения (ДПИ) на г. Арагац: 1 — годоскопические счетчики; 2 — модули ДПИ; 3 — свинцовые поглотители калориметра; 4 — железные поглотители калориметра; 5 — ионизационные камеры; 6 — многопроволочные пропорциональные камеры; 7 — многослойные радиаторы рентгеновского переходного излучения



Раздельное изучение сечений взаимодействия протонов и пионов с ядрами железа показало, что в пределах погрешностей эксперимента оно не зависит от энергии до 3,5 ТэВ, отношение сечений взаимодействия протонов и пионов такое же, как на ускорителях ( $\sim 1,2$ ), однако значение сечений больше, чем дает табл. 5.2: ( $\sigma_{in}^{pFe} = (753 \pm 58) 10^{-27} \text{ см}^2$  при  $E=400 \text{ ГэВ}$  и  $(784 \pm 85) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$  при  $E=3,5 \text{ ТэВ}$ ). Причины различия неясны.

Интересная модификация метода выбывания из пучка (формула (2.2)) используется для определения пробега неупругого взаимодействия в атмосфере. В этом случае для измерения энергии тоже служит калориметр, а мишенью является вся атмосфера. Над калориметром и вокруг него располагаются сцинтилляционные счетчики, покрывающие большую площадь. Если первичный протон испытал неупругое взаимодействие в атмосфере, то продукты этого взаимодействия будут зарегистрированы счетчиками. Таким образом, система счетчиков служит детектором взаимодействий.

Рис. 5.3. Результаты измерений сечений взаимодействия протонов с ядрами воздуха по интенсивности одиночных протонов, полученные разными группами: 1 — Джонс и сотр. (ускоритель); 2 — Йодх и сотр.; 3 — С. И. Никольский и сотр.



Регистрируются одиночные протоны, не сопровождаемые другими частицами. Расчеты показывают, что при энергиях выше 5 ТэВ продукты взаимодействия почти всегда доходят до уровня гор и протоны, не испытавшие взаимодействия, от-

бираются надежно. Зная интенсивность протонов  $N_p(E, 0)$  на границе атмосферы, толщину атмосферы на уровне наблюдения  $x$  и измерив  $N_p(E, x)$ , можно вычислить  $\lambda_{in}$  по формуле (2.2).

Результаты измерений, выполненных этим методом С. И. Никольским и др. в СССР (1975 г.) и Йодхом и др. в США (1976 г.), представлены на рис. 5.3. Методы измерения сечений при еще больших энергиях обсуждаются в гл. 12. Они не столь надежны, как описанные выше. Соответственно и получаемые результаты следует рассматривать как предварительные оценки.

Более определенные сведения о сечениях взаимодействия адронов получены на ускорителях. Нуклон-нуклонные сечения неупругого взаимодействия известны сейчас до энергий  $2 \cdot 10^6 \text{ ГэВ}$ , а адрон-ядерные до 400 ГэВ. Существует метод вычисления сечений взаимодействия с ядрами, если известны некоторые параметры адрон-нуклонных столкновений, а также распределение плотности нуклонов в ядре (метод Глаубера—Ситенко). Этот метод после учета ряда дополнительных эффектов (так называемое неупругое экранирование) позволил описать экспериментальные

данные по полным сечениям взаимодействия до энергий  $E > > 300 \text{ ГэВ}$  [1].

На рис. 5.4 приведена зависимость сечения взаимодействия от импульса. Рост полного сечения в области  $p \sim 1 \text{ ГэВ}/c$  обусловлен появлением неупругого взаимодействия. Затем сечение плавно уменьшается до энергий  $E \sim 50 \text{ ГэВ}$  и вновь начинает медленно расти.

Сечение упругого рассеяния  $\sigma_{el}$  в интервале энергий от 50 до 2000 ГэВ составляет определенную долю от полного ( $\sigma_{el}/\sigma_t = 0,18$ ), но при  $E_0 \sim 10^6 \text{ ГэВ}$  ( $\sqrt{s} = 540 \text{ ГэВ}$ ) неожиданно возрастает до значения  $\sigma_{el} = (0,215 \pm 0,005) \sigma_t$ , так что рост сечения неупругого взаимодействия в  $pp$ -столкновении замедляется.

Сечение неупругого рассеяния близко к геометрическому размеру нуклона. Считая радиус взаимодействия  $r_0 \sim 10^{-13} \text{ см}$ , найдем  $\sigma_{in} \sim \pi r_0^2 \sim 30 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ . Если бы нуклон представлял собой черный диск, то, как следует из теории рассеяния, сечение упругого рассеяния имело бы такое же значение:  $\sigma_{in} = \sigma_{el} = (1/2) \sigma_t$ . Приведенное выше отношение  $\sigma_{el}/\sigma_t$  свидетельствует о том, что нуклон частично прозрачен. Рост сечения с энергией означает увеличение размеров нуклона (радиуса действия сил), а увеличение  $\sigma_{el}/\sigma_t$  говорит о «почернении» протона при энергии  $10^6 \text{ ГэВ}$ .

Полное сечение  $pp$ -столкновений можно аппроксимировать формулой (до  $\sqrt{s} \sim 10^3 \text{ ГэВ}$ )

$$\sigma_t(pp) = 38,4 + 0,4 \ln^2(s/122) \quad (s \text{ в ГэВ}^2). \quad (5.1)$$

Сечения взаимодействия других частиц с протонами ведут себя подобно протон-протонным, однако значения их иные (рис. 5.4, б). Меньшие значения сечений  $p\pi$ -столкновений объясняются различием кваркового состава пионов и протонов ( $\sigma_{p\pi}/\sigma_{pp} \sim 2/3$ ). Для  $Kp$ -столкновений приходится принимать во внимание особенности взаимодействия странного кварка. Из рис. 5.4, б следует также некоторое различие сечений взаимодействия частиц из одного изомультиплета, например,  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов. С ростом энергии это различие уменьшается ( $\Delta\sigma \sim s^{-1/2}$ ) и при высоких энергиях стремится к нулю (теорема Померанчука). Прозрачность протона для мезонов больше, чем для протонов. Поэтому отношение  $\sigma_{el}/\sigma_t$  для мезонов несколько меньше, чем для протонов:  $\sigma_{el}/\sigma_t = 0,12 \pm 0,01$ .

**Пример.** Сечение  $\pi^+p$ -взаимодействий при 240 ГэВ (рис. 5.4, б)  $\sigma_t = 24 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ . Следовательно,  $\sigma_{in} = 21,1 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ .

При изучении свойств космического излучения часто приходится использовать сечения взаимодействия различных частиц с ядрами. Если бы нуклоны представляли собой черные шарики, то сечение взаимодействия адронов с ядрами можно было бы представить в виде  $\sigma(pA) = \sigma_{pp} \cdot A^{2/3}$ , где  $A$  — атомная масса ядра-мишени. Из-за некоторой прозрачности нуклонов зависимость от  $A$

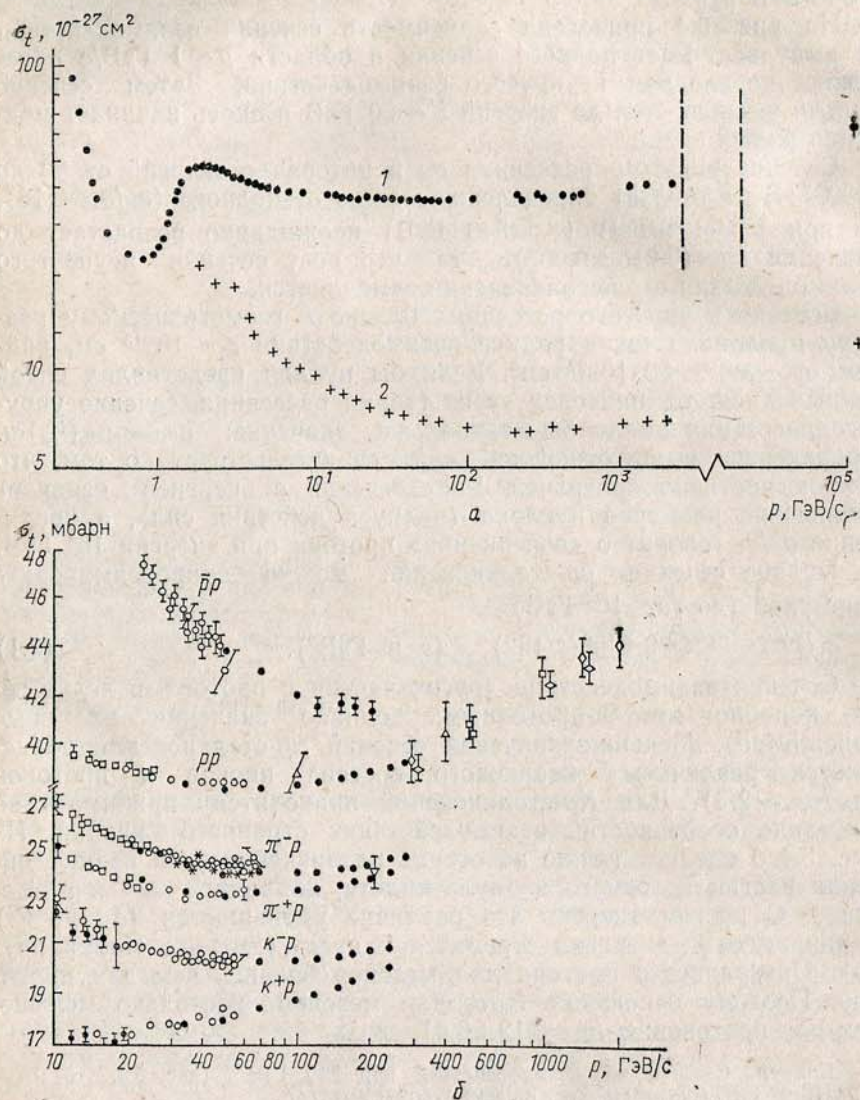


Рис. 5.4. Зависимость сечения взаимодействия адронов от импульса: *a* — сечение  $pp$ -столкновения: 1 — полное сечение, 2 — сечение упругого взаимодействия; *b* — зависимость полных сечений взаимодействия различных частиц с протонами от импульса. В пределе очень высоких энергий сечения взаимодействия частиц и античастиц должны быть одинаковы (теорема Померанчука)

оказывается более сильной. Если сечение  $\sigma_{in}$  аппроксимировать выражением

$$\sigma_{in}(pA) = \sigma_0 A^\alpha, \quad (5.2)$$

то для различных первичных частиц  $\alpha$  меняется от 0,7 до 0,8 (табл. 5.2).

Таблица 5.2  
Значения  $\sigma_0$  ( $10^{-27} \text{ см}^2$ ) и  $\alpha$  в формуле (5.2) для энергии 280 ГэВ ( $A \geq 7$ )

Частица	$\sigma_0$	$\alpha$
$K^+$	$22,26 \pm 0,97$	$0,775 \pm 0,012$
$K^-$	$23,21 \pm 0,99$	$0,771 \pm 0,011$
$\pi^+$	$26,93 \pm 1,08$	$0,751 \pm 0,011$
$\pi^-$	$26,57 \pm 1,03$	$0,755 \pm 0,01$
$p$	$38,59 \pm 1,50$	$0,718 \pm 0,01$
$\bar{p}$	$41,05 \pm 1,91$	$0,713 \pm 0,013$

В отличие от сечений  $pp$ -взаимодействий адрон-ядерные сечения слабо меняются с энергией при  $E \leq 1$  ТэВ. В области энергий от 50 до  $10^3$  ГэВ сечение  $\sigma_{in}(pC) = 233 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$  и  $\sigma_{in}(p\text{-воздух}) = 262 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$  можно считать постоянным. Возможно, что при больших энергиях постоянство сменяется ростом (рис. 5.3).

Сечение взаимодействия сложных химических веществ вычисляется как сумма входящих в состав молекулы ядер. Сечение смеси веществ равно среднему из сечений входящих в состав смеси ядер.

**Пример.** Сечение взаимодействия протонов с ядрами воды равно [формула (5.1) и табл. 5.2]

$$\sigma_{in}(p \text{ H}_2\text{O}) = 2\sigma_{in}(pp) + \sigma_{in}(p \text{ O}) = 2 \cdot 32,6 \cdot 10^{-27} + 282,5 \cdot 10^{-27} = 347,7 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2,$$

$$\sigma_{in}(p \text{ — воздух}) = 0,21\sigma_{in}(p \text{ O}) + 0,79\sigma_{in}(p \text{ N}) = 262 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 \quad (\text{O — кислород, N — азот}).$$

**5.2.2. Множественное рождение частиц.** Природа не скупится на вторичные частицы, когда происходит сильное взаимодействие при высоких энергиях ( $E_0 > 1$  ГэВ). В большинстве случаев в таких взаимодействиях происходит множественное рождение новых частиц — мезонов, барионов, резонансов. Множественное рождение частиц можно наблюдать с помощью ядерных фотоэмульсий, пузырьковых или дрейфовых камер.

На рис. 5.5 показан случай множественного рождения частиц в пузырьковой камере при энергии 200 ГэВ.

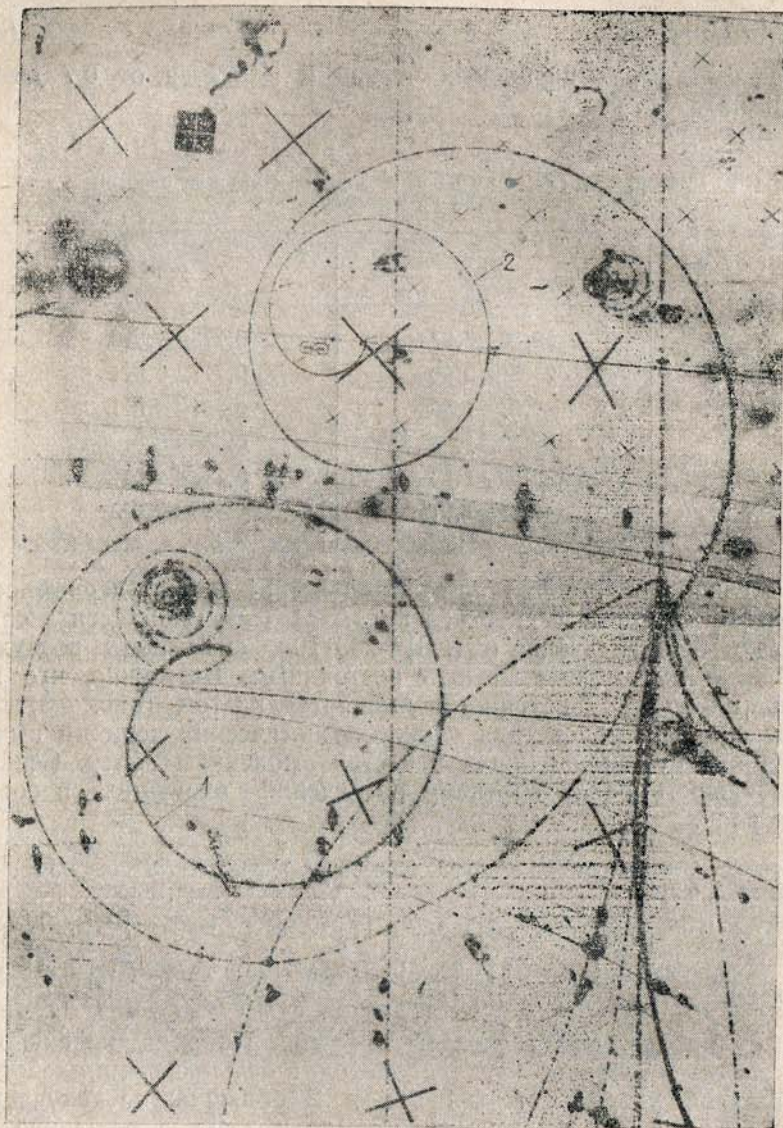
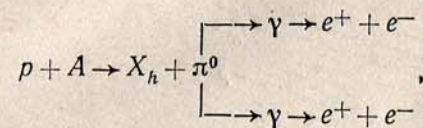


Рис. 5.5. Фотография столкновения адронов, приводящего к множественному рождению частиц

Число заряженных частиц  $n$  в событии после взаимодействия называется *множественностью* \*. Полной множественностью называют сумму заряженных и нейтральных частиц. Явление множественного рождения частиц в литературе по космическим лучам называют электронно-ядерным ливнем. Такое название сложилось исторически и отражает первоначальное удивление физиков, обнаруживших, что электроны в атмосфере образуются через цепь процессов, истоком которых является ядерное взаимодействие



здесь  $X_h$  — все продукты взаимодействия, кроме  $\pi^0$ -мезонов.

Для понимания механизма взаимодействия и интерпретации процессов прохождения космических лучей через вещество большое значение имеет число вторичных частиц различной природы (пионов, каонов, античастиц, резонансов) (рис. 5.6).

Эксперименты на ускорителях доказали, что значительная часть вторичных частиц (по некоторым данным до 70–80%) является продуктом распада резонансов, которые непосредственно рождаются в сильных взаимодействиях ( $\rho$ -мезоны,  $\omega$ -мезоны,  $K^*$ ,  $\Delta$ -резонансы и др.).

Средняя множественность медленно возрастает с энергией. В  $pp$ -столкновениях

$$\langle n \rangle = (0,88 \pm 0,10) + (0,44 \pm 0,05) \ln(s/m_p^2) + (0,118 \pm 0,06) \ln^2(s/m_p^2). \quad (5.3)$$

**Пример.** При изменении энергии от  $E_0 = 12$  ГэВ до  $1,25 \cdot 10^5$  ГэВ средняя множественность заряженных частиц в  $pp$ -столкновении изменяется от  $\langle n \rangle = 3,5$  до  $\langle n \rangle = 24,6$ .

Множественность не сильно зависит от природы сталкивающихся частиц, а зависит лишь от «доступной» энергии  $Q = \sqrt{s} - (m_a + m_b)$  \*\*. В опытах на ускорителях было обнаружено, что при высоких энергиях число нейтральных пионов пропорционально числу заряженных.

**Пример.** Полная множественность  $\langle n_i \rangle$  складывается из средней множественности различных частиц. При  $E_0 \sim 1,5$  ТэВ ( $\sqrt{s} = 53$  ГэВ)

$$\langle n_i \rangle = \langle n_{\pm} \rangle + \langle n_0 \rangle = 5\pi^+ + 4,6\pi^0 + 4,3\pi^- + 0,5K^+ + 0,4K^- + 1,4p + 0,2\bar{p} + 0,8n + 0,04\Lambda^0 + 0,04Y^{\pm},$$

\* Сечение рождения  $n$  частиц называется топологическим сечением  $\sigma_n$ .

\*\* Например, в  $pp$ -столкновении из-за сохранения барионов энергия  $m_a + m_b$  не может быть использована для рождения новых частиц.

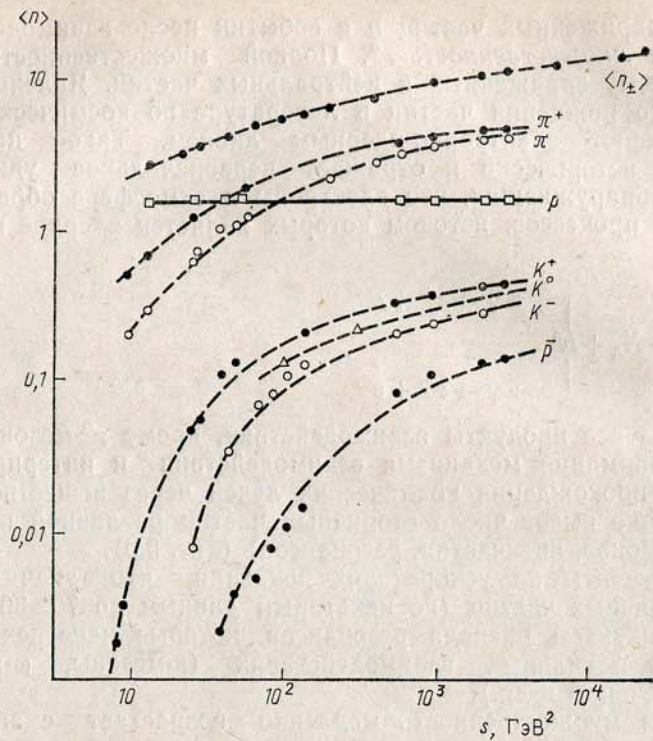


Рис. 5.6. Зависимость средней множественности различных частиц от энергии

здесь символами  $n$ ,  $Y^{\pm}$ ,  $\pi$  и т. д. обозначены соответственно нейтроны, заряженные гипероны, пионы и т. д.

Вокруг среднего числа частиц наблюдается значительный разброс, который можно охарактеризовать дисперсией  $D = [\langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2]^{1/2}$ . Опыт показывает, что  $\langle n \rangle / D \sim 2$  в интервале энергий от 50 ГэВ до 2 ТэВ. При  $E_0 \sim 10^5$  ГэВ ( $\sqrt{s} = 540$  ГэВ) дисперсия возрастает.

Интересная закономерность была обнаружена Кобой, Нильсоном и Олесеном. Оказалось, что распределение по множественности имеет универсальный вид, если его представить в специальных масштабированных переменных

$$\langle n \rangle \sigma_n / \sigma_{in} = f(n / \langle n \rangle). \quad (5.4)$$

Универсальный характер распределения  $f(n / \langle n \rangle)$  (рис. 5.7)

проявляется до энергий  $E_0 \sim 2$  ТэВ (КНО-скейлинг)\*. При более высоких энергиях ( $E_0 \sim 10^5$  ГэВ) скейлинг, по-видимому, нарушается (рис. 5.7), что свидетельствует о появлении новых механизмов множественного рождения.

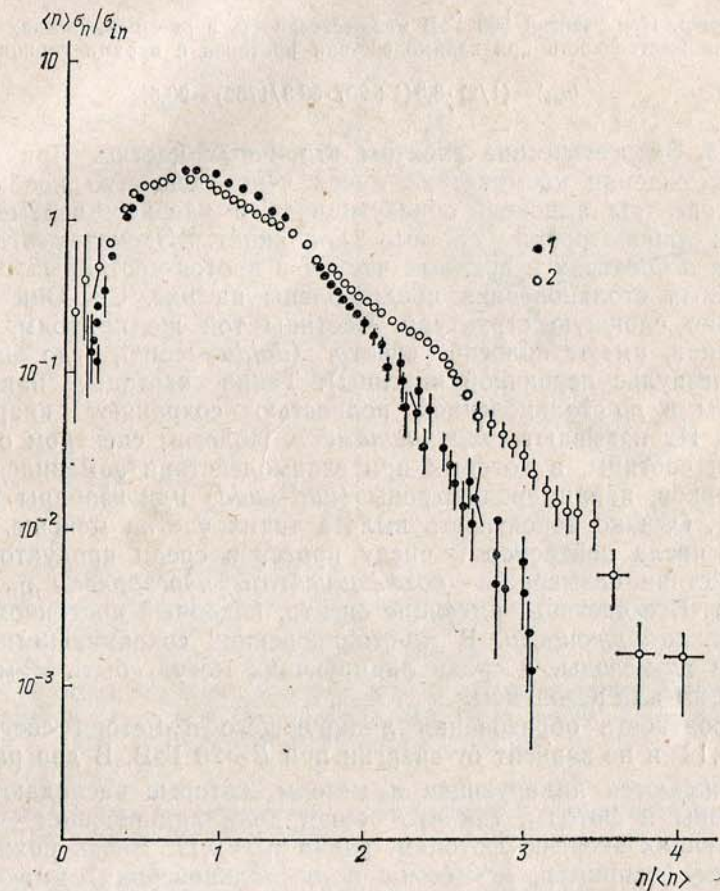


Рис. 5.7. Распределение множественности в  $pp$ -столкновениях в переменных (5.4): 1 — в интервале энергий 70 —  $2 \cdot 10^3$  ГэВ, 2 — при энергии  $E_0 = 1,45 \cdot 10^5$  ГэВ

При взаимодействии адронов с ядрами множественность вторичных частиц больше, чем в адрон-нуклонных столкновениях. Обычно ее рассматривают в зависимости от толщины ядра-мишени, выраженной через параметр  $\nu = A\sigma(hp) / \sigma(hA)$ . Параметр

\* Скейлинг — масштабность (от слова scale — «шкала»).

$\nu$  характеризует средний путь адронов  $h$  в ядре, поскольку  $A \cdot \sigma(hp) \sim V$  (объем ядра), а  $\sigma(hA) \sim S$  (площадь ядра). Параметр  $\nu$  различен для пионов и протонов\*. Эксперимент показывает, что  $R_A = \langle n_A \rangle / \langle n \rangle = 1/2 (1 + \nu)$ .

**Пример.** При энергии 300 ГэВ множественность в  $pp$ -столкновениях  $\langle n \rangle = 8,5$ . Тогда множественность при взаимодействии протонов с ядрами свинца

$$\langle n_{Pb} \rangle = (1/2) \cdot 8,5 (1 + 207 \cdot 32,3/1752) = 20,5.$$

**5.2.3. Энергетические спектры вторичных частиц.** При анализе прохождения космических лучей через вещество необходимо знать спектры адронов, образующихся в ядерных взаимодействиях в лабораторной системе координат. Экспериментальные данные о спектрах вторичных частиц в протон-протонных и пион-протонных столкновениях представлены на рис. 5.8. Они имеют довольно сложную структуру. Частицы той же природы, что и первичная, имеют пологий спектр ( $d\sigma/du \sim \text{const}$ , где  $u = p/p_0$ ,  $p_0$  — импульс первичной частицы). Такие частицы, например, протоны в  $pp$ -столкновениях, полностью сохраняют кварковый состав. Их называют *сохранившимися*. Пологим спектром отличаются и частицы, в которых при взаимодействии заменился один из кварков, например нейтроны ( $uud \rightarrow udd$ ) или изобары ( $uud \rightarrow uuu$ ). Однако вероятность вылета таких частиц меньше. Отношение числа нейтронов к числу протонов среди продуктов взаимодействия называется *коэффициентом перезарядки*  $\eta_n$  ( $\eta_n \approx 0,35$ ). Все частицы, имеющие спектр, подобный протонному, называют *лидирующими*. В  $\pi p$ -столкновениях сохранившимися являются  $\pi^-$ -мезоны, а среди лидирующих могут быть  $\pi^0$ -мезоны,  $\eta^0$ -мезоны или резонансы.

Вероятность образования лидирующего  $\pi^0$ -мезона составляет  $\eta_{\pi^0} = 0,12$  и не зависит от энергии при  $E \geq 20$  ГэВ. В два раза реже рождаются лидирующие  $\eta$ -мезоны, которые распадаются на  $\pi^0$ -мезоны и фотоны, так что общая доля лидирующих частиц, передающих энергию фотонам, равна  $\eta_\gamma \sim 0,17$ . Вновь рожденные частицы (например,  $\pi^+$ -мезоны в  $pp$ -столкновениях) имеют крутой спектр, который можно описать (при  $u > 0,2$ ) экспоненциальным законом:

$$F(p) dp = A \exp(-p/\langle p \rangle) dp = A p_0 \exp(-u/\langle u \rangle) du. \quad (5.5)$$

**Пример.** Спектр отрицательных пионов в  $pp$ -столкновении при  $E_0 = 20$  ГэВ (рис. 5.8, в) при  $u > 0,2$  аппроксимируется формулой (5.5) с коэффициентами  $A = 6 \cdot 10^{-2}$  и  $\langle u \rangle = 0,11$ . Спектр  $\pi^+$ -мезонов в  $\pi p$ -столкновении при  $E_0 = 40$  ГэВ (рис. 5.7, а) имеет параметры  $A = 0,14$  и  $\langle u \rangle = 0,15$ . В области  $u < 0,2$  спектр более крутой. Возможно, что сюда попадают продукты распада резонансов.

\* В этом можно убедиться из данных табл. 5.2.

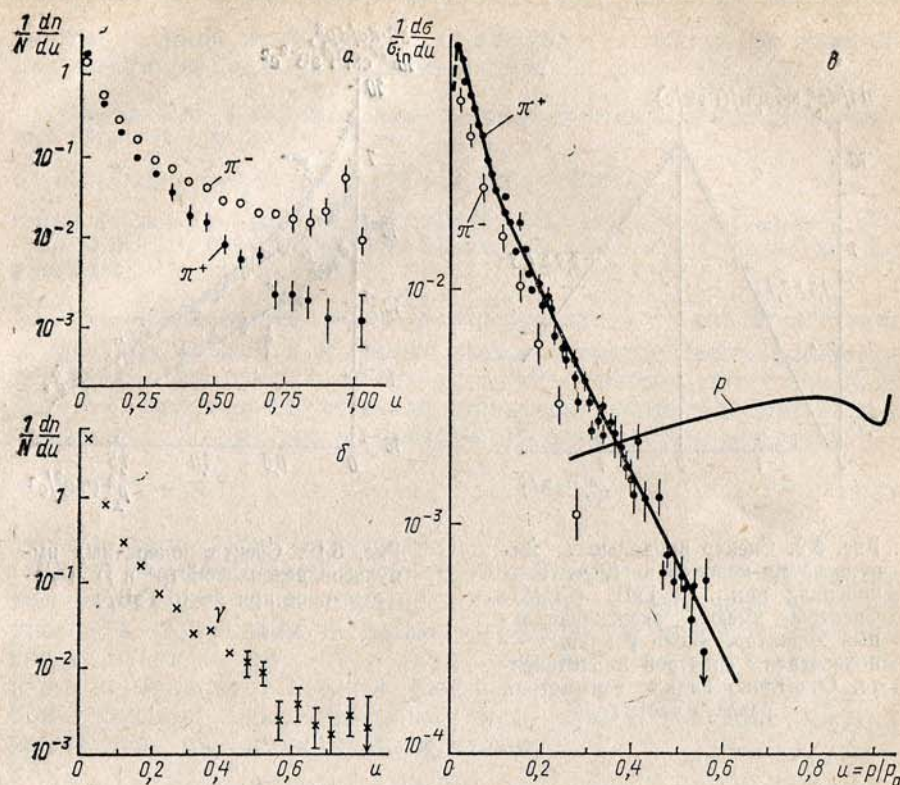


Рис. 5.8. Спектры вторичных частиц в  $\pi p$ - и  $pp$ -столкновениях (нормировано на 1 событие): а —  $\pi p$  ( $E_0 = 40$  ГэВ), вторичные пионы; б —  $\pi p$  ( $E_0 = 40$  ГэВ), вторичные фотоны; в —  $pp$  ( $E_0 = 20$  ГэВ)

В экспериментах на ускорителях спектр вторичных частиц часто рассматривают в СЦМ в переменных Фейнмана

$$x = 2p_{\parallel}^* / \sqrt{s} = p_{\parallel}^* / p_0^* \quad (5.6)$$

или в быстротах (псевдобыстротах)  $y$  и  $\eta$ , см. (2.21) и (2.22).

Характерной особенностью мезон-нуклонных столкновений является *асимметрия* распределений частиц по переменной  $x$  или по продольному импульсу, обусловленная различием кваркового состава мезонов и нуклонов (рис. 5.9). Очевидно, что в СЦМ каждый из кварков мезона несет в среднем половину импульса мезона, а кварки из протона лишь одну треть. Если перейти в систему координат, где одинаковы импульсы сталкивающихся кварков, то распределение становится симметричным.

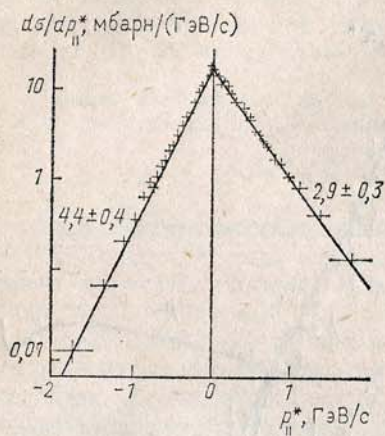


Рис. 5.9. Спектр продольных импульсов  $\pi^-$ -мезонов в  $K^+p$ -столкновениях при 12 ГэВ (СЦМ). Спектры имеют экспоненциальный характер. Числа у кривых — показатели спектров в экспоненте. Отчетливо видна асимметрия разлета частиц

Существование асимметрии пион-нуклонных столкновений было доказано в экспериментах по изучению взаимодействия адронов, выполненных на г. Арагац В. С. Мурзиным, Л. И. Сарычевой и их сотрудниками. Установка включала камеру Вильсона для наблюдения вторичных частиц и ионизационный калориметр для измерения энергии первичной [4].

В космическом излучении на высоте 3 км, где проводился эксперимент, нейтральная адронная компонента состоит из нейтронов, а заряженная — из пионов и протонов. Сравнивая особенности взаимодействия заряженных и нейтральных первичных адронов, можно было выделить пионные взаимодействия.

**5.2.4. Ограниченность поперечных импульсов.** Важным свойством сильных взаимодействий является ограниченность среднего поперечного импульса вторичных частиц. Опыт показывает, что  $\langle p_{\perp} \rangle$  вторичных пионов слабо растет от 0,3 ГэВ/с при низких энергиях до  $\langle p_{\perp} \rangle \approx 0,42$  ГэВ/с при  $E \sim 10^5$  ГэВ. Средний поперечный импульс больше в тех событиях, где больше множественность. Он коррелирован с продольным импульсом:  $p_{\perp}$  уменьшается при  $x \sim 1$  и  $x \sim 0$ .

Интегрируя выражение (2.4) по  $dp_{||}/E$ , получим распределение  $d^2\sigma/dp_{\perp}^2$  (рис. 5.10). Его можно описать двумя экспонентами, причем более крутая экспонента при малых  $p_{\perp}^2$  относится к про-

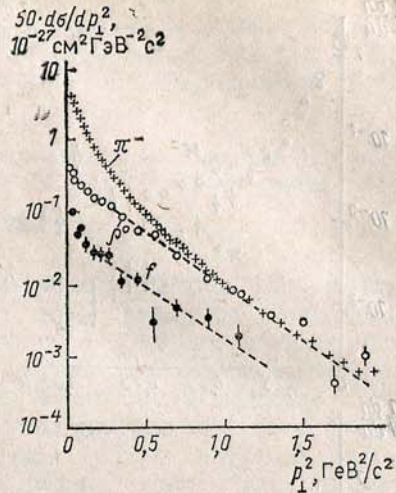


Рис. 5.10. Спектр поперечных импульсов резонансов ( $\rho^0$  и  $f$ ) и пионов при  $p=16$  ГэВ/с

дуктам распада резонансов, а более пологая описывает поперечные импульсы прямо рожденных частиц.

**Пример.** При 16 ГэВ экспериментальное распределение  $\rho^0$ -мезонов описывается формулой (рис. 5.10)

$$d\sigma(\rho^0)/dp_{\perp}^2 = A_1 \exp(-B_1 p_{\perp}^2) + A_2 \exp(-B_2 p_{\perp}^2)$$

с параметрами  $A_1 = 13,9 \cdot 10^{-27}$  см<sup>2</sup> (ГэВ/с)<sup>-1</sup>,  $A_2 = 9,2 \cdot 10^{-27}$  см<sup>2</sup> (ГэВ/с)<sup>-1</sup>,  $B_1 = 9,6$  (ГэВ/с)<sup>-2</sup>,  $B_2 = 2,8$  (ГэВ/с)<sup>-2</sup>. Значение  $B_2$  для пионов такое же, как для  $\rho^0$ -мезонов.

Экспоненциальный закон распределения  $p_{\perp}^2$  свидетельствует о конечных размерах сталкивающихся объектов (мягкие взаимодействия). При очень больших  $p_{\perp}$ , которые наблюдаются при  $E_0 > 1$  ТэВ, проявляется точечная структура взаимодействия и распределения по  $p_{\perp}^2$  при  $p_{\perp}^2 \geq 4$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> становится степенным:

$$d^2\sigma/dp_{\perp}^2 \sim p_{\perp}^{-4} \quad (5.7)$$

(вспомните формулу Резерфорда).

**5.2.5. Коэффициенты неупругости.** *Парциальным коэффициентом неупругости  $\alpha$*  называется доля энергии первичной частицы, уносимая вторичными частицами определенной природы. Средний коэффициент неупругости в  $pp$ -столкновениях является лоренцевским инвариантом. Полный коэффициент неупругости  $K$  в нуклон-нуклонных взаимодействиях равен суммарной доле энергий всех вторичных частиц, кроме нуклонов:

$$K = 1 - \langle u_p \rangle = \sum E_i / E_0,$$

здесь  $\langle u_p \rangle$  — средняя доля энергии, уносимая нуклонами, а  $E_i$  — энергия вторичных *вновь рожденных частиц*.

Измерение коэффициента неупругости в СЦМ возможно, даже если неизвестна энергия первичной частицы. В случае столкновения двух нуклонов, измерив энергии всех вторичных *вновь рожденных частиц*, получим

$$K^* = \frac{\sum_i E_i^*}{2\gamma_c m_p c^2} = \frac{\sum (E_i - p_i c \cos \theta_i)}{2m_p c^2}, \quad (5.8)$$

где  $E_i$  и  $p_i$  — энергия и импульс частицы в ЛС,  $m_p$  — масса протона, а  $\gamma_c$  — лоренц-фактор СЦМ. Однако при высоких энергиях измерение  $E_i$  часто бывает невозможно. В этом случае можно измерить коэффициент неупругости в зеркальной системе координат  $K_M$ . Главный вклад в величину  $K_M$  дают частицы, вылетающие под большими углами с небольшими импульсами, которые относительно легко измерить. Действительно, для частиц высокой

энергии  $\cos \theta \sim 1$  и  $E \sim pc$ , они не существенны для определения  $K_M$  [см. (5.8)].

Часто считают, что парциальные коэффициенты неупругости  $\alpha_{\pi^+} = \alpha_{\pi^-} = \alpha_{\pi^0}$  одинаковы. Такое утверждение справедливо лишь в определенных частных случаях (например, при статистическом механизме образования частиц, см. § 5.3). Механизмы образования пионов с разным знаком заряда неодинаковы, и равенство парциальных коэффициентов неупругости  $\alpha_i$  не соблюдается. Этот вывод иллюстрируется табл. 5.3, где представлены

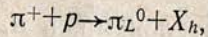
Таблица 5.3

Распределение энергии между различными частицами во взаимодействиях адронов при  $E \sim 40-70$  ГэВ

Реакция	$\langle \alpha_{\pi^-} \rangle$	$\langle \alpha_{\pi^+} \rangle$	$\langle \alpha_p \rangle$	$\langle \alpha_n \rangle$	$\langle \alpha_{\pi^0} \rangle$	$\langle \alpha_{\Lambda^0, K^0} \rangle$	$\Sigma \alpha_i$
$\pi^- p$	$0,42 \pm 0,01$	$0,18 \pm 0,01$	$0,04 \pm 0,02$	$0,04 \pm 0,01$	$0,25 \pm 0,01$	$0,04 \pm 0,01$	$0,98 \pm 0,02$
$\pi^+ p$	$0,43 \pm 0,01$	$0,19 \pm 0,01$	$0,04 \pm 0,02$	$0,04 \pm 0,01$	$0,28 \pm 0,02$	$0,04 \pm 0,01$	$0,99 \pm 0,03$
$pp$	$0,12 \pm 0,01$	$0,15 \pm 0,01$	$0,37 \pm 0,01$	$0,20 \pm 0,01$	$0,12 \pm 0,01$	$0,03 \pm 0,01$	$0,99 \pm 0,02$

средние значения доли энергии, уносимой вторичными частицами разной природы.

В  $\pi^- p$ -столкновениях большая доля энергии отрицательных частиц обусловлена эффектом лидирования (сохранения) первичных частиц. С лидированием связано и превышение  $\alpha_{\pi^0}$  над  $\alpha_{\pi^+}$ , поскольку в некоторых случаях возможна неупругая перезарядка



где  $X_n$  — все остальные частицы, кроме лидирующего  $\pi^0$ -мезона.

**Пример.** Энергия лидирующего пиона  $E_L$  составляет 0,5 от начальной  $E_0$ . Если превышение  $\langle \alpha_{\pi^-} \rangle$  над  $\langle \alpha_{\pi^+} \rangle$  связано с лидированием  $\pi^-$ -мезона, то из данных табл. 5.3 можно оценить вероятность сохранения  $W(\pi_L^-)$ :

$$W(\pi_L^-) = \frac{\langle \alpha_{\pi^-} \rangle - \langle \alpha_{\pi^+} \rangle}{\langle E_L/E_0 \rangle} \approx 0,48.$$

Аналогично вероятность перезарядки

$$W(\pi_L^0) = \frac{\langle \alpha_{\pi^0} \rangle - \langle \alpha_{\pi^+} \rangle}{\langle E_L/E_0 \rangle} \approx 0,14.$$

Средние значения коэффициентов неупругости  $\alpha$  и  $K$  практически не зависят от энергии до энергий  $E_0 \sim 10^5$  ГэВ и слабо зависят от  $A$  (рис. 5.11, а).

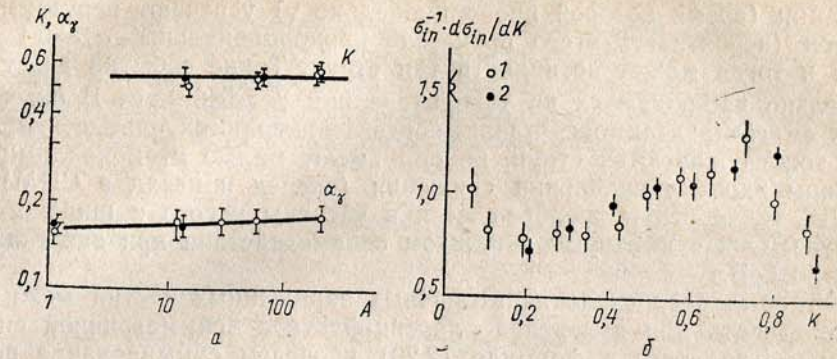


Рис. 5.11. Зависимость коэффициентов неупругости  $\langle K \rangle$  и  $\langle \alpha_\gamma \rangle$  от атомного номера ядра-мишени (а) и распределение полных коэффициентов неупругости во взаимодействии нуклонов с ядрами Fe и H при  $E \sim 200$  ГэВ (б): 1 —  $pp$ -столкновение (ускоритель); 2 —  $p$ -Fe-столкновение (космические лучи)

Последний вывод иллюстрируется табл. 5.4, где представлены результаты измерений  $\langle \alpha_\gamma \rangle$ , полученные сотрудниками Ереванского физического института при изучении столкновений адронов с ядрами железа в экспериментах с космическими лучами на г. Арагац [3] (см. п. 5.2.1).

Распределение  $K$  показано на рис. 5.11, б. Флуктуации теряемой энергии велики, и во многих случаях нуклон сохраняет более половины начальной энергии. Это свойство играет большую роль при возникновении ядерно-каскадного процесса.

**5.2.6. Угловые распределения вторичных частиц.** Ограниченность поперечного импульса приводит к коллимации вторичных частиц вдоль оси столкновения.

**Пример.** При  $\langle p_\perp \rangle \approx 0,42$  ГэВ/с ( $\sqrt{s} = 540$  ГэВ) средний угол вылета вторичного сохранившегося протона при  $u_p \approx 0,5$  в ЛС  $\langle \theta \rangle = \langle p_\perp \rangle / \langle u_p \rangle E_0 = 6 \cdot 10^{-6}$  рад. Углы вылета вторичных пионов тоже малы.

Однако при высоких энергиях  $E_0 > 10^4 - 10^5$  ГэВ начинают проявляться глубоконеупругие столкновения кварков, которые после соударения разлетаются изотропно. В результате адронизации (см. § 2.3) они превращаются в пучки адронов (струи), имеющие большие  $p_\perp$ . При большой энергии кварков он в процессе адро-

Таблица 5.4

Доля энергии, уносимая фотонами, по результатам космических экспериментов

Энергия, ГэВ	$\alpha_\gamma$ (pFe)	$\alpha_\gamma$ (πFe)
$0,4 \div 1,0$	$0,19 \pm 0,01$	$0,27 \pm 0,01$
$\geq 1,0$	$0,19 \pm 0,01$	$0,27 \pm 0,01$



низации (время которой пропорционально  $\gamma$ ) успевают испустить глюон (вероятность этого процесса пропорциональна  $\alpha_s \sim 0,1-0,2$ ) и тогда может возникнуть три струи. Такие события действительно наблюдаются на ускорителе при  $\sqrt{s} \geq 540$  ГэВ. В обычных «мягких» взаимодействиях, когда сталкиваются одетые кварки, тоже образуются струи, но они имеют малые  $p_{\perp}$  и коллимированы вдоль направления движения (вперед и назад в СЦМ). В ЛС такие струи преобразуются в частицы узкого и широкого конуса. Они существуют в каждом взаимодействии при энергиях  $E_0 > 20$  ГэВ.

Угловые распределения вторичных заряженных частиц можно использовать для измерения лоренц-фактора симметричной системы. Для этого в формуле (2.20) проведем суммирование по всем вторичным заряженным частицам. Учтя, что при сим-

метрии разлета  $\sum_{i=1}^n \ln \operatorname{tg}(\theta_i^*/2) = 0$ , получаем

$$\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \ln \operatorname{tg} \theta_i = -\ln \gamma_S = \langle \ln \operatorname{tg} \theta_i \rangle. \quad (5.9)$$

Статистическая погрешность измерения  $\ln \gamma_S$  зависит от числа частиц  $\delta \ln \gamma_S = \pm \sigma/\sqrt{n}$ , где  $\sigma$  — дисперсия распределения  $dN/d \ln \operatorname{tg} \theta$ . В столкновениях одинаковых частиц, например, двух протонов, нет никаких кинематических или динамических причин для асимметричного разлета частиц в СЦМ. Поэтому можно считать, что

$$\gamma_S = \gamma_C \quad (\text{метод Кастаньоли}). \quad (5.10)$$

На самом деле это соотношение справедливо лишь в среднем, поскольку угловое распределение нейтральных частиц в каждом отдельном событии может не совпадать с распределением заряженных. Лоренц-фактор  $\gamma_S$  на опыте можно найти и более простым способом. Для этого достаточно определить угол  $\theta_{1/2}$ , под которым в ЛС вылетает половина всех частиц. В симметричной системе этому углу соответствует  $\theta_S = 90^\circ$ , и тогда из (2.20) следует, что

$$\gamma_S = \operatorname{ctg} \theta_{1/2} \quad (\text{метод половинного угла}). \quad (5.11)$$

**5.2.7. Фермиевские импульсы.** В тех случаях, когда изучается взаимодействие адронов с нуклонами, входящими в состав атомных ядер, необходимо учитывать, что нуклоны в ядрах движутся. Это движение является следствием квантовомеханического принципа Паули, который гласит, что в каждом квантовом состоянии может находиться не более двух одинаковых фермионов с противоположно направленными спинами. Число состояний с импуль-

сами меньше  $p_f$  равно объему в фазовом пространстве, деленному на  $\hbar^3$ . В фазовом объеме, занимаемом ядром, содержится  $Z$  протонов. Поэтому  $2(4/3)\pi r_0^3 A (4/3)\pi p_f^3 \hbar^{-3} = Z$  ( $r_0$  — радиус протона,  $A$  — атомная масса ядра). Отсюда получаем  $p_f = 216$  МэВ/с. Кинетическая энергия, соответствующая  $p_f$ , равна  $T_f = p_f^2/2m_p = 21$  МэВ;  $p_f$  и  $T_f$  называются *фермиевскими импульсом и энергией*.

**Пример.** Чтобы оценить изменение лоренц-фактора СЦМ, вызванное фермиевским движением нуклона-мишени, воспользуемся формулами сложения лоренц-факторов (2.17). Лоренц-фактор  $\gamma_f = (T_f + m_p c^2)/m_p c^2 = 1,02$ . Тогда с учетом фермиевского движения при  $\gamma_C \gg \gamma_f$

$$\gamma_C' = \gamma_C \gamma_f \pm \sqrt{\gamma_C^2 - 1} \sqrt{\gamma_f^2 - 1} \approx \gamma_C (1 \pm 0,2).$$

Поэтому фермиевское движение нуклонов в ядрах приводит к 20%-ной неопределенности лоренц-фактора СЦМ независимо от величины энергии сталкивающихся частиц (если  $E_i \gg mc^2$ ).

### § 5.3. МОДЕЛИ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ АДРОНОВ

**5.3.1. Статистическая модель.** При множественном рождении функция (2.4) зависит от 4-импульсов всех частиц. Используя (2.4), сечение рождения  $n$  частиц можно представить в виде

$$d^3\sigma = f_n(\mathcal{P}_1, \dots, \mathcal{P}_n, s) \prod_{i=1}^n (d^3p_i/E_i). \quad (5.12)$$

Ферми в 1950 г. высказал идею о том, что при множественном рождении частиц сечение многочастичных реакций пропорционально фазовому объему соответствующих систем, т. е.  $f_n = \text{const}$ . Такая модель, когда весь фазовый объем равномерно заполнен состояниями системы, называется *статистической*.

Картина множественного рождения частиц состоит в следующем (см. рис. 5.12, а). Два сталкивающихся адрона образуют од-

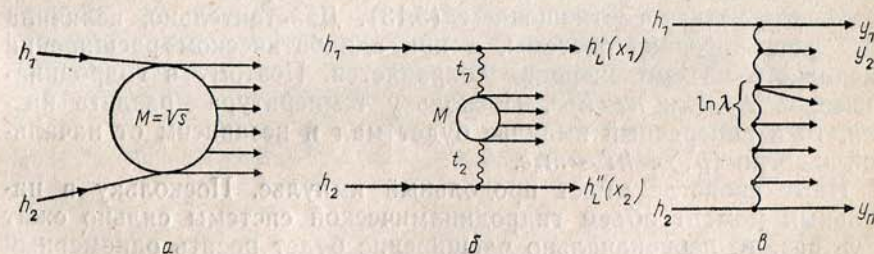


Рис. 5.12. Схематическое изображение моделей множественного рождения: а — статистическая модель, б — модель фейрболов, в — мультипериферическая модель

ну общую систему, в которой выделяется вся их энергия. Эта энергия сильно разогревает систему до температуры  $T$ . Внутри объема, занимаемого системой, происходит сильное взаимодействие ядерного поля, и в объеме устанавливается равновесное состояние, рассматриваемое статистически. Объем, занимаемый системой, представляет собой лоренцево сжатую сферу радиуса сильных взаимодействий  $r_0 = \hbar/m_\pi c$ , т. е.  $\Omega = (4/3)\pi r_0^3 \gamma_C^{-1} = \Omega_0 \gamma_C^{-1}$ , где  $\gamma_C = E^*/mc^2$ . Затем начинается распад системы, во время которого частицы не взаимодействуют. Далее Ферми использовал закон Стефана–Больцмана, согласно которому плотность энергии  $\mathcal{E} \sim (kT)^4$ , где  $k$  — постоянная Больцмана. Тогда  $E^* \sim \Omega (kT)^4 \sim \sqrt{m_\pi^2 \Omega_0} (kT)^2$ . При равномерном распределении энергии по степеням свободы энергия каждой частицы пропорциональна  $kT$ , а полное число частиц связано с энергией  $E^*$  соотношением

$$n = E^*/kT \sim (E^*)^{1/2} \sim E^{1/4}, \quad (5.13)$$

где  $E$  — энергия в ЛС.

Существуют и другие варианты статистической теории, в которой  $n \sim E^{1/3}$  и  $n \sim E^{1/2}$ , но во всех случаях имеет место степенной рост множественности с энергией. Однако в столь простом виде статистическая теория противоречит опыту, так как не описывает важнейшего свойства взаимодействий — ограниченности поперечного импульса  $p_\perp$ .

И. Я. Померанчук и Л. Д. Ландау учли взаимодействие частиц на стадии распада системы. Если элементы системы сильно взаимодействуют между собой и число степеней свободы велико, то мы имеем гидродинамическую модель. В этом случае взаимодействие между частицами продолжается до тех пор, пока они не разлетятся на расстояние больше  $r_0 = \hbar/m_\pi c$ . Таким образом, частицы образуются лишь в момент, когда энергия  $kT$  станет меньше  $m_\pi c^2$ , а до этого мы имеем дело с «кипящим котлом», в котором частицы возникают и исчезают. Однако, как нетрудно понять, зависимость множественности от энергии все равно будет определяться соотношением (5.13). Действительно, величина  $E^*/T$  есть энтропия системы, а при адиабатическом расширении начального объема энтропия сохраняется. Поэтому в гидродинамической модели  $n \sim E^{1/4}$ . Поскольку температура разлета низкая, то и поперечный импульс будет мал и независим от начальной энергии  $\langle p_\perp \rangle \sim kT \sim m_\pi c$ .

Иные свойства имеет продольный импульс. Поскольку в начальный момент объем гидродинамической системы сильно сжат в  $\gamma_C$  раз, то первоначально расширение будет носить одномерный характер вдоль линии столкновения первичных частиц (простая волна), причем в этом движении и сосредоточена основная доля начальной энергии (40–50%). Если построить распределение

энтропии вдоль оси одномерного движения, то можно обнаружить, что у фронта простой волны энтропия минимальная и возрастает по мере продвижения в глубь системы. Это означает, что основную энергию в гидродинамической модели уносят одна-две частицы. Таким образом, из модели следует существование лидирующих частиц.

Гидродинамическая модель предсказывает преобладание легких частиц (пионов) среди вторичных рожденных частиц. Действительно, из статистической физики известно, что плотность заполнения энергетических уровней при температуре  $T$  описывается формулой  $\exp(-E/kT)$ . В применении к рассматриваемой задаче (и имея в виду, что  $kT \sim m_\pi c^2$ ) найдем вероятность появления частиц с массой  $M$ :

$$\sigma(M) \sim \rho \exp(-M/m_\pi), \quad (5.14)$$

где  $\rho$  — весовой множитель, учитывающий число состояний частицы [для пионов три состояния:  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $\pi^0$ , для нуклонов восемь состояний:  $p$ ,  $\bar{p}$ ,  $n$ ,  $\bar{n}$  с различными направлениями спинов ( $\pm 1/2$ ) и т. д.].

Из формулы для  $\sigma(M)$  следует, что наиболее часто должны возникать легкие мезоны. Опыт, однако, говорит о преобладании более тяжелых частиц —  $\rho$ -,  $\omega$ -мезонов и др. В рамках гидродинамической модели трудно объяснить и эффект «сохранения» налетающей частицы (см. п. 5.2.3). Действительно, в силу предположения об установлении статистического равновесия среди лидирующих частиц должны преобладать пионы, причем  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  и  $\pi^0$ -мезоны должны встречаться одинаково часто. В действительности в  $pp$ -столкновениях, как правило, наблюдается лидирующий нуклон. Приходится искусственно вводить в модель дополнительный параметр — коэффициент неупругости  $K$ , т. е. считать, что «нуклон не варится в общем котле».

**5.3.2. Модель фэйрболов.** Взаимодействие, схематически изображенное на рис. 5.12, а, называется центральным. В этом случае столкнувшиеся адроны передали всю свою энергию в общую систему. На рис. 5.12, б представлен случай, когда взаимодействующие адроны сохранили свою индивидуальность, а нагретая система образовалась в результате столкновения двух квантов ядерного поля, испущенных нуклонами (периферическое взаимодействие). В случае центрального столкновения квадрат массы возникшей системы  $M^2 = s$ , и при периферическом

$$M^2 = s(1-x_1)(1-x_2), \quad (5.15)$$

где  $x_1$  и  $x_2$  — доли импульсов, сохранившиеся у каждого из сталкивающихся адронов. Если  $x_1 \neq x_2$ , то система  $M$  движется относительно СЦМ. Она представляет собой сильно нагретый сгусток материи. Отсюда и возникло название «фэйрбол» — шаровая

молния, огненный шар. Предполагалось, что такой шар должен распадаться изотропно, а спектр импульсов пионов должен иметь планковский характер (излучение черного тела). При высоких энергиях может рождаться несколько фэйрболов (мультифэйрбольная модель).

Весьма ярко свойства фэйрбольной модели проявляются в распределении по переменной  $\ln \operatorname{tg} \theta$ .

При изотропном распаде фэйрбола число частиц, вылетающих в элементе телесного угла  $d\Omega$ :

$$dn = n \frac{d\Omega_S}{4\pi} = n \frac{2\pi \sin \theta_S d\theta_S}{4\pi} = \frac{1}{2} n \sin \theta_S d\theta_S. \quad (5.16)$$

Доля частиц, вылетающих в интервале углов от  $\theta_S$  до 0, равна

$$\mathcal{F} = \frac{\Delta n(\theta_S)}{n} = \frac{1}{2} \int_0^{\theta_S} \sin \theta_S d\theta_S = \frac{1}{2} (1 - \cos \theta_S) = \sin^2(\theta_S/2).$$

Следовательно,

$$\operatorname{tg}^2 \theta_S = \frac{1}{\gamma_S^2} \operatorname{tg}^2 \frac{\theta_S}{2} = \frac{1}{\gamma_S^2} \frac{\sin^2(\theta_S/2)}{1 - \sin^2(\theta_S/2)} = \frac{1}{\gamma_S^2} \frac{\mathcal{F}}{1 - \mathcal{F}}.$$

Логарифмируя это выражение, получаем (рис. 5.13, а):

$$2 \lg \operatorname{tg} \theta + 2 \lg \gamma_S = \lg [\mathcal{F}/(1 - \mathcal{F})]. \quad (5.17)$$

Наклон линии (5.17) должен быть равен 2, а отрезок, отсекаемый на оси абсцисс, определяет лоренц-фактор системы  $\gamma_S$  относительно ЛС. В силу приблизительной инвариантности распределения  $dn/d \lg \operatorname{tg} \theta$  возникновение второго фэйрбола приведет к появлению на графике  $\lg [\mathcal{F}/(1 - \mathcal{F})]$  второй линии, пересекающей ось абсцисс в точке  $2 \lg \gamma_S'$ , соответствующей лоренц-фактору  $\gamma_S'$  второго фэйрбола. На рис. 5.13, б показано экспериментальное зарегистрированное событие, в котором распределение разбивается на два отрезка с наклоном, равным 2.

Распределение по  $\ln \operatorname{tg} \theta$  используется и в дифференциальной форме. В этом случае изотропное в симметричной системе распределение можно приближенно представить в виде гауссовой кривой относительно  $\eta_S = \lg \gamma_S \operatorname{tg} \theta$ :

$$dn/d\eta_S = (1/2\pi\sigma) \exp(-\eta_S^2/2\sigma^2); \quad \sigma = [\Sigma(\eta_S - \langle \eta_S \rangle)^2]^{1/2}/\sqrt{n}, \quad (5.18)$$

где  $\langle \eta_S \rangle = \langle \lg \operatorname{tg} \theta \rangle = -\lg \gamma_S$  [см. (5.9)]. Распределение (5.18) и дисперсия углового распределения  $\sigma$  являются приближенными лоренцевыми инвариантами. При изотропии  $\sigma = 0,38$  (в шкале десятичных логарифмов). Если существует анизотропия разлета частиц, например типа  $\cos^2 \theta_S$  в СС, то распределение остается гауссовым, но дисперсия растет.

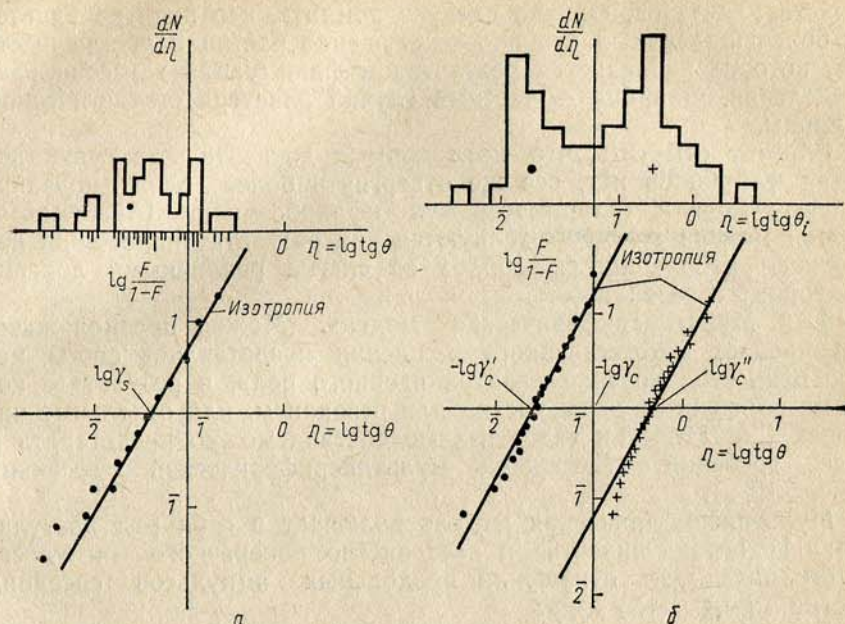


Рис. 5.13. Угловые распределения в масштабе  $\lg \operatorname{tg} \theta$ : а — с одним максимумом, б — с двумя максимумами

При изучении угловых распределений с помощью камеры Вильсона (в которой изучались углы вылета частиц) и калориметра (для измерения энергии первичной частицы) в экспериментах ФИАН и МГУ на Памире было выяснено, что во многих событиях большинство заряженных частиц вылетает в СЦМ либо в переднюю, либо в заднюю полусферу. Такая асимметрия возникает из-за различия в угловых распределениях заряженных и нейтральных частиц или же в результате неравномерного распределения энергии между частицами.

Н. А. Добротин, С. А. Славатинский и их сотрудники объяснили явление асимметрии на основе модели фэйрболов разной передачей 4-импульса  $t$  от двух протонов в общую систему (см. рис. 5.12, б). В этом случае собственная система рожденных частиц движется относительно СЦМ и  $\gamma_S \neq \gamma_C$ . После усреднения всех событий естественно наблюдалась полная симметрия.

В экспериментах на ускорителях тоже наблюдались движущиеся сгустки частиц — кластеры, а само явление их образования получило название кластеризации. Однако разлет частиц в кластерах анизотропен, имеются и другие отличия. Многим физикам жаль расставаться со столь красочным названием, как «фэйрбол», и им продолжают пользоваться при обсуждении

свойств кластеров. Однако следует помнить, что понятие кластера более широкое — это просто сгущение частиц в шкале быстрой, которое не является результатом флуктуаций гауссова распределения. Файрбол — частный случай кластера статистической природы.

Следует отметить, что, хотя прямых доказательств существования файрболов нет, все же отвергнуть более сложные файрбольные модели (например, мультифайрбольную [5]) нельзя. В этой модели кластеры толкуются как результат наложения нескольких небольших файрболов со слегка различными лоренц-факторами и резонансов.

**5.3.3. Мультипериферическая модель.** Можно предположить, что процесс множественного рождения представляет собой целую цепь столкновений квантов ядерного поля, в результате которых образуются пары частиц или резонансы, или отдельные частицы. Схематически такое взаимодействие можно представить в виде гребенки (лесенки, мультипериферической лесенки) (рис. 5.12, в).

Мультипериферическая модель включает в себя ряд постулатов: 1) ограниченность и постоянство поперечного импульса; 2) ограниченность отношения продольных импульсов соседних частиц ( $p_{\parallel i}/p_{\parallel i+1}=\lambda$ ) и др.

Если  $\theta_i$  и  $\theta_{i+1}$  — углы вылета соседних частиц, то можно записать [см. (2.20)]

$$\frac{p_{\parallel i}}{p_{\parallel i+1}} \approx \frac{p_{\parallel i}}{p_{\perp i}} \frac{p_{\perp i+1}}{p_{\parallel i+1}} = \frac{\operatorname{tg} \theta_{i+1}}{\operatorname{tg} \theta_i} = \frac{\operatorname{tg}(\theta_{i+1}^*/2)}{\operatorname{tg}(\theta_i^*/2)} = \lambda.$$

Вспомнив соотношение (4.16), найдем

$$\ln(p_{\parallel i}/p_{\parallel i+1}) = y_{\parallel i+1}^* - y_i^* = \ln \lambda = \text{const.} \quad (5.19)$$

Таким образом, из мультипериферической картины вытекает равномерное распределение частиц по быстрой. Интервал изменения быстрой для частиц с поперечным импульсом  $p_{\perp}$  и массой  $m$  равен (это легко получить из законов сохранения при  $s \gg m^2 c^2$ )

$$Y = \ln[s/(m^2 + p_{\perp}^2)], \quad (5.20)$$

т. е. логарифмически растет с энергией (рис. 5.14). Отсюда и из (5.19) непосредственно следует, что

$$\langle n \rangle = a \ln[s/(m_{\pi}^2 + p_{\perp}^2)] + b; \quad a = (\ln \lambda)^{-1}. \quad (5.21)$$

Константа  $b$  возникает из-за того, что в распределении по быстрой для самых крайних частиц условие (5.19) не выполняется. Константа  $a$  есть сечение при  $y^*=0$ .

Область, где сечение постоянно, называется *центральной (областью пионизации)*; края распределения, определяемые свойст-

вами сталкивающихся частиц, — областями *фрагментации* налетающей частицы и частицы-мишени (рис. 5.14). Существование плато в распределении по  $y$  означает, что в центральной области структурная функция не зависит от  $y$  и  $Y$ .

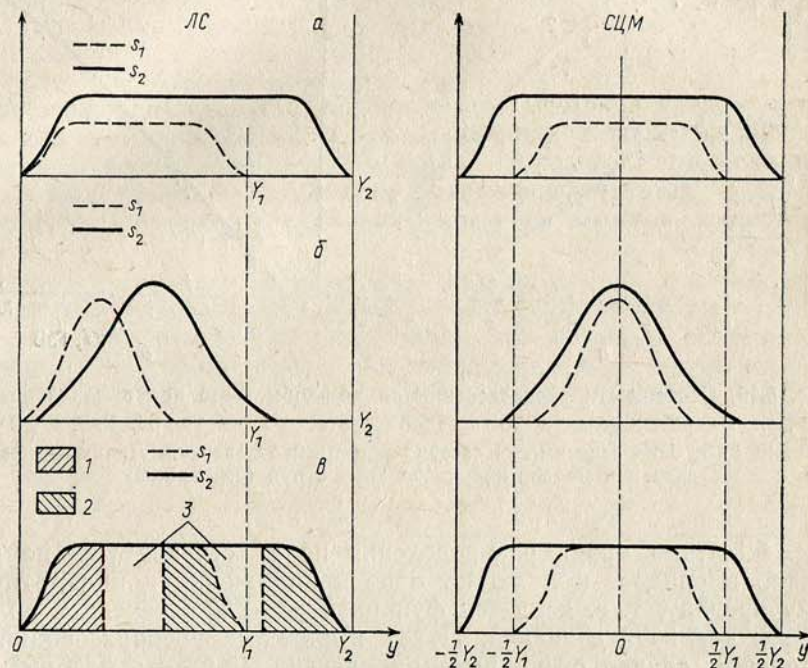


Рис. 5.14. Распределение по быстрой, ожидаемое при энергиях  $s_1$  и  $s_2$  в мультипериферической (а) и статистической (б) моделях, и энергетическая зависимость распределения по быстрой в случае масштабной инвариантности (в). 1 — область фрагментации мишени, 2 — область фрагментации налетающей частицы, 3 — область пионизации

Много работ было посвящено поиску плато в распределении по  $y$ . Сейчас установлено, что при энергиях выше 1 ТэВ плато действительно наблюдается (рис. 5.15, а), однако оно значительно уже ожидаемого. Кроме того, сечение при  $y=0$  растет с энергией (т. е.  $d\sigma/dy|_{y=0}$  зависит от  $s$ ) (рис. 5.15, б).

**Пример.** Кинематически разрешенный интервал быстрой (5.20) для энергии  $\sqrt{s}=540$  ГэВ  $\frac{1}{2} Y_{\max}^* = 6,3$  (в СЦМ). Рис. 5.15 показывает, что ширина области плато не превышает  $\Delta Y^* \sim 2,5$ .

В СЦМ распределение по  $y^*$  кинематически симметрично и пределы изменения  $y^*$  простираются от  $-Y/2$  до  $Y/2$  (см.

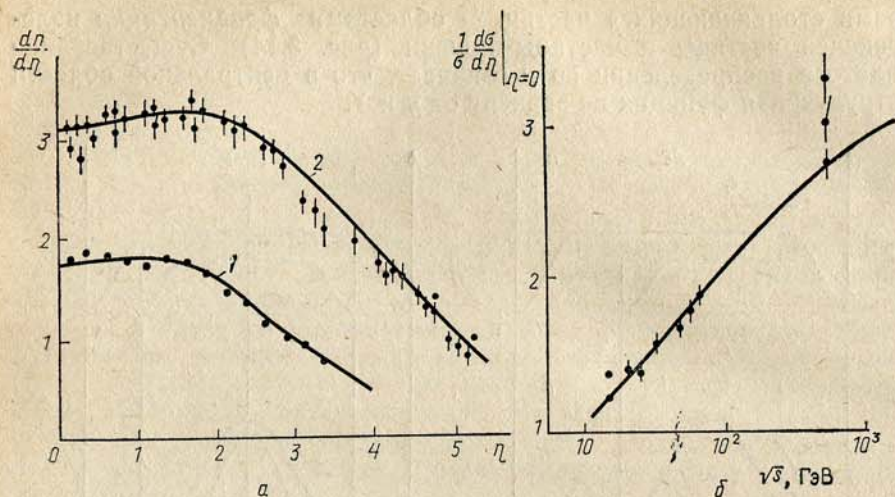


Рис. 5.15. Особенности распределения по псевдобыстроте при высоких энергиях. *a* — распределение по псевдобыстроте: 1 —  $\sqrt{s}=53$  ГэВ, 2 —  $\sqrt{s}=540$  ГэВ; *б* — зависимость сечения при  $\eta=0$  от энергии. Линии — предсказания модели кварк-глюонных струн (см. п. 5.36)

(рис. 5.14); на краях распределения по  $y^*$  сечение уже не постоянно и спадает к нулю по мере приближения к кинематическому пределу, т. е. является функцией  $y^*-Y/2$  в передней полусфере и  $-y^*+Y/2$  в задней. Путем несложных преобразований в предельном случае очень высоких энергий ( $p_{\parallel}^* \gg p_{\perp}$ ;  $E^* \gg mc^2$ ; в области фрагментации это выполняется при  $\sqrt{s} \gg 10$  ГэВ) можно показать, что [см. (5.20) и (2.21)]  $y^*-Y/2 = \ln 2p_{\parallel}^*/\sqrt{s} = \ln x$ . Таким образом, в области фрагментации сечение есть функция величины (5.6):

$$E d^3\sigma/d^3p = f(x, p_{\perp}, s). \quad (5.22)$$

Нетрудно убедиться, что  $x = p_{\parallel}^*/p_0^*$ , где  $p_0^*$  — максимальный возможный импульс в СЦМ. Поэтому интервал изменения  $x$  простирается от  $-1$  до  $+1$ . При  $x$ , близких к  $+1$ , переменная  $x$  лоренцевски инвариантна  $x = E/E_0 = u$ .

**5.3.4. Что такое масштабная инвариантность?** Практика показывает, что многие физические процессы описываются законами, зависящими лишь от отношения каких-либо величин. Например, число частиц в электромагнитном каскаде при  $E \gg \epsilon$  и положение максимума каскада есть функции только отношения  $E_0/E$  [см. (3.42) и (3.41)] и при фиксированном отношении  $E/E_0$  не зависит от энергии. Такое свойство физического процесса называется масштабной инвариантностью.

А. А. Логунов с сотрудниками и Фейнман высказали предположение, что сечение (5.22) в пределе высоких энергий («в асимптотике») не должно зависеть от  $s$ , т. е. должно быть масштабно инвариантным [5, 6]. Это свойство было названо автомательностью или скейлингом (последний термин используется чаще).

При скейлинге инвариантные сечения  $f(\mathcal{P}, s) \equiv f(p_{\perp})$  в области пионизации и  $f(\mathcal{P}, s) \equiv f(p_{\perp}, x)$  в области фрагментации.

Очевидно, что рост множественности в этом случае логарифмический (в формуле (5.21)  $a = \text{const}$ , т. е. не зависит от  $s$ ) и происходит в результате логарифмического расширения центральной (пионизационной) области. Появление этой физической идеи вызвало «бум» в физике высоких энергий. Сейчас известно, что в центральной области быстрой скейлинг не наблюдается.

**5.3.5. Партоновая модель.** Для интерпретации множественных процессов Фейнман предложил модель партонов (part — часть).

Согласно модели адроны состоят из точечных объектов-партонов. В настоящее время они отождествлены с кварками. Партоны движутся внутри адрона с ограниченными относительными импульсами. Адроны друг с другом взаимодействуют в результате столкновения партонов. Сечение взаимодействия точечных частиц  $\sigma = \pi\lambda^2$ , где  $\lambda$  — их длина волны. Следовательно,  $\sigma = \pi\lambda^2 \sim \pi(\hbar/p)^2$ , где  $p$  — импульс партона. Если партон имеет импульс того же порядка, что и адрон, например 100 ГэВ/с, то сечение столкновения будет очень мало ( $\sigma \sim \pi r_0^2 \cdot 10^{-6}$ ). Однако кварк-партон может породить морские кварки и его импульс делится. Так продолжается до тех пор, пока импульс не станет малым ( $p \sim m_{\pi}c$ ), а сечение взаимодействия большим  $\sigma \sim \pi r_0^2$ . Очевидно, что длина цепочки зависит от  $s$ . Процесс развертывания цепочки распадов длится  $\sim 10^{-24}$  с в системе координат нуклона. Цепочка партонов может вновь свернуться, но на смену ей возникает новая цепочка\*.

Таким образом, адрон живет весьма сложной жизнью, непрерывно прошупывая окружающее пространство цепочками партонов (расстояние ухода медленных партонов от линии движения быстрых  $\sim \ln s$ ). Если на пути движения медленного партона встречается другой медленный партон (из другого адрона), то происходит взаимодействие. Цепочка партонов уже не может полностью свернуться, так как в ней нет одного звена. Освободившиеся партоны высыпаются из адрона, начинают вести самостоятельную жизнь и, наращивая собственные цепочки, превращаются в адроны. При этом медленные партоны, почти покоившиеся в СЦМ столкновения, образуют центральную область. Очевидно, что импульсы частиц, образовавшихся в центральной области (при всех энергиях и для любых первичных частиц), бу-

\* Ср. с представлениями о составляющих (одетых) кварках (п. 5.1.7).

дут одинаковы, так как при взаимодействии партоны имели одинаковые импульсы ( $p \sim m_{\pi}c$ ) независимо от  $s$  (пионизация). Партоны высокой энергии, не участвовавшие во взаимодействии, просто высыпаются из адрона с тем импульсным спектром, который они имели в адроне. Поэтому партонная картина имеет скейлинговые свойства.

Следует отметить одно интересное свойство партонной модели. Быстрые партоны наращивают цепочки малоэнергичных партонов и, следовательно, превращаются в способные взаимодействовать частицы за время  $\tau_0 \sim 10^{-24}$  с. В лабораторной системе время растягивается в  $\gamma$  раз ( $\gamma \sim E/mc^2$ ). Это можно заметить, изучая взаимодействие адронов с ядрами при энергиях в десятки и сотни ГэВ. Действительно, после первого взаимодействия в ядре быстрая частица не может взаимодействовать повторно в том же ядре, поскольку путь, необходимый для восстановления свойств частицы, равен  $l = \gamma \tau_0 c > R_A$ , если  $\gamma$  велико ( $R_A$  — диаметр ядра). Такой эффект отмечался при исследовании коэффициентов неупругости в зависимости от размеров ядра (или его атомной массы  $A$ ) (рис. 5.11). Предположение об изменении свойств адронов сразу после взаимодействия ранее было выдвинуто Г. Т. Зацепиным и Е. Л. Фейнбергом [7].

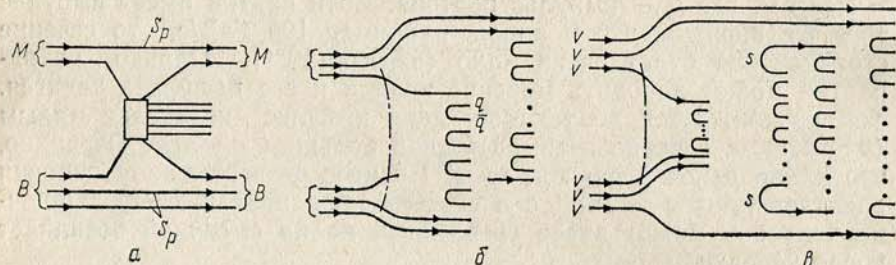


Рис. 5.16. Кварковые диаграммы взаимодействия адронов: *a* — взаимодействие отдельных кварков из адрона, *б* — взаимодействие валентных кварков (две струны), *в* — взаимодействие валентных и морских кварков; *M* — мезон, *B* — барион, *Sp* — кварки-спектаторы, *v* — валентные кварки, *s* — морские кварки, *qq* — кварк-антикварковые пары

**5.3.6. Кварковые модели.** В простейшей модели адрон рассматривается состоящим из свободных кварков. В этом случае кварки из разных адронов взаимодействуют независимо. При этом один кварк в мезоне и два кварка в нуклоне во взаимодействии не участвуют. Их называют *кварками-спектаторами* (наблюдателями) (рис. 5.16, *a*). При столкновении кварков за счет цветного взаимодействия рождаются кварк-антикварковые пары. Кварки-спектаторы уносят в среднем половину или более

начальной энергии и в результате обесцвечивания (*адронизации*) превращаются в лидирующие адроны. Обесцвечивание может происходить, например, путем присоединения одного из вновь рожденных кварков. Вновь родившиеся кварки после адронизации образуют область пионизации. Такая модель объясняет существование лидирующих частиц, асимметрию мезон-нуклонных соударений и ряд других наиболее ярких эффектов при небольших передаваемых импульсах.

Для получения количественных результатов необходимо использовать известные из экспериментов импульсные распределения кварков в адронах (*структурные функции*) и *функции адронизации*, которые описывают превращение кварков в адроны. В некоторых случаях кварк-глюонные модели позволяют включить в рамки кварковых представлений определенные успехи мультипериферических моделей (например, модель кварк-глюонных струн (КГС) А. Б. Кайдалова и К. А. Тер-Мартиросяна [9] \*).

В модели КГС вторичные частицы рождаются при разрыве цветных нитей (струн), натянутых между кварками взаимодействующих адронов. В простейшем случае струны образуются между валентными кварками и тогда их две (рис. 5.16, *б*). В общем случае появляются струны между морскими кварками (рис. 5.16, *в*).

Обозначим  $d\sigma/dy = \varphi(s, y)$  распределение частиц из одной струны. Кварки в адронах имеют разные значения  $x_i$  и  $y$  ( $\ln x_i = Y_i - y$ , см. п. 5.3.3), и энергия каждой струны различна. Поэтому  $\varphi(s, y)$  есть результат интегрирования по всем возможным значениям  $Y_i - y = \Delta y_i$ :

$$\varphi(s, y) = \int \int dY_1 dY_2 q(Y_1) q(Y_2) F^h(\Delta y_1, \Delta y_2), \quad (5.23)$$

где  $F^h(\Delta y_1, \Delta y_2)$  — распределение адронов из струны, протянувшейся между кварками с быстротами  $Y_1$  ( $\Delta y_1 = Y_1 - y$ ) и  $Y_2$  ( $\Delta y_2 = y - Y_2$ ). В центральной области ( $\Delta y_1, \Delta y_2 \gg 1$ ) сечение постоянно  $F^h = a^h = \text{const}$  (см. п. 5.3.5). В области фрагментации сечение зависит либо от  $\Delta y_1$ , либо от  $\Delta y_2$  (см. 5.22)). Поэтому функцию  $F^h(\Delta y_1, \Delta y_2)$  можно представить в виде  $F^h = a^h G^h(\Delta y_1) G^h(\Delta y_2)$ , причем  $G^h(\Delta y) \rightarrow 1$  при  $\Delta y \gg 1$  \*\*. Подставляя это выражение в (5.23), получим

$$\varphi(s, y) = a^h F^h(x_+) \cdot F^h(x_-), \quad x_{\pm} = e^{\pm y - y_{\max}^h},$$

где

$$F^h(x_+) = \int_{x_+}^1 dx_1 q(x_1) G^h\left(\frac{x_+}{x_1}\right) = \int dy_1 q(Y_{\max}^h - y_1) G^h(Y_1 - y),$$

\* О теориях взаимодействия элементарных частиц см. также [8].

\*\* Функцию  $G(x/x_1)$  называют функцией фрагментации (адронизации) кварков.

$x_1$  — доля энергии кварка в адроне. Общий результат есть сумма вкладов разных струн, для которых нужно выбрать функции  $F^n(x_{\pm})$ . Функции  $G^n(x/x_1)$  выбираются на основе одной из модификаций мультипериферической модели (модель Редже). Полное изложение модели КГС выходит за рамки нашей книги.

Модель КГС хорошо описывает результаты экспериментов на коллайдере при  $\sqrt{s}=540$  ГэВ (рис. 5.15).

#### § 5.4. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ОБЛАСТИ ФРАГМЕНТАЦИИ

Физические основы введения двух областей — центральной (пионизационной) и фрагментационной состоят в том, что на опыте наблюдаются частицы двух типов.

Первая группа частиц весьма многочисленная и обладает тем свойством, что их импульсы в СЦМ почти не меняются с увеличением энергии столкновения. Другие частицы имеют импульсы, пропорциональные импульсу налетающей частицы. Они-то и называются фрагментационными. Очевидно, что упомянутые в § 5.2 лидирующие частицы относятся к фрагментационным, так как коэффициент неупругости не зависит от  $E_0$ :  $K=1-\langle u \rangle = \text{const}$  и  $E_L/E_0 = \langle u \rangle = \text{const}$ , где  $E_L$  — энергия лидирующей частицы. Опыт показывает, что иногда наблюдается несколько частиц, обладающих таким свойством.

Термин «фрагментация» возник из наглядной картины возникновения нескольких частиц «лидирующего типа»; первичная частица в момент столкновения переходит в некоторое возбужденное состояние, а затем разваливается на адроны. Примером такого процесса может быть образование барионного резонанса в  $pp$ -столкновении, который затем распадается на протон и пион. Однако могут быть похожие явления, не связанные с возникновением резонанса. К таким процессам относится так называемое *дифракционное рождение частиц*\*. Процесс состоит в том, что в поле нуклона налетающая частица образует несколько новых частиц, причем квантовые числа нуклона-мишени при этом не меняются. Нуклон-мишень получает очень небольшой импульс отдачи, и в этом отношении процесс напоминает упругое рассеяние. Налетающая частица как бы «диссоциирует» на несколько частей. Естественно, что процесс полностью симметричен, и диссоциировать может частица-мишень, а налетающая частица при этом обычно сохраняется. Именно такое явление показано на рис. 5.17, где представлено распределение частиц по переменной  $x$  в случае дифракции протона в  $\pi p$ -столкновении при 40 ГэВ. Сохранившийся  $\pi$ -мезон, почти не изменив импульса, движется вперед, а протон образовал пучок частиц — кластер. Средние скоро-

\* Синонимы: дифракционная диссоциация, дифракционная генерация.

сти всех частиц при дифракционной диссоциации примерно одинаковы. Поэтому импульс протона должен быть больше, чем пионов, что отчетливо видно на рис. 5.17. Если перейти в зер-

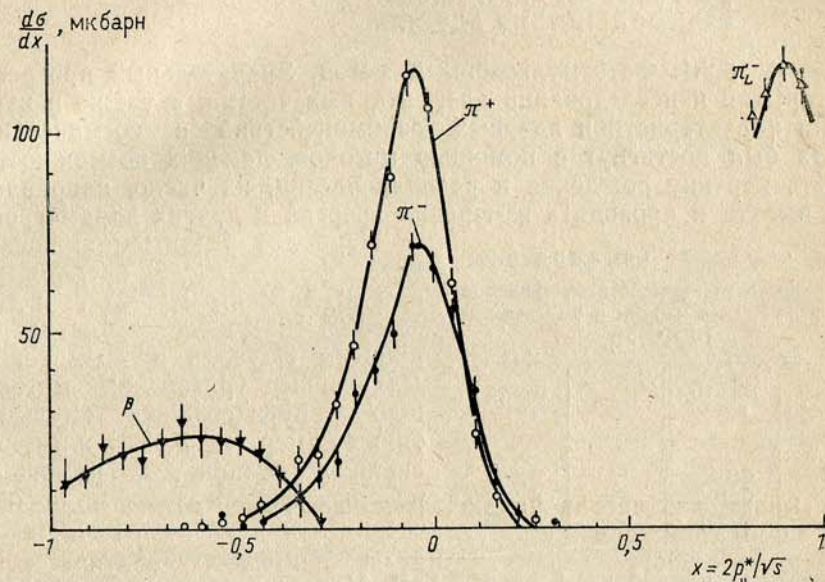


Рис. 5.17. Случай дифракции протона в  $\pi p$ -столкновении при 40 ГэВ. Все частицы, кроме лидирующего (сохранившегося)  $\pi$ -мезона, вылетели в заднюю полусферу. Продольный импульс протонов больше продольного импульса пионов из-за различия масс и асимметрии вылета протонов

кальную систему координат, то образуется узкая струя фрагментационных частиц.

Из (5.15) нетрудно вычислить массу дифракционного кластера, положив  $x_1=0$  (или  $x_2=0$ ):

$$M^2 = s(1-x).$$

Теоретическое рассмотрение предсказывает и эксперимент подтверждает, что чаще образуются кластеры небольшой массы 1–3 ГэВ, причем распределение по массам имеет вид

$$d^2\sigma/dtdM^2 \approx A(t) (s/M^2) = A(t) (1-x)^{-1} \quad (5.24)$$

(при  $M^2/s \ll 1$  и  $M^2 \gg 1$  ГэВ). Обычно считают, что дифракционные взаимодействия удовлетворяют условию  $x > 0.8$ . При энергии протона  $E > 10^5$  ГэВ масса дифракционных кластеров может превышать 100 ГэВ.

Как будет видно из дальнейшего (см. п. 5.7.2), во многих процессах в космических лучах главную роль играют фрагментационные частицы, к которым принадлежат и продукты дифракции.

### § 5.5. МЕТОДЫ ВИЗУАЛЬНОГО ИЗУЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АДРОНОВ

**5.5.1. Фотоэмульсионный метод.** Значительный прогресс в открытии и исследовании элементарных частиц, а также в изучении характеристики ядерных взаимодействий в космических лучах был достигнут с помощью методов, дающих возможность видеть картину рождения и распада частиц, их число, направления вылета и проводить измерения энергий и других параметров.

Таблица 5.5

Вероятность взаимодействия нуклонов с различными ядрами в эмульсии НИКФИ-р

Ядро	Вероятность	Ядро	Вероятность
H	0,026	O	0,092
C	0,106	Bг	0,343
N	0,031	Ag	0,400

Наиболее развитым является метод фотоэмульсий, предложенный Мысовским в 1927 г. и достигший совершенства благодаря работам Поуэлла в 40-е годы. Дальнейшее развитие метода шло по пути создания эмульсионных камер (см. 3.13.3) и эмульсионных стопок. С помощью ядерных фотоэмульсий в космических лучах удалось наблюдать акты взаимодействия адронов в

интервале энергий от 1 до  $10^6$  ГэВ. Недостатком метода является очень сложный состав эмульсии, в результате чего взаимодействия происходят с ядрами неизвестного атомного номера.

Таблица 5.5 показывает, что в эмульсии столкновение происходит главным образом с тяжелыми ядрами брома и серебра. Однако вклад легких ядер тоже заметен.

Обычно, анализируя явления, происходящие в эмульсии, считают, что она состоит из тяжелых ядер (Ag и Bг;  $Z=47$  и  $35$ ) и легких (C, N, O;  $\langle Z \rangle=7$ ). Очевидно, что, если при ядерном расщеплении вылетело больше 8 сильно ионизирующих протонов, то данное взаимодействие произошло с ядром Ag или Bг. Расщепления с числом протонов меньше 8 представляют собой смесь взаимодействий с легкими и тяжелыми ядрами. События, в которых образовался лишь один нуклон отдачи, считают обычно нуклон-нуклонными (употребляется термин «квазинуклон-нуклонное» столкновение). Их заметно больше, чем ожидаемые 3%, поскольку явления такого типа возникают не только при столкновении с протоном, но и с периферическими нуклонами ядра.

Важнейшим достоинством ядерных фотоэмульсий является их высокая пространственная разрешающая способность, достигающая нескольких микрометров ( $10^{-6}$  м). Это позволяет наблюдать распады короткоживущих частиц.

**Пример.** Время жизни очарованного  $D$ -мезона  $\tau_D=2 \cdot 10^{-13}$  с. При  $\gamma=2$  его средний распадный пробег равен  $l_D=\gamma\tau_D c=120$  мкм.

**5.5.2. Исследования с помощью фотоэмульсии.** Классификация ядерных взаимодействий, наблюдаемых в эмульсиях, основывается на числе частиц, возникающих в результате взаимодействия, и их ионизирующей способности. Все наблюдаемые в эмульсии следы частиц подразделяются по своей плотности ионизации  $g$  на три группы [7]:

1) тонкие следы  $g_{\text{мин}} \leq g \leq 1,4g_{\text{мин}}$  (такие следы создаются релятивистскими частицами и называются ливневыми);

2) серые следы  $1,4g_{\text{мин}} < g \leq 6,8g_{\text{мин}}$ ;

3) черные следы  $g > 6,8g_{\text{мин}}$ .

Ионизация, превышающая  $1,4g_{\text{мин}}$ , может создаваться пионами с кинетической энергией  $T < 80$  МэВ и протонами с энергией  $T < 500$  МэВ. Ионизация  $6,8g_{\text{мин}}$  соответствует энергии протонов 25 МэВ. Число ливневых частиц обозначают  $n_s$ , число серых следов —  $N_g$ , а число черных следов —  $N_b$ . Полное число сильно ионизирующих частиц равно  $N_h$ . Ядерное взаимодействие, наблюдаемое в эмульсии, характеризуют двумя числами и записывают  $(N_h+n_s)_x$ , причем индекс  $x$  обозначает природу генерирующей частицы  $p, \alpha, \pi, n$  и т. п. Звезды с  $n_s \geq 2$  часто называют ливнями.

**5.5.3. Картина ядерного расщепления.** Для анализа образования ядерного расщепления полезно иметь в виду модельное представление об этом процессе. Первичная частица через повторные столкновения быстрых нуклонов отдачи в ядре передает часть своей энергии остальным нуклонам ядра. Ядро в целом получает энергию возбуждения  $U$ , и средняя энергия возбуждения в расчете на один нуклон будет  $U/A$ . Если установилось равновесие, то энергия вокруг среднего значения будет распределена по закону Максвелла. В этом случае ядро уже «не помнит», каким способом ему была передана энергия возбуждения. Такая система на-

Таблица 5.6

Множественность сильноионизирующих частиц в адрон-ядерных столкновениях

$E_0$ , ГэВ	$\langle N_h \rangle$	$\langle N_g \rangle$	$\langle N_b \rangle$
6,2	$9,25 \pm 0,18$	$3,58 \pm 0,11$	$5,68 \pm 0,21$
22,5	$8,60 \pm 0,25$	$3,38 \pm 0,14$	$5,22 \pm 0,29$
3500	$6,8 \pm 1,0$	$2,1 \pm 0,5$	$4,7 \pm 1,1$

поминает нагретую каплю жидкости, а испускание частиц аналогично испарению. Испарительные частицы имеют низкую энергию и оставляют в фотоэмульсии черные следы. Их угловое распределение изотропно.

В табл. 5.6 приведены характеристики ядерных расщеплений при столкновении протонов с ядрами фотоэмульсии.



**5.5.4. Природа частиц, возникающих в ядерных расщеплениях.** Основную долю частиц, вылетающих из ядра при его расщеплении, составляют протоны и нейтроны с энергиями 10–30 МэВ (черные следы) и 50–700 МэВ (серые следы,  $\langle E \rangle \sim 150$  МэВ). Наряду с нуклонами при испарениях ядер вылетают ядра дейтерия,  $\alpha$ -частицы и другие осколки. Доля  $\alpha$ -частиц в общем числе частиц составляет 1/3, она слабо зависит от энергии возбуждения.

**5.5.5. Энергетические свойства ядерных расщеплений.** Энергия  $U$  расходуется на процесс испарения нуклонов из ядер. Число испарительных частиц приблизительно линейно зависит от числа серых. В очень широком интервале энергий от 10 ГэВ до по крайней мере  $10^3$  ГэВ энергия расщепления остается постоянной. Постоянны и множественность сильно ионизирующих частиц  $N_h$  и средняя энергия протонов. Полная энергия  $E_{\text{я}}$ , передаваемая ядру при ядерных столкновениях, различна от случая к случаю из-за флуктуаций. В табл. 5.7 представлена средняя энергия  $\langle E_{\text{я}} \rangle$ , расходуемая на образование расщепления (суммарная энергия частиц, дающих черные и серые следы).

Таблица 5.7

Средняя энергия ядерных расщеплений

Вещество	$\langle E_{\text{я}} \rangle$ , МэВ/ядро
Свинец . . . . .	840
Воздух . . . . .	400
Углерод . . . . .	320

В очень широком интервале энергий от 10 ГэВ до по крайней мере  $10^3$  ГэВ энергия расщепления остается постоянной. Постоянны и множественность сильно ионизирующих частиц  $N_h$  и средняя энергия протонов. Полная энергия  $E_{\text{я}}$ , передаваемая ядру при ядерных столкновениях, различна от случая к случаю из-за флуктуаций.

В табл. 5.7 представлена средняя энергия  $\langle E_{\text{я}} \rangle$ , расходуемая на образование расщепления (суммарная энергия частиц, дающих черные и серые следы).

## § 5.6. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЯДЕР ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

### 5.6.1. Общая картина взаимодействия ядер с ядрами.

Изучение ядро-ядерных взаимодействий представляет интерес по ряду причин:

1) ядра являются важной составной частью космических лучей и особенности их взаимодействий важны для описания прохождения ядер через межзвездную среду и атмосферу; 2) ядро-ядерные соударения отличаются от адрон-ядерных специфическими процессами, например, кумулятивными эффектами, возможным проявлением гидродинамических свойств ядерной материи (ударные волны) и др.; 3) при ядро-ядерных столкновениях возможно появление нового сверхплотного состояния вещества — кварк-глюонной плазмы.

Систематическое изучение ядро-ядерных соударений на ускорителях было до последнего времени ограничено низкими энергиями ( $E \sim 2,5$  ГэВ/нуклон на ускорителе в Беркли (США) и  $E \leq 5$  ГэВ/нуклон в Дубне). Сейчас начаты эксперименты по исследованию ядро-ядерных взаимодействий на ускорителях высокой энергии (в том числе на коллайдерах).

Простейшей моделью ядро-ядерных взаимодействий является модель независимых столкновений. Если два ядра  $A_1$  и  $A_2$  стал-

квиваются с параметром удара  $b$ , то нуклоны в перекрывающихся частях ядер взаимодействуют независимо, а остальные нуклоны высыпаются из ядра, причем часть из них может вылетать в виде осколков — фрагментов\*. Очевидно, что средний импульс высыпающихся нуклонов равен  $E_0/A$ , а осколков  $(E_0/A)A_i$ , где  $A_i$  — атомная масса осколка. Следует, однако, вспомнить, что нуклоны в ядре имеют фермиевские импульсы  $p_f$  и вокруг средних значений существует значительное размытие.

**Пример.** При столкновении ядра  $^{12}\text{C}$  с энергией 60 ГэВ с нуклоном образовалось 11 стриппинговых нуклонов со средней энергией  $E/A=5$  ГэВ/нуклон. Размытие за счет фермиевского движения составит

$$\Delta E = \gamma(E \pm p_f \cos \theta_f),$$

где  $\gamma$  — лоренц-фактор нуклона в ядре,  $\gamma = E/Am_p = 5$ .

Изучение генерации мезонов ядрами показывает, что множественность вторичных частиц и коэффициент неупругости при столкновении ядер космических лучей с легкими ядрами эмульсии возрастает пропорционально  $A/2$ . Прямые измерения числа стриппинговых частиц также показывают, что во взаимодействиях ядер участвует около половины входящих в них нуклонов.

**5.6.2. Параметры фрагментации.** Число фрагментов определенного типа в расчете на одно взаимодействие называется параметром фрагментации. Параметр фрагментации  $P_{ij}$  означает число фрагментов типа  $j$ , образовавшихся при фрагментации ядра  $i$  (табл. 5.8 и 5.9).

Таблица 5.8

Параметры фрагментации некоторых ядер в воздухе

$i$	$Z > 10$	C, N, O, F	Li, Be, B	$\alpha$
$Z > 10$	$0,17 \pm 0,03$	$0,29 \pm 0,04$	$0,26 \pm 0,04$	$1,34 \pm 0,12$
C, N, O, F	—	$0,11 \pm 0,02$	$0,24 \pm 0,03$	$1,00 \pm 0,08$
Li, Be, B	—	—	$0,15 \pm 0,05$	$0,51 \pm 0,08$

Наиболее часто среди фрагментов наблюдаются  $\alpha$ -частицы, обычно они встречаются в каждом взаимодействии.

**5.6.3. Сечение взаимодействия ядер.** Существует простая эмпирическая зависимость сечения неупругого взаимодействия двух ядер от их размеров  $A_1^{1/3}$  и  $A_2^{1/3}$ :

$$\sigma_{A_1 A_2} = \pi r_0^2 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3} - b)^2. \quad (5.25)$$

Величину  $r_0 A^{1/3}$  можно рассматривать как радиус ядра, величина  $b$  характеризует степень перекрытия ядер при взаимодействии.

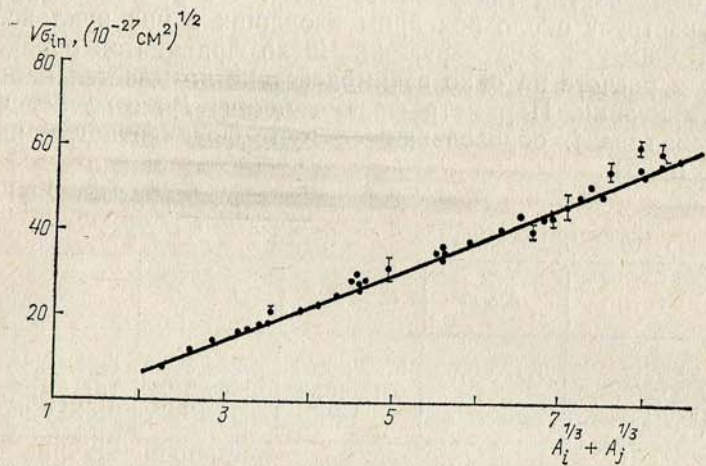
\* Синонимы: стриппинговые частицы, спектаторы.

Таблица 5.9

Сечения образования легких ядер при фрагментации различных ядер на протонах мбарн

Ядро — продукт, $f$	Первичное ядро, $i$					
	$^{12}\text{C}$	$^{16}\text{O}$	$^{20}\text{Ne}$	$^{24}\text{Mg}$	$^{28}\text{Si}$	$^{56}\text{Fe}$
$^6\text{Li}$	7	14	12	13	12	30
$^7\text{Li}$	6	14	11	11	11	20
$^9\text{Be}$	10	11	10	10	10	8,5
$^{10}\text{Be}$	6	3,7	3	3	3	5
$^{10}\text{B}$	3,5	1,0	1,9	2	1,9	4
$^{11}\text{B}$	14	12	9	8	7	7
$^{11}\text{B}$	51	25	18	15	12	9

При энергии  $E_A \sim 4,5$  ГэВ/нуклон  $r_0 = 1,48 \cdot 10^{-13}$  см,  $b = 1,32$  (рис. 5.18). Интересно заметить, что указанной зависимости удовлетворяют и пион-ядерные соударения, если в соответствии

Рис. 5.18. Зависимость сечения неупругого взаимодействия от атомной массы ядра-снаряда  $A_i$  и ядра-мишени  $A_j$ 

с кварковыми представлениями считать  $A_\pi = 2/3$ . Пробеги ядер в эмульсии и углеводе представлены в табл. 5.10.

Существуют и другие эмпирические формулы для вычисления  $\sigma_{A_i A_j}$ . Например,

$$\sigma_{A_1 A_2} = \pi r_0^2 [A_1^{1/3} + A_2^{1/3} - b(A_1^{-1/3} + A_2^{-1/3})]^2, \quad (5.25a)$$

где  $r_0 = (1,32 \pm 0,01) 10^{-13}$  см, а  $b = 0,85 \pm 0,03$ .

**5.6.4. Кумулятивный эффект.** Интересно отметить, что изредка при взаимодействии ядер возникают нуклоны и пионы с энергией больше отношения  $E/A$ . Некоторое превышение энергии частиц над значением отношения  $E/A$  возникает из-за влияния фермиевских импульсов (см. п. 5.2.7).

Однако иногда имеет место очень большое превышение. Например, на ускорителе в Дубне при взаимодействии дейтронов с ядрами алюминия наблюдались вторичные нейтроны с импульсами до  $0,8E_d$ , где  $E_d$  — энергия дейтона. Такое явление называется *кумулятивным эффектом* [9].

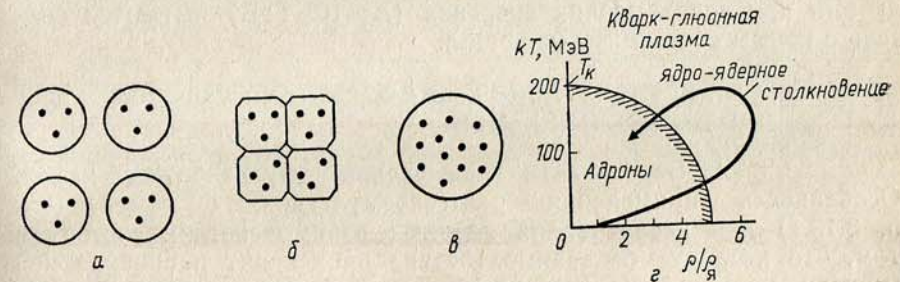
По-видимому, в ядрах существуют состояния, когда два или более нуклонов взаимодействуют как целое. В этом случае вторичной частице может быть передана энергия, большая, чем  $E/A$  (но меньшая, чем  $(E/A)n$ , где  $n$  — число нуклонов, взаимодействующих как один). Таким образом, кумулятивный эффект является результатом коллективного взаимодействия нуклонов.

**5.6.5. Кварк-глюонная плазма.** В обычных условиях плотность энергии ядерной материи составляет  $\rho_n \sim 0,5$  ГэВ/Фм<sup>3</sup>, а расстояние между кварками и глюонами достигает 1 Фм. В этих условиях основной формой существования ядерного вещества являются адроны. Если сжать ядерное вещество так, что расстояние между кварками и глюонами станет много меньше 1 Фм, то оно должно перейти в иное состояние, представляющее собой газ не взаимодействующих частиц — кварков и глюонов (кварк-глюонная плазма) (рис. 5.19). Теоретические и модельные оценки по-

Таблица 5.10

Средние значения пробегов взаимодействия в эмульсии и углеводе для разных ядер в интервале энергий от 1,5 до 40 ГэВ (усреднено)

Z	Эмульсии, см	Углерод, г/см <sup>2</sup>
2	18,7 ± 0,6	—
3—5	14,9 ± 0,8	—
6—9	13,9 ± 0,5	21,6 ± 1,9
10	10,9 ± 0,5	15,5 ± 1,7
20	8,7 ± 0,5	15,5 ± 4,2

Рис. 5.19. Образование кварк-глюонной плазмы при изменении плотности и температуры ядерной материи: а — адронная фаза, б — критическое состояние  $\rho = \rho_k$ , в — кварк-глюонное состояние, г — фазовая диаграмма «плотность—температура»

казывают, что фазовый переход в новое состояние должен происходить при плотности энергии, превышающей некоторую критическую  $\rho_k \approx 5\rho_a$ , и температуре  $kT_k \geq 200$  МэВ (рис. 5.19, з). Переход к критическим условиям облегчается с увеличением энергии столкновения и атомной массы сталкивающихся ядер. Действительно, при столкновении двух релятивистски сжатых дисков (нуклонов или ядер) плотность энергии  $\rho \sim \gamma^2 \rho_a$  (см. п. 5.3.1), а число вновь рожденных частиц пропорционально  $A$ , так что плотность  $\rho \sim A^{1/3}$ . Поэтому наиболее благоприятные условия образования кварк-глюонной плазмы существуют в ядро-ядерных столкновениях. В объеме, занятом кварк-глюонной плазмой, существует термодинамическое равновесие (термолизация) в духе модели Ферми. Это должно приводить к большим  $\langle p_{\perp} \rangle$  частиц, рождающихся из кварк-глюонной плазмы, большой доли барионов, большой плотности частиц в распределении по скорости.

Ряд наблюдаемых на опыте эффектов пытаются объяснить образованием кварк-глюонной плазмы. Например, при  $p_{\perp} > 3$  ГэВ/с в  $\alpha\alpha$ -столкновении при  $\sqrt{s_{NN}} = 31$  ГэВ ( $\sqrt{s_{NN}}$  — означает энергию, приходящуюся на одну пару нуклонов) число родившихся пионов в 20—50 раз больше, чем в  $pp$ -столкновении. Очевидно, что при независимом взаимодействии всех кварков рост может быть лишь в 16 раз (при взаимодействии двух  $\alpha$ -частиц возможно  $(3 \times 4)^2 = 144$  комбинации сталкивающихся кварков, а при столкновении нуклонов  $3 \times 3 = 9$ ).

Японо-американская группа с помощью эмульсионной камеры, поднимавшейся на аэростате на высоту около 35 км, зарегистрировала столкновение ядра кремния ( $A=28$ ) с ядром серебра в эмульсии. Во взаимодействии возникло более тысячи вторичных частиц при плотности в центральной области  $dn/dy \sim 200$  ( $\rho \sim 2$  ГэВ/Фм<sup>3</sup>  $\sim 4\rho_0$ ). Возможно, что в этом событии образовалась кварк-глюонная плазма.

Многие другие аномалии в экспериментах с космическими лучами при сверхвысоких энергиях ( $E \geq 10^6$  ГэВ) пытаются связать с новым состоянием вещества.

## § 5.7. ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ МЕТОДОМ ЭМУЛЬСИОННЫХ КАМЕР

### 5.7.1. Особенности применения эмульсионных камер.

Особенность применения рентгеноэмульсионных камер (см. п. 3.13.1) для исследования ядерных взаимодействий состоит в том, что исследуемое взаимодействие происходит в специальной мишени, поднятой на достаточную высоту над установкой, либо в атмосфере. Группы фотонов, возникшие в таком взаимодействии и одновременно падающие на установку, получили название *семейств фотонов* (рис. 5.20). Исследования ведутся высоко в горах на высоте от 3 до 5 км.

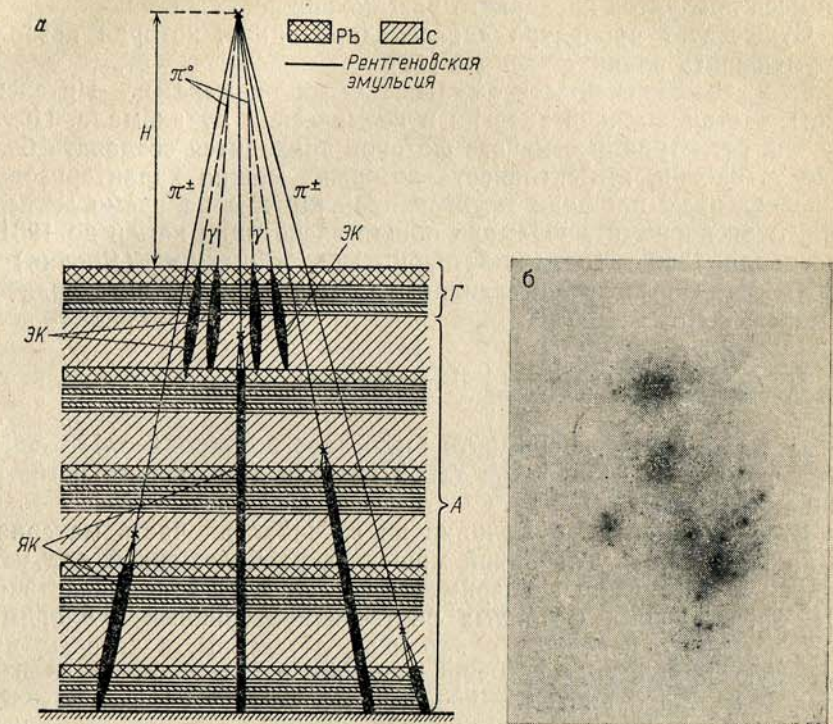


Рис. 5.20. Установка, используемая в эксперименте «Памир» для изучения семейств фотонов и адронов (а) и фотография семейства фотонов (б):  $H$  — высота зарождения ливня;  $X$  — точка вторичных взаимодействий;  $\Gamma$  — рентгеноэмульсионная камера для регистрации  $\gamma$ -фотонов;  $A$  — рентгеноэмульсионная камера для регистрации адронов; ЭК — электрон-ядерные каскады; ЯК —

**Пример.** Как выбрать параметры мишени, устанавливаемой над рентгеноэмульсионной камерой? Толщина мишени  $x_0$  должна быть значительно меньше, чем длина  $t$ -единицы, чтобы избежать каскадного дробления энергии фотонов, т. е.  $x_0 \ll t/n_{\gamma}$ , где  $n_{\gamma}$  — число фотонов. Высоту расположения мишени  $H_{\text{мин}}$  оценим из условия пространственного разрешения пятен от отдельных фотонов. Если поперечный импульс фотонов  $p_{\perp} \sim 0,1$  ГэВ/с, а минимальное расстояние между двумя фотонами  $R_{\text{мин}} \sim 0,01$  см, то  $H_{\text{мин}} = R_{\text{мин}} E_{\gamma} / p_{\perp} c$ . При  $E_{\gamma} \sim 10$  ТэВ  $H_{\text{мин}} \approx 10$  м, а при  $E_{\gamma} \sim 10^2$  ТэВ  $H_{\text{мин}} = 100$  м.

Технически сложно устанавливать мишени большой площади на значительной высоте над установкой. Поэтому в рентгеноэмульсионных камерах для регистрации ядерных взаимодействий в качестве мишени, как правило, используется слой атмосферы над установкой. Рассуждая, как в предыдущем примере, можно убедиться, что при энергиях  $E_{\gamma} > 10$  ТэВ в пространственно разреши-

мых семействах фотонов из атмосферы содержится значительная примесь продуктов каскадного размножения.

Существует процедура «декаскадирования», которая позволяет уменьшить влияние каскада [10].

**5.7.2. Эксперименты с эмульсионными камерами.** Интенсивность частиц высокой энергии в космических лучах мала. Поэтому для регистрации семейств фотонов приходится создавать большие установки, эффективность которых можно характеризовать произведением площади эмульсионной камеры на время экспозиции. В эксперименте «Памир» общая экспозиция камер до 1981 г. составила 1300 м<sup>2</sup>год, в эксперименте «Фуджи» (Япония) — 685 м<sup>2</sup>год. Согласно измерениям на высоте 5,5 км интенсивность семейств с  $\Sigma E_{\gamma} > 100$  ТэВ

$$I(\Sigma E_{\gamma} > 100 \text{ ТэВ}) \approx 0,3 \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{ср}^{-1}.$$

В памирском эксперименте было зарегистрировано 133 семейства фотонов и 36 адронов такой энергии (при пороге регистрации фотонов  $E_{\text{пор}} > 2$  ТэВ).

В экспериментах в Боливии на г. Чакалтая часть материала была получена с углеродной мишенью, расположенной над установкой, в памирском эксперименте исследуются взаимодействия в атмосфере. Кроме фотонных рентгеноэмульсионных калориметров, установки содержат и адронные детекторы, в которых присутствуют блоки графита, чередующиеся с эмульсионными детекторами фотонов. Общее количество вещества достигает нескольких пробегов взаимодействия адронов, что позволяет измерить значительную часть энергии протонов, нейтронов и заряженных пионов (рис. 5.20).

Во многих случаях в качестве меры энергии первичной частицы используется суммарная энергия фотонов в семействе  $\sum_{i=1}^n E_{\gamma i}$ .

Если коэффициенты неупругости  $\alpha_{\gamma}$  не зависят от энергии, то  $\sum E_{\gamma i}$  пропорциональна энергии первичной частицы  $E_0$ . Из-за сильных флуктуаций в каждом отдельном случае можно указать лишь ограничение на  $E_0$ . Однако и в среднем для вычисления  $E_0$  нельзя пользоваться средними значениями  $\alpha_{\gamma}$ , приведенными в п. 5.2.5. Как было показано в п. 3.13.1, в экспериментах с семействами фотонов происходит выборка событий с повышенными значениями  $\alpha_{\gamma}$ .

**5.7.3. Энергетический спектр.** Измерив энергию фотонов по плотности почернения рентгеновской пленки в круге определенного радиуса (см. § 3.13) и сгруппировав события по величине суммарной энергии фотонов в семействе, можно получить спектры фотонов в семействах.

Имеют ли спектры скейлинговые свойства? Для ответа на этот вопрос представим спектр в масштабе  $E_{\gamma i} / \Sigma E_{\gamma i} = u'$  ( $= E_{\gamma} / d_{\gamma} E_0 = \alpha_{\gamma}^{-1} u$ ), где  $\alpha_{\gamma}$  — коэффициент неупругости. Поскольку регистрируются фотоны наибольшей энергии, то можно считать (см. п. 5.3.3)

$$u' = u / \alpha_{\gamma} \approx x / \alpha_{\gamma} = x',$$

где  $x' = x / \alpha_{\gamma}$ ;  $x$  — переменная Фейнмана.

Спектр фотонов в переменной  $x'$  представлен на рис. 5.21. В этом масштабе все фотоны в семействах при  $x' > 0,1$  укладываются на единый по форме энергетический спектр

$$\begin{aligned} dn_{\gamma} / du' &= n_{\gamma}^0 \exp[-n_{\gamma}^0 u'] = \\ &= (8 \pm 1) \exp[-8u'], \end{aligned} \quad (5.26)$$

где  $n_{\gamma} = 8 \pm 1$  ( $n_{\gamma}^0 = 4$ ) для всех энергий. Следовательно, как и при энергии  $E \sim 10^2$  ГэВ, спектр фотонов при  $E > 10$  ТэВ в области фрагментации описывается однородной функцией. При меньших значениях  $u'$  наблюдается отклонение от экспоненциальной зависимости.

Нетрудно убедиться, что если спектр пионов в ЛС экспоненциальный [см. (5.5)], то спектр фотонов будет иметь именно такой вид, как показано на рис. 5.21.

Действительно, используя соотношение (2.30) и экспоненциальную форму спектра пионов  $f_{\pi}(E) dE = n_{\pi}^0 \exp[-x'/x_0'] dx'/x_0'$  ( $E \gg m_{\pi} c^2$ ), получаем

$$\frac{dn_{\gamma}}{dx'} = 2n_{\pi}^0 \int_{x'}^{\infty} \frac{\exp[-x'/x_0'] dx'/x_0'}{x'/x_0'} = -2n_{\pi}^0 x_0' \text{Ei}(-x'/x_0'), \quad (5.27)$$

где  $\text{Ei}(-x)$  — интегральная экспонента (имеются таблицы этой функции). Спектр фотонов (5.27) изображен сплошной линией на рис. 5.21 и показывает хорошее согласие расчета при  $x_0' = 0,23$  с экспериментом. Это означает, что до энергий десятки тераэлектронвольт сохраняется экспоненциальная форма спектра пионов в области фрагментации.

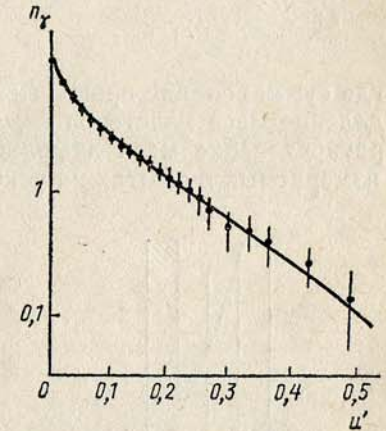


Рис. 5.21. Спектр энергий фотонов, нормированных к суммарной энергии семейства  $\Sigma E_{\gamma}$  при  $\Sigma E_{\gamma} > 15$  ТэВ:  $u' = E_{\gamma} / \Sigma E_{\gamma}$

**5.7.4. Природа изучаемых явлений.** Наблюдаемые в экспериментах с рентгеноэмульсионными камерами фотоны возникают от пионов из области фрагментации. В этой области весьма значителен вклад дифракционных процессов (см. § 5.4), при которых частицы вылетают вперед весьма тесной группой, образуя кластер. Имея данные о пространственном распределении фотонов и зная точку взаимодействия (в экспериментах с мишенью), можно определить массу кластеров, заключенную в нейтральных пионах. Для этого из углового распределения фотонов методом Кастаньоли (4.19) найдем лоренц-фактор симметричной системы  $\gamma_S$  и массу кластера

$$M_\gamma = \sum_{i=1}^n E_{\gamma i} / \gamma_S, \quad (5.28)$$

где суммирование проводится по всем фотонам семейства. Распределение масс кластеров показано на рис. 5.22 и очень похоже на распределение масс дифракционных кластеров, непосредственно измеряемых в опытах на ускорителях.

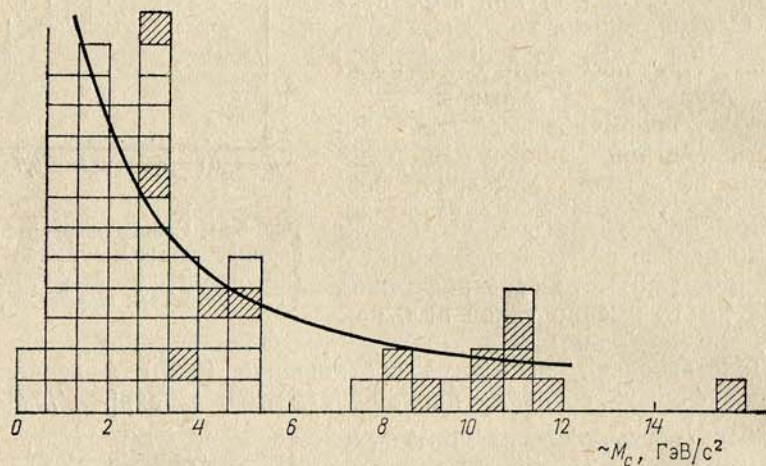


Рис. 5.22. Распределение масс  $M$  фотонных кластеров, образующих семейства фотонов; плавной кривой показано распределение дифракционных кластеров

В космических опытах и на ускорителе обнаружено, что в тяжелых кластерах ( $M > 5$  ГэВ), масса которых определена по формуле (5.28), средние поперечные импульсы значительно больше, чем в легких кластерах с  $M \sim 1 \div 2$  ГэВ. Можно считать, что дифракционные процессы играют существенную роль в образовании семейств фотонов.

Напомним, что при высоких энергиях  $10^5$  ГэВ дифракционные кластеры могут иметь массу в сотни ГэВ (§ 5.4). Значительный вклад в образование фотонов высокой энергии, наблюдаемых в семействах, могут дать процессы неупругой перезарядки пионов, поток которых на горах значителен (см. § 12.4):

$$\pi^\pm + A \rightarrow \pi_L^0 + \pi_C^0 + X_h,$$

$$\pi^\pm + A \rightarrow \eta_L^0 + \pi_C^0 + X_h,$$

где  $\pi_C^0$  и  $\pi_L^0$  означают частицы центрального рождения и лидирующие соответственно, а  $X_h$  — адроны, не дающие вклада в образование  $\pi$ -мезонов.

**5.7.5. Необычные явления.** В 1973 г. в японо-бразильской установке было зарегистрировано необычное событие, получившее название «Кентавр» (рис. 5.23).

Камера, использованная в эксперименте, состояла из многих слоев вещества и рентгеновских эмульсий, поэтому могли наблюдаться фотоны не только из воздуха, но и образованные адронами в блоках вещества внутри камеры. При просмотре рентгеновских эмульсий из камеры было найдено необычное событие. Во взаимодействии, происшедшем на высоте 50 м над установкой, возникло 90 адронов и среди них ни одного нейтрального пиона. Это подтверждалось тем, что почти не было каскадов, начинающихся в самом верхнем свинцовом фильтре камеры. Суммарная энергия адронов, выделившаяся в камере, превысила  $10^3$  ГэВ, а масса кластера была близка к 200 ГэВ.

К настоящему времени в экспериментах с космическими лучами найдено несколько таких событий. На ускорителе до энергии  $E_0 \sim 400$  ТэВ подобные события не обнаружены.

В экспериментах с эмульсионными камерами были обнаружены «бинокулярные» семейства, которые состоят из отдельных групп фотонов, расположенные вдоль одной линии в плоскости, перпен-

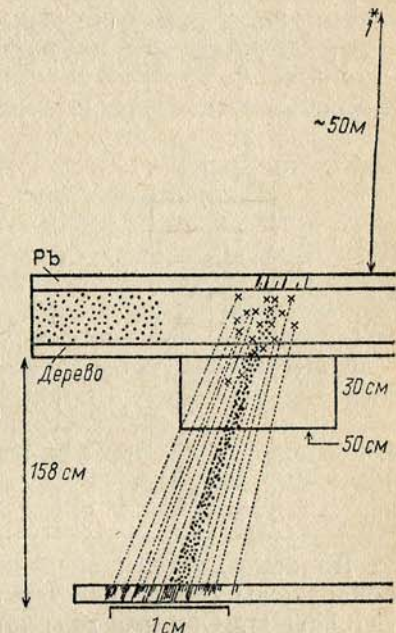


Рис. 5.23. Событие Кентавр, зарегистрированное в рентгеноэмульсионной камере. Точка взаимодействия расположена в 50 м над установкой, крестиками показано начало развития каскадов

дикулярной оси столкновения (рис. 5.24). Такие семейства могут создаваться струями частиц с поперечным импульсом  $p_{\perp} \sim \sim 2,5$  ГэВ/с. Частота появления таких больших  $p_{\perp}$  (4% событий) значительно выше, чем на ускорителе при  $\gamma/s \approx 540$  ГэВ.

Еще большие поперечные импульсы ( $p_{\perp} \geq 10$  ГэВ/с) отмечены в событиях типа «Хирон». Они имеют многоствольную структуру, обогащены проникающими адронами, подобно «Кентаврам». Возможно, что «Кентавры», бинокулярные семейства и семейства «Хирон» являются крайними случаями одного типа взаимодействия. В ряде работ их интерпретируют как результат образования кварк-глюонной плазмы. Как упоминалось в п. 5.6.5, аномально большое содержание барионов, большие  $p_{\perp}$  и большая множественность вторичных частиц могут служить сигналами возникновения фазового перехода.

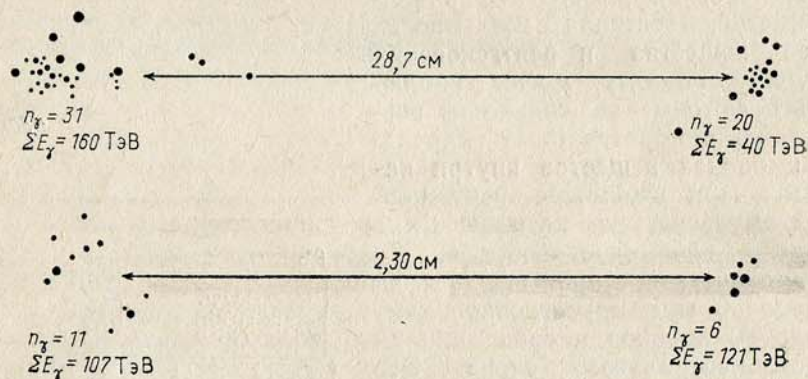


Рис. 5.24. Бинокулярные семейства

Во всех крупных экспериментах с эмульсионными камерами обнаружены суперсемейства с предельно высокой энергией ( $E \geq \geq 10^4$  ТэВ). Они имеют плотную центральную область, которая видна невооруженным глазом в виде пятна диаметром 2—3 см (гало). В одном из таких семейств, называемом «Фианит», содержится более 1,5 тысяч фотонных каскадов. Энергия каскадов вне гало равна  $10^4$  ТэВ. Отдельные фотоны и адроны имеют очень большие поперечные импульсы ( $p_{\perp} > 8$  ГэВ/с). Таким образом, появление частиц с очень большими  $p_{\perp}$  является характерной особенностью аномальных событий при сверхвысокой энергии.

Исследования необычных явлений в космических лучах продолжаются.

## § 5.8. МЕТОДИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ИССЛЕДОВАНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ И ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С АТОМНЫМИ ЯДРАМИ

**5.8.1. Энергетический спектр и его измерение.** Одна из важнейших особенностей космического излучения — круто падающая с ростом энергии интенсивность частиц (рис. 5.25). Это предъявляет ряд требований к аппаратуре для исследования космических лучей. Во-первых, приборы должны обладать значительным геометрическим фактором, растущим при увеличении предела регистрируемых энергий  $E$ , как  $E^2$ . Во-вторых, при постановке многих экспериментов необходимо измерять энергию космических частиц. Степенной характер спектра первичного космического излучения, а также вторичных компонент (см. гл. 12) накладывает жесткие ограничения на энергетическую разрешающую способность (точность измерения энергии) приборов. Указанный характер спектра создает своеобразные эффекты, возникающие при регистрации различных характеристик излучения. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

При измерении энергий частиц из-за погрешностей измерений полученное значение энергии всегда отличается от истинного. Распределение погрешностей измерений в каждом конкретном случае (*функция разрешения*) имеет свой характерный вид и должно быть определено специальным опытом либо расчетом. Например, установив прибор для измерения энергии в пучок ускорителя с энергией  $E_0$ , можно получить функцию распределения погрешностей измерений непосредственно. В случае, когда известны все процессы, происходящие в приборе при измерении энергии, можно получить это распределение моделированием. Специфика экспериментов с космическими лучами состоит в том, что большая дисперсия измеряемых значений энергии сильно искажает даже средние значения параметров, зависящих от энергии. Пренебрежение этой особенностью привело к ряду ошибочных выводов. Например, при исследовании зависимости множественности от энергии (энергия измерялась методом Кастаньоли (5.9)) было сделано неверное заключение о независимости множественности от энергии. Вскоре, однако, было показано, что результат содержит методическую ошибку, обусловленную степенным характером спектра космического излучения (1.27) и плохой разрешающей способностью метода Кастаньоли.

Найденная в эксперименте зависимость от энергии некоторой величины  $F(E)$  связана с истинной зависимостью той же величины  $f(E_0)$  соотношением

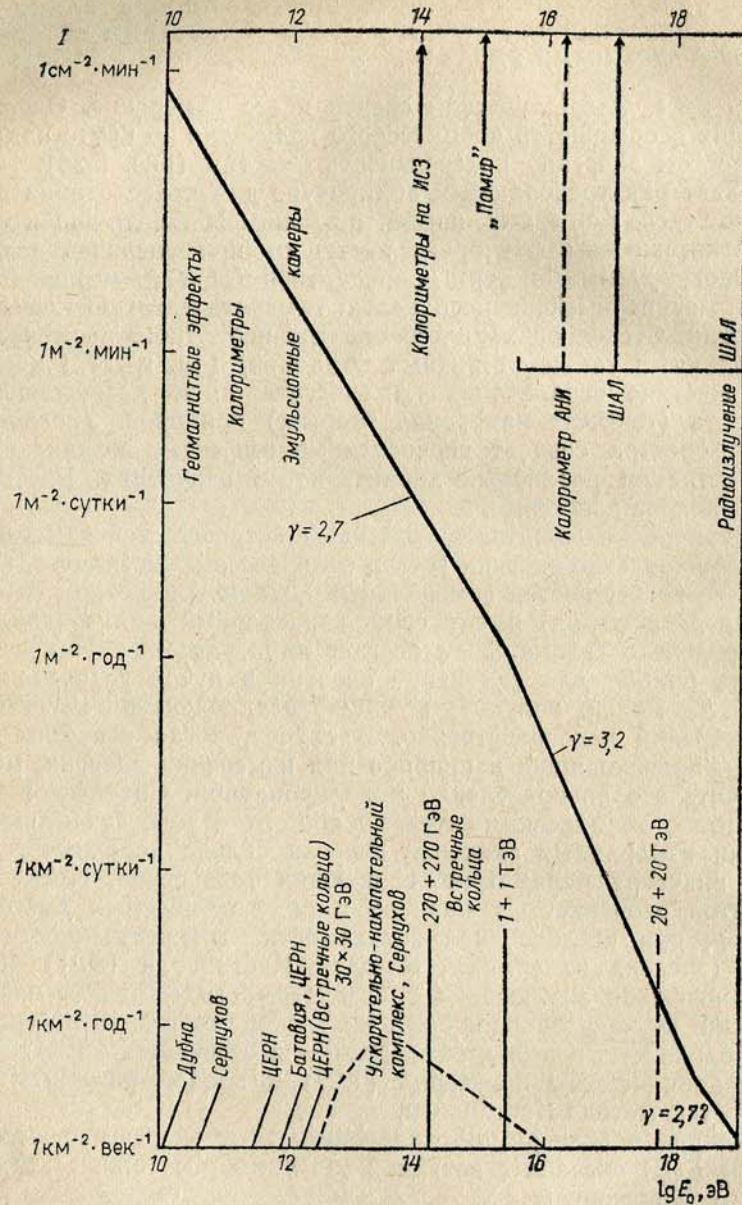


Рис. 5.25. Спектр первичного космического излучения и потоки частиц на границе атмосферы. Указаны методы измерения энергии, а также диапазон работ действующих и проектируемых ускорителей и космических установок. ИСЗ — искусственные спутники Земли, ШАЛ — широкие атмосферные ливни

$$F(E) dE = \frac{\int_0^{\infty} N(E_0) dE_0 f(E_0) W(E, E_0) dE}{\int_0^{\infty} N(E_0) dE_0 W(E, E_0) dE}, \quad (5.29)$$

где  $N(E_0)dE_0$  — энергетический спектр космического излучения,  $W(E, E_0)dE$  — функция разрешения при энергии  $E_0$ ,  $E$  — измеренная энергия; знаменатель представляет собой измеренное число частиц. Как правило, задача определения  $f(E_0)$  по измеренной зависимости  $F(E)$  (обратная задача) встречает математические трудности. Поэтому решают прямую задачу: подбирают  $f(E_0)$  так, чтобы рассчитанная по формуле (5.29) функция  $F(E)$  совпала с экспериментом. На практике это делается численным интегрированием (5.29).

Рассмотрим частный случай, когда решение задачи вычисления  $F(E)$  может быть получено в аналитической форме. Для этого выберем функцию разрешения в форме логарифмической функции Гаусса

$$W(E, E_0) dE = W(E/E_0) d \ln(E/E_0) = W(\Delta) d \ln \Delta = (\delta \sqrt{2\pi})^{-1} \exp[-(\ln C - \ln \Delta)^2 / 2\delta^2] d \ln \Delta, \quad (5.29a)$$

где  $\delta^2$  — дисперсия функции разрешения,  $\Delta = E/E_0$  — отношение измеренной и истинной энергий, а  $C$  учитывает систематическое искажение энергии в  $C$  раз. При такой функции разрешения вероятность завязать или занижить энергию в определенное число раз одинакова. Энергетический спектр  $N(E_0)dE_0$  примем в виде (1.27).

5.8.2. Измерение энергетического распределения. Измеряемый в экспериментах спектр частиц можно рассчитать, зная истинный спектр  $N(E_0)$  и функцию разрешения

$$N(E) dE = \int_{\ln \Delta = -\infty}^{\ln \Delta = +\infty} N(E_0) dE_0 W(E_0, E) d \ln(E/E_0). \quad (5.30)$$

Полагая, что истинный спектр  $N(E_0)$  имеет вид (1.27)

$$N(E_0) dE_0 = A E_0^{-\gamma} dE_0, \quad (5.31)$$

после интегрирования получаем

$$N(E) dE = A E^{-\gamma} C^{\gamma-1} \exp[(\gamma-1)^2 \delta^2 / 2] dE. \quad (5.32)$$

Таким образом, в результате измерения должен наблюдаться сте-

пенной спектр с правильным показателем, но абсолютная интенсивность окажется искаженной в  $C\gamma^{-1}\exp[(\gamma-1)^2\delta^2/2]$  раз\*.

Интересный эффект возникает, когда при измерениях энергии существует определенный отбор событий по параметру, связанному с измеряемой энергией неоднозначно.

Пусть, например, с помощью какого-либо прибора, обладающего функцией разрешения (5.29), проводятся измерения спектра космических лучей на экваторе по вертикали. Заранее ясно (см. п. 1.2.8), что в этом случае в потоке частиц, падающих на прибор, нет протонов с энергией меньше  $\epsilon_0=14$  ГэВ. Таким образом, отбор ведется по истинной энергии  $E_0$ , причем выполняется условие  $E_0 \gg \epsilon_0$ .

Выясним, как будет выглядеть спектр измеренных энергий. Порог регистрации  $\epsilon_0$  накладывает определенные ограничения на пределы интегрирования в выражении (5.30). Действительно, если энергия  $E_0 \gg \epsilon_0$ , то предел интегрирования не может уже простирается до бесконечности, как при  $\epsilon_0=0$ , а будет распространяться до  $\ln \Delta_0 = \ln(E/\epsilon_0)$ . Тогда в результате интегрирования (5.30) получаем

$$N(E) dE = C\gamma^{-1} A E^{-\gamma} dE \exp[(\gamma-1)^2 \delta^2/2] [(1 + \Phi(q))/2], \quad (5.33)$$

где  $\Phi(q)$  — интеграл Гаусса:

$$\Phi(q) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^q \exp(-t^2) dt; \quad (5.34)$$

$$q = (1-\gamma) (\delta/\sqrt{2}) + \ln \Delta_0 \delta \sqrt{2}. \quad (5.35)$$

На рис. 5.26 показана зависимость  $N$  от  $E$  вместе с истинным распределением  $N(E_0)$ . В этом случае вблизи порога регистрации искажается не только абсолютная интенсивность, но и форма спектра. Степень искажения определяется дисперсией функции распределения  $\delta^2$ .

Доказательством необходимости учета изложенных выше особенностей экспериментов в космических лучах является одна из первых попыток определить форму спектра космических частиц при энергии выше 500 ГэВ, относящаяся к началу 60-х годов. С помощью фотоэмульсионной техники регистрировались ядерные взаимодействия первичных частиц вблизи границы атмосферы (аппаратура поднималась на баллонах). Взаимодействия отыскивались по возникшим в них электрон-фотонным каскадам (путем прослеживания к началу каскада). Порог визуального обнаружения таких каскадов достигает 100 ГэВ. Поэтому отбор проводился практически по  $E_0 \gg 100$  ГэВ. Энергия  $E$  измерялась по вторичным заряженным частицам методом Кастаньоли, имеющим большую дисперсию ( $\delta \sim 1,5$ ).

\* В случае, когда дисперсия  $\delta^2$  зависит от энергии, искажается и форма спектра. Например, если дисперсия уменьшается с энергией, измеренный спектр будет круче истинного.

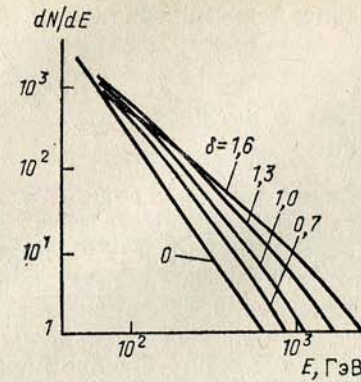


Рис. 5.26. Дифференциальный энергетический спектр адронов, измеряемый методами с различной дисперсией  $\delta$ . При  $\delta=0$  имеем истинный спектр  $N(E_0)$

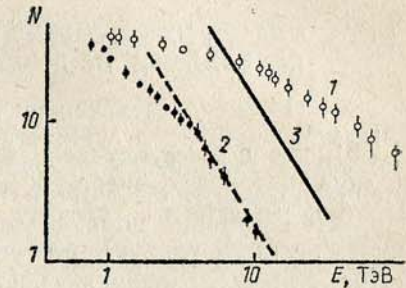


Рис. 5.27. Результаты измерения спектров первичных космических частиц фотоэмульсионным методом: 1 — спектр, измеренный методом Кастаньоли, 2 — спектр электромагнитных каскадов, 3 — истинный спектр адронов, полученный методами с малой дисперсией

Результаты такого эксперимента представлены на рис. 5.27 вместе со спектром первичного излучения, который получен методами с малой дисперсией. Резкое расхождение первого результата с последующими вызвано неучетом совместного действия порога регистрации, большой дисперсии метода Кастаньоли и падающего спектра космических лучей.

**5.8.3. Измерение характеристик взаимодействия.** Не следует думать, что возникающие искажения относятся только к форме спектра и интенсивности регистрируемых излучений. Влиянию перечисленных выше эффектов подвержены любые зависящие от энергии параметры. Например, если какая-то величина зависит от  $E_0$ :

$$x = aE_0^s, \quad (5.36)$$

то среднее значение  $x$  в зависимости от измеренной энергии выглядит так:

$$\langle x \rangle = aE^s \frac{\exp[(s-\gamma+1)^2 \delta^2/2]}{\exp[(1-\gamma)^2 \delta^2/2]} \frac{1 + \Phi(q_1)}{1 + \Phi(q)}, \quad (5.37)$$

$$q_1 = (s-\gamma+1) \delta/\sqrt{2} + \ln \Delta_0 \delta \sqrt{2}, \quad (5.38)$$

$q$  — см. (5.35).

Приведенные выше примеры показывают, что учет условий эксперимента (в особенности функции разрешения и порогов отбора



событий) имеет первостепенное значение в космических экспериментах.

### § 5.9. ВЫСОКОГОРНЫЕ СТАНЦИИ И ЭКСПЕРИМЕНТЫ, ПРОВОДИМЫЕ НА ВЫСОТЕ ГОР

Интенсивность частиц, ничтожно малая у границ атмосферы, на уровне моря снижается еще в тысячи раз. Поэтому исследования взаимодействий частиц стремятся вести как можно выше. Например, на высоте 5 км поток адронов в десятки раз выше, чем на уровне моря. Калориметры и другие сложные электронные системы требуют постройки стационарных высокогорных пунктов для исследования космических лучей. Эксперименты обычно продолжаются много лет.

Более 10 лет работала высокогорная станция на Памире в долине реки Акбайтал (урочище Чечекты) на высоте 3860 м над уровнем моря. Еще одна широко известная станция расположена в Армении на горе Арагац на высоте около 3200 м. Почти на такой же высоте работает станция в Заилийском Алатау в 50 км от Алма-Аты. Другие советские станции находятся в Армении в Нор-Амберде, в Грузии под Бакуриани. Весьма известны станции в Альпах, например на горе Юнгфрау, в Андах в Боливии, в Японии на горе Норикура и др.

Многие хорошо известные сейчас свойства сильных взаимодействий, такие, как существование лидирующих частиц, слабая зависимость сечения взаимодействия от энергии, слабый рост поперечного импульса с энергией и его ограниченность, асимметрия угловых распределений пион-нуклонных столкновений, форма энергетической зависимости средней множественности и многие другие, были открыты в космических экспериментах. Можно смело утверждать, что современная физика элементарных частиц и высоких энергий возникла в результате удивительных открытий, сделанных в космических лучах. Эти открытия требовали необычайной изобретательности. Физики втаскивали тяжелую аппаратуру высоко в горы, поднимали на воздушных шарах и опускали в шахты, сутками, а иногда и годами ждали появления уникальных событий. Непонятные картины будоражили воображение. Стремление наблюдать космические чудеса в спокойных лабораторных условиях стимулировало строительство крупных ускорителей частиц. Недаром один из первых ускорителей на энергию выше 1 ГэВ был назван космотроном. Недавно на Европейском ускорителе в Швейцарии (ЦЕРН) начал работать коллайдер — ускоритель, в котором навстречу друг другу пущены потоки протонов с энергией 270 ГэВ каждый. Это соответствует энергии в лабораторной системе координат  $E_0 \sim 1,45 \cdot 10^5$  ГэВ. Вступил в строй ускоритель-коллайдер в США на энергию  $E_0 = 2 \cdot 10^6$  ГэВ,

строится ускоритель с эквивалентной энергией  $10^7$  ГэВ в СССР, проектируется ускоритель на еще более высокие энергии ( $\sqrt{s} \approx 40$  ТэВ) в США. В связи с этим исследования сильных взаимодействий в космических лучах отходят на второй план, все больше внимания уделяется свойствам самого космического излучения, несущего информацию о процессах, происходящих в самых далеких областях Вселенной или происходивших в далеком прошлом. Однако не следует думать, что изучение взаимодействий частиц высокой энергии в космических лучах не имеет самостоятельного значения. Эксперименты на ускорителях более пригодны для проверки теорий, когда известно, что и при каких условиях следует искать. В потоке космического излучения существует все, что есть в природе, хотя наблюдаемые явления иногда трудно интерпретировать. Поиск таких новых неожиданных явлений с помощью установок типа «Памир» или еще более сложных калориметрических установок (например, АНИ на г. Арагац в Армении) в области сверхускорительных энергий останется актуальным до начала XXI в. Создание все более крупных установок для исследования космических адронов, возможно, позволит продвинуться до энергии  $10^{10}$  ГэВ (см. гл. 12).

### Вопросы и задачи

1. Сталкиваются протон и электрон с энергиями  $E_p = 100$  ГэВ и  $E_e = 2$  МэВ соответственно. Как изменилась энергия столкновения в СЦМ по сравнению со случаем, когда электрон покоился?
2. Найдите лоренц-фактор системы координат, в которой вторичные рожденные в  $pp$ -столкновении частицы разлетаются симметрично.
3. Определить энергию, при которой 90%  $K^+$ -мезонов в атмосфере на высоте 10 км взаимодействует с ядрами и только 10% распадается.
4. При какой энергии вероятность распада  $\pi^0$ -мезона будет равна вероятности взаимодействия?
5. Вычислить минимальную энергию, при которой протон может образовать пион при столкновении с ядром углерода.
6. Интерпретируйте явления на рис. 5.5. Определите природу и знак заряда частиц 1 и 2. Оцените вероятность наблюдения цепи событий 1 (используйте сведения, приведенные в п. 4.2.4).
7. В  $pp$ -столкновении при энергии  $10^3$  ГэВ протон отдачи вылетает под углом  $\theta = 30^\circ$  и имеет импульс 150 МэВ/с. Определить недостающую массу и коэффициент неупругости в М-системе.
8. Определить границы центральной области при  $s = 2 \cdot 10^6$  ГэВ.
9. Какой интервал быстрой занимают продукты распада  $\rho$ -мезона?
10. В  $pp$ -столкновении при  $E = 100$  ГэВ образовалось семь заряженных частиц под углами: 1 —  $12^\circ$ ; 2 —  $7^\circ 30'$ ; 3 —  $2^\circ$ ; 4 —  $1^\circ 30'$ ; 5 —  $3^\circ$ ; 6 —  $14^\circ$ ; 7 —  $31^\circ$ . Найти лоренц-фактор симметричной системы и сравнить его с  $\gamma_{с.}$ . Найти точность измерения  $\gamma_{с.}$ . Определить суммарную энергию вторичных частиц, используя среднее значение  $p_{\perp}$ .
11. При распаде  $\pi^0$ -мезона на лету в его собственной системе один из фотонов летит точно назад. Под каким углом вылетает этот фотон в ЛС?
12. Космический корабль со скоростью, близкой к световой, пролетает мимо планеты сферической формы. Какой формы планету увидят космонавты?
13. Оцените максимальную энергию пионизационных частиц при первичной энергии  $10^6$  ГэВ.

14. Чему равен пробег неупругого взаимодействия пионов в атмосфере?
15. Определите отношение сечений взаимодействия  $p\pi$  и  $p\rho$  в кварковой модели, считая кварки независимыми.
16. Определить, как зависит от измеряемой энергии множественность частиц в  $p\rho$ -столкновении, если измерения ведутся у границы атмосферы на экваторе. Энергия первичных частиц определяется методом Кастаньоли в фотоэмульсии ( $\delta \sim 1,5$ ). Результат представить графически.
17. Рассчитать изменение потока энергии адронов в калориметре с глубиной при условии, что единственный источник потерь энергии — это образование  $\pi^0$ -мезонов (см. п. 5.2.5 и 3.13.1).
18. Определить форму спектра толчков  $N_T(E)$ , если спектр адронов описывается формулой (1.27), а сечение взаимодействия адронов с ядрами логарифмически зависит от энергии:  $\sigma_{in} = a + b \ln^2 E_0$  (5.1).
19. Во сколько раз меняется поток первичных космических частиц при изменении энергии от  $10^2$  до  $10^6$  ГэВ?
20. Насколько исказится абсолютная интенсивность космических адронов при  $E = 10^8$  ГэВ, если метод измерения энергии правилен в среднем, а функция разрешения (5.33) имеет  $\delta = 0,83$ ?
21. Пион с импульсом 10 ГэВ сталкивается с протоном. Найти импульс протона в антилабораторной системе координат.
22. Какая доля пионов пройдет слой свинца толщиной 15 см, не испытав неупругого взаимодействия?
23. Сравните ионизирующие способности монополя Дирака (§ 4.5) и ядра жлора.
24. В эксперименте с искровой камерой и калориметром измеряется энергия упавшей частицы и угловое распределение вторичных частиц. Построить распределение отношения  $\ln(\gamma_s/\gamma_c)$  при множественности  $n=10$  для случая статистической модели с изотропным угловым распределением. Как изменится распределение при множественности  $n=4$ ?

## Глава 6. ГАЛАКТИКА И ВСЕЛЕННАЯ

## § 6.1. ВСЕЛЕННАЯ

Полный красок и движения космический спектакль разыгрывается на огромной арене, охватывающей всю доступную нам часть Вселенной. По астрономическим данным, возраст наиболее старых астрономических объектов достигает десятка миллиардов лет. Поэтому если мы очертим мысленно сферу радиусом  $10^{10}$  световых лет, то получим размер области, откуда до нас могут доходить сигналы от таких объектов. Этот размер равен  $c \cdot 10^{10}$  лет =  $10^{28}$  см =  $3,2 \cdot 10^9$  пс ( $1$  пс =  $3,09 \cdot 10^{18}$  см). Видимая часть Вселенной называется Метагалактикой.

Вещество во Вселенной представлено звездами и звездоподобными образованиями, планетами, межзвездным газом, пылевыми облаками и космическими лучами. Межзвездное космическое пространство заполнено магнитными полями ( $B \sim 10^{-8}$  Гс) и пронизано различными электромагнитными излучениями (рис. 6.1). Вещество далеко не равномерно распределено во Вселенной. Звезды собраны в многочисленные галактики, которые образуют скопления численностью от 2—3 до  $10^5$  галактик в каждом. В области радиусом  $10^{26}$  см содержится около  $10^4$  галактик, а среднее расстояние между галактиками  $l \sim 10^{25}$  см.

Сами галактики очень разнообразны по своим свойствам и имеют разные формы. Наша галактика, называемая Млечным Путем или просто Галактикой (с большой буквы), имеет спиральную форму и вместе со своими ближайшими соседями туманностью Андромеды и Большим и Малым Магеллановыми облаками образует Местную группу, в которую входят еще около 20 галактик.

Первой моделью Вселенной была стационарная в пространстве и времени Вселенная, до бесконечности повторяющая строение известной нам области. Однако советский ученый А. А. Фридман, исходя из общей теории относительности Эйнштейна, в 1922 г. обосновал необходимость расширения Метагалактики. Его выводы нашли экспериментальное подтверждение в 1929 г., когда Хаббл показал, что наблюдаемое смещение спектральных линий галактик в красную область может быть результатом доплер-эф-

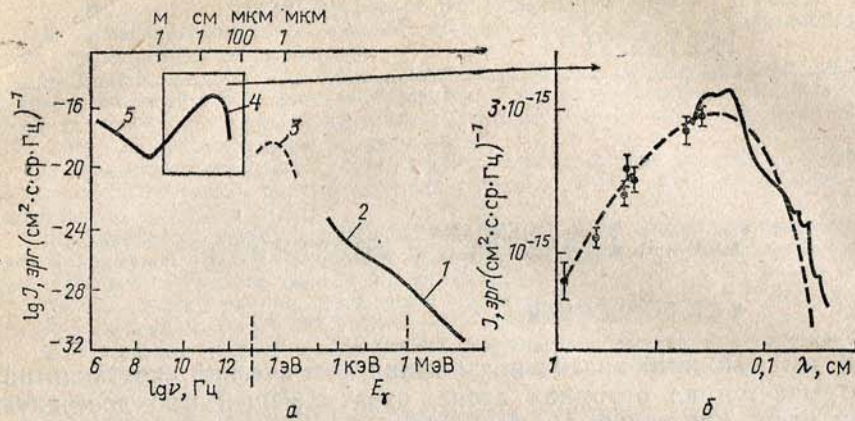


Рис. 6.1. Спектр метагалактического излучения (а) и его участок в микроволновом диапазоне (б) (распределение близко к планковскому с  $T=2,9$  К — пунктирная линия). 1 —  $\gamma$ -излучение, 2 — рентгеновское, 3 — оптическое, 4 — микроволновое, 5 — радиоизлучение

фекта, обусловленного разбеганием галактик со скоростью, пропорциональной расстоянию от наблюдателя до галактики:

$$u = Hg.$$

Постоянная Хаббла  $H=55$  км/с·Мпс не зависит от расстояния  $g$ , но зависит от времени. Если скорость расширения  $u$  постоянна, то возраст Метагалактики равен  $t_0 = r/u = H^{-1} = 1,8 \cdot 10^{10}$  лет.

Если видимая область Вселенной ограничена размерами  $10^{10}$  световых лет, то космические лучи ограничают Земли со значительно меньших расстояний. Путь космических частиц в Метагалактике не является прямолинейным. Хаотические магнитные поля рассеивают частицы, и картина их движения близка к диффузионной, определяемой коэффициентом диффузии  $D = (1/3)lv$  см<sup>2</sup>/с, где  $l$  — пробег между столкновениями, а  $v$  — скорость частицы. Коэффициент диффузии численно равен половине среднего квадрата смещения частицы за единицу времени. Поэтому путь, пройденный частицей при диффузии со скоростью  $v \sim c$  за время  $T$ , равен  $R = \sqrt{2DT}$ . Если принять пробег  $l$  равным, например, расстоянию между галактиками  $l \sim 10^{25}$  см, то для времени  $T = 10^{10}$  лет (время существования Метагалактики) получим  $R_{\text{макс}} = 2,5 \cdot 10^{26}$  см  $= 2,6 \cdot 10^8$  лет. Таким образом, за время существования Метагалактики космические лучи могут дойти до Земли лишь с расстояний  $10^8$  световых лет.

Главной чертой процессов, происходящих в Галактике, является бурное движение. Предполагают, что движение возникло в результате гигантского взрыва, природа которого неизвестна.

В первый момент выделилась огромная энергия при высокой температуре и плотности материи. При расширении Метагалактика остывала и проходила разные стадии [1—2].

В первый момент при  $kT > 10^{18}$  ГэВ существовали только лептоны и переносчики универсального взаимодействия (см. § 2.2). По мере расширения системы температура падала и слабые, электромагнитные и сильные силы разделились. Соответственно материя состояла из кварков, глюонов, лептонов, фотонов. Все они находились в термодинамическом равновесии. При дальнейшем охлаждении кварк-глюонная плазма перешла в адроны. Лептоны при определенной плотности перестали взаимодействовать, электроны и позитроны проаннигилировали, образовались ядра и звезды. Память об этих стадиях жива до наших дней в различных свойствах Вселенной.

В 1965 г. было открыто микроволновое радиоизлучение, заполняющее, по-видимому, всю Метагалактику, на что указывает высокая степень его изотропии. Спектр обладает характеристиками излучения черного тела (распределение Планка) при температуре около 2,9 К ( $\langle h\nu \rangle = \langle E_\nu \rangle \approx 2,5 \cdot 10^{-4}$  эВ) (см. рис. 6.1). Происхождение этого излучения связывают с начальными стадиями эволюции Метагалактики, когда в равновесии с нагретым веществом находилось и электромагнитное излучение. По мере расширения Метагалактики происходило адиабатическое охлаждение излучения, и сейчас оно имеет максимум интенсивности в микроволновом диапазоне. Это излучение является пережитком давно прошедших эпох и получило название реликтового. Существование реликтового излучения — сильный аргумент в пользу нестационарной модели Вселенной, оно имеет большое значение для проблемы распространения космических лучей.

Должно также существовать и реликтовое нейтринное излучение.

## § 6.2. ГАЛАКТИКА И ЗВЕЗДЫ [3]

6.2.1. Галактика. Многие свойства космических лучей определяются процессами, протекающими в нашей Галактике. Состоит она из 100 миллиардов звезд разного возраста и размера. Галактика имеет спиральную структуру в плане, а в поперечном разрезе представляет собой сравнительно населенный звездами диск и почти сферическое (или эллипсоидальное) гало (рис. 6.2) радиусом около 30 кпс. Угол закручивания спиральных «рукавов», где концентрация звезд и вообще вещества больше, чем в промежутках, составляет  $85^\circ$ . Вся спираль вращается, причем на расстоянии 10 кпс от центра (в окрестности Солнца) скорость вращения составляет 200 км/с, а период обращения вокруг центра — 275 млн лет.

Межзвездная среда заполнена газом (главным образом, водородом и гелием) и пылью. Газ и звезды, концентрируются в рукавах Галактики. На расстояниях 5—8 кпс от центра плотность газа достигает 1 атом/см<sup>3</sup>. Во много раз меньше плотность газа между рукавами. Около 3% газа ионизовано. К центру Галактики плотность газа растет. В гало она, наоборот, мала ( $\sim 10^{-2}$  атом/см<sup>3</sup>). Структура газовой составляющей сложна. По-видимому, газ существует в виде холодных плотных облаков размером от 0,1 до 100 пс, внедренных в горячую окружающую среду. В облаках плотность водорода 20—30 атом/см<sup>3</sup>, плотность свободных электронов  $2 \cdot 10^{-2}$  электрон/см<sup>3</sup>, а температура 100 К. Облака занимают несколько процентов объема в плоскости Галактики. Плотность межоблачной среды составляет 0,2 атом/см<sup>3</sup> при температуре  $10^4$  К.

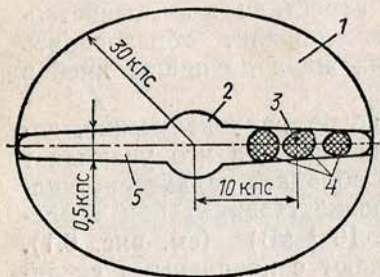


Рис. 6.2. Схематическое изображение Галактики: 1 — гало, 2 — ядро, 3 — солнечная система, 4 — рукава, 5 — диск

Различные методы измерения магнитных полей в Галактике (земановское расщепление и др.) дают сходные значения поля  $B \sim 5 \cdot 10^{-6}$  Гс. Магнитные поля вытянуты вдоль спиральных рукавов (крупномасштабное поле), но на него наложены более мелкие хаотические неоднородности. Эти неоднородности можно представить себе в виде намагниченных облаков различного размера. Плотность энергии магнитного поля в Галактике  $0,6 \times 10^{-12}$  эрг/см<sup>3</sup> близка к плотности космических лучей.

**§.2.2. Солнце.** Солнце — типичная для Галактики рядовая звезда, каких в Галактике 100 миллиардов. Но это наша звезда и мы относимся к ней с особым интересом. Светимость Солнца, определяющая энергетический баланс Земли, равна  $L_c = 3,86 \times 10^{33}$  эрг/с, масса  $M_c = 2 \cdot 10^{33}$  кг, а радиус  $R_c = 7 \cdot 10^{10}$  см. Период обращения Солнца вокруг оси равен 27 суткам. Над видимой поверхностью Солнца — фотосферой — располагается сильно разреженная *хромосфера* (толщина  $14 \cdot 10^3$  км), которая переходит в *корону* — еще более разреженную ионизованную часть атмосферы Солнца, распространяющуюся за орбиту Земли. Иногда на Солнце наблюдаются мощные взрывы (вспышки), сопровождаемые выбросом вещества и выделением энергии до  $10^{33}$  эрг. Небольшие вспышки чаще происходят в периоды максимумов солнечной активности, которые повторяются в среднем через 11 лет. Солнце обладает магнитным полем, влияние которого сказывается до границ солнечной системы. Эту область называют *гелиосферой*.

**6.2.3. Солнце и нейтрино.** Считается, что энергия, излучаемая Солнцем, компенсируется термоядерной реакцией превращения водорода в <sup>4</sup>He, которая происходит в центральной части Солнца ( $R \leq 0,08 R_c$ ). Подобные реакции идут лишь при температуре выше  $10^7$  К. Чтобы энергетическая мощность Солнца соответствовала наблюдаемой, необходима еще более высокая температура. Совсем недавно считалось, что температура в центре Солнца  $T_c \sim 20 \cdot 10^6$  К, но сейчас появились сомнения в этом теоретическом результате. Определив поток нейтрино от Солнца, удалось измерить температуру  $T_c$ . В каждом цикле превращения водорода в гелий образуются два электронных нейтрино. Интенсивность термоядерной реакции, а следовательно, и поток нейтрино очень сильно зависят от  $T_c$ . Например, поток нейтрино с энергией 10—15 МэВ пропорционален  $T_c^{13}$  и является точным «термометром».

Поиск солнечных нейтрино был осуществлен Дэвисом с помощью метода Понтекорво [п. 4.3.1, реакции (4.13)] в глубокой шахте на золотых приисках в шт. Южная Дакота (США) (4200 м водного эквивалента).

**Опыт Дэвиса.** Бак, содержащий в качестве мишени около 600 т тетраэторэтилена C2Cl4 в смеси с известным количеством Ag37, имеет специальную систему трубок, через которую в него засасывается гелий и в виде пузырьков поднимается сквозь жидкость. За минуту через мишень проходит 9000 л гелия. Аргон, в том числе и образованный в реакции (4.13), увлекается гелием в специальную ловушку, где аргон при температуре 77 К адсорбируется, а гелий возвращается обратно в систему. После сложной процедуры очистки аргона от примесей он вводится в маленький пропорциональный счетчик, защищенный от внешних излучений системой антисовпадений. Регистрируются сигналы от распада (4.13а). Эксперимент длился много лет и состоял из отдельных сеансов. После каждого сеанса (около 3 месяцев) проводилась описанная выше процедура извлечения Ag37. Поток нейтрино на Земле мал, так как велико расстояние  $R_1$  от Солнца до Земли. Очевидно, что поток пропорционален  $(4\pi R_1^2)^{-1}$ . Ожидалось, что ежедневно будет регистрироваться около одного нейтрино. В эксперименте обнаружено лишь  $0,34 \pm 0,06$  нейтрино в день. Обычно результат представляют в солнечных нейтринных единицах СНЕ [1 СНЕ =  $10^{-36}$  захватов нейтрино в секунду на 1 атом Ag37 (рис. 6.3)]. Таким образом измеренное значение потока нейтрино в три раза меньше теоретического.

Результат Дэвиса иногда называют «парадоксом солнечных нейтрино». Важность его состоит в том, что парадокс ставит под сомнение современные представления о процессах, происходящих в недрах Солнца. Эксперимент Дэвиса может означать, что температура в центре Солнца значительно ниже, чем ожидалось (не более  $15 \cdot 10^6$  К). Значение вывода можно проиллюстрировать множеством гипотез, которые предложены для объяснения парадокса.

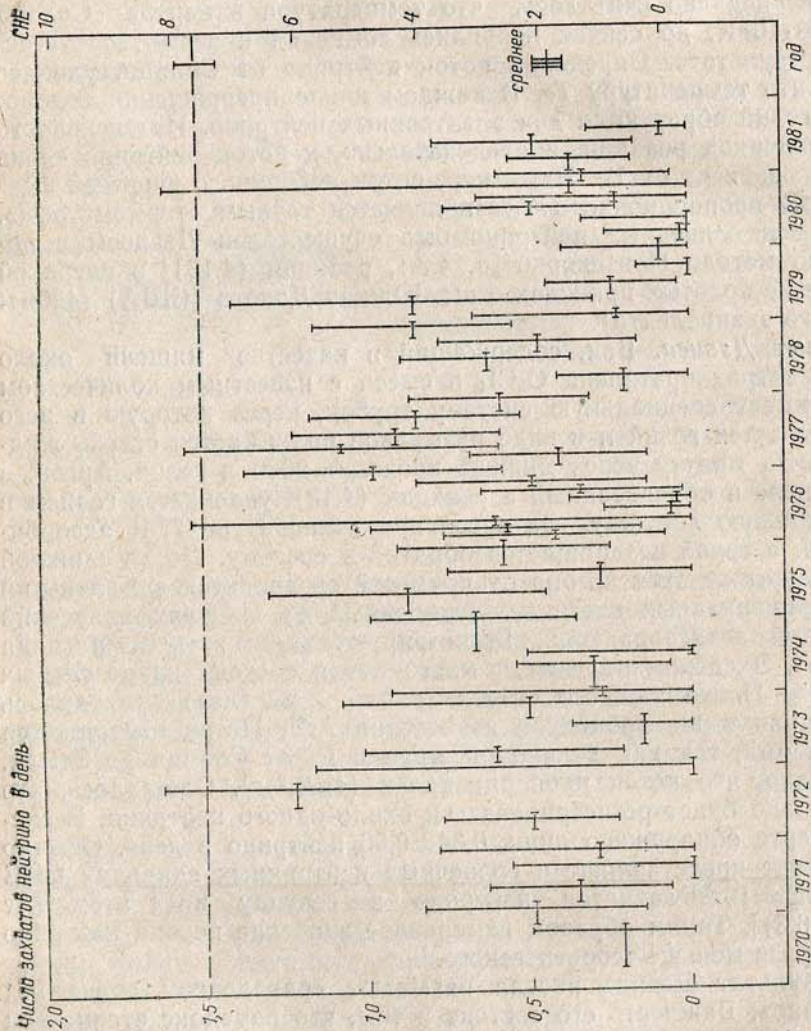


Рис. 6.3. Поток солнечных нейтрино в эксперименте Дэвиса. Штриховая линия — теоретическое предсказание

Можно допустить, что светимость Солнца, которую мы наблюдаем сейчас, из-за относительно низкой теплопроводимости соответствует температуре в прежние отдаленные времена, а нейтрино дает сведения о температуре в данный момент, и эта температура сейчас ниже. Может быть, Солнце неоднородно по своей структуре, и тогда теоретические вычисления потока нейтрино неправильны. Предполагалось, что в центре Солнца аномально много  $^3\text{He}$  или энергия не имеет термоядерной природы. Высказывалось предположение, что низкое значение потока нейтрино обусловлено осцилляциями — превращением электронных нейтрино в мюонные (см. п. 4.1.2) или существованием нового типа взаимодействий нейтрино. Практически нельзя наблюдать нейтрино, возникающие в других звездах типа Солнца: число нейтрино в них того же порядка, что и на Солнце, а расстояния много больше.

6.2.4. Сверхновые звезды [4]. Один раз в несколько десятков лет в Галактике происходит феномен, получивший название вспышки сверхновой звезды. Китайские астрономы неоднократно отмечали такие явления. В 1054 г. один из них, Янг Вейтэ, записал в летописи, что наблюдал звезду-гостью, блеск которой был сравним с блеском Луны. Современным астрономам удалось отождествить этот объект с Крабовидной туманностью, находящейся на расстоянии 6000 световых лет, и изучить многие ее свойства (рис. 6.4).

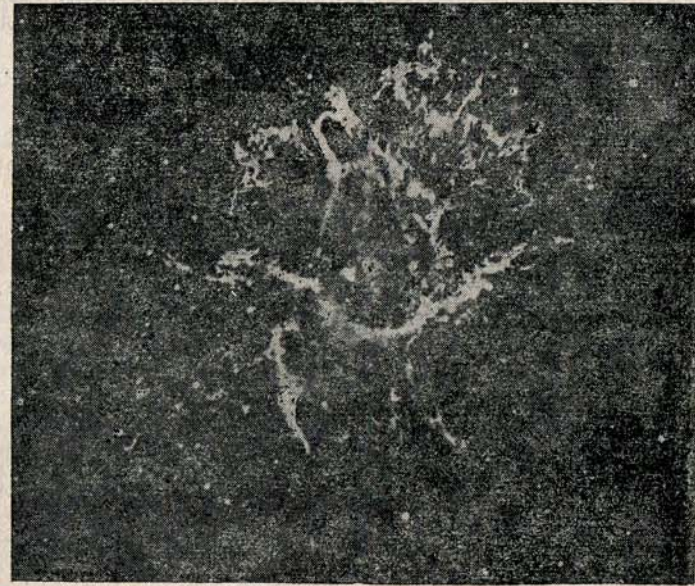


Рис. 6.4. Крабовидная туманность

Еще более грандиозное явление было зафиксировано в 1937 г., когда в галактике IC4182 вспыхнула сверхновая, яркость которой была в 100 раз больше, чем яркость галактики! С тех пор наблюдалось еще несколько случаев вспышек в ближайших галактиках.

23 февраля 1987 г. вспышка сверхновой была зарегистрирована в одной из ближайших к нам галактик — Большом Магеллановом облаке, на расстоянии 160 тысяч световых лет (сверхновая 1987А). Наряду с наземными станциями за этой вспышкой ведутся наблюдения с космических аппаратов, в том числе с помощью рентгеновских и ультрафиолетовых телескопов советского спутника «Астрон».

Светимость сверхновых необычайно велика и доходит до  $3 \times 10^{43}$  эрг/с (ср. со светимостью Солнца!), а выделяемая за время вспышки энергия приближается к  $10^{50}$  эрг. В течение нескольких месяцев звезды постепенно угасают. Однако на протяжении сотен лет удается наблюдать остатки их вспышек. В результате взрыва звезда как бы сбрасывает свою наружную оболочку, а центральная часть сжимается под действием гравитации, образуя пульсар (см. ниже). Скорость разлета частей оболочки достигает  $(1 \div 10) 10^3$  км/с. В конце концов оболочка рассеивается. В оболочках сверхновых имеются значительные магнитные поля. Так в Крабовидной туманности поля должны составлять  $10^{-3}$  Гс. Наличие такого поля позволило И. С. Шкловскому в 1953 г. интерпретировать часть оптического и радиоизлучения сверхновых как синхротронное (см. п. 3.4.6). Обнаружение поляризации излучения окончательно подтвердило такое объяснение. Энергии электронов, как показывают расчеты, заключены в пределах  $10^{-1} - 10^6$  ГэВ, и их излучение образует единый спектр от радиодиапазона до ультрафиолета и даже  $\gamma$ -излучения. Таким образом, Крабовидная туманность (и другие остатки вспышек сверхновых) начинены космическими лучами (см. гл. 10).

Предполагают, что в процессе эволюции звезд по мере термоядерного выгорания водорода начинаются реакции синтеза более тяжелых элементов вплоть до железа, а температура в центре звезд достигает  $3 \cdot 10^9$  К. На этом энергетические ресурсы ядерной реакции исчерпываются, и гравитационные силы, не уравновешенные тепловой энергией, стягивают вещество звезды к центру, и его плотность увеличивается. Процесс, называемый *гравитационным коллапсом*, быстро нарастает. При определенных условиях наружная оболочка коллапсирующей звезды, состоящая из ядер легких элементов, сбрасывается, а внутренняя железная часть испытывает «нейтронизацию». При увеличении давления становятся возможными реакции поглощения электронов протонами  $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$ . Железо при этом превращается в марганец  $Fe + e^- \rightarrow Mn + \nu_e$  и т. д. В итоге все вещество будет состоять из нейтронов и лишь на поверхности сохранится железная оболочка. Ней-

тронизация сопровождается мощной вспышкой нейтринного излучения длительностью 0,01—0,03 с. Наблюдение вспышек нейтринного излучения позволит выяснить многие особенности протекания гравитационного коллапса.

23 февраля 1987 г. в момент вспышки сверхновой в Магеллановом облаке «пакет» из пяти нейтрино был зарегистрирован с помощью советско-итальянского нейтринного детектора, расположенного на глубине 5200 м водного эквивалента в тоннеле под горой Монблан в Альпах. Почти одновременно наблюдались нейтринные события на Баксанской станции и в Японии. Дальнейший анализ результатов должен показать, действительно ли зарегистрирован нейтронный коллапс или произошло случайное совпадение событий.

Если масса  $\nu_e$  не равна нулю, возникает сдвиг во времени прихода нейтрино различных энергий из-за отличия их скорости от скорости света. Фиксируя моменты прихода нейтрино, можно уточнить массу  $\nu_e$ .

**6.2.5. Пульсары.** Как правило, нейтронные звезды имеют большой магнитный момент и вращаются с большой скоростью. Это создает условия для появления пульсирующего радиоизлучения. Сейчас уже известно более сотни пульсаров. Частота мерцания их очень велика — от 2 до 200 Гц, что указывает на маленькие размеры пульсаров (радиус 10—30 км), а их масса сравнима с массой Солнца. Напряженность магнитного поля на поверхности пульсаров чудовищно велика ( $10^{12}$  Гс). Вращающиеся магнитные поля пульсаров могут ускорять частицы до очень больших энергий.

### § 6.3. КВАЗАРЫ И РАДИОГАЛАКТИКИ

Многочисленные астрономические объекты светятся не только в оптическом диапазоне длин волн, но и в радиодиапазоне. Таким свойством обладает и наша Галактика. Однако существует целая группа необычных объектов, отличающихся тем, что значительная доля всей мощности излучения приходится на радиодиапазон.

У обычных галактик излучаемая радиомощность составляет  $10^{38}$  эрг/с, что в миллион раз меньше мощности, рассеиваемой в оптическом диапазоне, причем излучение исходит как из диска, так и из гало. Во многих радиогалактиках излучение локализовано в источнике относительно небольшого размера, но в общем структура излучающих областей в радиогалактиках бывает и сложной (например, двойные радиосточники).

Излучение радиогалактик имеет синхротронную природу и возникает из-за свечения электронов, движущихся в магнитных полях  $B = (10^{-5} \div 10^{-4})$  Гс. Полная энергия электронов должна

быть  $10^{58}$ — $10^{60}$  эрг. Какие процессы приводят к накоплению таких частиц и поддержанию мощности излучения, пока неясно. Однако огромная энергия радиогалактик заставляет подозревать, что они могут иметь отношение к проблеме ускорения космических частиц до очень высоких энергий.

Изучение радиоизлучения позволило обнаружить и совсем необычные объекты, получившие названия квазизвездных объектов или квазаров. Все они удалены на предельно большие расстояния и встречаются редко. Их в  $10^7$  раз меньше, чем обычных галактик. Основная часть свечения квазаров выходит из области размером  $10^{15}$  см (ср. с размерами солнечной системы 100 АЕ), а мощность излучения достигает  $10^{47}$  эрг/с. Имеются данные, свидетельствующие о том, что высокая активность квазаров продолжается сотни тысяч лет. Это означает, что выделившаяся энергия достигает  $10^{60}$  эрг.

Делалось много попыток интерпретировать эти загадочные объекты. С точки зрения рассматриваемых в данной книге вопросов квазары являются потенциальными генераторами космических лучей.

### Вопросы и задачи

1. Предположим, что в центре Галактики оптическим методом зафиксирована вспышка сверхновой. В результате ядерных процессов возник импульс нейтрино. Нейтрино с  $E_\nu \sim 10$  МэВ зарегистрированы на подземных станциях для исследования нейтрино через  $10^{-1}$  с после нейтрино с  $E_\nu \sim 30$  МэВ. Оцените массу нейтрино.
2. Сколько времени может существовать в гало протон с энергией 100 ГэВ, пока не потеряет энергию? То же самое для 100 МэВ.
3. Каков радиус кривизны траектории протона с энергией  $10^8$  ГэВ вблизи поверхности пульсара?
4. От галактики с магнитным полем  $10^{-6}$  Гс зарегистрировано синхротронное радиоизлучение в интервале частот  $10^8$ — $10^9$  Гц. Электроны каких энергий создают это излучение?
5. Считается, что энергия Солнца черпается из реакции превращения водорода в гелий. Независимо от механизма этих превращений в каждом цикле  $4p \rightarrow {}^4\text{He}$  образуются два нейтрино со средней энергией  $E_\nu$  (зависящей от типа реакции). В одном из вариантов водородного цикла  $E_\nu = 7,49$  МэВ. Определить поток нейтрино на Земле, возникших в этом цикле. (Указание: использовать величину светимости Солнца, см. п. 6.2.2.)
6. Плотность вещества в Метагалактике равна в среднем  $7 \cdot 10^{-30}$  г/см<sup>3</sup>. Допустим, что вся энергия Метагалактики сосредоточилась в двух протонах. Чему равно сечение взаимодействия таких протонов, если зависимость сечения от энергии такая же, как при энергии  $10^2$ — $10^5$  ГэВ (см. гл. 5)?
7. Оцените разность квадратов масс нейтрино, если парадокс солнечных нейтрино объясняется осцилляциями. Угол смешивания считать максимальным.

## Глава 7. ГАЛАКТИЧЕСКОЕ КОСМИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

### § 7.1. ОСНОВНЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Космические лучи представляют собой поток ядер атомов, большей частью протонов, зародившихся и ускоренных до высоких энергий в космических объектах или в космическом пространстве. Практически под космическими лучами обычно понимают частицы с энергией выше нескольких сот МэВ. Однако с ними тесно связаны и частицы значительно меньших энергий — субкосмические, а также рентгеновское и  $\gamma$ -излучение и нейтрино.

Важнейшими свойствами галактического излучения являются его ядерный состав и энергетический спектр.

При энергиях  $E_0 \sim 0,1$ — $10^5$  ГэВ эти характеристики космических лучей в околосолнечном пространстве могут изучаться непосредственно с помощью приборов, установленных на космических аппаратах. При  $E_0 > 10^5$  ГэВ спектр и состав восстанавливаются (часто со значительными трудностями и неопределенностями) по вторичным процессам, которые вызваны в атмосфере Земли космическими частицами.

Информация, полученная во всех этих экспериментах, относится к космическому излучению в пределах солнечной системы (гелиосферы), где деятельность Солнца искажает первоначальные свойства космических лучей. Но и за пределами гелиосферы спектр космических частиц отличается от спектра *первичных* космических лучей в источниках: проходя через галактику, частицы взаимодействуют с межзвездной средой и их свойства меняются. Изучение химического состава и энергетического спектра позволяет с помощью определенных моделей восстановить первичный спектр и состав.

### § 7.2. ЯДЕРНЫЙ СОСТАВ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ («КОСМОХИМИЯ»)

**7.2.1. Методы изучения ядерного состава.** «Космохимический» аспект вскрывает интереснейшее свойство космического излучения — его ядерный и изотопный состав. Космические лучи являются составной частью материи в известной нам области Вселенной, поэтому они должны в значительной степени повторять средний элементный состав галактик, звезд, других форм вещества, и различные аномалии состава указывают на особенности рождения и распространения космического излучения.

Определение заряда первичных ядер основано на резкой зависимости их ионизирующей способности от  $z$ . В большинстве случаев в экспериментах использовались фотоэмульсионная методика, тонкие сцинтилляторы или черенковские счетчики. Для обна-

ружения очень тяжелых ядер применяется метод, основанный на «прожигании» пластических материалов тяжелыми ядрами (см. § 4.5). Энергию первичного ядра можно оценить по величине электрон-фотонного каскада или методом Кастаньоли в фотоэмульсии, либо ионизационным калориметром, например, в установке «Протон» (см. рис. 5.2, а) на спутнике или баллонах (аэростатах). В работе группы американских физиков из Беркли для измерения импульса был использован сверхпроводящий магнит с многонитными искровыми камерами и сцинтиллятор для определения заряда.

Значительно труднее измерить изотопный состав ядер в космических лучах, так как для этого необходимо и определить массу частиц (§ 3.14).

При сравнительно небольших энергиях сопоставление потерь энергии со скоростью, измеряемой черенковским счетчиком, позволяет вычислить массу. В эксперименте, выполненном американскими физиками на аэростате для измерения скорости, применялся газовый черенковский счетчик высотой 1,4 м, а для фиксации импульса — геомагнитное поле. Над Гавайями, где проводился эксперимент, пороговая жесткость (см. п. 1.2.7)  $\xi = 12$  ГВ, что соответствует разным кинетическим энергиям изотопов  ${}^3\text{He}$  и  ${}^4\text{He}$  ( $T = 7,6$  и  $5,5$  ГэВ/нуклон соответственно). Порог черенковского счетчика был установлен  $T_n = 3,7$  ГэВ/нуклон. Амплитуда световой черенковской вспышки зависит от скорости (см. 3.21)). Очевидно, что в интервале  $3,7 < T < 5,5$  ГэВ/нуклон вспышек быть не должно, при  $5,5 < T < 7,6$  ГэВ/нуклон регистрируются ядра  ${}^4\text{He}$ , а при  $T > 7,6$  ГэВ/нуклон — смесь  ${}^4\text{He} + {}^3\text{He}$ . Этим методом было найдено, что при  $\xi = 12$  ГВ доля  ${}^3\text{He}$  составляет около 10%. В целом изотопный состав изучен пока недостаточно.

**7.2.2. Ядерный состав космических лучей.** Первые опыты по исследованию состава космических лучей были выполнены с помощью фотоэмульсий Братом, Питерсом и др. в 1948 г. На рис. 7.1 состав космических частиц вблизи Земли сравнивается с химическим составом Солнечной системы (содержание элементов на Солнце и в метеоритах). Графики нормированы так, что содержание водорода на Солнце приравнено к его содержанию в космических лучах. На фоне общего подобия элементного состава резко выделяется различие в области ядер группы Li, Be, B, которые очень редки в Солнечной системе (а также в других звездах и Галактике в целом) и хорошо представлены в космических лучах. Это же относится и к другим относительно редким ядрам ( ${}^{21}\text{Sc}$ ,  ${}^{22}\text{Ti}$ ,  ${}^{23}\text{V}$  и пр.).

Итак, видно, что по своим свойствам ядра разбиваются на группы и поэтому нет нужды рассматривать поведение ядер с каждым  $z$  отдельно. Объединим их, как это принято, в определенные группы. Первое деление, лишь приблизительно учитывающее сходство поведения ядер, основано на формальном призна-

ке — величине  $z$  (табл. 7.1). В группу  $L$  (легкие ядра) входят редкие ядра, почти отсутствующие в звездах, но имеющиеся в космических лучах, в группу  $M$  — ядра средней атомной массы. Их доля одинакова в космических лучах и во Вселенной. В группы  $H$  и  $VH$  попадают как редкие во Вселенной, так и обычные ядра. До настоящего времени зарегистрировано лишь несколько

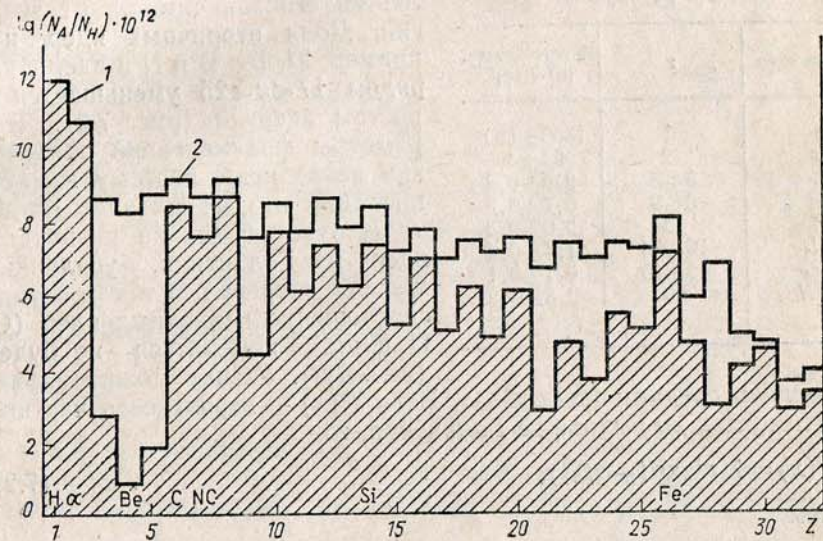


Рис. 7.1. Химический состав космических лучей при энергиях  $E \sim 4$  ГэВ/нуклон. 1 — Галактика; 2 — космические лучи (нормировано по содержанию водорода)

ядер с  $z \geq 90$ . В дальнейшем станет ясно, что общностью происхождения обладают ядра различных групп, редкие в звездах и относительно хорошо представленные в космических лучах. Во многих моделях источниками космических лучей являются звезды того или иного типа, и *первичные* космические лучи имеют тот же состав, что и звезды. Однако по мере движения через межзвездную материю первичные космические ядра претерпевают изменения. В частности, сталкиваясь с ядрами межзвездного водорода, они расщепляются (фрагментируют, см. п. 5.6.2), образуя целый набор разнообразных ядер, в том числе и редкие в источниках *вторичные* ядра (Li, Be, B, Sc, V и др.). Как можно установить из рис. 7.1, ядер группы  $L$  в составе звезд в  $10^6$  раз меньше, чем ядер группы  $M$ . В космических лучах это соотношение равно

$$N_L/N_M = (2 \pm 0,3) / (6,7 \pm 0,3) = 0,30 \pm 0,05. \quad (7.1)$$



Зная вероятность фрагментации ядер (табл. 5.8—5.9), из соотношения (7.1) можно оценить время жизни (возраст) космических ядер (см. § 10.4). Оказывается, что до попадания на Землю ядра проходят около  $5 \text{ г/см}^2$  вещества.

Таблица 7.1

Состав первичного космического излучения при энергии  $E > 2,5 \text{ ГэВ/нуклон}$

Группа ядер	$z$	Интенсивность, $(\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср})^{-1}$
$p$	1	$1300 \pm 100$
$\alpha$	2	$94 \pm 4$
$L$	$3 \div 5$	$2,0 \pm 0,3$
$M$	$6 \div 9$	$6,7 \pm 0,3$
$H$	10	$2,0 \pm 0,3$
$H_1$	$10 \div 14$	$1,4 \pm 0,4$
$H_2$	$15 \div 19$	$0,1 \pm 0,1$
$VH$	20	$0,5 \pm 0,2$

характеризовать средним пробегом  $\lambda_e$ . Если  $P(x)$  — вероятность частице пройти путь  $x$  до выхода из Галактики, то

$$P(x) = \lambda_e^{-1} \exp(-x/\lambda_e), \quad (7.2)$$

причем

$$\lambda_e = 7,9 \text{ г/см}^2, \quad \xi < 5,5 \text{ ГВ};$$

$$\lambda_e = 2,2 \cdot \xi^{-0,6} \text{ г/см}^2, \quad \xi > 5,5 \text{ ГВ}. \quad (7.3)$$

В области энергий более  $10^3 \text{ ГэВ}$  имеются в основном только косвенные данные о ядерном составе космического излучения. Для анализа химического состава используются данные о соотношении числа  $\mu^+$  и  $\mu^-$ , а также о флуктуациях числа мюонов в широких атмосферных ливнях. Соответствующие эксперименты рассмотрены ниже (см. § 12.7, 12.10). Отметим лишь, что большинство физиков, занимающихся этой проблемой, считают, что вплоть до энергий  $10^6 \div 10^7 \text{ ГэВ}$  в первичном излучении присутствуют как протоны, так и ядра.

Ориентировочный ядерный состав космического излучения при энергиях выше  $0,1 \text{ ТэВ}$  дан в табл. 7.2 (энергии частиц даны в расчете на ядро —  $\mathcal{J}_\alpha^*$ ).

\* Соотношения интенсивностей при одинаковых энергиях на нуклон ( $\mathcal{J}_\alpha$ ) будут иные  $\mathcal{J}_\alpha(A_1)/\mathcal{J}_\alpha(A_2) = \mathcal{J}_\alpha(A_1)/\mathcal{J}_\alpha(A_2) (A_2/A_1)^\gamma$ , где  $\gamma$  — показатель спектра.

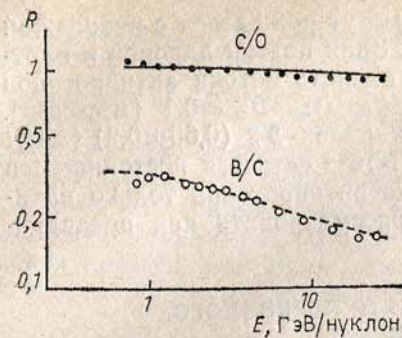


Рис. 7.2. Зависимость химического состава от энергии по измерениям на спутнике HEAO-3,  $R$  — отношение потока ядер

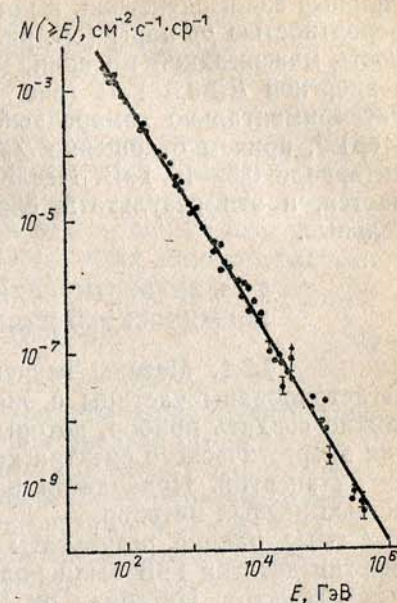


Рис. 7.3. Энергетический спектр первичных космических частиц по измерениям на станциях «Протон»

**7.2.3. Антипротоны.** Антипротоны были обнаружены в космических лучах в 1979 г. и загадали очередную загадку. Если антизвезды не существуют, то источником антипротонов являются

Таблица 7.2

Интенсивность ядер космического излучения в области высоких энергий  $(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{ГэВ})^{-1**}$

Частицы	Энергия, ТэВ		
	$0,1 \times 10^{-7}$	$1,0 \times 10^{-9}$	$10 \times 10^{-11}$
$p$	$56 \pm 5$	$11,5 \pm 3,5$	$1,90 \pm 0,40$
He	$34 \pm 3,1$	$6,25 \pm 0,62$	$0,98 \pm 0,26$
B	$0,56 \pm 0,01$	$0,10 \pm 0,04$	$0,01 \pm 0,01$
C, N, O	$12,6 \pm 1,0$	$3,44 \pm 0,36$	$1,07 \pm 0,37$
$10 < z < 16$	$8,6 \pm 1,2$	$3,55 \pm 0,55$	$0,6 \pm 0,3$
$17 < z < 20$	$0,61 \pm 0,08$	$0,30 \pm 0,07$	$0,08 \pm 0,03$
$21 < z < 25$	$0,37 \pm 0,07$	$0,35 \pm 0,07$	$0,07 \pm 0,02$
$26 < z < 30$	$1,47 \pm 0,25$	$2,05 \pm 0,43$	$0,98 \pm 0,52$
Сумма	$114,2 \pm 6,1$	$27,54 \pm 3,64$	$5,75 \pm 0,85$

\*\* Erlykin D. // 9th European cosmic ray symposium. Koshice, 1984. P. 159—172.

сильные взаимодействия, в которых могут рождаться с небольшой вероятностью  $p\bar{p}$ -пары (см. рис. 5.6). Зная потоки адронов и плотность межзвездной материи, можно оценить потоки антипротонов с энергией  $E \geq 0,5$  ГэВ (вне гелиосферы):  $\mathcal{J}_{\bar{p}} \sim 0,1$  ( $\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср}$ ) $^{-1}$ . Экспериментально измеренный поток равен  $\mathcal{J}_{\bar{p}}$  ( $0,65 \pm 0,2$ ) ( $\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср}$ ) $^{-1}$ , причем отношение  $\mathcal{J}_{\bar{p}}/\mathcal{J}_p \sim 3 \cdot 10^{-4}$  остается постоянным в интервале 0,5—10 ГэВ. Исследование антипротонов только начинается, и эти результаты следует рассматривать как предварительные.

### § 7.3. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ПЕРВИЧНОГО КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

**7.3.1. Методы изучения.** В космическом излучении зарегистрированы частицы с энергией от  $10^{-3}$  до  $10^{11}$  ГэВ. Невозможно создать прибор, который был бы пригоден для исследования энергетического спектра космических частиц во всем диапазоне их энергий. Приходится исследовать спектр по частям с помощью разных методов.

Самые ранние результаты о спектре космических частиц до энергии десятки ГэВ были получены с использованием геомагнитных эффектов. Интервал от 10 до  $10^6$  ГэВ исследовался с помощью ионизационных калориметров, установленных на спутниках или баллонах.

Интенсивность частиц с энергией выше  $10^6$  ГэВ столь мала, что создание приборов достаточной светосилы уже встречает технические трудности. Но и в этом случае используется метод, близкий к калориметрическому. Первичная частица с энергией более  $10^5$  ГэВ создает в атмосфере электрон-ядерный каскад — широкий атмосферный ливень. Соотношение  $t$ -единицы и ядерного пробега взаимодействия в атмосфере такое ( $t \approx \lambda/2$ ), что каскады от отдельных взаимодействий сильно перекрываются и усредняются. Поэтому, измеряя число частиц на каком-то одном уровне в глубине атмосферы, можно восстановить весь каскад и, следовательно, определить его энергию. В этом методе (подробнее см. гл. 12) атмосфера выступает как поглотитель гигантского калориметра. Другой интегральный метод определения энергии в «атмосферном калориметре» состоит в измерении черенковской вспышки, вызываемой широким атмосферным ливнем.

**7.3.2. Общая картина.** Многочисленные эксперименты, выполненные методами, которые описаны выше, позволили установить общие закономерности спектра космических частиц, хотя относительно отдельных деталей еще продолжаются дискуссии.

Главной особенностью распределения космических частиц по энергиям является резкое уменьшение интенсивности с ростом энергии. В интервале энергий от 10 до  $10^6$  ГэВ интегральная интенсивность (т. е. число частиц с энергией выше заданной) сни-

жается в 50 раз при изменении энергии на порядок. Этот результат можно аналитически описать степенной функцией

$$\mathcal{J}(E_0) dE_0 = A E_0^{-\gamma} dE_0, \quad (7.4)$$

причем в очень широком интервале высоких энергий  $\gamma = 2,75$  (до  $10^6$  ГэВ). Наиболее существенный результат получен в экспериментах с ионизационными калориметрами на орбитальных космических станциях «Протон», созданных в Советском Союзе. Спектр космических частиц, полученный в этих опытах, показан на рис. 7.3. Прямая линия, проведенная через точки, имеет вид

$$\mathcal{J}(E_0) = (2,0 \pm 0,2) E_0^{-2,75 \pm 0,03} (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{ГэВ})^{-1}. \quad (7.5)$$

Этот результат был подтвержден и в других работах.

Второй важной особенностью спектра является значительное изменение его наклона до  $\gamma = 3,2 \pm 0,1$  при энергии выше  $(1 \div 3) \times 10^6$  ГэВ, обнаруженное в экспериментах, которые были выполнены под руководством С. Н. Вернова и Г. Б. Христиансена в МГУ, а позднее подтверждены экспериментами Кларка в США, Фукуи и др. в Японии, а также результатами, полученными на спутнике «Протон-4». Интегральный спектр \* первичного излучения, учитывая (7.4), имеет вид

$$\mathcal{J}( > E) = \int_E^{\infty} A E_0^{-\gamma} dE_0 = A E^{-\gamma+1} / (\gamma-1) (\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср})^{-1}.$$

Изменение наклона особенно ярко проявляется, если спектр изобразить в специальном масштабе, выбранном так, что при  $E < 10^6$  ГэВ спектр выглядит как горизонтальная линия. Для этого по оси ординат нужно откладывать величину  $\mathcal{J}( > E) E^{\gamma-1} = A / (\gamma-1)$ , где  $\gamma = 2,74$ . В разных экспериментах получены разные показатели. Поэтому для процедуры «спрямления» спектра используют величину  $\gamma = 2,5$  (рис. 7.4, на котором отчетливо видно изменение наклона спектра).

Если мы рассмотрим предельно большие энергии ( $E_0 > 10^9$  ГэВ), то заметим новое изменение наклона: спектр имеет тенденцию вернуться к прежнему значению  $\gamma \approx 2,7$  \*\*. Предельные измеренные энергии космических частиц достигают значения  $2 \cdot 10^{11}$  ГэВ. Эта фантастически большая энергия ( $10^8$  эрг = 10 Дж!) говорит о существовании грандиозных космических ускорителей и бросает вызов человеческому разуму. Но не только непостижимо большая величина предельных энергий космических лучей обратила вни-

\* Следует помнить, что близкие точки на интегральном спектре зависимы друг от друга и статистические погрешности каждой точки не отражают достоверность экспериментального результата в целом. Как правило, при анализе экспериментальных данных следует использовать дифференциальный спектр.

\*\* Относительно этого результата продолжаются дискуссии.

мание ученых на этот участок спектра. Существуют аргументы, согласно которым столь больших энергий в космических лучах быть не должно (см. п. 7.3.3).

Не следует думать, что вопрос о спектре первичного излучения уже решен окончательно. Достаточно бросить общий взгляд на рис. 7.4 чтобы убедиться в разногласии результатов, полученных разными методами. Так, в области  $10^6$  ГэВ не «стыкуются» кало-

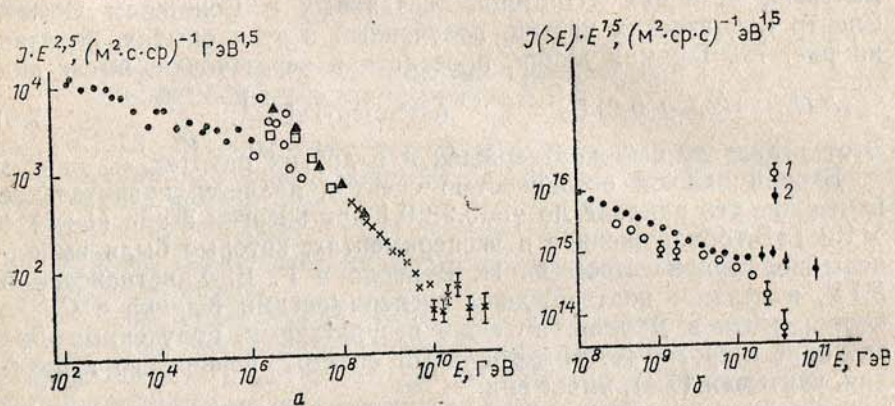


Рис. 7.4. Спектр адронов первичного космического излучения в широком интервале энергий (суммарные данные, полученные разными авторами и разными методами) (а) и спектр в области реляктивного обрезания (б). 1 — Якутск, 2 — Хавера Парк

риметрические данные и данные эмульсионных камер, а в области  $10^9$  ГэВ значительно расходятся результаты, полученные разными группами. Дискутируется также вопрос о существовании второго изменения наклона спектра в области  $10^9$  ГэВ. Потребуется еще значительные усилия для ликвидации всех разногласий, однако общие выводы о степенном характере спектра и существовании изменения наклона при энергии, равной  $3 \cdot 10^6$  ГэВ, кажутся правильными\*.

**7.3.3. Реликтовое излучение и верхняя граница спектра [1].** Наша Вселенная заполнена электромагнитным излучением различных длин волн. Измерения показали высокую степень изотропии излучения (анизотропия менее 0,1%). Такое излучение называется фоновым. Спектр фонового излучения показан на рис. 6.1. Особую роль играет микроволновое реликтовое излучение на длинах волн от десятков сантиметров до долей миллиметра. Плотность реликтового излучения составляет около 400 фотон/см<sup>3</sup>, а плот-

\* За исследования первичного космического излучения в 1982 г. группа советских ученых Н. Н. Ефимов, Г. Т. Зацепин, Д. Д. Красильников, С. И. Никольский, Д. В. Скобельцын, Г. Б. Христиансен были удостоены Ленинской премии.

ность энергии  $w_r \sim 0,25$  эВ/см<sup>3</sup>. Это значительно больше плотности энергии оптических, рентгеновских или  $\gamma$ -фотонов и сравнимо с плотностью энергии космических лучей.

Грейзен и независимо Г. Т. Зацепин и В. А. Кузьмин высказали предположение о том, что существование реликтового излучения может привести к обрезанию спектра космических адронов в области энергий выше  $10^{10}$  ГэВ из-за потерь энергии протонов на образование пионов при столкновениях с фоновыми фотонами.

Перейдем в более привычную систему координат, в которой покоится протон. Энергия фотона в этой системе координат [см. формулу (2.13)]

$$\epsilon_\tau = \gamma \epsilon_\tau^0 (1 - \beta \cos \theta) \approx (1 + 2) \gamma \epsilon_\tau^0, \quad (7.6)$$

где  $\epsilon_\tau^0$  — энергия фотона в системе координат, связанной с наблюдателем;  $\gamma$  и  $\beta$  — лоренц-фактор и скорость протона в той же системе;  $\theta$  — угол между направлением движения протона и фотона. Подставив в (7.6) порог фоторождения пионов  $\epsilon_{\min} \approx 145$  МэВ, найдем лоренц-фактор протона, при котором начнется фоторождение пионов:

$$\gamma_{\min} = \epsilon_{\min} / 2\epsilon_\tau^0 \approx (0,07/\epsilon_\tau^0) \text{ ГэВ}.$$

При максимальной энергии реликтового излучения  $\epsilon_\tau^0$ , соответствующей частоте  $10^{12}$  Гц ( $\epsilon_\tau^0 = 4,1 \cdot 10^{-3}$  эВ),  $\gamma_{\min} \approx 1,75 \cdot 10^{10}$  и  $E_p = m_p \gamma_{\min} = 1,5 \cdot 10^{10}$  ГэВ. Таким образом, начиная с энергии  $10^{10}$  возникает поглощение протонов из-за фоторождения пионов. При энергиях фотонов (7.6), равных  $\epsilon_{\min} \sim 150$  МэВ, сечение фоторождения хорошо известно. Зная плотность фотонов (и сечение  $\sigma_{\tau p}$ ) (§ 4.3), можно вычислить пробег взаимодействия протонов, или среднее время, между столкновениями протонов с фотонами:  $\tau = \lambda/c \approx 10^7$  лет. Поэтому если время жизни протонов больше этой величины, то столкновение с реликтовыми фотонами приведет к обрезанию первичного спектра на энергии  $(1 \div 5) \cdot 10^{10}$  ГэВ.

Еще более низкий порог ( $\epsilon_{\min} \sim 10$  МэВ) имеет процесс фоторасщепления первичных ядер. Поэтому, начиная с энергии  $10^9$  ГэВ, первичное излучение должно обедняться ядрами.

Долгое время казалось, что реликтовое обрезание спектра отсутствует (рис. 7.4, а). Это ставило серьезную проблему, так как время жизни космических лучей  $\tau > 10^7$  лет (см. п. 10.4.4). Однако измерения, выполненные на установке по изучению широких атмосферных ливней в Якутске, дали результат, не противоречащий существованию реликтового обрезания (рис. 7.4, б). Расхождения результатов измерений в Хавера Парк и Якутске обусловлены разными методами измерений и вычисления энергии (см. § 12.12).

### § 7.4. ЭЛЕКТРОНЫ В ПЕРВИЧНОМ КОСМИЧЕСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ

**7.4.1. Спектр и интенсивность электронов.** Идентификация электронов проводится главным образом по электромагнитным каскадам. Аппаратура включает свинцовые пластинки, в которых развивается каскад, сцинтилляционные или черенковские счетчики для регистрации частиц, а энергия определяется по числу частиц в максимуме каскада (3.46). Дополнительные устройства позволяют уменьшить или исключить фон от ядерных взаимодействий. Эксперименты ставятся на баллонах или спутниках.

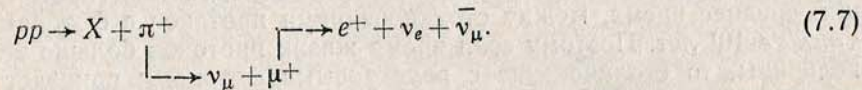
В области энергий ниже 1 ГэВ интенсивность электронов и их энергетический спектр сильно зависят от времени, меняясь с солнечной активностью. В области энергий около 10 ГэВ наклон спектра электронов увеличивается (рис. 7.5, а). При  $E > 10$  ГэВ интенсивность электронов можно аппроксимировать степенной функцией\*.

$$J_e(E) \simeq 500 E^{-3,25 \pm 0,20} (\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{ГэВ})^{-1},$$

однако в области высоких энергий разброс результатов велик.

Нетрудно убедиться, что при одинаковых энергиях интенсивность электронов в  $10^2$  раз меньше, чем протонов и ядер, и соответственно в  $10^2$  раз меньше плотность энергии электронов в окрестностях Земли ( $w_e \sim 10^{-2}$  эВ/см<sup>3</sup>).

**7.4.2. Электроны и позитроны.** Отношение  $e^+/e^-$  имеет значение для проблемы происхождения космических электронов. В частности, позитроны появляются в результате ядерных взаимодействий, например



Определение заряда частиц проводится с помощью магнитов, поднимаемых на баллонах к границе атмосферы. Группа физиков из Беркли получила следующий результат при энергии 1 ГэВ:

$$e^+/e^- = 0,08 \pm 0,02.$$

Данные этой группы, а также результаты других групп, представленные на рис. 7.5, б, иллюстрируют относительно небольшой вклад реакции (7.7) в механизм рождения электронов.

**7.4.3. Электроны и Галактика.** В § 3.4 рассмотрен механизм синхротронного излучения электронов в магнитных полях. Этот процесс открывает возможность регистрации электронов в нашей Галактике, где существуют магнитные поля  $B \sim 5 \cdot 10^{-6}$  Гс. Как по-

\* По методу измерения это сумма электронов и позитронов.

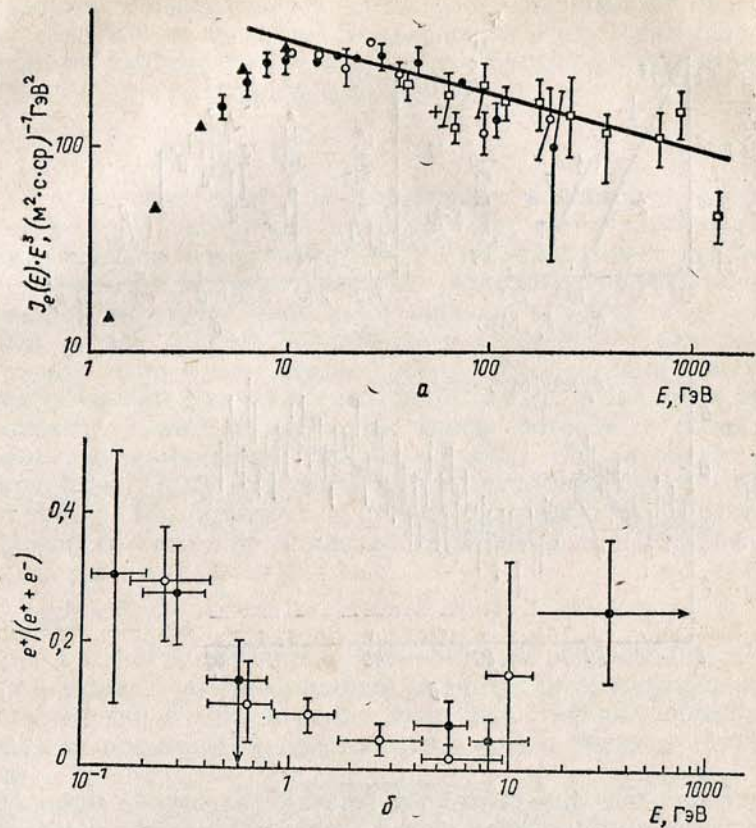


Рис. 7.5. Энергетический спектр электронов (а) и доля позитронов (б)

казывает расчет (см. п. 3.4.6), электроны с энергией около 1 ГэВ излучают на частотах  $\nu \sim 10^2$  МГц, т. е. в радиодиапазоне. Поэтому, измеряя интенсивность радиоизлучения в указанном диапазоне, можно определить поток электронов в межзвездной среде. Он оказался близким к тому, который наблюдается у Земли, если учесть некоторую неопределенность входящих в расчет параметров. Имеются также указания на то, что спектр электронов в Галактике при  $E_e < 2$  ГэВ более пологий, чем при энергии выше 10 ГэВ.

Наряду с диффузным свечением всего небосвода в радиодиапазоне наблюдаются и дискретные источники радиоизлучения. Среди них наиболее известна Крабовидная туманность, в которой обнаружено сильное излучение синхротронной природы, указывающее на существование там больших потоков электронов высо-

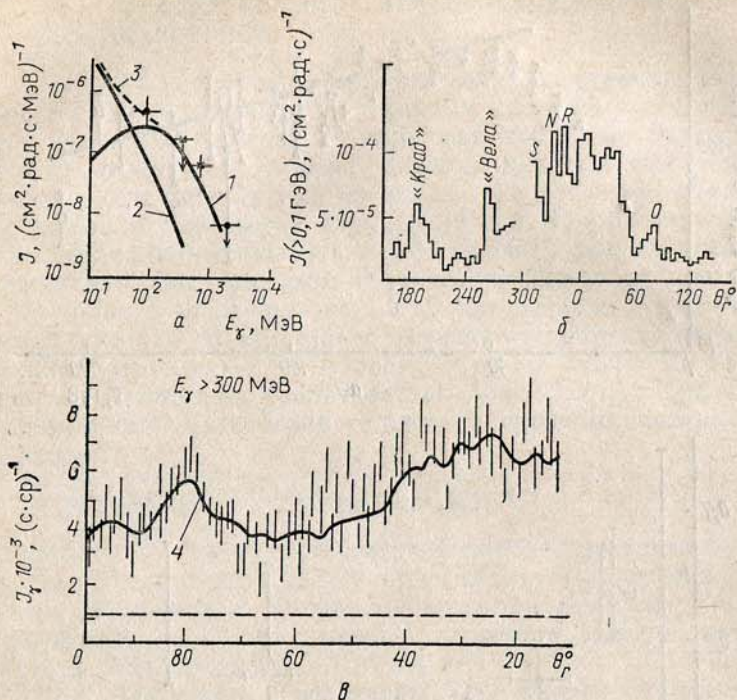


Рис. 7.6. Космическое  $\gamma$ -излучение: а — спектр  $\gamma$ -излучения в направлении на центр Галактики; б — пространственное распределение в галактической плоскости в интервале широт  $\pm 10^\circ$  ( $\theta_r$  — галактическая долгота; S, N, R, O — направления на галактические рукава; видны максимумы от дискретных источников Краб и Вела); в — интенсивность фотонов с энергией  $E_\gamma > 300 \text{ МэВ}$  вблизи галактической плоскости [формула (7.8)]; г — распределение дискретных  $\gamma$ -источников на небосводе. 1 — ожидаемый спектр фотонов от распада  $\pi^0$ -мезо-

кой энергии. Мощность, расходуемая в этом объекте на образование электронов, достигает примерно  $10^{38}$  эрг/с. Удалось также наблюдать радиоизлучение других галактик, что указывает на присутствие там электронов (см. § 10.2).

### § 7.5. ФОТОНЫ [2]

Подобно тому как наблюдение радиоизлучения позволяет обнаружить электроны в нашей и других галактиках, регистрация  $\gamma$ -фотонов с энергией  $50\text{--}10^3 \text{ МэВ}$  раскрывает перед нами карту концентрации релятивистских адронов. Фотоны с энергиями десятки мегаэлектронвольт возникают от распада  $\pi^0$ -мезонов, которые в свою очередь появляются в результате взаимодействий протонов и ядер с межзвездной материей или веществом космических объектов. Как известно (см. п. 2.6.6), независимо от распределения адронов по энергиям, спектр фотонов от распада  $\pi^0$ -мезонов имеет максимум при  $E_\gamma = m_\pi c^2/2$ . Характерная форма спектра (рис. 7.6, а) дает возможность идентифицировать указанный процесс. Интенсивность фотонов определяется распределением плотности вещества и плотности адронов по направлению, с которого регистрируются фотоны:

$$J_\gamma = \rho \sigma_a x \mathcal{I}_a \cdot 2, \quad (7.8)$$

где  $\rho$  — плотность вещества;  $\sigma_a$  — сечение образования  $\pi^0$ -мезонов;  $x$  — область взаимодействия. Зная характеристики адронных взаимодействий и концентрацию вещества (главным образом, водорода) в межзвездном пространстве, можно оценить потоки адронов.

Фоновым процессом является тормозное излучение электронов. Вклад его в общее  $\gamma$ -излучение можно найти, поскольку из радиоизлучений известны потоки электронов (см. (7.4)). Пространственное распределение  $\gamma$ -излучения представлено на рис. 7.6, б. Увеличение интенсивности фотонов наблюдается в направлении рукавов Галактики (S, N, R, O, см. рис. 7.6, б), где сосредоточено большое количество вещества. Но кроме диффузного  $\gamma$ -излучения обнаружены и дискретные источники, испускающие фотоны с энергией более 0,1 ГэВ. Наиболее яркие из них — Лебедь X-3 и другие — остатки вспышек сверхновых Краб и Вела (на рис. 7.6, в видны максимумы от этих источников). Значительная часть  $\gamma$ -излучения от них пульсирует в такт с вращением нейтронной звезды (пульсара), находящейся в центре сверхновой. Это свидетельствует об особом механизме возникновения пульсирующего излучения.

нов, 2 — спектр от тормозного излучения электронов; 3 — суммарный спектр, 4 — рассчитанная интенсивность фотонов в области  $E_\gamma > 300 \text{ МэВ}$  (черточки — результаты измерений)

Изучение потоков  $\gamma$ -излучения с энергией  $E_\gamma > 300$  МэВ позволяет измерить плотность вещества в Галактике, если считать распределение адронов равномерным. Обычно плотность вещества в межзвездном пространстве оценивается по радиоизлучению атомарного водорода (длина волны  $\lambda = 21$  см) и молекул CO ( $\lambda = 2,6$  мм).

На рис. 7.6 представлено измеренное распределение  $\gamma$ -излучения в галактической плоскости в зависимости от долготы. Это распределение сравнивается с вычисленным по формуле (7.8) (рх взято из измерений радиоизлучения).

Особое внимание в последнее время привлек дискретный источник X-3 в созвездии Лебеда (рис. 7.6, з). Он выделяется из ряда других источников очень широким спектром электромагнитного излучения, простирающегося от радиодиапазона до  $\gamma$ -фотонов высокой энергии. На установке в Киле были зарегистрированы ливни в атмосфере с энергией выше  $10^8$  ТэВ, направление прихода которых совпадало с направлением на X-3. Генерация частиц столь высокой энергии в галактическом дискретном источнике наблюдается впервые. Статистический материал, полученный в Киле, невелик, и результат нуждается в подтверждении.

## § 7.6. АНИЗОТРОПИЯ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

**7.6.1. Экспериментальное изучение анизотропии.** Изучение анизотропии может производиться стационарными установками на земной поверхности. Вращение Земли направляет ось установки в разные участки небесной сферы. Усредняя данные за много дней измерений в соответствии со звездным временем\*, можно определить интенсивность в различных галактических направлениях. Движение частиц в гелиосфере подвержено влиянию местного магнитного поля, и поэтому только для энергии выше 100 ГэВ можно исследовать галактическую анизотропию. Регистрируются либо мюоны (например, на Баксанской установке, см. § 4.1), либо широкие атмосферные ливни. Используются большие сцинтилляционные счетчики и по относительному запаздыванию сигналов определяется направление прихода ливня (см. § 12.12).

В области энергий  $E < 10^4$  ГэВ коэффициент анизотропии (В.11) мал:  $\delta \leq 10^{-3}$ , и космическое излучение можно считать практически изотропным.

При высоких энергиях появляются явные признаки анизотропии, которая увеличивается с ростом энергии. Кроме того, звездное время, соответствующее направлению избытка частиц, зави-

\* Звездное время связано с направлением на центр Галактики, а не на центр Солнца, как солнечное. За начало отсчета звездного времени принят момент весеннего равноденствия. 22 сентября солнечное и звездное время совпадают. Звездный год содержит на сутки больше, чем солнечный (разница равна четырем минутам в сутки).

сит от энергии. При некоторых энергиях имеется два превалирующих направления.

Эксперимент показывает, что направление движения частиц концентрируется вблизи галактической плоскости. Частицы меньших энергий приходят из внутренних частей Галактики, а при больших — из обеих частей. Имеется указание на избыток частиц предельно больших энергий ( $E \geq 10^{10}$  ГэВ) со стороны скопления галактик Вирго. Для энергии  $E > 10^{17}$  ГэВ, по данным Якутской установки, коэффициент анизотропии  $\delta \approx 0,2-0,25$ .

**7.6.2. Эффект Комптона — Геттинга.** При обсуждении анизотропии космических частиц следует учитывать возможность появления ложной анизотропии, связанной с движением Солнечной системы как целого относительно межзвездной среды. Пусть скорость этого движения равна  $w$ . Из (В.6), (В.8) и (В.13) можно получить поток частиц в Солнечной системе, если  $n^*(E^*)$  — их плотность, а  $v^* \gg w$  — их скорость:

$$I^*(E^*) = \int n^*(E^*) v^* \cos \theta d\Omega,$$

где  $\theta$  — угол между  $p^*$  и  $w$ . Из инвариантности  $n(p)$  (см. В.14) следует, что

$$n^*(p^*) = n(p) = n(p^*) + [\partial n(p^*) / \partial p^*] (p - p^*) + \dots$$

Поскольку  $v^* \gg w$ , то членами  $(p - p^*)^2$  и последующими можно пренебречь. Из (2.14) при  $\gamma \sim 1$  ( $w \ll c$ ) имеем

$$p - p^* = (w/c^2) E^* \cos \theta.$$

В этом случае различие потоков в Солнечной системе и Галактике по направлению  $\theta$  к скорости  $w$  равно

$$I(E^*) = (\partial n / \partial p^*) p^* E^{*2} v^* w \int \cos^2 \theta \sin \theta d\theta d\varphi, \quad (7.9)$$

где  $\Omega$  — весь телесный угол, опирающийся на площадку, перпендикулярно к  $v^*$ . Интегрируя (7.9), получаем

$$I(E^*) = \frac{1}{3} p^* E^{*2} v^* w \frac{\partial}{\partial p^*} \left( \frac{n(E^*)}{p^* E^*} \right) = \left\{ 1 - \frac{1}{3} \frac{1}{n(E^*)} \frac{\partial}{\partial E^*} \left[ \frac{c^2 p^{*2}}{E^*} n(E^*) \right] \right\} w n(E^*). \quad (7.10)$$

Величина в фигурных скобках называется коэффициентом Комптона — Геттинга  $C(E^*)$ .

Если спектр частиц степенной, т. е.  $n(E) = A E^{-\gamma}$ , то в ультрарелятивистском случае

$$C(E) = 1 - \frac{A^{-1}}{3} E^\gamma \frac{\partial}{\partial E} \left[ \frac{p^2}{E} A E^{-\gamma} \right] = \frac{2 + \gamma}{3}. \quad (7.11)$$

Рассмотрим, как влияет движение Солнечной системы на анизотропию наблюдаемого излучения. Интенсивность частиц под углом  $\theta$

$$\mathcal{I}(\theta) = \frac{3}{4\pi} I |\cos \theta| \cos \theta.$$

Изотропная часть излучения определяется формулой (В.8)

$$\mathcal{I} = nv/4\pi.$$

При этом полная интенсивность

$$\mathcal{I}(\theta) = nv/4\pi + (3/4\pi)I |\cos \theta| \cos \theta,$$

но

$$I = C\omega n = [(2+\gamma)/3]\omega n.$$

Тогда коэффициент анизотропии

$$\begin{aligned} \delta &= (\mathcal{I}_{\max} - \mathcal{I}_{\min}) / (\mathcal{I}_{\max} + \mathcal{I}_{\min}) = 3c(\omega/v) = \\ &= (2+\gamma)(\omega/v) \approx (2+\gamma)(\omega/c). \end{aligned} \quad (7.12)$$

**Пример.** При скорости движения Солнца вокруг центра Галактики 275 км/с и  $\gamma = 2,7$

$$\delta = 4,7 \cdot 2,75 \cdot 10^7 / 3 \cdot 10^{10} = 4,3 \cdot 10^{-3}.$$

Составляющая скорости движения Солнца относительно неподвижных звезд равна 20 км/с. Это дает  $\delta = 3 \cdot 10^{-4}$  (ср. с экспериментально обнаруженным значением, см. п. 7.6.1).

### Вопросы и задачи

1. Оценить, при какой энергии нейтрино будут столь же эффективно взаимодействовать с ядрами, как и адроны, считая, что зависимость сечения взаимодействия нейтрино с нуклоном от энергии остается неизменной до сколь угодно больших энергий.

2. В давние времена высказывалась гипотеза, что высокоширотное обрезание спектра вызвано тем, что Земля заряжена относительно космического пространства до потенциала около  $1 \cdot 10^9$  В непрерывно падающим на нее потоком космических протонов. Определить, сколько времени нужно, чтобы Земля зарядилась до  $10^9$  В, если поток космических лучей постоянен. Объяснить, почему данная гипотеза не может быть верной.

3. При какой энергии протон может образовать пару ( $K\bar{K}$ ) на реликтовом фотоне?

4. Чему равна разница потоков протонов, возникающая из-за эффекта Комптона—Геттинга в 12 и 18 часов звездного времени?

5. Почему изотропно реликтовое излучение?

6. Используя данные табл. 7.2, определить наклон спектра протонов и ядер бора в интервале энергий от 100 ГэВ до 10 ТэВ. Дать аналитическую аппроксимацию спектра.

## Глава 8. ИСТОРИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

### § 8.1. ПОСТАНОВКА ПРОБЛЕМЫ [1]

Солнечная система со скоростью более 200 км/с мчится в галактическом пространстве, совершая за 275 млн лет полный оборот вокруг центра Галактики. За это время, побывав в разных областях, она подвергается воздействию космических лучей с характерной местной интенсивностью. И в Солнечной системе есть «самописцы», которые регистрируют космические лучи и хранят информацию об их интенсивности и даже химическом составе за многие миллионы и сотни миллионов лет. Расшифровав информацию с этих самописцев, мы можем надеяться получить сведения о космической погоде в разных частях Галактики.

Другим существенным вопросом, без ответа на который невозможно решить проблему происхождения космических лучей, является определение времени появления космических лучей. Может быть, они зародились на заре возникновения Метагалактики и с той поры рассеиваются в пространстве, не возобновляясь, подобно реликтовому излучению? Тогда их интенсивность за миллиард лет должна уменьшиться. Как упоминалось в гл. 7, среднее время жизни космических частиц много меньше  $10^9$  лет. Или же космические лучи возникают и в наши дни? Тогда можно ожидать, что за миллиард лет их интенсивность изменилась мало и они находятся в равновесии с теми источниками, которые их создают.

Не менее интересен вопрос о стабильности космического излучения за более короткие периоды. Возможно, оставаясь стабильной в среднем, интенсивность космических лучей подвержена резким кратковременным колебаниям? Причины этого могут быть очень различными.

В гл. 1 было показано, что космические лучи экранируются магнитным полем Земли и земной атмосферы достигает лишь часть излучения. Однако известно, что магнитное поле за геологические эпохи испытывало сильные колебания и даже меняло направление на обратное. Это могло привести к резкому возрастанию интенсивности космических лучей в периоды переполсовки. Могут быть и другие галактические причины резких возрастных изменений интенсивности. Учитывая вероятное генетическое действие космических лучей, нельзя исключить возможности, что колебания потоков космических частиц высокой энергии влияли на образование новых видов животных и растений на Земле. Высказывалась даже идея о том, что неожиданное вымирание гигантских ящеров в конце мелового периода (около 70 млн лет назад) связано с резким возрастанием космической радиации.

Все эти вопросы составляют проблему, известную под названием «история космических лучей». Прогресс науки позволил разработать методы определения интенсивности космических лучей как в недавнем прошлом (сотни и тысячи лет), так и в отдаленном — до  $10^9$  лет.

## § 8.2. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ КОСМИЧЕСКОЙ РАДИАЦИИ В ОТДАЛЕННЫЕ ЭПОХИ

**8.2.1. Образование стабильных и нестабильных изотопов.** Под действием космических лучей в различных объектах возникает наведенная радиоактивность, а также некоторые стабильные изотопы.

Если вероятность образования изотопа с атомной массой  $A$  обозначить  $p^A$ , то число возникающих атомов типа  $A$

$$N_A = \int_{t_1}^{t_2} p^A \mathcal{J}(t) dt, \quad (8.1)$$

где  $\mathcal{J}(t)$  — интенсивность космического излучения, а пределы интегрирования соответствуют времени облучения. Вероятность  $p^A$  зависит от сечения образования данного изотопа (которое можно измерить на ускорителе) и от условий облучения. (Например, от толщины поглощающего вещества над исследуемым образцом.)

Если  $p^A = \text{const}$ , а  $\mathcal{J}$  — средняя интенсивность, то

$$N_A = p^A \mathcal{J} T, \quad (8.2)$$

где  $T = t_2 - t_1$  — время облучения. Концентрация стабильных изотопов пропорциональна  $N_A$ . Если же обратиться к радиоактивным изотопам, то наряду с образованием они будут исчезать в результате распада. Поэтому через время  $T \gg T_0$  ( $T_0$  — среднее время жизни изотопа) установится равновесная концентрация

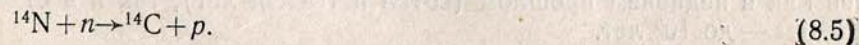
$$N_A = p^A \mathcal{J} T_0. \quad (8.3)$$

Следовательно, измерив отношение числа стабильных и нестабильных ядер, возникших под действием космических лучей, в данном образце, можно установить возраст  $T$  объекта. Например, обозначая одним штрихом стабильные ядра, а двумя — нестабильные, получаем

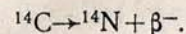
$$N'/N'' = (p'/p'')(T/T_0''). \quad (8.4)$$

Итак, зная  $p'$ ,  $p''$  и время жизни изотопа  $T_0''$ , можно определить время облучения  $T$ . Далее по формуле (8.2) можно найти среднюю интенсивность  $\mathcal{J}$  за время облучения. Формула (8.4) показывает, что для изучения различных интервалов  $T$  нужно подбирать изотопы с соответствующими периодами полураспада.

**8.2.2. Радиоуглеродный метод.** Этот метод можно назвать археологическим. Взаимодействие космических лучей с атомными ядрами в атмосфере Земли порождает нейтроны, которые в конечном итоге поглощаются путем захвата их азотом:



Углерод  $^{14}\text{C}$  нестабилен и с периодом  $T_0^c = 5700$  лет вновь превращается в азот:



Углерод, являясь существенной частью всего живого на Земле, участвует в интенсивном обмене веществ между живой и неживой природой. В результате радиоактивный углерод  $^{14}\text{C}$  входит в состав всех живых организмов в определенном соотношении с  $^{12}\text{C}$ , определяемом интенсивностью космических лучей, сечением реакции (8.5) и периодом  $T_0^c$ .

Каждую секунду в столбе воздуха сечением  $1 \text{ см}^2$  образуются (и, следовательно, распадается) два ядра  $^{14}\text{C}$ . В этом же объеме воздуха содержится  $8,5 \text{ г}$  углерода (из общего количества около  $10^3 \text{ г}$  воздуха). Это значит, что в каждом грамме углерода, содержащегося в живых организмах, происходит около  $15$  распадов  $^{14}\text{C}$  в минуту. После отмирания живых организмов обмен с окружающей средой прекращается и количество  $^{14}\text{C}$  начинает убывать с периодом полураспада  $T_0^c = 5700$  лет. Тогда ( $T_0 = T_0^c / \ln 2$ )

$$\mathcal{J}(T)/\mathcal{J}_0 = (N/N_0) = \exp(-T/T_0),$$

где  $T$  — время, прошедшее с момента отмирания исследуемого предмета органического происхождения;  $N$  — число распадов  $^{14}\text{C}$  в минуту;  $N_0 = 15 \text{ мин}^{-1}$ ;  $\mathcal{J}_0$  — интенсивность космических лучей в настоящее время. Главная проблема, возникающая при использовании радиоуглеродного метода определения интенсивности  $T$  лет назад, состоит в датировке исследуемых органических образцов.

Для датировки использовались различные предметы из египетских пирамид, а также предметы, найденные в развалинах Помпеи, и некоторые другие. Оказалось, что сердцевина стволов старых деревьев не обновляется по кольцам. Самые древние образцы — куски дерева из подземных гробниц фараона Сета (возраст гробниц  $4900 \pm 200$  лет). В гробнице фараона Сенусерта III был найден деревянный погребальный корабль (около 3900 лет до нашего времени).

На рис. 8.1 показано число распадов  $^{14}\text{C}$  в зависимости от возраста образца. Сплошной линией показана ожидаемая зависимость для постоянной интенсивности космического излучения. Около точек даны названия изученных образцов.

Из совпадения расчетных и экспериментальных данных следует постоянство интенсивности в течение примерно 5000 лет. Изучая органический ил на дне океана, можно было установить постоянство интенсивности за последние 35 000 лет с точностью около 20%. В этом случае для датировки возраста слоев ила опираются на постоянство скорости его оседания. Точность, достигнутая в последнее время, достаточно высокая, если речь идет о периодах порядка тысяч лет. Например, японский физик Хигаши показал в 1964 г., исследуя содержание  $^{14}\text{C}$  в годичных кольцах



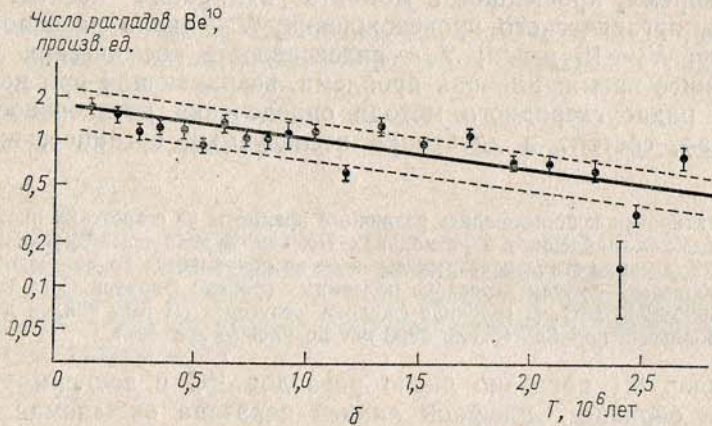
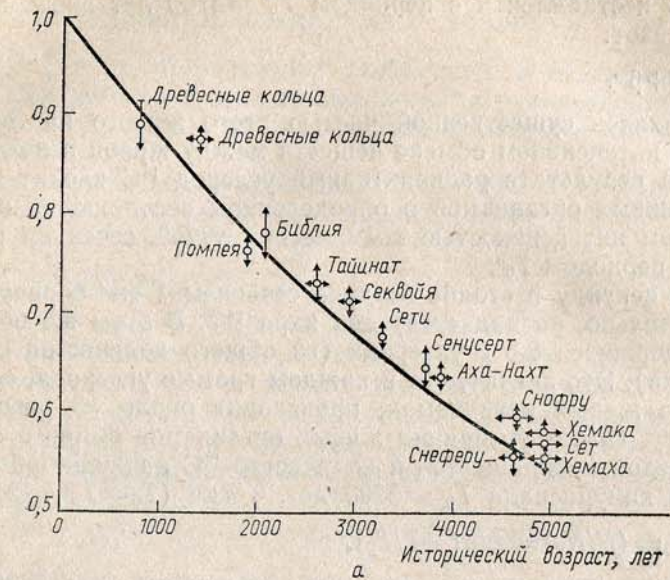


Рис. 8.1. Зависимость числа распадов (концентрации радиоактивного углерода (а) и  $\text{Be}^{10}$  (б)) от возраста образца. Сплошная кривая — расчет в предположении постоянства интенсивности космических лучей

1820-летней криптомерии, что около 700 лет назад содержание  $^{14}\text{C}$  было на 1,5—2% ниже современного.

Установив постоянство космического излучения с указанной выше точностью, можно использовать радиоуглеродный метод

для целей археологии. В этом отношении уже достигнуты значительные успехи.

**8.2.3. Исследование метеоритов.** Для определения интенсивности космических лучей в более отдаленном времени были использованы каменные и железные метеориты и образцы лунного грунта. Расчеты траекторий метеоритов показали, что они удаляются от Солнца на расстояния до пяти астрономических единиц. По-видимому, они зарождаются в поясе астероидов в результате столкновений. Облучение их космическими лучами и начинается в момент столкновения, поскольку до этого они входили в состав более крупных тел и были заэкранированы большой толщиной вещества. Облучение прекращается после падения метеорита на Землю из-за экранирующего действия атмосферы. Время экспозиции каменных метеоритов около  $5 \cdot 10^7$  лет, а железных от  $10^8$  до  $10^9$  лет (каменные метеориты быстрее разрушаются из-за эрозии в космическом пространстве).

Имеется множество изотопов, пригодных для исследования различных периодов времени. Например,  $^7\text{Be}$  ( $T_0=53$  дня),  $^{41}\text{Ca}$  ( $T_0=8 \cdot 10^4$  лет),  $^{40}\text{K}$  ( $1,3 \cdot 10^9$  лет),  $^{10}\text{Be}$  ( $2,5 \cdot 10^6$  лет) и др. Легко понять, что изотопы, возникшие в момент, отстоящий от нашего времени на величину  $T \gg T_0$ , почти все успеют распасться. Поэтому нестабильные изотопы являются интегрирующими индикаторами интенсивности за интервал от нашего времени до  $T_0$ . Среди стабильных изотопов, редко встречающихся в природе и возникающих под действием космических лучей, можно отметить  $^{41}\text{K}$ ,  $^{50}\text{V}$ ,  $^{36}\text{Ar}$  и многие другие. Эксперименты по облучению метеоритов протонами, поставленные на ускорителях, позволили узнать сечения образования различных изотопов, важных для метеоритного метода.

На рис. 8.2 показана зависимость интенсивности космических лучей от времени, полученная по содержанию ядер разного периода полураспада в метеоритах. В эпоху миллиарда лет до нашей эры можно вернуться, изучая относительное содержание  $^{40}\text{K}$  и  $^{41}\text{K}$ . Определив время облучения  $T$  по отношению  $^{36}\text{Ar}/^{36}\text{Cl}$  или  $^{21}\text{Ne}/^{26}\text{Al}$  (8.4) в разных метеоритах, мы можем построить зависимость отношения концентраций  $^{40}\text{K}/^{41}\text{K}$  от  $T$ . Известны два метеорита с возрастом 1,4 и 2,2 млрд лет, по которым установили, что интенсивность в то время была близка к современной. Однако по восьми другим метеоритам с возрастом от 300 до 900 млн лет по соотношению  $^{40}\text{K}/^{36}\text{Cl}$  ( $T_0^{\text{Cl}} \sim 10^6$  лет,  $T_0^{\text{K}} \sim 10^9$  лет) найдено, что в этот период (300—900 млн лет) поток космических лучей был в два-три раза меньше, чем сейчас.

Таким образом, из данных изотопного метеоритного анализа следует, что интенсивность космических лучей за последний миллиард лет не изменялась монотонно, а, скорее, испытывала периоды небольшого подъема и спада.

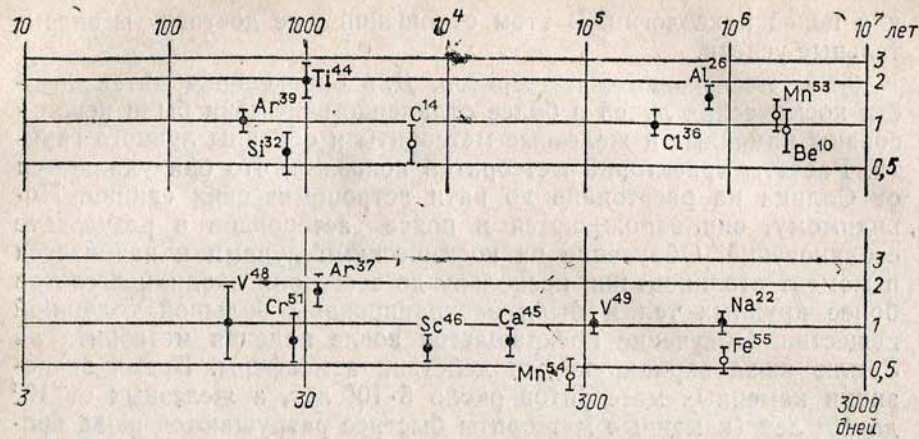


Рис. 8.2. Зависимость интенсивности космических лучей от времени: по оси абсцисс — время; по оси ординат — отношение наблюдаемой в метеоритах активности к теоретической, вычисленной в предположении постоянства интенсивности космического излучения

8.2.4. Метод ископаемых треков. Рассмотренный в § 4.5 (см. рис. 4.5, а) метод регистрации сильноионизирующих частиц по вызываемым ими местным разрушениям в пластических материалах можно применять и для изучения «истории тяжелых ядер».

Таблица 8.1

Состав космических лучей по данным метода ископаемых треков ( $N_{Fe} = 1$ )

$z$	В наше время	За последние $10^7$ лет
40—50	$2,5 \cdot 10^{-5}$	$(3 \div 5) \cdot 10^{-5}$
51—70	$2,1 \cdot 10^{-5}$	$(6 \div 12) \cdot 10^{-6}$
71—83	$7 \cdot 10^{-6}$	$(1 \div 3) \cdot 10^{-6}$
84—92	$2 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-6}$
93—110	$1 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-7}$

Тяжелые ядра с  $z > 25 \div 30$ , попадая в некоторые кристаллические вещества (оливин, кварц, полевой шпат и др.), вызывают нарушения кристаллической решетки. Если поверхность таких кристаллов протравить в 40%-ной фтористоводородной кислоте в течение нескольких минут, то следы частиц станут видны под микроскопом. Их размеры зависят от степени нарушения решетки (от плотности ионизации). Поэтому ядро железа образует трек около 10—12 мкм, а ядро свинца — до 1 мм. Протоны и легкие ядра не регистрируются этим методом.

В табл. 8.1 показаны результаты изучения распространенности элементов методом «ископаемых треков» в образцах скальных пород, доставленных на Землю лунными экспедициями. К сожалению, невозможно установить, сколько времени данные образцы находились на поверхности Луны, и поэтому в таблице представ-

лены данные при двух предположениях: время экспозиции  $10^7$  и  $5 \cdot 10^6$  лет.

Имея в виду некоторую неопределенность результатов, можно заключить, что за последние 10 млн лет ядерный состав космических лучей не подвергался систематическим изменениям.

### Вопросы и задачи

1. Радиоуглеродным методом определялся возраст раковины сухопутной улитки. В каждом грамме вещества раковины регистрировалось 0,7 распада углерода  $^{14}C$  в 1 мин. Когда погибла улитка?

2. Какие измерения нужно провести, чтобы метеоритным методом оценить интенсивность космических лучей миллион лет назад? Возраст метеорита неизвестен.

## Глава 9. КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ В ГЕЛИОСФЕРЕ

### § 9.1. ГЕЛИОСФЕРА

9.1.1. Солнечный ветер [1]. Мы живем в атмосфере Солнца, в которой непрерывно дует ветер. Скорость его огромна, достигает  $10^8$  км/с, однако плотность частиц мала, в среднем около  $\langle n_p \rangle = (5 \div 10) \text{ см}^{-3}$ .

Гипотеза о существовании в целом нейтральных ионизованных потоков частиц от Солнца была высказана еще в 1919 г. Оформленную теорию течения плазмы создал в 1958 г. американский астрофизик Паркер. Движущуюся солнечную плазму он очень образно назвал *солнечным ветром*.

Сейчас с помощью экспериментов на межпланетных станциях надежно установлено, что Солнце непрерывно испускает поток протонов, различных ядер и электронов.

Солнечный ветер непостоянен по плотности и скорости частиц. В среднем скорость равна  $\langle u \rangle \approx 320$  км/с, а плотность  $8 \text{ см}^{-3}$ , но разброс значений этих параметров велик. Иногда ветер стихает, его плотность падает в 10 раз, в других случаях плазма сгущается до  $n_p \sim 50 \text{ см}^{-3}$ . У Земли поток протонов солнечного ветра  $\langle I \rangle \approx 2,5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Плотность потока частиц падает с удалением от Солнца как  $r^{-2}$ , а скорость почти не зависит от  $r$ . Общий поток кинетической энергии солнечного ветра составляет в среднем  $10^{28}$  эрг/с. В составе солнечного ветра есть все элементы, присутствующие на поверхности Солнца:  $n_\alpha \sim 0,05 n_p$ ,  $n_{z>2} \leq 5 \times 10^{-4}$ .

Солнечный ветер «уносит» с собой силовые линии солнечного магнитного поля («вмороженное» в плазму поле), которые растягиваются ветром в радиальном направлении. Из-за вращения Солнца силовые линии закручены в спираль Архимеда (рис. 9.1, а) ( $r = \langle u \rangle \varphi / \omega$ ,  $\omega$  — угловая скорость вращения Солнца;

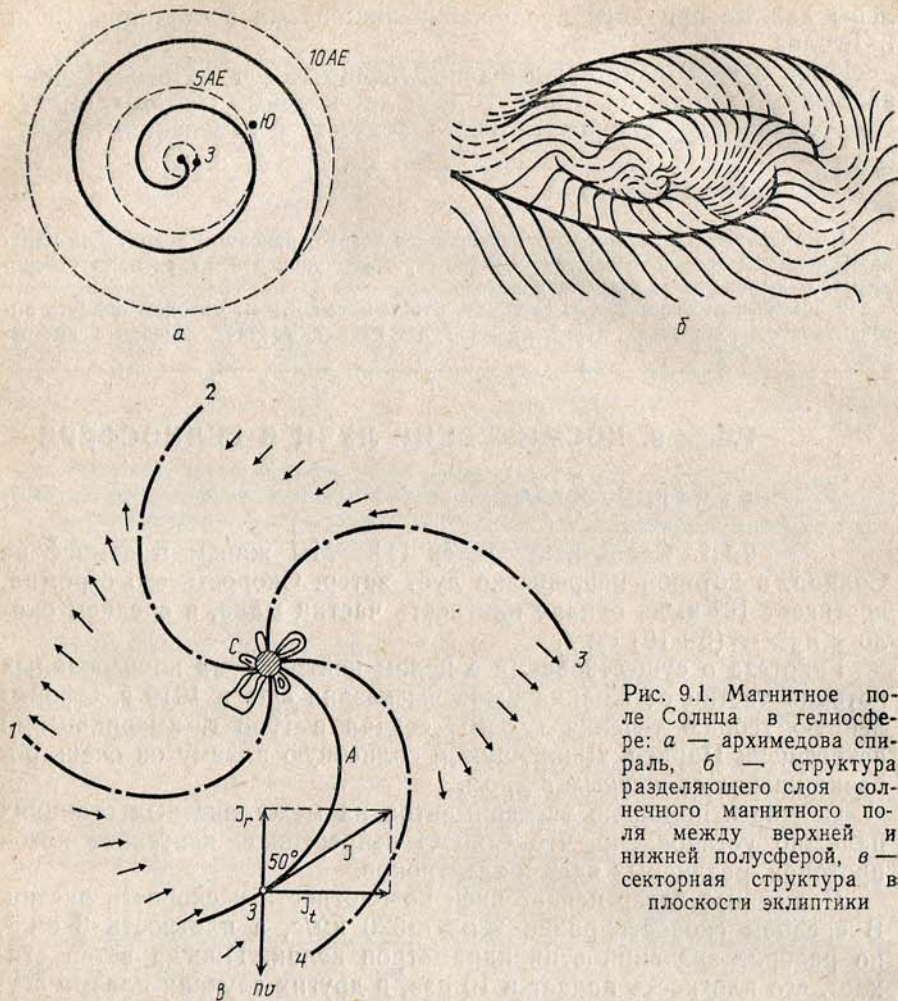


Рис. 9.1. Магнитное поле Солнца в гелиосфере: а — архимедова спираль, б — структура разделяющего слоя солнечного магнитного поля между верхней и нижней полусферами, в — секторная структура в плоскости эклиптики

$r$  и  $\varphi$  — гелиоцентрические координаты). На расстоянии около 1 АЕ силовые линии направлены под углом  $50^\circ$  с Запада, а напряженность магнитного поля равна  $10^{-4}$ — $10^{-5}$  Гс. Плотность энергии магнитного поля много меньше плотности энергии плазмы, поэтому поле не оказывает существенного влияния на ее движение.

Поскольку магнитный поток через любую замкнутую поверхность равен нулю, то магнитное поле в межпланетном пространстве в разных областях должно быть направлено в противоположные стороны. Действительно, прямые измерения межпланетного магнитного поля показывают, что в верхней и нижней полусфере

поле направлено в противоположные стороны. Через каждые 22 года поле меняет знак. В 1979 г. (21-й солнечный цикл) в верхней полусфере оно было направлено от Солнца. В тонком слое ( $10^4$ — $10^6$  км!) магнитное поле постепенно меняет направление. Лишь в редких случаях наблюдается обращение поля в ноль. Разделяющий слой наклонен на  $15^\circ$  к плоскости солнечного экватора и, кроме того, представляет собой волнистую поверхность («юбка Свалгарда», рис. 9.1, б). Плоскость эклиптики несколько раз пересекает разделяющий слой. Поэтому в ней наблюдаются сектора с противоположным направлением поля. Положение секторов и их число остаются постоянными на протяжении многих месяцев. Например, в 1963—64 гг. существовало четыре сектора (рис. 9.1, в).

Расширение солнечной плазмы не может происходить до бесконечности из-за взаимодействия с межзвездной средой, заполненной космическими лучами, магнитными полями, нейтральным и ионизованным газом.

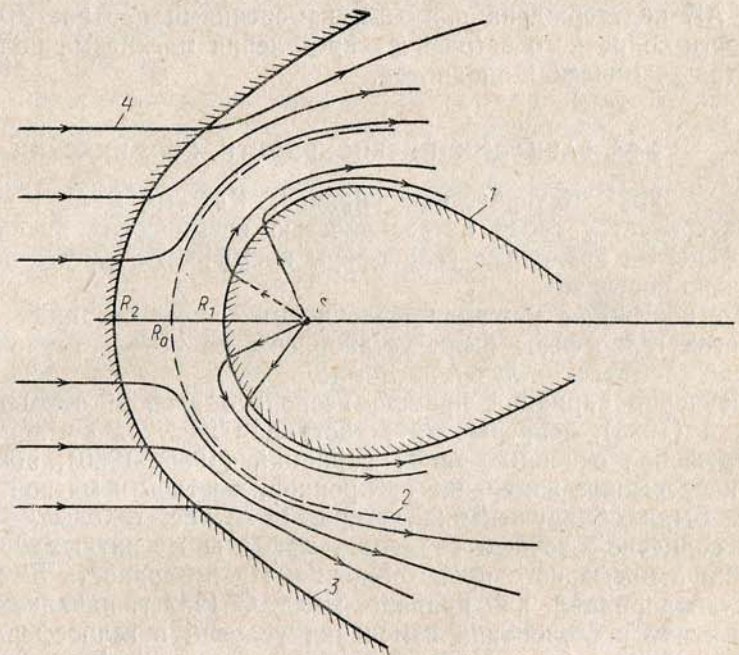


Рис. 9.2. Строение гелиосферы (Баранов В. Б. и др. // *Astrophys. Space Sci.* 1979. V. 66. P. 429). 1 — ударная волна солнечного ветра; 2 — граница галактической и солнечной плазмы; 3 — ударная волна галактического потока; 4 — магнитные силовые линии галактического поля; S — Солнце;  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $R_0$  — расстояния от Солнца до соответствующих границ

По мере удаления от Солнца концентрация плазмы падает, следовательно, падает скорость звука в ней, и ее расширение становится сверхзвуковым ( $u \approx 400$  км/с = const). При столкновении с межзвездной средой плазма тормозится и образуется стоячая ударная волна (рис. 9.2). Ее положение можно определить из равенства давлений плазмы и межзвездной среды

$$n_p m_p u^2 \approx n_p^0 (r_1/R)^2 m_p u^2 = n_p kT + B_r^2/8\pi + P_{кл}. \quad (9.1)$$

Подставляя численные значения, можно оценить  $r$ .

**Пример.** Используя значения  $n_p \sim 0,2$  см<sup>-3</sup>,  $T \sim 10^4$  К,  $P_{кл} \approx 10^{-12}$  эрг/см<sup>3</sup>,  $B \sim 2 \cdot 10^{-4}$  Гс (см. гл. 6 и 1), получим  $R \sim 50$ —100 АЕ.

Заметим, что скорость галактического потока  $v = 20$  км/с тоже сверхзвуковая. Поэтому возникают две ударные волны: на внутренней тормозится солнечный ветер, а на внешней — галактический ( $R_1$  и  $R_2$  соответственно). Область, ограниченную радиусом  $R_1$ , назовем *гелиосферой*.

Рассмотренная выше структура гелиосферы до расстояния  $r \sim 25$  АЕ подтверждена прямыми измерениями плотности частиц, скорости солнечного ветра и распределения магнитных полей при полетах космических аппаратов.

## § 9.2. ВАРИАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

**9.2.1. Историческая справка.** Каждый момент времени характеризуется своей интенсивностью космических лучей в гелиосфере. За пределами гелиосферы космическое излучение относительно постоянно.

До появления межпланетных космических станций многие свойства гелиосферы были установлены на основе изучения вариаций космических лучей на Земле.

Изучение вариаций прошло несколько этапов: открытие вариаций (1926), непрерывная регистрация жесткой компоненты и обнаружение основных типов вариаций (1935—1950), комплексное непрерывное измерение нейтронной, жесткой и мягкой компонент. Были обнаружены 22-летние, 11-летние, годовые, 27-дневные, солнечно-суточные вариации, эффекты магнитных бурь, вариации атмосферного происхождения. На поверхности Земли амплитуда вариаций, как правило, мала. С 1957 г. начались систематические исследования изменения условий в гелиосфере и сопутствующих вариаций космического излучения. Это позволило создать современную картину взаимодействия космических лучей с солнечным ветром. Заметим, что анизотропия первичного галактического излучения может привести к вариациям, связанным с галактическими координатами (звездно-суточная вариация) и не имеющим отношения к условиям в гелиосфере.

**9.2.2. Аппаратура для изучения вариаций [2].** Из-за малой величины амплитуды вариации к наземной аппаратуре для регистрации изменений предъявляются особые требования, поскольку выявление небольших вариаций требует получения очень хорошей статистической точности за короткое время.

Итак, аппаратура для изучения вариаций должна обеспечить: 1) высокую статистическую точность (что, как правило, связано с большими эффективными площадями) и 2) высокую стабильность работы приборов (что необходимо для изучения вариаций с большими периодами, например 27-дневных, годовых, 11-летних и др.).

Характерной чертой современных исследований вариаций космических лучей является непрерывная регистрация интенсивности различных компонент космического излучения более чем на ста станциях во многих пунктах земного шара, на различных высотах в атмосфере и под землей, а над планетой дежурят спутники, снабженные необходимой аппаратурой. Наземные станции оснащены стандартным набором приборов и поэтому получаемые результаты легко сравнивать. В такой стандартный набор входят большие ионизационные камеры, азимутальные телескопы, нейтронные мониторы.

1. Большая ионизационная камера для непрерывной регистрации была разработана в СССР Н. Л. Григоровым, А. С. Муратовым и Ю. Г. Шафером. Эта сферическая камера имеет диаметр 1,5 м и наполняется аргоном до давления 10 атм. Специальный компенсационный метод повышает точность измерений. Этот прибор позволяет измерять интенсивность жесткой компоненты с точностью до 0,7% за один час измерений.

2. Азимутальный телескоп состоит из двух идентичных телескопов для регистрации интенсивности жесткой и мягкой компонент. Ось одной из установок ориентирована с востока на запад, ось другой — с юга на север. Жесткая компонента выделяется слоем свинца над нижним рядом счетчиков (рис. 9.3).

3. Для регистрации нейтронов применяют детекторы локальной генерации (нейтронные мониторы). Они состоят из блока свинца, в котором генерируются нейтроны, замедлителя из полиэтилена и нейтронных счетчиков, наполненных газом ВF<sub>3</sub>, обогащенным изотопом <sup>10</sup>B. Нейтроны поглощаются ядрами <sup>10</sup>B, в результате чего вылетает  $\alpha$ -частица:  $^{10}\text{B} + n \rightarrow ^7\text{Li} + \alpha + 2,5 \text{ МэВ}$ . Иногда свинец покрывают парафином и кадмием для поглощения нейтронов, приходящих из воздуха.

Нейтроны образуются космическими нуклонами и ядрами с энергией выше 1 ГэВ при расщеплении ядер атомов атмосферы. Поэтому изучение вариаций нейтронов позволяет исследовать часть первичного спектра от области высокоширотного обрезания до нескольких десятков гигаэлектронвольт.

4. Проводя измерения на очень больших высотах или в межпланетном пространстве, можно изучать вариации самых малоэнергичных первичных частиц. Большой интерес представляют полеты шаров-зондов со счетчиками во время больших солнечных вспышек. В Советском Союзе налажены регулярные измерения интенсивности космического излучения вблизи границы атмосферы на различных широтах от Мурманска до Крыма и Алма-Аты. Систематические полеты проводятся и в Антарктиде. С помощью

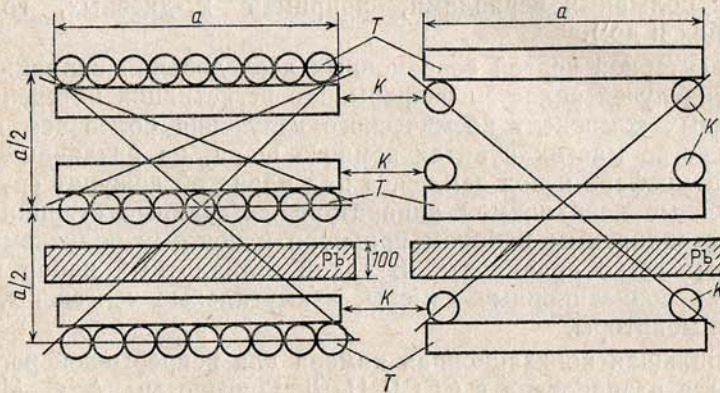


Рис. 9.3. Кубический телескоп для непрерывной регистрации вариаций мягкой и жесткой компонент

спутников и космических межпланетных аппаратов получены сведения о вариациях космических лучей до расстояний более десяти астрономических единиц.

**9.2.3. Классификация вариаций, наблюдаемых на Земле.** При измерениях в глубине атмосферы всегда имеют дело со вторичными компонентами космического излучения. Наблюдаемую интенсивность вторичных компонент определяют три фактора.

1. Геомагнитный порог  $g$  (см. п. 1.2.9). Если порог изменится, то изменится и интенсивность. Магнитное поле может меняться при магнитных бурях и др.

2. Интегральная кратность прибора, т. е. число вторичных частиц, которые регистрируются данным прибором в расчете на одну первичную  $m^i(E, h)$  ( $E$  — энергия;  $h$  — высота; индекс  $i$  указывает изучаемую компоненту космического излучения).

Интегральная кратность изменяется в результате метеорологических эффектов, и соответствующие вариации имеют земное атмосферное происхождение. Интегральная кратность вычисляется на основании известных характеристик взаимодействий и распада частиц (гл. 4 и 5).

3. Изменение первичного спектра частиц  $F(E)$  может быть связано с процессами образования космических лучей и их распространением и представляет наибольший интерес. Вариации спектра связаны с генерацией некоторой доли космических лучей на Солнце или вызываются модуляционными эффектами, т. е. деятельностью Солнца, изменяющей условия прохождения космических частиц через Солнечную систему.

Возможно, что существуют вариации, связанные с процессами, которые происходят в Галактике или за ее пределами. Такие звездно-суточные вариации могут возникать, например, из-за анизотропии космического излучения в Галактике (см. гл. 7).

Рассмотрим задачу разделения вариаций различного типа. Пусть интенсивность частиц  $i$ -го сорта на глубине наблюдения  $h$  при геомагнитном пороге  $g$

$$\mathcal{I}_g^i(h) = \int_g^\infty F(E) m^i(E, h) dE. \quad (9.2)$$

Тогда относительная вариация интенсивности из-за изменения различных параметров равна

$$\frac{\delta \mathcal{I}_g^i(h)}{\mathcal{I}_g^i(h)} = -\delta g W_g^i(g, h) + \int_g^\infty \frac{\delta m^i(E, h)}{m^i(E, h)} W_g^i(E, h) dE + \int_g^\infty \frac{\delta F(E)}{F(E)} W_g^i(E, h) dE, \quad (9.3)$$

где  $W_g^i(E, h) = F(E) m^i(E, h) / \mathcal{I}_g^i(h)$ . Три члена в правой части (9.3) определяют вариации геомагнитные, атмосферные и первичного излучения соответственно. При исследованиях в космическом пространстве непосредственно измеряется величина  $\delta F(E)/F(E)$ .

**9.2.4. Атмосферные вариации.** Для выявления вариаций первичного излучения необходимо исключить вариации атмосферного происхождения, которые определяются спонтанным распадом мюонов.

Если мюоны наиболее эффективно образуются на глубине  $p$  г/см<sup>2</sup> в атмосфере, то при повышении давления этот слой поднимается вверх, что приводит к увеличению поглощения мюонов в нижележащих слоях атмосферы из-за увеличения количества вещества и к усилению распада в результате удлинения геометрического пути. Оба эти фактора приводят к тому, что при возрастании давления на 1 мм интенсивность мюонов падает на 0,345%.

Аналогичным образом объясняется и зависимость интенсивности от температуры (—0,18% на 1°C). Из-за различия распределения температур в атмосфере зимой и летом возникают сезонные вариации. Л. И. Дорманом в СССР разработан метод введения поправок на метеорологические эффекты, позволяющий их полностью исключить [2].

### § 9.3. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ВАРИАЦИЙ

**9.3.1. Периодические вариации.** Исследование вариаций космических лучей позволило обнаружить определенную повторяемость максимумов и минимумов интенсивности. Периоды этих вариаций однозначно указывают на их связь с деятельностью Солнца.

Среди периодических вариаций выделяется 11-летняя, обладающая значительной амплитудой и связанная с циклами солнечной активности (рис. 9.4). Количественно активность Солнца час-

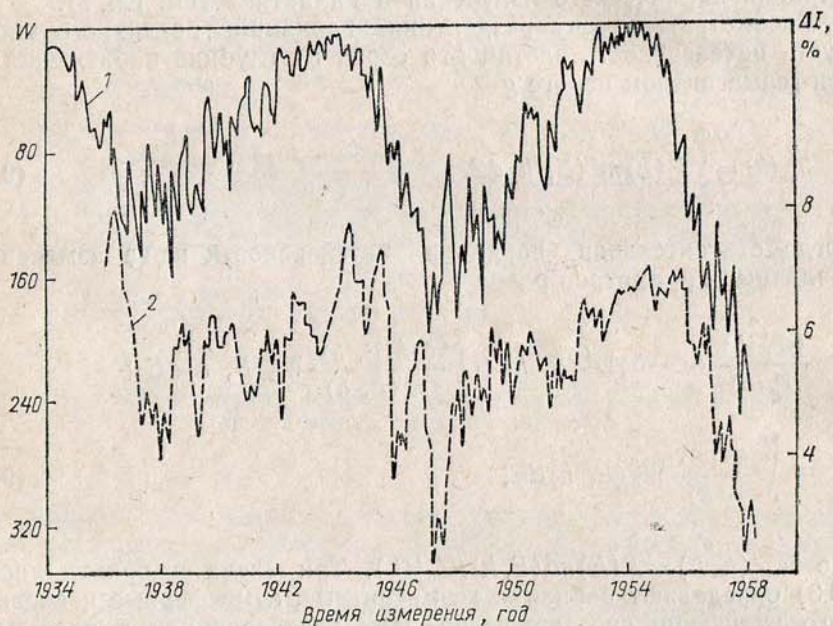


Рис. 9.4. Одиннадцатилетняя вариация космических лучей (правая шкала, 1) и число Вульфа (левая шкала, 2)

то характеризуют числом групп пятен или числом пятен на видимой стороне Солнца, а также площадью пятен, потоком радиационного излучения в определенном диапазоне волн и другими величинами.

Один из максимумов активности ожидался в 1957 г., и этот год был объявлен Международным геофизическим годом (МГГ) для всестороннего изучения влияния солнечной активности на процессы, происходящие на Земле. В 1957 г. интенсивность космических лучей на Земле была на 6% ниже, чем в предыдущем минимуме активности, а интенсивность нейтронов — даже на 25%. Таким образом, существует отрицательная корреляция меж-

ду солнечной активностью и интенсивностью космических излучений. Небольшое изменение интенсивности нейтронов (несколько процентов), происходящее на экваторе, показывает, что влияние Солнца сказывается до энергий десятки гигаэлектронвольт.

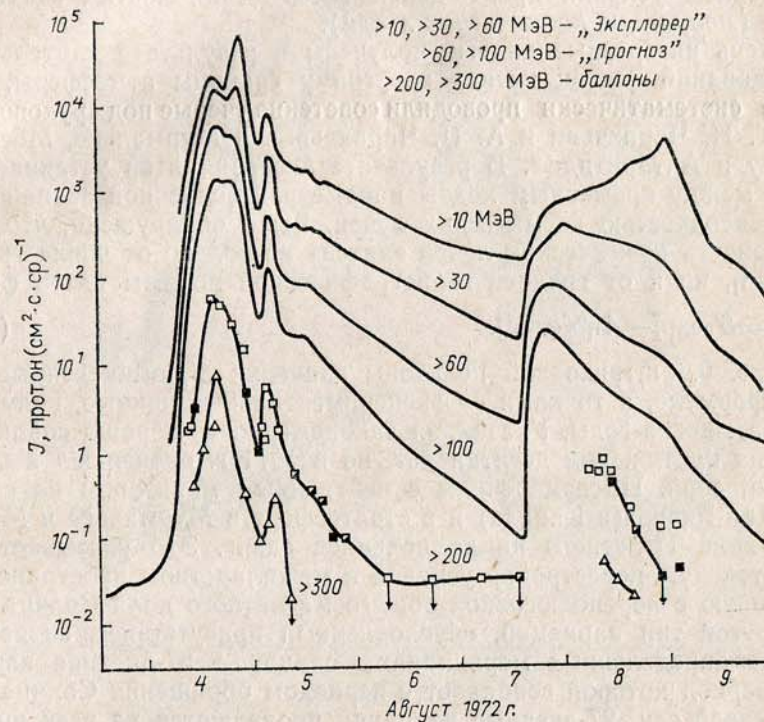


Рис. 9.5. Солнечная вспышка в протонной компоненте в августе 1972 г. (Вернов С. Н. и др. // Изв. АН СССР. Сер. Физ. 1973. Т. 37. С. 1138)

Многолетние измерения, проводившиеся при полетах советских и американских аппаратов к Венере, Марсу, Луне, Юпитеру и на спутниках Земли, показали, что в космическом пространстве интенсивность излучения от максимума к минимуму меняется более чем в два раза, т. е. значительно больше, чем на Земле. Отсюда можно сделать вывод, что в открытом космосе вариации вызваны в основном частицами с энергией  $E \approx 1 \div 3$  ГэВ, для которых интегральная кратность мала (т. е. они и их потомки не доходят до поверхности Земли). Это подтверждается тем, что в периоды минимума солнечной активности у границы земной атмосферы

появляются частицы в области более высоких широт, чем в годы максимума.

Отрицательная корреляция солнечной активности и интенсивности космических лучей указывает на то, что 11-летняя вариация связана не с генерацией космических лучей на Солнце, а с изменением условий прохождения космических частиц в гелиосфере (*модуляция космических лучей*).

Очень интересные данные получены в результате длительных исследований частиц низких энергий у границы атмосферы, которые систематически проводили советские ученые под руководством Т. Н. Чарахчян и А. Н. Чарахчяна в Мурманске, Москве, Крыму и Антарктиде\*. В результате экспериментов установлена связь между временным ходом параметров солнечной активности и интенсивностью космических лучей. Было обнаружено, что интенсивность космических лучей зависит не только от числа групп пятен  $\eta$ , но и от средней гелиографической широты пятен  $\phi$ :

$$\mathcal{J} = \mathcal{J}_0 \exp[-A\eta^{0,8}\phi^{-1,2}]. \quad (9.4)$$

На рис. 9.6 штриховкой показаны значения  $\mathcal{J}$ , вычисленные по этой формуле, а точками — экспериментальные данные, полученные за многие годы. Указанная закономерность хорошо соблюдалась на протяжении десятка лет, но в 1971 г. произошел неожиданный сбой. По измерениям с нейтронным монитором на станции Дип-Ривер (в Канаде) и в стратосфере в Мурманске и Москве в ходе 11-летнего цикла появился сдвиг. Это указывает на значительную перестройку условий в межпланетном пространстве, связанную с переполусовкой общего магнитного поля Солнца [3].

Другой тип вариаций, обусловленный присутствием активных зон на определенных меридианах Солнца, — 27-дневная вариация, период которой совпадает с периодом обращения Солнца вокруг своей оси. 27-дневные вариации проявляются на всех широтах на Земле, т. е. вызваны частицами сравнительно высоких энергий. В периоды уменьшения солнечной активности они иногда полностью исчезают, а в периоды максимума выражены наиболее четко и имеют амплитуду 0,7—1% (в космическом пространстве до 10%, рис. 9.7).

Еще более коротким периодом обладают солнечно-суточные вариации, имеющие период, равный земным суткам. Эти вариации имеют амплитуду 0,15—0,2% (0,3—0,5% в нейтронной компоненте) и обнаруживают связь с 27-дневными вариациями, так как амплитуда этих вариаций имеет 27-дневную повторяемость.

**9.3.2. Солнечно-суточная вариация.** Радиальное магнитное поле в Солнечной системе закручено в архимедову спираль из-за вращения Солнца (см. рис. 9.1). В результате возникает анизо-

\* В 1976 г. за эти исследования Т. Н. Чарахчян, А. Н. Чарахчян, Ю. И. Стожков и Г. А. Базилевская были удостоены Ленинской премии.

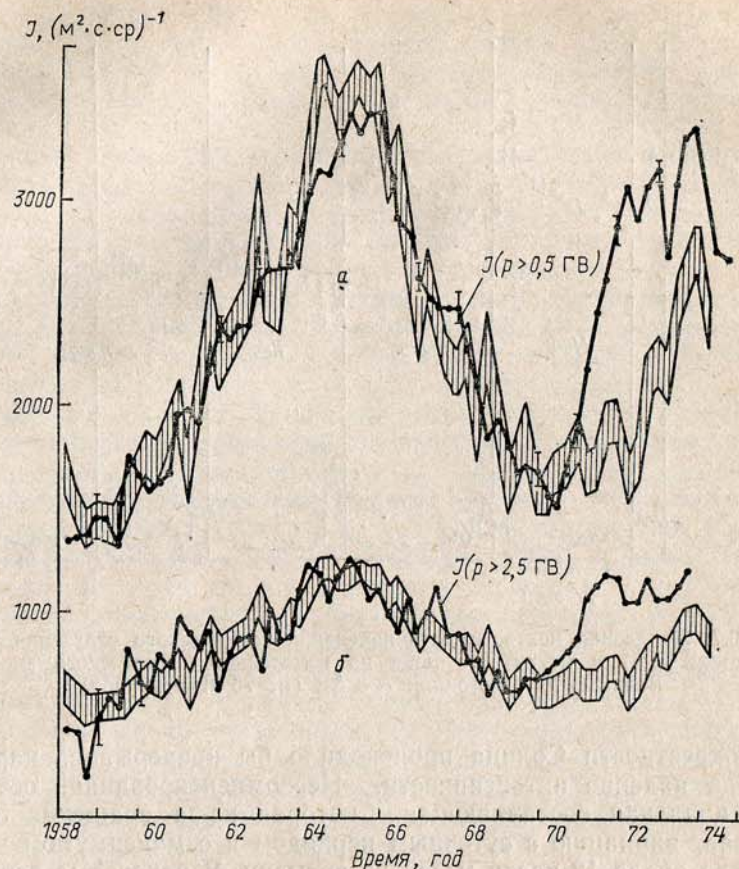


Рис. 9.6. Зависимость от времени интенсивности космических лучей разных энергий по результатам измерений в Мурманске (а) и Москве (б):  $A = 2,0 \pm 0,2$ ;  $I_0 = (1800 \pm 50) (\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср})^{-1}$  для  $p > 2,5$  ГВ;  $A = 3,8 \pm 0,2$ ;  $I_0 = (4000 \pm 100) (\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср})^{-1}$  для  $p > 0,5$  ГВ

тропия магнитных условий в окрестностях Земли (а на орбите Юпитера магнитное поле почти тангенциальное, см. рис. 9.1, а). Поток космических лучей тоже становится анизотропным, тяготеющим к трубкам магнитного поля. Разложим этот поток на радиальную и тангенциальную составляющие. Радиальный поток галактических космических лучей в среднем компенсируется обратным конвекционным выносом частиц из Солнечной системы под действием солнечного ветра. В отдельные интервалы времени компенсация может быть неполной, например, вследствие изменений плотности потока магнитных неоднородностей с 11-летним периодом. Однако если бы компенсация в среднем отсутствовала,

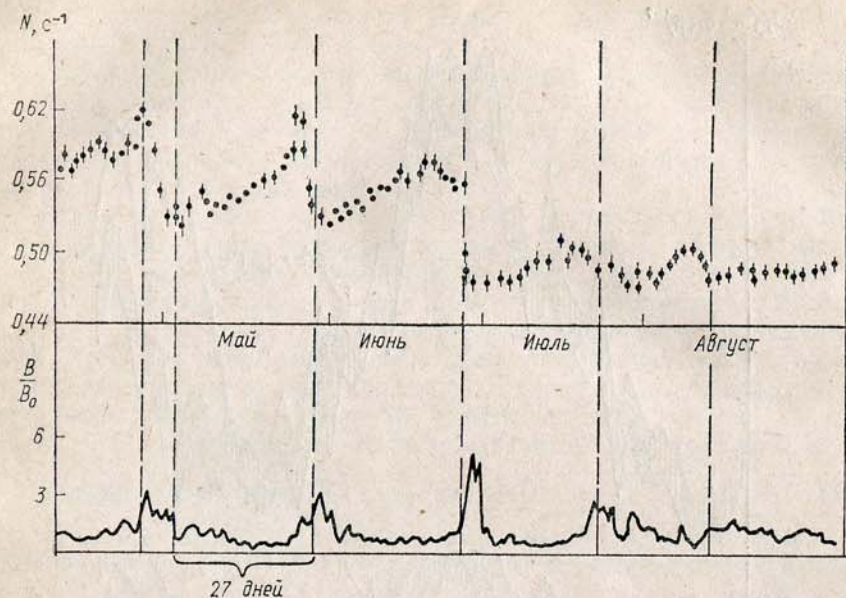


Рис. 9.7. 27-дневная повторяемость изменений космического излучения (форбуш-понижения) и магнитного поля по измерениям космического аппарата Вояджер на расстоянии  $\sim 8$  АЕ ( $E > 75$  МэВ/нуклон)

то в окрестности Солнца происходило бы непрерывное нарастание или падение интенсивности. Нескомпенсированной остается тангенциальная составляющая, которая из-за вращения Земли вызывает вариацию с суточным периодом и с максимумом интенсивности около 18 часов местного времени. В некоторые периоды, когда радиальная составляющая не скомпенсирована, результирующая вариация перемещается к более ранним или более поздним часам. Амплитуда солнечно-суточной вариации на расстоянии 1 АЕ может достигать 0,5%.

### 9.3.3. Непериодические вариации.

**Эффект Форбуша.** В отличие от рассмотренных ранее периодических вариаций эффект Форбуша возникает неожиданно, хотя частота таких событий увеличивается в годы активного Солнца. Эффект проявляется в падении интенсивности космических частиц в широком интервале энергий от низких значений до нескольких десятков гигаэлектронвольт. При энергиях около 1 ГэВ уменьшение интенсивности достигает десятка процентов. Существуют явления со сравнительно медленным понижением и столь же медленным восстановлением, а также с резким началом и плавным восстановлением (рис. 9.7). В последнем случае падение интенсивности происходит со скоростью (1,5–2)%

в час, а восстановление — со скоростью (0,02–0,05)% в час. Весь цикл изменений может занимать десятки дней. В периоды активного Солнца такие явления часты, накладываясь друг на друга, они приводят к уменьшению средней интенсивности космического излучения.

Первоначально резкие понижения интенсивности космических лучей наблюдались в экспериментах на поверхности Земли. Выяснилось, что одновременно с таким понижением происходят резкие нарушения магнитного поля Земли (магнитные бури). Связь магнитных бурь и интенсивности космических лучей была установлена в 40-х годах американским физиком Форбушем, а само явление получило название эффекта Форбуша\*. Механизм этих вариаций будет рассмотрен в § 9.6. Как и периодические вариации, эффект Форбуша имеет модуляционный характер.

**Солнечные вспышки.** В периоды высокой солнечной активности в результате резких изменений электрических и магнитных полей в различных локальных областях солнечного диска происходят кратковременные возрастания яркости свечения, сопровождаемые целым рядом других явлений, — солнечные вспышки\*\*. Слабые вспышки могут происходить несколько раз в день, а сильные весьма редки. Вспышка сопровождается ультрафиолетовым, рентгеновским, радиоизлучением, а также возникновением линейчатого и непрерывного  $\gamma$ -излучения, испусканием протонов, ядер, нейтронов и нейтрино. Следовательно, в таких вспышках генерируются космические лучи — *солнечные космические лучи*. Общее количество испущенных протонов достигает  $10^{33}$  в сильных вспышках и  $10^{28}$  в слабых, а энергия вспышек заключена в интервале  $10^{27}$ – $10^{31}$  эрг. За последние 20 лет зарегистрировано более 30 больших солнечных вспышек, в которых образовались космические протоны с энергией до десятков гигаэлектронвольт. Замечено, что большие вспышки возникают чаще в периоды нарастания или падения солнечной активности.

Огромная вспышка 23 февраля 1956 г. была отмечена на многих станциях. Возрастание интенсивности прослеживалось до широт  $80^\circ$ , где оно было максимально. Это показывает, что среди частиц, пришедших на Землю в результате вспышки, имелись частицы с энергией  $E \leq 1$  ГэВ. Кроме того, заметное изменение интенсивности наблюдалось и на экваторе. Следовательно, энергия частиц, вызвавших вариацию, достигала 15 ГэВ (критическая энергия на экваторе). Аналогичные свойства имели и вспышки 26 января 1967 г., когда в течение нескольких часов поток космического излучения увеличился в Антарктиде на 40%, а в Москве на 6%.

\* Синонимы: эффект магнитных бурь (при наблюдениях в пределах магнитосферы Земли), форбуш-эффект, форбуш-понижение.

\*\* Синоним: хромосферные вспышки (открыты в 1859 г.).



Еще больше возрастает интенсивность частиц невысоких энергий в открытом космосе вне действия магнитного поля Земли. Наблюдения на космических аппаратах показывают, что общая интенсивность космических частиц во время больших вспышек может возрасти в  $10^6$  раз. Пример такого явления показан на рис. 9.5, где представлено изменение интенсивности протонов различных энергий во время вспышек на Солнце в августе 1972 г., три года спустя после максимума солнечного цикла. Это самая мощная вспышка за последние 20 лет.

Сильные вспышки, в которых генерируются частицы с энергией выше 100 МэВ, представляют опасность для экипажей космических кораблей при межпланетных экспедициях. Такие частицы в обшивке корабля создают электрон-фотонные каскады и рентгеновское излучение.

На орбите Земли ( $1 \text{ АЕ} = 1,495 \cdot 10^8 \text{ км}$ ) поток космического излучения достигает максимума через 8—12 ч после вспышки. Прогнозировать момент вспышки пока не удается, но опасные вспышки очень редки (одна за несколько лет).

Освоение авиацией, в том числе гражданской, больших высот потребовало изучения радиационной обстановки, создаваемой галактическими и солнечными космическими лучами на высотах 18—20 км.

Радиационное поражение биологических объектов ионизирующими излучениями определяется поглощенной энергией и биологической эффективностью того или иного вида излучения. Единицей поглощенной энергии (дозы)  $D_i$  является грэй ( $1 \text{ Гр} = 1 \text{ Дж/кг}$ ). Биологическая эффективность (эквивалентная доза)  $D_{\text{экв}}$  зависит от коэффициента качества излучения  $(\text{КК})_i$ , так что

$$D_{\text{экв}} = \sum D_i (\text{КК})_i$$

(измеряется в зивертах,  $1 \text{ Зв} = 1 \text{ Дж/кг} = 10^2 \text{ бэр}$ ).

Безопасная эквивалентная доза для людей, работающих с излучениями, установлена равной  $5 \cdot 10^{-2} \text{ Зв}$  в год. Обычная мощность дозы для высот 18—20 км составляет 10—20 мкЗв/ч. По американским данным, за период с 1956 по 1972 г. на высоте 18 км в полярных областях уровень мощности дозы в 100 мкЗв/ч превышался 10 раз, а 500 мкЗв/ч — три раза. Главный вклад в дозу дают нейтроны (см. [12] к введению).

#### § 9.4. ПРИЧИНЫ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ВАРИАЦИЙ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Идеализированная картина солнечного ветра, представленная в § 9.1, реально не существует. Процессы, происходящие на Солнце, нарушают спокойное течение плазмы. Иногда в локальных областях Солнца создаются условия для резкого увели-

чения скорости частиц солнечного ветра. В результате в межпланетное пространство устремляется поток плазмы, закручивающийся из-за вращения Солнца в спираль Архимеда. Быстрые частицы догоняют ранее испущенные частицы спокойного потока. Это приводит к сжатию плазмы вместе с вмороженным в нее магнит-

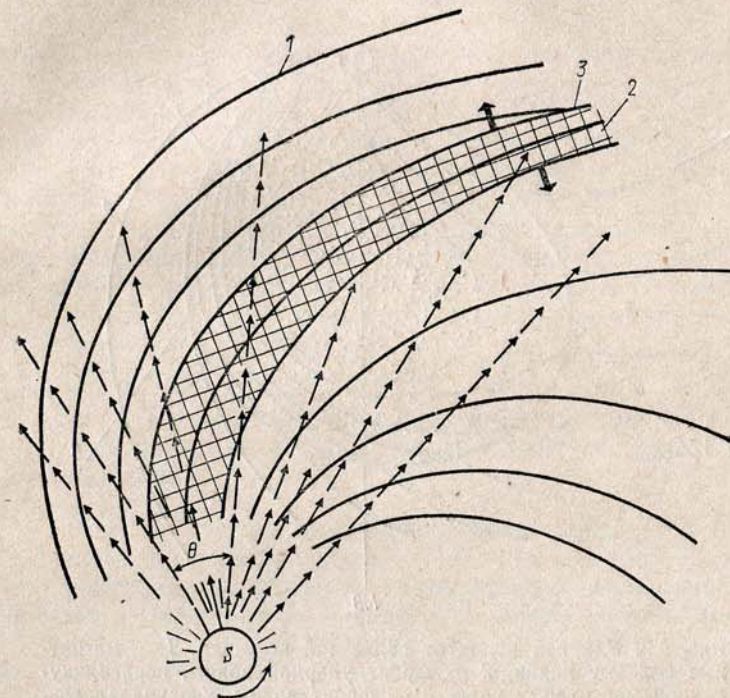


Рис. 9.8. Коротящий высокоскоростной поток. 1 — магнитные силовые линии, 2 — поток высокоскоростной плазмы, 3 — прямая ударная волна, 4 — обратная ударная волна, S — Солнце,  $\theta$  — область выброса плазмы с повышенной скоростью

ным полем перед потоком и разрежению позади потока. При сверхзвуковой скорости потока на его границах может сформироваться ударная волна (рис. 9.8). Такие потоки могут существовать многие месяцы. В связи с вращением Солнца земной наблюдатель будет регистрировать поток через каждые 27 дней\*. Поэтому долгоживущие потоки называют коротящими (повторяющимися). Магнитное поле внутри коротящего потока усилено в несколько раз, а плотность частиц понижена. Это хорошо видно на примере прохождения коротящего потока через кос-

\* Период обращения Солнца равен 25 дням, но для земного наблюдателя из-за орбитального движения Земли период увеличивается.

мическую станцию Вояджер-1, находившуюся в апреле—июне 1980 г. на расстоянии около 8 АЕ (рис. 9.7).

Одним из важнейших механизмов возмущения межзвездной среды являются ударные волны, вызываемые солнечными вспышками (рис. 9.9). Во время вспышки происходит выброс большого

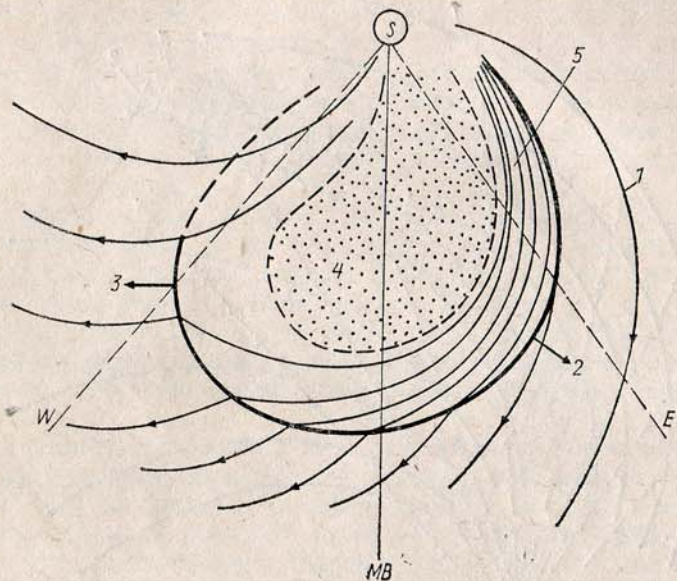


Рис. 9.9. Ударная волна от солнечной вспышки. 1 — магнитные силовые линии, 2 — фронт ударной волны, перпендикулярной магнитному полю, 3 — фронт волны, квазипараллельной полю, 4 — выброс вещества вспышки, 5 — сжатое магнитное поле, MB — меридиан вспышки, E и W — восточный и западный сектора наблюдения, S — Солнце

количества ускоренной плазмы, в результате чего также образуются высокоскоростные потоки и ударные волны, но в отличие от коротящихся потоков продолжают они недолго и плотность частиц в них велика. Скорость ударных волн от вспышек может достигать 3000 км/с. Иногда выбросы следуют один за другим и образуют несколько ударных фронтов, которые, двигаясь с разными скоростями, могут сближаться или расходиться.

Помимо крупномасштабных неоднородностей в намагниченной плазме могут появиться разрывы и целый спектр колебаний магнитного поля или плотности вещества — волны Альвена (поперечные колебания магнитного поля при неизменной плотности плазмы) и магнитозвуковые волны.

Магнитные неоднородности существенно влияют на движение космических частиц в межпланетном пространстве. Если радиус ларморовского вращения частицы  $R_L$  [см. (1.3)] много меньше размеров неоднородностей  $R_n$ , то частица движется по силовым линиям и обходит неоднородности. При очень больших  $R_L$  частицы вообще не чувствуют флуктуаций магнитного поля. Но при  $R_L \sim R_n$  частицы сильно рассеиваются и движение принимает диффузионный характер. Непосредственные наблюдения показывают, что существует широкий спектр неоднородностей от секторной структуры и коротящихся потоков (1—0,1 АЕ) до совсем малых, приводящих к изменениям свойств среды с частотой до  $1 \text{ с}^{-1}$ . В результате возникают искажения в движении частиц с энергиями от 100 эВ до 100 ГэВ.

Движущиеся магнитные неоднородности не только рассеивают частицы, но одновременно ускоряют или замедляют их. Частота возникновения неоднородностей коррелирована с активностью Солнца. Поэтому в годы максимума активности влияние Солнца на космические лучи усиливается.

#### § 9.5. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ С МАГНИТНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ И СОЛНЕЧНЫМ ВЕТРОМ

**9.5.1. Ускорение на фронте ударных волн.** При типичной форме спектра космических лучей  $N \sim E^{-1}$  или  $N \sim e^{-\beta E}$  ускорение или замедление частиц приводит соответственно к увеличению или уменьшению интенсивности. Существует много механизмов взаимодействия частиц с движущимися магнитными неоднородностями, меняющих их энергию. В основе лежит идея, имеющая простую аналогию с нагревом или охлаждением газа при его сжатии или расширении. При адиабатическом сжатии газа поршнем в цилиндре кинетическая энергия молекул увеличивается из-за встречных столкновений частиц с поршнем. При расширении (столкновения вдогонку) частицы газа подталкивают поршень, передавая ему энергию и замедляясь. Аналогично при встречном столкновении частицы с намагниченной движущейся стенкой происходит изменение энергии.

Пусть магнитная стенка (ударная волна, намагниченное облако) движется со скоростью  $u$ . Напряженность магнитного поля примем равной  $B$ , скорость частицы  $v$ , а ее заряд  $ze$ . Движущееся магнитное поле создает индукционное электрическое поле [ср. (1.2)]

$$\mathcal{E} = -\frac{1}{c} [uB]. \quad (9.5)$$

Приращение энергии частицы равно работе, совершаемой полем,

Учитывая, что траектория движения частицы в магнитном поле есть окружность, находим

$$\Delta E = ze \int \mathcal{E} ds = -2E(uv)/c^2. \quad (9.6)$$

Если  $v$  и  $u$  имеют разные знаки, то энергия возрастает. Приращение энергии в реальных условиях гелиосферы мало.

**Пример.** Рассмотрим столкновение протона с энергией 100 МэВ и движущегося навстречу фронта ударной волны со скоростью  $u=500$  км/с. Подставив соответствующие значения в (9.6), получим  $\Delta E/E=1,53 \cdot 10^{-3}$ .

Для значительного изменения энергии требуется многократное повторение взаимодействия с намагниченными областями. Существует несколько процессов, удовлетворяющих этому требованию.

Один из механизмов осуществляется при условии, когда ларморовский радиус частицы  $R_L$  много больше толщины фронта ударной волны, разделяющей области с разным  $B$ , а поперечная составляющая скорости частицы  $v_{\perp} \gg u$ , где  $u$  — скорость движения ударной волны относительно плазмы.

Рассмотрим случай, когда ударная волна движется перпендикулярно магнитному полю  $B$  (рис. 9.10). В системе координат,

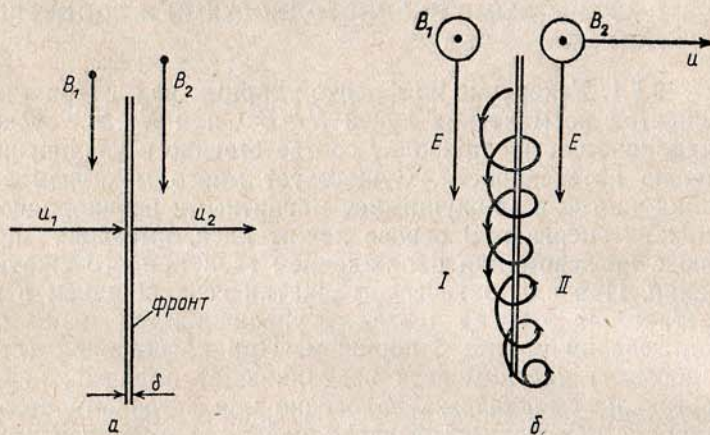


Рис. 9.10. Иллюстрация бесстолкновительного ускорения ударным фронтом:  $a$  — проекция, параллельная  $B$ ;  $b$  — проекция, параллельная  $E$ . I — зона ускорения частицы; II — зона замедления

связанной с фронтом ударной волны, существует электрическое поле (9.5), одинаковое по обе стороны фронта. Частица, двигаясь по спирали вдоль силовой линии, дрейфует через ударный фронт со скоростью плазмы. Из-за различия  $B_1$  и  $B_2$  ларморовские радиусы справа и слева от фронта различны. Электрическое поле

направлено так, что оно ускоряет частицы, когда они движутся в более слабом магнитном поле, т. е. проходят больший путь по дуге большего радиуса, и замедляет, когда радиус кривизны и путь мал. В итоге получается ускорение. Поскольку  $v_{\perp} \gg u$ , то частица совершит много оборотов и пересечений фронта, прежде чем ее траектория полностью выйдет за пределы поля. Суммарное возрастание поперечного импульса определяется соотношением  $p_{2\perp}^2 = p_{1\perp}^2 (B_2/B_1)$ .

Поскольку  $B$  в ударных волнах меняется в несколько раз, ускорение оказывается быстрым и эффективным. Механизм не работает, если фронт параллелен полю. Описанный процесс ускорения является бесстолкновительным: столкновения с рассеивающими центрами привело бы лишь к нарушению механизма увеличения энергии.

Другой механизм ускорения (*стохастический*) основан на многократном пересечении фронта ударной волны в результате случайного блуждания частицы между рассеивающими магнитными неоднородностями по обе стороны фронта. При этом действует как механизм ускорения электрическими полями, так и ускорение из-за разности скоростей рассеивающих центров по обе стороны фронта. В процесс ускорения вовлекается слой вещества порядка длины пробега частиц между рассеивающими областями. Стохастический механизм действует и при движении ударной волны вдоль магнитного поля, но ускорение в этом случае требует значительно большего времени. Кроме того, часть частиц теряется в процессе рассеяний (см. гл. 10).

В гелиосфере осуществляется много других механизмов ускорения и замедления частиц, например ускорение частиц между двумя сближающимися фронтами ударных волн последовательных солнечных вспышек или коротящих потоков, адиабатическое замедление при расширении области, занятой космическими лучами.

**Пример.** Из-за радиального расхождения магнитных неоднородностей в солнечной системе расстояние между ними все время увеличивается и колеблющаяся между неоднородностями частица должна терять энергию (аналогия с расширением газа). Относительная скорость рассеивающих центров в поперечном направлении равна  $\Delta u$  на расстоянии  $r$  от Солнца. Тогда  $dE/dt = \Delta E \cdot v$ , где число столкновений в единицу времени  $\nu = \Delta t^{-1} = v/l$ .

**9.5.2. Конвективный вынос частиц из гелиосферы.** Направленный поток солнечной плазмы приводит к конвективному выносу космических частиц из гелиосферы, уменьшая их интенсивность. Пусть скорость частиц  $v$  много больше скорости плазмы  $u$ , а плотность частиц в системе покоя плазмы равна  $n(p^*)$ . Тогда в лабораторной системе появится поток в направлении вектора  $u$ . Этот поток равен [см. (7.10) и (7.11)]

$$I(E) = C(E) \cdot un(E), \quad (9.7)$$

где  $C(E)$  — коэффициент Комптона—Геттинга.

**9.5.3. Коэффициент модуляции.** Рассмотрим формулировку задачи в простом случае модуляции космических лучей при стационарной диффузии в межпланетном пространстве, т. е. отвлечемся от изменения условий диффузии с течением времени. Тогда диффузионный поток частиц в пространстве уравнивается выносом частиц из Солнечной системы в результате эффекта Комптона — Геттинга (см. § 7.6) и потерь энергии в процессах столкновения с разбегающимися неоднородностями солнечного ветра. Если  $D$  — коэффициент диффузии (см. § 6.1), то

$$D = \frac{dn(E, r)}{dr} = Cun(E, r) - \frac{rd}{dE} \left[ n \frac{dE}{dt} \frac{1}{v} \right], \quad (9.8)$$

где  $C$  — коэффициент Комптона — Геттинга (7.10), (7.11), а  $dE/dt$  определяется выражением (10.18) [4].

В простейшем случае, когда потери отсутствуют, имеем

$$\ln \frac{n(E, r)}{n(E, \infty)} = \ln M = - \int_r^{\infty} (Cu/D) dr, \quad (9.9)$$

здесь  $r$  — расстояние от Солнца. Величина  $\ln M$  называется коэффициентом модуляции.

Поскольку солнечный ветер не может распространяться до бесконечности, то практически в качестве верхнего предела интегрирования в (9.9) следует взять некоторую величину  $\mathcal{L}$ , называемую *размером области модуляции*. Величина  $\mathcal{L}$  определяет границу области модуляции галактических космических лучей солнечным ветром. Она зависит от скорости ветра  $u$  и коэффициента диффузии  $D$ , который задается спектром магнитных неоднородностей (т. е. их распределением по размерам), плотностью неоднородностей (зависимость от  $l$ ) и скоростью частиц.

Используя соотношение (9.9), можно ввести радиальный градиент плотности космических частиц

$$\delta = [dn(E, r)/dr]/n(E, r).$$

Обычно  $\delta$  выражают в процентах в интервале расстояний, равном 1 АЕ. Тогда в пренебрежении потерями и при  $C=1$

$$\delta = \frac{1}{n} \frac{dn}{dr} (100 \cdot 1 \text{ АЕ}) = (100 \cdot 1 \text{ АЕ}) u/D(E, r) \%/\text{АЕ}.$$

Радиальный градиент можно непосредственно измерить при полетах межпланетных станций.

**Пример.** В частном случае постоянных  $u$  и  $D$  из формулы (9.9) имеем

$$M = \exp\{-(Cu/D)(\mathcal{L}-r)\}. \quad (9.10)$$

В этом случае  $\delta = Cu/D$  и не зависит от  $r$ . Ясно, что на границе области модуляции  $M=1$ , т. е. интенсивность космических лучей при  $r=\mathcal{L}$  равна интенсивности галактических космических лучей. Таким образом, измеряя  $M$  и  $\delta$ , можно экспериментально определить область модуляции.

Следует, однако, помнить, что проведенное рассмотрение было сильно упрощенным. Для точного решения (9.9) нужно сделать предположения о зависимости коэффициента диффузии от жесткости, а также более надежно, чем это было сделано выше, выбрать связь  $D$  и  $r$ . Количественные результаты можно получить лишь с учетом трехмерной диффузии (когда коэффициент  $D$  задается в виде тензора) и зависимости плотности космических лучей от времени [2].

Соответствующие расчеты показывают, что модуляция космических лучей существует и в годы спокойного Солнца, т. е. наблюдаемый у Земли спектр космических частиц не совпадает с галактическим. На рис. 9.11 для примера показаны спектры космических протонов у Земли и за пределами Солнечной системы (вычислены по одной из моделей). Таким образом, учет модуляции может повлиять на оценку плотности энергии космических лучей в Галактике. Если учесть возможное присутствие в галактическом спектре частиц с энергией до 0,01 ГэВ, то плотность энергии может в несколько раз превысить значение 1 эВ/см<sup>3</sup>, приводившееся ранее.

В последние годы стало возможным прямое определение градиента космического излучения путем одновременного измерения интенсивности протонов с энергией от 115 до 200 МэВ на расстояниях  $\sim 1$  АЕ и 12–25 АЕ на космических аппаратах Гелиос-1, -2 и Пионер-10. Из рис. 9.12 следует, что градиент существует и в период минимума солнечной активности, а область модуляции простирается по крайней мере до 25 АЕ. Градиент меняется в зависимости от цикла солнечной активности от 5% АЕ в районе максимума до 1,5% АЕ в минимуме.

Указанные эксперименты дали еще один замечательный результат: нарушение условий в гелиосфере, приводящее к понижению интенсивности космических лучей, распространяется от Солнца со скоростью  $u \sim 550$  км/с. Это иллюстрируется рис. 9.12. Если пересчитать кривую 1 на рис. 9.12 к расстояниям 12–25 АЕ с

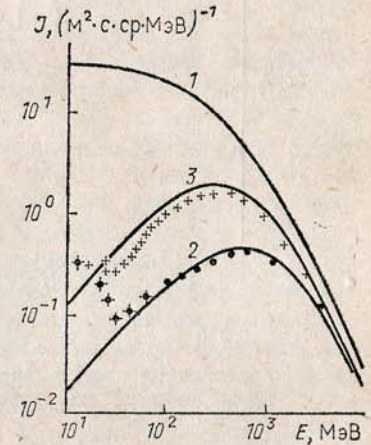


Рис. 9.11. Спектр космических протонов в Галактике (1) и у Земли в годы минимума (2) и максимума (3) солнечной активности (расчет по одной из моделей), точки — эксперимент

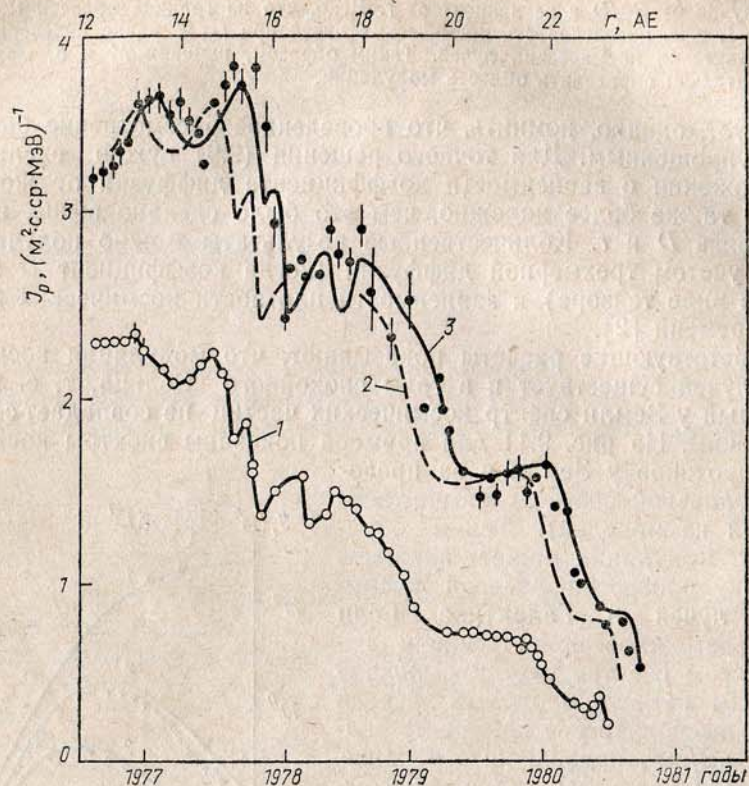


Рис. 9.12. 11-летняя вариация, измеренная на расстояниях 1 АЕ (Гелиос-1,2) и на 14—23 АЕ (Пионер-10): 1 — интенсивность протонов на расстоянии 1 АЕ; 2 — ожидаемая модуляция при мгновенном распространении возмущений  $u = \infty$ ; 3 — то же при  $u = 550$  км/с

учетом градиента, считая скорость распространения возмущений бесконечной, то получим кривую 2, отличающуюся от экспериментальной. Однако, предполагая, что скорость равна 550 км/с, получим профиль интенсивности, хорошо согласующийся с измеренным.

#### § 9.6. МЕХАНИЗМ ФОРБУШ-ПОНИЖЕНИЙ

Явления понижения интенсивности космических лучей (см. п. 9.3.2) многообразны. Форбуш-понижения зарегистрированы на расстояниях  $r \sim 10$  АЕ, наблюдаются коротирующие форбуш-понижения, группы понижений. Особенно часто последние наблюдаются в годы максимума солнечной активности (рис. 9.7).

Как правило, они связаны с последовательными ударными волнами, возникающими от солнечных вспышек (рис. 9.9). Сжатое магнитное поле в оболочке за фронтом ударной волны препятствует проникновению частиц внутрь оболочки вплоть до энергий десятки ГэВ. Толщина слоя сильного магнитного поля определяет время быстрого спада интенсивности. При  $u \sim 10^3$  км/с толщина слоя составляет  $\sim 10^7$  км. Расширение оболочки может адиабатически замедлять имеющиеся в ней частицы. Реальный ход интенсивности зависит от конфигурации полей. Часто внутри области, ограниченной фронтом, имеется намагниченное облако вещества, выброшенное из Солнца («поршень»), толкающее ударную волну. Удар фронта о земную магнитосферу вызывает магнитную бурю, сопровождающую форбуш-понижение на Земле.

#### § 9.7. МЕХАНИЗМ 11-ЛЕТНИХ ВАРИАЦИЙ

Диффузионная модель позволяет качественно описать эффекты модуляции космических лучей и 11-летний цикл, однако в ней существует целый ряд свободных параметров. Это оставляет возможность для существования других механизмов. Некоторые авторы считают, что главную роль играет дрейф частиц в крупномасштабном неоднородном магнитном поле, существующем в гелиосфере. Градиент этого поля в сочетании с движением плазмы может вызывать дрейф частиц, зависящий от знака заряда и по некоторым оценкам более значительный, чем конвективный вынос частиц. Например, если магнитные силовые линии выходят из северного полюса Солнца, то учет дрейфа приводит к более сильной модуляции электронов по сравнению с диффузионной моделью и более слабой модуляции протонов. На эксперименте замечено, что в период роста интенсивности в 11-летнем цикле изменение во времени отношения числа  $\alpha$ -частиц к протонам  $\alpha/p$  и электронов к протонам  $e/p$  при одинаковой жесткости ведет себя по-разному: отношение  $\alpha/p$  качественно описывается диффузионной моделью, а для объяснения хода  $e/p$  требуется, по-видимому, привлечение дрейфа.

Эксперимент указывает также на возможную роль форбуш-понижений в снижении общей интенсивности космических лучей в активный период. В это время вспышки на Солнце и коротирующие потоки возникают столь часто, что форбуш-понижения накладываются и интенсивность не успевает восстанавливаться (рис. 9.7).

Твердо установлено существование 22-летнего периода вариаций обусловленного изменением полярности магнитного поля Солнца.

## § 9.8. АНОМАЛЬНАЯ КОМПОНЕНТА В ГЕЛИОСФЕРЕ

Пока измерения космических лучей проводились в глубине атмосферы, наука почти ничего не знала о спектре и природе космических частиц с энергией менее 0,1 ГэВ. Систематические исследования в этой области энергии стали возможны после выхода космических аппаратов в открытый космос.

Характерной особенностью энергетического спектра частиц малых энергий в годы спокойного Солнца является новое возрастание их интенсивности при уменьшении энергии после минимума при кинетической энергии десятки мегаэлектронвольт (рис. 9.13). В области низких энергий зарегистрированы протоны,

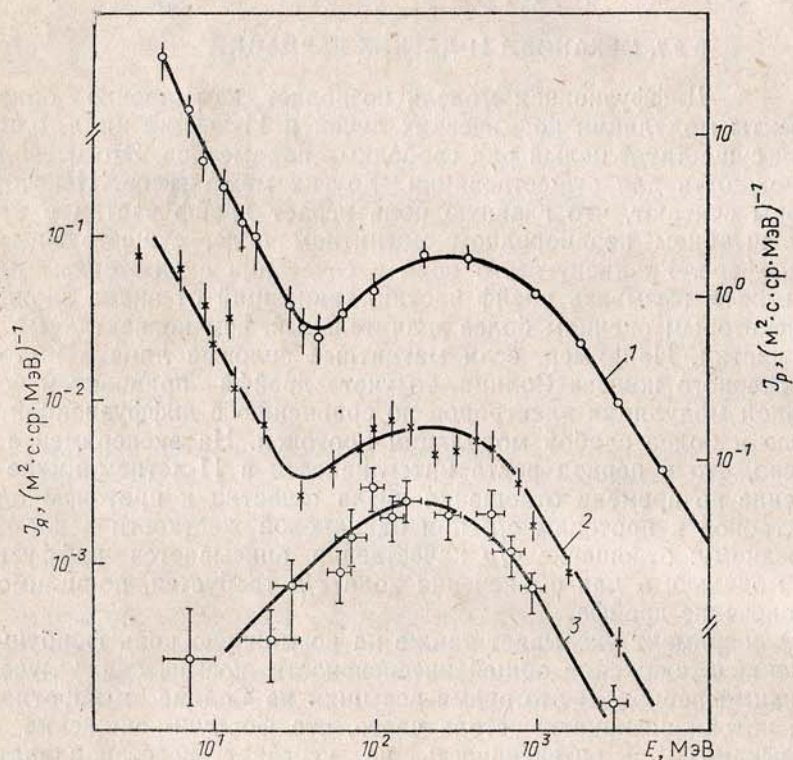


Рис. 9.13. Аномальная компонента космических лучей

$\alpha$ -частицы и более тяжелые ядра. Весьма вероятно, что частицы низких энергий ( $E \leq 1,5$  МэВ/нуклон) имеют солнечное происхождение, на что указывают корреляция с солнечной активностью и солнечный химический состав частиц, в частности отсутствие ядер

бора (см. рис. 9.13). Однако в области энергий 1—30 МэВ/нуклон в годы спокойного Солнца (1972—1975 гг.) были обнаружены определенные аномалии, например обогащение этой части спектра ядрами гелия и более тяжелыми элементами, по сравнению с составом солнечной атмосферы, отсутствие корреляций с интенсивностью протонов с  $E_p < 1,5$  МэВ и, возможно, некоторое возрастание интенсивности аномальных частиц по мере удаления от Солнца. Происхождение таких частиц не выяснено, но высказывалась гипотеза, что нейтральный газ из Галактики, проникая в Солнечную систему, ионизируется, а затем нагревается солнечным ветром и ускоряется ударными волнами.

Исследования, выполненные на межпланетных станциях, неожиданно обнаружили генерацию космических частиц планетами. Оказалось, что Меркурий, Земля и Юпитер являются источниками космических частиц низких энергий. Так, например, Земля излучает протоны с энергией 0,3—0,5 МэВ, а Юпитер создает электроны с энергией от 3 до 12 МэВ, причем часть электронов таких энергий, регистрируемых у Земли, имеет юпитерианское происхождение. Как показали измерения, спектр этих электронов имеет вид  $E^{-1,5 \pm 0,3}$  и близок к спектру электронов в магнитосфере Юпитера. Для этих электронов характерен большой пространственный градиент интенсивности (около 150% на 1 АЕ в интервале 1—4 АЕ). Полагают, что электроны с Юпитера достигают Земли, двигаясь по силовым линиям общего магнитного поля в Солнечной системе (см. рис. 9.1). Зарегистрированы и протоны с энергией 0,5—1,8 МэВ, испускаемые Юпитером.

## § 9.9. СОЛНЕЧНЫЕ КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ

**9.9.1. Солнечные космические лучи от вспышек.** Положительная корреляция между солнечными вспышками и возрастанием интенсивности космических лучей является аргументом в пользу генерации космических лучей на Солнце во время вспышек. Частицы от вспышек движутся вдоль направления силовых линий межпланетного магнитного поля. Например, после вспышки 4 мая 1960 г. поток избыточных частиц вначале регистрировался под углом  $50^\circ$  к западу от направления Земля—Солнце в соответствии с направлением силовых линий (см. п. 9.6.1). Наблюдения показывают, что для вспышек, которые происходят на солнечных долготах, связанных магнитными силовыми линиями с окрестностью Земли, момент прихода частиц почти точно соответствует (с учетом времени пролета частиц) началу вспышки.

Если вспышка возникает в восточных долготах, непосредственно не связанных силовыми линиями с Землей, то солнечные космические лучи, хотя и с запозданием, тоже достигают Земли. Это означает, что солнечные космические лучи могут двигаться и поперек силовых линий магнитного поля, рассеиваясь на магнит-

ных неоднородностях. Существование такого рассеяния подтверждается и изотропией потока солнечных космических лучей вскоре после прихода первых частиц. Солнечные вспышки дают уникальную возможность исследовать эти неоднородности.

В грубом приближении можно считать, что космические частицы генерируются коротким импульсом в момент времени  $t=0$ . Выброшенные в межпланетное пространство, они диффундируют к Земле. Их движение можно описать диффузионным уравнением для концентрации частиц  $n$  [5]:

$$dn/dt = D(E) \nabla^2 r + f(t), \quad (9.11)$$

где  $D(E)$  — коэффициент диффузии, зависящей от энергии (см. п. 9.6.3);  $f(t)$  — функция, описывающая количество частиц, испущенных вспышкой в единицу времени в момент  $t$  (мощность источника, профиль источника). Будем считать, что  $f(t) = N(E, t=0)$ . Тогда, поместив начало координат в центр вспышки, получим (см., например, [5])

$$n(r, t, E) = \frac{N(E)}{[2\sqrt{\pi D(E)t}]^3} \exp[-r^2/4D(E)t]. \quad (9.12)$$

Из формулы (9.12) следует, что в каждый момент времени распределение частиц в пространстве гауссово, но дисперсия распределения растет с течением времени, а облако испущенных частиц постепенно расплывается и рассеивается в космическом пространстве.

Приняв координату  $r$  равной 1 АЕ (т. е. рассматривая ход интенсивности космических частиц на Земле), заметим, что для достаточно больших  $t$  (при  $t \gg r_1^2/4D$ ) интенсивность будет меняться с течением времени как

$$n \sim nv \sim t^{-3/2}. \quad (9.13)$$

Эксперимент подтверждает подобную зависимость интенсивности после достижения максимума для частиц достаточно больших энергий ( $E \geq 0,1$  ГэВ) во многих вспышках. Это доказывает диффузионный характер распространения частиц в межпланетном пространстве.

Измерив скорость падения интенсивности, можно оценить  $D(E)$ . При  $E \geq 100$  МэВ для некоторых вспышек  $D(E) = (10^{21} \div 10^{22}) \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ . Поскольку скорость протонов в рассматриваемом интервале энергий заключена в интервале  $0,5 c - c$ , то  $l \sim (6 \cdot 10^{11} - 10^{12}) \text{ см}$ . С ростом энергии частиц  $l$  возрастает ( $\sim E^{1/2}$ ).

Размеры неоднородностей можно оценить из условия  $R_n \sim R_d = rc/300 B$ . Для частиц с импульсом 300 МэВ/с имеем  $R_n \approx 10^{11} \text{ см} \approx 1 \cdot 10^6 \text{ км}$ , что на порядок меньше расстояния  $l$ .

Столь простое рассмотрение не может объяснить всего многообразия явлений, происходящих во вспышках. Для уточнения кар-

тины вводятся различные коэффициенты диффузии вдоль и поперек поля ( $D_{\parallel} \sim 10 D_{\perp}$ ) и рассматривается определенный профиль источника. Предполагается, что результаты анализа лучше соответствуют такой картине, когда солнечные космические лучи диффундируют вначале в ограниченной области вокруг Солнца, в результате чего их угловое распределение становится изотропным, а затем, достигая соответствующих силовых линий, устремляются к Земле.

Во многих случаях, в особенности для частиц малых энергий, наблюдается уменьшение интенсивности с течением времени не по закону  $t^{-3/2}$ , а по экспоненте

$$n \sim \exp(-t/t_0). \quad (9.14)$$

Такая зависимость может означать, что частицы движутся вдоль силовой линии с пробегом порядка 1 АЕ.

Для электронов неоднократно наблюдались события с очень быстрым нарастанием интенсивности и последующим экспоненциальным спадом с периодом 20 мин. Такие явления интерпретируются как результат движения частиц по силовым линиям без рассеяния.

**9.9.2. Свойства частиц во вспышках.** Присутствие частиц высокой энергии показывает, что в атмосфере Солнца происходит ускорение частиц. Если они ускоряются в малоплотной солнечной короне, то химический состав космических лучей будет такой же, как и состав атмосферы Солнца. В плотной хромосфере ядра быстро теряют энергию и ускоряются плохо. Поэтому можно ожидать сильных вариаций химического состава частиц.

В составе солнечных космических лучей от вспышек отмечены протоны,  $\alpha$ -частицы, ядра средних и более тяжелых элементов, обычно в соответствии с составом солнечной атмосферы. Однако доля протонов меняется от вспышки к вспышке в десятки раз. Обнаружены вспышки, сильно обогащенные  $^3\text{He}$  и другими более тяжелыми ядрами. Хотя во время вспышек интенсивность космических лучей сильно возрастает, в среднем вклад солнечных космических лучей от вспышек в общий поток космических лучей мал, так как вспышки редки. До настоящего времени отмечено несколько десятков больших вспышек.

В самых мощных вспышках протоны с энергией больше 10 МэВ уносят энергию около  $10^{31}$  эрг, а электроны ( $E > 20$  кэВ) — в  $10^2$  раз меньше. Суммарная энергия космических лучей достигает 0,1 полной энергии вспышки. Слабые вспышки, в которых генерируются космические лучи невысоких энергий, происходят почти ежедневно, но дают заметный эффект лишь за пределами магнитосферы.

Протоны, возникающие во вспышках, вызывают ядерные реакции в веществе Солнца. Те из них, которые вылетают из хромосферы наружу, проходят слишком тонкий слой вещества, чтобы

эффект от ядерных взаимодействий был заметным. Однако часть протонов движется в глубь Солнца и при столкновении с ядрами водорода и гелия образует пионы, каоны, изобары. Заметим, что фотоны от распада  $\pi^0$ -мезонов, имея скорость больше скорости пионов, могут вылетать и в заднюю полусферу в ЛС. Поэтому возникает поток фотонов из Солнца с характерным спектром, имеющим максимум в области десятков МэВ. Фотоны тормозного излучения электронов имеют плавный спадающий к высоким энергиям спектр (рис. 9.14). Кроме непрерывного спектра фотонов во вспышках наблюдается линейчатый спектр от аннигиляции позитронов ( $E_\nu = 0,51$  МэВ) и различных ядерных реакций.

**Пример.** При синтезе дейтерия в реакции  $n+p \rightarrow d$  образуются фотоны с энергией  $E_\nu = 2,23$  МэВ, при переходе ядер  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$  из возбужденного состояния в основное излучаются фотоны с энергией 4,43 и 6,14 МэВ соответственно и т. д. (см. рис. 9.14).

Экспериментальное изучение фотонов от вспышек только начинается. Наряду с фотонами нейтральными продуктами вспышек должны быть и нейтроны. Нейтроны малых энергий (десятки МэВ) в значительной степени распадаются по пути к Земле, и для повышения эффективности их регистрации проектируется проведение эксперимента в районе орбиты Меркурия.

Распад заряженных пионов и каонов должен создавать поток мюонных нейтрино, который сравним с потоком фотонов высокой энергии (10—100 МэВ). Однако, в отличие от фотонов, нейтрино свободно проходят через большие толщины вещества и могут служить индикатором вспышек на обратной стороне Солнца. Экспериментальные данные о мюонных нейтрино от Солнца пока отсутствуют, но зарегистрированные на спутниках фотоны с энергией более 50 МэВ от распада нейтральных пионов свидетельствуют косвенно о присутствии мюонных нейтрино во вспышках.

### 9.9.3. Ускорение солнечных космических частиц.

Обсуждаются несколько возможных способов ускорения. Статистический механизм (см. п. 9.6.2) приводит к степенной форме спектра (это будет доказано в гл. 10). Эксперимент, однако, показывает, что

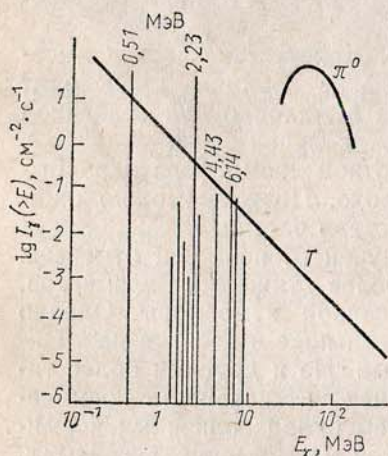


Рис. 9.14. Спектр солнечных фотонов во вспышке (расчет): вертикальные линии — линейчатый спектр (цифры указывают энергию);  $T$  — тормозное излучение электронов;  $\pi^0$  — фотоны от распада  $\pi^0$ -мезонов

спектр нельзя представить единым законом. Если при высоких энергиях спектр действительно степенной с показателем  $\gamma = -5 \div -7$ , то при малых энергиях он, возможно, экспоненциальный. Крутизна спектра увеличивается со временем в течение одной вспышки. Вся совокупность данных говорит, по-видимому, о том, что в солнечной атмосфере действует несколько механизмов ускорения. В некоторых областях солнечной атмосферы могут возникать быстро нарастающие магнитные поля, ускоряющие частицы по тому же принципу, что и в бетатроне.

С. И. Сыроватский доказал возможность появления электрического поля в условиях солнечной плазмы. Такие условия создаются при соприкосновении солнечных пятен с противоположно направленными магнитными полями. Быстрое сближение пятен резко изменяет магнитное поле — возникает электрическое поле, ускоряющее частицы. За короткое время энергия магнитного поля трансформируется в энергию частиц. Спектр жесткостей частиц будет при этом, по-видимому, экспоненциальным. Указанный механизм может иметь значение для ускорения частиц не только на Солнце, но и в других источниках космических лучей.

Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что солнечные космические лучи, проходя через межпланетное пространство, могут испытывать дополнительное ускорение ударными волнами, коротящими потоками и фронтами разной скорости и на неоднородностях магнитного поля (см. § 9.5).

### Вопросы и задачи

1. Что можно сказать о происхождении вариации, которая имеет одинаковую фазу в 18 часов (местного времени) в конце марта и в 6 часов утра в конце сентября?
2. При каких условиях электроны с энергией 3—5 МэВ, генерированные на Юпитере, могут достигнуть Земли и с какого направления? Определить время движения таких электронов, считая, что они не теряют энергию.
3. Оценить область модуляции космических лучей, используя формулу (9.10).
4. Определить величину  $D$ , если известно, что на орбите Земли максимум интенсивности частиц от вспышки на Солнце наблюдался через час после всплеска жесткого рентгеновского излучения. Указание: использовать формулу (9.12).
5. Почему потеря энергии частиц при столкновении с движущимися облаками (9.6) не зависит от  $z$  и  $V$ ?
6. Какую энергию за единицу времени потеряют протоны с энергией 1 ГэВ в окрестности орбиты Юпитера, если скорость движения магнитных неоднородностей равна 300 км/с?



## Глава 10. ПРОИСХОЖДЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

### § 10.1. ОСНОВНЫЕ ВОПРОСЫ [1—3]

Проблемы происхождения космических лучей возникла сразу же после их открытия.

Решение проблемы разделяется на три последовательных этапа и напоминает раскрытие матрешки. Наблюдаемую у границ гелиосферы интенсивность космических лучей  $I(E, z)$  можно представить в символической форме:

$$I(E, z) = \mathcal{P}\{A[Q(E, z)]\}, \quad (10.1)$$

где  $Q(E, z)$  — спектр исходных космических частиц;  $A$  — оператор, описывающий ускорение частиц до космических энергий при определенном составе и форме спектра;  $\mathcal{P}$  — оператор, преобразующий первичное космическое излучение  $A[Q(E, z)]$  к наблюдаемому в Галактике. В реальных условиях прохождение частиц через Галактику сопровождается их ускорением. Поэтому разделение операторов  $\mathcal{P}$  и  $A$  справедливо лишь в грубом приближении.

Иными словами, мы должны ответить на вопросы:

- 1) какие космические объекты являются источниками космических лучей и каковы свойства источников;
- 2) как ускоряются космические частицы;
- 3) какова область, в которой накапливаются космические лучи;
- 4) какие процессы сопровождают движение космических частиц от источников до Земли.

В настоящее время отсутствует завершенная теория происхождения космических лучей. Поэтому речь может идти лишь о создании моделей, способных объяснить совокупность имеющихся экспериментальных фактов. Среди них важнейшими являются следующие.

1. Полная энергия космических лучей, получаемая из плотности энергии (см. п. 1.3.5)  $w_c \sim 10^{-12}$  эрг/см<sup>3</sup>.
2. Постоянство или очень небольшое изменение интенсивности космических лучей во времени в пределах последнего миллиарда лет (см. гл. 8).
3. Анизотропия космического излучения (см. § 7.5).
4. Химический состав космического излучения и его зависимость от энергии (см. § 7.2), доля электронов и позитронов, электромагнитные излучения.
5. Форма энергетического спектра (см. § 7.4).

Роль космического излучения во Вселенной очень велика. Если сопоставить плотность кинетической энергии вещества ( $w_T$ ), плот-

ность энергии магнитного поля ( $w_G$ ) и плотность энергии космических лучей  $w_c$ , то окажется, что они близки по величине:

$$w_c \approx w_G \approx H^2/8\pi \approx w_T = \rho u^2/2 = nkT \sim 10^{-12} \text{ эрг/см}^3; \quad (10.2)$$

здесь  $H$  — напряженность магнитного поля,  $\rho$  — плотность вещества,  $u$  — скорость,  $n$  — концентрация газа,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура вещества.

Если предположить, что плотность энергии космических лучей во всей области, где присутствует космическое излучение, такая же, как и у Земли, то можно получить полную энергию космических лучей

$$W_c = w_c V_c, \quad (10.3)$$

где  $V_c$  — объем пространства, заполненного космическими лучами. Уже из этого рассмотрения видно, насколько важен для проблемы происхождения вопрос о размерах области накопления космических лучей. От правильности выбора этой области зависит оценка суммарной энергии, содержащейся в космических лучах.

Допустим в соответствии с галактической моделью, что космические лучи сосредоточены в Галактике, в пределах которой плотность космических лучей постоянна. При этом рассматриваются два основных варианта галактической модели: галактическая с гало и дисково-галактическая. В первом случае космические лучи заполняют приблизительно сферическую область с характерным размером около  $5 \cdot 10^{22}$  см, а во втором — диск такого же радиуса и толщиной  $h \sim 3 \cdot 10^{21}$  см.

Используя модель с гало, получаем объем области, занятой космическими лучами,  $V_T \sim 5 \cdot 10^{68}$  см<sup>3</sup> и полную энергию космических лучей

$$W_c = w_c V_T \sim 10^{56} \text{ эрг}. \quad (10.4)$$

В дисковой модели объем примерно в 100 раз меньше и соответственно меньше энергия  $W_c$ .

Нетрудно понять, что даже слабые источники, если они действуют достаточно долго, могут наполнить объем космическими лучами. Поэтому важным параметром является время накопления космических лучей, определяемое их временем жизни  $T_c$ . Гибель частиц обусловлена либо поглощением (потерей энергии при неупругих столкновениях), либо выходом из Галактики. В дальнейшем мы рассмотрим методы экспериментальной оценки времени жизни космических лучей  $T_c$ . Верхнюю оценку можно получить, считая, что частицы за время своего существования движутся в среде с равномерной плотностью  $\rho$  и проходят при этом путь  $l$ , который можно найти из химического состава космических лучей

( $l \sim 5$  г/см<sup>2</sup>, см. п. 7.2.2). Тогда, полагая  $\rho \sim 1,5 \cdot 10^{-26}$  г/см<sup>3</sup> ( $10^{-2}$  атом/см<sup>3</sup>), получаем

$$T_c = \frac{l}{\rho c} = \frac{5}{1,5 \cdot 10^{-26} \cdot 3 \cdot 10^{10}} \approx 10^{16} \text{ с} \sim 3 \cdot 10^8 \text{ лет.} \quad (10.5)$$

Это верхняя оценка времени жизни, так как в окрестностях источников плотность вещества может быть значительно больше, чем в межзвездном пространстве.

Если бы время жизни космических лучей определялось ядерными взаимодействиями частиц с межзвездным газом, то можно было бы рассчитать ядерное время жизни  $T_{\text{яд}}$  в Галактике, исходя из известного пробега поглощения адронов  $L_i$  и плотности  $\rho$ :

$$T_{\text{яд}}^i = L_i / \rho c. \quad (10.6)$$

Очевидно, что определенное таким образом время жизни должно зависеть от атомного номера космических ядер, поскольку  $L_i$  сильно зависит от  $A$  (см. § 5.6). Расчет по формуле (10.6) показывает, что для протонов  $T_{\text{яд}} \sim 3 \cdot 10^9$  лет, а для тяжелых ядер (группа  $H$ )  $T_{\text{яд}} \sim 3 \cdot 10^8$  лет. Отсюда следует, что ядерное поглощение для протонов можно не учитывать ( $T_{\text{яд}} \gg T_{c \text{ макс}}$ ) и лишь для тяжелых ядер оно играет роль ( $T_{\text{яд}} \sim T_{c \text{ макс}}$ ).

Заметим, что в дисковой галактической модели выход частиц из Галактики в поперечном направлении должен происходить сравнительно быстро и время жизни частиц в Галактике  $T_D$  может быть значительно меньше ( $\sim 3 \cdot 10^6$  лет). При этом нужное количество вещества для обеспечения химического состава набирается за счет большей плотности газа в диске (см. § 6.2) ( $\rho \sim 1 \text{ см}^{-3}$ ). Из (10.5) имеем

$$T_D \sim 3 \cdot 10^5 \text{ лет.}$$

## § 10.2. ВОЗМОЖНЫЕ ИСТОЧНИКИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

**10.2.1. Энергетические требования.** Используя полученную оценку времени жизни  $T_{c \text{ макс}}$  в модели с гало, можно определить мощность источников космических лучей:

$$\mathcal{P} \geq (W_c / T_{c \text{ макс}}) \sim 10^{56} \text{ эрг} / 10^{16} \text{ с} = 10^{40} \text{ эрг/с.} \quad (10.7)$$

В дисковой модели энергия  $W_c^D$  в 100 раз меньше, но в такое же число раз меньше и время жизни. Поэтому мощность источников оказывается такой же. Эта оценка сразу исключает звезды типа Солнца из числа возможных кандидатов в источники космических лучей. Солнце испускает в среднем около  $10^{26}$  частиц с энергией выше 1 ГэВ в секунду. Это означает, что мощность Солнца, идущая на образование космических лучей, равна лишь  $10^{23}$  эрг/с (ср. с полной мощностью светового излучения Солнца, см. § 6.2).

Учитывая, что число звезд в Галактике около  $10^{11}$ , находим полную мощность, расходуемую на образование космических лучей звездами типа Солнца:

$$\mathcal{P}_c \sim 10^{23} \cdot 10^{11} \approx 10^{34} \text{ эрг/с,} \quad (10.8)$$

что в миллион раз меньше требуемой мощности. Ранее мы уже видели, что Солнце создает лишь небольшую часть космических лучей в моменты больших вспышек. Другими аргументами против Солнца как источника космических лучей являются антикорреляция между интенсивностью космических лучей у Земли и активностью Солнца, различие химического состава Солнца и космических лучей, резкое отличие формы спектра космических лучей от формы очень крутого спектра во вспышках (см. § 9.8) и т. п.

В Галактике существуют значительно более мощные, чем Солнце, звезды, однако число их мало и получить нужную мощность не удастся даже при учете таких звезд [4].

**10.2.2. Основные модели происхождения космических лучей.** Итак, источники космических лучей следует искать среди необычных объектов в нашей или других галактиках. В связи с этим модели происхождения космических лучей можно разделить на два класса.

1. Галактические модели, по которым космические лучи образуются в нашей Галактике и удерживаются в ее пределах магнитными полями (кроме, может быть, частиц с энергией выше  $10^7$  ГэВ).

2. Метагалактические модели, в которых предполагается, что космическое излучение заполняет всю Метагалактику (универсальные модели) либо некоторую область Метагалактики, например местную группу галактик (локальные модели). Источниками космических лучей в этих моделях служат радиогалактики и квазары.

Разумеется, галактическая модель не предполагает какой-то выделенности именно нашей Галактики. Согласно этой модели каждая галактика, подобная нашей, генерирует свои космические лучи, которые в ней и накапливаются, а плотность космических лучей в межгалактическом пространстве много меньше, чем в галактиках.

В § 7.4 упоминалось о том, что существуют локализованные источники  $\gamma$ -излучения, указывающие на большую плотность адронов в определенных областях Галактики. Наиболее достоверные данные относятся к Крабовидной туманности (см. п. 6.2.4) и остатку сверхновой Вела в созвездии Парусов (см. рис. 7.6). В последнем случае оценка энергии адронов высокой энергии, заключенных в оболочке сверхновой, дает значение  $3 \cdot 10^{50}$  эрг.

Не менее убедительны и результаты изучения синхротронного радиоизлучения электронов в оболочках сверхновых. Так, в Крабовидной туманности электронами рассеивается мощность поряд-

ка  $10^{38}$  эрг/с. Такое большое значение мощности явилось одним из аргументов, позволивших В. Л. Гинзбургу обосновать гипотезу, согласно которой источниками космических лучей служат взрывы сверхновых (см. п. 6.2.4). Оценки суммарной энергии космических лучей (адронов и электронов)  $W_{\text{сн}}$  в различных галактических сверхновых дают средние значения, близкие к  $10^{49}$  эрг. Сверхновые в нашей Галактике вспыхивают один-два раза в столетие. Отсюда можно найти значение средней мощности всех сверхновых, расходуемой на образование космических лучей:

$$\mathcal{P}_{\text{сн}} = W_{\text{сн}}/T_{\text{сн}} \sim 10^{40} \text{ эрг/с.} \quad (10.9)$$

Таким образом, суммарная мощность сверхновых в Галактике достаточна для того, чтобы поддерживать интенсивность космических лучей на постоянном уровне.

Известно, что некоторые галактики содержат гораздо больше космических лучей, чем наш Млечный Путь. Определенная по интенсивности радиоизлучения энергия релятивистских электронов в радиогалактиках достигает  $10^{60}$  эрг. Существование синхротронного излучения в ультрафиолетовом диапазоне показывает, что в таких галактиках присутствуют электроны с энергией 10 ТэВ (например, в радиогалактике M82, изученной с этой точки зрения в 60-х годах).

Невообразимо большая мощность радиогалактик побудила некоторых исследователей обратиться к радиогалактикам как источникам космических лучей во всей Метагалактике, т. е. к метагалактическим моделям. Однако, как показывают полученные В. Л. Гинзбургом оценки, ни радиогалактики, ни вся совокупность нормальных галактик не могут населить Метагалактику космическими лучами с плотностью энергии  $W_{\text{м}} \approx W_{\text{с}}$ , где  $W_{\text{м}}$  — плотность энергии космических лучей в метагалактическом пространстве, а  $W_{\text{с}}$  — плотность энергии в нашей Галактике.

Рассмотрим область Метагалактики, из которой космические лучи могут достичь Земли за время существования Метагалактики, т. е. примерно за  $10^8$  лет (см. § 6.1). Размер этой области равен  $R_{\text{макс}} \sim 10^{26}$  см. В ней около  $10^4$  галактик и около десятка радиогалактик (см. § 6.3). Тогда, считая, что обычные галактики генерируют космические лучи с той же мощностью, что и Млечный Путь [т. е.  $\mathcal{P} \sim 10^{40}$  эрг/с; см. (10.7)], получаем полную энергию космических лучей в Метагалактике:

$$W_{\text{м}} = T_{\text{м}} \mathcal{P}_{\text{с}} N_{\text{Г}}, \quad (10.10)$$

где  $T_{\text{м}}$  — время существования Метагалактики  $10^{10}$  лет, а  $N_{\text{Г}} \sim 10^4$  — число галактик в объеме радиуса  $R$ . Подставляя численные значения, находим энергию

$$W_{\text{м}} \sim 3 \cdot 10^{17} \cdot 10^{40} \cdot 10^4 = 3 \cdot 10^{61} \text{ эрг,}$$

или плотность энергии

$$W_{\text{м}} \sim W_{\text{м}}/V_{\text{м}} = 3W_{\text{м}}/4\pi R_{\text{макс}}^3 \approx 10^{-17} \text{ эрг/см}^3,$$

что много меньше плотности космических лучей в Галактике. Хотя в радиогалактиках содержится в тысячу раз больше космических лучей, чем в нормальных галактиках, и поэтому можно полагать, что их мощность тоже в тысячу раз больше, но число радиогалактик в тысячу раз меньше и их вклад в наполнение космическими лучами Метагалактики не превышает вклада обычных галактик. Это заключение относится лишь к плотности энергии космических лучей, т. е. в основном к космическим частицам с энергиями единицы и десятки гигаэлектронвольт. Что касается частиц с энергиями  $10^7$ — $10^{10}$  ГэВ, то нельзя исключить возможности того, что именно радиогалактики с их огромными энергетическими ресурсами, мощными магнитными полями и большими скоростями движения материи могут служить ускорителями частиц до столь высоких энергий.

Имеются и другие аргументы против метагалактических моделей, в частности наблюдения потоков изотропной компоненты  $\gamma$ -фотонов, указывающие на низкий поток адронов в Метагалактике.

Следует упомянуть еще эволюционную метагалактическую модель, которая относит возникновение космических лучей к ранним эпохам эволюции Метагалактики. Такие космические лучи являются реликтовыми подобно реликтовому электромагнитному излучению. При обосновании эволюционных моделей приходится делать многочисленные предположения о процессах, протекавших на различных стадиях развития Метагалактики. В. Л. Гинзбург и С. И. Сыроватский привели аргументы в пользу того, что в наше время реликтовые космические лучи не составляют основную часть всего излучения [5]. Поэтому можно считать, что основная часть космических лучей (кроме частиц самых высоких энергий) генерируется и удерживается в галактиках, причем источниками могут быть взрывы сверхновых. Конкретные механизмы генерации космических лучей в Галактике рассмотрены в п. 10.3.2.

Космические лучи предельно высоких энергий имеют метагалактическое происхождение. Существование анизотропии (см. § 7.6) указывает на возможный источник — скопление галактик Вирго. Механизм ускорения частиц до энергий  $10^{10}$  ГэВ не ясен. Частицы с энергией выше  $10^{10}$  ГэВ практически свободно проходят через нашу Галактику, не удерживаясь в ее магнитных полях.

### § 10.3. ПРИРОДА СТЕПЕННОГО СПЕКТРА КОСМИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ

**10.3.1. Общие соображения.** Для создания моделей происхождения космических частиц существенно выяснить вопрос: случайными ли являются степенная форма спектра космических

частиц в широком диапазоне энергий от 1 до  $10^6$  ГэВ и значение показателя спектра адронов и электронов  $\gamma \approx 2,7$ ?

Изучение формы спектра космических лучей в других галактиках могло бы способствовать ответу на этот вопрос. Радиоастрономия берется решить эту фантастическую задачу.

Используя результаты п. 3.4.6, касающиеся свойств синхротронного излучения, можно связать форму спектра радиоизлучения  $\mathcal{J}(\nu)$  с формой спектра электронов, порождающих это излучение. Если спектр электронов — степенной с показателем  $\gamma$ , то согласно расчетам [6] спектр радиоизлучения имеет вид

$$\mathcal{J}(\nu) \sim \nu^{-\alpha}, \quad (10.11)$$

где спектральный индекс  $\alpha = (\gamma - 1)/2$ .

Изучение спектров радиоизлучения в различных радиогалактиках показало удивительную близость их спектральных индексов, которые в большинстве случаев заключены в интервале 0,6—1,2, что соответствует  $2,2 < \gamma < 3,4$ , хотя интенсивность радиоизлучения может изменяться на много порядков (рис. 10.1).

Приблизительное постоянство спектральных индексов (их разброс также находил объяснение в рамках синхротронного механизма и, возможно, связан с эволюцией радиогалактик [7]) наводит на мысль, что степенная форма спектра с показателем  $\gamma \sim 2,7$  является проявлением некоторой общей закономерности [1].

Допустим, что такой общей закономерностью является соотношение (10.2), устанавливающее равенство плотностей энергии трех компонент галактической материи. Такое равновесие можно понять из следующих качественных соотношений. Если плотность энергии космических лучей в некотором объеме существенно превзойдет плотность энергии магнитного поля, то

последнее уже не сможет удерживать их в этом объеме. Начнется выход частиц и уменьшение плотности энергии космических лучей. Это будет продолжаться до тех пор, пока не установится равновесие. Если предположить, что равновесие устанавливается на уровне, когда энергия космических лучей составляет долю  $\beta$  от других форм энергии, т. е.

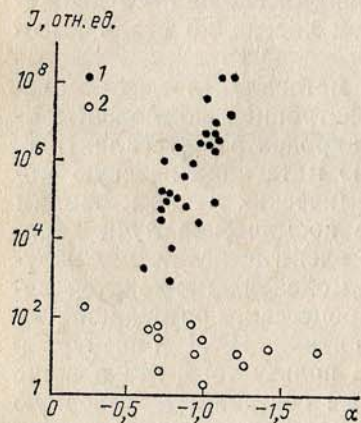


Рис. 10.1. Зависимость спектрального индекса от интенсивности радиоизлучения (1 — особые галактики, излучающие в радиодиапазоне в  $10^2$ — $10^8$  раз больше энергии, чем нормальные; 2 — нормальные галактики, яркие в оптическом диапазоне и слабые в радиодиапазоне). Оптический облик галактик очень различен, а спектральные индексы сходны

$$W_c \approx \beta W_{\text{полн}}, \quad (10.12)$$

то для поддержания равновесия необходим обмен энергией между различными формами движения, который приведет к изменению энергии космических частиц с помощью некоторого механизма.

Пусть энергия космических частиц  $\epsilon$ , а число их  $N_0$ . Тогда

$$dW_{\text{полн}} \equiv d\left(\frac{1}{\beta} \epsilon N_0\right) = \epsilon dN_0, \quad (10.13)$$

где  $dN_0$  — изменение числа частиц в результате их выхода из галактики. Следовательно,

$$N_0(\epsilon) = A\epsilon^{1/(\beta-1)}. \quad (10.14)$$

Если равновесие осуществляется на уровне (10.2), то  $\beta = 1/3$  и  $N_0(\epsilon) = A\epsilon^{-1,5}$ . Тогда дифференциальный спектр имеет вид

$$N(\epsilon) d\epsilon = A\epsilon^{-2,5} d\epsilon. \quad (10.15)$$

Как показал С. И. Сыроватский, результат (10.14) справедлив при любом механизме ускорения частиц, когда прирост энергии пропорционален самой энергии [ср. (9.6)]. Таким образом, спектр космических лучей имеет степенной вид с показателем степени  $\gamma \sim 2,5$  при достаточно общих предположениях.

**10.3.2. Механизмы ускорения частиц («оператор А»).** Рассмотрим два основных электромагнитных механизма ускорения частиц: регулярный механизм в магнитогидродинамических ударных волнах и статистический механизм Ферми.

Согласно современным представлениям межзвездная среда состоит из горячего разреженного ионизованного газа ( $T \sim 10^6$  К,  $\rho \sim 3 \cdot 10^{-3}$  частиц/см<sup>3</sup>) с вмороженным магнитным полем. Возможно, что он представляет собой совокупность остатков оболочек многих сверхновых, рассеявшихся в межзвездном пространстве, и сильного звездного ветра, подобного солнечному. В этом веществе могут возникать электромагнитные неоднородности, например, так называемые волны Альвена — поперечные магнитогидродинамические колебания, распространяющиеся вдоль магнитных силовых линий со скоростью  $v_A = H/4\pi\rho$ , где  $\rho$  — плотность плазмы. В такой среде могут распространяться и ударные волны, которые могут продуцироваться взрывами на звездах или сверхновыми.

Регулярный механизм ускорения в ударных волнах был предложен Г. Ф. Крымским.

Рассмотрим систему координат, связанную с ударной волной, движущейся параллельно силовым линиям упорядоченного магнитного поля. Плоскость волны разделяет пространство на две части — возмущенную и невозмущенную. Соответствующие скорости неоднородностей в двух частях пространства равны  $u_1$  и  $u_2$ . Если скорость космической частицы  $v \gg u_1$  и  $u_2$ , то она будет слу-

чайным образом блуждать между неоднородностями, многократно пересекая фронт волны. При каждом пересечении частица приобретает (или теряет) энергию [формула (9.6)]. За один цикл, который состоит из пересечения фронта в прямом и обратном направлениях, импульс частицы изменяется на величину ( $E = p\beta c$ )

$$\Delta p/p = 2(u_1 - u_2)/v = 2(\sigma - 1)u_2/v,$$

где  $\sigma = u_1/u_2$  — коэффициент компрессии. В трехмерном случае из-за усреднения по углам

$$\Delta p/p \approx 4/3(\sigma - 1)u_2/v.$$

Из-за общего дрейфа со скоростью  $u_2$  часть частиц будет выноситься из области дрейфа. Эта доля в трехмерном случае равна  $\Delta N/N = -4u_2/v$  (средняя скорость блуждания  $v/4$ ). Если после каждого цикла остается доля частиц  $\xi$ , то после  $k$  циклов имеем  $N(>k) = N_0 \xi^k$  и  $p = p_0 f^k$ , где  $f^k$  — коэффициент возрастания энергии. Исключая  $k$  из этих соотношений, имеем

$$N(>E) = N_0 (p/p_0)^{(\ln \xi / \ln f)} = N_0 (p/p_0)^{-(\gamma-1)}.$$

Учитывая, что  $\Delta u \ll v$ , получим

$$\gamma = \frac{3}{\sigma - 1} + 1.$$

Коэффициент компрессии в мощных ударных волнах  $\sigma \sim 4$ , т. е.  $\gamma \sim 2$ . Все предыдущее рассмотрение справедливо при выполнении условия, что размер области ускорения много больше среднего свободного пробега частиц  $\lambda$ . Очевидно, что время одного цикла складывается из времен пребывания частицы в двух полупространствах, которые определяются соответствующими коэффициентами диффузии  $D_1$  и  $D_2$ , а полное время ускорения определяется временем существования ударной волны. Расчеты показывают, что предельные энергии, достигаемые частицами при ускорении, в мощных ударных волнах достигают  $10^5$ — $10^6$  ГэВ.

В рассмотренном выше механизме ускорения приращение энергии пропорционально первой степени скорости  $u/c$ . В другом электромагнитном механизме, предложенном Ферми, приращение энергии пропорционально малой величине  $u^2/c^2$ . Поэтому в одном цикле рассеяния он дает значительно меньший эффект, чем ускорение в ударных волнах.

Согласно (9.6) при встречном столкновении со «стенкой» частица приобретает энергию, пропорциональную начальной, независимо от напряженности магнитного поля  $H$ , а при соударении вдогонку такую же энергию теряет.

Если магнитные неоднородности движутся хаотически, то в среднем будет происходить ускорение частиц, так как число встречных соударений больше. Например, для случая одномерного движения вероятность встречных соударений равна  $(v+u)/2v$ , а вдогонку  $(v-u)/2v$ . При этом оказывается, что среднее приращение энергии в расчете на одно столкновение будет равно [ср. с формулой (9.6)]

$$\langle \Delta \epsilon \rangle \approx u^2 E / c^2, \quad (10.16)$$

т. е. пропорционально квадрату малой величины  $(u/c)$ . Скорость намагниченных облаков в Галактике составляет  $u \sim 10^6 \div 10^7$  см/с, т. е.  $u^2/c^2 \sim 10^{-8}$ . Следовательно, среднее приращение энергии за одно соударение для  $E \sim 1$  ГэВ примерно равно 10 эВ.

Статистический механизм ускорения приводит к степенному спектру ускоренных космических частиц. Пусть за единицу времени частица испытывает  $1/\tau$  соударений. Тогда изменение энергии

$$dE/dt = u^2 E / c^2 \tau. \quad (10.17)$$

Очевидно, что  $\tau$  есть время пролета между двумя соударениями. Если среднее расстояние между магнитными неоднородностями  $l$ , то

$$dE/dt = u^2 v E / c^2 l = \alpha E, \quad E = E_0 \exp(\alpha t), \quad (10.18)$$

где  $E_0$  — некоторая начальная энергия, с которой начинается ускорение (энергия инжекции). Ускорение происходит лишь тогда, когда потери энергии, например на ионизацию, на пути между успешными соударениями меньше, чем  $\Delta \epsilon$ .

Пусть время жизни частиц  $T$ . Тогда вероятность найти частицу возраста  $t$

$$d\omega = \exp(-t/T) dt/T \left( \int_0^\infty d\omega = 1 \right). \quad (10.19)$$

Дифференциальная вероятность  $d\omega$  пропорциональна числу частиц с возрастом  $t$ , т. е. с энергией  $E$ . Иными словами,  $d\omega$  есть спектр частиц:

$$d\omega = \text{const } n(E) dE. \quad (10.20)$$

Используя соотношение (10.19), получаем явное выражение для спектра

$$n(E) dE = C \frac{\exp[-(1/\alpha T) \ln(E/E_0)]}{T} \frac{dE}{\alpha E} = C \frac{1}{\alpha T} \frac{E_0^{1/\alpha T} dE}{E^{1/\alpha T + 1}} \sim E^{-\gamma}, \quad (10.21)$$

где  $\gamma = 1 + 1/\alpha T$ . Отсюда, учитывая экспериментальное значение  $\gamma = 2,7$ , находим, что  $\alpha T \approx 0,6$  и при  $T = 10^8$  лет  $\approx 3 \cdot 10^{15}$  с

$$\alpha = 0,6/3 \cdot 10^{15} = 2 \cdot 10^{-18} \text{ с}^{-1}. \quad (10.22)$$

Величина  $\alpha$  зависит лишь от скорости облаков  $u$  и расстояния между ними  $l$  и поэтому должна быть одинакова для всех частиц.

Из астрофизики известно, что  $u \sim 10^6$  см/с, а  $l < 10$  пс. Отсюда получаем  $\alpha \sim 3 \cdot 10^{-18} \text{ с}^{-1}$ , что во много раз меньше значения (10.22), необходимого для получения спектра  $\gamma = 2,7$ .

По формуле (10.18) можно оценить максимальную энергию, которую могут набрать космические лучи, если подставить в нее  $\alpha \sim 3 \cdot 10^{-18} \text{ с}^{-1}$ , а вместо  $t$  — время существования Галактики  $T_{\Gamma} = 3 \cdot 10^{17}$  с:

$$E_{\text{макс}} = E_0 \exp(\alpha T_{\Gamma}) \sim 3E_0.$$

Из этого соотношения видно, сколь малоэффективен механизм статистического ускорения в межзвездном пространстве при реальных параметрах магнитных неоднородностей. Поэтому можно считать, что наблюдаемый в окрестностях Земли энергетический спектр космических лучей представляет собой малоискаженный спектр в источниках.

#### § 10.4. ПРОХОЖДЕНИЕ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕЗ МЕЖЗВЕЗДНОЕ ПРОСТРАНСТВО [2]

**10.4.1. Уравнение диффузии космических частиц.** В предыдущем параграфе было показано, что спектр космических лучей представляет собой малоизмененный спектр в источниках космических лучей. Поэтому свойства космического излучения у Земли можно считать результатом трансформации степенного спектра в источниках при прохождении космических лучей через межзвездное пространство, что должно объяснить изотропию космического излучения и различие химического состава космических лучей и источников.

Существование неоднородностей магнитного поля и общая хаотическая структура магнитных полей в Галактике (несмотря на наличие некоторой упорядоченной системы магнитных полей) должны приводить к сильному рассеянию космических частиц в Галактике. Следует также вспомнить и соотношение (10.2), которое свидетельствует о том, что частицы не только движутся и рассеиваются в магнитных полях, но и что само поле сильно подвержено влиянию космических лучей. В таких условиях трудно представить себе движение потоков частиц по спирали вокруг силовых линий. Силовые линии непрерывно меняют конфигурацию, разрываются, перемешиваются. Поэтому движение космических частиц тоже будет хаотическим, напоминая броуновское, а их распространение будет иметь диффузионный характер.

По-видимому, если размеры неоднородностей достаточно малы, то высокую степень изотропии космических частиц можно объяснить.

Для изучения свойств указанной диффузионной модели движения частиц в Галактике следует написать кинетическое уравнение для концентрации частиц  $N_i$  (см. § В.3) с учетом диффузии, потерь энергии частиц, изменения химического состава и образования космических частиц в источниках. Такое уравнение для интегральной концентрации ядер с атомной массой  $i$   $N_i(r, E)$  имеет вид

$$\begin{aligned} \partial N_i / \partial t - \text{div}(D_i \nabla N_i) - (\partial / \partial E)(b_i N_i) - \\ - N_i / T_{\text{яд } i} + \sum p_{ik} N_k / T_{\text{яд } k} = Q_i(r, E). \end{aligned} \quad (10.23)$$

Второй член уравнения описывает изменение концентрации частиц в результате диффузии без изменения энергии, причем коэффициент диффузии  $D = (1/3)\lambda_i v_i$ , где  $\lambda_i$  — длина свободного пробега частиц (например, расстояние между неоднородностями магнитного поля), а  $v_i$  — скорость частиц. Третий член уравнения учитывает потери энергии частиц, происходящие малыми порциями [ср. с формулой (3.44)]:

$$\partial N_i / \partial t = (\partial N_i / \partial E)(\partial E / \partial t) = \partial(N_i b_i) / \partial E. \quad (10.24)$$

Очевидно, что потери энергии ведут к убыванию числа частиц и поэтому перед третьим членом (10.23) стоит знак «минус».

Потери энергии, приводящие к практически полному поглощению частиц в одном акте (катастрофические потери, например, при сильных взаимодействиях адронов), происходят с вероятностью, определяемой ядерным временем жизни  $T_{\text{яд}}$ . Однако при этом нужно учитывать, что ядра типа  $i$  могут возникать при фрагментации ядер типа  $k$  ( $k > i$ ) с вероятностью, определяемой временем жизни  $T_{\text{яд } k}$  (или сечением взаимодействия  $\sigma_k$ ) и параметром фрагментации  $p_{ik}$  (см. п. 5.6.2). Величина  $Q(r, E)$  представляет собой спектр космических лучей от источника, расположенного в точке  $r$ .

**10.4.2. Упрощения.** Мы не можем здесь рассмотреть решение уравнения (10.23) с учетом всех членов в их точном выражении. Упростим уравнение настолько, чтобы сохранить основные закономерности и тем самым получить качественную картину прохождения космических частиц через Галактику, не претендуя на точность количественных оценок (более точное рассмотрение проведено в работах [1, 2]).

Для этого обратимся к так называемой *однородной модели*, в которой предполагается, что концентрация не зависит от координат. Тем самым постулируются изотропия излучения в Галактике и равномерное распределение источников. В этом случае диффузия отсутствует, а вместо первого члена в (10.23) нужно поста-

вить некоторое среднее изменение концентрации, определяемое средним временем жизни космических частиц, т. е.  $N_i/T_C^0$ . Следует помнить, что  $T_C^0$  зависит от сделанных упрощений. Если перейти от полной энергии на ядро к энергии на нуклон  $\varepsilon = E/A$ , то уравнение (10.23) приобретет вид

$$N_i T_C^0 = Q_i - (1/T_{\text{яд } i}) N_i + \sum_{k>i} (p_{ik}/T_{\text{яд } k}) N_k. \quad (10.25)$$

Существенным упрощением является отсутствие в нашем уравнении диффузии членов, которые описывают ускорение частиц. При прохождении через межзвездную среду частицы ускоряются как механизмом Ферми, так и в ударных волнах. Оправданием такого упрощения может служить малая эффективность механизма Ферми и относительная локальность ударных волн, которые можно рассматривать как источники космических лучей.

**10.4.3. Изменение химического состава космических лучей при прохождении через Галактику.** Наиболее просто уравнение (10.25) выглядит для вторичных ядер, отсутствующих в источниках, например для ядер группы  $L$  (см. § 7.2). В этом случае  $Q = 0$ . Тогда

$$N_i (1/T_C^0 + 1/T_{\text{яд } i}) = \sum_{k>i} p_{ik} N_k / T_{\text{яд } k}. \quad (10.26)$$

Согласно (10.5)  $T_C = l/\rho c$  и, следовательно, количество вещества, проходимого частицами в Галактике (в рамках однородной модели), равно

$$l^0 = \rho c T_C^0. \quad (10.27)$$

Поскольку  $p_{ik}/T_{\text{яд } k} = \sigma_{ih}$  (сечение фрагментации) (см. табл. 5.7), то можно рассчитать концентрацию ядер разной природы. Например, если частицы типа  $a$  образуются из ядер одного сорта  $b$ , то

$$N_a/N_b = \sigma_{ab} / (1/l^0 + \sigma_a). \quad (10.28)$$

Используя более полную формулу (10.26), данные о сечениях взаимодействия и фрагментации и экспериментальное соотношение ядер группы  $L$  и  $M$  (см. § 7.2), находим, что  $1/l^0 = 330$  мбарн. Отсюда

$$l^0 \approx 3 \cdot 10^{24} \text{ атом/см}^2,$$

или в других единицах

$$l^0 = 3 \cdot 10^{24} m_p \approx 5 \text{ г/см}^2.$$

Этот результат, как и эксперимент (7.1), относится к частицам с энергией несколько гигаэлектронвольт на нуклон.

Теперь в уравнении (10.25) не осталось неизвестных коэффициентов. Это позволяет рассчитать  $Q_i$ , т. е. содержание ядер в источниках:

$$Q_i(E, z) = Q_{i_0} \cdot E^{-\gamma_i}. \quad (10.29)$$

Изменение доли вторичных ядер интерпретируется как результат зависимости  $l^0$  от энергии [см. (7.3)], что обусловлено изменением коэффициента диффузии  $D$ . Качественным объяснением такой зависимости может служить резонансное взаимодействие с магнитными волновыми турбулентностями в межпланетной плазме. Если плотности энергии таких турбулентностей распределены по закону  $F(k)dk$ , где волновое число  $k = \lambda^{-1}$ , то резонансное рассеяние будет испытывать частицы с ларморовским радиусом  $R \sim \lambda$ . Из гидродинамики следует, что спектр  $E(k)dk \sim k^{-\beta}$ , где  $\beta = 5/3$  или  $3/2$ . Это ведет к зависимости коэффициента диффузии от импульса  $D \sim p^{\beta-2}$ , т. е.  $D \sim p^{-1/3}$  или  $D \sim p^{-1/2}$ .

**10.4.4. Время жизни космических лучей.** В § 10.1 мы уже выяснили, что  $l^0 \sim 5$  г/см<sup>2</sup> приводит к существенно разному времени жизни космических лучей в зависимости от рассматриваемой модели: в модели с гало  $T_r \sim 10^8$  лет, а в дисковой — около  $3 \cdot 10^6$  лет. Такое время жизни относится к энергиям несколько ГэВ на нуклон. При энергиях выше  $10^{10}$  ГэВ, где космические лучи имеют внегалактическое происхождение, их время жизни должно быть много больше  $10^8$  лет. Вместе с тем отсутствие реликтового обрезания спектра в области энергий  $\sim 5 \cdot 10^{10}$  ГэВ, отмечавшееся во всех прежних работах, требовало малого времени жизни  $T < < 10^7$  лет. Возможно, что реликтовое обрезание существует (см. п. 7.3.3) и тогда противоречие снимается, если же нет, то мы получаем очередную загадку.

**10.4.5. Космические лучи в источниках.** Из предыдущего обсуждения должно быть ясно, что понятие источника космических лучей весьма неопределенно. Оно включает в себя склад, где находятся материалы, идущие на создание космических лучей, и области, где они преобразуются в космические лучи высоких энергий. Складами исходных материалов могут служить звезды и их взрывы.

Интересное наблюдение проливает свет на возможный механизм превращения вещества звезд в материал для формирования космических лучей.

Если сравнить восстановленный с помощью модели (10.23) химический состав в источниках с галактическим содержанием космических лучей, то обнаруживается важная закономерность. Элементы, имеющие первый ионизационный потенциал  $I_0 \leq 10$  эВ, содержатся в космических лучах в той же доле, что и в галактическом веществе, тогда как элементами с  $I_0 \geq 10$  эВ космические лучи обеднены (рис. 10.2). Такая же закономерность наблюдается

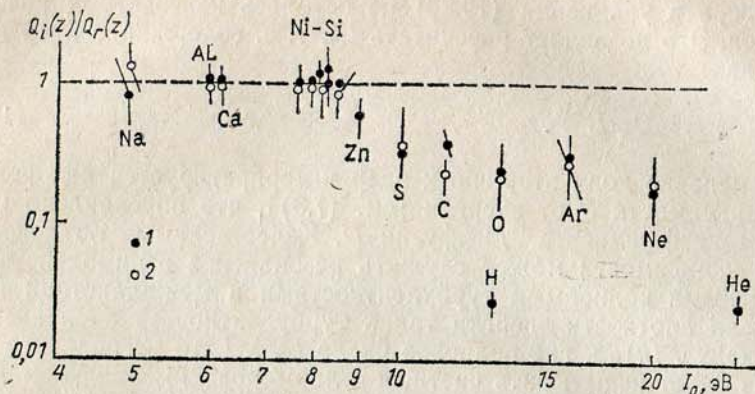


Рис. 10.2. Отношения содержания ядер космических лучей в источниках  $Q_i(E, Z)$  к среднему галактическому содержанию  $Q_r$  в зависимости от первого ионизационного потенциала атомов  $I_0$ : 1 — галактические космические лучи, 2 — солнечные космические лучи

и для состава солнечных космических лучей.  $I_0 \sim 10$  эВ соответствует температуре  $10^4$  К, что является типичным для поверхностной температуры звезд типа Солнца. Первый ионизационный потенциал не имеет никакого отношения к ядерному синтезу, и, следовательно, первый этап формирования космических лучей зависит не от ядерных, а от атомных свойств элементов, хотя бы частично.

Из общей закономерности выпадает водород, гелий и ряд других элементов. Заметим, что  $I_0$  коррелировано с летучестью (или тугоплавкостью) элементов. Возможно, что этот фактор играет какую-то роль. Например, Fe, Mg, Ni, Si и Ge имеют примерно одинаковое значение  $I_0$ , но Ge более легкоплавкий и его содержание в космических лучах выше.

Заметим, что наклон спектра (10.25) в источниках для всех ядер  $\gamma_i \approx 2,2$ , что согласуется с предположением об ускорении ядер в ударных волнах.

### § 10.5. ЭЛЕКТРОНЫ

Эксперименты, описанные в § 7.4, показывают, что электроны составляют лишь небольшую часть первичного излучения, что связано, по-видимому, с их большими потерями на излучение.

Электроны в космическом излучении могут иметь двойное происхождение. Во-первых, они могут ускоряться в источниках, но эффективность их ускорения мала из-за больших потерь энергии. Среди таких непосредственно ускоренных частиц доля позитронов должна быть невелика. Во-вторых, источником электронов могут

служить процессы распада пионов ( $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ ), возникших в ядерных столкновениях. Энергия таких электронов пропорциональна энергии ядерно-активных частиц. В этом процессе образуется равное количество электронов и позитронов. Поэтому соотношение числа электронов и позитронов в потоке космического излучения дает сведения об относительной роли возможных источников. Малая доля позитронов (см. п. 7.4.2) указывает на то обстоятельство, что преобладающим процессом является прямое ускорение электронов в источниках. Спектр электронов, ускоренных в ударных волнах, имеет показатель  $\gamma = (\sigma + 2)/(\sigma - 1) \sim 2$ , несмотря на значительные потери энергии в процессе ускорения.

Потери энергии электронов складываются из потерь на обратное комптоновское рассеяние на фотонах и потерь на синхротронное излучение (см. § 3.4). Оба эти процесса приводят к квадратичной зависимости потерь от энергии:

$$dE/dt = -\beta E^2, \quad \beta \approx 10^{-25} (\text{ГэВ} \cdot \text{с})^{-1}. \quad (10.30)$$

В этом случае для однородной модели концентрация электронов описывается уравнением

$$N_e(E)/T^0(E) + (\partial/\partial E)(-\beta E^2 N_e) = Q_e(E). \quad (10.31)$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$N_e(E) = \int_E^\infty dE_2 Q(E_2) \exp\left(-\int_E^{E_2} \frac{dE_1}{\beta E_1^2 T^0(E_1)}\right).$$

Предположив степенной характер спектра электронов в источниках  $Q(E_2) \sim E_2^{-\nu_0}$  и степенную зависимость  $T^0(E_1) \sim E_1^{-\mu}$ , можно получить аналитическое решение для двух предельных случаев  $E \ll E_{кр}$  и  $E \gg E_{кр}$ , где  $E_{кр}$  определяется из условия

$$\beta E_{кр} T^0 = 1. \quad (10.32)$$

При низких энергиях потери энергии малы, вторым членом в уравнении (10.31) можно пренебречь и

$$N_e(E) = Q_e(E) T^0(E) \sim E^{-\nu_0 - \mu}. \quad (10.33)$$

При очень высоких энергиях электроны поглощаются, не успев выйти из Галактики. Это соответствует случаю  $T^0 \rightarrow \infty$  и

$$N_e(E) \sim E^{-\nu_0 - 1}.$$

Поэтому в области  $E \sim E_{кр}$  будет происходить изменение наклона спектра электронов на величину  $\Delta\gamma \sim 1 - \mu$ . В зависимости от модели  $E_{кр}$  имеет разные значения. Для дисковой модели ( $T^0 \approx 3 \times 10^6$  лет)  $E_{кр} \approx 100$  ГэВ, а для модели с гало  $E_{кр} \approx 3$  ГэВ (ср. рис. 7.5, а).



## § 10.6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Галактическая модель с утечкой частиц позволяет понять свойства основной массы частиц. Однако до настоящего времени существуют расхождения в деталях. На протяжении последних 50 лет гипотезы происхождения космических лучей колебались между дискретными и диффузными. Огромная мощность сверхновых ставила их в ряд кандидатов в дискретных моделях. Позднее появилась диффузная модель Ферми (1950 г.). В 60-х годах чаша весов склонилась вновь в сторону сверхновых благодаря работам В. Л. Гинзбурга и С. И. Сыроватского. Сейчас наблюдается тенденция к синтезу моделей: материал, заготовленный звездами, превращается в космические лучи благодаря энергии сверхновых, расширяющиеся оболочки которых создают ударные волны в межзвездной среде и ускоряют частицы.

## Вопросы и задачи

1. В одной из удаленных галактик зарегистрировано радиоизлучение синхротронного происхождения со спектральным индексом 1. Какие предположения можно высказать о спектре космических лучей в этой галактике?
2. Допустим, что магнитные мелкомасштабные неоднородности в Галактике имеют размеры от 0,1 до 100 пс. Частицы каких энергий приобретут изотропное распределение в результате рассеяния на этих неоднородностях?
3. Какую энергию должны иметь частицы, чтобы рассеиваться на угол  $\sim 1$  рад при прохождении через Галактику?
4. Оцените полную энергию, содержащуюся в реликтовом излучении.

## Часть III

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ С ПЛАНЕТАМИ

## Глава 11. ЗАХВАЧЕННОЕ КОСМИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

## § 11.1. РАДИАЦИОННЫЕ ПОЯСА ЗЕМЛИ\* [1, 2, 5]

## 11.1.1. Открытие земного корпускулярного излучения.

Одним из удивительных открытий нашего времени является обнаружение чрезвычайно интенсивного излучения на расстояниях до нескольких земных радиусов. Интенсивность этого излучения в миллионы раз превышает интенсивность тех космических лучей, которые наблюдаются в земной атмосфере или за пределами магнитосферы.

Первые указания на существование области очень высокой интенсивности были получены при измерениях космических лучей с помощью второго советского спутника Земли, запущенного в начале ноября 1957 г.

Спутник летал на высоте от 225 до 700 км, что позволило изучить высотный ход космического излучения в этом интервале высот. Измерения космических лучей проводились двумя счетчиками Гейгера—Мюллера, работавшими независимо. В полярной зоне систематически наблюдалось значительное повышение интенсивности космических частиц, в то время как на Земле не было отмечено никаких вариаций космического излучения. Это показывало, что повышение интенсивности на большой высоте обусловлено чрезвычайно мягким излучением, не достигающим поверхности Земли. В начале 1958 г. Ван-Аллен с сотрудниками начали эксперименты по изучению космического излучения на американских спутниках «Альфа» и «Гамма». Орбиты этих спутников были расположены вблизи экваториальной плоскости.

Научное оборудование спутников состояло из счетчиков Гейгера. Оказалось, что на высотах свыше 1000 км в экваториальной зоне спутники попадали в области, где число отсчетов возрастало столь сильно, что происходило насыщение счетчиков.

При наземных испытаниях приборов были определены уровни интенсивности, приводящие к насыщению. При этом можно было допустить, что аппаратура регистрирует проникающие частицы, и тогда их интенсивность в несколько тысяч раз превышала бы интенсивность космического излучения. Могло также оказаться, что

\* Синонимы: земное корпускулярное излучение, захваченное излучение.

излучение состоит из мягких электронов с энергией около 1—0,1 МэВ. Такие электроны не способны пройти через обшивку спутника. Они могут регистрироваться в результате тормозного рентгеновского излучения, возникающего при торможении электронов в веществе. Так как эффективность счета рентгеновских лучей газоразрядным счетчиком мала, то, чтобы обеспечить наблюдавшуюся скорость счета, надо предположить, что интенсивность таких электронов должна быть порядка  $10^{11}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>. Дальнейшие исследования, выполненные в СССР под руководством С. Н. Вернова и А. Е. Чудакова, показали, что значительный вклад в измеряемую интенсивность излучения дают частицы более высоких энергий и суммарная интенсивность электронов меньше ( $\sim 10^8$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>).

Область высот, где интенсивность излучения резко менялась, находилась в интервале от 700 до 1000 км (рис. 11.1). Плотность воздуха на таких высотах ничтожна, и наличие небольших количеств вещества не могло объяснить резкого изменения интенсивности излучения, сколь бы мягким оно ни было. Следовательно, наблюдавшееся излучение удерживалось в рассматриваемой зоне из-за каких-то внешних причин. Поскольку эти частицы заряженные, то естественно было допустить, что они удерживаются магнитным полем Земли. Зона, где концентрируются частицы, захваченные магнитным полем Земли, была названа *радиационным поясом*, захваченное излучение — *земным корпускулярным излучением*\*.

На рис. 11.1 отчетливо видна долготная зависимость положения нижней границы радиационного пояса. Над Атлантикой возрастание интенсивности начинается на высоте 500 км, а над Индонезией — на высоте 1300 км. Если те же графики построить в зависимости от магнитной индукции  $B$ , то все измерения уложатся на одну кривую, что еще раз подтверждает магнитную природу захвата.

В мае 1958 г. вышел на орбиту третий советский спутник. На нем проводились систематические измерения интенсивности не только в экваториальной области, но и на широтах до 67°. Для регистрации космического излучения использовался сцинтилляционный счетчик, регистрировавший случай выделения в кристалле энергии, превышавшей 35 МэВ. Неожиданно выяснилось, что экваториальная зона высокой интенсивности обрывается на широте около 40°, а на широте 60° спутник вновь входит в область растущей интенсивности. А. Е. Чудаковым было высказано предположение о том, что существует второй радиационный пояс, спускающийся на широтах от 60° и более до высоты 200—300 км. Теоретическое объяснение этого явления было опубликовано почти одно-

\* За открытие и исследование земного корпускулярного излучения С. Н. Вернов и А. Е. Чудаков в 1960 г. были удостоены Ленинской премии.

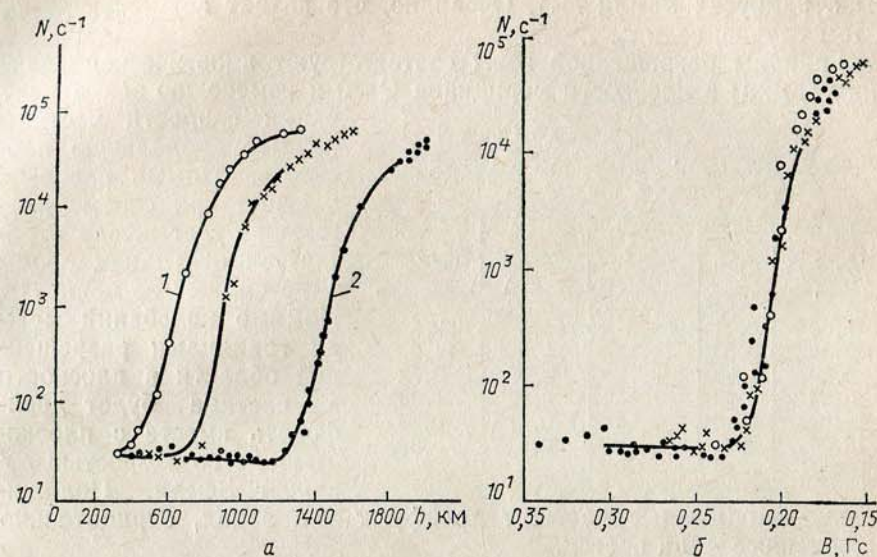


Рис. 11.1. Зависимость скорости счета газоразрядного счетчика на американском спутнике «Эксплорер» от высоты на различных долготах (1 — над Атлантикой, 2 — над Сингапуром) (а) и от магнитной индукции (б). Сдвиг высот, на которых начинается крутой рост, обусловлен эксцентриситетом земного диполя.

временно С. Н. Верновым, А. И. Лебединским и другими в СССР и Кристофилосом, Ван-Алленом с сотрудниками в США [2, 3].

**11.1.2. Геометрия области захвата в поле магнитного диполя.** Возможность захвата заряженных частиц в магнитном дипольном поле была предсказана Штёрмером при теоретическом анализе движения частиц в магнитном поле Солнца. Хотя давно известно, что Земля имеет поле, близкое к дипольному, на протяжении ряда десятилетий, до экспериментов на спутниках, вопрос о возможности захвата частиц в земные магнитные ловушки не обсуждался. Сейчас ясно, что явление захвата является весьма общим. Последнее тому доказательство — экспериментальное обнаружение радиационных поясов Юпитера и Меркурия.

В п. 1.2.5 (см. рис. 1.4) доказано, что существует область решений уравнения движения частиц в магнитном поле диполя, отвечающая ограниченными траекториям. Границы зоны ограниченных траекторий представляют собой поверхности вращения, описываемые формулами (1.19) при условии  $r_1 \leq r \leq r_2$  и  $\gamma > 1$ .

Размеры области захвата на экваторе можно определить расстоянием ее границ от центра диполя. Результаты, полученные по формулам (1.19), представлены в табл. 11.1. В этой таблице указаны верхняя и нижняя границы зоны захвата для различных жесткостей и энергий электронов и протонов ( $r_{\text{макс}}$  и  $r_{\text{мин}}$  выраже-

ны в радиусах Земли  $R_3$ ). Очевидно, что захват возможен лишь в том случае, если  $r_{\text{мин}} > R_3$ .

Границы разрешенной зоны соответствуют кинетической энергии частицы в плоскости меридиана  $Q=0$  и изменению знака проекции скорости частицы на меридиональную плоскость. Иными словами, частица при своем движении будет всюду отражаться от границ зоны и не сможет ее покинуть. Помимо колебаний между границами разрешенной области в плоскости  $Rz$  частица будет дрейфовать вместе с плоскостью  $Rz$  со скоростью  $r\phi'$  вокруг Земли. Положительно заряженные частицы дрейфуют на запад, отрицательно заряженные — на восток.

Таблица 11.1

Размеры области захвата для различных жесткостей и энергий

$r_{\text{макс}}$	$r_{\text{мин}}$	$\frac{pc}{ze} = \xi, \text{ ГэВ}$	$E_p, \text{ ГэВ}$	$E_e, \text{ ГэВ}$
1,00	0,41	59,5	58,6	59,5
2,00	0,83	14,9	24,0	14,9
4,00	1,66	3,72	2,90	3,72
6,00	2,49	1,65	0,96	1,65
10,00	4,14	0,60	0,173	0,60
15,00	6,21	0,264	0,036	0,264

Если магнитное поле стабильно и отражающие границы не меняют своего положения, то частица отражается без изменения энергии. Поэтому при отсутствии столкновений с молекулами газа частицы не теряют энергию и должны существовать в ловушке бесконечно долго. На самом деле указанные выше условия не выполняются и частицы постепенно покидают ловушку. Убыль должна непрерывно пополняться за счет каких-то источников.

11.1.3. **Магнитосфера.** Магнитное поле Земли не имеет той идеальной формы, какая была описана в гл. 1 и в п. 11.1.2. На расстояниях до  $5R_3$  поле действительно близко к дипольному (недипольные поправки составляют на  $5R_3$  несколько процентов). Казалось бы, по мере удаления от Земли поле должно постепенно убывать [см. формулу (1.5)], растворяясь на очень больших расстояниях в межпланетном поле. Измерения на спутниках дали совершенно иную картину. Уже первые наблюдения показали, что на дневной стороне на расстояниях около  $10R_3$  регулярное земное магнитное поле резко обрывается. Область, где поле сохраняет регулярный характер с приблизительно постоянным направлением силовых линий, называется **магнитосферой**. Граница магнитосферы называется **магнитопаузой** (рис. 11.2). Возникновение магнитопаузы обусловлено действием солнечного ветра. Частицы солнечного ветра не могут преодолеть магнитное поле Земли и отклоняются им к западу (положительно заряженные ионы, в основном протоны) или к востоку (электроны). Таким образом, поток плазмы разделяется и, обтекая Землю, создает круговой ток  $I$ . Магнитное поле этого тока и отделяет магнитосферу от остального пространства, занятого солнечным ветром.

11.1.3. **Магнитосфера.** Магнитное поле Земли не имеет той идеальной формы, какая была описана в гл. 1 и в п. 11.1.2.

На расстояниях до  $5R_3$  поле действительно близко к дипольному (недипольные поправки составляют на  $5R_3$  несколько процентов). Казалось бы, по мере удаления от Земли поле должно постепенно убывать [см. формулу (1.5)], растворяясь на очень больших расстояниях в межпланетном поле. Измерения на спутниках дали совершенно иную картину. Уже первые наблюдения показали, что на дневной стороне на расстояниях около  $10R_3$  регулярное земное магнитное поле резко обрывается. Область, где поле сохраняет регулярный характер с приблизительно постоянным направлением силовых линий, называется **магнитосферой**. Граница магнитосферы называется **магнитопаузой** (рис. 11.2). Возникновение магнитопаузы обусловлено действием солнечного ветра. Частицы солнечного ветра не могут преодолеть магнитное поле Земли и отклоняются им к западу (положительно заряженные ионы, в основном протоны) или к востоку (электроны). Таким образом, поток плазмы разделяется и, обтекая Землю, создает круговой ток  $I$ . Магнитное поле этого тока и отделяет магнитосферу от остального пространства, занятого солнечным ветром.

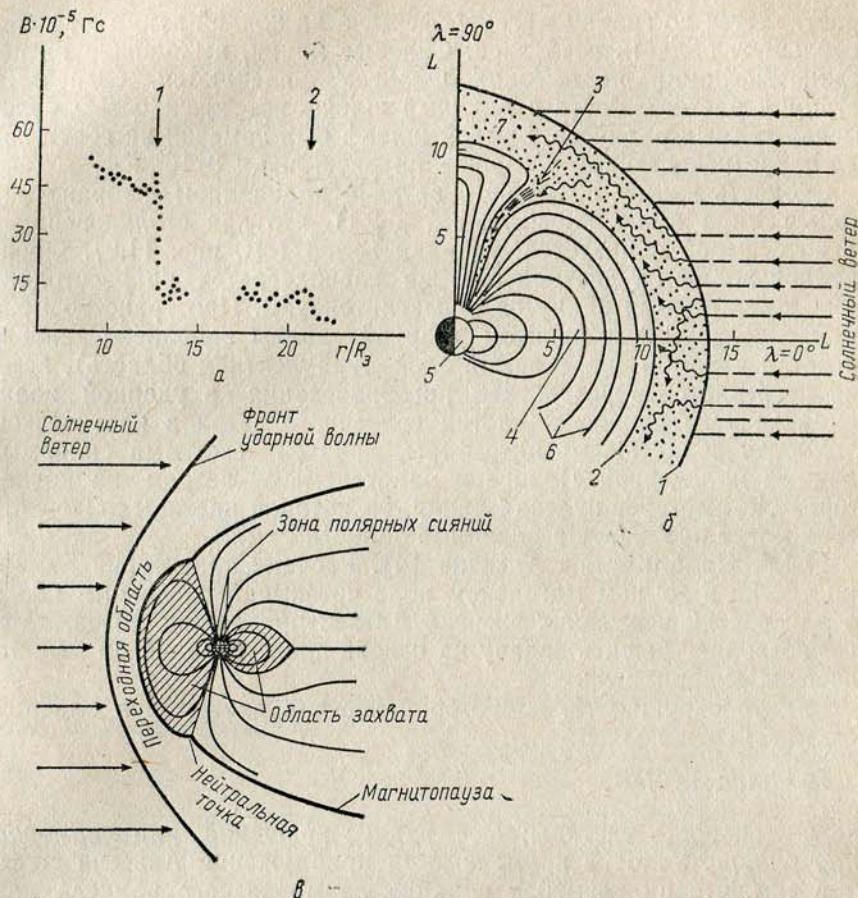


Рис. 11.2. Магнитосфера: а — магнитная индукция поля у границ магнитосферы: 1 — магнитопауза, 2 — ударная волна; б — схема дневной стороны магнитосферы: 1 — ударная волна, 2 — магнитопауза, 3 — нулевая точка («касп»), 4 — область внешнего радиационного пояса, 5 — Земля, 6 — силовые линии магнитного поля, 7 — переходный (турбулентный) слой; в — меридиональный разрез магнитосферы

Круговой ток  $I$  направлен против часовой стрелки, если смотреть со стороны северного полюса Земли. Этот ток, взаимодействуя с магнитным полем Земли, создает силу, пропорциональную произведению  $[I \times B]$ . Эта сила направлена навстречу силе давления плазмы и уравнивает ее. Поэтому на дневной стороне магнитное поле сжато и напряженность поля увеличена, а на ночной стороне магнитосфера растягивается и поле ослаблено. Это приводит к тому, что на полуденной стороне область захвата

простирается до границ магнитосферы, а на ночной занимает лишь небольшую область последней. Силовые линии, выходящие из поверхности Земли на высоких широтах, увлекаются солнечным ветром и растягиваются в длинный шлейф протяженностью более тысячи земных радиусов. Земной шлейф был замечен на советской межпланетной станции «Марс-3» на расстоянии  $3 \cdot 10^3 R_3$ .

Скорость частиц солнечного ветра в радиальном направлении столь велика (300—400 км/с, см. § 9.1), что при столкновении с магнитосферой образуется ударная волна (см. рис. 11.2). Фронт ударной волны на дневной стороне располагается на расстоянии нескольких земных радиусов от магнитопаузы. Пространство между магнитопаузой и фронтом ударной волны заполнено сильно нагретой плазмой (переходный слой, турбулентная область), которая нагревается в результате преобразования в ударной волне направленного движения частиц солнечного ветра в хаотическое.

Между областью магнитосферы, занятой сжатыми силовыми линиями на дневной стороне и раздуваемыми ветром на ночной стороне, существует нулевая линия, по которой частицы солнечного ветра могут проникать в полярные области Земли.

**11.1.4. Приближение Альвена [4].** Расчеты траекторий движения частиц в земном магнитном поле чрезвычайно сложны. Однако для частиц невысоких энергий Альвен предложил метод, который позволяет решить задачу на основе представлений об адиабатических инвариантах.

Радиус окружности, по которой частица движется в однородном магнитном поле  $\mathbf{B}$ :

$$R_L = mvc \sin \theta / eB,$$

где  $v$  — скорость частицы;  $R_L$  — радиус вращения, или *ларморовский радиус*. Условие применимости приближения Альвена состоит в том, что на размерах порядка ларморовского радиуса магнитное поле должно быть постоянным во времени, т. е. не меняться за время, превышающее ларморовский период:

$$T_L = 2\pi R_L / v_{\perp} = 2\pi mc / eB.$$

Следовательно,

$$R_L \left| \frac{\partial B}{\partial r} \right| \ll B; \quad (11.1)$$

$$T_L \left| \frac{\partial B}{\partial t} \right| \ll B. \quad (11.2)$$

Характерным для магнитного поля Земли размером является радиус Земли  $R_3$ , поэтому первое условие можно записать так:

$$R_L \ll R_3 = 6 \cdot 10^3 \text{ км}. \quad (11.3)$$

В табл. 11.2 приведены ларморовские радиусы электронов и протонов на расстоянии  $2R_3$  от центра Земли ( $\sin \theta = 1$ ).

Из таблицы следует, что условие (11.1) выполняется для частиц с энергией до 100 МэВ. Для частиц, удовлетворяющих условию (11.1), движение можно разложить на три независимые составляющие.

1. Движение частицы по окружности ларморовского радиуса. Центр окружности называют *ведущим центром*.

2. Ведущий центр частицы движется со скоростью  $v$ , направленной под углом  $\theta$  к силовой линии. Достигая границ разрешенной области ( $\theta = 0$ ), частица отражается.

3. Ведущий центр частицы движется вокруг Земли по поверхности вращения силовой линии (в дипольном поле).

Рассмотрим эти движения подробнее.

а) *Первый адиабатический инвариант.* Электрон, движущийся по кругу радиуса  $R_L$ , представляет собой кольцевой ток, который создает магнитный момент

$$\mu = \pi R_L^2 j,$$

где ток  $j = e\omega_c$ , а  $\omega_c$  — циклическая (ларморовская) частота вращения электрона по орбите:

$$\omega_c = v \sin \theta / R_L. \quad (11.4)$$

Поскольку  $R_L = mvc \sin \theta / eB$ , то  $\omega_c = (e/c)(B/m)$ . Период ларморовских колебаний электрона составляет микросекунду, а протона — несколько миллисекунд. Магнитный момент

$$\mu = \pi R_L^2 e\omega_c = \pi m v^2 \sin^2 \theta / eB, \quad (11.5)$$

или

$$\mu \sim v_0^2 \sin^2 \theta / B. \quad (11.6)$$

Так как скорость  $v_0$  в магнитном поле постоянна, то

$$\mu \sim \sin^2 \theta / B. \quad (11.7)$$

Альвен доказал, что если нет причин, тормозящих электрон, то  $\mu$  остается постоянной, иными словами, является *адиабатическим инвариантом (первым адиабатическим инвариантом)*.

Вектор магнитного момента направлен перпендикулярно к кольцевому току и, следовательно, вдоль силовой линии. Подобно магнитной стрелке, он будет следовать за изгибами силовой линии. Допустим, что на некоторой силовой линии на экваторе скорость

Таблица 11.2

Радиусы ларморовского движения

Энергия, кэВ	$R_{L e}$ , км	$R_{L p}$ , км
10	0,087	3,71
$10^2$	0,287	11,70
$10^3$	1,22	37,10
$10^4$	12,2	118,0
$10^5$	122	381,0
$10^6$	—	1451

частицы имела угол по отношению к направлению силовой линии  $\theta_0$  и магнитный момент частицы

$$\mu_0 = \sin^2 \theta_0 / B_0. \quad (11.8)$$

Тогда на широте  $\lambda$  при напряженности магнитного поля  $B(\lambda)$

$$\mu = \sin^2 \theta_\lambda / B(\lambda), \quad (11.9)$$

где  $\theta_\lambda$  — угол между направлением скорости частицы и силовой линией на широте  $\lambda$  (*pitch-угол*). Магнитное поле Земли неоднородно и описывается уравнениями (1.6) и (1.7). С ростом  $\lambda$  магнитная индукция  $B(\lambda)$  возрастает. Следовательно, из постоянства  $\mu$  вытекает необходимость возрастания угла.

Наконец наступит момент, когда  $\sin \theta$  достигнет своего максимального значения, равного единице, т. е. скорость частиц станет перпендикулярной к силовой линии, и дальнейшее движение частицы вдоль силовой линии станет невозможным. Для каждого значения угла  $\theta_0$  на экваторе существует своя широта  $\lambda_{\max}$ , при которой  $\theta = \pi/2$ , когда частица отражается и начинает двигаться обратно.

Такое поведение частицы нетрудно понять из самых простых качественных соображений. Пусть частица движется в сторону нарастания магнитного поля. Ее скорость можно разложить на две составляющие: параллельную силовой линии  $v_{\parallel}$ , по которой движется ведущий центр, и перпендикулярную  $v_{\perp}$ , связанную с движением частицы по окружности вокруг силовой линии. Магнитное поле  $B$  имеет радиальную составляющую  $B_r$ . Взаимодействие компоненты  $B_r$  с компонентой скорости  $v_{\perp}$  приводит к появлению силы  $F_{\parallel} = (e/c)v_{\perp}B_r$ , направленной в сторону убывания магнитного поля. Эта сила уменьшает параллельную составляющую скорости и, следовательно, увеличивает перпендикулярную. В точке отражения  $v_{\parallel} = 0$ ,  $v_{\perp} = v$  и сила  $F_{\parallel}$  максимальна. Поэтому частица, достигнув зеркальной точки, поворачивает обратно и начинает двигаться к экватору. В результате действия силы  $F_{\parallel}$  продольная составляющая скорости увеличивается, а поперечная уменьшается. Если при прямом прохождении через экватор скорость  $v$  была направлена под углом  $\theta_0$  к силовой линии, то при обратном движении угол равен  $\pi - \theta_0$ . Траектория движения частицы между точками отражения показана на рис. 11.3 [6].

Таким образом, частица будет совершать бесконечно большое число колебаний между широтами  $\lambda_{\max}$  и  $-\lambda_{\max}$ , если только не потеряет энергию или не рассеется при столкновении с атомами воздуха.

Теорема Альвена о сохранении магнитного момента справедлива лишь при выполнении условия (11.3).

Значение отношения  $R_L/R_3$  (*параметра адиабатичности*), при котором сохраняется адиабатический инвариант, было экспери-

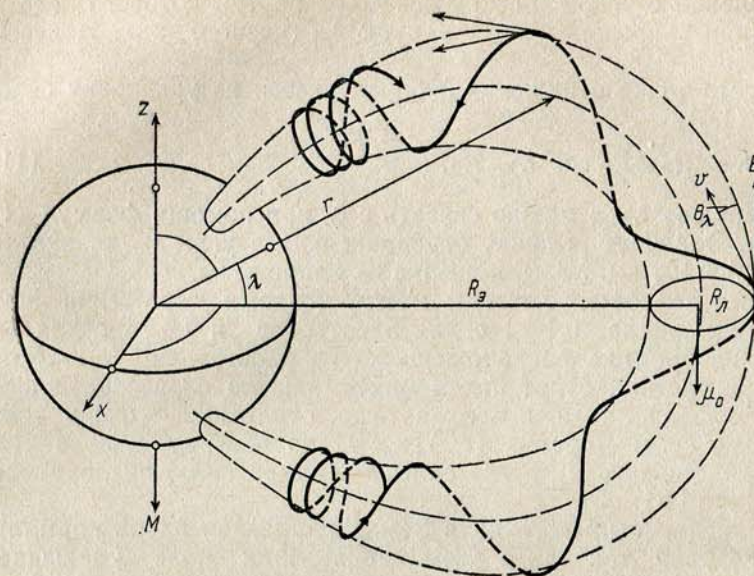


Рис. 11.3. Траектория движения частицы между точками отражения

ментально измерено на модели земного магнитного поля [10]. Для этого использовалась вакуумная камера объемом около  $1 \text{ м}^3$  и разрежением порядка  $5 \cdot 10^{-10}$  мм рт. ст. Внутри объема помещался намагниченный шар («террелла») диаметром 8 см с магнитным моментом  $2 \cdot 10^4$  Гс·см<sup>3</sup>. В экваториальную плоскость инжектировались электроны. Детектирование их проводилось каналными умножителями. Время удержания электронов на «экваторе» определялось в зависимости от энергии частиц, т. е. от величины  $R_L$ .

С ростом  $R_L$  время жизни частиц сначала возрастает, а затем, после достижения критического значения  $R_L$  (и, следовательно, отношения  $R_L/R_3$ ), резко уменьшается. Критическое значение параметра адиабатичности, при котором еще работает рассмотрение Альвена:

$$\alpha = R_L/R_3 \approx 0,1. \quad (11.10)$$

Согласно общей теории в пределах разрешенной зоны все направления являются разрешенными, и поэтому, казалось бы, угловое распределение частиц должно быть изотропным. Однако если учесть потери энергии частиц в результате атомных столкновений, то положение изменится. Действительно, все частицы, для которых зеркальная точка расположена на расстоянии, меньшем 100 км от поверхности Земли, теряют значительную энергию на ионизацию и погибают в атмосфере. Поэтому существует конус

направлений с углом раскрытия  $\theta_{0\text{ мин}}$ , внутри которого все направления запрещены из-за нарушения первого адиабатического инварианта.

Высота точки отражения  $h$  определяется из уравнения силовой линии (1.6):

$$h = R - R_3 = R_3 \cos^2 \lambda - R_3. \quad (11.11)$$

Величину  $\cos^2 \lambda_{\text{макс}}$  можно связать с  $\theta_0$  при помощи формул (11.9) и (1.7). Запишем условие, ограничивающее углы  $\theta_0$  на экваторе:  $h(R_3, \theta_0) \approx 100$  км. Углы, меньшие  $\theta_0$ , запрещены.

Время колебаний частицы между точками отражения заключено в интервале 0,1—1 с для электронов и 1—50 с для протонов на орбитах, расположенных на расстоянии  $R_3 \sim 2R_3$ . На экваторе частица будет иметь максимальную скорость движения вдоль силовой линии, а вблизи точек отражения — очень малую.

Кроме силы Лоренца  $(e/c)[\mathbf{v} \times \mathbf{B}]$  на частицу в поле Земли будут действовать и другие силы, например сила, пропорциональная  $[\mathbf{B} \text{ grad } \mathbf{B}]$ .

Градиент магнитного поля Земли направлен вдоль нормали от центра Земли, так как в этом направлении поле уменьшается. Поскольку векторное произведение есть вектор, перпендикулярный  $\mathbf{B}$  и  $\text{grad } \mathbf{B}$ , то сила, действующая на частицы, будет направлена так, что вызовет их движение в направлении вокруг оси диполя, т. е. дрейф частицы вокруг Земли.

б) *Второй адиабатический инвариант\**. Его часто называют долгонным адиабатическим инвариантом. Он равен интегралу действия колебательного движения частицы вдоль силовой линии между точками отражения  $M$  и  $M^*$  (рис. 11.4):

$$\mathcal{J} = \int_M^{M^*} p_{\parallel} ds = p_0 \int_M^{M^*} \cos \theta ds = p_0 \int_M^{M^*} \sqrt{1 - \sin^2 \theta} ds. \quad (11.12)$$

Величина  $p_0 = \text{const}$ , так как и масса, и скорость частицы вдоль силовой линии постоянны. Из (11.9) следует, что

$$\sin^2 \theta / B = \sin^2 \theta_M / B_M = 1 / B_M, \quad (11.13)$$

где  $\theta_M$  — угол в точке отражения, равный  $\pi/2$ ;  $B_M$  — индукция магнитного поля в точке отражения. Тогда

$$\mathcal{J} = p_0 \int_M^{M^*} \sqrt{1 - B/B_M} ds; \quad I = \frac{\mathcal{J}}{p_0} = \int_M^{M^*} \sqrt{1 - B/B_M} ds. \quad (11.14)$$

Почему этот адиабатический инвариант называется долгонным?

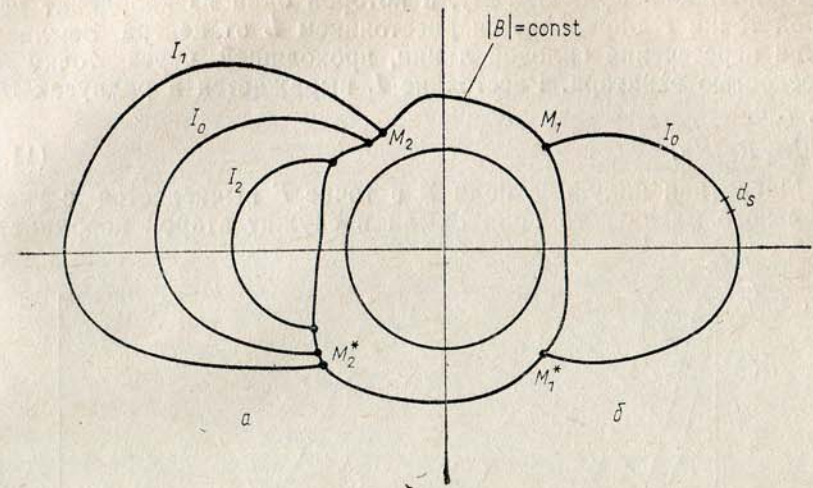


Рис. 11.4. Второй адиабатический инвариант, управляющий перемещением частиц с траектории (б) ( $I_0$ ) на одну из траекторий (а)

Дело в том, что сохранение величины  $I$  позволяет предсказать, по какому из отрезков бесконечного числа силовых линий будет двигаться частица после того, как она продрейфовала по долготе (из-за действия силы  $[\mathbf{B} \text{ grad } \mathbf{B}]$ ).

Первый инвариант предсказывает, что точки отражения лежат на поверхности с определенными значениями  $B_M$  и  $B_{M^*}$ .

Пусть в момент  $t$  частица движется по силовой линии с  $I = I_0$  (см. рис. 11.4, б), тогда сохранение второго инварианта требует, чтобы в момент  $t_2$  движение происходило по другой силовой линии, для которой тоже  $I = I_0$  (см. рис. 11.4, а).

Существование первого и второго адиабатических инвариантов означает существование вокруг Земли определенной оболочки, на которой в любой момент времени находится частица, имевшая в начальный момент определенные значения  $B_M$  и  $I_M$ .

11.1.5. Системы координат. В теории геомагнитного эффекта применялась система координат  $(r, \lambda)$ , где  $r$  — радиус-вектор, а  $\lambda$  — геомагнитная широта. В идеальном поле диполя силовая линия, проходящая через точку  $(r, \lambda)$ , пересекает экваториальную плоскость в точке  $R_3 = r / \cos^2 \lambda$ . Поэтому вместо системы координат  $(r, \lambda)$  рассматривают также и систему  $(R_3, \lambda)$ . В реальном поле Земли на малых высотах наблюдаются различные аномалии магнитного поля и, следовательно, системы  $(R_3, \lambda)$  и  $(r, \lambda)$  не могут быть удобными, как и на расстояниях  $r \gg 6R_3$ , где поле искажено солнечным ветром. Хорошую точность упомянутые системы дают в интервале расстояний от 3 до  $6R_3$ .

\* Розенблат и Лонгмайер, 1957 г.

Мак-Илвейн ввел систему, в которой одна из координат некоторой точки  $F$  определяется расстоянием  $L$  от центра Земли до точки пересечения силовой линии, проходящей через точку  $F$ , с плоскостью экватора. Расстояние  $L$  выражается в радиусах Земли, т. е.

$$L = R_{\oplus} / R_3. \quad (11.15)$$

Магнитная индукция поля  $B$  в точке  $F$  вычисляется с учетом реального магнитного поля Земли и служит второй координатой.

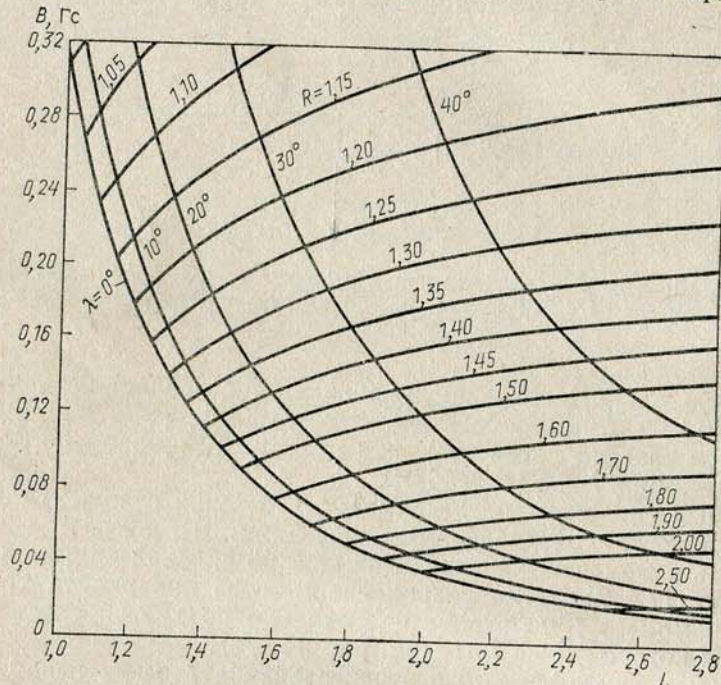


Рис. 11.5. Связь систем координат  $(r, \lambda)$  и  $(B, L)$  для поля диполя

Таким образом, координатная сетка в принятой сейчас «естественной» системе координат  $(B, L)$  определяется пересечением поверхностей  $L = \text{const}$  и  $B = \text{const}$ . Ее связь с «классической» системой  $(r, \lambda)$  приводится на рис. 11.5. Система  $(B, L)$  дает хорошую точность на расстояниях до  $L=6$ . Для представления результатов в этой системе обычно требуются вычислительные машины.

Связь естественной системы с системой  $(r, \lambda)$  в случае диполя имеет простой вид

$$\cos^2 L = r/L, \quad B = (M/r^3) [4 - (3r/L)]^{1/2}. \quad (11.16)$$

Достоинство естественной системы координат видно из рис. 11.1, б.

## § 11.2. ПРИБОРЫ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ПОЯСОВ [9]

Задачи, возникающие при исследовании захваченных частиц, разнообразны. Помимо определения интенсивности излучения необходимо установить энергетический спектр частиц и их природу, т. е. распределение по массе, заряду и т. п. Аппаратура должна быть компактна и экономична. Большая интенсивность частиц в радиационном поясе способствует применению приборов небольшого размера. На втором советском спутнике (3 ноября 1957 г.) были установлены два газоразрядных счетчика. На третьем спутнике (15 мая 1958 г.) излучение регистрировалось сцинтилляционным счетчиком. В качестве сцинтиллятора использовался цилиндрический кристалл иодистого натрия размером около 40 мм. Кристалл экранировался алюминием толщиной  $1 \text{ г/см}^2$ . Аналогичная аппаратура применялась и на космических ракетах. Пороговые устройства позволяли регистрировать число случаев с выделением энергии  $E > 45 \text{ кэВ}$ ,  $E > 450 \text{ кэВ}$  и  $E > 4,5 \cdot 10^3 \text{ кэВ}$ . В дальнейшем измерялась полная ионизация в сцинтилляторе, закрытом лишь алюминиевой фольгой толщиной  $1,9 \text{ мг/см}^2$ . В некоторых экспериментах использовались полупроводниковые детекторы, ионизационные камеры, фотоэмульсии и магнитные спектрометры.

Типичное оборудование американских спутников состояло из сцинтилляторов, кристаллических и газоразрядных счетчиков (цилиндр размером  $7 \times 9 \text{ мм}$ ) типа «Антон-302». В зависимости от экранирования эти счетчики регистрируют частицы различной энергии. Например, на спутнике «Эксплорер-4» счетчик с экраном из свинца толщиной  $1,6 \text{ г/см}^2$  мог определять интенсивность протонов с энергией  $E > 40 \text{ МэВ}$ , электронов с  $E > 3 \text{ МэВ}$  и рентгеновских лучей с  $E > 80 \text{ кэВ}$ . Без экрана такой счетчик регистрирует электроны с энергией  $E > 1,6 \text{ МэВ}$  и протоны с  $E > 23 \text{ МэВ}$ . Сцинтилляторы из иодистого цезия диаметром  $0,76 \text{ см}$  и толщиной  $0,92 \text{ г/см}^2$  при защите фольгой  $1,0 \text{ мг/см}^2$  регистрируют электроны с энергией  $E > 20 \text{ кэВ}$  и протоны с  $E > 400 \text{ кэВ}$ . Таким образом, применяя различные экраны, можно выделять определенные участки спектра частиц.

На втором советском спутнике для оценки энергии частиц использовался кристаллический сцинтиллятор с фотоумножителем. Ток одного из промежуточных динодов фотоумножителя пропорционален ионизации, выделенной в кристалле, а импульс тока в аноде возрастает лишь до тех пор, пока энергия, выделившаяся в кристалле, не превысит  $2 \text{ МэВ}$ . При дальнейшем увеличении выделения энергии наступает насыщение. Поэтому релятивистская частица, выделяющая при прохождении через кристалл  $20 \text{ МэВ}$ , дает полный вклад в ток динода и  $10\%$ -ный вклад в ток анода. Следовательно, различие измеренных значений тока анода  $I_A$  и динода

$I_D$  позволяет оценить вклад релятивистских частиц в создаваемую ионизацию. Например, при прохождении первичных космических лучей через сцинтиллятор отношение  $I_A/I_D \sim 6$ . Во внутренней зоне радиации наблюдается значительное различие  $I_A$  и  $I_D$ . Это означает, что ионизация в счетчике вызвана частицами с энергией  $E > 10$  МэВ.

Энергетический спектр протонов во внутреннем поясе определялся с помощью фотоэмульсий, поднятых на ракете. Измерения проводились в интервале энергий от 75 до 700 МэВ.

Фотоэмульсии интегрируют излучение за продолжительное время и не позволяют исследовать структуру поясов.

В настоящее время список приборов для изучения радиационных поясов значительно расширился. Большое распространение получили полупроводниковые детекторы, в которых можно устанавливать дифференциальный электрический порог. В этом случае можно настроиться на регистрацию только релятивистских частиц, которыми в радиационных поясах являются электроны.

Иногда ставится задача изучать протоны на большом фоне электронов. Еще в самых первых экспериментах на втором советском спутнике было замечено, что после выхода спутника из радиационного пояса наблюдается повышенное число отсчетов в сцинтилляторе. Это было объяснено возникновением наведенной радиоактивности в кристалле. Измеренное время полураспада и энергия, израсходованная на создание радиоактивности, позволили сделать вывод, что радиоактивность вызвана протонами с энергией около 100 МэВ.

На американской станции «Пионер-10», которая летала к Юпитеру, использовалась тонкая пластинка  $^{232}\text{Th}$ , окруженная детекторами толщиной около 50 мкм каждый. Осколки деления  $^{232}\text{Th}$  под действием протонов имеют энергию порядка 90 МэВ и регистрируются полупроводниковыми детекторами. Это устройство совершенно не чувствительно к электронам.

На спутнике «Интеркосмос-17» для выделения электронов с энергией выше 40 МэВ был использован детектор переходного излучения с калориметром.

Для идентификации  $\rho$ ,  $\alpha$ -частиц и более тяжелых ионов применялись полупроводниковые детекторы с несколькими электрическими порогами. Значительное распространение получили магнитные анализаторы. Детекторами служат либо торцевые газоразрядные счетчики (для  $E_e = 40\text{—}400$  кэВ), либо полупроводниковые детекторы (до  $E_e \sim 3$  МэВ).

Типичное устройство с отклонением электронов на  $180^\circ$  состоит из камеры с магнитопроводом постоянного магнита. Через окно в камеру попадают электроны и, описывая полуокружности разного радиуса (в зависимости от энергии), достигают различных детекторов. Таким способом можно снять дифференциальный спектр электронов в некотором интервале энергий.

Иногда для отклонения электронов используется электромагнит, через который разряжается батарея конденсаторов. Это позволяет с помощью одного детектора изучить спектр электронов от 50 кэВ до 4 МэВ.

Для исследования частиц с энергией выше 1 МэВ используются телескопические системы, в которых можно комбинировать измерения  $dE/dx$  и  $E$ , т. е. идентифицировать частицы.

Совокупность описанных выше приборов дает возможность получить информацию об интенсивности, спектре и составе частиц в радиационных поясах.

### § 11.3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ПОЯСОВ

**11.3.1. Общая картина.** В первых экспериментах на ракетах и спутниках регистрировались в основном частицы высокой энергии. Интенсивность этой проникающей радиации имеет два максимума, расположенных на расстояниях 1,5 и 3,5–5  $R_3$  соответственно (в плоскости геомагнитного экватора). Две зоны высокой интенсивности получили названия внутреннего и внешнего радиационных поясов.

Силовые линии, на которых удерживаются частицы внутреннего пояса, достигают поверхности Земли (атмосферы) на широтах, меньших  $40\text{—}45^\circ$ . На силовых линиях, встречающихся с атмосферой в интервале широт  $45\text{—}60^\circ$ , нет захваченного излучения высокой энергии. Силовые линии в более высоких широтах вновь населены проникающими частицами. На экваторе они уходят на расстояния до 5–7  $R_3$ . Таким образом, между внутренним и внешним радиационными поясами имеется щель, расположенная в интервале от 2 до 3  $R_3$ . Потоки частиц во внешнем поясе больше, чем во внутреннем. Различен и состав частиц: во внутреннем поясе протоны и электроны, во внешнем — электроны (рис. 11.6).

Применение неэкранированных детекторов существенно расширило сведения о радиационных поясах. Были обнаружены электроны и протоны с энергией несколько десятков и сот килоэлект-

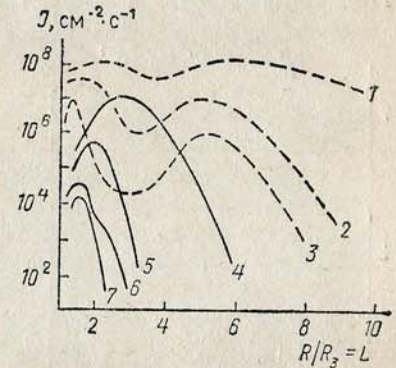


Рис. 11.6. Пространственное распределение частиц в радиационном поясе. Электроны: 1 —  $E_e > 40$  кэВ, 2 —  $E_e > 150$  кэВ, 3 —  $E_e > 1$  МэВ; протоны: 4 —  $E_p > 1$  МэВ, 5 —  $E_p > 10$  МэВ, 6 —  $E_p > 30$  МэВ, 7 —  $E_p > 100$  МэВ. Предельное значение импульсов протонов в радиационных поясах около 750 МэВ



ронвольт соответственно. Эти частицы имеют существенно иное, по сравнению с проникающими, пространственное распределение.

Максимум интенсивности протонов низких энергий расположен на расстояниях  $L \sim 3$  от центра Земли. Малоэнергичные электроны заполняют всю область захвата. Для них нет разделения на внутренний и внешний пояса. Частицы с энергией десятки килоэлектронвольт непривычно относить к космическим лучам, однако радиационные пояса представляют собой единое явление и должны изучаться в комплексе с частицами всех энергий.

**11.3.2. Ядерная компонента радиационного пояса.** Эксперименты, проведенные с помощью фотоэмульсий, дали возможность изучить состав захваченного излучения. Оказалось, что при энергии выше 30 МэВ 99% ядерной компоненты составляют протоны, остальное — дейтоны и тритоны. Считается, что тяжелые изотопы водорода возникли в результате ядерных реакций протонов в атмосфере. С помощью полупроводниковых детекторов на расстояниях  $L \sim 3$  обнаружены  $\alpha$ -частицы, захваченные магнитным полем.

**11.3.3. Пространственное распределение протонов и их поток.** Пространственное распределение протонов различных энергий

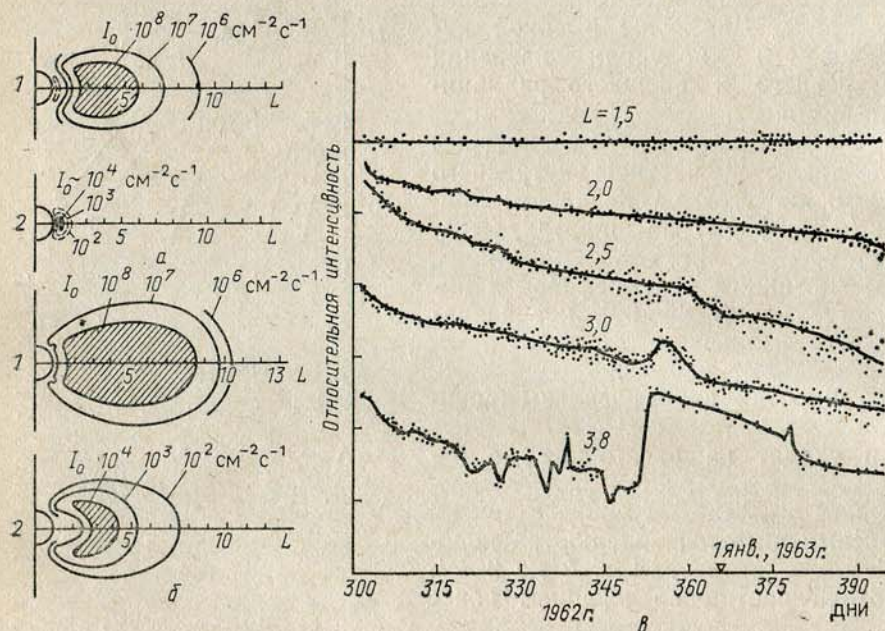


Рис. 11.7. Свойства протонов и электронов в радиационном поясе: а — пространственное распределение протонов различных энергий в радиационном поясе: 1 — энергия протонов  $0,1 < E_p < 5$  МэВ, 2 —  $E_p > 30$  МэВ; б — пространственное распределение электронов различных энергий на дневной стороне; 1 —  $E_e > 40$  кэВ, 2 —  $E_e > 1,6$  МэВ; в — изменения во времени интенсивности при различных значениях  $L$ .

(линии равной интенсивности) показано на рис. 11.7. Из рисунка видно, что: а) максимум интенсивности протонов высокой энергии расположен ближе к поверхности Земли, чем максимум малых энергий; б) поток протонов с энергией  $E > 35$  МэВ на три-четыре порядка меньше, чем поток малоэнергичных протонов; в) максимум интенсивности протонов высокой энергии соответствует внутреннему радиационному поясу ( $L = 1,5$ ).

Протоны малой энергии распространены до  $L \sim 6$ . Поток протонов с энергией  $0,1 < E < 4,5$  МэВ превышает  $10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . При  $E > 35$  МэВ поток составляет  $3 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ .

**11.3.4. Энергетический спектр протонов.** Спектр протонов высокой энергии во внутренней зоне может быть представлен степенной функцией  $\mathcal{J}_p(E) dE \sim E^{-1,8} dE$  ( $75 < E < 700$  МэВ). По мере удаления от центра внутреннего пояса (на расстояния  $L > 1,5 \div 1,8$ ) средняя энергия протонов уменьшается. С ростом  $L$  спектр становится более мягким. В интервале энергий 10—50 МэВ на расстоянии  $L = 1,79$  он имеет вид

$$\mathcal{J}_p(E) dE \sim E^{-4} dE.$$

Спектр протонов при низкой энергии можно аппроксимировать формулой

$$j \sim \sqrt{E/E_{\max}} \cdot \exp(-\sqrt{E/E_{\max}}),$$

а при высокой — степенной зависимостью. Спектр имеет максимум при  $E = E_{\max}$ . Подобная закономерность может явиться следствием диффузионного механизма ускорения с учетом потерь энергии.  $E_{\max}$  растет при уменьшении  $L$ :  $E \sim L^2$ ,  $\alpha \sim 4$ . На границе радиационного пояса ( $L \sim 8$ )  $E_{\max} \sim 50$  кэВ. Для описания спектра за максимумом иногда используют экспоненциальную зависимость  $j \sim \exp(-E/E_0)$ , где  $E_0 \sim 0,3 L^{-5}$  ГэВ ( $L > 2$ ).

**11.3.5. Стабильность потока протонов.** Поток протонов во внутреннем поясе довольно устойчив во времени. Изменения наблюдаются при  $L > 2$ . В сентябре 1963 г. во время сильной магнитной бури интенсивность протонов с энергией  $E_p > 35$  МэВ на расстоянии  $L = 2,4$  уменьшилась в 5 раз, а на  $L = 2,1$  поток остался неизменным. В спокойные периоды потоки протонов с  $E_p > 100$  кэВ во внешней зоне меняются не более чем в 2—3 раза.

**11.3.6. Электроны в радиационном поясе.** Частицы естественного происхождения. Первые эксперименты показали, что электроны высокой энергии ( $E > 1 \div 1,5$  МэВ) сосредоточены во внешнем поясе. На расстоянии  $L \sim 4,5$  поток электронов с энергией  $E > 1,1$  МэВ достигает  $5,5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Электронов с энергией  $E > 5$  МэВ в радиационном поясе мало. По измерениям на советской станции «Луна-2» их поток не превышает  $10^3 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . По мере увеличения энергии электронов их спектр становится все более крутым. В интервале энергий 350—650 кэВ показатель степен-

ного энергетического спектра  $\gamma = -2$ , а в интервале 1—5 МэВ показатель  $\gamma = -7$ .

Электроны низкой энергии заполняют почти всю магнитосферу, однако имеются характерные особенности. На высоте 1000 км поток электронов с энергией  $E > 40$  кэВ приблизительно постоянен до широты  $\lambda = 69^\circ$  в полночь (по местному времени) и до широты  $75^\circ$  в полдень, а затем обрывается. Соответствующие этим широтам силовые линии пересекают экватор на расстоянии 8 и 15  $R_E$ . Следовательно, области захвата различны на дневной и ночной сторонах, что объясняется деформацией магнитосферы солнечным ветром.

Потоки электронов в радиационном поясе на расстояниях  $L \geq 2$  подвержены очень сильным колебаниям во времени, которые связаны с магнитными возмущениями. На расстояниях  $L > 3$  потоки меняются в сотню раз. Во время сильных магнитных бурь возрастает число электронов с низкой энергией. Число высокоэнергичных частиц сначала уменьшается, а затем возрастает. Эти изменения могут происходить в течение суток. В спокойные периоды поток электронов достигает  $I_e \sim 10^8$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>. На рис. 11.7 показано пространственное распределение электронов различных энергий на дневной стороне.

**11.3.7. Эксперименты «Аргус» и «Старфиш».** Американские ученые предприняли попытки создать искусственные радиационные пояса с помощью высотных взрывов атомных бомб. Наряду с научными эти эксперименты преследовали и военные цели. В научную задачу эксперимента входило доказательство существования магнитной ловушки и определение времени жизни частиц в радиационном поясе.

Идея эксперимента была предложена американским физиком Кристофилосом и заключалась во введении в магнитное поле Земли определенного числа электронов. Это позволило наблюдать образование пояса высокой интенсивности и затем его рассасывание. Источником электронов были три атомные бомбы; они были взорваны в 1958 г. одна за другой на высоте 480 км на широте  $50^\circ$  ю. ш., т.е. в той области пространства, в которой естественные пояса образуют шель между верхней и нижней зонами. Одновременно был запущен спутник «Эксплорер-4», который пересекал искусственную зону несколько раз в день и давал сведения о ее интенсивности.

В момент взрыва наблюдалось интенсивное свечение неба на концах магнитной силовой линии как в южном, так и в северном полушарии в районе Азорских островов, где были сосредоточены корабли военно-морского флота США.

В результате дрейфа электронов вокруг Земли (за счет силы  $[V \text{ grad } B]$ ) электроны образовали тонкую оболочку вокруг всего земного шара. На экваторе этот слой находился на высоте 6500 км ( $L \sim 2$ ), т.е. в зазоре между внутренним и внешним радиационными поясами. Положение его оставалось стабильным в течение нескольких недель, пока были возможны наблюдения. Через месяц после взрыва интенсивность электронов почти не отличалась от естественного фона.

Вторая серия экспериментов этого типа была проведена в 1962 г. под названием «Старфиш» («Морская звезда»). В результате высотного взрыва водородной бомбы образовался искусственный радиационный пояс, расположенный в об-

ласти внутреннего радиационного пояса. Интенсивность инжектированных электронов с энергией  $E > 5$  МэВ достигает  $1,5 \cdot 10^7$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>. Анализ результатов показывает, что при  $L < 1,4$  частицы погибают из-за потерь энергии и рассеяния в атмосфере.

Высотные ядерные взрывы могут причинить большой вред здоровью людей и в настоящее время запрещены международным соглашением (Московский договор 1963 г.).

В последние годы осуществляются весьма тонкие эксперименты по инжекции электронов в радиационные пояса. На пространственно-ориентированном спутнике устанавливается ускоритель электронов ( $E_e \sim 10\text{—}100$  кэВ при токе  $I_e \sim 10\text{—}100$  мА). С помощью магнитометра определяется направление магнитной силовой линии и электроны инжектируются с фиксированным пичуглом  $\theta_p$ . Если инжекция производится в северном полушарии с  $\theta_p \approx 0$ , то в южном на данной силовой линии наблюдается свечение атмосферы. Эти эксперименты позволяют выяснить детали движения захваченных электронов.

#### § 11.4. ВАРИАЦИИ РАДИАЦИОННЫХ ПОЯСОВ ЗЕМЛИ И ИСТОЧНИКИ ЧАСТИЦ

**11.4.1. Первые наблюдения.** В 1959 г. радиационные пояса пересекли советские автоматические станции «Луна-1» и «Луна-2». Интервал между их полетами составлял 8,5 месяцев. И хотя траектории полета станций были близки, измеренная ими интенсивность захваченных частиц оказалась резко различной (рис. 11.8). Как видно из рисунка, наблюдается и смещение максимума интенсивности частиц. Однако этот вывод касается главным образом верхней области радиационного пояса.

Вариации внешнего радиационного пояса связаны с солнечной активностью и зависят от интенсивности солнечного ветра. Изменения интенсивности радиационных поясов с течением времени сильно зависят от высоты. Внутренний пояс очень стабилен, тогда как внешний испытывает резкие колебания (см. рис. 11.7, б).

**11.4.2. Влияние магнитных бурь.** Сильные изменения в радиационных поясах наблюдаются во время магнитных бурь (см. гл. 9), когда происходит деформация магнитосферы и, как следствие, сжатие радиационного пояса и перемещение его максимума.

После окончания бури радиационные пояса приходят в прежнее положение. Интенсивность низкоэнергичной компоненты во время бури возрастает, а высокоэнергичной падает. Во время обратной фазы бури интенсивность возрастает, превышая иногда интенсивность до бури. В дальнейшем за время, исчисляемое неделями, все восстанавливается. Этот результат свидетельствует о существовании механизмов ускорения частиц в период магнитных возмущений.

Иногда происходят необратимые изменения. В период магнитной бури в магнитосфере возникает большое число неоднородно-

стей поля, что приводит в некоторых случаях к диффузии частиц в глубь магнитосферы. Такой дрейф был обнаружен экспериментально, причем скорость дрейфа в глубь магнитосферы для максимума пояса ( $L \sim 4,5$ ) составила  $0,1 L$  в сутки.

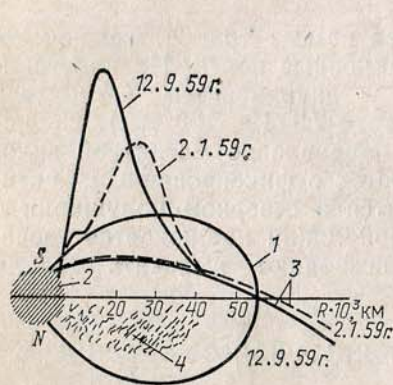


Рис. 11.8. Форма радиационного пояса при пролете советских автоматических станций «Луна-1» и «Луна-2» в разное время. 1 — магнитная силовая линия; 2 — Земля; 3 — траектория полета станции; 4 — радиационный пояс

Как показывают расчеты, ловушка в магнитном поле Земли до отказа наполнена частицами, т. е. в поясах имеются частицы с импульсами, соответствующими верхнему пределу адиабатичности (11.10). Поэтому даже небольшие изменения в магнитных условиях могут привести к нарушению адиабатического инварианта и высыпанию частиц из пояса.

Выход частиц из поясов и их поглощение происходят вследствие ионизационных потерь или рассеяния, которое сдвигает точки отражения в атмосферу.

Быстрые вариации внешней части поясов говорят о существовании эффективных быстросдействующих механизмов пополнения внешнего пояса электронами, тогда как слабое убывание частиц во внутреннем поясе может компенсироваться слабыми источниками.

**11.4.3. Источники частиц в нижнем радиационном поясе.** Различные компоненты радиационных поясов имеют разное происхождение.

Протоны высокой энергии внутреннего пояса возникают от распада нейтронов альbedo.

Нейтронный механизм был предложен С. Н. Верновым,

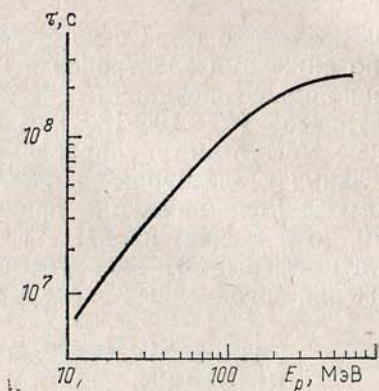


Рис. 11.9. Зависимость времени жизни протонов в радиационном поясе от энергии

А. И. Лебединским и Зингером. Захват заряженных частиц магнитным полем возможен, если ввести эти частицы каким-либо искусственным способом, так, чтобы обойти закон сохранения магнитного момента частицы. В первую очередь возникает мысль о возможности ввести эти частицы в виде нейтральных частиц — нейтронов. Как известно, нейтроны распадаются на электроны и протоны. Эти частицы имеют небольшие энергии и поэтому будут захватываться магнитным полем Земли. Происхождение нейтронов, способных инжектировать заряженные частицы в магнитную ловушку, может быть различным. Очень небольшая часть таких нейтронов имеет солнечное происхождение. Солнце является огромным ядерным реактором, и возникающие в нем нейтроны могут достигать Земли и распадаться. Однако до Земли дойдет лишь очень небольшое число нейтронов из-за огромных расстояний.

Другим источником нейтронов может служить земная атмосфера. В ядерных расщеплениях в атмосфере возникает большое число нейтронов. Эти нейтроны распределены изотропно (см. § 5.5), и некоторая их часть может выходить за пределы атмосферы и распадаться в пределах магнитной ловушки (так называемые *нейтроны альbedo*). При распаде нейтронов образуются протоны, уносящие основную часть энергии нейтронов. Это приведет к появлению протонов с энергиями до 100 МэВ.

**Пример.** Оценим эффективность нейтронного источника для поддержания постоянной интенсивности внутреннего радиационного пояса.

В максимуме радиационного пояса поток протонов с энергией  $E > 30$  МэВ составляет  $I = 3 \cdot 10^4$  см $^{-2}$ ·с $^{-1}$  (см. рис. 11.6) на расстоянии  $L \sim 1,5$ . Пролет протонов с такой энергией  $R \sim 1$  г/см $^2$ . Плотность атмосферы (состоящей на этих высотах в основном из водорода)  $\rho \sim 10^5$  атом/см $^3$ . Следовательно, если  $v$  — скорость протонов, то их время жизни до поглощения из-за ионизационных потерь

$$\tau = R/\rho v m_p \sim 10^9 \text{ с} \approx 30 \text{ лет.}$$

Плотность протонов с энергией выше 30 МэВ (см. § В.3)  $n = I/v = 10^{-5}$  протон/см $^3$ . Каждую секунду гибнет  $n/\tau$  протонов:

$$n/\tau = 10^{-5}/10^9 = 10^{-14} \text{ протон/с.} \quad (11.17)$$

Для компенсации потерь нужно, чтобы каждую секунду из-за распада появлялось столько же новых протонов.

Непосредственные измерения нейтронов альbedo показывают, что поток нейтронов (при энергии  $E > 30$  МэВ) можно считать равным  $I_0 \sim 1$  нейтро/(см $^2$ ·с). В этом случае в каждом кубическом сантиметре в радиационном поясе будет распадаться

$$n^0 = I_0/v_n \tau_n \sim 1 \text{ см}^{-3}/10^{10} \text{ см/с} \cdot 10^9 \text{ с} = 10^{-13} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (11.18)$$

Это значение даже больше требуемого (11.17) и во всяком случае достаточно, чтобы поддерживать постоянный поток протонов.

Различие мощностей потерь (11.17) и источника (11.18) происходит из-за существования дополнительных механизмов потерь протонов.

Расчеты, показывают, что мощность альбедного механизма недостаточна, чтобы обеспечить радиационный пояс протонами более низких энергий ( $E \sim 10$  МэВ) (см. п. 11.4.7).

**11.4.4. Бразильская магнитная аномалия.** Некоторую роль в сокращении времени жизни протонов в радиационном поясе играет так называемая Бразильская магнитная аномалия.

В южной части Атлантического океана у берегов Бразилии магнитные силовые линии искривляются и приближаются к Земле. Магнитное поле в районе аномалии сильно ослаблено и на поверхности Земли такое же, как на высоте 1000 км над другими районами. Поэтому частицы по силовым линиям спускаются к Земле, их точки отражения оказываются глубоко в плотных слоях атмосферы и частицы поглощаются атмосферой.

**11.4.5. Время жизни протонов в поясе.** Зная поток протонов в нижнем радиационном поясе и мощность нейтронного источника, можно определить время жизни протонов различных энергий методом, аналогичным рассмотренному в п. 11.4.3. Естественно, что при этом нужно достаточно точно учесть спектры и потоки нейтронов альbedo, а также потоки протонов разных энергий.

На рис. 11.9 показана полученная таким методом зависимость времени жизни протонов от энергии во внутреннем радиационном поясе.

**11.4.6. Пространственное распределение протонов высоких энергий.** По мере удаления от Земли плотность атмосферы падает и уменьшаются потери энергии на столкновения с атомами среды. Это должно приводить к увеличению длительности жизни протонов по мере роста параметра  $L$ . В эксперименте этого не наблюдается (см. рис. 11.6). Причина состоит в обсуждавшемся выше механизме нарушения адиабатического инварианта (см. п. 11.1.4). Ларморовский радиус вращения протона с фиксированным импульсом быстро растет с увеличением расстояния от Земли. Особенно просто количественное выражение этого роста можно получить для экватора, где

$$B \sim 1/R^3 \sim 1/L^3. \quad (11.19)$$

Тогда  $R_{\perp} \sim 1/B \sim L^3$ . Следовательно, параметр адиабатичности (11.10) быстро превысит критическое значение ( $\alpha \sim 0,1$ ). Время жизни протонов сократится настолько, что альбедный механизм будет не в состоянии компенсировать потери частиц.

**11.4.7. Источники протонов с энергией  $E < 10$  МэВ.** Протоны небольших энергий имеют малое время жизни, и их интенсивность не может стабилизироваться нейтронным механизмом. Для них существенным является иной механизм, связанный с дрейфом частиц в глубь магнитосферы при различного рода возмущениях магнитосферы. В магнитосфере при таком перемещении частиц в область более сильного поля возникает ряд особых эффектов, в том числе ускорение частиц, аналогичное бетатронному.

**Пример.** Рассмотрим частицу, описывающую ларморовское движение в плоскости экватора (т. е.  $v_{\parallel} = 0$ ,  $v_{\perp} = v$ ,  $\sin \theta_0 = 1$ ). Тогда согласно формуле (11.5) магнитный момент частицы на оболочке  $L_1$

$$\mu = \pi m v^2 / e B_1 = (\pi/e) (E/B_1),$$

где  $E$  — энергия частицы.

При адиабатическом переносе частицы на внутреннюю оболочку  $L_2$  ( $L_2 < L_1$ ) поле  $B$  возрастает, следовательно, должна возрасти и энергия частицы  $E$ . Учитывая (11.19) и условие адиабатичности, находим

$$E/B = \text{const}; \quad EL^3 = \text{const}; \quad E \sim 1/L^3. \quad (11.20)$$

Очевидно, что при перемещении частиц в глубь магнитосферы параметр адиабатичности не увеличивается, так как уменьшается ларморовский радиус.

Если источником протонов в верхней части магнитосферы являются частицы солнечного ветра, то можно оценить эффективность их ускорения при перемещении в глубь магнитосферы:

$$R_{\perp} / R_3 - pc / e B R_3 \sim E/B = \text{const}.$$

**Пример.** Частицы солнечного ветра сильно нагреваются в переходном слое при прохождении через ударную волну (см. § 11.1). Их энергия при скорости  $10^3$  км/с

$$E_1 = m v^2 / 2 = 5 \text{ кэВ}.$$

Поле у границы магнитосферы равно  $B = 10^{-4}$  Гс (см. рис. 11.2). На расстоянии  $L = 1,5$  ( $R \sim 10^4$  км)

$$B_2 = M/R^3 = 8 \cdot 10^{25} \text{ Гс} \cdot \text{см}^3 / 10^{27} \text{ см}^3 = 8 \cdot 10^{-2} \text{ Гс}.$$

В этом случае в глубине магнитосферы энергия протона\*

$$E_2 = B_2 E_1 / B_1 = (8 \cdot 10^{-2} / 10^{-4}) \cdot 5 \cdot 10^{-3} \text{ МэВ} = 4 \text{ МэВ}. \quad (11.21)$$

Следовательно, механизм ускорения достаточно эффективен, чтобы получить протоны нужной энергии. Пояс таких протонов должен простирается значительно выше, чем пояс протонов более высокой энергии, из-за лучшего значения параметра адиабатичности.

Как осуществляется дрейф частиц в глубь магнитосферы? Если частица совершает долготный дрейф за время  $t_{\varphi}$ , то любые магнитные возмущения, продолжающиеся существенно дольше  $t_{\varphi}$ , приведут лишь к обратимым изменениям положения оболочки. При возвращении поля к номинальному значению картина восстановится. Если возмущение имеет азимутальную (относительно направления  $\mathbf{M}$ ) симметрию, то все изменения тоже будут обратимыми. Если же возмущение несимметрично по азимуту и имеет резкое начало (как это наблюдается при магнитных бурях, приводящих к эффекту Форбуша), то могут произойти необратимые перемещения. При резком изменении поля нарушается условие

\* В действительности же дипольное приближение справедливо лишь при  $L < 6$ . Поэтому расчет нужно вести в два этапа: ускорение в десятки раз от границы магнитосферы до  $L \sim 6$  ( $B \sim 1,5 \cdot 10^{-3}$  Гс), а затем от  $L = 6$  до  $L \sim 1,5$  по дипольной формуле (11.20).

адиабатичности для второго адиабатического инварианта ( $t_{\Phi}$  — время долгого дрейфа)

$$t_{\Phi} \left| \frac{\partial B}{\partial t} \right| \ll B$$

и частица может перейти на соседнюю оболочку под действием возникающего при изменении  $B$  электрического поля.

При медленном восстановлении поля действуют адиабатические инварианты и новое положение частиц сохраняется. Детальное рассмотрение показывает [5], что перемещение  $[\Delta L] \sim E/B \sim L^5$  (здесь  $E$  — энергия частицы).

Пусть в единице объема в окрестности оболочки  $L$  заключено  $n$  частиц. Тогда через поверхность  $L$  сверху вниз пройдет поток частиц  $n\Delta L_1$ , а снизу —  $(-n\Delta L_2)$ . Суммарный поток

$$\Delta n = n(\Delta L_1 - \Delta L_2) \sim n(L_1^5 - L_2^5).$$

Поскольку  $L_1 > L_2$ , то суммарный поток направлен вниз.

Механизм магнитного диффузионного ускорения при переносе частиц в глубь магнитосферы хорошо описывает распределение протонов от 100 кэВ до 20—30 МэВ. Рассмотренное перемещение частиц наблюдалось на спутниках. Диффузионный поток, направленный к Земле, оказался пропорциональным  $L^9$ .

Подобную зависимость нетрудно получить, используя приведенные выше рассуждения. Действительно, регулярный поток равен разности смещений на пути  $\Delta L$  над слоем и под ним, т. е.

$$(\partial/\partial L)(\Delta L)\Delta L \sim (\partial L^5/\partial L)L^5 \sim L^4 \cdot L^5 = L^9.$$

### § 11.5. ПРОИСХОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В РАДИАЦИОННЫХ ПОЯСАХ

**11.5.1. Внутренний пояс.** При распаде нейтронов в радиационный пояс вместе с протонами инжектируются и электроны с энергией менее 780 кэВ. Однако, как видно из рис. 11.6, в нижнем поясе имеются электроны и более высоких энергий. Следовательно, необходимо допустить существование иных источников или механизмов ускорения (колебания магнитного и электрического полей и т. п.).

**11.5.2. Внешняя зона.** Резкие временные изменения потоков электронов во внешней зоне требуют весьма эффективных источников пополнения частиц во внешнем радиационном поясе. Время жизни электронов во внешнем поясе при энергии 0,3 МэВ не превышает  $10^6$  с, и нейтронный механизм бесполезен для сохранения интенсивности.

Не исключено, что индукционный механизм, который был рассмотрен при объяснении протонного пояса, можно использовать и для внешней электронной зоны. При этом нужно предварительное

ускорение электронов у границы магнитосферы до 10—100 кэВ, так как электроны солнечного ветра имеют энергию несколько электронвольт.

Рассматривается также и механизм «накачки» частиц во внешний пояс в результате дрейфа частиц из плазменного слоя в шлейфе магнитосферы и их ускорения электрическим полем во время магнитных бурь. Таким образом, для объяснения свойств радиационных поясов приходится привлекать целый ряд механизмов. Работу в этом направлении нельзя считать законченной.

### § 11.6. РАДИАЦИОННЫЕ ПОЯСА ЮПИТЕРА

Существование радиационных поясов Юпитера впервые было доказано в 1959 г. по наблюдениям спектрального индекса радиоизлучения (см. п. 10.3.1) в интервале 3—68 см. Это излучение оказалось нетепловым и поляризованным, что характерно для синхротронного излучения электронов. Межпланетные станции «Пионер-10» и «Пионер-11» дали возможность непосредственно измерить параметры поясов Юпитера. Юпитер — огромная планета с очень протяженной атмосферой и сильным магнитным полем. В координатах  $(L, B)^*$  захваченное излучение наблюдалось на расстояниях до  $L=25$ . Потоки электронов с энергией  $E > 3$  МэВ в максимуме пояса достигали  $10^8$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>, а потоки протонов с  $E > 35$  МэВ  $\sim 10^6$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>. Протяженность радиационного пояса столь велика, что многочисленные спутники Юпитера оказываются в зоне корпускулярных потоков захваченного излучения. И это приводит к любопытной структуре пояса с целым рядом провалов интенсивности. На «Пионере-11» такие провалы зарегистрированы от Амальтеи ( $L \approx 2,5$ ). Особенно отчетливо они проявились в потоках протонов примерно в 6 ч 15 мин утра 3 декабря 1974 г. В это время регистрируемая интенсивность протонов с энергией выше 80 МэВ уменьшилась почти в 10 раз. «Пионер-10» зарегистрировал поглощение частиц радиационного потока спутником Ио ( $L \sim 5$ ).

Исследования времени восстановления радиации после прохождения спутников могут дать интересные сведения о времени жизни частиц в поясах Юпитера и интенсивности источников.

Можно предположить, что альбедный механизм на Юпитере будет менее эффективен, чем на Земле, так как атмосфера Юпитера содержит меньшую долю ядер, необходимых для образования значительного числа медленных нейтронов.

### Вопросы и задачи

1. Определить ларморовские радиусы электрона и протона с энергией 1 МэВ на расстоянии  $L=2$ .

\* Здесь  $L$  измерено в радиусах Юпитера.

2. Будет ли сохраняться адиабатический инвариант для протона с энергией 1 ГэВ на  $L \sim 1,5$ ?

3. Определить координаты точки отражения заряженной частицы, имеющей на экваторе питч-угол  $60^\circ$  и  $L=3$ . То же для частиц  $0$  и  $90^\circ$ .

4. Найти естественные координаты точки, для которой  $r=3R_3$  и  $\lambda=30^\circ$ .

5. На какой высоте от поверхности Земли располагается точка поворота частицы, имеющей питч-угол на экваторе  $\theta_0=45^\circ$  и  $L=10$ .

6. Определить время колебания протона с энергией 10 МэВ между точками отражения, если на экваторе  $\theta_0=60^\circ$  и  $L=1,5$ .

7. Предположим, что поток нейтронов альbedo от Солнца такой же, как и от Земли. Оценить эффективность такого источника для поддержания постоянной интенсивности протонов с энергией 30—100 ГэВ во внутреннем радиационном поясе Земли.

## Глава 12. ПРОХОЖДЕНИЕ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕЗ АТМОСФЕРУ

### § 12.1. СВОЙСТВА АТМОСФЕРЫ

Атмосфера, окружающая Землю и другие планеты, служит серьезным препятствием для первичного космического излучения. В глубине атмосферы регистрируются совершенно иные, чем в первичном излучении, вторичные частицы. Происходящая в атмосфере трансформация первичного излучения во вторичное существенно зависит от свойств атмосферы, ее протяженности, плотности, химического состава.

Атмосфера Земли состоит в основном из трех газов: 78,1% азота ( $Z=7$ ,  $A=14$ ), 21% кислорода ( $Z=8$ ,  $A=16$ ) и небольшой примеси углекислого газа. Плотность воздуха на уровне моря равна  $0,0012$  г/см<sup>3</sup>, а общее количество вещества в вертикальном столбе воздуха от уровня моря до границы атмосферы  $1030$  г/см<sup>2</sup>. Это значительно больше количества вещества, проходимого космическими лучами от источника до Земли ( $5$  г/см<sup>2</sup>, см. п. 10.4.3). Поэтому изменение свойств космического излучения в атмосфере имеет уже не количественный, а качественный характер.

Четкой границы у атмосферы нет: плотность воздуха постепенно уменьшается с высотой (при этом меняется и химический состав) и достигает плотности межпланетного газа.

Заметная трансформация первичного излучения, например фрагментация тяжелых ядер, начинается (для вертикального направления) на глубинах  $3$  г/см<sup>2</sup>, соответствующую этому значению высоту  $40$  км можно считать границей атмосферы. Таким образом, толщина атмосферы мала по сравнению с радиусом Земли, и ее кривизну можно не учитывать.

Атмосферное давление меняется с высотой  $h$ . В «стандартной» атмосфере с постоянным градиентом температуры в тропосфере ( $dT/dh=-6,5$  К/км) и постоянством температуры в стратосфере

( $-56,5^\circ$  С при  $h>11$  км) давление изменяется по барометрической формуле. Приближенно считают

$$p = p_0 \exp(-h/7,1). \quad (12.1)$$

В табл. П. 1 (см. Приложение) приведена связь между высотой, давлением и плотностью атмосферы. В изотермической атмосфере (на высоте  $h>11$  км) плотность воздуха  $\rho$  и давление  $x$ , г/см<sup>2</sup>, связаны линейной зависимостью

$$\rho = x\rho_{11}/x_{11} = 1,59 \cdot 10^{-6} x. \quad (12.2)$$

### § 12.2. КАЧЕСТВЕННАЯ КАРТИНА ПРОХОЖДЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ЧЕРЕЗ АТМОСФЕРУ

Цепь процессов, приводящая к возникновению различных вторичных компонент, начинается с первого взаимодействия адрона (протона или первичного ядра), прошедшего через магнитные экраны Земли и достигшего атмосферы. Одной из характерных особенностей взаимодействия частиц высокой энергии с ядрами является эффект лидирования, приводящий к сохранению в среднем около половины энергии у частицы той же природы, что и первичная. Из-за слабой зависимости характеристик взаимодействия от энергии второе взаимодействие нуклона почти не отличается от первого. Толщина атмосферы достаточна для того, чтобы в ней произошло до десятка последовательных столкновений первичной частицы. Возникающие при столкновениях нуклонов с ядрами заряженные пионы или распадаются (с вероятностью, зависящей от энергии), или взаимодействуют с ядрами. Распавшиеся заряженные пионы порождают мюонную компоненту космических лучей и нейтрино, а нейтральные — электрон-фотонную (рис. 12.1). Совокупность перечисленных явлений называется *ядерно-каскадным процессом*. Он был открыт в 1949 г. советскими физиками, работавшими на Памире\*.

Характерной особенностью ядерно-каскадного процесса в атмосфере является слабое взаимное влияние друг на друга различных вторичных компонент космических лучей. Все они связаны между собой лишь через нуклонную компоненту, которая дает вклад во все типы излучений. Пионы в атмосфере почти не рождают нуклонов, электрон-фотонная компонента не создает адронов или лептонов (кроме очень маловероятных процессов фоторождения пионов, образования пар мюонов и т. п.), возникая от нуклонов и пионов, а в глубине атмосферы и под землей — от мюонов.

\* В 1951 г. Д. В. Скобельцын, Н. А. Добротин, Г. Т. Зацепин за открытие и исследование электрон-ядерных ливней и ядерно-каскадного процесса были удостоены Государственной премии СССР.

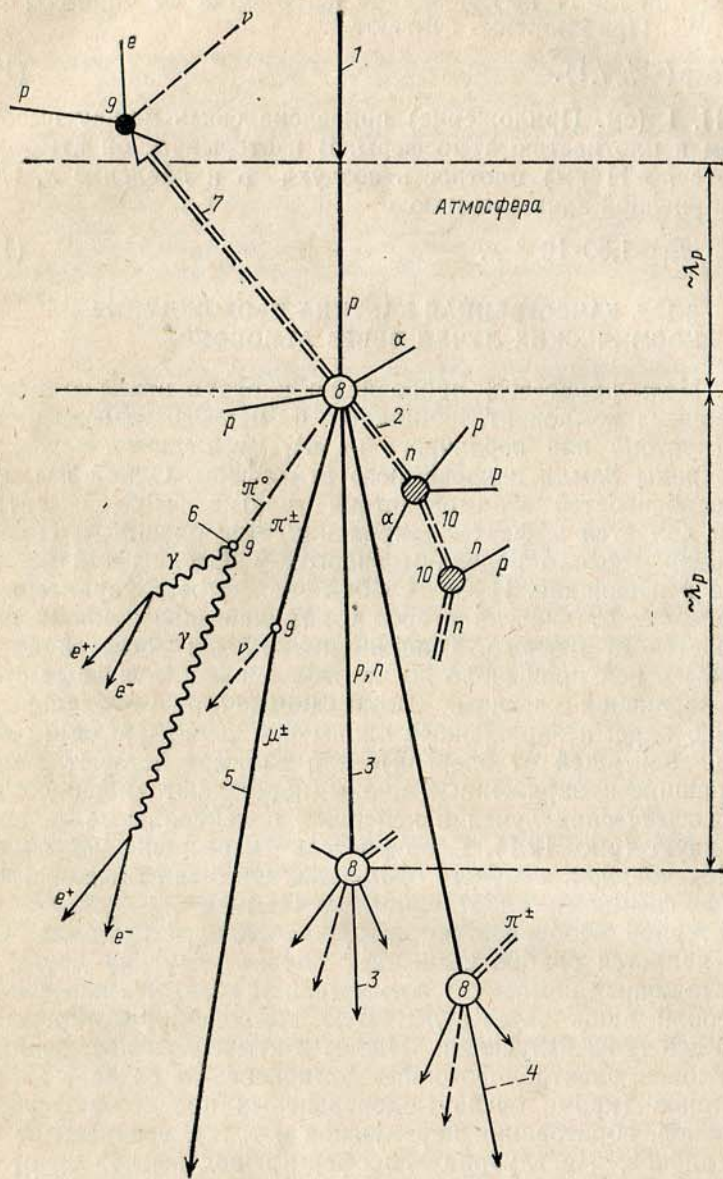


Рис. 12.1. Схема ядерного каскада в атмосфере: 1 — первичная частица (протон), 2 — ядерная компонента низкой энергии (нейтроны, сильно ионизирующие протоны,  $\alpha$ -частицы и др.), 3 — вторичный лидирующий нуклон (протон или нейтрон, редко — гиперон), 4 — лидирующий заряженный пион, 5 — распад пиона (возникновение жесткой компоненты), 6 — распад  $\pi^0$ -мезона (начало

В большинстве случаев, наблюдая вторичные космические частицы в глубине атмосферы, мы не можем установить, какие из них относятся к одной первичной частице. Нетрудно понять, что вторичные частицы от одной первичной с энергией  $E < 10^3$  ГэВ разбрасываются в глубине атмосферы на площадь в десятки тысяч квадратных метров и практически осуществимые детекторы не могут зарегистрировать их все (для оценок следует использовать данные о средних поперечных импульсах). Поэтому при энергиях от 10 до  $10^4$  ГэВ каждую из компонент космического излучения изучают отдельно.

При сверхвысоких энергиях ( $E \geq 10^5$  ГэВ) в ядерных каскадах образуется настолько большое число частиц (от десятков тысяч до миллиарда), что удается регистрировать отдельные первичные взаимодействия с помощью небольших детекторов, размещенных в определенном порядке на значительной площади. Однако эта площадь определяется уже не углами разлета адронов в акте, а многократным рассеянием электронов (см. § 3.9), из которых почти целиком состоит реальный ливень при высокой энергии. В таком потоке коррелированных частиц, получившем название широкого атмосферного ливня, с помощью комплексных установок одновременно измеряется число частиц разной природы, их энергия и пространственное распределение.

Образование мюонов и широких атмосферных ливней является характерным следствием существования атмосферы.

### § 12.3. ЯДЕРНО-КАСКАДНЫЙ ПРОЦЕСС В АТМОСФЕРЕ

**12.3.1. Уравнения ядерно-каскадного процесса.** Математическое описание ядерно-каскадного процесса проводится на основе качественных представлений, изложенных в § 12.1.

Так же, как и в случае электрон-фотонных каскадов (см. гл. 3), надо записать кинетические уравнения баланса частиц при каждой энергии и на каждой глубине. В отличие от электромагнитной теории теоретические выражения для сечений процессов трансформации одних ядерных компонент в другие неизвестны. Написание и решение уравнений ядерно-каскадного процесса возможны лишь на базе определенных моделей. Рассмотрим упрощенную модель, которая, однако, показывает основные черты процесса и иллюстрирует возникающие проблемы.

Учитывая, что углы отклонения адронов в процессах ядерного взаимодействия малы (порядка  $p_{\perp}/p_0$ ), рассмотрим одномерный случай. Будем считать, что первичными частицами являются протоны, которые создают только пионы и вторичные нуклоны (про-

электромагнитного каскада, возникновение электронно-фотонной компоненты, 7 — нейтроны альbedo, 8 — точки взаимодействия, 9 — точка распада, 10 — ядерные расщепления без образования релятивистских частиц

тоны и нейтроны). Генерацией каонов пренебрежем, поскольку их рождается значительно меньше, чем пионов, а процессы их взаимодействия с ядрами и прохождения через атмосферу качественно подобны соответствующим характеристикам пионов. Будем считать, что пионы не образуют нуклонов высокой энергии (т. е. не будем рассматривать рождения нуклон-антинуклонных пар, сечение образования которых мало, см. гл. 5). Конкретизация модели ядерного каскада будет дана в ходе решения задачи.

В первом приближении кинетика ядерного каскада сводится к порождению нуклонов нуклонами и пионов нуклонами и пионами. Поэтому должно существовать два уравнения, описывающих нуклонную и пионную компоненты:

$$\frac{\partial N(E, x)}{\partial x} dE = -\frac{1}{\lambda_n} N(E, x) dE + \frac{1}{\lambda_n} \int_E^{\infty} N(E', x) n_p(E', E) dE' dE; \quad (12.3)$$

$$\frac{\partial \Pi(E, x)}{\partial x} dE = -\frac{1}{\lambda_\pi} \Pi(E, x) dE + \frac{1}{\lambda_n} \int_E^{\infty} N(E', x) n_1(E', E) dE' + \frac{1}{\lambda_\pi} \int_E^{\infty} \Pi(E', x) n_2(E', E) dE' dE - \frac{C_\pi}{Ex} \Pi(E, x) dE. \quad (12.4)$$

Здесь  $N(E, x)$  и  $\Pi(E, x)$  — энергетический спектр нуклонов и пионов на глубине  $x$ , г/см<sup>2</sup>;  $\lambda_n$  и  $\lambda_\pi$  — пробеги неупругого взаимодействия нуклонов и пионов соответственно\* (см. гл. 5);  $n_p(E', E)$  — спектр нуклонов, создаваемых нуклонами с энергией  $E'$ ;  $n_1(E', E)$  и  $n_2(E', E)$  — спектры пионов, создаваемых нуклонами и пионами с энергией  $E'$ . Последний член во втором уравнении (12.5) описывает распад пионов. Рассмотрим его подробнее. Распадный пробег пиона

$$l_p = c\tau_0 E / m_\pi c^2 [\text{см}] = c\tau_0 E \rho / m_\pi c^2 [\text{г/см}^2],$$

где  $\tau_0$  — время жизни покоящегося пиона, а  $\rho$  — плотность воздуха. Используя (12.2), можно записать  $l_p$  с учетом изменения плотности атмосферы в зависимости от глубины  $x$ . В этом случае вероятность распада пиона на пути в 1 г/см<sup>2</sup>

$$1/l_p = (m_\pi c^2 / \tau_0 E) (x_{11} / \rho_{11} x) = C_\pi / Ex, \quad C_\pi = 146 \text{ ГэВ}. \quad (12.5)$$

**12.3.2. Решение уравнения для нуклонов.** В уравнении (12.3) для нуклонов первый член в правой части описывает убывание

\* В более точных расчетах учитывают зависимость  $\lambda$  от энергии.

числа нуклонов данной энергии в результате потери энергии в неупругих взаимодействиях. Второй член показывает, что некоторая часть нуклонов, имевших до взаимодействия энергию  $E' > E$ , после взаимодействия попадает в интервал энергий от  $E$  до  $E + dE$ . Поскольку после взаимодействия нуклон всегда сохраняется, то

$$\int_0^{E'} n_p(E', E) dE = 1 \text{ и функцию } n_p(E', E) dE \text{ можно считать вероятностью образования вторичного нуклона с энергией от } E \text{ до } E + dE \text{ первичным нуклоном с энергией } E'. \text{ Учитывая, что в первом приближении спектр протонов обладает свойством масштабной инвариантности (см. п. 5.2.3), } n_p(E', E) \text{ можно записать в следующей форме:}$$

$$n_p(E', E) dE = n_p(E/E') (dE/E') = n_p(u) du, \quad (12.6)$$

где  $u = E/E'$ .

Уравнение (12.3) можно решить методом последовательных поколений. В этом подходе спектр протонов на некоторой глубине  $x$  представляется в виде суммы членов (поколений нуклонов)

$$N(E, x) = \sum_{i=0}^{\infty} N_i(E, x), \quad (12.7)$$

причем каждое последующее поколение генерируется только предыдущим. Функция  $n_p(u)$ , очевидно, является одинаковой для всех поколений. Тогда уравнение (12.3) превращается в систему рекуррентных уравнений для последовательных поколений:

$$\partial N_i(E, x) / \partial x = -N_i(E, x) / \lambda_n + \int_E^{\infty} N_{i-1}(E', x) n_p(u) du. \quad (12.8)$$

Для нуклонов нулевого поколения (первичные частицы) второй член в правой части отсутствует. Поэтому

$$\partial N_0(E, x) / \partial x + (1/\lambda_n) N_0(E, x) = 0, \quad N_0(E, x) = N_0(E, 0) \exp(-x/\lambda_n), \quad (12.9)$$

где  $N_0(E, 0) = AE^{-\gamma}$  — спектр первичных частиц на границе атмосферы. Как и следовало ожидать, мы получили соотношение (2.2), описывающее выбывание частиц из пучка в результате взаимодействий в слое  $x$ .

Уравнение для первого поколения найдем, подставив в правую часть выражение (12.9) вместо  $N_{i-1}(E, x)$ :

$$\frac{\partial N_1}{\partial x} dE + \frac{1}{\lambda_n} N_1 dE = \frac{\exp(-x/\lambda_n)}{\lambda_n} \int_E^{\infty} A E_0^{-\gamma} n_p(u) du dE_0.$$



Учитывая, что  $dE_0 = dE/u$ , можно преобразовать интеграл в правой части к виду

$$\int_E^{\infty} AE_0^{-\gamma} dE_0 n_p(u) du = AE^{-\gamma} dE \int_1^0 u^{\gamma-1} n_p(u) du =$$

$$= AE^{-\gamma} \langle dE \langle u^{\gamma-1} \rangle \rangle = N_0(E, 0) \langle u^{\gamma-1} \rangle dE. \quad (12.10)$$

Тогда  $N_1(E, x) = \exp(-x/\lambda_n) [N_0(E, 0) \langle u^{\gamma-1} \rangle (x/\lambda_n) + C]$  и, применяя граничное условие  $N_1(E, 0) = 0$ , получаем

$$N_1(E, x) = N_0(E, 0) (\langle u^{\gamma-1} \rangle x/\lambda_n) \exp(-x/\lambda_n). \quad (12.11)$$

Это соотношение можно использовать для вычисления второго поколения. Нетрудно убедиться, что

$$N_2(E, x) = N_0(E, 0) (\langle u^{\gamma-1} \rangle^2 x^2 / 2\lambda_n^2) \exp(-x/\lambda_n)$$

и вообще

$$N_i(E, x) = N_0(E, 0) (\langle u^{\gamma-1} \rangle^i x^i / i! \lambda_n^i) \exp(-x/\lambda_n). \quad (12.12)$$

Суммируя ряд (12.7), приходим к следующей зависимости числа нуклонов от глубины в атмосфере:

$$N(E, x) = \sum_{i=0}^{\infty} N_i(E, x) = N_0(E, 0) \exp[-x(1 - \langle u^{\gamma-1} \rangle)/\lambda_n] =$$

$$= N_0(E, 0) \exp(-x/L). \quad (12.13)$$

Эта формула была впервые получена Г. Т. Зацепиним.

При скейлинге величина  $\langle u^{\gamma-1} \rangle$  не зависит от энергии. Поэтому на всех глубинах в атмосфере энергетический спектр нуклонов одинаков (см. п. 12.3.1).

Исторически дело обстояло иначе. Еще в то время, когда не было больших ускорителей, из подобия спектров на разных глубинах в атмосфере было сделано заключение об однородности (масштабной инвариантности) спектра генерации вторичных нуклонов в форме (12.6). Строго говоря, подобия спектров в атмосфере недостаточно для такого заключения. Как видно из соотношения (12.13), из подобия спектров следует лишь независимость  $\langle u^{\gamma-1} \rangle$  от энергии. Эта величина близка ко второму моменту функции (12.6). Коэффициент неупругости  $K = 1 - \langle u \rangle$  (см. п. 5.2.5) связан с первым моментом  $\langle u \rangle$  распределения (12.6) и тоже не зависит от энергии. Таким образом, данные космических экспериментов указывают на независимость от энергии первого и второго моментов распределения  $n_p(E', E) dE$ . Согласно общей теории каждая функция описывается совокупностью всех ее моментов.

Поэтому масштабная инвариантность означает постоянство не только первых двух, но и более высоких моментов.

**12.3.3. Пробег поглощения.** Из формулы (12.13) можно сделать вывод, что изменение числа нуклонов с глубиной происходит по экспоненте с показателем, отличным от пробега взаимодействия. Этот показатель

$$L = \lambda_n / (1 - \langle u^{\gamma-1} \rangle) \quad (12.14)$$

и называется *пробегом поглощения*. Пробег поглощения показывает, на каком пути интенсивность частиц данной энергии убывает в  $e$  раз при *степенном характере энергетического спектра*. Пробег поглощения всегда больше пробега взаимодействия. Удлинение связано с пополнением интервала энергий  $E, E+dE$  за счет частиц, имевших до взаимодействия энергию  $E' > E$ .

Как известно, величина  $\lambda_n$  зависит от энергии (см. рис. 5.4), масштабная инвариантность тоже выполняется лишь приближенно. Кроме того, показатель спектра первичного космического излучения испытывает некоторые изменения. Все это приводит к тому, что пробег поглощения нуклонов постоянен лишь приближенно. Исследуя изменения пробега поглощения с энергией, можно сделать некоторые заключения о поведении величин  $\lambda_n$  и  $\langle u^{\gamma-1} \rangle$  при очень высоких энергиях.

#### § 12.4. ПИОНЫ В АТМОСФЕРЕ

Уравнения (12.4) обычно решают методом последовательных поколений. Разложим функцию  $\Pi(E, x)$  в ряд:

$$\Pi(E, x) = \sum_{i=1}^{\infty} \Pi_i(E, x).$$

Первое слагаемое  $\Pi_1(E, x)$  представляет собой пионы первого поколения, происшедшие непосредственно от нуклонов; все последующие возникают от пионов предыдущего поколения. Очевидно, что на границе атмосферы поток пионов любого поколения равен нулю:  $\Pi_i(E, 0) = 0$ . Введя новую переменную  $y = x/\lambda_n$ , получаем из (12.4) следующую систему уравнений:

$$\frac{\partial \Pi_1}{\partial y} + \left( \frac{\lambda_n}{\lambda_\pi} + \frac{C_\pi}{Ey} \right) \Pi_1 = \int_E^{\infty} N(E', y) n_1(E', E) dE',$$

$$\frac{\partial \Pi_i}{\partial y} + \left( \frac{\lambda_n}{\lambda_\pi} + \frac{C_\pi}{Ey} \right) \Pi_i = \int_E^{\infty} \Pi_{i-1}(E', y) n_2(E', E) dE'. \quad (12.15)$$

Интегрируя первое из этих уравнений, находим

$$\begin{aligned} \Pi_1(E, y) = & y^{-C_\pi/E} \exp[-(\lambda_n/\lambda_\pi) y] \left\{ \int_E^\infty N(E', 0) n_1(E', E) dE' \times \right. \\ & \left. \times \int_0^y \exp[-(\lambda_n/L_p) z] \exp[(\lambda_n/\lambda_\pi) z] z^{C_\pi/E} dz \right\}. \end{aligned} \quad (12.16)$$

Интегрирование по  $z$  можно провести, если заметить, что пробег взаимодействия пионов в атмосфере численно равен пробегу поглощения нуклонов ( $\lambda_n \approx 120 \text{ г/см}^2 \approx L_p$ )\*:

$$\Pi_1(E, y) dE = \frac{y}{(C_\pi/E) + 1} \exp(-\lambda_n y/L_p) \int_E^\infty N(E', 0) n_1(E', E) dE' dE. \quad (12.17)$$

Для второго интегрирования (по энергии) необходимо сделать определенные предположения о форме спектра пионов, образующихся в нуклон-ядерных столкновениях. Будем считать спектр пионов масштабно-инвариантным (см. п. 5.3.3):

$$n_1(u_\pi) du_\pi = n_\pi f(u_\pi) du_\pi,$$

где  $f(u_\pi)$  — вероятность рождения пиона, уносящего долю первичной энергии  $u_\pi$ ;  $n_\pi = \text{const}$  — множественность пионов. В дальнейшем станет ясно, что такое предположение оправдано. Интегрируя (12.7) по аналогии с (12.10), получаем аналитическое выражение для интенсивности пионов первого поколения:

$$\begin{aligned} \Pi_1(E, y) = & N(0, E) n_\pi \langle u_\pi^{\gamma-1} \rangle \frac{y}{(C_\pi/E) + 1} \exp(-\lambda_n y/L_p) = \\ = & N(y, E) n_\pi \langle u_\pi^{\gamma-1} \rangle \frac{y}{(C_\pi/E) + 1} = AE^{-\gamma} n_\pi \langle u_\pi^{\gamma-1} \rangle F(y). \end{aligned} \quad (12.18)$$

Соотношение (12.18) показывает, что первое поколение пионов имеет максимум в распределении по глубине. Энергетический спектр в области энергии  $E \gg C_\pi$  совпадает со спектром нуклонов, а при  $E \ll C_\pi$  он более пологий и имеет показатель степени на единицу меньше ( $C_\pi = 146 \text{ ГэВ}$ , см. п. 12.4.1):

$$\Pi(E) dE \sim AE^{-\gamma} E dE = AE^{-\gamma+1} dE \quad (12.19)$$

( $\gamma$  — показатель степени спектра первичных протонов).

Абсолютная интенсивность пионов первого поколения существенно зависит от множителя  $n_\pi \langle u_\pi^{\gamma-1} \rangle$ . Присутствие этого множителя показывает, что на интенсивность пионов в атмосфере основ-

\* Это совпадение случайное.

ное влияние оказывают наиболее энергичные пионы, возникающие в нуклон-ядерных столкновениях в области фрагментации.

Подставляя в уравнения для  $\Pi_2(E, y)$  полученное решение  $\Pi_1(E, y)$ , можно вычислить  $\Pi_2$ , если задать определенную функцию  $n_2(E', E) dE$ . После интегрирования по глубине имеем

$$\begin{aligned} \Pi_2(y, E) dE = & \frac{y^2}{(C_\pi/E) + 2} \langle n_\pi u^{\gamma-1} \rangle \exp(-\lambda_n y/L_p) \times \\ & \times \int_E^\infty \frac{N_0(E', 0)}{(C_\pi/E') + 1} n_2(E', E) dE dE'. \end{aligned}$$

Отсюда следует, что высотный ход пионов второго поколения можно представить в виде

$$\Pi_2 \sim x^2 \exp(-x/L_p).$$

Как и в случае нуклонов, интенсивность пионов  $i$ -го поколения изменяется по закону

$$\Pi_i(x) \sim (x^i/i!) \exp(-x/L). \quad (12.20)$$

Средняя энергия пионов убывает с номером поколения. Суммируя все поколения, получаем зависимость интенсивности пионов в атмосфере от высоты. Очевидно, что далекие поколения сказываются лишь в глубине атмосферы. На рис. 12.2 для примера представлены результаты вычислений доли пионов в потоке адронов, когда в качестве  $\langle n_\pi u_\pi^{\gamma-1} \rangle$  и  $\langle u_\pi^{\gamma-1} \rangle$  взяты экспериментальные значения, полученные на ускорителе при энергии около 20 ГэВ.

## § 12.5. ИССЛЕДОВАНИЕ АДРОНОВ В ГЛУБИНЕ АТМОСФЕРЫ

**12.5.1. Интенсивность.** Измерение потоков адронов при энергиях 1—50 ГэВ на уровне моря и на горах выполнено главным образом с помощью магнитных спектрометров и ионизационных калориметров. По измерениям английских физиков Брука, Волфендейла и других методом магнитного спектрометра вертикальная интенсивность протонов с энергией выше 20 ГэВ на уровне моря

$$\mathcal{I}_p(1000 \text{ г/см}^2) = 0,92 \cdot 10^{-6} (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср})^{-1}.$$

На высокогорной станции «Арагац» в Армении на высоте 3,2 км (700 г/см<sup>2</sup>) Н. М. Кочарян с сотрудниками тем же методом и при той же энергии, что и английские физики, нашли, что интенсивность протонов в 14 раз выше, чем на уровне моря:

$$\mathcal{I}_p(700 \text{ г/см}^2) = 1,25 \cdot 10^{-5} (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср})^{-1}.$$

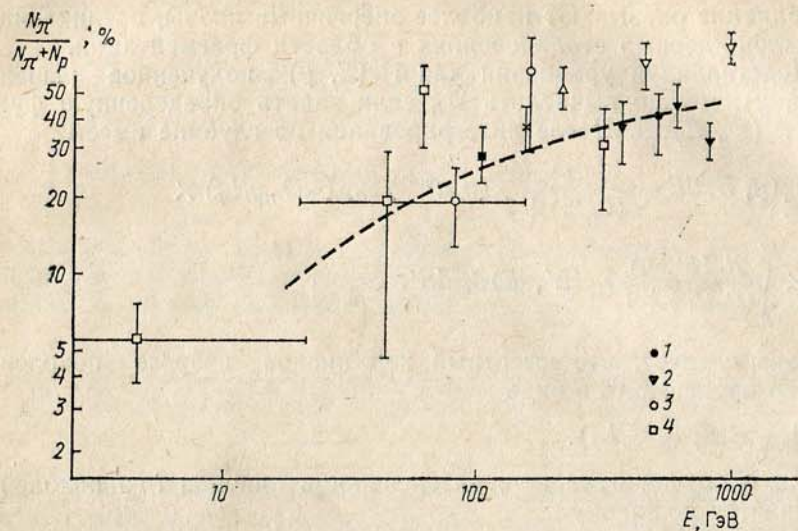


Рис. 12.2. Доля пионов в составе адронной компоненты на высоте 3,2 км над уровнем моря. Штриховая линия — решение уравнений ядерно-каскадного процесса (см. § 5). 1 — по соотношению  $C/N$ ; 2 — переходное излучение и калориметр; 3 — измерение ионизации пропорциональным счетчиком и энергии калориметром; 4 — магнитный спектрометр

В результате калориметрических измерений, выполненных на г. Арагац И. Н. Ерофеевой, при значительно более высоких энергиях была получена интенсивность всех адронов (т. е. протонов, нейтронов и пионов):

$$I_a = (2,9 \pm 0,4) \cdot 10^{-3} E^{-2,65 \pm 0,10} (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{ГэВ})^{-1}.$$

Данная аппроксимация справедлива до энергии  $10^4$  ГэВ.

Основным результатом всей совокупности калориметрических экспериментов является вывод о степенном характере спектра космических лучей в глубине атмосферы. При этом *показатель спектра близок к тому, который характерен для первичного космического излучения.*

**12.5.2. Экспериментальное определение пробега поглощения.** Пробег поглощения нуклонов можно найти, сравнивая измерения интенсивности на границе и в глубине атмосферы либо на двух глубинах в атмосфере. Используя данные гл. 7 и формулу (12.13), нетрудно определить значение  $L$ :

$$L(20 \text{ ГэВ}) = 125 \pm 5 \text{ г/см}^2; L(450 \text{ ГэВ}) = 110 \pm 3 \text{ г/см}^2.$$

В некоторых экспериментах пробег поглощения измерялся с помощью толковых установок [см. п. 3.13.1 и формулу (3.53)].

Поскольку величины  $\lambda$  и  $\langle u^{\tau-1} \rangle$  в (12.14) для нуклонов и пионов различны (см. п. 5.2.5) и состав адронной компоненты меняется с высотой, то для проведения подобных измерений необходимо отбирать лишь нейтральные космические частицы (нейтроны).

Поглощение пионов в глубине атмосферы оказывается близким к экспоненциальному. Это позволяет ввести пробег поглощения пионов  $L_\pi$ . Измерения интенсивности пионов на уровне моря и на высоте 3,2 км позволили экспериментально оценить величину  $L_\pi$ . В интервале энергий от 2 до 100 ГэВ  $L_\pi \approx 150 \text{ г/см}^2$ .

**12.5.3. Состав адронной компоненты.** Главными составными частями адронной компоненты в глубине атмосферы являются протоны, нейтроны и пионы. Доля пионов в потоке космических лучей зависит от энергии и высоты. При небольших энергиях пионы быстро распадаются и их поток в атмосфере невелик. Однако с ростом энергии вероятность распада уменьшается, и при некоторой энергии  $E_{кр}$  распад станет менее вероятен, чем ядерное взаимодействие. Очевидно, это произойдет, когда распадный пробег  $l_p$  станет больше ядерного  $\lambda_n$ . При энергиях, существенно превышающих  $E_{кр}$ , распад пионов играет малую роль и их поток велик. По измерениям с помощью магнитного спектрометра (см. § 3.14) на высоте 3,2 км над уровнем моря при энергии 20 ГэВ доля пионов в потоке заряженных частиц составляет 20%.

Индийские физики построили воздушный черенковский счетчик высотой более метра (см. п. 3.5.2) в сочетании с ионизационным калориметром.

Черенковское свечение в воздухе возникает при лоренц-факторах  $\gamma = 40$  (см. табл. 3.3). Это соответствует энергии 6 и 40 ГэВ для пионов и протонов соответственно. Следовательно, если при энергии в интервале 6—40 ГэВ свечение отсутствует, то зарегистрированная частица — протон, в противном случае — пион. В интервале 20—40 ГэВ доля пионов по отношению к числу протонов оказалась равной 30—40%.

Для определения отношения  $N_\pi/N_p$  был также использован детектор переходного излучения в сочетании с калориметром (рис. 5.2, б). Это позволяло одновременно измерять скорость и энергию частиц и по формуле (3.55) найти массу.

Существует косвенный метод оценки доли пионов в глубине атмосферы, основанный на том, что нейтральными адронами являются почти исключительно нейтроны, тогда как заряженными могут быть как протоны, так и пионы. Учитывая, что вероятность неупругой перезарядки велика ( $\eta \sim 0,35$ , см. п. 5.2.3), можно ожидать, что в глубине атмосферы после многих столкновений с ядрами число протонов и нейтронов будет одинаковым. Тогда, измерив число взаимодействий заряженных ( $C \approx N_p + N_\pi$ ) и нейтральных ( $N$ ) частиц в калориметре при определенной энергии, можно вычислить долю пионов. Эксперименты, выполненные с по-

мощью перечисленных методов, дали сходные результаты (рис. 12.2.).

Добавив к интенсивности протонов, найденной с помощью магнитных спектрометров, равное число нейтронов, а также приведенную выше долю пионов, можно сопоставить данные, полученные при магнитных и калориметрических измерениях формы спектра. Результат показан на рис. 12.3 в уже знакомом нам масштабе, когда ордината умножается на  $E^{\tau}$  (см. § 7.3).

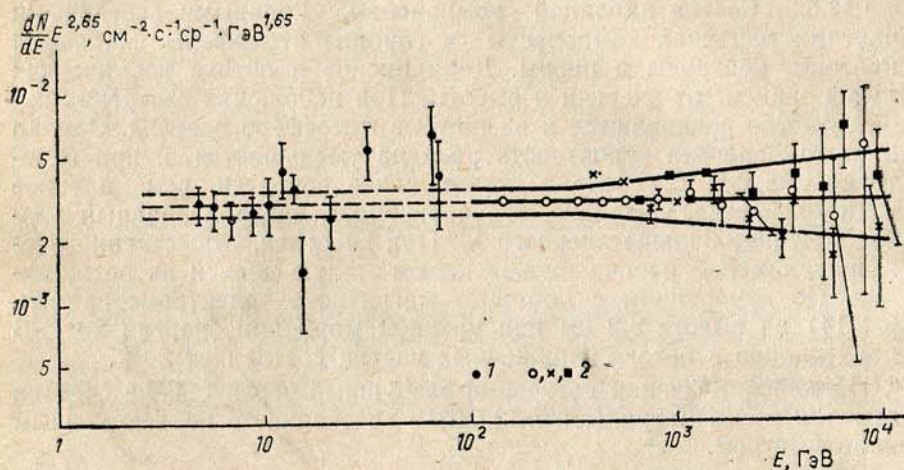


Рис. 12.3. Спектр адронов на высоте 3,2 км. 1 — измерения с магнитным спектрометром; 2 — измерения с калориметрами

**12.5.4. Нуклоны небольших энергий в атмосфере и ядерные расщепления.** Протоны с энергией менее 0,5 ГэВ имеют ионизационный пробег меньше ядерного и поэтому не участвуют в ядерном каскаде, поглощаясь в результате ионизационных потерь. Нейтроны, сталкиваясь с ядрами, вызывают ядерные расщепления (см. п. 5.5.2) вплоть до энергий 20—30 МэВ.

Практически любой первичный адрон может создать в атмосфере ядерное расщепление. Поэтому широтный эффект ядерных расщеплений на границе атмосферы равен широтному эффекту первичных частиц.

Существенным свойством ядерных расщеплений является максимум их числа на глубине около 50—100 г/см<sup>2</sup>. За максимумом число ядерных расщеплений убывает по экспоненте  $N_{\text{яд.р}} \sim \exp(-x/L_{\text{я}})$  с пробегом поглощения  $L_{\text{я}}$ , зависящем от широты (табл. 12.1). Появление максимума доказывает размножение компоненты, генерирующей ядерные расщепления. Несомненно, такой компонентой являются нейтроны небольших энергий

Таблица 12.1

Свойства ядерных расщеплений

Широта, угл. град.	Предельный импульс, ГэВ/с	$N_{\text{яд.р.}} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$N_{\text{яд.р.}}/N_p$	$L_{\text{я}}, \text{г/см}^2$	$E_{\text{сш}}/E_0$
51	1,5	2,5	5	145	$0,40 \pm 0,12$
31	7	0,9	10	180	$0,18 \pm 0,03$
0	14	0,6	12	240	$0,12 \pm 0,02$

( $E < 1$  ГэВ). Измерения показали, что высотные зависимости ядерных расщеплений и нейтронов совпадают (рис. 12.4). Теряя свою энергию, нейтроны в конечном итоге захватываются ядрами азота.

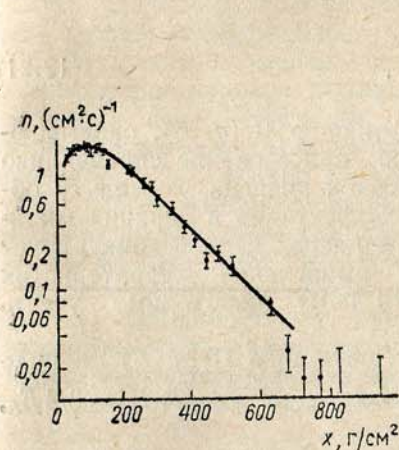


Рис. 12.4. Зависимость потока нейтронов от глубины в атмосфере на широте  $\lambda \sim 53^\circ$

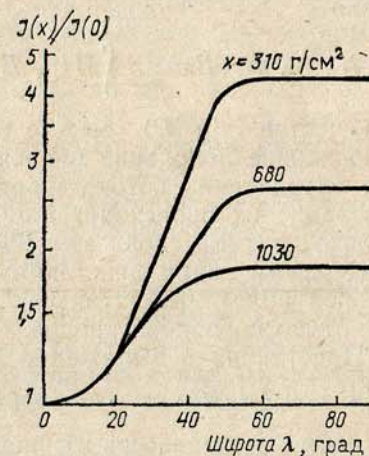


Рис. 12.5. Широтный эффект ядерных расщеплений и медленных нейтронов в глубине атмосферы

В глубине атмосферы широтный эффект нейтронов и ядерных расщеплений уменьшается (рис. 12.5). По измерениям с нейтронными счетчиками на широте 51° с. ш. в столбе воздуха сечением 1 см<sup>2</sup> в 1 с образуется 7 нейтронов. Соответствующее число ядерных расщеплений на разных широтах  $N_{\text{яд.р}}$  представлено в табл. 12.1. В ней также приведено число ядерных расщеплений, приходящееся на одну первичную с разными импульсами  $N_{\text{яд.р.}}/N_p$ . Видно, что первичные частицы высокой энергии образуют более развитый каскад. В последнем столбце приведена доля энергии, которую первичные частицы разных энергий расходуют

на образование сильно ионизирующих частиц во всех взаимодействиях в атмосфере. Остальная энергия передается  $\pi^0$ -мезонам (т. е. электронно-фотонной компоненте), мюонам, нейтрино, на ионизацию релятивистскими частицами и т. д.

## § 12.6. МЮОНЫ

### 12.6.1. Вычисление интенсивности мюонов в атмосфере.

Интенсивность и энергетический спектр мюонов однозначно связаны через известные константы распада с пионами и каонами, непосредственно рождающимися в столкновениях адронов. В первом приближении энергетический спектр мюонов на глубине  $x_0$  будет определяться числом распадов пионов разной энергии в интервале глубин от границы атмосферы до уровня  $x_0$ . Это число равно

$$N_{\pi}(x_0, E) dE = dE \int \Pi(y, E) \frac{C_{\pi} dy}{E y}. \quad (12.21)$$

В качестве  $\Pi(y, E)$  можно взять функцию  $\Pi_1(y, E)$ , описывающую первое поколение пионов. Такое приближение справедливо для определения потока мюонов высокой энергии, поскольку образование их происходит наиболее эффективно в верхних минимально плотных слоях атмосферы, где распад пионов конкурирует с ядерными взаимодействиями. Для вычисления характеристик мюонов более низких энергий (1—10 ГэВ) необходимо учесть несколько поколений пионов.

Подставляя в выражение (12.21) функцию  $\Pi_1(y, E)$  в виде (12.18) и учитывая, что энергия мюона  $E_{\mu} = \frac{m_{\mu}}{m_{\pi}} E_{\pi} \approx 3/4 E_{\pi}$  находим интенсивность мюонов

$$M(x_0, E_{\mu}) dE_{\mu} = \frac{N_p(E_{\mu}, 0) dE_{\mu} C_{\pi} (nu^{\gamma-1}) \frac{L_p}{\lambda_n} [1 - \exp(-x/L)]}{1,3^{\gamma} E_{\mu} [(C_{\pi}/1,3E_{\mu}) + 1]}. \quad (12.22)$$

Из этой формулы видно, что при энергии  $E_{\mu} \gg C_{\pi}/1,3 \approx 110$  ГэВ спектр мюонов более крутой, чем спектр нуклонов:

$$M \sim E^{-(\gamma+1)}. \quad (12.23)$$

В более точной модели формула (12.22) включает вклад каонов и будет состоять из суммы членов, учитывающих рождение частиц не только первичными протонами, но и ядрами. Это важно, в частности, при вычислении соотношения числа положительных и отрицательных мюонов. Нейтроны, упакованные в ядрах, дают равное число  $\pi^+$  и  $\pi^-$ , тогда как протоны — чаще  $\pi^+$ .

При вычислении потока мюонов мы не учли их распад и потери энергии. Чтобы сделать это, нужно написать кинетическое

уравнение для мюонов, аналогичное (12.4). Вместо величины  $C_{\pi}$  следует поставить константу распада

$$C_{\mu} = (m_{\mu} c^2 / c \tau_{\mu}) (x_{11} / \rho_{11}) = 2 \text{ ГэВ}. \quad (12.24)$$

[ср. с величиной  $C_{\pi}$ , см. формулу (12.5)].

Ионизационные радиационные и другие потери энергии мюонов описываются выражением (4.17).

Вычисления интенсивности мюонов с учетом распада и потерь энергии хорошо согласуются с экспериментальными данными. В согласии с экспериментом полная интенсивность мюонов от высоты гор до уровня моря уменьшается всего в 2,5 раза тогда как ядерная — в 10—15 раз. Поэтому на уровне моря мюоны преобладают над другими частицами.

При распаде каонов со значительной вероятностью образуются мюоны (см. рис. 5.6), и сравнение расчетного и экспериментального спектров мюонов позволяет получить сведения о доле каонов, образующихся в элементарном акте при очень высоких энергиях. Экспериментальные значения доли каонов при энергии до 50 ТэВ мало отличаются от тех, которые получены на ускорителе при  $E \sim 10$  ГэВ (см. гл. 5).

Другой величиной, важной для физики высоких энергий в космических лучах, является соотношение мюонов разного знака. Поскольку первичное излучение заряжено положительно, то и в глубине атмосферы отношение  $n_{\pi^+}/n_{\mu^-}$  должно быть больше единицы. Однако степень превышения над единицей зависит от множественности пионов и каонов, их спектра и т. п. Из соотношения (12.22) следует, что наибольший вклад в мюонную компоненту дают пионы, уносящие большую долю энергии первичной частицы.

### 12.6.2. Экспериментальное изучение мюонов высокой энергии.

Мюоны высокой энергии исследуют под большими толщинами поглотителя, часто под землей. Используя связь среднего пробега мюонов с их энергией (3.7), можно восстановить спектр мюонов на уровне моря, измеряя их интенсивность на разных глубинах. Для приведения результатов измерений к стандартным условиям глубину выражают в гектограммах стандартного грунта; 1 гектограмм стандартного грунта = 100 г/см<sup>2</sup> = 1 гг. Под стандартным грунтом понимается вещество со средней плотностью 2,65 г/см<sup>3</sup>, средним соотношением  $Z/A \approx 0,5$  и средним  $Z^2/A = 5,5$ . Необходимость введения этой величины продиктована неодинаковой зависимостью от  $Z$  и  $A$  различных механизмов потерь энергии мюонов.

Формула (12.23) показывает, что интенсивность мюонов резко уменьшается с ростом энергии. Поэтому из-за флуктуаций в передаче энергии при тормозном излучении и образовании пар действуют эффекты искажения спектра, рассмотренные в § 5.1. В данном случае вклад флуктуирующей части потерь энергии нарастает с энергией и происходит не только завышение интен-

сивности мюонов, но и искажение их спектра. Этот эффект можно учесть корректирующим множителем, который меняется от 0,9 (при измерениях на глубине  $2 \cdot 10^3$  гг) до 0,27 (при  $10^4$  гг) [1].

Для измерения интенсивности мюонов и их энергетического спектра используются магнитные спектрометры, толчковые установки и рентгеноэмульсионные камеры. При подземных измерениях применяются также сцинтилляционные счетчики, фиксирующие поток частиц на данной глубине.

С помощью магнитных спектрометров измерения спектров мюонов на уровне моря проводили до импульсов около  $10^4$  ГэВ/с. Трудности создания сильных магнитных полей и недостаточная светосила спектрометров побудили использовать косвенные методы регистрации мюонов по создаваемым ими электромагнитным каскадам. Мюоны передают фотонам только часть энергии, и связь энергии мюона и энергии каскада неоднозначна (см. § 4.4).

В толчковых установках (см. § 3.13) энергия каскада измеряется по числу частиц в максимуме каскада  $n_{\text{макс}}$ . В этом случае спектр толчков по числу частиц  $N_T(n_{\text{макс}})$  повторяет по форме степенной спектр мюонов [1, § 4]. В калориметрах измеряется вся каскадная кривая, что позволяет отобразить действительно электромагнитные каскады (по их форме). Толчковые установки и калориметры устанавливаются под землей или так, чтобы можно было измерять горизонтальные мюоны. В этих случаях подавлен фон адронов.

В некоторых работах для определения спектра мюонов использовали рентгеноэмульсионные камеры. В одной из них [3] рентгеноэмульсионная камера была установлена на глубине около 6 м в подземном помещении московского метрополитена. Камера содержала 250 т свинца и рентгеновскую пленку, расположенную в 28 сдвоенных слоях размером  $1 \times 0,5$  м. Общее количество обработанной рентгеновской пленки превысило 4 тыс. м<sup>2</sup>.

В подземных экспериментах, использующих связь пробега поглощения с энергией, изучив угловое распределение числа частиц, можно определить интенсивность под большими толщинами вещества. Действительно, путь, который проходит мюон, достигающий глубины  $x$  под углом  $\theta$  к вертикали, равен  $x/\cos \theta$ .

**12.6.3. Энергетический спектр.** В соответствии с (12.22) спектр мюонов на уровне моря аппроксимируют выражением

$$M(E)dE = M_0 E^{-\gamma} dE / [1 + (E/C')], \quad (12.25)$$

где  $C' = C_\pi / 1,3 \approx 100$  ГэВ (более точное значение  $C' = 110$  ГэВ).

На рис. 12.6, а представлен импульсный спектр мюонов, измеренный с помощью камер Вильсона, помещенных в магнитное поле, и магнитных спектрометров. При  $p_\mu \sim 0,5$  ГэВ/с спектр проходит через максимум. При энергиях от 20 до 400 ГэВ спектр на уровне моря аппроксимируется функцией

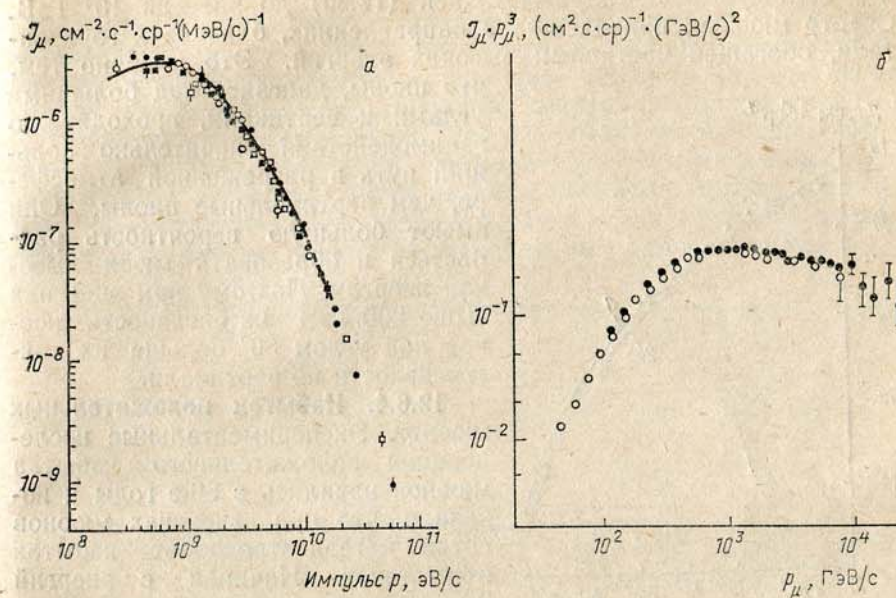


Рис. 12.6. Импульсный спектр мюонов на уровне моря по измерениям с магнитными спектрометрами и камерой Вильсона в магнитном поле (Росси, 1948) в области низких (а) и высоких (б) энергий

$$M(E)dE = 8 \cdot 10^{-2} E^{-2,6 \pm 0,1} dE / [1 + (E/100)] \text{ (см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{ГэВ)}^{-1}. \quad (12.26)$$

Легко убедиться в том, что такой результат подтверждает формулу (12.22).

При использовании толчковых установок или калориметров возникают сложности, связанные с определением абсолютной интенсивности мюонов и их спектра по распределению электромагнитных каскадов. Поэтому результаты измерений обычно нормируют по магнитным измерениям.

Наклон спектра по данным калориметра и эмульсионных камер в интервале энергий от  $3 \cdot 10^2$  до  $10^4$  ГэВ соответствует спектру пионов  $\gamma_\pi = 2,65 \pm 0,10$  [т. е. имеет наклон, близкий к  $\gamma_\mu = 3,65 \pm \pm 0,10$ , что согласуется с формулой (12.23)] (рис. 12.6, б).

Используя соотношение (4.17), можно рассчитать кривую поглощения мюонов в грунте, исходя из спектра мюонов (12.25) с  $\gamma = 2,7$  или другим подходящим значением. Результаты такого расчета вместе с экспериментальными данными представлены на рис. 12.7 и свидетельствуют о хорошем согласии теории с экспериментом. По данным подземных измерений можно восстановить и абсолютную интенсивность мюонов. Результат с погрешностью

2% согласуется с аппроксимацией (12.26) до энергий  $10^4$  ГэВ. Спектр мюонов, приходящих в направлениях, близких к горизонтали, обогащен частицами высоких энергий. Это вызвано тем,

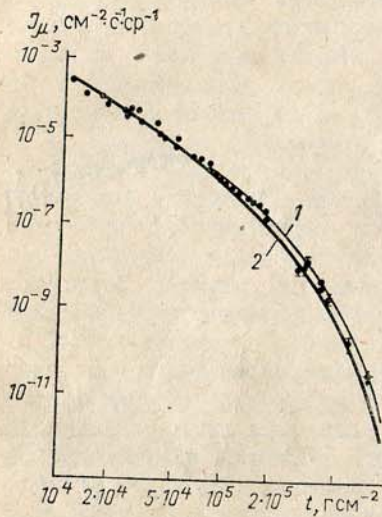


Рис. 12.7. Экспериментальные данные многих авторов по поглощению мюонов в грунте: 1 — расчет для грунта с  $Z/A=0,494$ ,  $Z^2/A=6,31$  с учетом флуктуаций пробегов; показатель степени спектра мюонов  $\gamma=2,5$ ; 2 — то же, но  $\gamma=2,7$

**Пример.** Рассмотрим столкновения протонов с протонами и нейтронами ядер атмосферы. Пусть множественность равна  $n_s$ . В  $pp$ -столкновении начальный заряд равен двум, а коэффициент перезарядки  $p \rightarrow n$   $\approx 1/3$  (см. п. 5.2.3). Следовательно, оба протона передадут пионам заряд  $2\eta=2/3$ . Считая коэффициент перезарядки  $n \rightarrow p$  тоже равным  $1/3$ , убедимся, что в  $pn$ -столкновении пионам дополнительный заряд не передается. Число  $pp$ - и  $pn$ -столкновений одинаково. Тогда при множественности всех заряженных частиц  $n_s$  получим следующую величину положительного избытка мюонов:

$$R_\mu = \frac{n_{\pi^+}}{n_{\pi^-}} = \frac{[(n_s - 2\eta)/2] + 2\eta + n_s/2}{[(n_s - 2\eta)/2] + n_s/2} = \frac{n_s + \eta}{n_s - \eta}.$$

Чтобы получить  $R_\mu \approx 1,3$ , нужно принять  $n=2,5$  независимо от энергии.

Как неоднократно указывалось, главную роль в формировании потока мюонов играют фрагментационные частицы, для которых изменение множественности мало.

Мюоны низкой энергии образуются в глубине атмосферы, где ядерная компонента симметрична по зарядам и избытка положительных мюонов нет.

что пионы, двигаясь под большими углами к вертикали, проходят до взаимодействия значительно больший путь в разреженной атмосфере, чем вертикальные пионы. Они имеют большую вероятность распаться и образовать мюон высокой энергии. Поэтому при энергиях выше 200 ГэВ интенсивность мюонов под углом  $80^\circ$  больше их интенсивности по вертикали.

**12.6.4. Избыток положительных мюонов.** Экспериментальные исследования положительного избытка мюонов начались в 50-е годы и показали, что при энергиях мюонов сотни мегаэлектронвольт избыток отсутствует. Начиная с энергий 2—3 ГэВ значение отношения  $R_\mu = n_{\mu^+}/n_{\mu^-}$  становится почти постоянным:  $1,30 \pm 0,03$ .

Численное значение  $R_\mu$  зависит от множественности рожденных пионов.

Поведение  $R_\mu$  в области больших энергий зависит от дифференциального сечения рождения пионов и каонов, химического состава первичного излучения (главным образом, от соотношения числа протонов и ядер) и полных сечений взаимодействия.

Предполагая определенный вид спектра и состав вторичных частиц (например, если взять эти характеристики из данных, полученных на ускорителях при низких энергиях), можно рассчитать  $R_\mu$  и, сравнивая результаты расчета с результатами эксперимента, проверить правильность сделанных предположений.

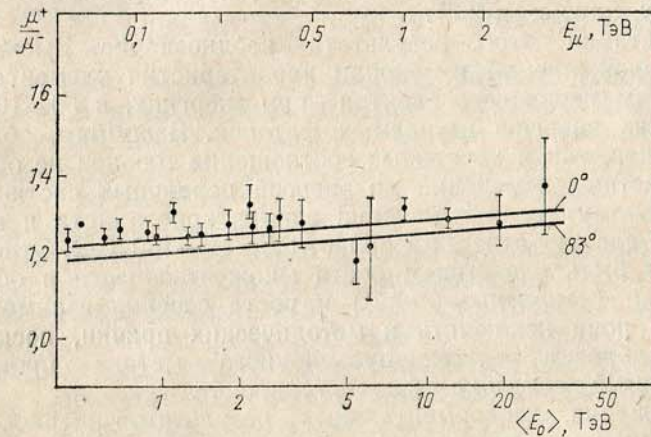


Рис. 12.8. Избыток положительных мюонов. Сравнение измеренного значения  $R_\mu$  с расчетом

Если использовать структурные функции пионов и каонов в протон-ядерных столкновениях при 19—24 ГэВ, постоянный химический состав космического излучения до 50 ТэВ и долю каонов, соответствующую энергии  $10^3$  ГэВ (по измерениям на пересекающихся пучках в ЦЕРНе, см. § 5.2), то можно получить хорошее согласие рассчитанного значения  $R_\mu$  с экспериментальным (рис. 12.8) вплоть до 40 ТэВ.

## § 12.7. ЭЛЕКТРОНЫ И ФОТОНЫ

Электрон-фотонная компонента высокой энергии практически целиком образуется в результате распада  $\pi^0$ -мезонов и поэтому является индикатором характеристик образования пионов.

Спектр фотонов в атмосфере при высокой энергии ( $E_\gamma \gg m_\pi c^2$ ) можно рассчитать по формуле (2.30) из спектра пионов. Если спектр  $\pi^0$ -мезонов степенной  $P_0(E, x) = AE^{-\gamma_\pi} F(x)$ , то

$$\Gamma(E, x) = (2/\gamma_\pi) P_0(E, x). \quad (12.27)$$

Экспериментальные работы по исследованию спектра фотонов проводились главным образом с помощью эмульсионных и рентгеноэмульсионных камер вблизи границы атмосферы, на самолетах и на горах (см. § 3.13). Исследования японских физиков, совместные эксперименты японских и бразильских ученых, а также советские работы (эксперимент «Памир») показали, что в глубине атмосферы (500—650 г/см<sup>2</sup>) показатель степени спектра электронов и фотонов  $\gamma_e$  отличается от показателя спектра первичного излучения:  $\gamma_e \approx 3,0 \pm 0,1$  в интервале от 2 до 100 ТэВ (в верхних слоях атмосферы показатель  $\gamma_e$  в интервале 1—10 ТэВ, по-видимому, близок к 2,7).

Интерпретация этого результата неоднозначна. Высказывалось предположение об изменении характеристик элементарного акта и формы первичного спектра при энергиях, в 50—100 раз превышающих энергию изучаемых фотонов. Вспомним, однако, что как спектр, так и зарядовые соотношения мюонов не обнаруживают заметных изменений до энергий первичных частиц 20—40 ТэВ. Поэтому если изменения элементарного акта и происходят, то их следует отнести к области  $E > 50—100$  ТэВ. Эти изменения могут быть следствием роста множественности в области фрагментации (изменение  $\langle nu^{i-1} \rangle$ ) и роста сечения взаимодействия. Нельзя пока исключить и методических причин, поскольку прямая калибровка рентгеноэмульсионного метода проведена лишь до энергий несколько тераэлектронвольт.

Для сравнения экспериментальных результатов с расчетами по различным моделям важна не только форма спектра, но и интенсивность фотонов у границы атмосферы и в ее глубине. В первом случае поток фотонов определяется взаимодействием протонов и ядер, тогда как в глубине атмосферы значительная часть фотонов возникает от взаимодействий пионов. Действительно, в гл. 4 мы видели, что  $\langle u \rangle$ , а следовательно, и  $\langle u^{i-1} \rangle$  во взаимодействиях пионов с ядрами больше, чем при взаимодействии нуклонов, тогда как потоки заряженных пионов высокой энергии не меньше, чем протонов (см. рис. 12.2).

### § 12.8. НЕЙТРИНО

Нейтрино, присутствующие в атмосфере и под землей, происходят от нескольких источников. Солнечные нейтрино уже обсуждались в п. 6.2.3. Нейтрино высоких энергий возникают при распаде мезонов в атмосфере и в галактическом пространстве. Поскольку количество вещества, проходимого космическими частицами в Галактике, много меньше, чем в атмосфере (см. гл. 10), то и галактических нейтрино высоких энергий меньше, чем атмосферных.

Нейтрино, в атмосфере создаются в основном в результате процессов:

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\tilde{\nu}_\mu);$$

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e (\tilde{\nu}_e) + \tilde{\nu}_\mu (\nu_\mu),$$

а соответствующие интенсивности нейтрино равны [4] [в единицах (см<sup>2</sup>·с·ср·ГэВ)<sup>-1</sup>].

$$\mathcal{J}_{\pi\nu}(E_\nu) = \begin{cases} 1,85 \cdot 10^{-2} (0,08 + E_\nu)^{-2,8} & (1 - 10 \text{ ГэВ}); \\ 6,65 \cdot 10^{-2} (1,1 + E_\nu)^{-3,2} & (10 - 100 \text{ ГэВ}); \end{cases}$$

$$\mathcal{J}_{\mu\nu}(E_\nu) = \begin{cases} 7,65 \cdot 10^{-2} (0,37 + E_\nu)^{-3,75} & (1 - 10 \text{ ГэВ}); \\ 1,48 \cdot 10^{-2} (3,5 + E_\nu)^{-4,5} & (10 - 100 \text{ ГэВ}). \end{cases}$$

Интенсивность нейтрино от мюонов быстрее увеличивается при возрастании угла с вертикалью по сравнению с нейтрино от пионов. Интенсивность  $\nu_\mu$  выше, чем  $\nu_e$ . Эти свойства нейтрино легко понять, учитывая качественную картину прохождения мюонов и пионов через атмосферу. Полный поток нейтрино достигает 0,1 потока первичного излучения.

Исследования нейтрино проводят с использованием реакции слабых взаимодействий (4.2). Эксперименты ставят глубоко под землей, чтобы избавиться от фона других частиц. Целесообразно регистрировать нейтрино, приходящие из нижней полусферы, т. е. прошедшие весь земной шар по диаметру. Отбор таких случаев можно осуществить по мюонам из реакции (4.2), летящим снизу вверх\*. Для этого используют систему из сцинтилляционных счетчиков, включенных в схему запаздывающих совпадений с учетом времени пролета и направления движения мюонов. Подземные или подводные измерения нейтрино (см. п. 4.1.3) важны также для получения астрофизической информации и информации о процессах гравитационного коллапса (см. п. 6.2.4), поиска звезд из антивещества и др.

### § 12.9. ОБЩИЕ СВОЙСТВА ОДИНОЧНЫХ ЧАСТИЦ

На рис. 12.9 представлен высотный ход протонов и других компонент космического излучения в атмосфере. Протоны поглощаются практически по экспоненте, тогда как все вторичные компоненты имеют максимум.

На уровне моря космические лучи состоят из мюонов (жесткая компонента), электронов и фотонов (мягкая компонента) и нейтрино. Менее 1% всего излучения составляют адроны. Вертикальная составляющая интенсивности заряженных частиц на уровне моря:

$$\mathcal{J}_ж(0) = 0,82 \cdot 10^{-2} (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср})^{-1};$$

\* Следует, однако, помнить о проблеме осцилляций (см. гл. 4).



$$\mathcal{I}_m(0) = 0,31 \cdot 10^{-2} (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср})^{-1};$$

$$\mathcal{I}(0) = \mathcal{I}_ж(0) + \mathcal{I}_м(0) = 1,13 \cdot 10^{-2} (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср})^{-1},$$

где  $\mathcal{I}_ж$  и  $\mathcal{I}_м$  — интенсивность жесткой и мягкой компонент соответственно, причем  $\mathcal{I}_ж(\theta) = \mathcal{I}_ж(0) \cos^2 \theta$ .

Энергия космического излучения на уровне моря составляет 38 МэВ  $(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср})^{-1}$ , т. е. менее 3% первичной энергии. На уровне моря и на небольших высотах

электроны целиком возникают от распада мюонов и образуемых ими  $\delta$ -электронов. Такие электроны называют равновесными (равновесная мягкая компонента).

Для оценки интенсивности электронов распада воспользуемся условием равновесия: энергия электронов распада на пути в 1  $t$ -единицу равна энергии, потерянной в этом слое на ионизацию. Это условие выполняется, поскольку пробег электронов много меньше пробега мюонов. Энергия, потерянная электроном на ионизацию на пути в 1  $t$ -единицу равна  $N_{e\epsilon}$  [см. (3.30)], а энергия электронов распада

$$E_e = \frac{1}{3} E_\mu \cdot (t/c\tau_0\gamma_\mu) \cdot N_\mu, \text{ т. е.}$$

$$N_{e\epsilon} = (m_\mu ct/3\tau_0) N_\mu; \quad N_e/N_\mu = m_\mu ct/3\tau_0 \epsilon.$$

Число электронов распада в расчете на один мюон увеличивается с высотой из-за роста длины  $t$ -единицы. На уровне моря  $N_e \approx 0,2N_\mu$ . Число  $\delta$ -электронов оценивается по формуле (3.5) с учетом формы спектра мюонов. Расчет дает  $N_\delta \approx 0,1N_\mu$ . Следовательно, вся электрон-фотонная компонента на уровне моря имеет равновесное происхождение. Электроны мягкой компоненты регистрируются и глубоко под землей (например, под 6000 г/см<sup>2</sup> грунта), где они составляют около 15% всего излучения. Они генерируются мюонами, как и небольшое число пионов [в фото-ядерных реакциях (см. § 4.3)].

В 1000 г/см<sup>2</sup> атмосферы вертикальная интенсивность космических лучей уменьшается в 18 раз. При добавлении еще 1000 г/см<sup>2</sup> грунта (около 5 м) интенсивность падает всего в два

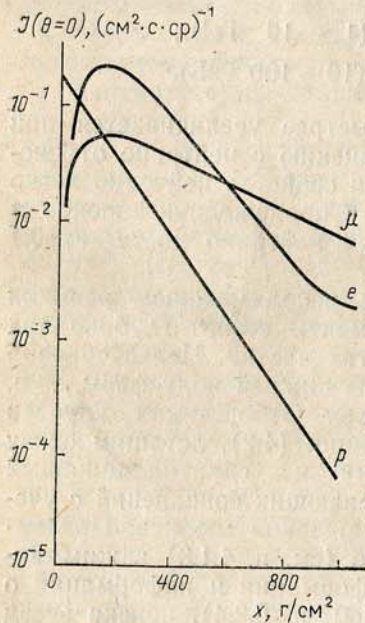


Рис. 12.9. Зависимость интенсивности различных компонент космического излучения от глубины атмосферы

раза. Читатель, учитывая различную природу космического излучения на уровне моря и на границе атмосферы, без труда сможет объяснить этот эффект.

## § 12.10. ШИРОКИЕ АТМОСФЕРНЫЕ ЛИВНИ [2]

**12.10.1. Возникновение широких атмосферных ливней и задачи, стоящие при их изучении.** Взаимодействия частиц сверхвысоких энергий ( $E \geq 10^6$  ГэВ) нельзя изучать прямыми методами из-за очень малой интенсивности таких частиц.

Возвращаясь к рис. 5.1, видим, что за год измерений на площадь 1 м<sup>2</sup> на границу атмосферы попадает всего несколько десятков таких частиц (около  $10^{-2}$  ч<sup>-1</sup>·м<sup>-2</sup>), а при энергии  $10^9$  ГэВ поток частиц составляет лишь 1 (км<sup>2</sup>·год)<sup>-1</sup>. Однако положение облегчается тем, что взаимодействие частиц сверхвысоких энергий с ядрами приводит к передаче значительной энергии в мягкую компоненту. Электрон-фотонный каскад в атмосфере при энергии  $E > 10^6$  ГэВ имеет средний квадратический радиус порядка 70 м (на уровне моря), а полный размер, т. е. расстояние, на котором присутствуют частицы ливня, составляет сотни метров и растет с энергией. Следовательно, траектория первичной частицы может проходить на расстоянии 100 м от детектора, и все же такая частица не останется незамеченной, если прибор способен регистрировать электроны и фотоны. Таким образом, эффективная площадь установки оказывается по порядку величины равной  $S = \pi R^2 \sim \pi \times 100^2 = 3 \cdot 10^4$  м<sup>2</sup> и частицы с  $E > 10^6$  ГэВ могут регистрироваться с частотой  $f \sim 10^{-2} \cdot 3 \cdot 10^4$  ч<sup>-1</sup> = 300 ч<sup>-1</sup>. Поэтому, изучая ливни (широкие атмосферные ливни), можно получить информацию о частицах с  $E > 10^6$  ГэВ. При этом возникают три основные задачи.

1. Исследование свойств самих широких ливней.
2. Изучение взаимодействия частиц при энергиях выше  $10^{15}$  эВ.
3. Астрофизические задачи.

Выяснение свойств самих ливней должно послужить базой для решения остальных задач.

Широкие атмосферные ливни дают уникальную возможность изучать характеристики взаимодействия частиц сверхвысоких энергий с атомными ядрами. Многие свойства ливня зависят от сечений взаимодействия адронов, от множественности и спектра вторичных частиц.

Хотя до уровня наблюдения доходят лишь далекие потомки первичной частицы (кроме мюонов высокой энергии, образующихся в первых актах каскада), все же некоторые характеристики первого акта «просвечивают» сквозь сеть огромного числа последующих взаимодействий.

В основе представления о процессах в широком атмосферном ливне лежит модель ядерного каскада. Широкий атмосферный ливень считают гигантским электрон-ядерным ливнем, в нем достигают полного расцвета все компоненты, имеющиеся в атмосфере при умеренных энергиях, и специфические для широких атмосферных ливней: электрон-фотонная, адронная и мюонная компоненты, излучение Вавилова—Черенкова, радиоизлучение и др.

Электроны и фотоны обладают свойством быстро размножаться. Они составляют 95—98% всех частиц в центральной части и 80% на расстоянии 200—250 м от центра ливня. Поэтому наиболее простым и распространенным методом наблюдения широких атмосферных ливней долгое время являлась регистрация их электрон-фотонной компоненты. В настоящее время преимущественное значение имеет исследование многих характеристик ливня с помощью комплексных установок (рис. 12.10).

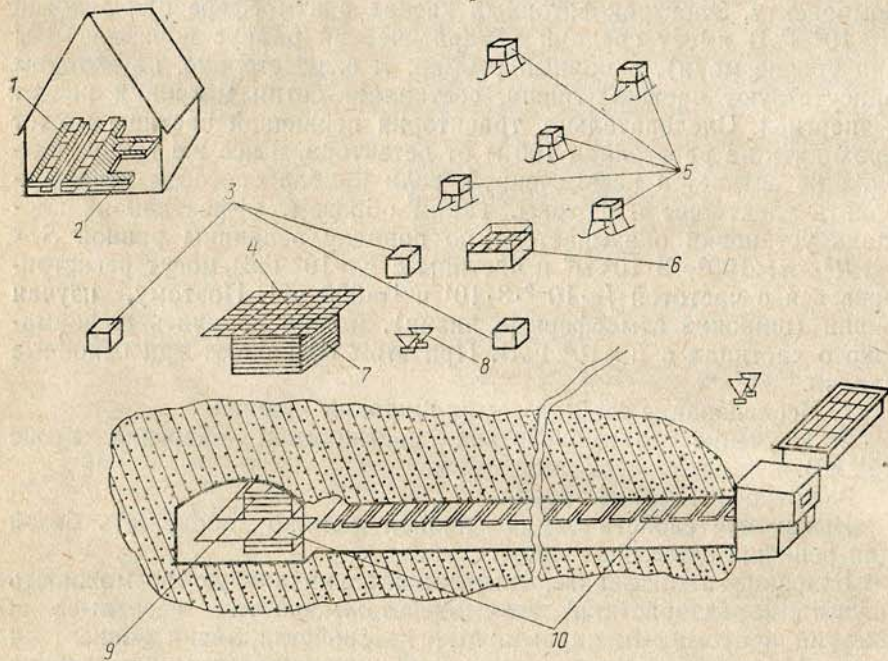


Рис. 12.10. Комплексная установка для исследования широких атмосферных ливней на Тянь-Шане, созданная коллективом под руководством С. И. Никольского: 1 — детектор электронов (45 м<sup>2</sup>); 2 — детектор мюонов (45 м<sup>2</sup>); 3 — детектор времени прихода частиц ливня; 4 — сцинтилляционные счетчики (64 м<sup>2</sup>); 5 — детекторы положения ствола ливня; 6 — годоскопические счетчики; 7 — ионизационный калориметр; 8 — воздушные черенковские счетчики; 9 — подземный калориметр; 10 — подземный детектор мюонов

Трудно переоценить важность изучения широких атмосферных ливней для астрофизики. Частицы сверхвысоких энергий рассеиваются в Галактике значительно меньше, чем частицы низких энергий, и, возможно, несут информацию о более далеких областях Вселенной. С помощью широких атмосферных ливней удалось установить, что в первичном излучении имеются частицы с  $E \geq 10^{10}$  ГэВ. С помощью широких атмосферных ливней обнаружена анизотропия космического излучения, которая указывает на внегалактические источники частиц предельно высоких энергий.

**12.10.2. Историческая справка.** В 1938 г. Оже исследовал зависимость числа совпадений от расстояния между счетчиками (кривую раздвижения) и показал, что существуют ливни размером до 300 м. В то время широкие атмосферные ливни назывались ливнями Оже.

Чтобы исследовать еще более широкие ливни, Д. В. Скобелев предложил ввести совпадения двух групп счетчиков, разнесенных на большое расстояние, причем в каждой группе регистрировать двукратные совпадения. Это резко снизило число случайных совпадений и позволило провести измерения кривой раздвижения до расстояния  $r \sim 1$  км. На Памире ливни размером  $r \sim 1$  км регистрировались восемь раз в сутки. В таких больших ливнях число частиц может достигать сотен миллионов и миллиардов.

**12.10.3. Средний размер ливня.** Поведение электронов и фотонов описывается электромагнитной каскадной теорией. Поскольку ливень занимает большую площадь, то кроме развития ливня в глубину приходится рассматривать пространственное распределение частиц в ливне, т. е. зависимость плотности числа частиц в ливне  $\rho(r)$  как функцию расстояния  $r$  от его центра. Задачи продольного и поперечного развития ливня могут рассматриваться раздельно, так как продольный размер ливня  $l \sim 10 \div 20$  км, а поперечный  $r \sim 100$  м. Основным механизмом поперечного развития ливня является кулоновское рассеяние частиц. Средний квадратический угол многократного кулоновского рассеяния определяется формулой (2.31). С учетом ионизационных потерь для  $E > 0$  средний квадратический радиус ливня

$$\sqrt{\langle R \rangle^2} = 0,9 E_s t_0 / \epsilon. \quad (12.28)$$

В теории широких атмосферных ливней принято измерять энергию и углы в мольеровских единицах

$$r_1 = E_s t_0 / \epsilon, \quad \theta_1 = E_s / \epsilon. \quad (12.29)$$

В воздухе  $r_1 = 9,5$  г/см<sup>2</sup>, а  $\theta_1 = 1,4$  рад. Как видно из формулы (12.28), измеренный в мольеровских единицах «размер ливня» будет постоянным, хотя сама мольеровская единица (выраженная в сантиметрах) меняется с высотой. Поэтому геометрический

«размер» отдельного ливня уменьшается (при  $s \geq 1$ ) с углублением в атмосферу.

На первый взгляд кажется, что размер ливня не зависит от начальной энергии. На самом деле, от начальной энергии не зависит лишь средний квадратический радиус, т. е. радиус области, где содержится около половины частиц. Если за размер ливня принять то расстояние, на котором плотность числа частиц превышает некоторую величину  $\rho_0$ , то такой размер будет увеличиваться с ростом первичной энергии.

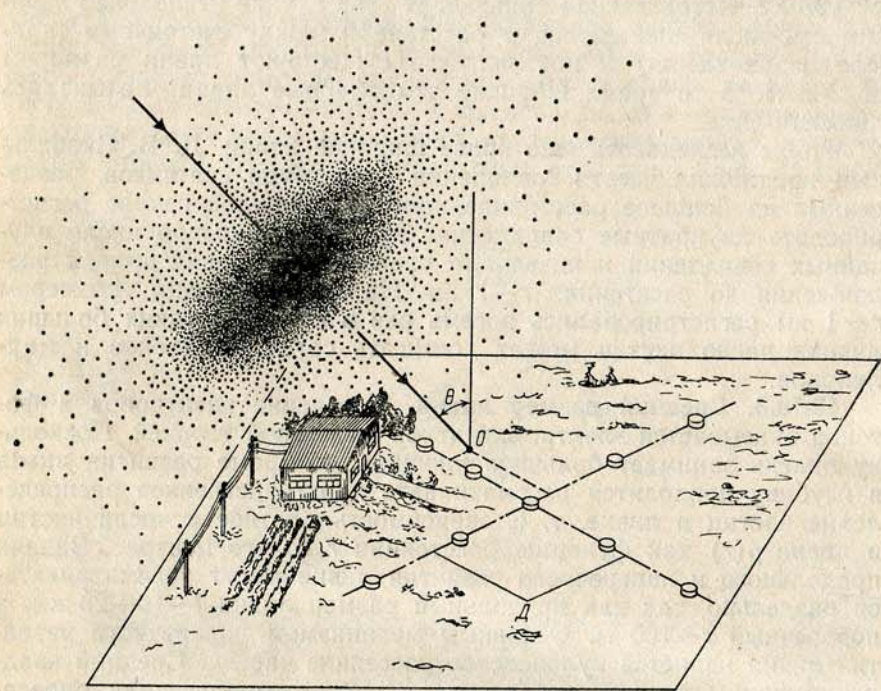


Рис. 12.11. Диск, образованный частицами широкого атмосферного ливня, приближается к детекторам  $D$  под углом  $\theta$  к вертикали

Росси предложил наглядную картину широкого атмосферного ливня. Ливень представляет собой диск конечной толщины, состоящий из частиц, движущихся через атмосферу почти со скоростью света (рис. 12.11). Исследование формы этого диска выполнено в Кильском и Московском университетах. В центре диска среднеквадратичный разброс времени прохождения частиц через тонкий детектор  $\Delta t = 26$  нс, т. е. толщина диска  $\Delta l = 2\Delta t c = 1,5$  м. На больших расстояниях  $50 < R < 700$  м от центра диска его тол-

щина увеличивается:  $\Delta l \sim c \cdot 5,6(1+R/30)^{1,5}$ . Выяснилось также, что фронт ливневого диска имеет кривизну, которая меняется от случая к случаю, но в среднем радиус кривизны  $\rho \sim 1,5$  км для  $200 < R < 700$  м.

Поперечные размеры ливня составляют сотни метров. Если ливень падает под углом к вертикали, то детекторы частиц, расположенные в горизонтальной плоскости, будут срабатывать не одновременно, а с задержкой, зависящей от угла падения ливня. Измерив задержку, можно определить угол.

Если в ливне имеются частицы большой массы ( $M \gg m_p$ ), то их скорость меньше, и они придут на детектор с запазданием по отношению к фронту электронов. Легко подсчитать, что частицы, родившиеся на высоте  $h$  и движущиеся со скоростью  $v$ , должны запаздывать на время

$$\Delta \tau = (h/v - h/c) \approx h(1 - \beta^2)/2c = h/2c\gamma^2.$$

Если бы в широких атмосферных ливнях возникали тахионы (см. § 4.5), то они должны были бы опережать фронт. Специальные опыты пока не обнаружили в ливнях ни тяжелых запаздывающих частиц тяжелее протона, например кварков, ни опережающих.

**12.10.4. Пространственное распределение частиц в ливнях.** При теоретическом рассмотрении пространственного развития ливня обычно считают, что на каждом уровне он имеет *центр симметрии*. Линия, соединяющая центры симметрии на разных уровнях, т. е. ось симметрии, называется в этом случае *осью ливня*. По предположению, ось ливня совпадает с направлением движения первичной частицы, вызвавшей ливень. Все пространственные характеристики ливня изучаются как функции расстояния от его оси.

Обозначим плотность частиц в ливне на расстоянии  $r$  от оси  $\rho(r/r_1)$ , и тогда

$$\rho(r/r_1) = A f(r/r_1) = A f(x); \quad x = r/r_1. \quad (12.30)$$

Здесь  $f(x)$  — нормированная функция пространственного распределения, не зависящая от числа частиц в ливне  $N$ . Константу  $A$  можно определить из условия

$$\int_0^{\infty} \rho(r/r_1) 2\pi r dr = A r_1^2 \int 2\pi f(x) x dx = N.$$

Полагая, что  $\int 2\pi f(x) x dx = 1$ , находим

$$A = N/r_1^2, \quad \rho(r/r_1) = (N/r_1^2) f(x). \quad (12.31)$$

На небольших расстояниях от оси расхождение частиц ливня определяется главным образом многократным рассеянием, а на больших следует учитывать однократное рассеяние. Кинетические

уравнения с учетом рассеяния были составлены Ландау. Первоначально задача пространственного распределения частиц в ливне была решена Мольер. Это решение достаточно обосновано лишь для частиц высоких энергий. В 1950 г. японские физики Нишимура и Камата опубликовали решение уравнений Ландау для полного числа частиц в ливне в приближении  $B$  для глубин, соответствующих  $s=0,6$ ;  $s=1,0$  и  $s=1,4$ , при  $E_0 \rightarrow \infty$ . Результаты расчетов Нишимуры и Каматы представлены на рис. 12.12. Грейзен

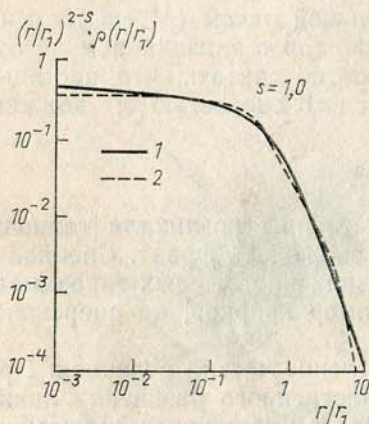


Рис. 12.12. Пространственное распределение электронов: 1 — по расчетам Нишимуры и Каматы; 2 — по аппроксимации Грейзена

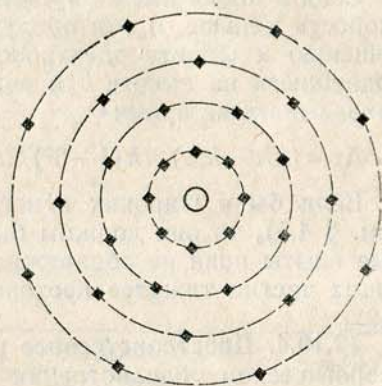


Рис. 12.13. Установка для изучения электронов в широком атмосферном ливне. Большое количество групп годоскопических счетчиков дает возможность определить плотность частиц во многих точках и найти положение оси ливня

предложил простую аппроксимацию решений Нишимуры и Каматы:

$$xf(x) = C(s) x^{s-1} (x+1)^{s-4,5} \quad (12.32)$$

или

$$\rho(r/r_1) = (N/r_1^2) C(s) x^{s-2} (x+1)^{s-4,5}, \quad (12.33)$$

где  $C(s)$  меняется от 0,16 при  $s=0,5$  до 0,4 при  $s \sim 1,5$ . Вблизи оси ливня, где  $x \ll 1$ ,  $\rho \sim x^{s-2}$  при  $s < 2$  и  $\rho = \text{const}$  при  $s > 2$ \*. Выражение (12.33) утрачивает смысл на больших расстояниях  $r \sim (3-4)r_1$  из-за влияния кратного и однократного рассеяния.

\* Такое же выражение было получено в 1944 г. И. Я. Померанчуком и А. Б. Миндалом приближенным методом. Более точные расчеты дают  $x^{s-2,15}$  вместо  $x^{s-2}$ .

При вычислении  $f(x)$  Нишимура и Камата определили  $s$  иначе, чем в (2.40): они учли зависимость  $s$  от  $r$ . Соотношение (2.40) с учетом (2.48) и (12.29) можно преобразовать к виду

$$-\lambda_1'(s)t = \ln(E_0/E) = \ln[(E_0/\epsilon)(\epsilon/E_s)(E_s/E)] = \ln(E_0/\epsilon) + \ln x. \quad (12.34)$$

Согласно (12.34)  $s$  возрастает с уменьшением  $r$ , т. е. для частиц высокой энергии (идущих близко к оси ливня) максимум числа частиц достигается раньше [см. (2.42)].

Поскольку фотоны не рассеиваются кулоновскими силами, то они сильнее сконцентрированы у оси, чем электроны. При  $r \ll 1$  пространственное распределение фотонов описывается функцией

$$\rho_\gamma(r) \approx r^{s-2} \ln(1/r) \text{ при } s < 2; \rho_\gamma(r) = \text{const} \text{ при } s > 2.$$

Поскольку при  $r \rightarrow 0$   $s$  возрастает, то наступит момент, когда  $s$  приблизится к двум и плотность электронов и фотонов почти не будет меняться с изменением расстояния. Эта область расстояний ( $\sim 1$  м) определяет ствол электронно-фотонного ливня.

В настоящее время ведутся расчеты для конечного значения  $E_0$ . В этом случае пространственное распределение оказывается более круглым по сравнению с тем что дают формулы (12.32) и (12.33).

## § 12.11. ЭКСПЕРИМЕНТЫ

**12.11.1. Спектр плотностей ливней.** Спектром плотностей широких атмосферных ливней  $F(\rho)$  называется частота появления ливней, у которых плотность частиц в данном месте лежит в интервале  $(\rho, \rho+d\rho)$ ; экспериментально эта величина определяется независимо от размеров ливня и положения его оси.

Обычно размеры детекторов невелики по сравнению с размерами ливней. В этом случае плотность частиц  $\rho(r)$  можно считать постоянной в пределах площади, занимаемой детектором. Полное число упавших на площадь детектора частиц равно  $\rho\sigma$ , где  $\sigma$  — площадь детектора. Если частицы независимы, то вероятность попадания на площадь детектора по крайней мере одной частицы равна  $[1 - \exp(-\rho\sigma)]$ . Часто система, отбирающая ливни, состоит из  $n$  детекторов, причем требуется их одновременное срабатывание. С учетом этого требования регистрируемое установкой полное число ливней

$$C_n(\sigma) = \int_0^\infty F(\rho) [1 - \exp(-\rho\sigma)]^n d\rho = \int_0^\infty f(\rho, \sigma, n) d\rho, \quad (12.35)$$

где  $F(\rho)$  — спектр плотностей ливней. Если  $\rho\sigma$  мало, то  $\exp(-\rho\sigma)$  близка к единице и подынтегральное выражение близко к нулю;

при больших  $\rho\sigma$  величина  $[1 - \exp(-\rho\sigma)]^n \rightarrow 1$ , в этом случае число срабатываний установки определяется спектром плотностей ливней  $F(\rho)$ . Таким образом, варьируя площадь детекторов  $\sigma$  и кратность совпадений, можно отбирать те или иные ливни. Этим методом спектр плотностей ливней был изучен в интервале  $\rho = (1-10^3) \text{ м}^{-2}$ . Было найдено, что в указанном интервале

$$F(\rho) \sim \rho^{-\kappa}, \text{ где } \kappa \approx 1,5. \quad (12.36)$$

Если спектр плотностей имеет вид (12.36), то  $C_n(\sigma) \sim \sigma^\kappa$ .

**12.11.2. Спектр ливней по числу частиц.** Важной экспериментальной характеристикой широких атмосферных ливней является спектр ливней по числу частиц  $k(N)dN$ , т. е. число ливней, содержащих полное число частиц в интервале  $(N, N+dN)$ , с осями, пересекающими элемент площади за единицу времени в единице телесного угла. Спектр по числу частиц в первом приближении имеет простую зависимость от спектра плотностей  $F(\rho)$ . Допустим, что интегральный спектр ливней по числу частиц описывается степенной функцией

$$K(>N) = \int_N^\infty k(N) dN = K_0 N^{-\kappa_1}, \quad (12.37)$$

где  $\kappa_1$  — некоторая постоянная величина. Чтобы перейти к спектру плотностей  $F(\rho)$ , надо просуммировать все ливни, плотность частиц в которых в данной точке равна  $\rho$ . Учитывая, что  $N = r_1^2 \rho / f(x)$  [см. (12.31)], получаем

$$F(\rho) = F_0 \rho^{-\kappa} = \int_0^\infty 2\pi r dr K_0 N^{-\kappa_1} = 2\pi r_1^{-2(\kappa_1-1)} \rho^{-\kappa_1} K_0 \int_0^\infty (f(x))^\kappa x dx$$

или  $F(\rho) \sim \rho^{-\kappa_1}$ . Таким образом, если  $\kappa = \text{const}$ , то  $\kappa_1 = \kappa$  и спектр плотностей ливней по форме одинаков со спектром по числу частиц.

Спектр ливней  $k(N)$  определяется спектром первичных частиц. Недостаток данного метода состоит в том, что число ливней с данным  $\rho$  определяется ливнями с самыми различными  $N$  и поэтому он пригоден лишь при  $f(x)$  и  $\kappa$ , не зависящих от  $N$ .

**12.11.3. Экспериментальные установки.** Для изучения плотности частиц на различных расстояниях от оси  $\rho(r/r_1)$  необходимо использовать установки, позволяющие определить положение оси ливня. Поэтому экспериментальное устройство должно включать в себя развитую систему детекторов числа частиц и управляющую систему, отбирающую ливни в нужном интервале плотностей [см. формулу (12.35)].

Примером такой установки может служить устройство, изображенное на рис. 12.13, которое состоит из большого числа групп годоскопических или сцинтилляционных счетчиков размером до 1 м. Управляющие группы детекторов могут включаться попарно в схему совпадений. Если управляющие детекторы разнести на значительное расстояние, то такая система будет отбирать очень большие ливни. В качестве детекторов, управляющих установками для регистрации ливней, можно использовать счетчики Гейгера, черенковские счетчики, сцинтилляторы.

Одним из основных элементов установок для изучения широких атмосферных ливней являются сцинтилляционные детекторы электронов. Детекторы располагают так, чтобы можно было определять положение оси ливня, т. е. ту область данного ливня, где плотность числа частиц максимальна. Нахождение оси ливня — сложная задача, так как число частиц в детекторах сильно флюктуирует. Обычно ось находят с помощью моделирующих устройств или путем расчетов на электронно-вычислительных машинах. Система измерения времени прихода фронта ливня в разные счетчики обеспечивает определение угла наклона оси ливня.

**12.11.4. Плотность числа частиц в зависимости от  $r$ .** Определив положение оси ливня, можно найти  $\rho(r)$ . Сравнение экспериментальных данных с теоретической функцией  $\rho(r)$ , полученной в расчетах Нишимуры и Каматы, показывает, что в широком интервале значений полного числа частиц  $N$  (до  $N \approx 5 \cdot 10^6$ ) экспериментальное пространственное распределение  $\rho(r)$  совпадает с расчетным, если считать  $s \approx 1,2$  на уровне моря и  $s = 1,1$  на горах. Однако слабая зависимость  $s$  от высоты противоречит представлениям каскадной теории.

На расстояниях  $r < 3$  м пространственное распределение сильно флюктуирует от случая к случаю, а на больших расстояниях флюктуации малы. Кроме того, изредка наблюдается несколько максимумов в распределении плотности числа частиц на малых расстояниях от оси.

Среднее распределение на малых расстояниях от оси, которое изучают с помощью камер Вильсона и счетчиков, выражается степенным законом  $\rho(r) \sim r^{-n}$ , где  $n = 0,6$  для  $0,05 < r < 0,3$  м. Сравненная с (12.33), находим, что  $s = 1,4$ .

**12.11.5. Полное число частиц в ливне.** Зная функцию пространственного распределения в ливне и определив число частиц в каждом ливне по формуле (12.37), нетрудно построить спектр ливней по числу частиц  $k = k(N)$ . Дифференциальный спектр  $k(N)$  изучался разными методами многими авторами как высоко в горах, так и на уровне моря. Неожиданный результат дали эксперименты, поставленные под руководством С. Н. Вернова и Г. Б. Христиансена в МГУ. Оказалось, что на уровне моря при числе частиц  $N \approx 10^6$  показатель степенного спектра  $\kappa_1$  меняется

от 1,5 до 2,0\*. Этот результат был подтвержден в США и в Советском Союзе при измерениях на горах (рис. 12.14).

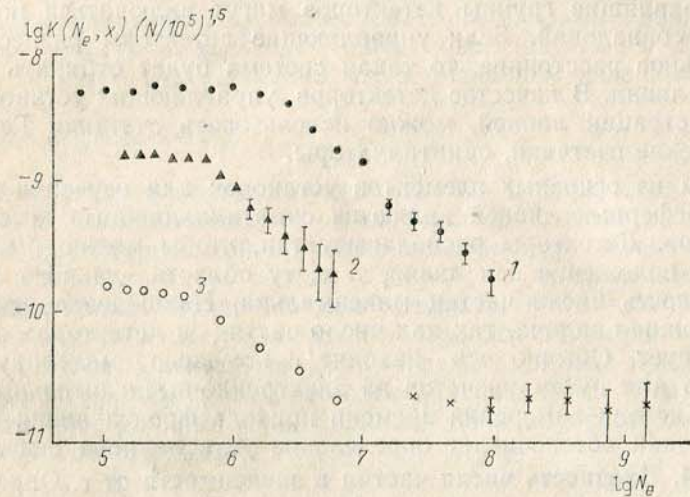


Рис. 12.14. Спектры ливней по числу частиц  $N$  на различных глубинах в атмосфере, 1 —  $x=500$  г/см<sup>2</sup>; 2 —  $x=700$  г/см<sup>2</sup>; 3 — уровень моря;  $k(N, x)$  в см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup> ср<sup>-1</sup>

Число ливней с полным числом частиц больше  $N$  на уровне моря можно подсчитать по следующим формулам:

$$K(>N_e) = 2,0 \cdot 10^{-10} (N_e/10^5)^{-1,5 \pm 0,07} (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср})^{-1}, \quad (12.38)$$

$$K(>N_e) = 5,0 \cdot 10^{-12} (N_e/10^6)^{-2,0 \pm 0,07} (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср})^{-1}$$

( $10^6 < N_e < 10^7$ ).

Нерегулярный ход спектра ливней по числу частиц позволил Г. Б. Христиансену сделать вывод об изменении показателя степени спектра первичных космических лучей (см. § 12.12).

**12.11.6. Изменение числа ливней с глубиной.** Зависимость числа ливней с данным числом частиц от глубины в нижней части атмосферы описывается экспонентой. Этот закон можно установить при измерениях на одном уровне, если регистрировать ливни, приходящие под различными углами. Пусть число ливней по вертикали равно  $k_0$  на глубине  $x_0$ . Тогда для  $x = x_0/\cos \theta$  имеем

$$k(N, x) = k_0 \exp[-(x-x_0)/\Lambda].$$

\* По некоторым данным, при  $N > 3 \cdot 10^7$  спектр вновь становится более пологим.

Здесь  $\Lambda$  — пробег поглощения ливней с данным числом частиц. Эксперимент показывает, что в широком интервале  $N$  пробег  $\Lambda \approx 140$  г/см<sup>2</sup>.

Поглощение ливней тесно связано с поглощением числа частиц в отдельном ливне. Действительно, пусть  $K(>N) \sim N^{-\kappa}$ , а  $N$  изменяется по закону  $N \sim \exp(-x/\lambda_0)$ . Тогда

$$\ln N = -x/\lambda_0; \quad -\partial \ln N / \partial x = 1/\lambda_0.$$

Кроме того, изменение с глубиной числа ливней с данным  $N$  равно

$$-\partial \ln K(>N) / \partial x = \kappa \partial \ln N / \partial x = -\kappa/\lambda_0 = 1/\Lambda.$$

Следовательно,

$$\lambda_0 = -\Lambda \kappa. \quad (12.39)$$

Поскольку показатель  $\kappa = -1,5$ , то  $\lambda_0 = 200$  г/см<sup>2</sup>.

Электроны в широком атмосферном ливне поглощаются значительно медленнее, чем в электрон-фотонном каскаде. Таким образом, вместе с независимостью  $s$  от глубины в атмосфере этот факт свидетельствует о сильном различии широкого атмосферного ливня и электромагнитного каскада.

**12.11.7. «Подпитка» электронной лавины.** Медленное поглощение электронов в широком атмосферном ливне означает, что электрон-фотонный каскад черпает энергию для своего поддержания из какого-то источника. Источником такой подпитки могут служить ядерно-активные частицы, которые, проникая в глубь атмосферы и взаимодействуя с ядрами, передают энергию электрон-фотонной компоненте через  $\pi^0$ -мезоны. Легко убедиться, что подпитка приводит к увеличению пробега поглощения электронов [2]. Рассмотрим изменение энергии электрон-фотонной компоненты  $E_{эф}$ :

$$dE_{эф} = -\epsilon N dt + \alpha E_{яд.ак} dt / \lambda,$$

где  $\alpha$  — доля энергии, передаваемая фотонам при взаимодействии адронов (см. п. 5.2.5);  $E_{яд.ак}$  — энергия ядерно-активных частиц;  $\lambda$  — пробег взаимодействия. Введем среднюю энергию электронов  $\langle E \rangle = E_{эф}/N$ . Тогда коэффициент поглощения электронов

$$-\mu_e = d \ln N / dt = -\mu_{0e} + (\alpha t_0 / \lambda) (E_{яд.ак} / E_{эф}), \quad (12.40)$$

где  $\mu_{0e}$  — коэффициент поглощения при отсутствии подпитки.

Таким образом, для вычисления влияния подпитки на коэффициент поглощения электронов нужно знать  $E_{яд.ак}$ ,  $E_{эф}$ ,  $\alpha$  и  $\lambda$ . Две последние величины были рассмотрены в гл. 5, а  $E_{яд.ак}$  и  $E_{эф}$  можно найти из эксперимента.

**12.11.8. Энергия электронов и фотонов.** Для измерения потока энергии электрон-фотонной компоненты необходимы специальные

детекторы, которые помещают в различных точках комплексной установки. Эти детекторы работают совместно с детекторами числа частиц, выделяющими широкий атмосферный ливень. Для определения потока энергии используют толчковые установки (см. § 3.13). Зная  $E(r)$ , можно найти плотность потока энергии  $\rho_E(r) = E/\sigma$ , где  $\sigma$  — площадь детектора.

Каскадная теория позволяет предсказать поведение функции  $\rho_E(r)$ . Учитывая (3.48), имеем  $\rho_E(r) \sim E\rho(r) \sim \rho(r)E_s/r$ . Иными словами, плотность энергии должна убывать в  $r$  раз быстрее, чем плотность числа частиц  $\rho(r)$ . Поэтому на малых расстояниях от оси  $\rho_E(r) \sim r^{s-3} \sim r^{-1,6}$ . На больших расстояниях зависимость круче. Из эксперимента найдено, что показатель степени в пространственном распределении плотности энергии меняется от 1,2 до 2,6 в интервале от  $r \sim 0,1$  м до  $r > 100$  м. Такое среднее распределение плотности энергии, как показывает эксперимент, мало зависит от числа частиц в ливне. Но это распределение в каждом отдельном случае подвержено сильным флуктуациям. На расстояниях  $r < 1,5$  м эти флуктуации особенно резки и  $n$  может колебаться в пределах от 1 до 2,5.

На основании данных о распределении плотности энергии и числа частиц можно вычислить среднюю энергию электронов и фотонов в ливне на различных расстояниях от оси:

$$\langle E(r) \rangle = \rho_E(r) / \rho(r).$$

Измерения показывают, что электроны наибольшей энергии идут вблизи оси ливня, где  $\langle E \rangle \sim 5$  ГэВ. При  $r > 100$  м  $\langle E \rangle$  падает до  $\sim 0,10$  ГэВ. Полная энергия электрон-фотонной компоненты на данном уровне  $E_{эф} = \int_0^\infty \rho_E(r) 2\pi r dr$  и в глубине атмосферы

$$E_{эф} = 0,2N_e \text{ ГэВ.} \quad (12.41)$$

**12.11.9. Ядерно-активная компонента.** Ядерно-активные частицы высокой энергии ( $E \geq 10^3$  ГэВ) сосредоточены в стволе ливня на расстояниях около 1—2 м от оси.

Для определения энергетических и других характеристик адронов в ливнях пришлось использовать различные методы, включая камеру Вильсона при энергии  $E \sim 1$  ГэВ, толчковые установки и ионизационные калориметры при энергиях до 10 ТэВ.

В отличие от спектра одиночных адронов в атмосфере, спектр в ливнях нельзя описать степенной функцией с одним показателем. В области энергий  $10^2$ — $10^3$  ГэВ показатель  $\gamma \approx 1$ . При больших энергиях результаты пока противоречивы, и некоторые исследователи считают, что  $\gamma$  возрастает.

Полная энергия ядерно-активных частиц в ливнях с  $N_e \sim 10^5 \div 10^6$  на уровне моря равна

$$E_{яд.ак} = 0,15N_e \text{ ГэВ} \quad (12.41a)$$

и сравнима с энергией электронов и фотонов.

**12.11.10. Продольное развитие ливня.** Теперь мы имеем возможность оценить влияние подпитки на пробег поглощения электронов. Для этого в формулу (12.40) подставим величину отношения  $E_{яд.ак}/E_{эф} \sim 1$ ,  $\langle E \rangle = 0,2$  ГэВ [см. (12.41)], значения ядерных параметров для пионов  $\alpha \sim 0,3$  и  $\lambda_\pi = 100$  г/см<sup>2</sup>, а критическую энергию  $\epsilon$  возьмем из табл. ПЗ. В результате найдем, что  $\mu = 0,34$ ; это соответствует  $\lambda_0 = 120$  г/см<sup>2</sup>, тогда как пробег поглощения электрон-фотонной компоненты равен 88 г/см<sup>2</sup> ( $\mu_{0e} = 0,42$ ). Полученное значение  $\lambda_0$  меньше экспериментального, что обусловлено пренебрежением флуктуациями и другими особенностями развития ливня.

В § 12.4 отмечалось, что пробег поглощения нуклонов высокой энергии равен 110 г/см<sup>2</sup>, а изменение числа ливней определяется пробегом  $\Lambda = 140$  г/см<sup>2</sup>. Оба пробега должны быть равны, если поведение ливня определяется свойствами одних нуклонов. Различие можно объяснить существенной ролью пионов в составе адронной компоненты. При погружении в атмосферу вероятность распада пионов уменьшается. Они начинают чаще взаимодействовать с ядрами и все большую энергию передают в электрон-фотонную компоненту. Это приводит к замедлению поглощения числа ливней с данным числом частиц  $N$ . Следует также вспомнить, что пробег поглощения пионов заметно больше пробега поглощения нуклонов ( $L_\pi \sim 150$  г/см<sup>2</sup>, см. § 12.5).

Таким образом, можно считать, что широкий атмосферный ливень все время обновляется, черпая энергию из ядерной компоненты высокой энергии в стволе ливня, и в глубине атмосферы электрон-фотонная компонента находится в равновесии с ядерно-активными частицами высокой энергии.

Существование лидирующих частиц в адрон-ядерных взаимодействиях (см. гл. 5) и разброс точек первого взаимодействия нуклонов ведут к появлению значительных флуктуаций в развитии ливня. Почти равномерное распределение коэффициентов неупругости  $K$  приводит к заметной вероятности того, что частица в нескольких последовательных столкновениях теряет малую часть своей энергии, и начало ливня, для возникновения которого необходима большая передача энергии в электрон-фотонную компоненту, запаздывает.

**12.11.11. Мюонная компонента ливней.** Жесткую компоненту широких атмосферных ливней изучают с помощью счетчиков, экранированных свинцовыми фильтрами до 20 см толщиной, и магнитных спектрометров, или на установках, состоящих из систем синтилляторов, искровых камер и др., под землей. Экранированные счетчики регистрируют мюоны с энергией выше 300 МэВ. В подземных экспериментах применяются безазорные

магниты, в которых отклонение частицы происходит в намагниченном железе. Такой метод позволил продвинуться по спектру мюонов до энергии 500 ГэВ и измерить соотношение числа мюонов разных зарядов. Магнитный спектрометр в подземной лаборатории МГУ (рис. 12.15) работает в составе комплексной установки по изучению широких атмосферных ливней.

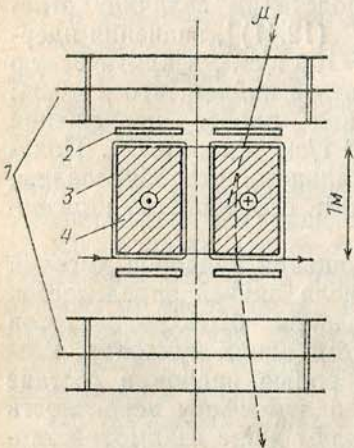


Рис. 12.15. Подземный магнитный спектрометр МГУ. 1 — искировые камеры, 2 — сцинтилляционные счетчики, 3 — обмотка электромагнита, 4 — намагниченное железо;  $\mu$  — траек мюона

Наблюдается отчетливая корреляция числа мюонов и числа электронов в ливнях (рис. 12.15). Обычно зависимость  $N_\mu$  от  $N_e$  выражают в виде степенной функции  $N_\mu \sim N_e^p$ . При фиксированном  $N_e$  для  $10^5 < N_e < 10^7$  среднее число мюонов

$$\langle N_\mu \rangle \approx 3,25 \cdot 10^3 (N_e/10^5)^{0,78}. \quad (12.42)$$

Исследование флуктуаций числа мюонов в ливнях с фиксированным числом частиц дало следующее значение среднего квадратического отклонения числа мюонов в каждом ливне от среднего:

$$\sqrt{D}/\langle N_\mu \rangle \approx 0,5.$$

Полная энергия мюонов на уровне моря, определяемая по спектру до  $E_\mu \approx 500$  ГэВ, значительно больше суммарной энергии ядерной и электрон-фотонной компонент:

$$E_\mu \approx 8,7 N_e^{0,8} \text{ ГэВ}. \quad (12.43)$$

Рост числа мюонов по сравнению с числом электронов (12.42) замедлен из-за уменьшения вероятности распада пионов, а также

В комплексных установках можно непосредственно изучать плотность числа мюонов в функции расстояния от оси ливня. В экспериментах, поставленных на таких установках, было показано, что доля мюонов в потоке частиц возрастает от центра ливня к периферии от нескольких процентов до 25–30% на расстоянии около 1 км. Усредненное по многим измерениям пространственное распределение мюонов для  $E_\mu > 10$  ГэВ имеет вид ( $r$  измерено в метрах)

$$\rho_\mu = N_\mu \cdot 2,5 \cdot 10^{-4} r^{-0,5} \exp \times (-r/80) \text{ м}^{-2}.$$

Из-за возрастания суммарной доли энергии, передаваемой  $\pi^0$ -мезонам (вследствие увеличения вероятности взаимодействия заряженных пионов), с ростом энергии ливня.

## § 12.12. РЕГИСТРАЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ И ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГИИ ПЕРВИЧНЫХ ЧАСТИЦ

**12.12.1. Излучение Вавилова—Черенкова.** Английские физики Галбрайт и Джелли в 1953 г. впервые наблюдали световые вспышки от широких атмосферных ливней в ночном небе Харуэлла. Независимо в том же году исследования черенковского свечения ливней были начаты группой под руководством А. Е. Чудакова в холодной высокогорной пустыне Восточного Памира. Постоянно безоблачное небо, отсутствие промышленных помех и прозрачная атмосфера позволили получить надежные результаты. В дальнейшем детекторами черенковского излучения были снабжены многие установки для изучения широких атмосферных ливней (рис. 12.16).

Возможность появления вспышек в световом и радиодиапазонах при прохождении ультрарелятивистских частиц через атмосферу прямо следует из теории излучения Вавилова—Черенкова (см. § 3.4). Действительно, коэффициент преломления воздуха при атмосферном давлении  $n=1,00029$ , и при скорости частиц  $v > c/n$  должно возникать свечение. Из формул (3.20)–(3.21) следует, что при этих условиях угол излучения будет мал ( $\theta_{\text{макс}}=1,3^\circ$ ), а пороговая энергия велика ( $E=21$  МэВ для электронов; 4,3 ГэВ для мюонов; 6 ГэВ для пионов и т. д.). С увеличением высоты  $h$  коэффициент преломления уменьшается из-за изменения плотности воздуха:

$$(n-1) = \eta = 2,9 \cdot 10^{-4} \exp(-h/7,1), \quad (12.44)$$

здесь  $h$  измерено в километрах [ср. с формулой (12.1)]. Соответственно уменьшается угол излучения и растет пороговая энергия. Учитывая, что угол  $\theta$  мал и что  $\eta \ll 1$ , из (3.20) получаем

$$\theta_{\text{макс}} \approx \sqrt{2\eta}.$$

Используя формулу (3.21) и переходя от энергии излучения к числу фотонов, находим (для интервала длин волн  $\lambda_1$ – $\lambda_2$ )

$$dN/dl = 2\pi\alpha (1/\lambda_2 - 1/\lambda_1) \sin^2 \theta. \quad (12.45)$$

В интервале чувствительности фотоумножителей (350–700 мкм) при  $\sin \theta \sim \theta$  число излучаемых на 1 см пути фотонов

$$dN/dl = 780\eta \text{ см}^{-1} = 0,226 \exp(-h/7,1). \quad (12.46)$$

На высоте 20 км образуется всего 0,1 фотон/см. Полная интенсив-



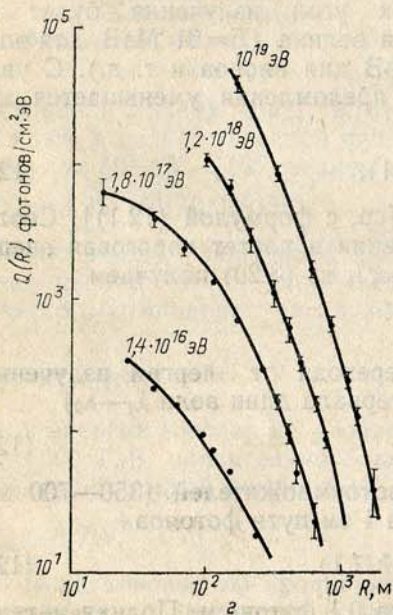
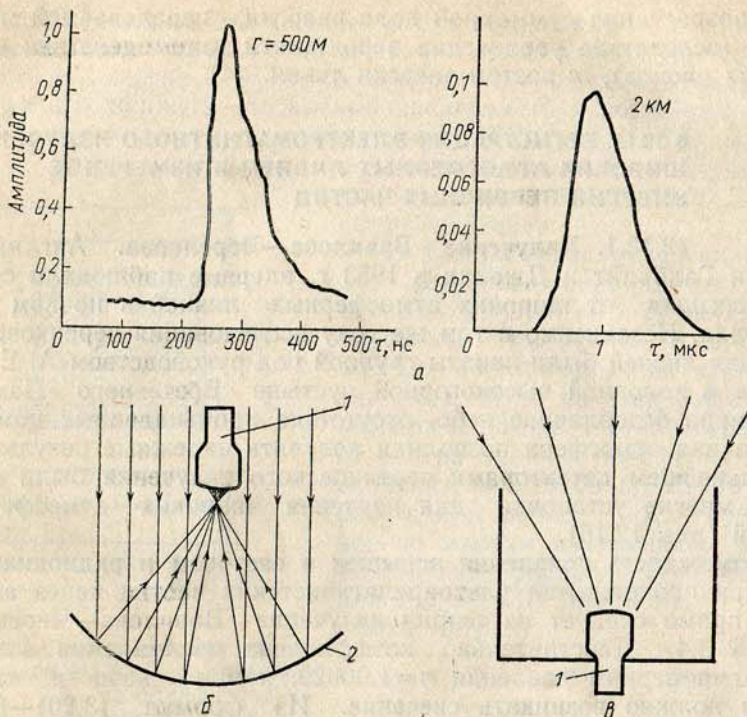


Рис. 12.16. Регистрация черенковского свечения. а — форма черенковского импульса на расстоянии  $r \sim 500$  м от оси ливня с числом частиц  $N = 10^8$  и  $r \sim 2$  км (обратите внимание на различие масштабов по оси абсцисс и ординат), б — узконаправленный детектор черенковского излучения, в — светосильный детектор, 1 — фотомножитель; 2 — зеркало; г — пространственное распределение излучения Вавилова—Черенкова для разных энергий

ность фотонов от всех частиц в атмосфере составляет примерно  $1,6 \cdot 10^3$  (см<sup>2</sup>·с·ср)<sup>-1</sup>, что в  $10^4$  раз меньше интенсивности свечения ночного неба.

В широких атмосферных ливнях образуется огромное число частиц, и кратковременная вспышка света от этих частиц может превосходить флуктуации свечения ночного неба. Продолжительность вспышки очень коротка. В первый момент регистрирующего прибора достигает свет, возникший недалеко от установки. Можно считать, что этот момент совпадает по времени с моментом прихода частиц. Окончание вспышки определяется временем прохождения света из верхних слоев атмосферы со скоростью  $v = c/n(h)$ . Поэтому длительность вспышки определяется разностью времени прихода частиц и света с больших высот:

$$\tau = \int_0^{h_m} dh n(h)/c - h_m/v.$$

Проводя вычисление с учетом (12.46), подставляя численное значение  $h_m \sim 15$  км и считая  $v \approx c$ , получаем  $\tau = 6 \cdot 10^{-9}$  с. Эта формула справедлива для слаборассеивающихся частиц вблизи оси ливня. На больших расстояниях от оси задача усложняется, поскольку нужно учитывать рассеяние частиц и их реальные траектории. На рис. 12.16 приведена форма импульса вспышки излучения на расстоянии 500 м от оси ливня, зарегистрированного на установке в Якутске.

Г. Б. Христиансен и Ю. А. Фомин установили, что форма и длительность черенковских вспышек на больших расстояниях от оси широкого атмосферного ливня ( $\geq 300$  м) связана с формой каскадной кривой и положением максимума ливня. На этой основе ими был разработан метод изучения продольного развития отдельных ливней.

Пространственное распределение светового потока от широких атмосферных ливней значительно более широкое, чем распределение электронов или мюонов (рис. 12.16, г). На установке в Якутске черенковские импульсы были зарегистрированы на расстоянии 1 км от оси. Проинтегрировав это распределение, можно получить полное число фотонов световой вспышки  $Q$ , регистрируемое в глубине атмосферы.

**12.12.2. Определение энергии первичной частицы.** Используя calorиметрическую формулу (3.47), запишем

$$Q = \int_0^{x_0} \frac{dN(t)}{dt} N_e(t) dt \alpha(t), \quad (12.47)$$

где  $\alpha(t)$  — доля частиц с энергией выше пороговой в ливне на глубине  $t$ . Учитывая (12.1), (12.2) и (12.47), нетрудно понять, что

$$dN/dt = (dN/dl) (dl/dt) = (dN/dl)t_0 \approx \text{const},$$

здесь  $t_0$  — длина  $t$ -единицы. Предполагая также, что спектр электронов равновесный, т. е.  $N_e(E) \sim E^{-1}$ , можно оценить  $a(t)$  (исходя из значений пороговой энергии на разных высотах) и вычислить эффективное значение, усредненное по всем высотам ( $\bar{a}$ ) = 0,4. Окончательно находим

$$Q = 2,5 \cdot 10^3 \int_0^{x_0} N_e(t) dt. \quad (12.48)$$

Заметим, что, согласно формуле (5.15), энергия первичной частицы, выделившаяся в слое  $x_0$ , равна

$$E = \varepsilon \int_0^{x_0} N_e(t) dt.$$

Тогда

$$Q = 2,5 \cdot 10^3 E/\varepsilon = 3,08 \cdot 10^4 E \text{ ГэВ},$$

или

$$E = 3,25 \cdot 10^{-5} Q \text{ ГэВ}. \quad (12.49)$$

Итак, измеряя поток фотонов черенковской вспышки на заданной глубине, можно определить энергию, выделившуюся в широком атмосферном ливне выше уровня наблюдения, и энергию первичной частицы.

**Пример.** В эксперименте на Памире в ливне с числом частиц  $1,4 \cdot 10^6$  наблюдалось  $1,2 \cdot 10^5$  фотонов на одну частицу. Отсюда  $E \approx 5,5 \cdot 10^6$  ГэВ. Добавляя к этой величине энергию электронов, ядерно-активных частиц и мюонов, измеренную (методами, изложенными в § 12.10) на Памире в ливнях с соответствующим числом частиц [ $E(x_0) \approx N$  (ГэВ)], находим энергию первичной частицы

$$E_0 = E + E(x_0) = 6,9 \cdot 10^6 \text{ ГэВ}. \quad (12.50)$$

В работе А. Е. Чудакова и сотрудников были исследованы ливни с числом частиц в интервале от  $2 \cdot 10^4$  до  $1,3 \cdot 10^7$ . Для таких ливней была установлена связь между энергией первичной частицы  $E_0$  и числом частиц на уровне Памира:  $E_0 \sim N^{0,80 \pm 0,05}$ . Следовательно, используя (12.50),

$$E_0 = 6,9 \cdot 10^6 (N/1,4 \cdot 10^6)^{0,80} \text{ ГэВ} = 80,7 \cdot N^{0,8} \text{ ГэВ}. \quad (12.51)$$

С помощью (12.51) можно определить форму спектра первичных частиц из спектра ливней по числу частиц. На высоте гор изменение наклона спектра ливней по числу частиц происходит при  $N_e \sim 8 \cdot 10^5$ . Согласно (12.51) это соответствует энергии  $E \sim 4 \cdot 10^6$  ГэВ.

Спектр первичных частиц имеет вид  $F(>E_0) = (N^{-x})^{1/0,8}$ . При  $E_0 < 4 \cdot 10^6$  ГэВ  $\gamma = x/0,8 = 1,85$ , а при  $E_0 > 4 \cdot 10^6$  ГэВ  $\gamma = 2,3$  (см. гл. 7).

**12.12.3. Радиоизлучение.** Энергия радиоизлучения еще меньше, чем энергия излучения Вавилова—Черенкова в видимой области. Значительные радиопомехи препятствуют регистрации сигналов от широких атмосферных ливней при частотах меньше нескольких десятков мегагерц. Поэтому приемники радиоизлучения, работающие в установках по исследованию широких атмосферных ливней, настроены на частоты порядка десятков мегагерц.

Радиоизлучение Вавилова—Черенкова от широкого атмосферного ливня должно быть малым, так как электроны и позитроны вызывают поляризацию среды противоположного знака. По этой причине поле оказывается скомпенсированным, если расстояние между частицами меньше длины волны излучения  $\lambda$ . Но в ливне существует избыток отрицательных частиц из-за аннигиляции позитронов и образования  $\delta$ -электронов. В результате этого может возникнуть излучение, пропорциональное отрицательному избытку заряда ( $\leq 20\%$  от  $N_e$ ). Доказано, что на частотах 30—60 МГц все облако избыточного заряда излучает когерентно.

Другой механизм радиоизлучения связан с поляризацией ливня из-за отклонения электронов и позитронов в магнитном поле Земли в противоположные стороны. В этом случае образуется электрический диполь, который при движении в магнитном поле Земли образует черенковское радиоизлучение.

В экспериментах обнаружена северо-южная асимметрия радиоизлучения, что свидетельствует в пользу заметного вклада геомагнитного механизма радиосигналов ливней (до 90%).

В настоящее время в некоторых лабораториях мира уже работают системы по исследованию радиоимпульсов от ливней. Радиоизлучение регистрируется на расстояниях более 1 км от ливня, и это позволяет надеяться, что с помощью радиоизлучения можно регистрировать ливни от частиц предельно высоких энергий.

**12.12.4. Ионизационное свечение.** В университете Ута в США построен детектор широких атмосферных ливней, основанный на регистрации ионизационного свечения атомов азота, возбуждаемого частицами ливня. Ионизационное свечение имеет изотропное угловое распределение в отличие от направленного черенковского и позволяет изучать наклонные ливни.

Установка включает 67 зеркал диаметром около 1,5 м и 880 фотоумножителей, расположенных в фокальной плоскости зеркал. Каждый фотоумножитель смотрит в определенный участок небесной сферы (телесный угол одного фотоумножителя  $6,57 \cdot 10^{-3}$  ср), так что в сумме просматривается вся верхняя полусфера. Это позволяет регистрировать всю траекторию ливня в атмосфере, измерять интенсивность свечения каждого участка.

Таким образом, непосредственно изучается продольное развитие ливня, определяется положение максимума и измеряется энергия. Структура установки напоминает фасеточный глаз насекомых и получила название «мушиный глаз».

### § 12.13. МОДЕЛЬНОЕ ОПИСАНИЕ ЛИВНЯ

Свойства широкого атмосферного ливня в целом и его различных компонент определяются двумя главными факторами: химическим составом первичного космического излучения и моделью взаимодействия адронов при сверхвысоких энергиях (выше  $10^6$  ГэВ). Эти факторы при  $E \geq 10^6$  ГэВ неизвестны, и разделить их влияние на свойства ливня трудно. Обычно для оценок характеристик взаимодействия используют крайние предположения о составе первичного излучения (например, предполагают чисто протонный или чисто ядерный состав) или принимают состав, установленный в области меньших энергий (гл. 7). Для извлечения информации о первичном акте взаимодействия, химическом составе космических лучей или процессах развития самого ливня необходимо сопоставить результаты расчета различных характеристик ливня на основе определенных моделей с экспериментальными данными.

Расчет ведется, исходя из представления о ядерно-каскадной природе широкого атмосферного ливня. В связи с этим для расчета средних характеристик ливня можно использовать уравнения (12.5), (12.15) и (12.24). Отличие будет состоять лишь в том, что спектр нуклонов на границе атмосферы нужно принять в виде  $\delta$ -функции  $N(E_0, 0) = \delta(E - E_0)$ , так как весь ливень создается одной первичной частицей с энергией  $E_0$ . Однако средние характеристики не обладают достаточной чувствительностью к моделям элементарного акта, если оставаться в рамках разумных предположений, основанных на сравнительно медленных изменениях характеристик элементарного акта с энергией. Было испытано большое число моделей: модель Фейрболов, модель Ландау и др. Значительная часть расчетов выполнена по так называемой СКП-модели (модель Коккони, Кестера, Перкинса), в которой предполагается изменяющееся с первичной энергией  $E'$  спектральное распределение пионов:  $n(E', E) \sim \exp(E/\langle E \rangle)$ , где  $\langle E \rangle = E'/n_\pi$ .

В настоящее время расчеты развития широких атмосферных ливней ведутся на основе экстраполяции данных, получаемых на ускорителях, а также на базе моделей, учитывающих эти данные. В некоторых работах использовались скейлинговые модели, предполагающие неизменность характеристик адронных взаимодействий в области выше нескольких ТэВ. Эксперименты на ускорителе показали, что существуют значительные изменения свойств взаимодействий в интервале энергий от  $10^3$  до  $10^5$  ГэВ, особенно в центральной области взаимодействия (см. гл. 5). Поэтому

расчеты характеристик широкого атмосферного ливня, основанные на предположении существования скейлинга, не могут считаться убедительными. В настоящее время существует более подходящая база для анализа процессов при сверхвысоких энергиях. В п. 5.3.6 отмечено, что модель кварк-глюонных струн (КГС) дает правильную энергетическую зависимость существенных параметров элементарного акта до энергий  $10^5$  ГэВ. Поэтому ее можно экстраполировать в область и более высоких энергий, например до  $10^6$  ГэВ, для расчета характеристик широкого атмосферного ливня.

Как показано Н. Н. Калмыковым, модель кварк-глюонных струн хорошо описывает широкие атмосферные ливни.

При расчете ливней от ядер обычно считают, что ядро с атомной массой  $A$  взаимодействует как  $A$  независимых нуклонов с энергией  $E/A$  (см. п. 5.6.1). Это должно привести, в частности, к уменьшению флуктуаций в таких ливнях в результате более короткого пробега взаимодействия ядер и усреднения характеристик при образовании ливня сразу от  $A$  нуклонов.

Предполагается, что дисперсия  $D$  числа мюонов в ливнях (12.42) при взаимодействии ядер должна уменьшиться в  $A$  раз. Прямым экспериментом это предположение пока не проверено. Экспериментально измеренные значения отношений  $\sqrt{D}/\langle N_\mu \rangle$  в ливнях с числом частиц  $10^5$ — $10^8$  велики. Это интерпретируется как постоянство химического состава первичного излучения в области энергий от 100 до  $10^6$  ГэВ.

Важной характеристикой широкого атмосферного ливня является его продольное развитие и, в частности, положение максимума числа частиц ( $X_m$ ). Положение максимума зависит как от характеристик элементарного акта, так и от ядерного состава космического излучения. Наиболее надежный способ экспериментального определения положения максимума является изучение формы черенковского импульса на больших расстояниях от оси ливня.

Недавние результаты, полученные этим методом на Самаркандской установке, в Якутске и на установке «мушиный глаз» в США, представлены на рис. 12.17. Полученную зависимость можно аппроксимировать выражением

$$X_m = 500 + 75 \lg(E/10^6), \quad (E \text{ в ГэВ}).$$

Распределение положений максимума числа частиц в отдельных ливнях показано на рис. 12.17, б для ливней с энергией  $1,6 \cdot 10^7$  ГэВ. Такое распределение описывается моделью кварк-глюонных струн, если принять сечение взаимодействия нуклонов с ядрами атомов атмосферы  $\sigma_{in} = 430 \pm 77$  мб. Это значительно больше, чем при энергиях менее 1 ТэВ (см. гл. 5).

При интерпретации результатов, получаемых при исследовании широких атмосферных ливней, мы вступаем в трудную и

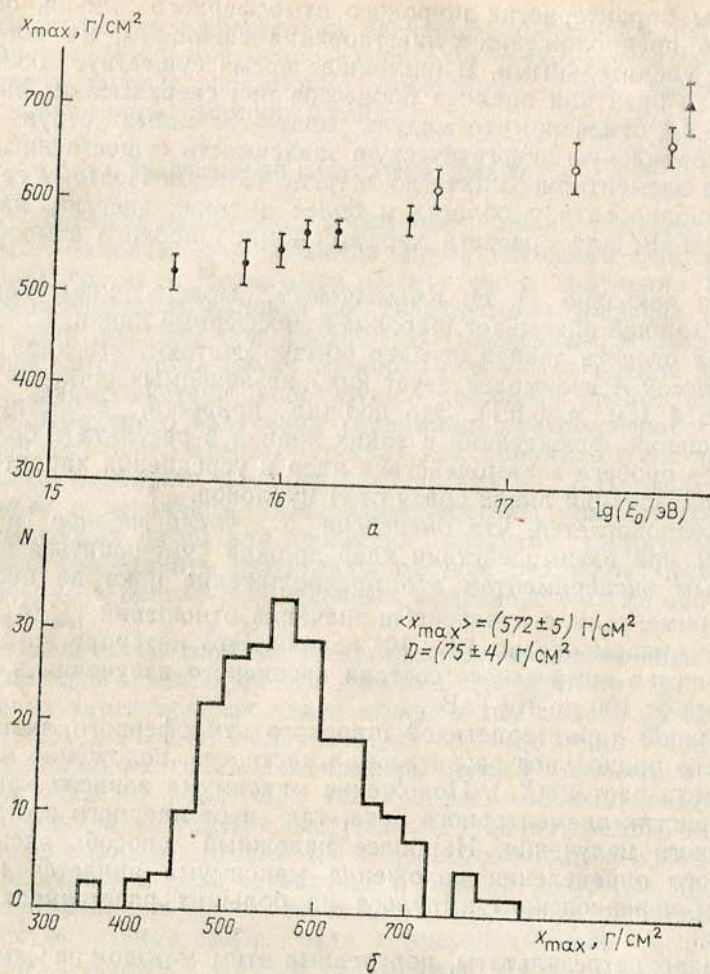


Рис. 12.17. Зависимость положения максимума ливня от энергии первичной частицы (результаты разных лабораторий) (а), и флуктуации положения максимума при  $E_0 = 1,6 \cdot 10^{16}$  эВ (б)

неизученную область. Особенно важны для физики космических лучей проблема реликтового обрезания первичного спектра, до настоящего времени не решенная; вопрос о химическом составе первичного излучения в области сверхвысоких энергий; амплитуда и фаза анизотропии частиц с  $E > 10^{10}$  ГэВ, а также характеристики взаимодействий при предельно высоких энергиях. Для решения этих вопросов необходимо создание еще более крупных установок.

### Вопросы и задачи

1. Чему равен средний эффективный коэффициент неупругости для взаимодействий пионов в атмосфере, если их пробег поглощения равен  $140 \text{ г/см}^2$ ?
2. Как связан пробег поглощения с пробегом взаимодействия для моноэнергетического пучка первичных протонов?
3. Определить энергетический спектр пионов на различных глубинах в атмосфере, предполагая, что энергетический спектр пионов, генерируемых пионами в акте взаимодействия, можно представить в виде  $\delta$ -функции

$$n_2(E, E_0) = n\delta[E - (1 - \alpha)E_0/n],$$

где  $\alpha$  — доля энергии, теряемой пионами на образование нейтральных пионов, а  $n$  — множественность заряженных мезонов.

4. Как установить спектр фотонов на больших высотах в атмосфере по известному спектру мюонов на уровне моря?
5. Определить соотношение протонов и нейтронов высокой энергии (выше  $100 \text{ ГэВ}$ ) в космическом излучении на высоте  $5 \text{ км}$ , считая, что первичное излучение состоит только из протонов и в каждом акте взаимодействия сохраняющийся нуклон вылетает с вероятностью  $35\%$  в виде нейтрона. Принять пробег взаимодействия равным  $80 \text{ г/см}^2$ , коэффициент неупругости  $K = 0,5$  и дифференциальный показатель первичного спектра протонов  $\gamma = 2,7$ .

6. Как будут различаться состав и интенсивность космического излучения на глубине  $20 \text{ м}$  грунта под поверхностью Земли и Луны? Плотность грунта предположить одинаковой и равной  $2 \text{ г/см}^2$ .
7. За счет каких процессов образуется нейтрино высоких энергий в грунте?
8. Сравнить качественно особенности процессов, происходящих при попадании протона с энергией выше  $10^3 \text{ ГэВ}$  на слой воздуха толщиной  $10$  ядерных пробегов взаимодействия и на такой же слой свинца. Как будет различаться при этом излучение на нижней границе поглотителя? Какие изменения произойдут при увеличении первичной энергии до  $10^7 \text{ ГэВ}$  (элементарный акт считать неизменным)?

9. В широком атмосферном ливне на высоте  $3,5 \text{ км}$  зарегистрировано  $5 \cdot 10^3$  частиц. Какова энергия первичной частицы, вызвавшей ливень?
10. Во сколько раз в среднем будет отличаться число мюонов в ливнях с одинаковым числом электронов ( $\sim 10^6$ ), вызванных протоном и ядром железа, характеристики элементарного акта считать такими же, как и при энергиях  $10^3 - 10^4 \text{ ГэВ}$ ?

11. Внешние слои атмосферы Юпитера состоят из водорода. Определить пробег поглощения протонов в атмосфере Юпитера.
12. Определить время запаздывания  $b$ -кварков по отношению к фронту широкого атмосферного ливня, если они родились в первом акте взаимодействия на глубине  $50 \text{ г/см}^2$  в атмосфере с импульсом  $100 \text{ ГэВ/с}$  (регистрирующая установка расположена на уровне моря).

## ПРИЛОЖЕНИЕ

## 1. Некоторые физические постоянные

Скорость света в пустоте	$c = 2,997925 \cdot 10^8$ м/с
Заряд электрона	$e = 1,60219 \cdot 10^{-19}$ Кл
Постоянная Планка	$h = 6,626176 \cdot 10^{-34}$ Дж·с
	$\hbar = h/2\pi = 1,0545887 \cdot 10^{-34}$ Дж·с
Постоянная Больцмана	$k = 1,380662 \cdot 10^{-23}$ Дж/г К
Число Авогадро	$N_A = 6,02204 \cdot 10^{26}$ (кг·моль) <sup>-1</sup>
Классический радиус электрона	$r_e = e^2/m_e c^2 = 2,8179 \cdot 10^{-15}$ м
Комптонская длина волны электрона	$\lambda_e = h/m_e c = 2,4263089 \cdot 10^{-12}$ м
Постоянная тонкой структуры	$\alpha = e^2/\hbar c = 1/137,036$
Число молекул в 1 см <sup>3</sup> при нормальных условиях	$L = 2,687 \cdot 10^{19}$ см <sup>-3</sup>

## 2. Единицы измерений

1 эВ = 1,60210 · 10 <sup>-19</sup> Дж = 1,60210 · 10 <sup>-12</sup> эрг
1 МэВ = 10 <sup>6</sup> эВ
1 ГэВ = 10 <sup>9</sup> эВ
1 ТэВ = 10 <sup>12</sup> эВ

## 3. Масса частиц

Электрон $m_e = 0,51$ МэВ = 9,109 · 10 <sup>-31</sup> кг
Протон $m_p = 1836 m_e = 0,939$ ГэВ = 1,672 · 10 <sup>-27</sup> кг
Пионы $m_{\pi^\pm} = 273,2 m_e = 139,63$ МэВ
$m_{\pi^0} = 264,2 m_e = 135,0$ МэВ
Мюоны $m_\mu = 206,76 m_e = 105,655$ МэВ
Каоны $m_{K^\pm} = 966,6 m_e = 493,7$ МэВ

## 4. Время жизни, с

Пионы $\tau_{\pi^\pm} = 2,55 \cdot 10^{-8}$ $\tau_{\pi^0} = 2,1 \cdot 10^{-16}$ Мюоны $\tau_{\mu^\pm} = 2,212 \cdot 10^{-6}$
Каоны $\tau_K = 1,22 \cdot 10^{-8}$
$\tau_{K^0} = 1,00 \cdot 10^{-10}$
$\tau_{K^0_2} = 6,1 \cdot 10^{-8}$

## 5. Связь между высотой над уровнем моря, давлением столба воздуха и плотностью

Таблица П.1

Высота над уровнем моря, км	Давление, г/см <sup>2</sup>	Плотность воздуха, 10 <sup>3</sup> г/см <sup>3</sup>	Высота над уровнем моря, км	Давление, г/см <sup>2</sup>	Плотность воздуха, 10 <sup>3</sup> г/см <sup>3</sup>
0	1030	1,225	5,50	513	0,697
0,5	969	1,167	6,0	478	0,660
1,0	914	1,112	7,0	417	0,590
1,5	860	1,058	8,0	362	0,525
2,0	808	1,006	9,0	312	0,466
2,25	783	0,981	10	268	0,413
2,50	759	0,957	11	230	0,364
2,75	735	0,933	12	196	0,311
3,00	712	0,909	13	168	0,265
3,25	690	0,886	14	143	0,227
3,50	668	0,863	15	122	0,194
3,75	646	0,841	16	104	0,165
4,00	626	0,819	17	89	0,141
4,25	606	0,798	18	76	0,121
4,50	586	0,777	19	65	0,103
4,75	567	0,756	20	55,5	0,088
5,00	549	0,736			

6. Значение  $t$ -единиц и критических энергий  $\epsilon$  для различных элементов и сложных веществ

Таблица П.2

Элемент	Z	A (округленно)	Плотность при нормальных условиях, г/см <sup>3</sup>	$t$ , г/см <sup>2</sup>	$\epsilon$ , МэВ	
					без учета эф. плотн.	с учетом эф. плотн.
H	1	1	0,0899 · 10 <sup>-3</sup>	62,8	350	—
He	2	4	0,1785 · 10 <sup>-3</sup>	93,1	250	—
Li	3	7	0,534	83,3	180	138
Be	4	9	1,84	66,0	141	110
B	5	11	2,33	53,6	115	91
C	6	12	2,22(графит)	43,3	97	77
N	7	14	1,25 · 10 <sup>-3</sup>	38,6	85	—
O	8	16	1,429 · 10 <sup>-3</sup>	34,6	75	—
F	9	19	1,69 · 10 <sup>-3</sup>	33,4	67,5	—
Na	11	23	0,97	28,2	55,5	46,5
Al	13	27	2,7	24,3	47	40
Si	14	28	2,35	22,2	44	37,5
Ar	18	40	1,783 · 10 <sup>-3</sup>	19,7	34	—
Ca	20	40	1,54	16,3	30,4	26,7
Fe	26	56	7,6—7,88	13,9	23,3	20,7
Cu	29	63,5	8,89	13,0	20,9	18,8

Продолжение табл. П.2

Элемент	Z	A (округленно)	Плотность при нормальных условиях, г/см <sup>3</sup>	t, г/см <sup>2</sup>	ε, МэВ	
					без учета эф. плотн.	с учетом эф. плотн.
Br	35	80	1,139·10 <sup>-3</sup>	11,5	17,2	15,7
Ag	47	108	10,5	9,0	12,7	11,9
Xe	54	131	5,85·10 <sup>-3</sup>	8,5	11,0	—
W	74	184	19,3	6,8	8,3	8,1
Pb	82	207	11,34	6,4	7,5	7,4

Таблица П.3

Вещество	Плотность, г/см <sup>3</sup>	t, г/см <sup>2</sup>	ε, МэВ	
			без учета эф. плотн.	с учетом эф. плотн.
Воздух	1,29·10 <sup>-3</sup>	37,1	81	—
Вода	1,0	36,4	90	73
Гидрид лития (LiH)	0,6	80	207	157
Полистирол (C <sub>8</sub> H <sub>8</sub> )	—	44,4	110	88
Глина (Al <sub>2</sub> SiO <sub>5</sub> ·2SiO <sub>3</sub> ·2H <sub>2</sub> O)	1,3—2,5	28,8	60,9	50,6
Кварц (SiO <sub>2</sub> )	2,65	27,4	56,2	47,3
Известняк (CaCO <sub>3</sub> )	2,93	24,2	51,2	43,4
Соль (NaCl)	2,16	22,2	42,1	36,2
Ядерная эмульсия НИКФИ-р	3,9	11,4	17,8	16,4

## 7. Зависимость предельной жесткости ξ (ГВ) от географических координат

Таблица П.4

Широта	Восточная долгота									
	0°	20°	40°	60°	80°	100°	120°	140°	160°	
Северная	70°	0,274	0,376	0,453	0,505	0,54	0,55	0,56	0,57	0,51
	60°	1,12	1,28	1,42	1,54	1,70	1,82	1,87	1,90	1,762
	50°	3,06	3,60	3,81	3,77	3,84	3,98	4,15	4,26	4,37
	40°	6,7	7,20	7,60	7,80	8,2	9,4	9,6	9,0	8,5
	30°	11,2	11,6	12,6	13,5	14,3	14,5	14,5	13,9	13,1
	20°	14,4	14,9	15,5	16,1	16,5	16,8	16,4	16,0	14,8
	10°	15,1	15,6	16,4	17,0	17,6	17,7	17,1	16,5	16,0
	0°	14,4	14,9	15,7	16,3	16,8	17,2	17,0	16,5	16,2
	10°	12,5	12,4	13,4	14,4	14,9	15,0	15,1	15,2	15,2
	20°	10,5	10,2	10,7	10,5	10,8	10,9	10,5	11,1	12,1
Южная	30°	8,9	7,9	6,8	5,9	5,01	4,62	4,70	5,2	6,2
	40°	6,3	4,59	3,77	3,18	2,48	2,03	1,98	2,28	3,01
	50°	3,76	2,65	1,81	1,34	0,90	0,63	0,55	0,63	1,02
	60°	1,90	1,24	0,77	0,512	0,281	0,136	0,096	0,086	0,194
	70°	0,82	0,512	0,294	0,136	0,055	0,0136	0,0033	0,0024	0,256

Продолжение табл. П.4

Широта	Западная долгота									
	20°	40°	60°	80°	100°	120°	140°	160°	180°	
Северная	70°	0,151	0,061	0,0177	0,082	0,152	0,056	0,161	0,288	0,421
	60°	0,72	0,365	0,181	0,125	0,174	0,381	0,75	1,20	1,55
	50°	2,24	1,28	0,73	0,63	0,85	1,44	2,23	3,22	4,09
	40°	4,94	3,01	2,06	1,97	2,52	3,83	4,99	6,2	7,7
	30°	8,8	5,8	4,48	4,45	5,6	7,3	8,9	10,4	12,3
	20°	12,8	10,1	8,5	8,3	9,8	12,0	13,2	13,7	14,2
	10°	14,6	13,6	12,4	11,8	13,3	14,5	14,7	15,0	15,4
	0°	14,2	14,1	13,6	13,5	14,6	15,1	15,4	15,6	15,9
	10°	13,1	13,4	13,6	14,0	14,6	14,8	14,8	15,2	15,3
	20°	11,4	12,2	12,8	13,6	14,0	14,0	13,8	13,3	12,6
Южная	30°	9,9	11,1	11,6	12,6	13,1	12,6	11,7	9,5	7,7
	40°	8,0	9,3	10,2	10,4	9,7	8,3	6,7	5,2	4,03
	50°	5,1	6,7	7,3	6,8	5,6	4,50	3,39	2,29	1,45
	60°	2,81	3,85	4,15	3,89	3,05	2,19	1,42	0,82	0,458
	70°	1,24	1,61	1,69	1,57	1,27	0,85	0,512	0,269	0,109

## 8. Астрофизические постоянные

Радиус Земли  $R_3 = 6,371 \cdot 10^6$  мМасса Земли  $m_3 = 5,977 \cdot 10^{24}$  кгМагнитный момент Земли  $M = 8,1 \cdot 10^{25}$  Гс·см<sup>3</sup>Радиус Солнца  $R_{\odot} = 6,96 \cdot 10^8$  мМасса Солнца  $m_{\odot} = 1,99 \cdot 10^{30}$  кг

Радиус Галактики 30 кпс

Масса Галактики  $2 \cdot 10^{41}$  кг

## 9. Единицы измерений

E, ω — энергия

1 эрг = 10<sup>7</sup> Дж

1 кал = 4,187 Дж

1 эВ = 1,6·10<sup>-19</sup> Дж = 1,6·10<sup>-13</sup> эрг1 эВ = 1,16·10<sup>-4</sup> К

T — эквивалентная температура

λ — длина волны

1 Å = 10<sup>-10</sup> м

λ — эквивалентная длина волны

1 эВ = 1,24·10<sup>-6</sup> м

B — магнитная индукция

1 Гс = 10<sup>-4</sup> Вб/м<sup>2</sup>1 гамма = 10<sup>-5</sup> ГсR<sub>A</sub> — астрономическая единица1 АЕ = 1,496·10<sup>11</sup> м

световой год

9,461·10<sup>15</sup> м

парсек

1 пс = 3,086·10<sup>16</sup> м

## 10. Десятичные приставки

Обозначение	Величина	Приставка	Обозначение	Величина	Приставка
Э	$10^{18}$	экса	д	$10^{-1}$	деци
П	$10^{15}$	пета	с	$10^{-2}$	санти
Т	$10^{12}$	тера	м	$10^{-3}$	милли
Г	$10^9$	гига	мк	$10^{-6}$	микро
М	$10^6$	мега	н	$10^{-9}$	нано
к	$10^3$	кило	п	$10^{-12}$	пико
г	$10^2$	гекто	ф	$10^{-15}$	фемто
да	$10^1$	дека	а	$10^{-18}$	атто

## ЛИТЕРАТУРА

## К введению

1. Скобельцын Д. В. Космические лучи. М., 1936.
2. Добротин Н. А. Космические лучи. М., 1954.
3. Яносси Л. Космические лучи. М., 1949.
4. Добротин Н. А. Космические лучи. М., 1963.
5. Росси Б. Космические лучи. М., 1966.
6. Гинзбург В. Л. Космические лучи у Земли и во Вселенной. М., 1967.
7. Мурзин В. С. Физика космических лучей. М., 1970.
8. Хаякава С. Физика космических лучей. Ч. 1 и 2. М., 1974.
9. Мурзин В. С. Введение в физику космических лучей. М., 1979.
10. Бондаренко В. М. Космические лучи исследуют недра. М., 1967.
11. Коломеец Е. В., Фридман Ш. Д. Метод определения влагозапасов в снеге и влажности почв по космическим лучам. Л., 1981.
12. Барсуков О. А., Коломеец Е. В. Радиационные аспекты исследования космического излучения в стратосфере. М., 1985.
13. Дорман И. В. Космические лучи. М., 1981.

## К главе 2

1. Логунов А. А., Мествиришвили М. А., Петров В. А. Инклюзивные процессы и динамика сильных взаимодействий//ЭЧАЯ. 1983. Т. 14, вып. 3. С. 493—557.
2. Говорков А. Б. Цветные кварки и глюоны. Лекции для молодых ученых. Вып. 23. Дубна, 1980.
3. Мурзин В. С., Сарычева Л. И. Физика адронных процессов. М., 1986.
4. Балдин А. М. и др. Кинематика ядерных реакций. М., 1968.

## К главе 3

1. Шгернхеймер Р. Взаимодействие излучения с веществом//Принципы и методы регистрации элементарных частиц. М., 1963. С. 9—110.
2. Мурзин В. С., Сарычева Л. И. Множественные процессы при высоких энергиях. М., 1974. С. 51—68.
3. Джелли Дж. Черенковское излучение и его применения. М., 1960.
4. Алиханян А. И. и др.//Труды международной конференции по аппаратуре и физике высоких энергий. Т. 2. Дубна, 1971. С. 538.
5. Беленький С. З. Лавинные процессы в космических лучах. М.—Л., 1948.
6. Иваненко Н. П. Электромагнитные каскадные процессы. М., 1972.
7. Метод статистических испытаний (метод Монте-Карло)/Под ред. Ю. А. Шрейдера. М., 1962.

8. Аминова Т. П. и др. Исследование мюонов сверхвысоких энергий. Метод рентгеноэмульсионных камер. М., 1975. С. 12—98.
9. Иваненко И. П., Роганова Т. М. Каскадные линии вызываемые частицами сверхвысоких энергий. М., 1983.
- Беляев А. А., Иваненко И. П., Каневский Б. Л. Электронно-фотонные каскады в космических лучах при сверхвысоких энергиях. М., 1980.
10. Пауэлл С., Фаулер П., Перкинс Д. Исследование элементарных частиц фотографическим методом. М., 1962.
11. Эксперимент «Памир». Взаимодействие адронов космических лучей сверхвысоких энергий//Труды ФИАН. Т. 154. М., 1984.

## К главе 4

1. Понтекорво Б. М. Страницы развития нейтринной физики//УФН. 1983. Т. 141. С. 675—710.
2. Лёрнд Дж., Эйхлер Д. Глубоководный нейтринный телескоп//УФН. 1982. Т. 137. С. 449—466.
3. Бугаев Э. В., Котов Ю. Д., Розенталь И. Л. Космические мюоны и нейтрино. М., 1970.
4. Коулмен С. Магнитный монополю пятьдесят лет спустя//УФН. 1984. Т. 144. С. 277—340.
5. Ермолов П. Ф. Лептонные взаимодействия при высоких энергиях. М., 1987.
6. Зацепин Г. Т., Смирнов А. Ю. Нейтрино и нейтринная астрофизика. Ч. 1. Нейтрино. М., 1984. С. 5—235.

## К главе 5

1. [3] к гл. 2.
2. Мурзин В. С., Сарычева Л. И. Взаимодействие адронов высоких энергий. М., 1983.
3. Авакян В. В. и др. Установка «Пион»//Вопросы атомной науки и техники. Техника физического эксперимента. Вып. 4(16). Ереван, 1983. С. 3—24.
4. Диденко Л. А., Мурзин В. С., Сарычева Л. И. Асимметрия адронных взаимодействий. М., 1981.
5. Никитин Ю. П., Розенталь И. Л. Теория множественных процессов. М., 1976.
6. Мурадян Р. М. Автомодельность в инклюзивных реакциях. Препринт ОИЯИ Р2—6762. Дубна, 1972; см. также [1] к гл. 2.
7. Фейнберг Е. Л.//Проблемы теоретической физики. М., 1972. С. 248.
8. Белокуров В. В., Ширков Д. В. Теория взаимодействий частиц. М., 1986.
9. Кайдалов А. Б., Тер-Мартirosян К. А. Multiple production of hadrons at high energies in the model of quark—gluon strings. ITEP—161. М., 1983.
10. Балдин А. М. Физика релятивистских ядер//ЭЧАЯ. 1977. Т. 8, вып. 3. С. 429—477.
11. [11] к гл. 3.
12. Никольский С. И. Адронные взаимодействия в космических лучах при сверхускорительных энергиях//УФН. 1981. Т. 135. С. 545—586.

## К главе 6

1. Вайнберг С. Первые три минуты. М., 1981.
2. Линде А. Д. Раздувающаяся Вселенная//УФН. 1984. Т. 144, вып. 2. С. 177—214.
3. Шкловский И. С. Звезды, их рождение, жизнь и смерть. М., 1975.
4. Шкловский И. С. Сверхновые звезды. Изд. 2-е. М., 1976.

## К главе 7

1. Озерной Л. М., Прилуцкий О. Ф., Розенталь И. Л. Астрофизика высоких энергий. М., 1973.
2. Грайзен К. Физика космических рентгеновских лучей, гамма-лучей и частиц высоких энергий. М., 1975.

3. [12] к гл. 5.

**К главе 8**

1. Мирошниченко Л. И. Космические лучи в межпланетном пространстве. М., 1973.

**К главе 9**

1. Топтыгин И. Н. Космические лучи в межпланетных магнитных полях. М., 1983.

2. Дорман Л. И. Вариации галактических космических лучей. М., 1975.

3. Чарахчьян А. Н. Космические лучи в стратосфере//Земля и Вселенная. 1977. № 1. С. 4—10.

4. Росси Б., Ольберт С. Введение в физику космического пространства. М., 1974.

5. Хаякава С. Физика космических лучей. Ч. 2. М., 1974.

6. Антонова Е. Е. Плазменные процессы в космическом пространстве. Ч. 1. М., 1985.

**К главе 10**

1. Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И. Происхождение космических лучей. М., 1963.

2. Гинзбург В. Л., Птускин В. С. О происхождении космических лучей//УФН. 1975. Т. 117. С. 585.

3. Озерной Л. М., Прилуцкий О. Ф., Розенталь И. Л. Астрофизика высоких энергий. М., 1973.

4. [1, § 11].

5. [1, § 13].

6. [1, § 4].

7. Хишен Д. С. Радиогалактики//Над чем думают физики. Вып. 6. Астрофизика. М., 1967. С. 138.

8. Гинзбург В. Л. Астрофизические аспекты исследования космических лучей//УФН. 1988. Т. 155. С. 185—218.

**К главе 11**

1. Вернов С. Н., Вакулов П. В., Горчаков Е. В., Логачев Ю. И. Радиационные пояса Земли и космические лучи. М., 1970.

2. Ван Аллен Дж. Радиационные пояса Земли. М., 1962.

3. Вернов С. Н. и др. Земное корпускулярное излучение//ДАН. 1958. Т. 120, С. 123.

4. Альфвен Х. Космическая электродинамика. М., 1952.

5. Тверской Б. А. Динамика радиационных поясов. М., 1968.

6. Скуридин Г. А., Плетнев В. Д.//УФН. 1965. Т. 85. С. 605.

7. Вернов С. Н., Чудаков А. Е. Доклад на V ассамблее МГГ. М., 1958.

8. Солнечно-земная физика. М., 1968.

9. Кузнецов С. И. Приборы для измерения заряженных частиц в космическом пространстве//Исследование космического пространства. Т. 8. М., 1976. С. 70.

10. Ильин В. Д., Кузнецов С. Н. Неадиабатические эффекты движения частиц в статическом дипольном поле//VII Ленинградский международный семинар. Л., 1975. С. 264.

**К главе 12**

1. Мурзин В. С., Сарычева Л. И. Космические лучи и их взаимодействие. М., 1968.

2. Христиансен Г. Б., Куликов Г. В., Фомин Ю. А. Космическое излучение сверхвысокой энергии. М., 1975.

3. Никольский С. И. Адронные взаимодействия в космических лучах при сверхускорительных энергиях//УФН. 1981. Т. 135. С. 545—585.

4. Куликов Г. В., Христиансен Г. Б. Космические лучи сверхвысоких энергий. Ч. I. М., 1984. С. 3—34.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ К ТРЕТЬЕМУ ИЗДАНИЮ . . . . .	3
ИЗ ПРЕДИСЛОВИЯ КО ВТОРОМУ ИЗДАНИЮ . . . . .	4
ВВЕДЕНИЕ . . . . .	5
§ В.1. Наука о космических лучах как самостоятельная отрасль физики . . . . .	5
§ В.2. Основные этапы изучения космических лучей . . . . .	7
§ В.3. Что измеряют в опытах с космическими лучами . . . . .	12
§ В.4. Теорема Лиувилля . . . . .	15
<b>ЧАСТЬ I. ЧАСТИЦЫ И МЕТОДЫ ИХ ИЗУЧЕНИЯ В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ</b>	
<b>Глава 1. Движение частиц в магнитном поле . . . . .</b>	<b>16</b>
§ 1.1. Магнитная жесткость и определение импульса . . . . .	16
§ 1.2. Движение частиц в магнитном поле Земли . . . . .	17
§ 1.3. Практическое применение теории . . . . .	26
Вопросы и задачи . . . . .	33
<b>Глава 2. Взаимодействия элементарных частиц . . . . .</b>	<b>33</b>
§ 2.1. Классификация элементарных частиц . . . . .	33
§ 2.2. Взаимодействия элементарных частиц . . . . .	35
§ 2.3. Пленение кварков . . . . .	38
§ 2.4. Время взаимодействия и распада частиц . . . . .	40
§ 2.5. Характеристики взаимодействия . . . . .	41
§ 2.6. Кинематика столкновений релятивистских частиц . . . . .	45
Вопросы и задачи . . . . .	50
<b>Глава 3. Практическое использование свойств электромагнитных взаимодействий . . . . .</b>	<b>51</b>
§ 3.1. Классификация электромагнитных взаимодействий . . . . .	51
§ 3.2. Ионизация и ионизационные потери . . . . .	52
§ 3.3. Тормозное излучение . . . . .	57
§ 3.4. Излучение Вавилова—Черенкова . . . . .	61
§ 3.5. Переходное излучение . . . . .	65
§ 3.6. Взаимодействие фотонов с веществом . . . . .	65
§ 3.7. Радиационная единица длины и критическая энергия . . . . .	66
§ 3.8. Рассеяние электронов . . . . .	68
§ 3.9. Ограничения со стороны высоких энергий . . . . .	69
§ 3.10. Электрон-фотонные ливни . . . . .	69
§ 3.11. Электрон-фотонные каскады с учетом ионизационных потерь и зависимости $\sigma_p$ от энергии . . . . .	72
§ 3.12. Экспериментальное изучение каскадных ливней. Переходные эффекты . . . . .	76



§ 3.13. Физические измерения, основанные на свойствах электромагнитных взаимодействий	78
§ 3.14. Методы определения массы стабильных частиц	84
Вопросы и задачи	86
<b>Глава 4. Открытие и свойства лептонов</b>	87
§ 4.1. Нейтрино	87
§ 4.2. Открытие заряженных лептонов	93
§ 4.3. Взаимодействие мюонов высокой энергии с веществом	98
§ 4.4. Потери энергии мюонов	99
§ 4.5. Частицы возможные и почти невозможные	100
Вопросы и задачи	103
<b>Глава 5. Адроны высоких энергий и их взаимодействия с ядрами</b>	104
§ 5.1. Кварки и адроны	104
§ 5.2. Основные характеристики взаимодействия адронов	109
§ 5.3. Модели множественного рождения адронов	127
§ 5.4. Физические процессы в области фрагментации	138
§ 5.5. Методы визуального изучения взаимодействия адронов	140
§ 5.6. Взаимодействие ядер при высоких энергиях	142
§ 5.7. Исследование взаимодействий методом эмульсионных камер	146
§ 5.8. Методические особенности исследования космических лучей и их взаимодействий с атомными ядрами	153
§ 5.9. Высокогорные станции и эксперименты, проводимые на высоте гор	153
Вопросы и задачи	159
<b>ЧАСТЬ II. ПЕРВИЧНОЕ КОСМИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ</b>	
<b>Глава 6. Галактика и Вселенная</b>	161
§ 6.1. Вселенная	161
§ 6.2. Галактика и звезды	163
§ 6.3. Квазары и радиогалактики	169
Вопросы и задачи	170
<b>Глава 7. Галактическое космическое излучение</b>	171
§ 7.1. Основные определения	171
§ 7.2. Ядерный состав космических лучей («космохимия»)	171
§ 7.3. Энергетический спектр первичного космического излучения	176
§ 7.4. Электроны в первичном космическом излучении	180
§ 7.5. Фотоны	183
§ 7.6. Анизотропия космического излучения	184
Вопросы и задачи	186
<b>Глава 8. История космических лучей</b>	187
§ 8.1. Постановка проблемы	187
§ 8.2. Методы исследования космической радиации в отдаленные эпохи	188
Вопросы и задачи	193
<b>Глава 9. Космические лучи в гелиосфере</b>	193
§ 9.1. Гелиосфера	193
§ 9.2. Вариации интенсивности космических лучей	196
§ 9.3. Основные типы вариаций	200
§ 9.4. Причины возникновения вариаций космических лучей	206
§ 9.5. Взаимодействие космических частиц с магнитными неоднородностями и солнечным ветром	209
§ 9.6. Механизм форбуш—понижений	214

§ 9.7. Механизм 11-летних вариаций	215
§ 9.8. Аномальная компонента в гелиосфере	216
§ 9.9. Солнечные космические лучи	217
Вопросы и задачи	221
<b>Глава 10. Происхождение космических лучей</b>	222
§ 10.1. Основные вопросы	222
§ 10.2. Возможные источники космических лучей	224
§ 10.3. Природа степенного спектра космических частиц	227
§ 10.4. Прохождение космического излучения через межзвездное пространство	232
§ 10.5. Электроны	236
§ 10.6. Заключение	238
Вопросы и задачи	238

### ЧАСТЬ III. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ С ПЛАНЕТАМИ

<b>Глава 11. Захваченное космическое излучение</b>	239
§ 11.1. Радиационные пояса Земли	239
§ 11.2. Приборы для изучения радиационных поясов	251
§ 11.3. Экспериментальное исследование радиационных поясов	253
§ 11.4. Вариации радиационных поясов Земли и источники частиц	257
§ 11.5. Происхождение электронов в радиационных поясах	262
§ 11.6. Радиационные пояса Юпитера	263
Вопросы и задачи	263
<b>Глава 12. Прохождение космического излучения через атмосферу</b>	264
§ 12.1. Свойства атмосферы	264
§ 12.2. Качественная картина прохождения космических лучей через атмосферу	265
§ 12.3. Ядерно-каскадный процесс в атмосфере	267
§ 12.4. Пионы в атмосфере	271
§ 12.5. Исследование адронов в глубине атмосферы	273
§ 12.6. Мюоны	278
§ 12.7. Электроны и фотоны	283
§ 12.8. Нейтрино	284
§ 12.9. Общие свойства одиночных частиц	285
§ 12.10. Широкие атмосферные ливни [2]	287
§ 12.11. Эксперименты	293
§ 12.12. Регистрация электромагнитного излучения широких атмосферных ливней и измерение энергии первичных частиц	301
§ 12.13. Модельное описание ливня	306
Вопросы и задачи	309
<b>ПРИЛОЖЕНИЕ</b>	310
<b>ЛИТЕРАТУРА</b>	314

УЧЕБНОЕ ИЗДАНИЕ

**Мурзин Владимир Сергеевич**

**ВВЕДЕНИЕ В ФИЗИКУ  
КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ**

Зав. редакцией *С. И. Зеленский*  
Редактор *Г. Е. Горелик*  
Художественный редактор *Ю. М. Добрянская*  
Технические редакторы *Л. Р. Черемискина, Г. Д. Колоскова*  
Корректоры *М. И. Эльмус, С. Ф. Будаева*

ИБ № 2966

Сдано в набор 14.12.87  
Подписано в печать 17.11.88  
Л-36906 Формат 60×90/16 Бумага тип. № 2  
Гарнитура литературная. Высокая печать.  
Усл. печ. л. 20,0 Уч.-изд. л. 21,2  
Тираж 2100 экз. Зак. 289. Изд. № 4876  
Цена 1 руб.

*Ордена «Знак Почета» издательство Московского университета,  
103009, Москва, ул. Герцена, 5/7.  
Типография ордена «Знак Почета» издательства МГУ,  
119899, Москва, Ленинские горы*